ВСЕРОССИЙСКАЯ КОНФЕРЕНЦИЯ
с элементами научной школы для
молодых ученых

XXXVIII СИБИРСКИЙ ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИЙ СЕМИНАР,

посвященный 65-летию Института теплофизики
им. С.С. Кутателадзе СО РАН

29-31 августа 2022 г.
Новосибирск, Россия

ТРУДЫ КОНФЕРЕНЦИИ

Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН

Новосибирский национальный исследовательский
государственный университет

Новосибирский государственный технический университет

Сибирское отделение Российской академии наук

Отделение энергетики, машиностроения, механики и
процессов управления РАН

Российский национальный комитет по тепломассообмену

УДК 532+533+534+535+536+537

ББК 22.253+22.32+22.34+22.317+22.33

В85

Ответственные редакторы: д.ф.-м.н. Куйбин П.А., д.ф.-м.н. Мулляджанов Р.И.

Всероссийская конференция с элементами научной школы для молодых ученых «XXXVIII Сибирский теплофизический семинар, посвященный 65-летию Института теплофизики им. СС.Кутателадзе СО РАН»: Труды конференции (29-31 августа 2022 г., Новосибирск, Россия) [Электронный ресурс] / отв. редакторы П.А.Куйбин, Р.И.Мулляджанов ; Орг. комитет : Д.М. Маркович [и др.]; Програм. комитет С.В. Алексеенко [и др.]; Ин-т теплофизики СО РАН [и др.]. –Новосибирск : СО РАН, 2022.-1 опт. Компакт-диск (CD-ROM).

Сборник содержит труды Всероссийской конференции с международным участием и элементами научной школы для молодых учёных XXXVIII «Сибирский теплофизический семинар», посвящённой 65-летию Института теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, которая проводилась 29 – 31 августа 2022 года в Новосибирске.

Организационный комитет

Председатель

Маркович Д.М., академик РАН

Заместители председателя

Сиковский Д.Ф, к.ф.-м.н.,
Куйбин П.А., д.ф.-м.н.

Учёные секретари

Мулляджанов Р. И., д.ф.-м.н.
Скрипкин С.Г., к.ф.-м.н.

Председатель Технического комитета

Гореликов Е. Ю.

Члены Оргкомитета

Батаев А.А., д.т.н.
Бердников В.С., д.ф.-м.н.
Бондарь Е.А., к.ф.-м.н.
Дулин В.М., д.ф.-м.н.
Елистратов С.Л., д.т.н.
Зубова С.В.
Кабов О.А., д.ф.-м.н.
Кашинский О.Н., д.ф.-м.н.
Ковалёв К.Л., д.т.н.
Кузнецов В.В., д.ф.-м.н.
Лукашов В.В., к.т.н.
Макаров М.С., к.ф.-м.н.
Марчук И.В., д.ф.-м.н., проф. РАН
Наумов И.В., д.т.н., проф. РАН
Низовцев М.И., д.т.н.
Новопашин С.А., д.ф.-м.н.
Павленко А.Н., чл.-корр. РАН
Пахомов М.А., д.ф.-м.н., проф. РАН
Прибатурин Н.А., чл.-корр. РАН
Станкус С.В., д.ф.-м.н.
Терехов В.В., д.ф.-м.н., проф. РАН
Терехов В.И., д.т.н.
Тупикин А.В., д.ф.-м.н.
Федорук М.П., академик РАН
Федяева О.Н., д.х.н., проф. РАН
Чеверда В.В., к.ф.-м.н.
Чернов А.А., д.ф.-м.н., проф. РАН
Чиннов Е.А., д.ф.-м.н.
Шарыпов О.В., д.ф.-м.н.
Шторк С.И., д.ф.-м.н.
Яворский Н.И., д.ф.-м.н.
Ярыгин В.Н., д.т.н.

Программный комитет

Председатель

Алексеенко С.В., академик РАН

Сопредседатели

Алифанов О.М., академик РАН
Байдаков В.Г., д.ф.-м.н.
Большов Л.А., академик РАН
Бурдуков А.П., д.т.н.
Вараксин А.Ю., член-корр. РАН
Васильев А.А., д.ф.-м.н.
Виноградов А.В., д.ф.-м.н.
Гешев П.И., д.ф.-м.н.
Гогонин И.И., д.т.н.
Головин С.В., д.ф.-м.н., проф. РАН
Гортышов Ю.Ф., академик АН РТ
Горячева И.Г., академик РАН
Губайдуллин Д.А. член-корр. РАН
Дедов А.В., член-корр. РАН
Драгунов Ю.Г., член-корр. РАН
Дмитриев А.С., д.т.н.
Егоров И.В., член-корр. РАН
Ерманюк Е.В., д.ф.-м.н.
Запрягаев В.И., д.т.н.
Исаев С.А., д.ф.-м.н.
Кедринский В.К., д.ф.-м.н.
Кирдяшкин А.Г., д.ф.-м.н.
Клименко А.В., академик РАН
Козлов В.В., д.ф.-м.н.
Коротеев А.А., академик РАН
Каторгин Б.И., академик РАН
Костюк В.В., академик РАН
Кузнецов Г.В., д.ф.-м.н.
Левин В.А., академик РАН
Леонтьев А.И., академик РАН
Любимова Т.П., д.ф.-м.н.
Мессерле В.Е., д.т.н.
Мильман О.О., д.т.н.
Михеев Н.И., д.т.н.
Нигматулин Р.И., академик РАН
Окулов В.Л., д.ф.-м.н.
Пенязьков О.Г., академик НАНБ
Петреня Ю.К., член-корр. РАН
Петров О.Ф., академик РАН
Покусаев Б.Г., член-корр. РАН
Предтеченский М.Р., академик РАН
Пухначев В.В., член-корр. РАН
Ребров А.К., академик РАН
Рогалёв Н.Д., д.т.н.
Рудяк В.Я., д.ф.-м.н.
Сажин С.С., Prof.
Сапожников С.З., д.т.н.
Смирнов Е.М., д.ф.-м.н.
Стенников В.А., член-корр. РАН
Суржиков С.Т., академик РАН
Тестоедов Н.А. член-корр. РАН
Фаворский О.Н., академик РАН
Филиппов С.П., академик РАН
Фомин В.М., академик РАН
Хомич В.Ю., академик РАН
Шиплюк А.Н., член-корр. РАН

Издается в авторской редакции

ISBN 978-5-6048595-5-1

© Институт теплофизики СО РАН, 2022

DOI: 10.53954/9785604859551_3

УДК 534.2+544.452

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ДИФФУЗИОННОГО ГОРЕНИЯ МЕТАНА ПРИ НАЛИЧИИ ВНЕШНИХ ПУЛЬСАЦИЙ ДАВЛЕНИЯ

Агафонцев М.В.[1], Луценко А.В.[1], Рейно В.В.[2], Лобода Е.Л.[1,2]

[1] Национальный исследовательский Томский государственный университет,
634050, Россия, г. Томск, пр. Ленина, 36
[2] Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева,
634021, Россия, г. Томск, пл. Акад. Зуева, 1
e-mail: amv@mail.tsu.ru

Аннотация: В данной работе, на основе математической модели, проведено численное исследование диффузионного горения метана (CH_4) при наличии внешних пульсаций давления малой амплитуды. Решалась система уравнений Рейнольдса (модель RANS), стандартные уравнения для моделирования турбулентных течений (k-ε модель). Для описания процесса горения была использована модель Магнуссена (EDM). Флуктуации давления задавались с помощью функции, определяемой пользователем (UDF). С помощью программного комплекса Ansys Fluent проанализированы поля температуры, скорости и других характеристик потока в присутствии внутренних пульсаций давления. В результате анализа полученных данных были получены качественные оценки влияния пульсаций давления на факел пламени. Показано, что влияние акустических колебаний на факел пламени приводит к появлению в спектре пульсаций температуры характерной частоты, соответствующей частоте внешних пульсаций давления.

ВВЕДЕНИЕ

Устойчивый режим горения играет важную роль в различных горелочных системах. Он включает в себя взаимодействие между потоком газа, различными внешними возмущениями и пламенем. В настоящее время проведено множество исследований, посвященных изучению процессов, протекающих при горении метановоздушных смесей, однако процессам взаимодействия факела пламени с малыми пульсациями давления не уделялось большого внимания. Поскольку метан обладает высокой теплотой сгорания, низкой стоимостью, нетребовательностью к эксплуатационным свойствам горелок, применение метана широко распространено в различных отраслях промышленности. На практике значительный интерес представляет горение метана в воздушном потоке, которое реализуется в диффузионном режиме [1, 2]. В этом режиме скорость горения ограничивается неравномерным распределением компонентов топливной смеси на выходе из сопловой части нагревательного устройства. В настоящее время актуальным остается проведение расчетных и экспериментальных исследований различных способов воздействия на факел пламени, способствующих к интенсификации смешения и горения метана с воздухом. К основным видам таких воздействий можно отнести пульсации давления в виде звуковых колебаний, а также электромагнитное поле. Влияние электромагнитного поля на пламя изучалось в 60-е годы такими учеными, как А.Ф. Гаранин, П.К. Третьяков, А.В. Тупикин, Н.А. Исаев, Г.С. Столяренко, Ю.Д. Марцинишин и др. В [3] представлена таблица данных, в которой отражены эффекты, возникающие при воздействии ионного ветра, электрического поля, а также рассмотрен переход энергии электромагнитного поля в тепловую. Воздействие акустических колебаний на факел пламени приводит к пульсации скорости и температуры в зоне горения [4 - 8], что приводит к интенсификации смешения топлива с окислителем. Кроме того, влияние акустических колебаний приводит к изменению диапазонов устойчивого горения воздушно-метановой смеси. В большинстве работ, посвященных влиянию акустических колебаний на горение метана, топливная смесь рассматривается как предварительно перемешанная [9, 10]. Также одной из возможных формулировок задачи является местоположение источника акустических колебаний. Он может быть расположен в газовом канале, вызывая в нем пульсации давления определенной частоты и амплитуды. Такое расположение источника колебаний проще всего реализовать на практике. Помимо этой модификации, можно встретить работы, в которых источник акустических колебаний расположен перпендикулярно факелу пламени [11, 12].

В работе [13] было показано, что наличие пульсаций давления с частотой около 60 Гц приводит к изменению цвета пламени на синий. В работе было отмечено, что при значениях частоты более 60 Гц наблюдается отрыв пламени от сопла горелки. С увеличением частоты пульсаций отрыв пламени увеличивается, что приводит к разрушению пламени.

В связи с этим является актуальным проведение расчетно-экспериментальных исследований по определению влияния пульсаций скорости воздушного потока, вызванных акустическим воздействием, на структуру диффузионного пламени при струйном горении метана. Одним из способов численного описания процессов горения является численное решение системы уравнений Навье-Стокса для реагирующего многокомпонентного газа в нестационарной постановке. При численном решении системы уравнений Навье-Стокса важно установить связь между турбулентным потоком и процессом горения. Следует отметить, что все математические модели требуют подтверждения экспериментальными данными. В данной работе рассматривается влияние низкоамплитудных пульсаций давления на температурное поле в пламени, образующемся при сгорании метана. С помощью программного комплекса Ansys Fluent были проанализированы поля температуры, скорости и других характеристик потока в присутствии внутренних пульсаций давления.

Описание расчетной области и численного метода решения. При двумерном моделировании нестационарного процесса горения метановоздушной

смеси использовался программный пакет Ansys для построения геометрии расчетной области и задания сетки, а также решатель Fluent [14]. При моделировании нестационарного горения в Ansys Fluent решалась система уравнений Рейнольдса (модель RANS), уравнение энергии, уравнение состояния газа и уравнения для скалярных величин, описывающих концентрацию химических веществ, участвующих в реакции горения [15], стандартные уравнения для моделирования турбулентных течений (k-ε модель). Для моделирования процесса горения была использована модель Eddy-Dissipation. Описанная система уравнений решалась методом контрольного объема. Размер расчетной области составлял 500 × 200 мм, а размер горелки - 20 × 4 мм. Количество ячеек расчетной сетки составило 101005 шт. Размеры ячейки вблизи границ расчетной области имели размеры 0.5 × 0.5 мм, со сгущением к границе № 5. Геометрия расчетной области показана на рисунке 1.

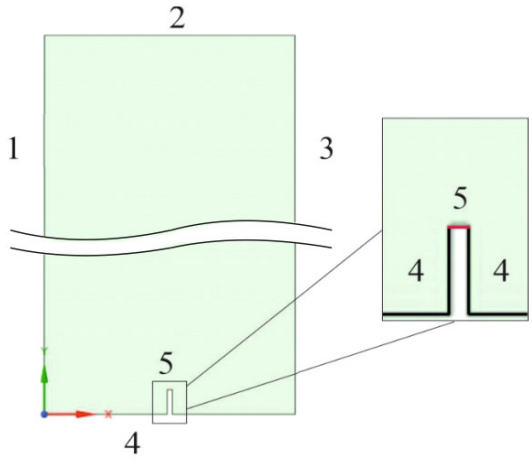


Рис. 1. Геометрия расчетной области

Для математического моделирования использовались следующие настройки: модель, описывающая турбулентное течение - стандартная k-ε модель со стандартными пристеночными функциями; модель горения - одностадийная необратимая реакция горения метана; модель скорости химической реакции - модель диссипации вихря (EDM). Граничные условия на стенках № 1, № 2 и № 3 задавались типом «Pressure-outlet» и заданием притока окислителя O_2 на границе. Граничные условия на стенках № 4 имели тип «Wall» – непроницаемой стенки с заданной постоянной температурой 300 К. Граничные условия на стенке № 5 были заданы типом «Velocity inlet», с заданной постоянной скоростью потока горючего газа CH_4, равной 0.5 м/с, что соответствует массовому расходу через сопло 4 мм – 4.128×10^{-6} кг/с.

Для реализации условия пульсации давления изменение давления на стенке № 1 задавалось в виде функции, имеющей вид «$P_0 \cdot sin(2\pi \cdot f \cdot t)$», где параметр «$P_0$» – характеризует амплитуду пульсации давления, «f» – частоту пульсации давления, «t» – текущий момент времени. Величина «P_0» в данной работе составляла 0.1 Па. Шаг по времени, используемый при настройке решателя, был равен 0,001 с.

РЕЗУЛЬТАТЫ МАТЕМАТИЧЕСКОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ

В результате двумерного математического моделирования процесса горения метановоздушной смеси были получены профили температуры и модуля скорости в факеле пламени при различных режимах внешних воздействий (рисунки 2, 3).

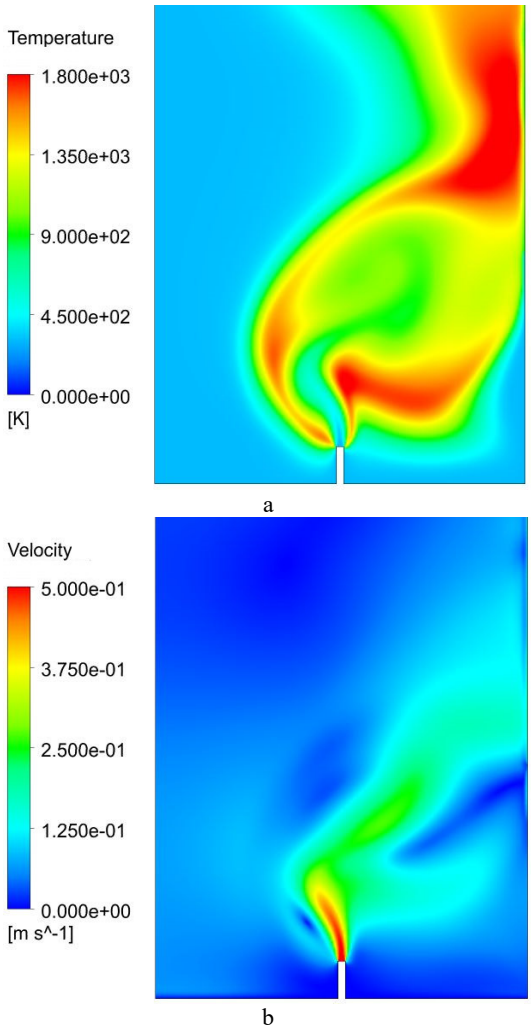


Рис. 2: Изменение температуры (a) и модуля вектора скорости (b) в факеле пламени метана при наличии внешних пульсаций давления: f = 2 Гц, P_0 = 0.1 Па

Для анализа спектра изменения температуры были получены распределения температуры в каждый момент времени (каждую 0,01 с), в 5 точках над границей № 5. Точки выбирались следующим образом: первая точка устанавливалась над границей № 5, на удалении 2 мм, а расстояние между последующими точками составляло 10 мм. Применяя алгоритм быстрого преобразования Фурье (FFT) к полученным данным и усредняя их по 5 реализациям, были получены соответствующие спектры пульсаций температуры в факеле пламени (рисунок 4).

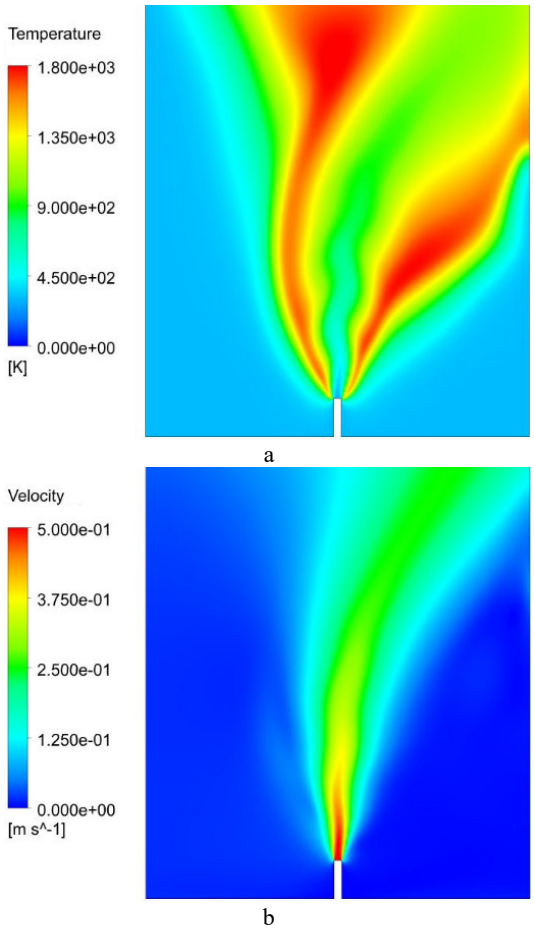


Рис. 3. Изменение температуры (a) и модуля вектора скорости (b) в факеле пламени метана при наличии внешних пульсаций давления: f = 6 Гц, P_0 = 0.1 Па

Анализируя полученные спектры можно сделать вывод, что на всех них присутствует характерная частота, соответствующая частоте пульсации давления. Помимо этого, на рисунках 4a и 4b прослеживается наличие двух гармоник: 4 и 6 Гц для частоты пульсации давления 2 Гц; 8 и 12 Гц для частоты пульсации давления 4 Гц. На рисунках 4c и 4d наблюдается наличие только второй гармоники. Вероятно, амплитуды третьих гармоник в этом случае являются бесконечно малыми величинами. Амплитуды пульсаций в полученных спектрах обусловлены сложным характером течения, который возникает при наличии внешних пульсаций давления, за счет того, что на восходящее движение продуктов горения накладываются периодические пульсации давления в перпендикулярном направлении.

Из анализа спектров изменения температуры также следует, что с ростом частоты пульсации давления уменьшается амплитуда изменения температуры. Так, при пульсациях с частотой 2 Гц максимальная амплитуда изменения температуры составляет 260 К, при 4 Гц – 220 К, при 6 Гц – 95 К, при 8 Гц – 60 К. Уменьшение амплитуды пульсации температуры с ростом частоты внешних пульсаций давления связаны со стабилизацией факела пламени, что можно увидеть на рисунках 2 и 3, где эта зависимость хорошо прослеживается.

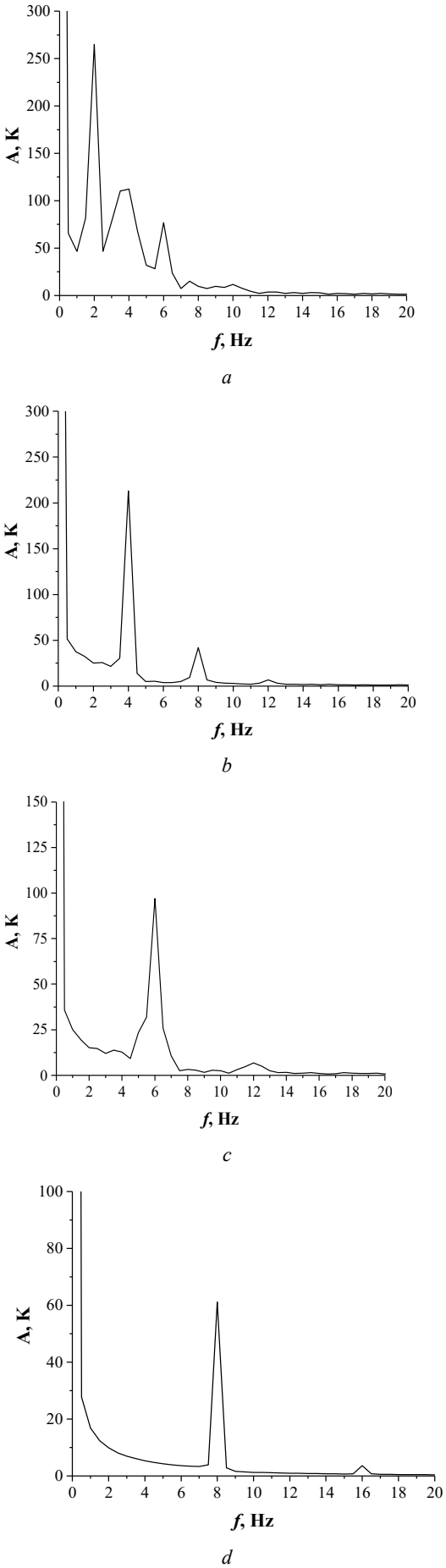


Рис. 4. Спектр изменения температуры в факеле пламени метана при наличии внешних пульсаций давления с частотой 2 Гц (a), 4 Гц (b), 6 Гц (c), 8 Гц (d)

Изменение массовой доли кислорода, представленное на рисунке 5, показывает, что наличие пульсации давления приводит увеличению зоны горения, что выражается снижении концентрации кислорода в данной области. Следует заметить, что при заданном в работе расходе горючего газа, эффект увеличения зоны горения наблюдается при малых частотах пульсаций давления.

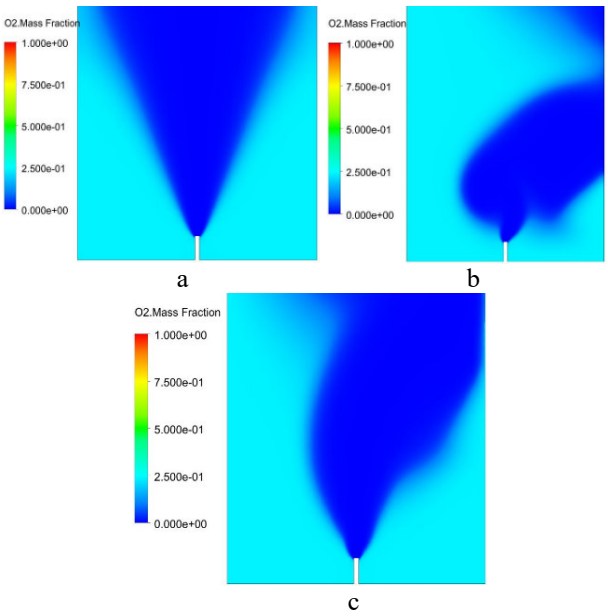


Рис. 5. Изменение массовой доли кислорода O_2 в отсутствии внешних пульсаций давления (a), а также в их наличии с частотой 2 Гц (b), 6 Гц (c)

ВЫВОДЫ

В результате математического моделирования процесса диффузного горения метана при наличии внешних пульсаций давления с некоторой частотой и фиксированной амплитудой показано, что наличие пульсаций давления приводит к незначительному повышению температуры, что является следствием интенсификации перемешивания топлива с окислителем. Акустическое воздействие позволяет обеспечить полноту сгорания метана.

.

Список литературы:

1. Simulation, Experiments, Pollutant Formation. 4th Edition. Springer, 2006, 390 p.
2. Annushkin Yu.M. Basic rules governing the burning of turbulent jets of hydrogen in air channels. Combust. Explos. Shock Waves. Vol. 17, Iss. 4. 1981. pp 400–411. DOI: 10.1007 /BF00761209.
3. Степанов Е.М. Ионизация в пламени и электрическое поле / Е.М. Степанов, Б.Г. Дьячков - М.: Металлургия. 1968. 311с.
4. Suvorov D.V., Kocheva M.A. Mechanisms of electromagnetic energy effect on the flame. Modern Science-Intensive Technologies. № 5-1. 2014. pp. 182–184.
5. Trevisan B.P., Dourado W.M.C. Experimental investigation of the acoustic flame in-teractions in a Bunsen burner. Workshop em Engenharia e Tecnologia Espacials. 2013. pp. 1–3.
6. Agafontsev M.V., Loboda E.L., Kliment`ev A.S., Reyno V.V. The effect of pressure pulsation on diffusion combustion. Proceedings of SPIE. Vol. 11916. 2021. P. 1–5. DOI: 10.1117/12.2603896
7. Bourebla A., Baillot F. Appearance and stability of a laminar conical premixed flame subjected to an acoustic perturbation. Combust. Flame. Vol. 114, Iss. 3-4. 1998 pp. 303–318. DOI: 10.1016/S00l0-2180(97)00323-4.
8. Loboda E.L., Agafontsev M.V., Reyno V.V., Klimentiev A.S. Studing the effect of low-amplitude pressure fluctuations on the field of temperatures in flame using thermography. Proceedings of SPIE - The International Society for Optical Engineering. Vol. 10833. 2018 P. 1–5. DOI: 10.1117/12.2504423.
9. Luciano E., Ballester J. Analysis of the dynamic response of premixed flames through chemiluminescence cross-correlation maps. Combust. Flame. Vol. 194. 2018 pp. 296–308. DOI: 10.1O16/j.combustflame.2018.05.005.
10. Zhang Z, Zhao D, Dobriyal R, Zheng Y, and Yang W. Theoretical and experimental investigation of thermoacoustics transfer function. Applied Energy. Vol. 154. 2015. pp. 131-42.
11. Di Sabatino F., Guiberti Th.F., Boyette W.R., et al. Effect of pressure on the transfer functions of premixed methane and propane swirl flames. Combust. Flame. Vol. 193. 2018. pp. 272–282. DOI: https://doi.org/10.1016/j.combustflame.2018.03.011.
12. Krivokorytov M.S., Golub V.V., Volodin V.V. Effect of acoustic vibrations on diffu-sion combustion of methane. Pis'ma v ZhTF. Vol. 38, Iss. 10. 2012 pp. 57–63 (in Russ.).
13. Arefiev K.Y., Fedotova K.V., Krikunova A.I., Panov V.A. Mathematical and Physical Modelling of the Influence of Pulsations of the Velocity of the Air Drift Flow on the Structure of a Flame during the diffusion mode of Methane Combustion. Ser. of Natural Sciences. Iss. 2. 2020. pp 65–84.
14. ANSYS Fluent User's Guide, Release 15.0. – Canonsburg, 2013. – URL:http://www.pmt.usp.br/academic/martoran/notasmodelos-grad/ANSYS%20Fluent%20Users%20Guide.pdf.
15. Litvinenko M.V., Litvinenko Yu.A., Vikhorev V.V., et al. Influence of acoustic fluctu-ations on the round jet, formed in curved channel. Vestnik NSU. Series: Physics. Vol. 10, Iss. 2. 2015. pp. 67–72

Работа выполнена при финансовой поддержке Гранта Президента РФ № МК-2078.2022.1.1.

DOI: 10.53954/9785604859551_7

УДК 532.526

ВИХРЕВАЯ СТРУКТУРА ОБТЕКАНИЯ ТРАПЕЦИЕВИДНОЙ МОДЕЛИ БПЛА В ЗАВИСИМОСТИ ОТ ГЕОМЕТРИЧЕСКИХ РАЗМЕРОВ И УГЛОВ ОТКЛОНЕНИЯ ОРГАНОВ УПРАВЛЕНИЯ

Алпацкий Н.С., Павленко А.М., Занин Б.Ю., Мельник Е.А., Каприлевская В.С.

Институт теоретической и прикладной механики им. С.А. Христиановича СО РАН,
630090, Россия, г. Новосибирск, ул. Институтская, 4/1
e-mail: petrov1van2015@yandex.ru

ВВЕДЕНИЕ

Современные БПЛА относятся к высоконаучной, высокотехнологичной области и являются одним из наиболее перспективных направлений развития авиации. Сегодня БПЛА востребованная единица техники как в военных, так и в гражданских целях [1-5].

Изучение структуры течения на крыле летательного аппарата является важной частью исследования аэродинамических характеристик ЛА. Это необходимо для устранения отрывных течений на больших углах атаки для увеличения подъемной силы и уменьшения сопротивления на крыле [6-7].

Данное исследование направлено на изучение влияния работы органов управления на отрывную структуру обтекания трапециевидной модели БПЛА и серии экспериментов направленных на изучение отрывных течений и возможностей управления обтеканием различной компоновки моделей БПЛА [8-10].

Представленная работа является продолжением уже проведенных экспериментов на трапециевидной модели БПЛА по изучению влияния органов управления на структуру течения на ней [7].

МЕТОДИКА ИССЛЕДОВАНИЯ

Эксперименты проводились на модели беспилотного летательного аппарата по типу летающее крыло. Модель имела трапециевидную форму крыла. Центральная хорда составляла 500 мм, концевая – 250 мм, угол стреловидности – 34°, размах крыла – 750 мм (Рис.1). Данная модель была спроектирована в программном комплексе SolidWorks и распечатана на 3D принтере. Модель закреплялась на специальную державку, на которой могли меняться углы атаки. Для эксперимента также распечатались увеличенные в два раза элевоны, которые «наращивались» к задней кромке.

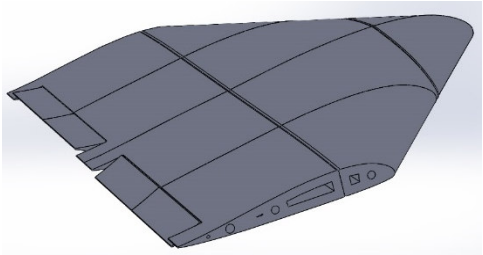


Рис. 1. Модель БПЛА (3D вид)

Модель БПЛА продувалась в дозвуковой малотурбулентной аэродинамической трубе замкнутого контура Т-324, которая располагается в ИТПМ им. С. А. Христиановича СО РАН (Новосибирск). Эта труба имеет следующие характеристики: закрытая рабочая часть квадратного сечения 1 × 1 м и длину 4 м, уровень турбулентности потока менее 0,04%. Т-324 предназначена для экспериментов при малых дозвуковых скоростях потока – примерно 70 м/с.

Особенностью работы является то, что модель продувалась при натурных (полетных) числах Рейнольдса. Скорость набегающего потока составляла 15 м/с, Число Рейнольдса – $4*10^5$, оно считалось по ¼ хорде крыла.

Данные о структуре и характере течения на верхней поверхности модели были получены методом визуализаций «саже-масляных» покрытий. Это смесь порошка двуокиси титана и керосина. Эта смесь наносилась на поверхность крыла и ставилась в трубу до высыхания, после получались осредненные по времени картины течения.

Так же был проведен поиск возможностей управления обтеканием с помощью воздействия в локальных зонах. Выступы конической формы (высота 15 мм, длина основания 10 мм) и вдув/отсос воздуха применялись в качестве источников возмущений.

С помощью методов визуализации нами были получены картины осредненного течения и топологические картины на углах атаки 5°, 18°, при различном отклонении и размеров элевонов (-30°, 0°, +30°).

Изучение ламинарно-турбулентного перехода проводилось методом термоанемометрии. Термоанемометрия проводилась на углах атаки 0° и 5°, при отклонении органов управления вниз и вверх на 30°, а также при нулевом отклонении. Измерения проходили на линии хорды крыла равной 406 мм, на расстоянии 235 мм от концевой хорды, это примерно 1/3 часть размаха крыла (Рис. 2).

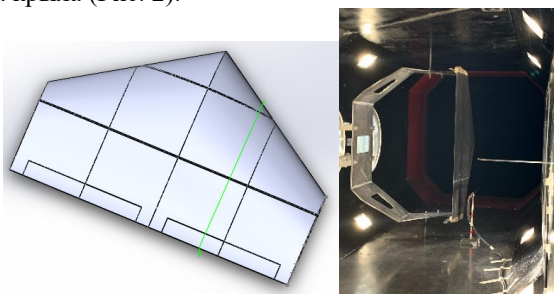


Рис. 2. Хорда измерения термоанемометром, выделенная зеленым цветом (слева), рабочая часть с моделью (справа)

В экспериментах использовался термоанемометр с вольфрамовым однониточным датчиком диаметром 5 мкм и длиной 1.2 мм. Позиционирование датчика термоанемометра в пространстве осуществлялось с помощью автоматического координатного устройства. В результате были получены профили скоростей, распределение пульсаций, спектры.

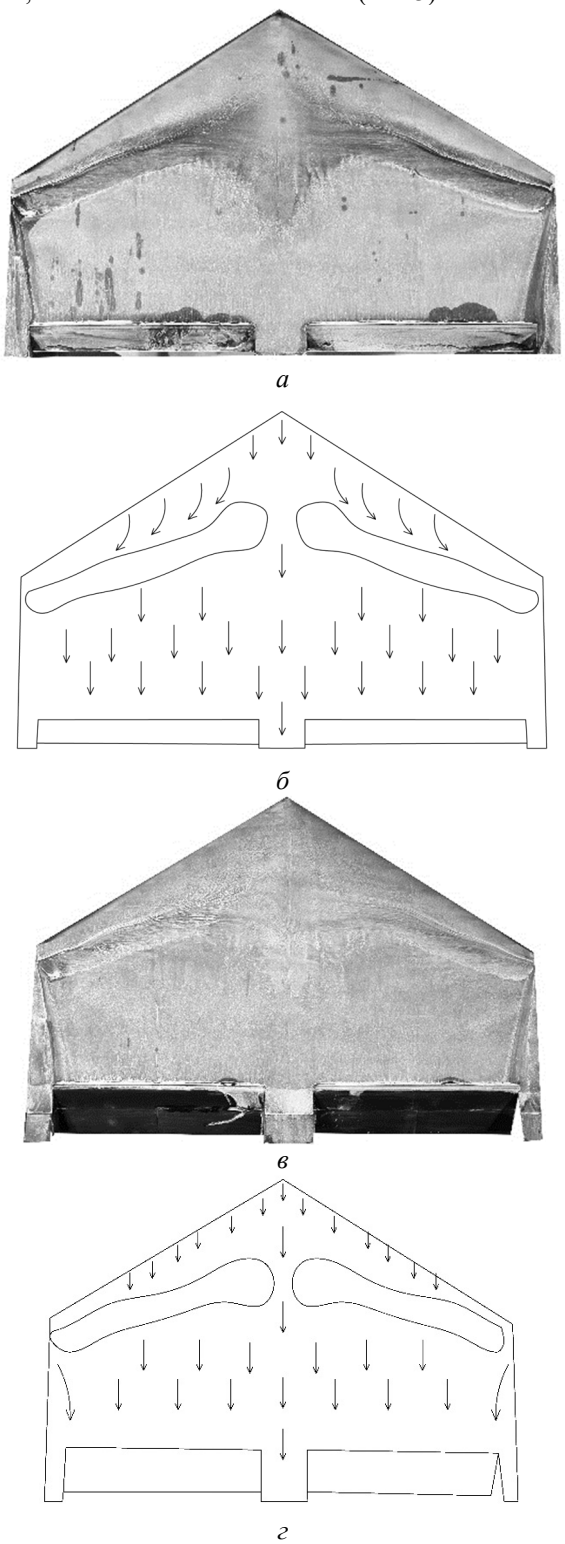
РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ С ПОМОЩЬЮ МЕТОДОВ ВИЗУАЛИЗАЦИИ

В данном разделе представлены осредненные по времени картины течения, а также их топология на поверхности крыла при углах атаки 5° и 18°. Набегающий поток направлен сверху вниз.

Структура течения БПЛА в зависимости от геометрических размеров

На малом угле атаки 5° без отклонения элевонов картина течения представляет собой обтекание крыла с отрывным пузырем вдоль передней кромки. Отклонение элевонов влияния на структуру не внесло [4].

При увеличении органов управления существенного изменения картины обтекания не произошло. Отрывной пузырь не изменил своего положения на крыле, а также не изменился и сам (Рис.3).



а

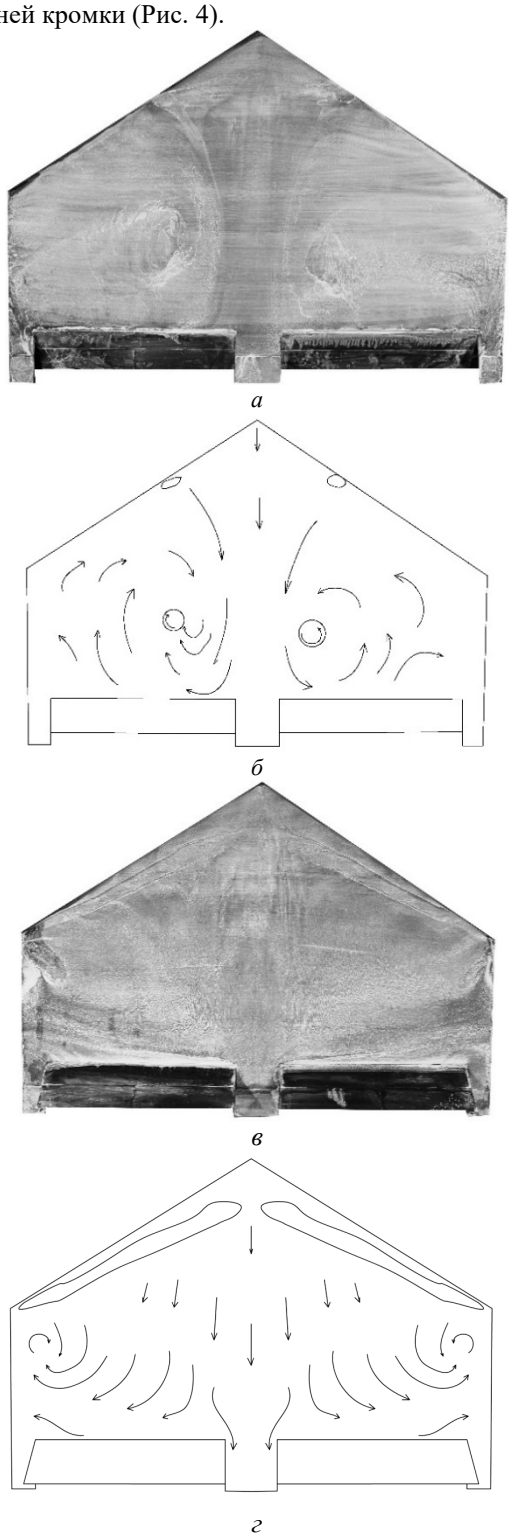
б

в

г

Рис.3. Визуализация течения на угле атаки 5° (а – Отклонение элевонов вниз; б – Топология при отклонении вниз; в – Отклонение увеличенных элевонов вниз; г – Топология при отклонении увеличенных элевонов вниз)

На угле атаки 18° вихревое течение наблюдается на всей поверхности крыла. Формируются два крупных вихря и их фокусы смещаются к центру модели. Отклонение элевонов вниз не влияет на расположение фокусов вихрей и изменение течения. При увеличении органов управления и при отклонении их вверх фокусы вихрей смещаются к краям крыла, появляется зона отрывного пузыря, которая располагается вдоль передней кромки (Рис. 4).



а

б

в

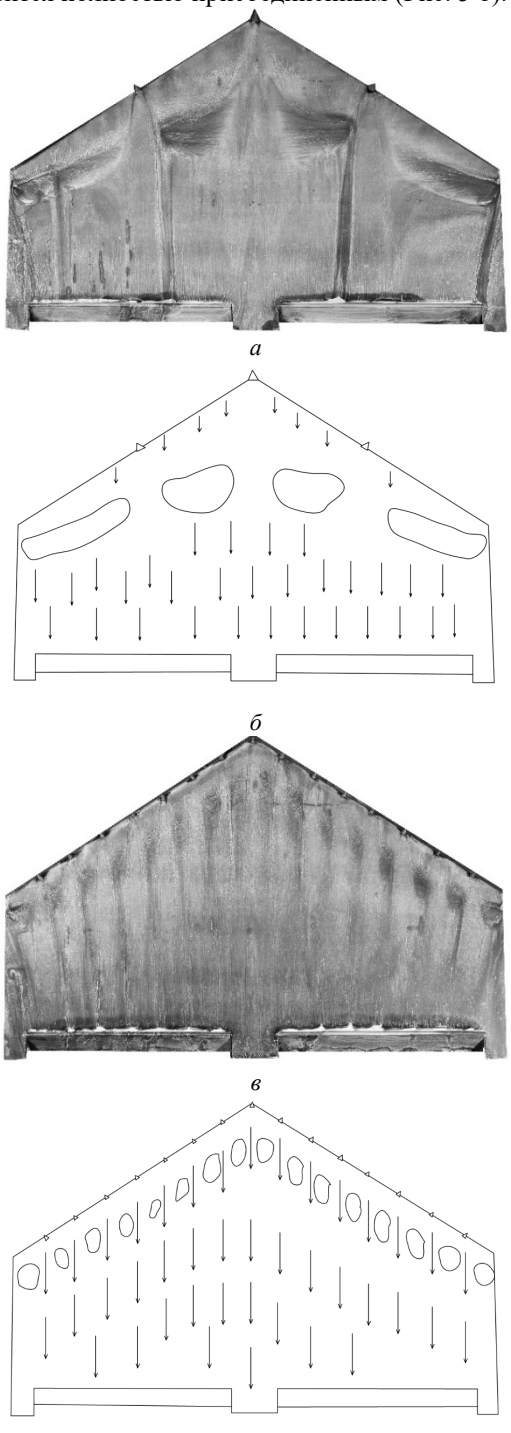
г

Рис.4. Визуализация течения на угле атаки 18° (а – Отклонение увеличенных элевонов вниз; б – Топология при отклонении увеличенных элевонов вниз; в – Отклонение увеличенных элевонов вверх; г – Топология при отклонении увеличенных элевонов вверх)

Воздействие на обтекание

Воздействие на структуру течения происходило с помощью конических выступов, сделанных из пластилина, которые крепились вдоль передней кромки.

На малом угле атаки вдоль передней кромки располагались выступы (3 шт.), за которыми отрывной пузырь разбивался на четыре, примерно, одинаковые части, за ними образовывалась зона присоединённого течение на всей поверхности крыла (Рис. 5 а). При увеличении выступов до 15 штук отрывной пузырь разбивается на более мелкие части, за которыми течение становится полностью присоединенным (Рис. 5 б).



а

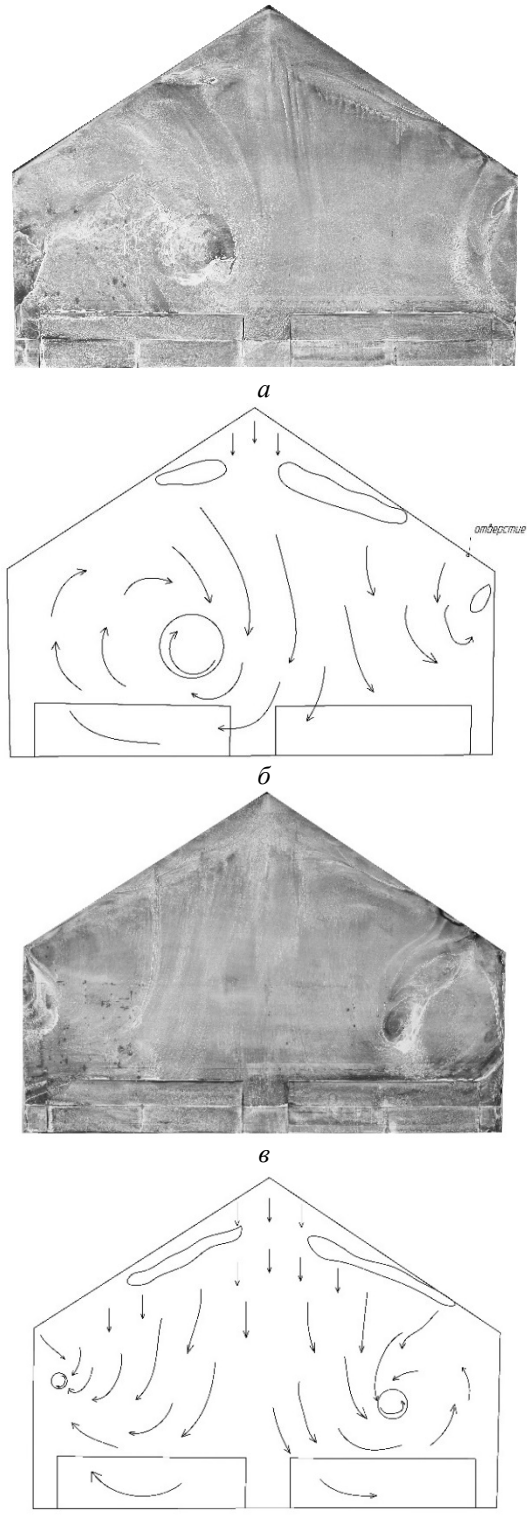
б

в

г

Рис.5. Визуализация на угле атаки 5° (а – Воздействие на течение 3-мя выступами; б – Топология воздействия на течение 3-мя выступами; в – Воздействие на течение 15-ю выступами; г – Топология воздействия на течение 15-ю выступами)

Для воздействия вдувом на обтекание модели, вблизи передней кромки были просверлены отверстия (Рис.6 б), эти отверстия располагаются симметрично относительно центральной хорды модели. Воздействие вдувом на поверхность модель при большом угле атаки привело к появлению на поверхности отрывного пузыря, а также к присоединению потока за ним. Вихрь полностью не исчез, его фокус сместился к краю модели (Рис.6).



а

б

в

г

Рис.6. Визуализация на угле атаки 18° (а – Воздействие вдувом на правой стороне; б - Топология воздействия вдувом на правой стороне; в – Воздействие вдувом на левой стороне; г – Топология воздействия вдувом на левой стороне)

Воздействие отсосом проводилось вдоль задней кромки. Были просверлены маленькие отверстия на крыле перед элевонами. Распределенный отсос изменения в структуру не внес. Это связано с тем, что он располагается на задней кромке.

РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ МЕТОДОМ ТЕРМОАНЕМОМЕТРИИ

С помощью метода термоанемометрии были получены профили средней скорости по хорде, распределение пульсаций в зависимости от координат X и Y, проведен спектральный анализ по хорде БПЛА с помощью метода термоанемометрии. По данным термоанемометрии сделаны выводы о том, что наличие и местоположение пузыря подтверждается.

На основе данных об уровне пульсаций были получены кривые нарастания пульсаций. Кривые нарастания пульсаций показывают положение области ламинарно-турбулентного перехода. На графике (Рис. 7) видно, что уровень пульсаций порядка 20% без отклонения органов управления, и он уменьшается до 17% при отклонении их. По кривой нарастания пульсаций видно, что с увеличением угла атаки смещается, и точка начала ламинарно-турбулентного перехода, так на нулевом угле атаки ламинарно-турбулентного перехода начинается на координате 0,45 от хорды, а на 5 градусах на 0,32 хорды. Форма нарастания имеет такую же форму, что и на прямом крыле.

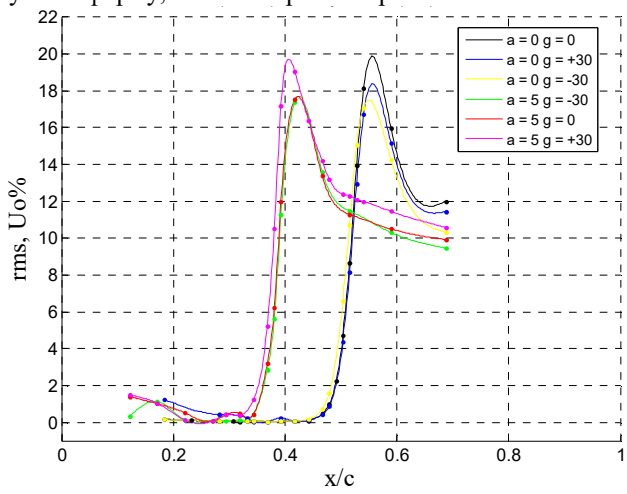


Рис.7. Кривые нарастания пульсаций в зависимости от угла атаки и отклонения органов управления (a – угол атаки, g - угол отклонения элевонов, где «+» - вверх, «-» - вверх)

ВЫВОДЫ

Были проведены экспериментальные исследования по изучению структуры обтекания трапециевидной модели с учетом таких факторов, как скорость набегающего потока, изменения угла атаки, отклонение органов управления, а также их увеличение.

По результатам визуализации методом «саже-масляных» покрытий были сделаны следующие выводы. При увеличении органов управления на малом угле атаки существенного изменения потока не произошло. При увеличении угла атаки до 18° и увеличенных элевонах наблюдается как при отклонении вверх изменяется положение вихрей.

При воздействии на обтекание конусами на угле атаки 5° было увидено, что отрывной пузырь делится на более мелкие части, в зависимости от количества конусов, чем больше их, тем больше становится частей отрыва, и тем меньше они по размеру.

Влияние конусов на угле атаки 18° привело к уменьшению размера вихря, его фокус никуда не сместился.

При воздействии вдувом на половине, на которой происходило воздействие, наблюдалось изменение обтекания. Вихрь сместился к краю модели, на месте фокуса течение присоединилось.

Результаты термоанемометрии позволяют сделать следующие выводы: процесс ламинарно-турбулентного перехода имеет тот же характер, что и на прямом крыле, несмотря на стреловидную переднюю кромку исследуемого крыла; отклонение элевонов не меняет положение зоны ламинарно-турбулентного перехода и не оказывает существенного влияния на расположение локальных отрывных пузырей, однако привело к уменьшению максимальной амплитуды пульсаций.

Список литературы:

1. Alam, G. M. J., Mamun, M., Ali, M. A. T., Islam, M. Q., & Islam, A. K. M. S. (2014). Investigation of the Aerodynamic Characteristics of an Aerofoil Shaped Fuselage UAV Model. Procedia Engineering, 90, 225–231. doi:10.1016/j.proeng.2014.11.841
2. Павленко А. М., Занин Б. Ю., Катасонов М. М. Исследования обтекания модели летающего крыла при натурных числах Рейнольдса // Вестник Новосибирского государственного университета. Серия: Физика. 2015. Т. 10. №. 3. С. 19–25.Суржиков С.Т. Перенос излучением в неоднородном слое// ТВТ. 1997. Т. 35. № 3. С. 1-2.
3. Pavlenko A.M., Zanin B.Yu., Katasonov M.M. Flow around a small-sized UAV model in a turbulent trace // XIX International Conference on the Methods of Aerophysical Research (ICMAR 2018) (Novosibirsk, Russia, 13–19 Aug., 2018) : AIP Conference Proceedings. –S.l.: 2018. –Vol. 2027 No. 1. –P. 040004(7). DOI: 10.1063/1.5065278
4. A M Pavlenko, B Yu Zanin, A V Bykov, M M Katasonov. Flow around the wing models with straight and swept leading edge in case of contact with turbulent wake // XXXV Siberian Thermophysical Seminar. Journal of Physics: Conference Series 1382 (2019) 012030 doi:10.1088/1742-6596/1382/1/012030.
5. Alpatskiy N.S., Pavlenko A.M., Bykov A.V., Zanin B.Y. Investigation of the influence of controls on the flow around the UAV model // The XXXVII Siberian Thermophysical Seminar (STS37) 2021 DOI:10.1088/1742-6596/2119/1/012008
6. Нейланд В.Я. Об одном виде отрывного течения на прямоугольном крыле / В.Я. Нейланд, Г.И. Столяров // Учен. зап. ЦАГИ. – 1982. – Т. 13, № 1. – С.83–88.
7. Занин Б.Ю., Козлов В.В. Вихревые структуры в дозвуковых отрывных течениях: Учебное пособие // Новосиб. Гос. Ун-т. – Новосибирск, 2011. – 116 с. ISBN 978-5-94356942-5
8. Kaprilevskaya V.S., Pavlenko A.M., Kozlov V.V., Kryukov A.V. Flow past a 3D roughness element for a swept wing model // Thermophysics and Aerome-chanics. –2020. –Vol. 27 No. 3. –P. 321-330. DOI: 10.1134/S0869864320030014
9. Alam, G. M. J., & Mamun, M. (2021). Aerodynamic Characteristics of Aerofoil Shaped Fuselage UAV Model and Compare With the Conventional Model Using CFD Software. Proceedings of the 13th International Conference on Mechanical Engineering (ICME2019). doi:10.1063/5.0037494
10. Katasonov M.M., Kaprilevskaya V.S., Kozlov V.V., Pavlenko A.M. Study of distributed suction of the boundary layer influencing the flow past a 3D roughness element on a straight wing model // Thermophysics and Aeromechanics. –2021. –Vol. 28 No. 4. –P. 463–478. DOI: 10.1134/S0869864321040016

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 22-29-00309, https://rscf.ru/project/22-29-00309/.

DOI: 10.53954/9785604859551_11

УДК 612.365

ИЗГОТОВЛЕНИЕ ЭЛЕКТРОНАГРЕВАТЕЛЯ ПЛАЗМЕННЫМ НАПЫЛЕНИЕМ ПОРОШКОВЫХ МАТЕРИАЛОВ

Аньшаков А.С.[1], Алиферов А.И.[2], Домаров П.В.[1,2], Урбах А.Э.[1], Фалеев В.А.[1]

[1] Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН,
630090, Россия, г. Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1
[2] Новосибирский государственный технический университет,
630073, Россия, г. Новосибирск, пр. К. Маркса, 20
e-mail: Domaroff@yandex.ru

ВВЕДЕНИЕ

В соответствии с назначением установок низкотемпературного электронагрева выделяются устройства бытового, коммунального и сельскохозяйственного назначения. Особенностью устройств этого класса является рабочий температурный технологический диапазон нагрева, не превышающий примерно 100°С. Наибольшая потребность в таких электротехнических и тепловых установках имеется в бытовом нагреве (прямой обогрев жилых и производственных помещений), нагрев воды до температуры 60 – 70°С (коммунальное и сельскохозяйственное производства).

Классификация отопительных приборов может быть проведена по различным признакам: по способу отдачи тепла (излучающие, конвекционные, кондуктивные), по мощности, по конструкции.

Анализ тепловых и газодинамических режимов работы электронагревательных приборов показывает, что наиболее экологичными являются обогреватели, не создающие принудительной циркуляции воздуха в отапливаемом помещении и имеющие температуру на поверхностях, контактирующих с воздушной атмосферой, не более 85°С. Сюда относятся масляные электрорадиаторы, пленочные нагреватели, конвекторы, настенные панели и др.

Одним из альтернативных вариантов нагревателей, обеспечивающих как высокие технологические, так и улучшенные энергетические показатели, являются плазменно-напыленные плоские нагревательные элементы, разработанные в Институте теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН совместно с кафедрой автоматизированных электротехнологических установок НГТУ.

Впервые в России был создан низкотемпературный плоский электронагреватель на основе плазменного напыления тонких электроизоляционных и электропроводящего слоев, нанесенных на теплопроводящую основу-подложку. Такой нагреватель оказался перспективным для создания локального теплоснабжения, индивидуального электрообогрева помещений, нагрева воды, для использования в парниковых производствах (теплицах) и других областях при отсутствии централизованного теплоснабжения.

Появление принципиально нового технического решения – плоского нагревателя на основе электропроводящих покрытий, потребовало комплексного анализа эксплуатационных характеристик (электрических режимов, теплотехнических параметров и др.) с целью определения сроков службы, областей рационального использования и усовершенствования технологии изготовления нагревательных устройств.

КОНСТРУКЦИЯ ПЛАЗМЕННО-НАПЫЛЕННЫХ ПЛОСКИХ ЭЛЕКТРОНАГРЕВАТЕЛЕЙ

Конструктивно такие нагреватели изготовлены в виде стальной пластины, на одну из поверхностей которой нанесены последовательно слои порошковых материалов: переходной, электроизоляционный, резистивный и снова электроизоляционный (рис. 1).

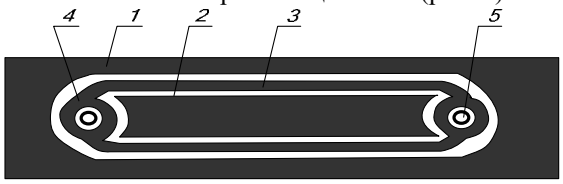


Рис. 1. Нагревательный элемент:1 – стальная пластина; 2 – электроизоляционный слой; 3 – токопроводящая дорожка, внешний электроизоляционный слой, покрывающий резистивный слой, не показан; 4 – контактные поверхности; 5 – монтажные отверстия; внешний электроизоляционный слой, покрывающий резистивный слой, не показан

Стальная пластина выполнена из ст. 3 и имеет размеры 150х900 мм и толщину 2 мм. Электроизоляционные слои формировались из порошка Al2O3 толщиной 0,15 – 0,20 мм. Резистивный слой толщиной 0,15 мм наносился из порошка нихрома с составом 80% никеля и 20% хрома. Технические данные нагревательного элемента: мощность P = 300 Вт, напряжение питания U = 360 В, ток I = 8,5 А, габариты указаны выше.

По сути, нагревательный элемент, изготовленный плазменным напылением порошковых материалов, является многослойным покрытием с токопроводящим резистивным слоем заданной длины (рис. 2).

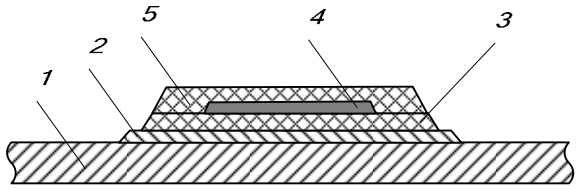


Рис. 2. Схема плазменно-напыленной дорожки нагревателя: 1 – пластина; 2 – подслой; 3 – электроизоляционный слой керамики; 4 – резистивная дорожка; 5 – защитное покрытие

От толщины нихромовой пленки зависит её удельное сопротивление (дисперсность порошка при напылении составляла 30 – 50 мкм) (рис. 3)

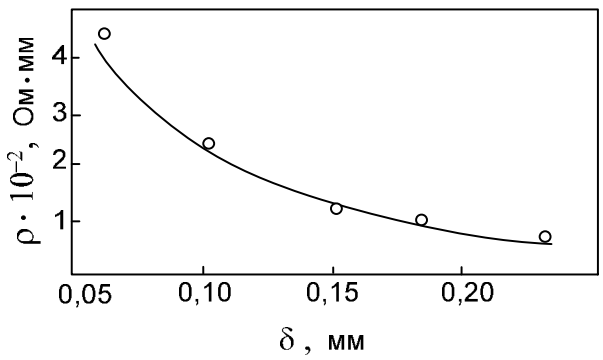


Рис. 3. Зависимость удельного сопротивления нихромовой пленки от её толщины

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА И ТЕХНОЛОГИЯ ИЗГОТОВЛЕНИЯ НАГРЕВАТЕЛЕЙ

Процесс изготовления нагревательных элементов (рис. 1) путем плазменного напыления электроизоляционных и резистивного слоев осуществлялся на полномасштабной электроплазменной установке с системами электро-, газо- и водоснабжения, контрольно-измерительными приборами и необходимым оборудованием для проведения технологических экспериментов (камера для обезжиривания пластины, дробеструйная установка, порошковый дозатор, механизмы для перемещения изделия и др.) [1,2].

Плазменное напыление ленточных плоских нагревателей производится на металлическом водоохлаждаемом столе (рис. 4).

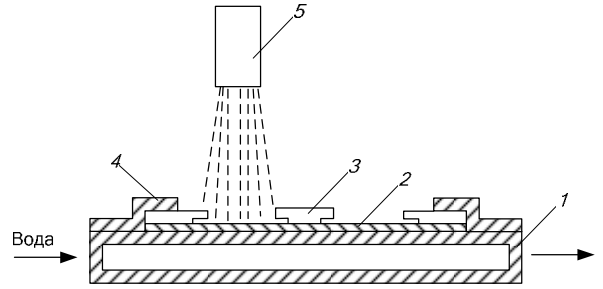


Рис. 4. Схема экспериментального оборудования для нанесения покрытий: 1 – стальной водоохлаждаемый стол; 2 – металлическая пластина – основа нагревателя (подложка); 3 – маска; 4 – крепежная скоба; 5 – плазмотрон

На столе крепятся металлические пластины, закрытые масками для каждой технологической операции. В местах токоподвода и на криволинейных участках резистивной дорожки толщина токопроводящего слоя на 10 – 20% выше, чем на прямолинейных участках.

Эксперименты по изготовлению плазменно-напыленного нагревателя проводились с использованием секционированного плазмотрона ЭДП-167[3]. Плазмообразующие газы аргон, азот и их смеси. Как правило, применялась смесь с подачей 0,75-0,8 г/с азота в катодную область и 0,2-0,25 г/с аргона в область перед анодом. При этом обеспечивается максимальное напряжение дуги, высокий ресурс анода и диффузное анодное пятно для обеспечения повторяемости технологии напыления. Мощность плазмотрона варьировалась от 30 до 45 кВт при токах 150-200 А.

Для получения качественных слоев нагревателя учитывались многие важные факторы: дистанция напыления, производительность порошкового дозатора, скорость перемещения столешницы, фракционный состав порошков, структура напыленных слоев и т.д.

Порядок изготовления нагревательного элемента (рис. 1): отжиг металлических пластин, разметка и сверление технологических отверстий, дробеструйная обработка пластины, плазменное нанесение подслоя 3 (рис. 2), напыление изолятора 3, напыление токопроводящих дорожек 4, напыление защитного слоя керамики 5.

Температура пластины нагревателя составляет 60 – 180°С (средняя температура примерно 170°С). На основе отдельных нагревательных элементов при объединении их в группы можно собирать электронагреватели различной мощности для жилых и производственных помещений.

РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ.

В качестве важнейшего фактора, определяющего реальную возможность применения плазменных покрытий, следует отметить прочность сцепления покрытий с подложкой (адгезию). К практическим способам влияния на адгезию относятся: 1) пескоструйная обработка подложки; 2) химическое травление; 3) напыление прослоек (подслоя) из материала, имеющие промежуточные (относительно подложки и покрытия) коэффициенты термического расширения и высокие пластические свойства (например, порошок на основе никеля ПН85Ю15); 4) термоактивация подложки; 5) очистка подложки в плазме тлеющего разряда [2].

Другим важным фактором, определяющим эксплуатацию плазменных порошковых покрытий, является пористость слоев покрытия. Практические способы влияния на пористость: 1) выбор оптимального размера частиц напыляемого порошка; 2) подбор плазмообразующего газа; 3) подбор тока дуги и дистанции напыления; 4) использование защитного газа; 5) применение защитного охлаждаемого экрана для отсечения периферийных участков струи; 6) обработка напыленной поверхности ламинарной плазменной струей [1].

Как и ожидалось, самой трудоемкой и ответственной операцией явилось напыление резистивного слоя. Чтобы исключить перегрев электроизоляционного и токопроводящего слоев резистивные дорожки наносятся в пять тонких слоев при перемещении плазмотрона с большой скоростью (не менее 20 см/с) и дистанции напыления около 25 см (производительность порошкового дозатора при этом не более 1,5 кг/ч).

Энергетические характеристики ленточного нагревателя можно определить по результатам измерения тока, падения напряжения на нем и его температуры. Экспериментально показано, что вольт-амперная характеристика плоского ленточного электронагревателя с двумя параллельными резистивными дорожками (рис. 1), имеет возрастающий вид (рис. 5).

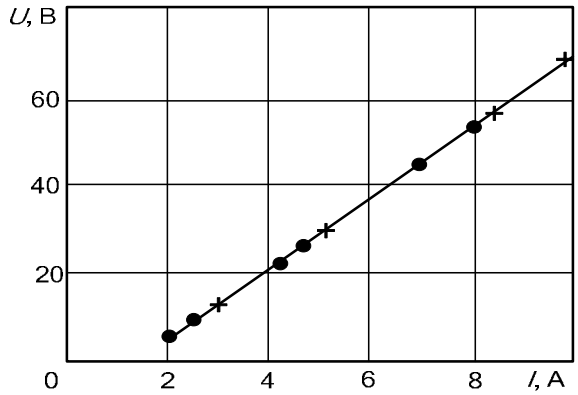


Рис. 5. Вольт-амперная характеристика плоского плазменно напыленного нагревателя: × – на переменном токе, • – на постоянном токе

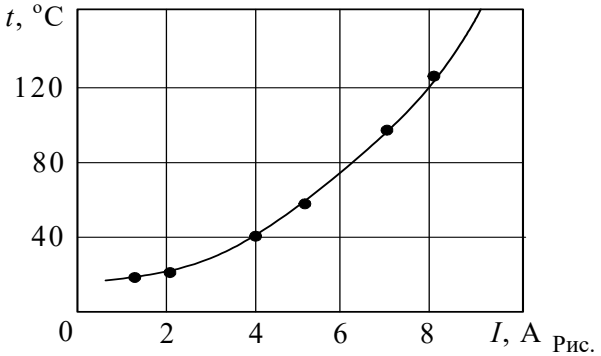


Рис. 6. Зависимость температуры нагревателя от тока

Из рисунка видно, что экспериментальные точки, соответствующие постоянному току и переменному току промышленной частоты хорошо согласуются. Это значит, что один и тот же нагреватель будет одинаково эффективен как на переменном, так и на постоянном токе.

На рис. 6 приведена экспериментальная зависимость температуры поверхности нагревателя на оси резистивного слоя от тока, проходящего через него. Видно, что температура нагревателя повышается с ростом силы тока от 20 до 120оС при изменении тока через омические дорожки от 1,5 до 8 А.

Зависимость средней удельной поверхностной мощности плоского плазменно-напыленного нагревателя от температуры его поверхности приведена на рис. 7. В диапазоне температур 40-100ºС удельная мощность W возрастает примерно в 3 раза.

Исследование распределения температуры по ширине токопроводящей дорожки ХК-термопарой показало, что тепловыделение внутренних участков изгиба на закругленном участке выше, чем внешнего, хотя толщина слоя одинакова. Это означает, что токовая нагрузка на внутренней части дорожки больше, чем на наружной. Именно такое распределение температуры по ширине дорожки обеспечивает её нагрев в месте закругления до более высокой величины. Разрушение резистивного слоя начинается с внутреннего участка изгиба. Поэтому на практике следует либо избегать криволинейных участков, либо в этих местах напылять более толстое покрытие, чем на прямолинейных дорожках.

О ресурсе работы изготовленных нагревательных элементов (рис. 1) известно, чем выше температура

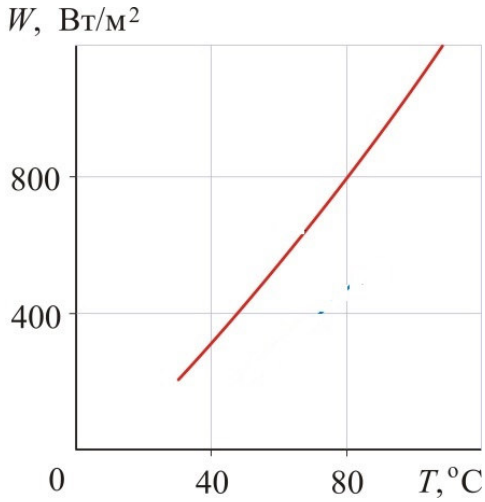


Рис. 7. Зависимость удельной мощности от температуры плоского плазменно-напыленного нагревательного элемента.

подложки, тем ниже ресурс нагревателя. Установлено, что при нагреве до 200оС ресурс таких нагревателей составляет более 1000 ч, в т.ч. при погружении их в воду. Плазменно-напыленные электронагреватели эффективно применять для изготовления низкотемпературных нагревателей с рабочей температурой 170 – 200оС. Например, плоские нагревательные элементы с температурой эксплуатации 60оС могут служить для бытовых источников тепла десятки лет.

ВЫВОДЫ

Впервые реализована плазменная технология напыления электроизоляционных и резистивных слоев для изготовления плоских низкотемпературных электронагревателей мощностью 300 Вт с температурой нагрева 60 – 180оС (рис. 1).

Подобраны эффективные порошковые материалы Al2O3, ПН85Ю15, нихром, с помощью которых изготавливают надежные электронагреватели методом плазменного напыления. Подробно исследованы энергетические характеристики изготовленных нагревательных элементов. Применение специализированного электродугового плазмотрона с секционированной межэлектродной вставкой типа ЭДП-167 мощностью 20 -45 кВт для плазменного напыления порошков позволило получать требуемые параметры нагревателя по адгезии и плотности покрытий.

Как показали экспериментальные исследования и опыт эксплуатации плазменно-напыленных нагревателей, изготовленные по предложенной технологии устройства имеют высокий ресурс работоспособности для обогрева жилых и производственных помещений (десятки тысяч часов).

Список литературы

1. Высокоэнергетические процессы обработки материалов / О.П. Солоненко, А.П. Алхимов, В.В. Марусин и др. – Новосибирск: Наука, 2000. – 425 с.
2. Комбинированные электротехнологии нанесения защитытных покрытий / В.С. Чередниченко, М.В. Радченко, Т.Б. Радченко и др. – Новосибирск: Изд-во НГТУ, 2004. – 260с.
3. Плазменные электротехнологические установки: учебное пособие / В.С. Чередниченко, А.С. Аньшаков, М.Г. Кузьмин. – М.: ИНФРА-М, 2020. – 601 с.

Госзаказ Минобрнауки РФ,
№ Гос.рег. 121031800229-1.

DOI: 10.53954/9785604859551_14

УДК 621.1.016+532.66+532.62

ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЛНОВЫХ ХАРАКТЕРИСТИК КОЛЬЦЕВОГО ГАЗОЖИДКОСТНОГО ТЕЧЕНИЯ В ПРЯМОУГОЛЬНОМ МИКРОКАНАЛЕ

Барткус Г.В., Кузнецов В.В.

Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН,
630090, Россия, г. Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1
e-mail: germanbartkus@gmail.com

Аннотация: В данной работе экспериментально исследованы волновые характеристики расслоенного с волнами и кольцевого режимов газожидкостного течения в микроканале с прямоугольным сечением 190×380 мкм. В качестве рабочей жидкости и газа использовались 90% водный раствор этанола и азот. Для формирования необходимых режимов течения на входе в микроканал располагался боковой Т-образный смеситель. С помощью высокоскоростной камеры для широкого диапазона приведенных скоростей газа и жидкости получена визуализация межфазных волн на границе раздела газ-жидкость, находящихся в области мениска на короткой стороне микроканала. Бинаризация и обработка изображений происходила с использованием программы Python, где определялись и измерялись остаточный слой жидкости и амплитуда волн на короткой стороне микроканала в зависимости от расхода фаз. Получены зависимости средних остаточного слоя жидкости и амплитуды волн в зависимости от Re_{gas} для разных расходов жидкости. Получены значения числа Re_{gas} при которых происходит переход от расслоенного режима течения к кольцевому.

ВВЕДЕНИЕ

В данный момент наблюдается тенденция к миниатюризации систем в различных современных технологиях. Эта растущая тенденция задает новые стандарты применения двухфазных течений в микроканалах [1]. Прямоугольная геометрия микроканалов в настоящее время является наиболее предпочтительной для процессов охлаждения оборудования и химических технологий. Однако, детальных исследований, направленных на изучение внутренней структуры течения и его волновых характеристик [2-6] в таких микроканалах не так много.

Одним из наиболее широко реализуемых режимов двухфазного течения в прямоугольных микроканалах является кольцевой режим течения, который часто используется во многих промышленных приложениях. Данный режим характеризуется неравномерным распределением жидкости с образованием участков менисков и пленки жидкости [7]. При определённых условиях формирования течения кольцевому режиму течения иногда предшествует расслоенный режим с волнами, где газ и жидкость текут параллельно с образованием волн на межфазной поверхности. При достижении определённых приведенных скоростей фаз устойчивость мениска жидкости в расслоенном режиме течения теряется и происходит переход от расслоенного к кольцевому режиму течения. При кольцевом режиме реализуется большая чем при расслоенном межфазная поверхность с волнами различной амплитуды и длины, что существенно влияет на интенсивность процессов тепломассопереноса [8]. На генерацию и динамику межфазных волн в основном влияют неустойчивость Кельвина-Гельмгольца и силы поверхностного натяжения [9].

Данная работа направлена на определение среднего значения остаточного слоя жидкости и средней амплитуд волн, наблюдаемых на межфазной границе, для различных приведенных скоростей газа и жидкости при расслоенном и кольцевом режимах течения. Данная работа может помочь понять ранее не изученный процесс перехода жидкости из области мениска в пленку жидкости.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА И МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЯ ХАРАКТЕРИСТИК ТЕЧЕНИЯ

Эксперименты проводились для смеси 90% массовый водный раствор этанола и газообразного азота в горизонтальном микроканале прямоугольного сечения. На рис. 1(а) представлена схема экспериментальной установки. Расход азота, подаваемого в экспериментальный участок из резервуара высокого давления, контролировался регулятором расхода газа Bronkhorst EL-Flow. Датчик давления для измерения давления на входе, необходимого для определения приведенной скорости газа, располагался непосредственно после контроллера газа и перед смесителем фаз для уменьшения объема сжимаемого газа. 90% раствор этанола поступал из бака через контроллер расхода жидкости Bronkhorst Liqui-Flow и далее в смеситель.

Для формирования двухфазного потока использовался боковой Т-образный смеситель, показанный на рис. 1 (б) на схеме микроканала. Канал имел длину 34 мм с поперечным сечением 190×380 мкм и был изготовлен из материала PDMS. На рис. 1 (б) также стрелками показана реализация подключения фаз на вход микроканала. При таком способе изначально формировалось расслоенное течение с межфазными волнами на короткой стороне микроканала, которое при увеличении приведенной скорости газа переходило в кольцевое с забросом жидкости по всему периметру сечения канала.

Для визуализации режима газожидкостного течения и регистрации его волновых характеристик использовалась высокоскоростная камера Optronis CR600x2. Запись происходила со скоростью 1200-2000 кадров в секунду на расстоянии 28 мм от бокового Т-смесителя. Камера и светодиодная лампа располагались по разные стороны прозрачного микроканала, что позволило получить контрастные представительные изображения. В дальнейшем при обработке происходила бинаризация изображения и на их основе определялись область остаточного слоя жидкости на короткой стороне микроканала и амплитуда волн, проходящих по межфазной поверхности.

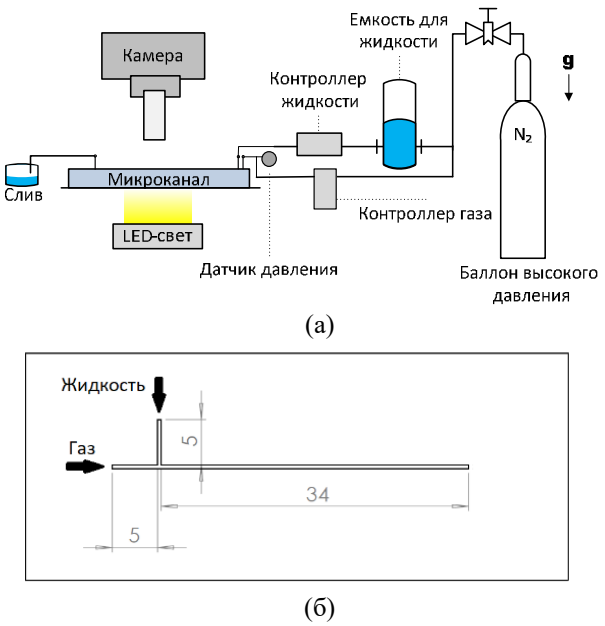


Рис. 1. Схемы экспериментальной установки для исследования газожидкостного течения (а) и микроканала с боковым Т-образным смесителем (б)

РЕЗУЛЬТАТЫ

Эксперименты проводились для расслоенного с волнами и кольцевого режимов течения для диапазона приведенных скоростей газа и жидкости J_{gas}=13.7-84.7 м/с, J_{liq}=0.08-0.12 м/с, где J_{gas} и J_{liq} определялись как объемный расход, деленный на сечение микроканала. Примеры изображений течений представлены на рис. 2. Для расслоенного течения с волнами характерно, что газ и жидкость текут параллельно, образуя на межфазной границе волны. В данном случае (рис. 2(а)) жидкость течет преимущественно на короткой стороне микроканала и по межфазной поверхности пробегают волны возмущения различный амплитуды. Для кольцевого режима течения, показанном на рис. 2(б), при рассмотрении сечения канала перпендикулярно направлению течения, жидкость будет распределяться непрерывно по всему периметру микроканала, замыкаясь и образуя области тонкой пленки на широкой стороне и менисков на короткой стороне-микроканала, при этом газ течет в центре канала.

Для полученных изображений газожидкостного течения выполнялась процедура бинаризации для точного определения границ остаточного слоя жидкости и амплитуды волн. Это один из эффективных и широко реализуемых способов отделить объекты на изображении от фона. Обработка изображений производилась с использованием программы Python. Для изображений с бимодальной гистограммой алгоритм минимума [10] строит гистограмму значений пикселей (от 0 до 255) на изображении и многократно сглаживает ее до тех пор, пока на гистограмме не останется только два пика и минимальное значение между ними и будет являться пороговым. Пороговое значение определяется программой автоматически. Значения интенсивности пикселей выше этого значения отображаются на изображении белым цветом, значения пикселей меньше порогового значения-черным. На рис. 3 показаны измеряемые в процессе обработки изображения величины: толщина остаточного слоя жидкости (L), отмеченная зеленой линией, определялась как среднее значение в рамках одного кадра и равнялась расстоянию от стенки микроканала до мениска жидкости; амплитуда волны (A), отмеченная прерывистой оранжевой линией, определялась для волны на короткой стороне как расстояние от остаточного слоя жидкости до мениска. Далее в работе использовались средние безразмерные величины L и A (<L>/W и <A>/W, где W-ширина микроканала равная 380 мкм).

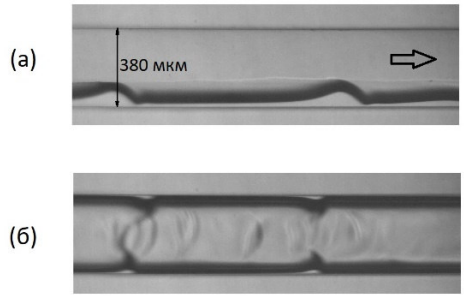


Рис. 2. Высокоскоростная визуализация расслоенного режима течения при J_{liq}=0.08 м/с J_{gas}=24.6 м/с (а) и кольцевого течения при J_{liq}= 0.12 м/с J_{gas}=51.7 м/с (б), направление течение показано стрелкой

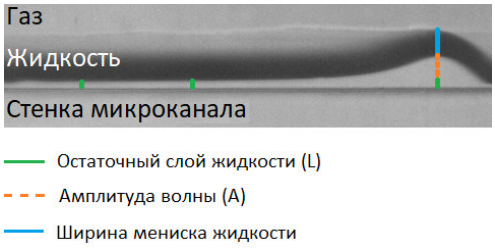
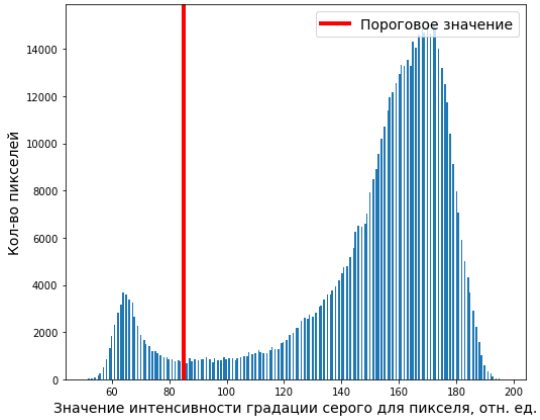


Рис. 3. Увеличенное изображение высокоскоростной визуализации расслоенного режима течения для J_{liq}=0.08 м/с, J_{gas}=24.6 м/с и обозначение измеряемых величин: остаточный слой жидкости (L), амплитуда волны (A), ширина мениска жидкости

На рис. 4 приведены гистограммы градаций серого пикселей для изображений, показанных на рис. 2. Как видно, алгоритм минимума может быть реализован, поскольку изначальное распределение гистограмм является бимодальным. Красной линией на гистограммах показано пороговое значение, определяемое в рамках каждого кадра индивидуально по алгоритму минимума. Видно, что для двух представленных гистограмм пороговое значение отличается. Используя это пороговое значение, исходные изображение на рис. 2 были преобразованы в бинарную форму и представлены на рис. 5. Бинаризация изображения упрощает процесс измерения остаточного слоя жидкости L и амплитуды волны A.

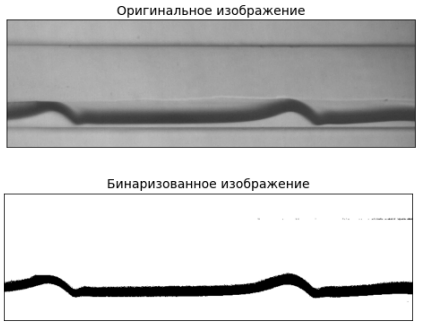


(а)

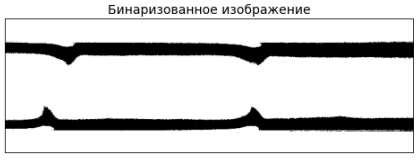


(б)

Рис. 4. Гистограммы градации серого пикселей для визуализации расслоенного режима течения при J_{liq}=0.08 м/с J_{gas}=24.6 м/с (а) и кольцевого при J_{liq}= 0.12 м/с J_{gas}=51.7 м/с (б). Красной линией показано пороговое значение пикселей



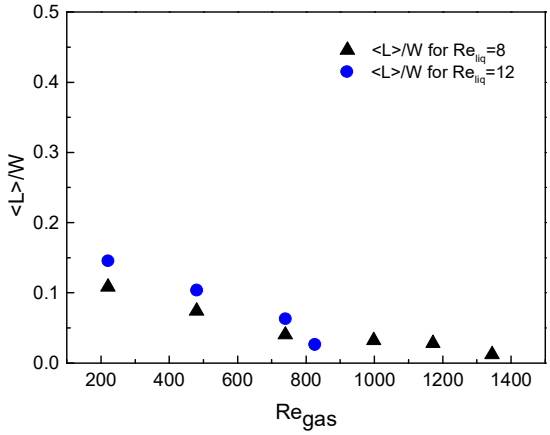
(а)



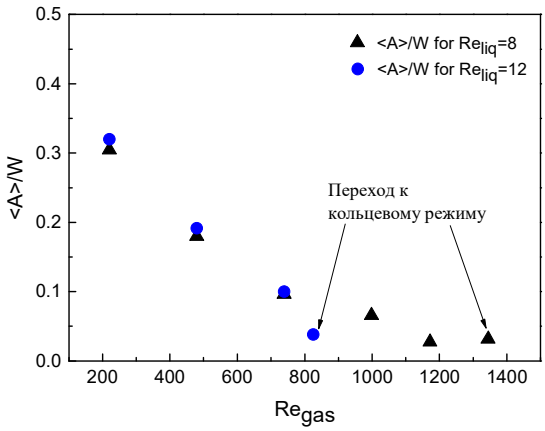
(б)

Рис. 5. (а) Оригинальное и бинаризованное изображения для расслоенного режима течения при J_{liq}=0.08 м/с, J_{gas}=24.6 м/с. (б) Бинаризованное изображение для визуализации кольцевого течения при J_{liq}= 0.12 м/с J_{gas}=51.7 м/с

На рис. 6 представлена зависимость безразмерных величин остаточного слоя жидкости <L>/W (рис. 6(а)) и средней амплитуды волн <A>/W (рис. 6(б)), от числа Рейнольдса по газу Re_{gas}. Как видно, увеличение числа Re по газу приводит к уменьшению безразмерных средних толщин слоя жидкости и амплитуды волн, что связано с увеличением межфазного трения. Значение безразмерной средней амплитуды волн <A>/W изменялось в диапазоне 0.03-0.32 и для разных Re_{liq} и одинаковых Re_{gas} <A>/W имело близкое значение (рис. 6(б)). Для безразмерного отношения <L>/W, изменяющегося в диапазоне 0-0.15, наблюдалась пропорциональная зависимость от Re_{liq} при одинаковых Re_{gas} (рис. 6(а)). Амплитуда волн на межфазной поверхности могла превышать в 3 раза остаточный слой жидкости.



(а)



(б)

Рис. 6. Зависимость безразмерных средних остаточной толщины жидкости <L>/W и амплитуды волн <A>/W от Re_{gas} для разных Re_{liq}

При дальнейшим увеличении числа Re_{gas} большая часть жидкости вытесняется из области мениска на короткой стороне микроканала в пленку жидкости на широкую сторону (380 мкм). В последствии жидкость забрасывается на противоположную короткую стенку и течение становится кольцевым. Переход от расслоенного режима течения к кольцевому произошел при Re_{gas}=825- 1350 для приведенных расходов жидкости. Больший расход жидкости способствует более раннему переходу к кольцевому режиму течения.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе исследованы волновые характеристики газожидкостного течения методом высокоскоростной визуализации в прямоугольном микроканале с сечением 190×380 мкм для смеси 90% водный раствор этанола-азот. В качестве формирователя течения использовался боковой Т-образный смеситель.

Для расслоенного и кольцевого режимов течения получена высокоскоростная визуализация течения. Построены гистограммы градации серого пикселей для изображений газожидкостного течения и на их основе определены пограничные для бинаризации изображений с целью определения границ существования остаточного слоя жидкости и амплитуды волн для различных расходов газа и жидкости.

Получены зависимости безразмерных средних остаточного слоя жидкости <L>/W и амплитуды волн <A>/W от числа Re_{gas} для различных скоростей жидкости. Увеличение числа Re_{gas} газа вызывало уменьшение остаточного слоя жидкости и амплитуды волн. Значение безразмерной средней амплитуды волн <A>/W изменялось в диапазоне 0.03-0.32 и для разных Re_{liq} и одинаковых Re_{gas} <A>/W имело близкие значение. Средняя амплитуда волн могла превышать в 3 раза значение среднего остаточного слоя для представленных расходов жидкости и газа. С увеличением приведенной скорости газа больше жидкости вытеснялось из области мениска в пленку жидкости на широкой стороне микроканала (380 мкм). Переход от расслоенного режима течения к кольцевому происходил при потере устойчивости мениска жидкости и наблюдался при числах Re_{gas}=825- 1350 для используемых расходов жидкости.

Полученные данные будут полезны для проектирования и оптимизации тепломассообменных устройств.

Список литературы:

1. Günther A., Jensen K. F. Multiphase microfluidics: from flow characteristics to chemical and materials synthesis //Lab on a Chip. 2006. Т. 6. №. 12. С. 1487-1503.
2. Bartkus G. Experimental study of gas-liquid flow local characteristics in rectangular microchannel //MATEC Web of Conferences. EDP Sciences, 2017. Т. 115. С. 05015.
3. Bartkus G. V., Kuznetsov V. V. Experimental Study of Gas-Liquid Flow Patterns in Slit Channel with Cross-Junction Mixer //Journal of Engineering Thermophysics. 2021. Т. 30. №. 1. С. 14-18.
4. Qu W., Yoon S. M., Mudawar I. Two-phase flow and heat transfer in rectangular micro-channels //J. Electron. Packag. 2004. Т. 126. №. 3. С. 288-300.
5. Bartkus G. V., Kuznetsov V. V. Study of interface gas-liquid flow characteristics in a rectangular microchannel for wavy-annular flow //Journal of Physics: Conference Series. IOP Publishing, 2021. Т. 2119. №. 1. С. 012059.
6. Ronshin F. V., Dementyev Y. A., Vozhakov I. S. Waves in Liquid Film Regimes of Adiabatic Two-Phase Flow in a Slit Microchannel //Journal of Engineering Thermophysics. 2020. Т. 29. №. 4. С. 592-599.
7. Bartkus G. V., Kuznetsov V. V. Experimental study of the gas-liquid flow characteristics in a rectangular channel with a large aspect ratio //Journal of Physics: Conference Series. 2020. Т. 1677. №. 1. С. 012049.
8. Lin R., Wang K., Liu L., Zhang Y., Dong, S. Application of the image analysis on the investigation of disturbance waves in vertical upward annular two-phase flow //Experimental Thermal and Fluid Science. 2020. Т. 114. С. 110062.
9. Hewitt G. Annular two-phase flow / Elsevier, 2013. 327 с.
10. Glasbey C. A. An analysis of histogram-based thresholding algorithms // CVGIP: Graphical models and image processing. 1993. Т. 55. №. 6. С. 532-537.

Исследование выполнено в рамках государственного задания ИТ СО РАН (121031800215-4).

DOI: 10.53954/9785604859551_18

УДК 536.24

КИПЕНИЕ В МИКРОКАНАЛАХ С ОДНОРОДНЫМ И НЕОДНОРОДНЫМ НАГРЕВОМ

Белослудцев В.В., Зайцев Д.В., Кабов О.А.

Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН,
630090, Россия, г. Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1
e-mail: v.belosludtsev@g.nsu.ru

ВВЕДЕНИЕ

Кипение является одним из самых эффективных и простых методов теплоотвода высоких тепловых потоков. Кипение достаточно широко изучено в большом объеме [1] и активно ведется исследование проточного кипения в каналах [2]. Актуальность исследования проточного кипения в микро-каналах связана с задачами охлаждения электронного и микроэлектронного оборудования. Экспертами полупроводниковой промышленности в международном плане по развитию полупроводниковых технологий [3] обозначена проблема охлаждения микроэлектронного оборудования при высоких и сверхвысоких тепловых потоках с неоднородным тепловыделением. Интегральный тепловой поток на чипе может превышать 100 Вт/см^2, при этом, локальный тепловой поток в отдельных областях размером порядка 0,1- 2 мм, так называемых “hot spots”, может превышать значение 1 кВт/см2 и изменяться как по координате, так и во времени. Данная проблема является одним из основных препятствий для создания нового поколения высокопроизводительных процессоров с трехмерной интеграцией.

Целью работы является исследование динамики пузырей и теплообмена при кипении в мини- и микрканалах высотой от 0,2 до 3 мм с неоднородным тепловыделением при различном недогреве рабочей жидкости.

МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Использовались несколько однотипных рабочих участков. Рабочий участок состоит из стальной пластины с вмонтированным заподлицо медным нагревателем со стороной 10x10 мм, высота канала во всех использованных рабочих участках регулируется с помощью сменных фторопластовых вкладышей, образующих боковую стенку канала, на которые плотно прилегает верхняя стенка канала из просветленного стекла. Ширина канала в экспериментах варьировалась от 10 мм – однородный нагрев (ширина канала равна ширине нагревателя), до 32 мм – неоднородный нагрев (ширина канала превышает ширину нагревателя). Равномерность высоты контролировалась конфокальным датчиком Micro-Epsilon IFC2451. Рабочая жидкость подается в рабочий участок через контур, состоящий из насоса (1), пластинчатого теплообменника (2) для термостабилизации рабочей жидкости при помощи термостата (10) и ультразвукового расходомера (3). Температура жидкости на входе в рабочий участок контролируется с точностью ± 1 °C. Температура недогрева воды до температуры насыщения варьировалась от 75 до 25 °C. При проведении экспериментов с мощностью нагрева более 200 Вт используется вспомогательный контур (7)-(8) для охлаждения рабочей жидкости. Давление на входе и выходе в канал измерялось датчиками давления. В качестве рабочей жидкости использовалась чистая вода Milli-Q.

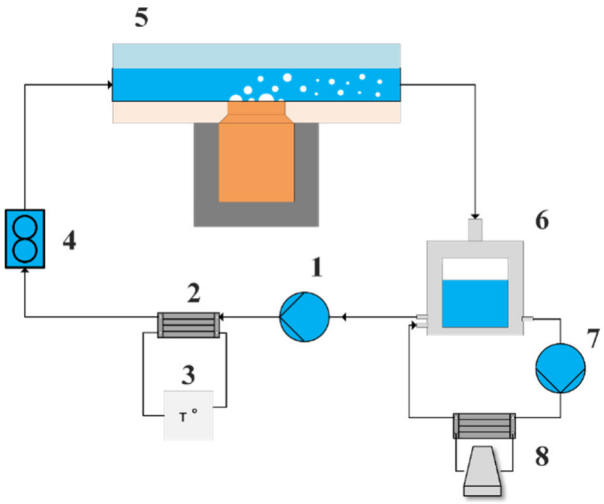


Рис. 1. Схема экспериментального стенда. 1 – насос Ismatec Reglo-ZS, 2, 8 – пластинчатый теплообменник HXP-193, 3 – термостат Huber MPC K6, 4 – расходомер Titan Atrato Ultrasonic, 5 – рабочий участок, 6 – бак с рабочей жидкостью, 7 – циркуляционный насос Xylem D5, 8 – циркуляционный контур ИТ СО РАН

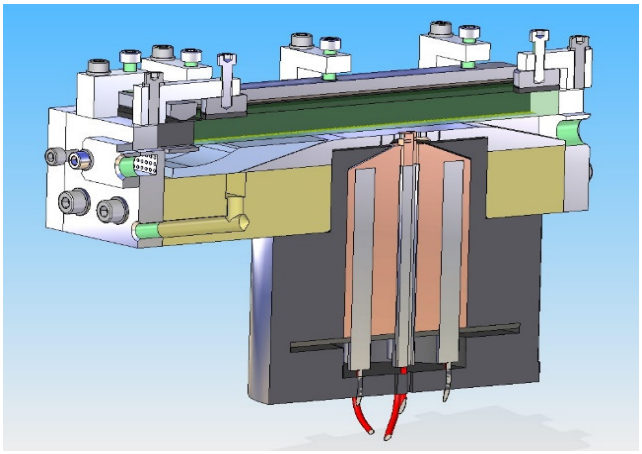


Рис. 2. Конструкция рабочего участка мощностью 3.5 кВт (разрез вдоль потока)

Для исследования кипения при сверхвысоких тепловых потоках создан рабочий участок мощностью 3.5 кВт с рабочей поверхностью нагревателя 1 см^2, Рис. 2. При помощи 6 термопар, диаметром 0.25 мм, заделанных в нагреватель, и 9 термопар диаметром 0.5 мм, заделанных в стальную пластину, определяется тепловой поток в медном стержне, а также тепловые растечки в пластину из нержавеющей стали (Рис. 3). Тепловой поток с нагревателя определяется, как тепловой поток вдоль медного стержня, измеренный при помощи термопар, за вычетом тепловых растечек в пластину. Подробнее методика определения тепловых потерь в данном рабочем участке приведена в работе [4].

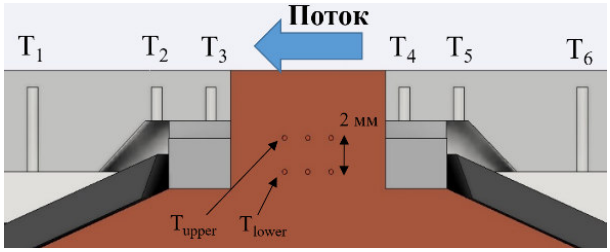


Рис. 3. Расположение термопар в нагревателе и в подложке (разрез вдоль потока)

Визуализация процесса кипения проводилась при помощи высокоскоростных камер Photron SA 1.1 и SA 5 (рисунок 4) Скорость съемки при визуализации полномасштабной гидродинамики кипения составляла до 15 000 кадров в секунду при разрешении до 1024x1024 пикселей (пкс), а скорость съемки при наблюдении динамики роста и конденсации индивидуальных пузырей пара достигала 775 000 кадров в секунду при разрешении 128x24 пикселей. Камеры оборудованы оптической системой высокого пространственного разрешения (до 500 нм на пиксель камеры, в зависимости от используемых объективов). Пример визуализации динамики парового пузыря представлен на рисунке 5.

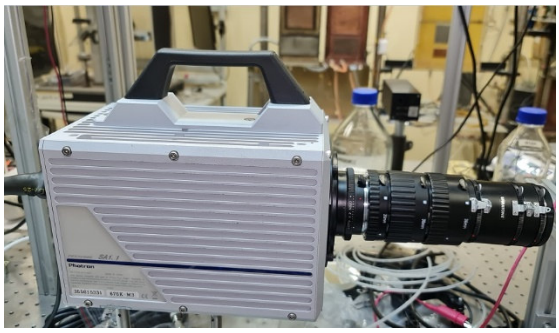


Рис. 4. Высокоскоростная камера Photron FASTCAM SA 1.1

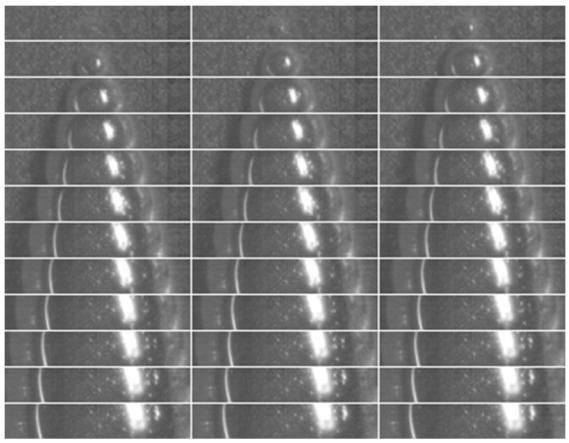


Рис. 5. Визуализация (последовательность кадров слева направо и сверху вниз) роста парового пузырька, частота записи 775 000 кадров в секунду (вид сверху, поле зрения 366x68 мкм, временной интервал между кадрами 1,29 мкс)

ВЕРИФИКАЦИЯ ТЕПЛОВЫХ ПОТЕРЬ С ПОМОЩЬЮ ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ

Корректность методики расчета теплового потока и тепловых потерь по показаниям термопар в рабочем участке верифицировалась путем сравнения численного моделирования конвективного теплообмена в канале в пакете COMSOL Multiphysics с результатами соответствующего эксперимента.

На рисунке 6 показано распределение температуры в зависимости от продольной координаты (вдоль течения), по данным численного и натурного эксперимента. Как можно видеть из рисунка 6, наблюдается достаточно хорошее совпадение для термопар, наиболее близко расположенных к нагревателю, по которым происходит расчет тепловых потерь в стальную пластину. Имеется хорошее совпадение по средней температуре стенки нагревателя (T_{wall}) и среднему коэффициенту теплоотдачи. На рисунке 7 показано соответствие экспериментально определенной температуры в нагревателе по 6 термопарам с показаниями температуры в соответствующих точках при численном расчете. Подробнее методика проведения численных расчетов описана в работе [5].

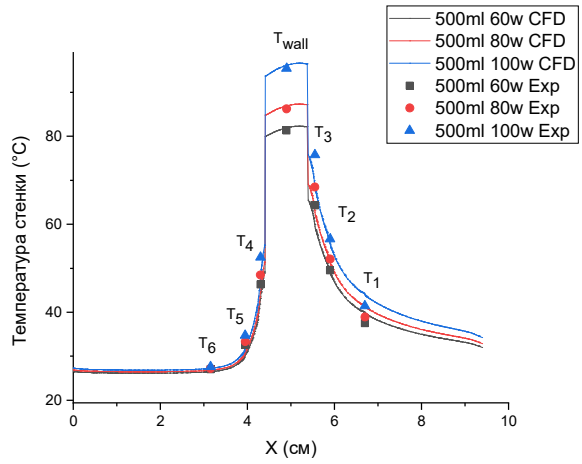


Рис. 6. Температура стенки от продольной координаты при конвективном теплообмене в канале. Расход жидкости 500 мл/мин. Джоулева теплота нагрева от 60 до 100 Вт. Высота канала 1 мм. Exp - эксперимент, CFD – численное моделирование

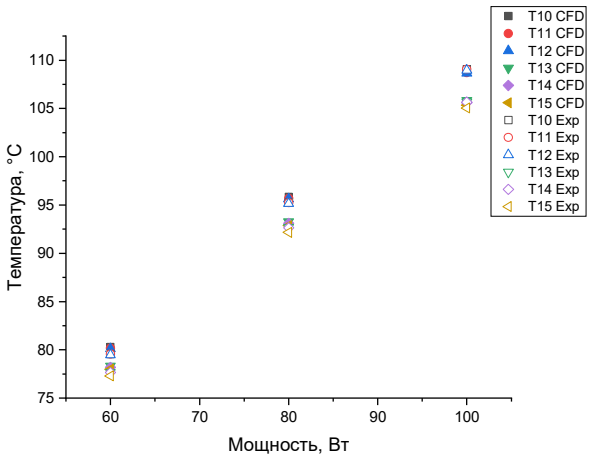


Рис. 7. Сравнение показаний термопар в медном нагревателе в эксперименте и численном расчете. Расход жидкости 250 мл/мин. Высота канала 1 мм. Конвективный теплообмен

ДИНАМИКА РОСТА ОДИНОЧНЫХ ПАРОВЫХ ПУЗЫРЕЙ ПРИ КИПЕНИИ В ПЛОСКИХ КАНАЛАХ

Данные по динамике роста одиночных паровых пузырей в каналах высотой 0,4, 0,6, 1 и 2 мм и шириной 30-32 мм, обрабатывались по методике, предложенной в [6]. На рисунке 8 представлена динамика роста пузырьков пара в канале высотой 0,4 мм на обогреваемой стенке при числе Якоба равном 95. Как видно из рисунка 8, экспериментальные данные по росту пузырьков хорошо согласуются с корреляцией Микича-Розенау [7] на начальной стадии роста и с корреляцией Лабунцова-Ягова [8] на конечной диффузионной стадии роста. Следует отметить, что обе корреляционные зависимости используются в приближении полусферического пузыря.

После обработки данных динамики роста для различных высот канала в соответствии с [6], данные о росте усреднялись для каждой высоты канала и сравнивались с известными из литературы данными, полученными при кипении воды в большом объеме при атмосферном давлении и при кипении в миниканалах. [9-12], как показано на рисунке 9. Экспериментальные данные занимают промежуточное положение между относительно старыми данными о росте пузырьков и новыми данными Lohse [12].

При достаточно близких температурах стенки (числах Якоба) нагревателя не наблюдается явной зависимости динамики роста пузырьков от высоты канала при постоянной ширине. Таким образом, можно сделать вывод, что стесненность по высоте канала не оказывает существенного влияния на динамику паровых роста пузырей на локализованном источнике тепла, для диапазона высоты канала от 0,4 до 2 мм.

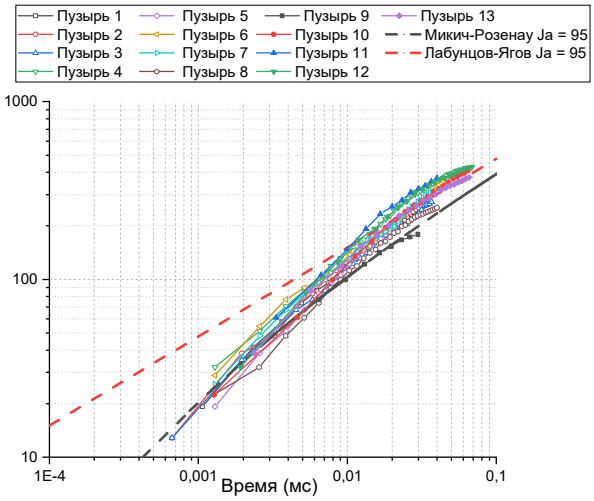


Рис. 8. Динамика роста пузырей в канале высотой 0,4 мм. Закрашенные символы – скорость съемки 300 000 кадров в секунду, пустые символы - 775 000 кадров в секунду. Начало отсчета времени существования пузыря определяется по методике, описанной в [4]

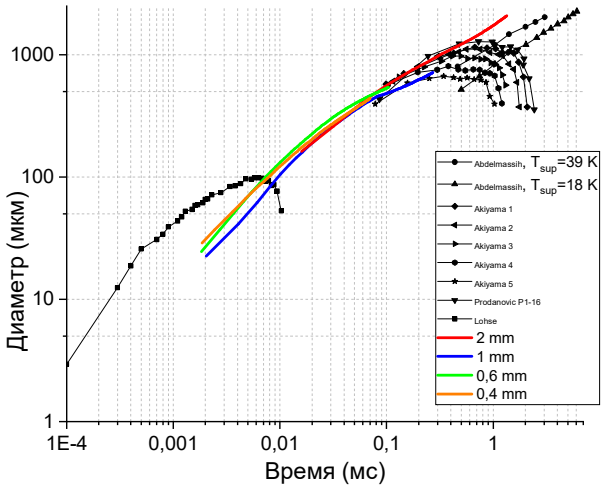


Рис. 9. Осредненные данные динамики пузырей, полученные при кипении чистой воды в каналах с неоднородным нагревом в сравнении с данными известными из литературы для роста паровых пузырей в чистой воде [9-12]. В легенде указана высота канала

ГИДРОДИНАМИКА КИПЕНИЯ В ПЛОСКИХ МИНИ- И МИКРОКАНАЛАХ

Проведена визуализация процесса кипения в плоских каналах с высотой 0,2–3 мм при однородном (ширина канала равна ширине нагревателя), и неоднородном нагреве (ширина канала превышает ширину нагревателя). При относительно низкой температуре перегрева стенки до 20-30 °C наблюдается пузырьковый режим кипения, как можно видеть на рисунке 10, а при повышении температуры перегрева стенки, проявлялся неустойчивый режим кипения, характеризующийся осцилляциями (пульсациями) большого парового пузыря на поверхности нагревателя. Данный переход к неустойчивому режиму кипения наиболее ярко выражен в каналах высотой менее 2 мм, тогда как в каналах большей высоты, сравнимой с капиллярной постоянной для воды, отчетливого перехода из пузырькового режима кипения к неустойчивому пульсационному может не наблюдаться. При низких расходах воды в канале высотой 3 мм наблюдался так называемый режим кипения парового столба, т.е. отсутствовали осцилляция большого парового пузыря. Не обнаружено зависимости качественной картины гидродинамики кипения от температуры недогрева воды. Не наблюдается явной зависимости частоты осцилляций большого парового пузыря от высоты канала (см. рисунок 11), но частота осцилляций увеличивается с ростом перегрева стенки для всех высот каналов, т.е. при приближении к кризису теплообмена.

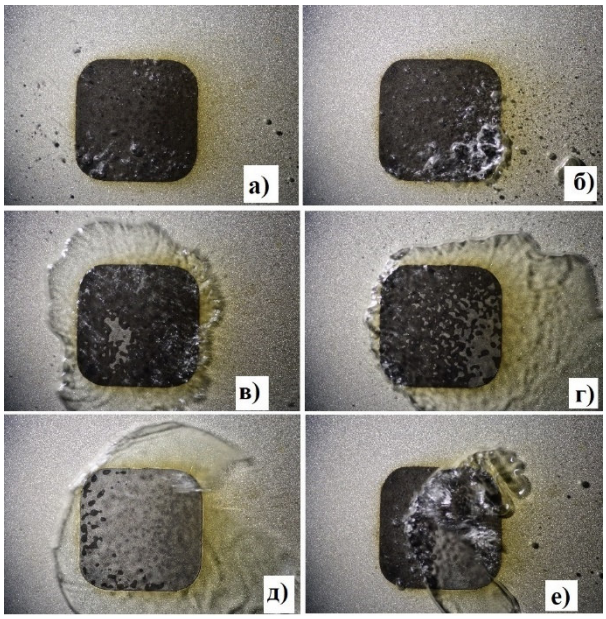


Рис. 10. Жизненный цикл осциллирующего парового пузыря над нагревателем. а) образование отдельных пузырьков, б) слияние отдельных пузырьков и начало роста пузыря, в) быстрый рост пузыря, г) образование сухих пятен на поверхности нагревателя под пузырем, д) осушение поверхности нагревателя под пузырем, е) схлопывание пузыря. h = 1 мм, G = 92,6 кг/м2с, q = 246 Вт/см2

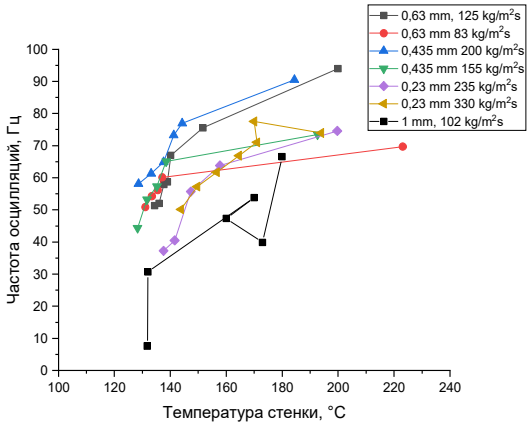


Рис. 11. Частота осцилляций (пульсаций) парового пузыря в предкризисном режиме кипения в каналах различной высоты

ТЕПЛООБМЕН ПРИ КИПЕНИИ В ПЛОСКИХ МИНИ- И МИКРОКАНАЛАХ

Проведено исследование теплообмена и критического теплового потока при кипении чистой воды в плоских каналах с однородным и неоднородным нагревом высотой 0,2–3 мм. Высота канала оказывает существенное влияние на теплообмен при кипении. Это можно проиллюстрировать разбросом кривых кипения в каналах малой высоты, например в канале высотой 0,32 мм, рисунок 12 (б). Кривые кипения в канале высотой 2 мм, рисунок 12(а), хорошо согласуются между собой вплоть до кризиса теплообмена при кипении. На рисунке 13 приведены данные теплоотдачи в каналах с высотой 0,5 – 3 мм при близких значения массового расхода воды, из графика можно заметить, что для одного и того же массового расхода жидкости интенсивность теплообмена снижается с уменьшением высоты канала.

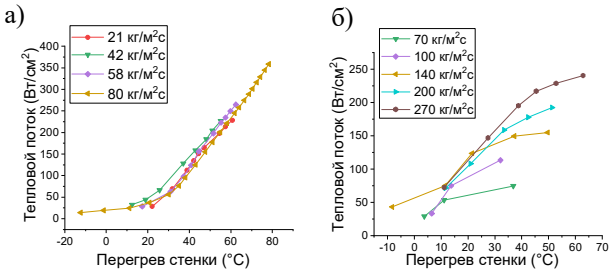


Рис. 12. Кривые кипения в плоском канале с неоднородным нагревом для высоты канала 2 мм (а) и 0,32 мм (б)

Кривые кипения для канала с неоднородным нагревом (ширина потока больше ширины нагревателя) высотой 1.5 мм полученные при различных недогревах воды представлены на рисунке 14. Как видно из рисунка 14, для одного и того же массового расхода рабочей жидкости, тепловой поток при заданном перегреве стенки снижается с уменьшением степени недогрева рабочей жидкости.

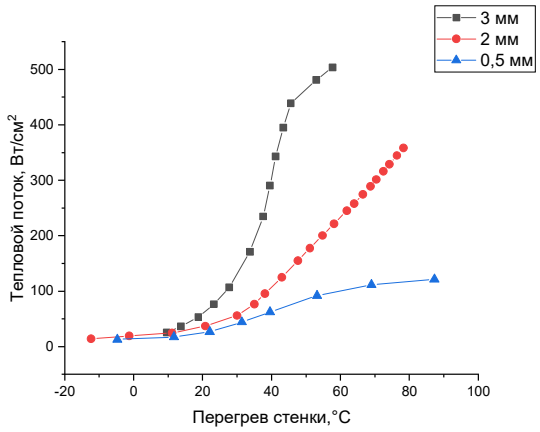


Рис. 13. Зависимость теплового потока от температуры перегрева стенки при расходе воды близком к 80 кг/м2с для каналов с неоднородным нагревом различной высоты. Температура воды на входе в рабочий участок 25 °C (недогрев жидкости Tsub = 75 °C)

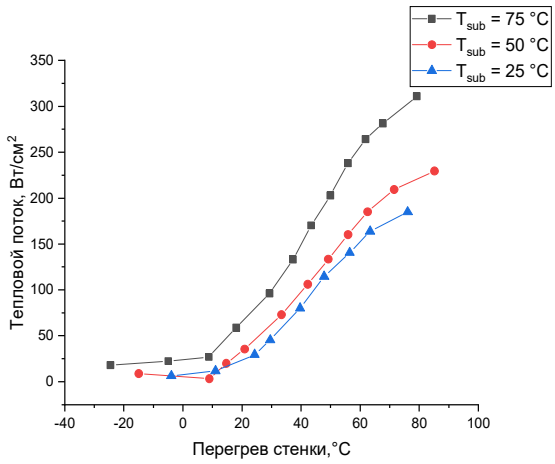


Рис. 14. Тепловой поток в зависимости от температуры перегрева стенки, при кипении чистой в канале с неоднородным нагревом высотой для различной температуры недогрева. Расход жидкости 108 кг/м2с

Критический тепловой поток в канале с однородным нагревом уменьшается с уменьшением высоты канала. Аналогичная зависимость критического теплового потока от высоты канала также наблюдается для случая неоднородного нагрева. Данные по критическому тепловому потоку в канале с однородным нагревом сопоставлены с данными для случая неоднородного нагрева с исключенной зависимостью от массового расхода воды (G – кг/м^{2}с), которая одинакова для обоих типов каналов, как показано на рисунке 15. Характер зависимости от высоты канала для разных типов каналов, несколько отличается, что подтверждает влияние гидродинамики течения на критический тепловой поток.

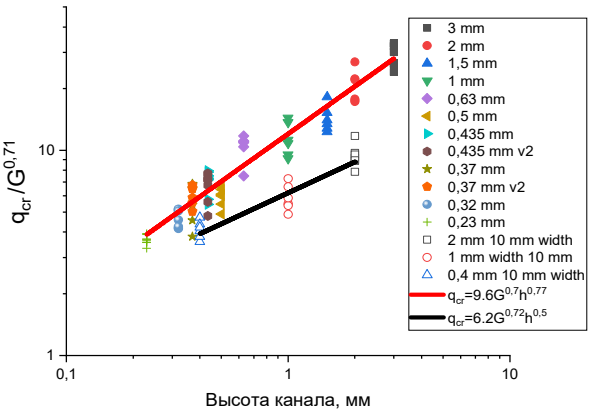


Рис. 15. Влияние высоты канала на критический тепловой поток (q_{cr}) для однородного (обозначено в легенде 10 mm width.) и неоднородного нагрева.
Размер нагревателя 10x10 мм

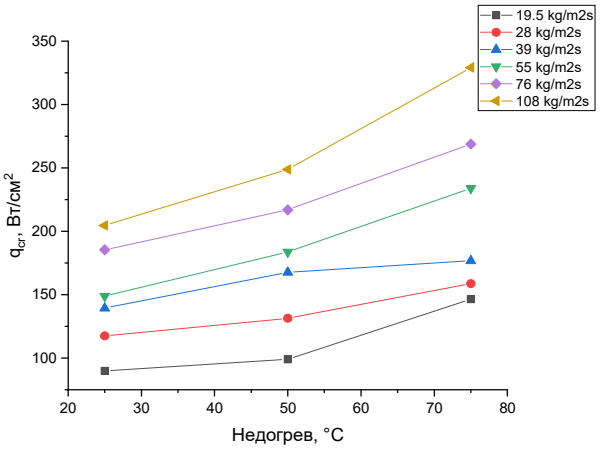


Рис. 16. Зависимость критического теплового потока от температуры недогрева воды для различных массовых расходов воды. Высота канала 1,5 мм, неоднородный нагрев

Были проведены исследования зависимости критического теплового потока от температуры недогрева рабочей жидкости для чистой воды. На рисунках 16 и 17 представлены зависимости критического теплового потока от температуры недогрева воды в миниканале высотой 1.5 мм. Как можно заметить из рисунков 16 и 17 недогрев рабочей жидкости также оказывает влияние на критический тепловой поток при кипении, зависимость пропорциональна температуре недогрева в степени 0.36 (рисунок 17 черная линия), что вызвано, как снижением конвективного теплообмена с жидкостью, так и снижением теплоты парообразования при росте температуры воды.

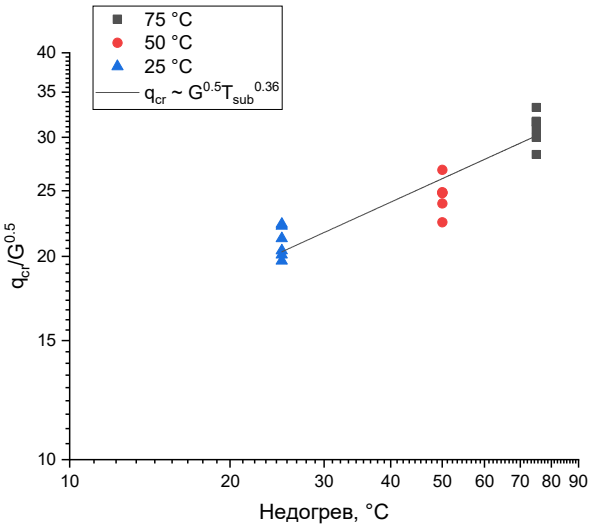


Рис. 17. Зависимость критического теплового потока (q_{cr}) от температуры недогрева воды (T_{sub})

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Полученные данные по динамике роста паровых пузырей в миниканале при интенсивном нагреве удовлетворительно описываются зависимостью Лабунцова-Ягова для диффузионной стадии роста пузыря и формулой Микича-Розенау для переходной области от инерционной стадии роста к диффузионной стадии. При достаточно близкой температуре стенки, начальная динамика роста парового пузыря не зависит от высоты канала.

При однородном и неоднородном нагреве со стороны стенки высота канала в диапазоне 0,2 – 3 мм оказывает существенное влияние на критический тепловой поток. Выявлено снижение критического теплового потока для канала с однородным нагревом, что вызвано более стесненными условиями течения в данном канале.

Список литературы:

1. Кутателадзе С. С. Основы теории теплообмена. М. Атомиздат, 1979, 416 с.
2. Liang G., Mudawar I. Review of channel flow boiling enhancement by surface modification, and instability suppression schemes //International Journal of Heat and Mass Transfer. – 2020. – Т. 146. – С. 118864.
3. International Roadmap for Devices and Systems, Institute of Electrical and Electronics Engineers, 2021 // [Электронный ресурс] - https://irds.ieee.org/editions (дата обращения 01.03.2022).
4. Zaitsev D. V., Belosludtsev V. V. Experimental setup for studying two-phase flows in micro-and minichannels at ultra-high heat fluxes: methodology and first experimental results //Journal of Physics: Conference Series. – IOP Publishing, 2021. – Т. 2119. – №. 1. – С. 012133.
5. Belosludtsev V. V., Tkachenko Y. M., Zaitsev D. V. Experimental and numerical study of convective heat transfer in a 0.4 mm microchannel non-uniformly heated from the wall //AIP Conference Proceedings. – AIP Publishing LLC, 2021. – Т. 2337. – №. 1. – С. 020001.
6. Belosludtsev V. V., Zaitsev D. V. Influence of time reference point selection on representation of bubble growth data during flow boiling in microchannels //AIP Conference Proceedings. – AIP Publishing LLC, 2020. – Т. 2212. – №. 1. – С. 020011.

7. Mikic B. B., Rohsenow W. M., Griffith P. On bubble growth rates //International Journal of Heat and Mass Transfer. – 1970. – Т. 13. – №. 4. – С. 657-666.3
8. Лабунцов Д. А. Физические основы энергетики. Избранные труды по теплообмену, гидродинамике, термодинамике //М.: Изд-во МЭИ. – 2005
9. Abdelmessih A. H. Spherical bubble growth in a highly superheated liquid pool //Cocurrent Gas Liquid Flow. – Plenum Press, 1969.
10. Akiyama M., Tachibana F. Motion of vapor bubbles in subcooled heated channel //Bulletin of JSME. – 1974. – Т. 17. – №. 104. – С. 241-247
11. Prodanovic V., Fraser D., Salcudean M. Bubble behavior in sub-cooled flow boiling of water at low pressures and low flow rates //International Journal of Multiphase Flow. – 2002. – Т. 28. – №. 1. – С. 1-19
12. Lohse D. et al. Giant and explosive plasmonic bubbles by delayed nucleation //Proceedings of the National Academy of Sciences. – 2018. – С. 201805912.

DOI: 10.53954/9785604859551_24

УДК 536.25+548.25+621.315.592

ЧИСЛЕННОЕ И ФИЗИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ТЕЧЕНИЯ РАСПЛАВА С ЧИСЛОМ ПРАНДТЛЯ 40.4 И ТЕПЛООБМЕНА В МЕТОДЕ ЧОХРАЛЬСКОГО

Бердников В.С., Винокуров В.А., Винокуров В.В.

Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН,
630090, Россия, г. Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1
e-mail: berdnikov@itp.nsc.ru

Классический вариант метода Чохральского до настоящего времени остается основным методом получения высококачественных монокристаллов из расплавов для микроэлектроники, лазерной и другой техники [1 − 6]. Получение качественных бездислокационных монокристаллов является сложной многопараметрической задачей. Управление параметрами технологических процессов и поиск оптимальных технологических режимов зависит в первую очередь от уровня понимания сути процессов тепло- массообмена в тигле с расплавом. Режимы течения расплавов и зависящие от них радиальные распределения температуры и локальных тепловых потоков на фронте кристаллизации (ФК) определяют качество получаемых монокристаллов [2 − 9]. Для выбора оптимальных технологических параметров управления процессом выращивания монокристаллов необходимо правильно оценивать и регулировать относительный вклад массовых и капиллярных сил в формирование структуры течения расплава исходного вещества [4 − 10].

В методе Чохральского свободная конвекция, возникающая из-за перепада температуры между фронтом кристаллизации и стенками тигля, неустранима, и ей почти невозможно управлять [1 − 10]. Эффективным способом управления гидродинамикой и конвективным теплообменом в тигле является подбор угловой скорости вращения кристалла. Управляя этим параметром можно получать почти равномерные распределения локальных тепловых потоков на ФК и управлять формой ФК [1 − 10].

По технологическим особенностям вариантов метода Чохральского можно выделить из их большого разнообразия два типа организации тепловых узлов и управления полями температуры. Первый – кристаллы вытягиваются в условиях больших градиентов температуры и правильной цилиндрической формы или максимально близкой к ней [1,2, 5 − 8]. Второй вариант – низкоградиентный способ выращивания кристаллов, разработаный в ИНХ СО РАН для вытягивания оксидных кристаллов. Низкоградиентным методом Чохральского (т.е. при малых перепадах температуры, в диапазоне 2-10^{O}C) выращивают кристаллы ортогерманата висмута (BGO) паралеллурита. Метод активно внедряется в технологическую практику вытягивания полупроводниковых, щелочногалоидных и других монокристаллов [3,4, 11].

До настоящего времени, на стадии поиска новых материалов, обладающих лазерными, нелинейно-оптическими и другими свойствами, их монокристаллы выращивают методом Чохральского, как правило диаметрами до 30 мм. Режимы течения расплавов при этом желательно поддерживать ламинарные. Поэтому одна из задач фундаментальных исследований – определение границ перехода к нестационарным режимам течений и ламинарно-турбулентных переходов в пограничных слоях на ФК [7 − 10]. На это, в частности, была направлена данная работа. Наиболее эффективный подход изучения данных процессов - это сочетание физического и численного моделирования. Такой подход использован в данной работе. Для варианта метода Чохральского с небольшими перепадами температуры исследованы ламинарные стационарные режимы течения и определена граница перехода к нестационарным режимам.

Численные исследования выполнены методом конечных разностей. Использовалась программа с собственным кодом. Была исследована ламинарная тепловая гравитационно-капиллярная и смешанная конвекция в стационарных режимах. Поскольку в классическом варианте метода Чохральского по мере роста кристалла снижается уровень расплава в тигле, то исследовано влияние высоты расплава на пространственную форму течения, на локальные и интегральные тепловые потоки на ФК. Эти исследования выполнены при фиксированных значениях $R_T/R_K = 1.94$, $Pr = 40.4$, $Re = 95$, $Gr = 1214$, $Ma = 2932$ в диапазоне относительных высот слоя расплава $1.1 \le H/R_T \le 2.0$. Число Прандтля соответствует характеристикам щелочно-галоидных кристаллов, а также модельной жидкости – гептадекану, используемой в физических экспериментах с криталлизацией [7 − 10].

Проведены также исследования эволюции пространственной формы течения с ростом перепада температуры в системе при фиксированном значении высоты слоя расплава $H/R_т = 0.7$ и размера кристалла $R_T/R_K = 1.94$, при заданной угловой скорости вращения кристалла, соответствующей значению числа Рейнольдса $Re_K = 95$. Найдены режимы с наиболее равномерным распределением локального теплового потока на фронте кристаллизации. Найдена граница перехода от стационарных к нестационарных режимам. Результаты расчетов обобщены в виде зависимости интегрального коэффициента теплоотдачи – числа Нуссельта Nu (Gr). Экспериментально изучено влияние режимов конвективного теплообмена на форму фронта кристаллизации расплава гептадекана.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Осесимметричная геометрия расчетной области показана на рис. 1. Тигель, содержащий расплав, имеет цилиндрическую симметрию, фиксированные прямолинейные границы. Фронт кристаллизации S4 – плоский и расположен на уровне свободной поверхности расплава. В численной модели для поля скорости на границах тигля и на ФК, за исключением поверхности расплава, выполняются условия прилипания. На свободной поверхности S3 ставится условие баланса тангенциальной компоненты силы, обусловленной гради-

ентом поверхностного натяжения и сил трения в режимах термокапиллярной и тепловой гравитационно-капиллярной конвекции. В режиме термогравитационной конвекции свободная граница понимается в рэлеевском смысле: отсутствуют трение и деформация.

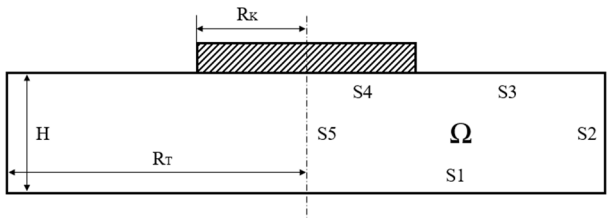


Рис. 1. Схема расчетной области

И в физической, и в численной моделях задаются постоянные, но разные температуры: холодная модель кристалла S4 и нагретые боковые стенки контейнера S2. На дне тигля и на свободной поверхности жидкости ставятся условия теплоизоляции.

Методом конечных разностей решалась система безразмерных уравнений смешанной конвекции в приближении Буссинеска в переменных: функция тока, вихрь скорости, азимутальная компонента скорости, температура:

$$\frac{\partial\omega}{\partial t}+U\frac{\partial\omega}{\partial r}+V\frac{\partial\omega}{\partial z}-\frac{U\omega}{r}-\frac{1}{r}\frac{\partial W^2}{\partial z}=\frac{1}{\mathrm{Re}}\left(\Delta\omega-\frac{\omega}{r^2}\right)-\frac{\mathrm{Gr}}{\mathrm{Re}^2}\frac{\partial\theta}{\partial r};$$

$$\Delta\psi-\frac{2}{r}\frac{\partial\psi}{\partial r}=r\omega;\quad \frac{\partial\theta}{\partial t}+\mathrm{U}\frac{\partial\theta}{\partial r}+\mathrm{V}\frac{\partial\theta}{\partial z}=\frac{1}{\mathrm{Pr}\cdot\mathrm{Re}}\Delta\theta;$$

$$\frac{\partial W}{\partial t}+U\frac{\partial W}{\partial r}+V\frac{\partial W}{\partial z}+\frac{UW}{r}=\frac{1}{\mathrm{Re}}\left(\Delta\omega-\frac{W}{r^2}\right);$$

В качестве масштаба длины использован радиус кристалла – R_K; масштаб температуры – ΔT, перепад температуры между стенкой тигля и моделью кристалла; масштаб скорости в режимах термогравитационной и тепловой гравитационно-капиллярной конвекции – ν/R_K, в режимах смешанной конвекции масштаб скорости – $\Omega_K R_K$. В систему входят четыре критерия подобия: число Грасгофа Gr, определяющее интенсивность термогравитационной конвекции; число Марангони Ma, определяющее интенсивность термокапиллярной конвекции; число Прандтля Pr, характеризующее теплофизические свойства расплава и число Рейнольдса Re, определяющее интенсивность вынужденной конвекции:

$$\mathrm{Gr}=\frac{g\beta}{\nu^2}\Delta T\cdot R_K^3,\quad \mathrm{Ma}=\left(-\frac{\partial\sigma}{\partial T}\right)\frac{R_K}{\alpha\mu}\cdot\Delta T,\quad \mathrm{Pr}=\frac{\nu}{\alpha},\quad \mathrm{Re}=\frac{\Omega_K\cdot R_K^2}{\nu}.$$

Здесь σ – коэффициент поверхностного натяжения, μ, ν – коэффициенты динамической и кинематической вязкости, α – коэффициент температуропроводности, Ω_K – скорость вращения ФК.

ПОЛУЧЕННЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Численно исследованы структура течения и теплообмен в однофазной постановке задачи. На рис. 2 представлена перестройка полей изолиний функции тока и изотерм при снижении высоты слоя расплава от начальной $H/R_T = 2.0$ к промежуточной $H/R_T = 1.0$.

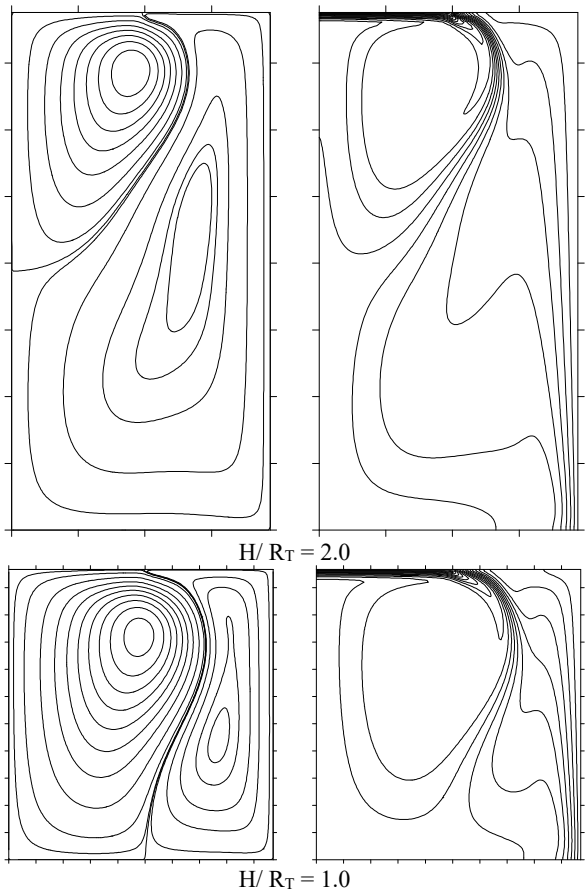


Рис. 2. Поля изолиний функции тока (слева) и изотерм (справа): Gr = 1214, Ma = 2932, R_T/R_K = 1.94, Re_K = 95

Здесь показаны только правые части осесимметричных полей изолиний функции тока и изотерм. На рис.2 видно, что при снижении уровня расплава, но

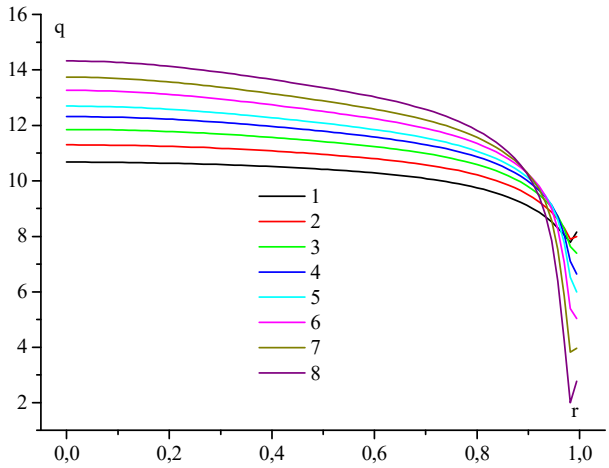


Рис. 3. Радиальные распределения локальных тепловых потоков на ФК: 1 – H/ Rт = 0.7; 2 –0.8; 3 – 0.9; 4 – 1.0; 5 – 1.1; 6 – 1.3; 7 – 1.6; 8 – 2.0

сохранении остальных параметров процесса, кардинально меняются пространственные формы течения и поля температуры. При $H/R_T = 2.0$ площадь теплоотдающей поверхности тигля существенно больше, чем при $H/R_T = 1.0$. Это приводит к увеличению интегрального теплового потока со стенок тигля и к более существенной стратификации расплава по температуре по высоте слоя в вихре у стенки тигля. ФК соприкасается с расплавом с более высокой температурой. Соответственно меняются радиальные распределения

локальных тепловых потоков на ФК (рис. 3). При $H/R_T = 2.0$ к центру вращающегося ФК подтягивается более нагретый расплав скопившийся в верхней части слоя. При снижении уровня расплава до $H/R_T = 1.4$ вынужденное течение, вызываемое вращением кристалла, занимает всю область под ФК до дна. Область, которую занимает течение естественно конвективной природы сжимается к стенкам тигля. Меняется длина нисходящего спутного течения в вихре из-под вращающегося ФК (охлажденного на ФК) и из потока от стенок тигля (нагретого у стенок тигля). На рис. 4 показана зависимость от относительной высоты слоя расплава среднего по площади ФК безразмерного коэффициента теплоотдачи (числа Нуссельта). С ростом высоты расплава H/R_T растет интенсивность конвективного теплообмена. Течение расплава было ламинарным и стационарным.

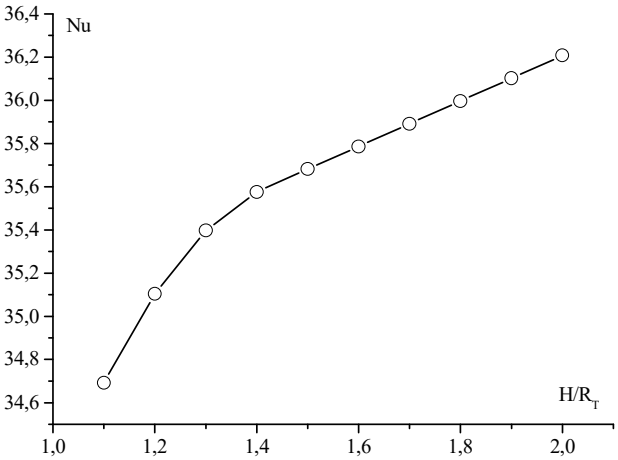


Рис. 4. Зависимость числа Нуссельта от высоты слоя расплава при Gr = 1214, Ma = 2932, $R_T/R_K = 1.94$, $Re_K = 95$

Влияние перепада температуры на структуру течения и теплообмен было изучено при фиксированной высоте $H/R_T = 0.7$, $R_T/R_K = 1.94$, Re = 95. Эволюция полей изолиний функции тока и изотерм с ростом перепада температуры представлена на рис. 5. С ростом перепада температуры, каждому значению которого соответствует пара значений чисел Грасгофа и Марангони, естественно конвективное течение занимает всё больший объем, оттесняя вихрь центробежной природы под вращающийся ФК. Перестройка пространственной формы течения и полей температуры приводит к изменениям радиальных распределений локальных тепловых потоков на ФК (рис. 5). Наиболее равномерное распределение локального теплового потока реализуется в режиме с перепадом температуры, соответствующим Gr = 1336, Ma = 3225 и $Gr/Re^2 = 0{,}148$. По мере роста перепада температуры тепловые потоки становятся всё более неравномерными с ярко выраженными всплесками на кромке кристалла. Это вызвано натеканием на кромку ФК все более нагретого расплава. Такие режимы приводят к все более выпуклым в расплав формам ФК и ухудшению качества выращиваемых монокристаллов. При Gr = 6314 и Ma = 15247 течение становится нестационарным, что приводит к резкому изменению

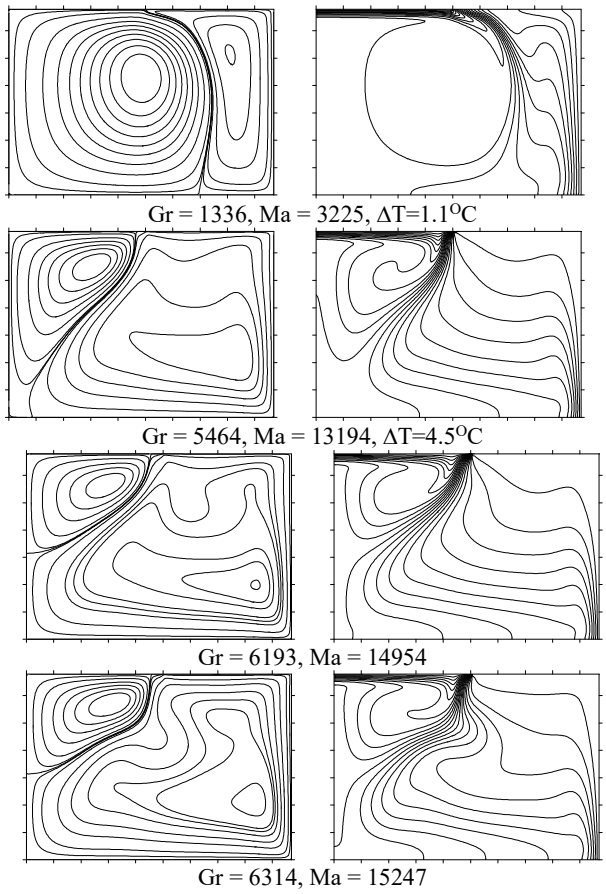


Рис. 4. Изолинии функции тока и изотермы. $H/R_T = 0.7$, $R_T/R_K = 1.94$, $Re_K = 95$

среднего по площади ФК безразмерного коэффициента теплоотдачи (рис. 6). Качественно поля изолиний функции тока и изотерм в возникшем нестационарном режиме не сильно отличаются от предшествующего стационарного режима.

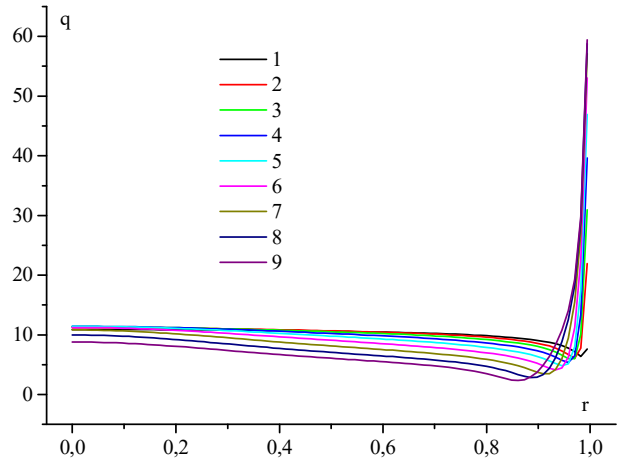


Рис. 5. Радиальные распределения локальных тепловых потоков на фронте кристаллизации при $H/R_T = 0.7$, $R_T/R_K = 1.94$, $Re_K = 95$: 1 – Gr = 1336, Ma = 3225; 2 –1943, 4691; 3 –2428, 5864; 4 – 3036, 7330; 5 – 3643, 8796; 6 – 4250, 10262; 7 – 4857, 11728; 8 – 5464, 13194; 9 – 6193, 14954

Прозрачный расплав гептадекана позволяет исследовать гидродинамику в процессе кристаллизации. Для визуализации картины течения, при физическом моделировании в расплав гептадекана добавлялись плоские частички-трассеры с размерами 10 –

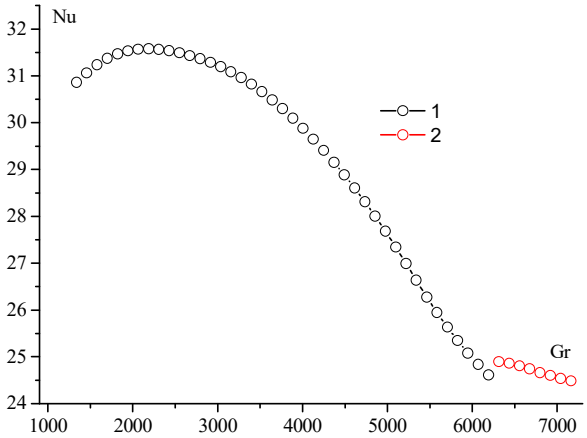
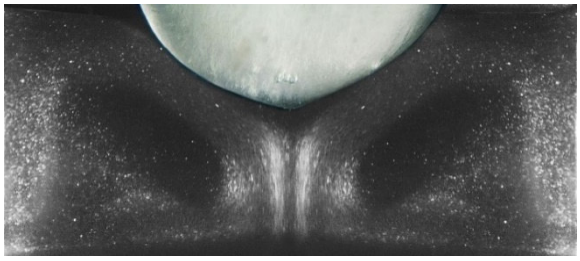
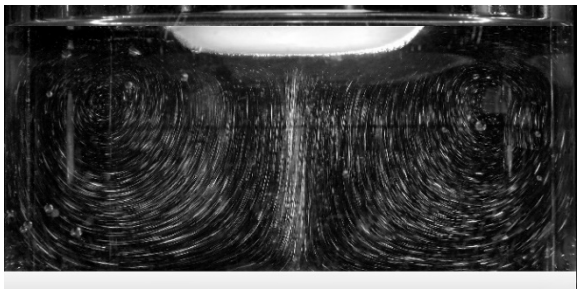


Рис. 6. Зависимость числа Нуссельта от числа Грасгофа при $H/R_T = 0.7$, $R_T/R_K = 1.94$, $Re_K = 95$

15 мкм. Они хорошо отслеживают течение жидкости и хорошо отражают свет при подсветке плоским лучом в центральном сечении цилиндрического тигля.


Рис. 7. Форм фронта кристаллизации гептадекана в режиме естественной конвекции при $R_T/R_K = 2.76$; $H/R_T = 0.7$


Gr = 609. Ma = 1197. Re = 23.3, Gr / Re^2 = 1,122

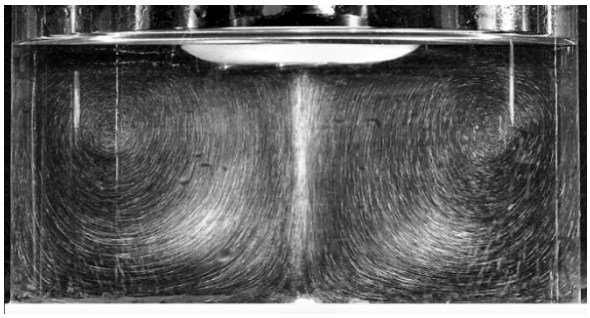

Gr = 1268. Ma = 2494. Re = 34.9, Gr / Re^2 = 1, 041

Рис. 8. Формы фронтов кристаллизации гептадекана в режиме смешанной конвекции при $R_T/R_K = 2.76$; $H/R_T = 0.7$

Цифровая видеосъемка и компьютерная обработка видеофильмов позволяет получить количественную информацию о полях скорости и одновременно наблюдать формы фронтов кристаллизации (рис. 7, 8).

На рис. 7 представлена установившаяся форма ФК гептадекана в режиме ламинарной стационарной тепловой гравитационно-капиллярной конвекции. Для этих режимов и для режимов с подавляющим влиянием сил плавучести (с добавкой термокапиллярного течения) характерна выпуклая в расплав форма ФК. В режимах смешанной конвекции, при достаточно высокой скорости вращения ФК вдоль оси симметрии возникает восходящий поток нагретого расплава, и можно подобрать скорость вращения ФК, при которой форма ФК будет близка к плоской (рис. 8).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Экспериментально и численно исследовано влияние конвективного теплообмена, высоты слоя расплава и перепада температуры на структуру течения и интегральный теплообмен, на форму фронта кристаллизации гептадекана. Показано, что для фиксированного перепада температуры, соответствующего Gr = 1214, Ma = 2932, и при числе Рейнольдса Re_K = 95, в диапазоне высот слоя расплава $1.1 \le H/R_T \le 2.0$ течение имеет ламинарный и стационарный характер. Для системы с фиксированной геометрией $H/R_T = 0.7$, $R_T/R_K = 1.94$ и скоростью вращения ФК, соответствующей $Re_K = 95$, определена граница перехода от стационарных режимов к нестационарным с ростом перепада температуры до соответствующего значениям Gr = 6 314, Ma=15 247.

Список литературы:

1. Бердников В.С., Винокуров В.В, Панченко В.И., Соловьев С.В. Теплообмен в классическом методе Чохральского // ИФЖ. 2001. Т. 74. № 4. С. 122–127.
2. Рост кристаллов. Галогениды щелочных металлов / В.И. Горилецкий, Б.В. Гринев, Б.Г. Заславский, Н.Н. Смирнов, В.С. Суздаль. Харьков: Акта, 2002. 536 с.
3. Иванникова Н.В., Шлегель В.Н., Васильев Я.В. Оптимизация скорости кристаллизации при росте кристаллов $BI_4GE_3O_{12}$ низкоградиентным методом Чохральского // Кристаллография. 2014. Т. 59. № 4. С. 676 – 680.
4. Mazaev K., Kalaev V., Galenin E., Tkachenko S., Sidletskiy O. Heat transfer and convection in Czochralski growth of large BGO crystals // Journal of Crystal Growth. 2009. V. 311. P. 3933–3937.
5. H.S. Fang, J.Z. Lin, L.L. Zheng, X.M. Huang Analysis and optimization of Czochralski laser oxide crystal growth // International Journal of Heat and Mass Transfer 2015. V.8. P. 5505–512.
6. Derby J.J. Progress in Crystal Growth and Characterization of Materials. 2016. V. 62. P. 286–301.
7. Бердников В.С., Винокуров В.А., Винокуров В.В., Гапонов В.А. Влияние режимов конвективного теплообмена на форму фронта кристаллизации в системе тигель-расплав-кристалл в методе Чохральского // Тепловые процессы в технике. 2011. Т. 3. №4. С. 177-186.
8. Верезуб Н.А., Простомолотов А.И., Бердников В.С., Винокуров В.А. Расчетно-экспериментальное исследование влияния тепловых процессов на форму фронта кристаллизации гептадекана и галлия в модели метода Чохральского // Изв. ВУЗов. Материалы электронной техники. 2014. Т. 17, № 4. С. 257 – 267.
9. Berdnikov V., Prostomolotov A., Verezub N. and Vinokurov V.A. Heptadecane and gallium crystallization in hydrodynamic Czochralski model // Journal of Materials Science and Engineering. 2016. A5 (9–10). P 351 – 360.
10. Бердников В.С., Винокуров В.А., Винокуров В.В. Влияние нестационарных режимов свободной и смешанной конвекции расплавов на теплообмен и формы фронтов кристаллизации в методе Чохральского // Известия Российской академии наук. Серия Физическая. - 2017. Т. 81, № 10. - С. 1395–1402.
11. Kasimkin P.V., Kurus A.F., Shlegel V.N., et all Blocking of dislocation propagation by faceted solid liquid interface during Ge crystal growth by the low thermal gradient Czochralski technique // Journal of Crystal Growth. 2020. 531. 125375.

Исследования выполнены в рамках государственного задания ИТ СО РАН (№ Гос. рег. 121031800213-0).

DOI: 10.53954/9785604859551_28

УДК 533.9.01

МОДЕЛИРОВАНИЕ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ДИСПЕРСНЫХ ПРИМЕСЕЙ ОТ ЦЕМЕНТНОГО ЗАВОДА ЛАГРАНЖЕВЫМ МЕТОДОМ

Бобров М.С., Хребтов М.Ю.

Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН,
630090, Россия, г. Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1
e-mail: maximbobrov20@gmail.com

В данной работе представлены результаты численного моделирования распространения загрязняющих дисперсных примесей от дымовой трубы цементного завода в г. Искитим. Используемый лагранжев подход позволяет учесть влияние инертности частиц и различной скорости их осаждения. Программа для моделирования распространения примесей использует в качестве входных данных трехмерные поля характеристик турбулентного течения. Такой подход позволяет отделить аэродинамическое моделирование от моделирования распространения примесей. Сопоставление данных об осаждении примесей от цементного завода, полученных в результате моделирования, с данными, полученными при анализе состава снега, показало качественное совпадение, что свидетельствует об адекватности применяемой модели.

ВВЕДЕНИЕ

Данные спутниковых наблюдений в инфракрасном и оптическом диапазонах (например, Landsat, MODIS) с каждым годом становятся все более доступными, а также увеличивается территория покрытия этими спутниками и частота проведения наблюдений [1]. Используя спутниковые данные в инфракрасном диапазоне над территорией города, можно восстановить пространственное распределение амплитуды температурной аномалии (острова тепла) (рис. 1). Эффект острова тепла (разность температур в центре города и на окраинах) может влиять на формирование горизонтальных циркуляций в атмосферном пограничном (АПС) над городом. Эти микроциркуляции могут оказывать существенное влияние на перенос вредных аэрозолей в черте города и на неравномерность их осаждения в разных районах [2]. Дополняя модель данными, полученными с метеостанций за исследуемое время наблюдений, а также данными об источнике загрязнения, можно моделировать эволюцию АПС, что позволяет прогнозировать эволюцию полей концентрации примесей от заданного источника.

Моделирование эволюции динамики атмосферного пограничного слоя (АПС) очень ресурсоемко из-за больших масштабов расчетных областей и типичного временного интервала моделирования. Если требуется рассмотреть несколько сценариев распространения примеси от разных источников и для примесей с разным составом, то потребуется серия таких расчетов. По этой причине возникает необходимость отделить аэродинамическую задачу от задачи о распространении примеси. При таком подходе единожды проведенное моделирование эволюции АПС над городом можно многократно использовать для разных конфигураций источников примесей.

Лагранжев подход позволяет описать примесь как набор дискретных частиц, движущихся в поле скорости воздуха. Такой подход позволяет учесть влияние инертности частиц и различной скорости их осаждения. При этом статистика частиц восстанавливается лучше, чем для эйлерова описания (когда эволюция примеси разрешается путем дискретизации на стационарной расчетной сетке); в частности, удается воспроизвести эффекты кластеризации частиц в поле турбулентных пульсаций [1].

Для изучения распространения примесей был выбран город Искитим Новосибирской области, известный сложной экологической обстановкой, связанной с

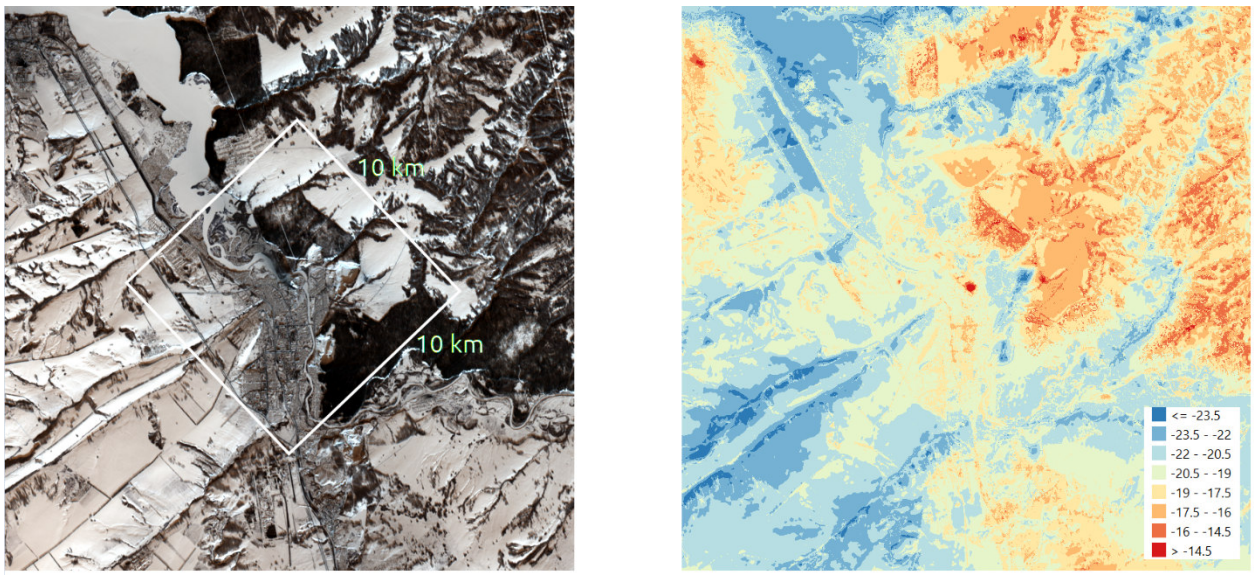


Рис. 1. Спутниковое изображение и восстановленная карта температуры поверхности для г. Искитима в зимний период (08.01.2019). Белым квадратом обозначена расчетная область

деятельностью цементного завода, являющегося одним из главных промышленных предприятий города [4]. Из-за довольно небольшого размера города можно было провести аэродинамическое моделирование с использованием метода крупных вихрей (LES) с использованием небольшого количества модельных предположений. В методе крупных вихрей масштабы течения разделяются на разрешенные (больше масштаба шага сетки) и «подсеточные» (меньше шага сетки). При этом, динамика разрешенных масштабов моделируется напрямую, а воздействие подсеточных учитывается с помощью алгебраической или дифференциальной модели. Для мелких масштабов предполагается справедливость гипотезы об однородности и изотропии пульсаций.

В данной статье представлены результаты моделирования распространения дисперсной примесей от цементного завода в городе Искитим в зимний период при малой амплитуде геострофического ветра. Наличие локализованных источников загрязнения позволяет исследовать применимость модели распространения примеси (поскольку источник точно известен) путем сравнения результатов с наблюдениями за экологической обстановкой на местности.

ДЕТАЛИ РАСЧЕТНОГО МЕТОДА

Для моделирования распространения примесей в воздухе и их осаждения на поверхности земли была реализована программа на языке C++. Примесь разбивалась на группы частиц с одинаковыми характеристиками (плотность, размер частиц), каждая из которых моделировалась одной расчетной точкой. Для каждой моделируемой частицы решалось следующее эволюционное уравнение:

$$\vec{r}_p(t+dt) = \vec{r}_p(t+dt) + \left[\vec{U}(\vec{r}_p,t) + \vec{u}_g + \vec{u}(\vec{r}_p,t)\right]dt,$$

где U - осредненная за время шага по времени скорость воздуха вблизи частицы, $u_g = d^2 g(\rho_p - \rho_g)/18\eta$ скорость осаждения частиц в пределе малых чисел Рейнольдса, u – скорость турбулентных пульсаций, моделируемая из уравнения стохастического процесса [2]:

$$d\left(\frac{u_i}{\sigma_i}\right) = -\frac{u_i}{\tau_L \sigma_i}dt + \sqrt{\frac{2}{\tau_L}}dW_i + \frac{d\sigma_i}{dx_i}dt,$$

где средняя амплитуда пульсационной составляющей скорости в точке вычисляется как:

$$\sigma_i = \sqrt{\langle u_i' u_i' \rangle}$$

и лагранжев масштаб времени турбулентности:

$$\tau_L = (0.5 + 0.75C_0)\frac{\epsilon}{k}$$

В качестве входных параметров программа принимала трехмерные данные о полях средних скоростей, (осредненных по времени между интервалами сохранения), турбулентных пульсациях и масштабе времени турбулентности. Такие данные были сохранены в предварительном LES расчете динамики АПС. В качестве объекта для тестирования модели была выбрана техногенная примесь, образующаяся на цементном заводе в городе Искитим. В качестве источника примеси была выбрана заводская труба высотой 80 м. Генерация частиц осуществлялась непрерывно на протяжении всего моделирования с фиксированной интенсивностью.

В предварительных расчетах методом LES были получены поля скорости, пульсаций скорости и временной масштаб турбулентности для различных моментов времени в течение суток (рис. 2). LES расчет проводился с использованием открытого кода для расчета атмосферных течений MicroHH (www.microhh.org). Модель учитывала эффекты стратификации путем модификации выражения подсеточной турбулентной вязкости, с использованием локального числа Ричардсона. Подробно LES-модель описана в [6]. Расчет проводился методом конечных разностей, на шахматной сетке с четвертым порядком аппроксимации по пространству (компактные разностные схемы), и третьим порядком по времени (метод Рунге-Кутты). Расчетная область имела размер 10x10x1 км, сетка состояла из 37 млн узлов. Шаг сетки вблизи нижней границы составлял 20x20x1 м. Согласно оценкам [7] такого разрешения сетки достаточно для расчетов с умеренной амплитудой инверсии (до 10 К/км). На боковых границах задавались периодические граничные условия, на нижней границе использовались пристенные функции для задания турбулентного потока тепла и импульса по известным распределениям температуры на поверхности [6]. Для вычисления поля температуры по спутниковым дан-

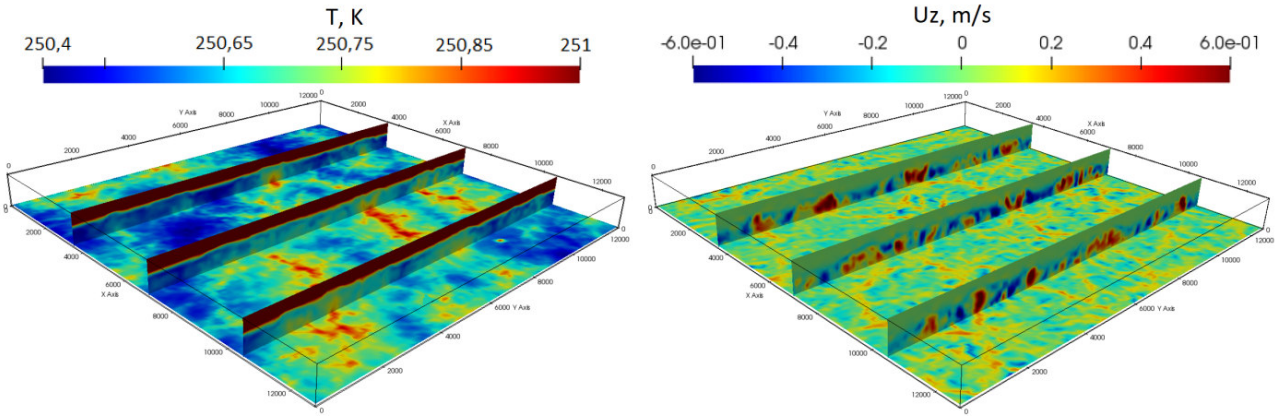


Рис. 2. Трехмерные поля температуры (а) и вертикальной компоненты скорости (б) для случая без ветра, полученные в LES расчете

ным был разработан и применен следующий алгоритм. В первую очередь, снимки с высоким разрешением (30 м/пиксель) со спутника LANDSAT8 загружались из открытой базы данных *earthSat*, где доступен выбор временного интервала снимков, а также координат съемки. Для работы со спутниковыми изображениями использовалась программа с открытым исходным кодом QGIS (www.qgis.org).

Использовались данные с пяти каналов спутника, трех видимых (красный, зеленый, синий, (RGB)), а также ближнего (0,845—0,885 мкм) и дальнего (10,30 — 11,30 мкм) инфракрасных диапазонов. После атмосферной коррекции и выделения необходимой пространственной области производилась классификация поверхности. Сначала вручную в нескольких местах изображения выделялись различные типы поверхности, дороги, здания, зеленые насаждения, почва, снег и вода. Затем по данным четырех каналов спутника применялся метод максимального правдоподобия, который присваивал каждой точке поверхности соответствующий тип. После чего, для каждого типа поверхности задавался свой коэффициент излучения, и по

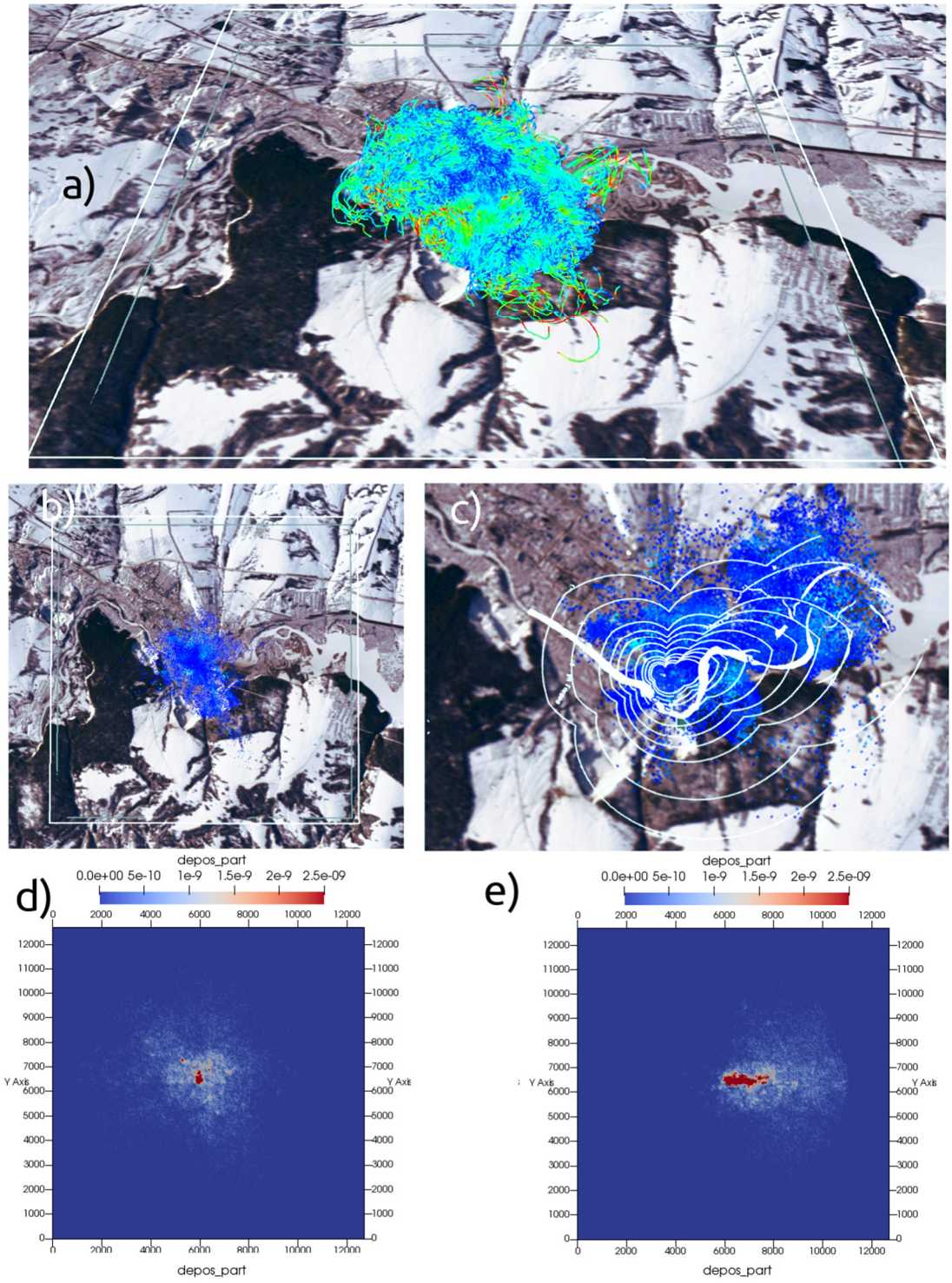


Рис. 3. a) траектории движения частиц для случая геострофического ветра 1 м/с. (b,c) позиции частиц в момент 18 часов расчета для случаев без ветра (b) и со средним ветром 1 м/с (c), для радиуса частиц 12 мкм (белыми линиями показаны данные наблюдений [4]). (d-e) распределение концентрации осажденных частиц для случаев без ветра (d) со средним ветром 1 м/с (e).

полученной карте из инфракрасного поля восстанавливалось поле температур по следующей формуле:

$$T_{surf} = \frac{T_{IR}}{(1 + \lambda T_{IR} ln(e)/c_1)},$$

где T_{IR} – температура, восстановленная без учета коэффициента излучения, λ – длина волны излучения (мкм), e – излучательная способность, и c_1 = 14388 мкм К – константа связанная с выбранной длиной волны ИК излучения. Полученная карта температуры для различных моментов времени, вместе с картой рельефа, использовались как граничное условие в трехмерных нестационарных LES расчетах.

Временной шаг выдачи файлов полей был значительно больше (порядка 1 мин), чем шаг LES моделирования (порядка 1 секунды). Это было необходимо в связи с очень большим размером файлов. В LES расчете перед сохранением делалось осреднение полей скорости по временному интервалу между сохранениями с выделением пульсационной составляющей и оценкой масштаба турбулентности через временные корреляции вторых моментов скорости.

При моделировании дисперсии примесей (которое также использовало небольшой временной шаг, порядка нескольких секунд) вклад полей течений, полученных в результате LES-моделирования, учитывался сплайн-интерполяцией между соседними во времени сохраненными файлами с турбулентным течением. Скорость осаждения под действием силы тяжести моделировалась с учетом размера частиц и отношения плотности частиц к плотности воздуха. Максимальное количество частиц в расчетной области составляло 1 миллион. Программа расчета дисперсии примеси была распараллелена для сокращения времени расчета. Благодаря отсутствию взаимодействия между частицами моделирование движения каждой частицы выполняется независимо, что позволило оптимизировать процесс моделирования за счет минимизации взаимодействия между вычислительными потоками.

Для визуализации процессов распространения и осаждения частиц программа была дополнена интерфейсом с использованием открытого кросс-платформенного C++ фреймворка "Qt" (qt.io) для отрисовки пользовательского интерфейса и библиотеки freeglut (freeglut.sourceforge.net) для 3D визуализации данных расчетов. Визуализация данных заключается в отображении геометрии расчетной области и спутниковой карты моделируемого участка, а также отрисовки временных треков частиц, текущих позиций частиц и распределения частиц, осажденных на поверхность.

РЕЗУЛЬТАТЫ

Для получения более подробной информации о характере распространения и осаждения частиц было предложено моделировать случаи без геострофического ветра и со средней скоростью ветра у поверхности 1 м/с для г. Искитима, с использованием в качестве полей скорости, пульсаций скорости и временной масштаб турбулентности данные из предварительных LES расчетов. В качестве плотности частиц использовали плотность цемента. Для изучения характера осаждения частиц в окрестностях города было предложено провести несколько расчетов для одних и тех же полей аэродинамического течения, но с разными размерами частиц. В результате расчетов было установлено, что частицы радиусом более 30 мкм осаждаются на расстоянии нескольких сотен метров от источника, а частицы радиусом менее 3 мкм уносятся потоком за пределы расчетной области. Сравнение данных о концентрации осаждающихся частиц с наблюдениями на местности [4] (рис. 3 с) показывает качественное совпадение с наблюдениями, что свидетельствует об адекватности применяемой модели. Как видно из результатов, в случае отсутствия среднего ветра примесь все равно распространяется на достаточно большое расстояние. Это связано с конвективными потоками, возникающими в нижней части атмосферного пограничного слоя. На данные потоки большое влияние оказывает неоднородность температуры на подстилающей поверхности (рис. 1б). Мгновенное распределение частиц не обладает центральной симметрией относительно источника, и распространяется сильнее в поперечном направлении. На рис.1 заметно, что температура поверхности имеет средний горизонтальный температурный градиент. На рис. 3б показано, что наиболее интенсивное направление распространения примесей совпадает с направлением температурного градиента на поверхности. В случае наличия среднего ветра данный эффект приводит к увеличению диффузии примеси в направлении градиента перпендикулярно направлению ветра. Таким образом, заметно увеличение площади осаждения за счет эффектов плавучести и неоднородной конвекции. Данные эффекты необходимо учитывать при прогнозировании распространения загрязняющей примеси от различных источников в городском микроклимате. Для более детальной верификации данных эффектов необходимо провести измерения с контролем метеорологических условий.

Список литературы:

1. Алабян А. М. и др. Оперативное прогнозирование наводнений на основе комплексного упреждающего моделирования и интеграции разнородных данных //Информатика и автоматизация. – 2015. – Т. 4. – №. 41. – С. 5-33.
2. Hrebtov M., Hanjalić K. River-induced anomalies in seasonal variation of traffic-emitted CO distribution over the City of Krasnoyarsk //Atmosphere. – 2019. – Т. 10. – №. 7. – С. 407.
3. Sikovsky D. P. Stochastic lagrangian simulation of particle deposition in turbulent channel flows //Flow, Turbulence and Combustion. – 2015. – Т. 95. – №. 2. – С. 561-582.
4. Sherbatov A. F. et al. Assessment of air pollution by dust according to data obtained from snow survey on the base of fall areas reconstruction //Health Risk Analysis. – 2014. – Т. 2. – С. 42-47.
5. Mitin I. V., Sikovsky D. P., Ilyushin B. B. Application of the modeling probability distribution functions for Lagrangian simulation of a passive tracer in the atmospheric boundary layer //Journal of Engineering Thermophysics. – 2016. – Т. 25. – №. 4. – С. 495-503.
6. Van Heerwaarden C. C. et al. MicroHH 1.0: A computational fluid dynamics code for direct numerical simulation and large-eddy simulation of atmospheric boundary layer flows //Geoscientific Model Development. – 2017. – Т. 10. – №. 8. – С. 3145-3165.
7. van Stratum B. J. H. The influence of misrepresenting the nocturnal boundary layer on daytime convection in large-eddy simulation : дис. – Universität Hamburg Hamburg, 2017.

Работа выполнена в рамках государственного задания ИТ СО РАН

DOI: 10.53954/9785604859551_32

УДК 621.9

ИНТЕНСИФИКАЦИЯ ТЕПЛООБМЕНА ПРИ КИПЕНИИ НА ТЕКСТУРИРОВАННЫХ БИФИЛЬНЫХ ПОВЕРХНОСТЯХ

Владимиров В. Ю.[1], Чиннов Е.А.[1], Хмель С.Я.[1], Емельяненко К.А.[2], Емельяненко А.М.[2], Бойнович Л.Б.[2]

[1] Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН,
630090, Россия, г. Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1
[2] Институт физической химии и электрохимии им. А.Н. Фрумкина РАН,
119071, Россия, г. Москва, Ленинский пр-т, 31, к.4
e-mail: victor.lipps@gmail.com

ВВЕДЕНИЕ

Потребности микроэлектроники диктуют необходимость разработки более эффективных систем охлаждения, использующих в частности теплообмен при кипении. Одним из перспективных способов интенсификации теплообмена при кипении является использование бифильных поверхностей [1]. Под бифильностью понимается создание локальных гидрофобных областей, играющих роль эффективных центров парообразования, при этом хорошая смачиваемость на окружающей поверхности будет препятствовать раннему развитию кризиса теплообмена, характерному для однородных гидрофобных поверхностей.

Исследование таких поверхностей является перспективным направлением, однако анализ литературы показал, что количество работ по этой теме достаточно мало. Так, например, большая часть существующих работ посвящена кипению на поверхности кремния, так же встречаются работы, использующие алюминий и некоторые другие материалы в качестве материала нагревателя. Исследований, где в качестве основного материала нагревателя использовалась бы медь, немного [2-4]. В этом случае гидрофильной поверхностью является поверхность металла или тонкой пленки другого материала, нанесенного на металл. Гидрофобную поверхность получали при нанесении фторполимерного покрытия за исключением работы [4], где был применен оригинальный подход, с целью удешевления и упрощения процесса изготовления поверхностей.

Немаловажным является исследование оптимальных параметров бифильных поверхностей: определение наилучших, с точки зрения интенсификации теплообмена, размеров и форм гидрофобных областей (круглые пятна, квадраты, полосы и так далее), расстояний между ними и пространственного расположения друг относительно друга (пятна в узлах прямоугольной сетки или в узлах гексагональной сетки; параллельные полосы или радиально расходящиеся лучи и так далее). Обзор литературы показал, что таких систематических исследований для медных поверхностей не существует. Существует лишь две работы [5, 6], где в качестве материалов нагревателей использовались кремний и алюминий соответственно. Основным исследуемым параметром в данных работах являлась степень гидрофобности – параметр, зависящий от упомянутых ранее размеров гидрофобных областей и расстояний между ними, определяющийся как отношение совокупной площади гидрофобных участков ко всей площади поверхности. При этом в работах получились разные результаты для оптимальной степени гидрофобности, что может быть объяснено использованием разных материалов для изготовления нагревателя. Оптимальная степень гидрофобности в работе [5] – 38%. Изменявшимся параметром был размер круглых гидрофобных пятен, расстояние между ними оставалось постоянным и равнялось 1 мм. В работе [6] оптимальная степень гидрофобности составила – 23%, при этом с такой степенью гидрофобности было изготовлено несколько поверхностей с разными размерами и, соответственно, расстояниями между пятнами, из-за этого так же наблюдалось изменение интенсивности теплообмена.

Также стоит отметить, что в работах по бифильным поверхностям практически не рассматривается проблема старения. Однако она является принципиальной, как и для любой микро/наномодифицированной поверхности [1, 7]. Такие поверхности могут подвергаться механическому разрушению пузырьками пара, при послойном применении материалов с разными коэффициентами температурного расширения, а также химическому взаимодействию с агрессивной окружающей средой с изменением состава и возможного разрушения.

Кроме того, известной является проблема создания устойчивых гидрофильных поверхностей, которые бы не теряли своих свойств. Из-за высокой поверхностной энергии такие поверхности интенсивнее загрязняются гидрофобной органикой из окружающей среды. При использовании бифильных поверхностей, на их гидрофильной части так же может оседать частицы материала гидрофобных областей при его недостаточной адгезии и устойчивости. В работе [8] описаны эксперименты на супербифильной поверхности (с выраженными супергидрофильними и супергидрофобными свойствами соответствующих областей). В результате авторы смогли достичь очень хороших результатов, однако, как и во многих других работах, вопросу стабильности и долговечности такой поверхности не было уделено внимания.

В данной работе исследуется теплообмен при кипении в большом объеме текстурированных лазером бифильных медных поверхностях с гидрофобными областями двух видов: микроструктуры в виде «каверн» и параллельные полосы (канавки). Производится сравнение этих двух «рисунков», а так же многолетнее исследование устойчивости к старению изготовленных по данной технологии поверхностей.

ТЕХНОЛОГИИ

Процедура создания поверхностей имела несколько этапов, первым из которых было лазерное

текстурирование. Текстурирование поверхности осуществлялось методом лазерной абляции с формированием на поверхности кипения массивов каверн с эквивалентным диаметром примерно 70 – 100 мкм и шагом между ними примерно 780 мкм. Каверны формировались в узлах квадратной сетки. Так же создавались массивы параллельных полос с шириной порядка 30-50 мкм и шагом 1 мм.

Для текстурирования использовался лазерный маркирующий комплекс «Аргент-М» (ООО «ЦЛТ», Россия) с инфракрасным иттербиевым волоконным лазером с длиной волны 1.064 мкм, диаметром сфокусированного пучка 40 мкм (focused laser spot diameter (at the $1/e^2$ level) of 40 μm) и пиковой мощностью до 0.95 мДж в моде TEM_{00}. Использовалась однократная или многократная обработка лазером локальных участков поверхности при длительности импульсов в 200 нс, частоте импульсов 20 кГц. При однократном проходе на изготовление одной каверны затрачивалось 1568 импульсов, в результате получались каверны треугольной формы в поперечном сечении. При многократном проходе использовали 7840 импульсов и получали каверны прямоугольной формы в поперечном сечении. Каждая полоса формировалась при однократном (в одном случае) или десятикратном (в другом случае) проходе лазерного луча со сдвигом 2,5 мкм.

Поперечное сечение треугольной каверны имеет эквивалентный диаметр примерно 70 мкм, а поперечное сечение прямоугольной каверны имеет примерный размер 100 мкм. Шаг для обеих поверхностей составлял 780 мкм. Для создания бифильных поверхностей осуществлялась гидрофобизация медной поверхности. Сначала проводилась активация поверхности при помощи ультрафиолетового излучения, затем проводилась хемосорбция фторированного метоксисилана из паров при температуре 100-110 °C. В результате формируется слой двумерного химически сшитого фтороксисилана, имеющего гидроксильную связь с поверхностью в местах абляции [9-10]. Ожидается, что гидрофобизованый слой на гладкой поверхности меди будет достаточно быстро разрушен, а в областях, обработанных лазером, сохранится достаточно долго. Основным фактором в этом процессе должны являться разные типы адгезии: более прочная химическая в обработанных лазером областях и менее прочная физическая в необработанных. Таким образом, формируется бифильная поверхность.

На рис. 1 приведены SEM изображения каверны прямоугольной формы (a) и фрагмента её боковой стенки (b). Из рисунка видно, что поверхность после обработки лазером становится шероховатой и пористой.

На рис. 2 представлены изображения фрагмента каверны треугольной формы в разном масштабе.

Изображения полос приведены на рис. 3 при однократном (a) и десятикратном (b) прохождении лазером.

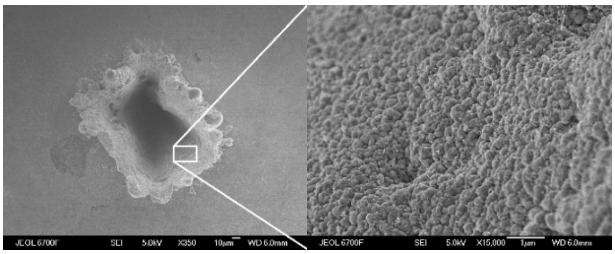
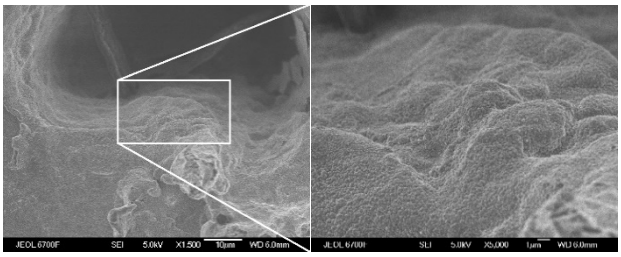
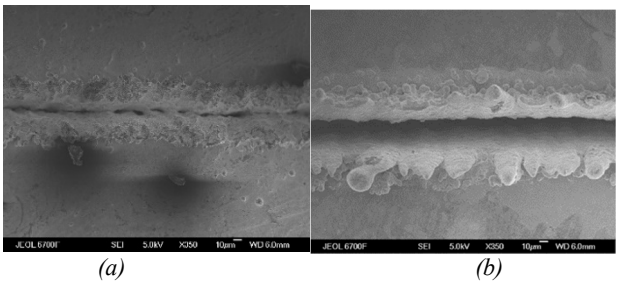


Рис. 1. SEM изображения прямоугольной каверны и фрагмента её стенки



(a) *(b)*

Рис. 2. SEM изображения фрагмента треугольной каверны



(a) *(b)*

Рис. 3. SEM изображения полос

Шероховатость Ra гладкой медной поверхности – не более 0,17 мкм. Угол смачивания для гладкой медной поверхности был 54±2°. Для образцов с нанесением гидрофобизатора из фторированного метоксисилана – порядка 170±2° в аблированных областях Boinovich [10]. Характеризация образцов производилось при помощи сканирующих электронных микроскопов JEOL JSM-6700F и Hitachi S-3400N, которые были оснащены энергодисперсионными рентгеновскими спектрометрами (ЭДС) для элементного анализа. Контактный угол исследуемых поверхностей с водой был исследован при помощи KRUSS DSA-100.

В дальнейшем образцы будут обозначаться как К1 и К2 и П1 и П2 соответственно порядку упоминания выше.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

На рис. 4 представлена схема стенда с указанием основных компонентов. Основой установки является термостатированная камера, показанная на рис. 4, с пятью оптическими окнами для наблюдения за протекающими в ходе экспериментов процессами. Стенки камеры представляют собой параллельные стальные пластины, между которыми циркулирует жидкость, при этом камера состоит из трех независимых контуров: короб из боковых стенок, верхняя стенка (крышка) и нижняя стенка (дно). Каждый контур включает также систему соединительных трубок и вентилей, и соединен с термостатом для поддержания равномерного и постоянного распределения температуры на стенках камеры. Для контроля пространственного распределения температур на каждой стенке

установлено по две термопары, заведенных в камеру через общий герметизированный канал. Камера заполняется рабочей жидкостью до необходимого уровня через канал ввода жидкости, в нижней части камеры располагается цилиндрический рабочий участок с медным сердечником, который закреплен с помощью специального прижимного устройства. По рабочему участку распределены термопары, используемые для измерения и расчета теплового потока от нагревателя.

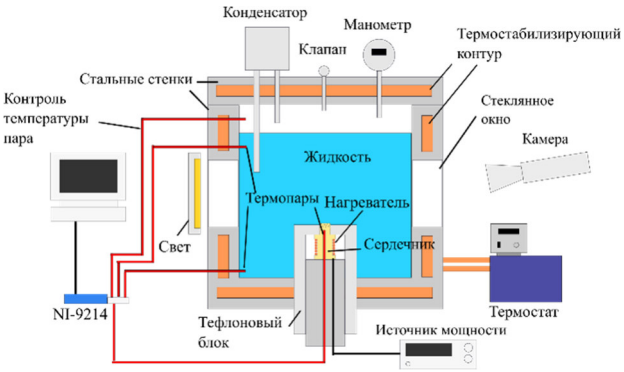


Рис 4. Схема экспериментальной установки

На верхней стенке камеры располагается конденсатор пара, представляющий собой оребренную трубку, подключенную к охладительному контуру с термостатом. В верхней части камеры также расположены датчик давления пара и клапан сброса давления. Для высокоточной записи исследуемых процессов имеется скоростная видеокамера, помещенная напротив бокового оптического окна. С другой стороны термостатированной камеры установлена система подсветки для создания достаточной освещенности рабочей области при высокоскоростной съемке. Над верхним оптическим окном размещается дополнительная камера общего обзора для визуализации и контроля эксперимента.

Сбор данных осуществлялся с помощью контрольно-измерительной системы, состоящей из системы сбора данных NI-9214 и программного обеспечения. Температура нагревателя, жидкости и окружающей среды измеряется с помощью термопар. Индивидуальная тарировка всех используемых в установке термопар производилась от 0°C до 150°C с интервалом 10°C. До 100°C использовался сухоблочный калибратор КС 100-1. От 100°C до 150°C – термостат Termex VT-8 на глицерине. Температура в обоих случаях контролировалась измерителем В7-99 с термометрами сопротивления ЭТС-100. Погрешность тарировки 0,1°C. В качестве рабочей жидкости использовалась дистиллированная, деионизированная, дегазированная вода (Milli-Q).

Необходимость применения разных способов синтеза и напыления покрытий требует использования нагревателей достаточно малых размеров, которые можно размещать в камеры синтеза и напыления, достаточно быстро без повреждений торцевой поверхности нагрева монтировать в установку, осуществлять демонтаж и регулярно контролировать поверхность нагрева на электронном микроскопе. Необходимо делать большую серию нагревателей с идентичными характеристиками, чтобы эксперименты проводились при одинаковых тщательно контролируемых условиях. Сравнение с другими методами, например, наклеиванием кремниевых пластин с модифицорованными поверхностями на нагреватель, показало преимущества используемого подхода. Нагревательный элемент представляет собой цилиндрический медный сердечник с головкой диаметром 5 мм. Кончик сердечника плотно вставляется в отверстие фторопластового основания и выравнивается в одну плоскость с верхней границей основания. Источником теплоты является нихромовая проволока, плотно намотанная на хвостовик сердечника сопротивлением 4 Ом. Для того, чтобы минимизировать теплопотери, нагревательный элемент тщательно теплоизолируется. В качестве теплоизолятора используется стеклоткань, которая в несколько слоев обматывается вокруг сердечника нагревательного элемента.

Для измерения температуры поверхности и определения теплового потока по закону Фурье в медном сердечнике в отверстия на разной глубине устанавливались две термопары.

РЕЗУЛЬТАТЫ

Перед проведением основных экспериментов была сделана тестовая серия измерений на гладких медных поверхностях. Для сравнения использовалась известная корреляция Розенау (Rohsenow [11]). Данные продемонстрировали хорошее совпадение с теоретической кривой. Отклонение в среднем не превосходит 15% и может быть объяснено не полностью совпадающими параметрами поверхности (шероховатость, степень окисления). Таким образом, постановку эксперимента и методику проведения измерений можно считать корректными и дающими достоверные результаты. Результаты дальнейших экспериментов на модифицированных бифильных поверхностях сравнивались с использованной в тестовой серии корреляцией Розенау.

Эксперименты показали, что на каждой из бифильных поверхностей происходит интенсификация теплообмена при кипении по сравнению с гладкой однородной поверхностью. Данные для всех поверхностей приведены на рис. 5.

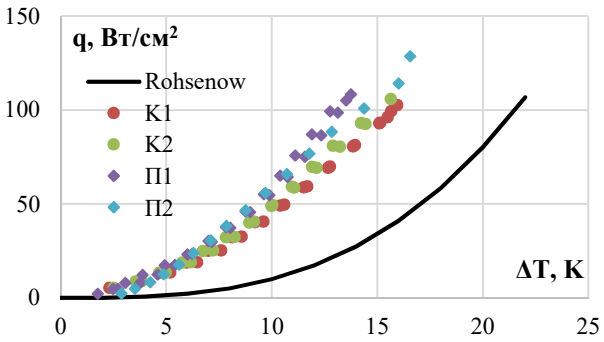


Рис. 5. Кривые кипения для всех поверхностей

На теплообмен при кипении на бифильных поверхностях, как уже упоминалось ранее, влияют такие факторы как: размер гидрофобных пятен, расстояния между ними (шаг) и относительная площадь гидрофобной поверхности (степень гидрофобности). Интенсивность теплообмена на поверхностях с кавернами примерно одинаковая, хотя их форма и размеры

отличаются. Общим для них является количество гидрофобных пятен и степень гидрофобности. Можно заключить, что форма пятен не является принципиальной и акцентироваться стоит именно на размерах и расстояниях между пятнами. Похожая ситуация наблюдалась для поверхностей с текстурой «полосы». Поверхность П1 имела полосы, сформированные меньшим числом проходов лазером, чем П2, но данные для этих поверхностей не продемонстрировали отличий между собой. Таким образом, получено ещё одно подтверждение, что подобные детали формирования гидрофобных областей, по-видимому, не являются решающими. Сравнение двух видов текстуры показывает, что интенсивность теплообмена на поверхностях П1 и П2 выше (до 20%), чем на поверхностях К1 и К2, что вероятно связано с более высокой степенью гидрофобности у «полос», и возможно в целом с большей оптимальностью такой текстуры, по сравнению с «кавернами». Вопрос об оптимальных характеристиках бифильных поверхностей на данный момент остается открытым и требует дальнейших исследований.

При работе с различными модифицированными поверхностями часто остро стоит проблема старения. В данной работе для используемых поверхностей проведены серии экспериментов в течении длительного периода (более двух лет). В ходе этой серии была продемонстрирована высокая стабильность некоторых образцов, а именно К1 и К2. Данные за несколько лет для образца К2 приведены на рис. 6.

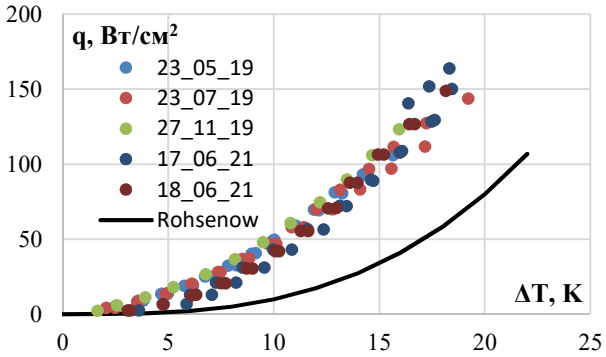


Рис. 6. Кривые кипения для поверхности К2

Однако поверхности П1 и П2, несмотря на некоторое количество экспериментов с устойчивыми результатами, в конце концов потеряли свои свойства, обеспечивавшие высокую интенсивность теплообмена. Для примера на рис. 7 приведены данные для П2.

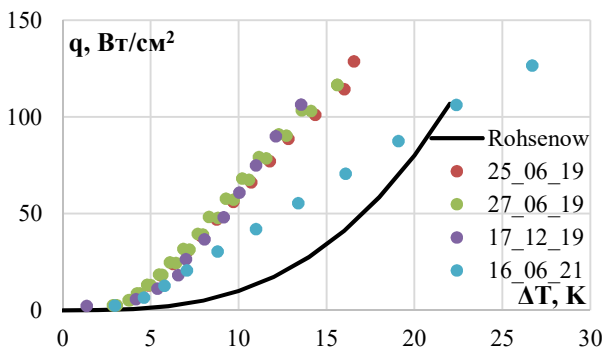


Рис. 7. Кривые кипения для поверхности П2

Таким образом, как следует из анализа экспериментов на К1 и К2, показана практическая возможность создания бифильных поверхностей по описанной технологии для интенсификации теплообмена при кипении. Основной задачей является, по-видимому, отработка различных этапов производства для достижения устойчивого результата. Можно предположить, что ключевую роль в этом аспекте играет режим лазерной обработки.

Список литературы:

1. Khmel S. et al. Experimental study of pool boiling on heaters with nanomodified surfaces under saturation //Heat Transfer Engineering. – 2021. – С. 1-19.
2. Takata Y., Hidaka S., Kohno M. Effect of surface wettability on pool boiling: enhancement by hydrophobic coating //International Journal of Air-Conditioning and Refrigeration. – 2012. – Т. 20. – №. 01. – С. 1150003.
3. Yamada M., Shen B., Imamura T., Hidaka S., Kohno M., Takahashi K., Takata Y., Enhancement of boiling heat transfer under subatmospheric pressures using biphilic surfaces, International Journal of Heat and Mass Transfer 115 (2017) 753–762.
4. Sarode A., Raj R., Bhargav A., Scalable macroscale wettability patterns for pool boiling heat transfer enhancement, Heat and Mass Transfer (2020) 56:989–1000.
5. Motezakker A.R., Sadaghiani A.Kh., Çelik S., Larsen T., Villanueva L.G., Koşar A., Optimum ratio of hydrophobic to hydrophilic areas of biphilic surfaces in thermal fluid systems involving boiling, International Journal of Heat and Mass Transfer 135 (2019) 164–174.
6. Može M., Zupančič M., Golobič I., Pattern geometry optimization on superbiphilic aluminum surfaces for enhanced pool boiling heat transfer, International Journal of Heat and Mass Transfer 161 (2020) 120265.
7. Može M., Effect of boiling-induced aging on pool boiling heat transfer performance of untreated and laser-textured copper surfaces, Applied Thermal Engineering 181 (2020) 116025.
8. Betz A.R., Jenkins J., Kim C.-J., Attinger D., Boiling heat transfer on superhydrophilic, superhydrophobic, and superbiphilic surfaces, International Journal of Heat and Mass Transfer 57 (2013) 733–741.
9. Boinovich L. B. et al. Pulsed laser induced triple layer copper oxide structure for durable polyfunctionality of superhydrophobic coatings //Advanced Materials Interfaces. – 2018. – Т. 5. – №. 21. – С. 1801099.
10. Boinovich L. B., Emelyanenko A. M. The behaviour of fluoro-and hydrocarbon surfactants used for fabrication of superhydrophobic coatings at solid/water interface //Colloids and Surfaces A: Physicochemical and Engineering Aspects. – 2015. – Т. 481. – С. 167-175.
11. W. M. Rohsenow, “A method of correlating heat transfer data for surface boiling of liquids,” MIT Division of Industrial Cooperation, Cambridge, MA, Technical Rep. No 5 (Heat Transfer Laboratory), 1951.

Работа выполнена при финансовой поддержке государственного задания № 121031800213-0.

DOI: 10.53954/9785604859551_36

УДК 621.9

МОДЕЛИРОВАНИЕ РАСПЫЛЕНИЯ ЗАКРУЧЕННОЙ СТРУИ КЕРОСИНА

Вожаков И.С., Хребтов М.Ю., Мулляджанов Р.И.

Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН,
630090, Россия, г. Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1
e-mail: vozhakov@gmail.com

ВВЕДЕНИЕ

Распыление часто моделируется как двухстадийный процесс, а именно, первичный и вторичный распад. Во время первичного распада жидкость, выходящая из отверстия распылительного сопла, распадается на капли из-за неустойчивости, развивающейся на поверхности жидкости. Неустойчивость может быть вызвана сдвиговым напряжением из-за взаимодействия с окружающей атмосферой (неустойчивость Кельвина-Гельмгольца) или нормальным напряжением (неустойчивость Рэлея-Тейлора. Капли, образованные в результате первичного распада, когда относительная скорость между каплей и окружающей средой достаточно велика, претерпевают дальнейшее дробление с образованием еще более мелких капель. Распад крупных капель на более мелкие капли называется вторичным распадом.

Вторичный распад является важным механизмом разрушения капель во многих практических ситуациях, таких как распыление струи топлива в дизельных и бензиновых двигателях. Многие модели вычислительной гидродинамики, такие как модель TAB (O'Rourke and Amsden [1]) или модель распада Кельвина – Гельмгольца / Рэлея – Тейлора (KH – RT) (Reitz and Beale [2]) разработаны на основе понимания, полученного из исследований вторичного распада. Таким образом, данные о вторичном распаде стандартных жидкостей, таких как вода или керосин, являются полезными исходными данными для проверки существующих моделей.

В последние десятилетия численное моделирование приобрело первостепенное значение при проектировании и разработке турбореактивных двигателей для самолетов. В настоящее время моделирование больших вихрей (LES) в сочетании с моделями турбулентного горения дает исчерпывающую информацию об эффективности работы двигателей. Однако численное моделирование первичного распыления жидкости все еще требует колоссальных численных ресурсов и обычно не используется напрямую. В связи с этим были разработаны методы как Эйлера-Лагранжа, так Эйлера-Эйлера для области, в которой капли уже сформированы. Такой подход по-прежнему представляет собой наиболее эффективный и практичный способ моделирования энергетической установки. Существенное ограничение такого подхода заключается в необходимости получения информации для задания начальных условий. Такая информация может быть получена из экспериментальных данных, прямого численного моделирования (DNS) или приближенных моделей. В свою очередь, верификация приближенных моделей так же должна проводиться с использованием экспериментальных данных и результатов DNS.

На первичный распад влияет большое количество различных факторов, которые могут быть описаны такими безразмерными параметрами как число Вебера, безразмерная толщина пограничного слоя внутри сопла, характеризующее спектр капель, отношение длин волн неустойчивостей Кельвина-Гельмгольца и Рэлея-Тейлора, отношения плотностей газа и жидкости, число Онезорге и др. Для высокоскоростной струи жидкости список также можно дополнить уровнем турбулентности и интенсивностью кавитации. Учет всех этих параметров в экспериментальном исследовании различных режимов распада является сложной задачей. Численное моделирование первичной атомизации дает возможность преодоления этой проблемы.

В прямом численном моделировании (Direct Numerical Simulation, DNS) цель состоит в том, чтобы разрешить все значимые масштабы времени и длины в потоке, таким образом устранив необходимость моделирования эффектов на неразрешенных масштабах. В однофазном турбулентном потоке наименьший масштаб длины это Колмогоровский масштаб η. В многофазных потоках необходимо также разрешать дополнительный масштаб длины, связанный с размером наименьшей структуры - капли. Обычно это означает, что для двухфазного потока требуется примерно на порядок более точное разрешение по сравнению с однофазной DNS. К счастью, такое высокое разрешение требуется только вблизи границы раздела фаз.

Тем не менее, ряд исследований показал возможность моделирования атомизации посредством DNS. Однако, большинство численных исследований используют формулировку моделирования больших вихрей (LES) в однофазных областях потока и распространяют этот формализм на двухфазные области. Таким образом, они пренебрегают эффектами на подсеточном масштабе, которые возникают из-за наличия границы раздела фаз. В таком случае, следует называть такой подход скорее квази-DNS, или недоразрешенная DNS межфазной поверхности в сочетании с LES однофазных областей. Тем не менее, он может дать ценную информацию о процессе первичной атомизации и результирующем распределении размеров капель, если будет показано, что мелкомасштабная неразрешенная динамика межфазной границы не влияет на динамику на крупных масштабах. Мерой этого является сходимость результатов моделирования при уменьшении неразрешенных масштабов.

De Villiers и др. [3] выполнили моделирование распада струи дизельного топлива, используя подход квази-DNS. Они выполнили исследование сходимости сетки и обнаружили, что эти распределения были значительно разными, даже для капель большого размера. Это указывает на то, что масштабы, связанные с границей раздела, были сильно недоразрешены.

Bianchi и др. [4,5] выполнили аналогичное моделирование распыления струи жидкого топлива с использованием более мелкой сетки. Они обнаружили, что интенсивность турбулентности оказывает сильное влияние как на длину нераспавшейся струи, так и на распыленную массу, но имеет слабое влияние на распределение капель по размерам. Однако исследования сходимости результатов выполнено не было, что вызывает сомнения в полученных результатах.

Menard и др. [6] с помощью метода Coupled Level-Set and Volume of Fluid (CLSVOF) также провели исследования распада дизельной струи. Авторы не моделировали зону внутреннего течения форсунки, использовали турбулентные колебания скорости на входе в расчетную область с помощью метода, предложенного Клейном [7]. Они не использовали подсеточные модели LES в однофазных регионах, заявляя, таким образом, что выполняют DNS. Однако их разрешение сетки было слишком грубым для настоящей DNS с отношением величины шага сетки к колмогоровскому масштабу равному трем. О результатах сеточной сходимости не сообщалось.

Duret и др. [8] выполнили сравнение DNS двухфазных потоков с результатами по модели ELSA. Эта проверка проводилась для различных объемных долей жидкости, разрешения сетки и поверхностного натяжения. Усреднение по ансамблю и времени для ячеек, содержащих границу раздела, проводилось для проверки справедливости алгоритма вычисления границы раздела фаз, используемого в модели ELSA. Предлагаемые улучшения модели ELSA сравнивались с эталонным DNS для нескольких конфигураций.

Jiao и др. [9] выполнено моделирование распада струи дизельного топлива с помощью методов DNS и VOF (Volume of Fluid). Показано, что более высокая плотность газа и более узкие размеры сопла могут ускорить процесс дробления струи. Полученные данные сравниваются с результатами экспериментального и численного моделирования.

Piaretti и др. [10] исследовали зависимость результатов первичного распада в зависимости от сетки. Они рассчитывали статистику капель и общие характеристики распыления для каждого случая. Авторы предлагают оценивать точность моделирования атомизации на основе объемной доли недоразрешенных структур.

Torregrosa и др. [11] выполнили DNS струи распыляемой жидкости и предложили методику анализа турбулентности распыляющих струй с использованием псевдожидкостного метода.

Feichi и др. [12] выполнили численное моделирование коаксиального распылителя с высоким разрешением. Исследовано влияние повышенного давления в реакторе на первичный распад струй высоковязкой жидкости. Результаты были подтверждены моделированием с дважды уточненным разрешением.

Mukundan и др. [13] исследовали основные характеристики распыления струи жидкости, впрыскиваемой в поперечный поток газа, с помощью прямого численного моделирования (DNS) и моделирования крупных вихрей (LES). DNS использует метод захвата границы раздела с заданным объемом жидкости (CLSVOF). LES использует метод диффузной границы объема жидкости (VOF). Целью статьи является сравнение результатов распыления между DNS и LES. Было обнаружено, что распределения капель, полученные из DNS и LES, подчиняются нормальному логарифмическому распределению.

В данной статье, методом прямого численного моделирования исследуется процесс распада закрученной турбулентной струи методом с использованием адаптивных сгущающихся сеток. Исследуется эффект разрешения сетки на представленные результаты.

МЕТОДИКА МОДЕЛИРОВАНИЯ

Моделирование выполнено с использованием кода Basilisk путем решения дискретного аналога уравнений Навье-Стокса совместно с VOF методом:

$$\nabla \cdot u = 0$$

$$\frac{\partial \rho u}{\partial t} + \nabla \cdot \left(\rho u u \right) = -\nabla p + \nabla \cdot \left(2\mu D \right) + f_\sigma$$

$$\frac{\partial f}{\partial t} + u \cdot \nabla \left(f \right) = 0$$

Здесь D – тензор напряжений, $f_\sigma = \sigma \kappa \nabla f$ – моделирующая поверхностное натяжение сила, $\kappa = \nabla \cdot \vec{n}$ – кривизна, $\vec{n} = \frac{\nabla f}{|\nabla f|}$ – вектор нормали к межфазной поверхности.

На левой границе (выходное сечение сопла центробежной форсунки) заданы компоненты нормальной и тангенциальной компонент скорости. На других границах задаются условия нулевого градиента для всех компонент скорости. Свойства жидкости соответствуют свойствам керосина при нормальных условиях. Для керосина плотность составляет 810 кг/м^3, динамическая вязкость составляет $1{,}47 \cdot 10^{-3}$ кг/м·с, а поверхностное натяжение составляет 0,024 Н/м. Плотность газа составляет 1,2 кг/м^3, динамическая вязкость равна $1{,}8 \cdot 10^{-5}$ кг/м·с. Внутренний радиус сопла R_{in} составлял 0,4 мм, максимальная нормальная скорость U_{in} составляла 40 м/с. Профили продольной и угловой скорости соответствуют следующим аналитическим профилям вихревого сопла (Рис.1, 2):

$$U_x(r) / U_{in} = 1 - 0.9\left(\frac{r}{R_{in}} \right)^6 - 0.8 exp\left[-\frac{r^2}{R_c^2} \right]$$

$$U_\theta(r) / U_{in} = \frac{r^2}{R_{in}^2} exp\left[-\left(\frac{r}{R_t} \right)^{N_t} / N_t \right]$$

где, R_{c} = 0,05 мм, R_{t} = 0,25 мм, N_{t} = 8.

Для этих параметров число Рейнольдса $Re = \rho_l U_{mean} 2R_{in} / \mu_l = 7600$. Средняя скорость на входе составляет 30 м/с, рассчитанная по формуле:

$$U_{\text{ср}} = \frac{1}{\pi R_{in}^2} \int_0^{R_{in}} 2\pi r U_x(r) dr$$

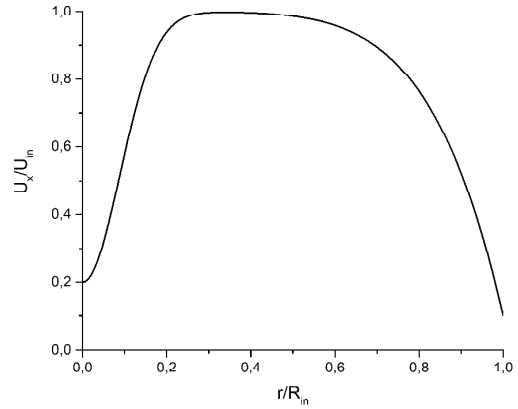


Рис. 1. Входной профиль продольная компоненты скорости

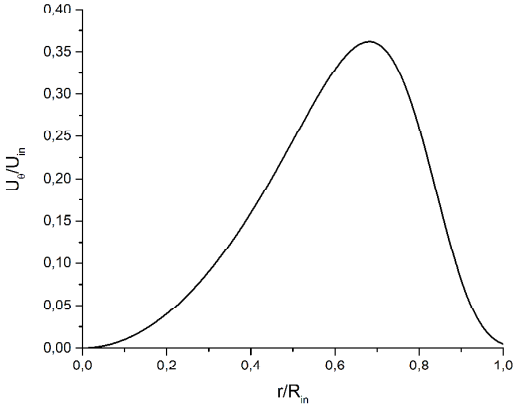


Рис. 2. Входной профиль тангенциальной компоненты скорости

В отличие от потоков, где турбулентность развивается во времени из ламинарного состояния, моделирование течений с турбулентностью на входе требует особых граничных условий. На результаты сильно влияют заданные профили скорости. Скорость на входе должна варьироваться для имитации турбулентных пульсаций. Изменение скорости было рассчитано согласно модели [7]. Первоначально были выбраны пространственные и временные масштабы для создания данных о входном потоке. Затем для каждой компоненты скорости формировался 4-х мерный массив случайных чисел, который обрабатывался экспоненциальным фильтром с учетом выбранных масштабов. Полученные значения использовались для расчета пульсаций скорости с учетом заданных параметров турбулентности. После этого массив случайных чисел сдвигался по времени, и процедура повторялась для следующего шага.

Пространственная дискретизация выполнялась с использованием кубических ячеек. Сетка адаптивно сгущалась с помощью функции, встроенной в среду Basilisk (www.basilisk.fr). Алгоритм уточнения вызывается на каждом временном шаге, и уточнение происходит, когда предполагаемая ошибка превышает заданный предел погрешности. Адаптивная сетка означает, что каждая ячейка может быть разделена на восемь (3D-случай) меньших ячеек, которые также могут быть разделены до тех пор, пока не будет достигнута требуемая точность или максимальный уровень детализации. В данном моделировании критерии уточнения задавались в соответствии с погрешностью расчета скорости и объемного содержания жидкости в ячейке. Максимальный уровень детализации сетки установлен равным 10, что означает, что минимальный размер ячейки соответствует делению размера расчетной области на 2^{10}. Таким образом, минимальный масштаб ячейки составлял 6 мкм.

РЕЗУЛЬТАТЫ

Было выполнено моделирование закрученной струи, истекающей во внешнюю атмосферу. В ходе расчетов было получено квазистационарное распределение жидкости в струе.

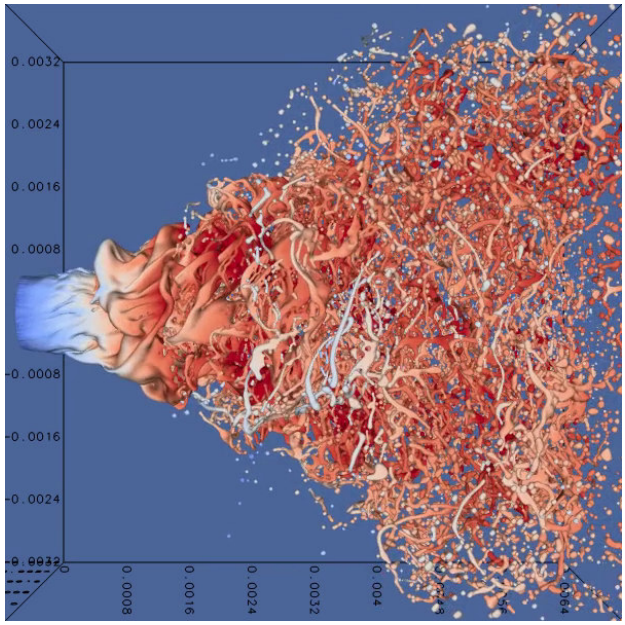


Рис. 3. Вид истекающей струи

На рисунке 3 показано мгновенное состояние потока. Цвет указывает на продольную скорость видимой поверхности жидкости в диапазоне от нуля до 45 м/с. На рисунке отчетливо видна зона развития неустойчивости, занимающая около 1/4 длины расчетной области или 4 диаметра сопла. Затем начинается зона, в которой происходит образование капель.

На рисунке 4 показано распределение капель по размерам во всей расчетной области. Результаты расчетов показали, что уровень детализации расчетной сетки значительно влияет на размеры образующихся капель и их распределение. Так для размеров ячейки 25 мкм, большинство капель имеют диаметр от 50 до 100 мкм. Для ячейки 12 мкм – от 25 до 50 мкм. Для ячейки 6 мкм – максимум распределения приходится на диаметр капли около 20 мкм. Такой эффект связан с требованием разрешения структур, которые возникают при образовании капель. Причем для закрученных струй эти требования еще выше, поскольку в этом случае при вращении образуются тонкие слои жидкости, которые играют определяющую роль в каплеобразовании.

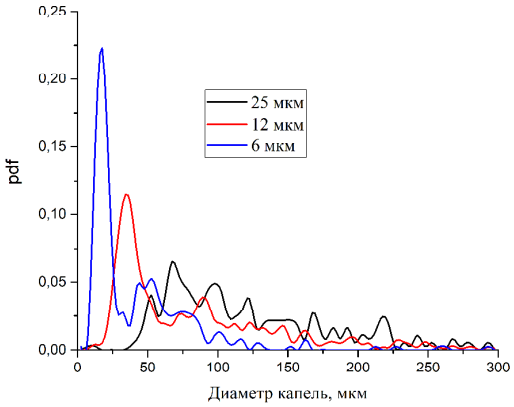


Рис. 4. Распределение капель по диаметрам при различных размерах расчетных ячеек

Получены распределения осредненных по времени значений скорости во всей расчетной области. На первом этапе выполнялось усреднение в течение 100 мкс на каждом временном шаге. Для расчета среднего значения по времени использовалась следующая формула:

$$\overline{f_i} = \frac{\overline{f_{i-1}}\tau_{i-1} + f_i dt}{\tau_i}$$

Здесь $\overline{f_i}$ — усредняемая функция (индекс соответствует номеру шага по времени), τ — длительность усреднения, f_i — мгновенное значение функции, dt — шаг по времени. На втором этапе эти данные усреднялись по углу и вычислялись значения радиальной и азимутальной скоростей.

На рисунке 5 показаны усредненные поля осевой скорости. Красный цвет соответствует максимальному значению средней скорости 45 м/с, а синий цвет соответствует минимальному значению - 45 м/с. Как видно на рисунке, вблизи сопла происходит истечение жидкости в виде конуса с углом раскрытия около 40 градусов. Вблизи сопла на продольной оси имеется зона рециркуляции, в которой значения продольной скорости имеют отрицательные значения.

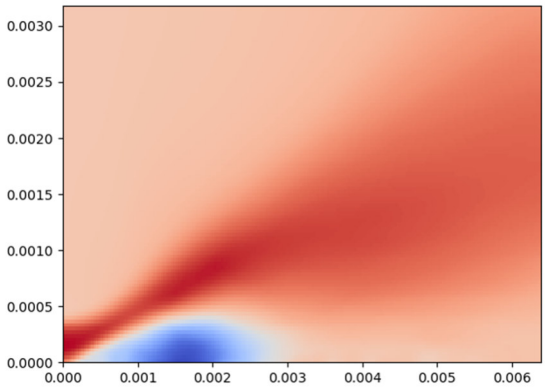


Рис. 5. Осредненные значения продольной скорости в продольном сечении струи

На рисунке 6 показаны усредненные поля радиальной скорости. Красный цвет соответствует максимальному значению средней скорости 15 м/с, а синий цвет соответствует минимальному значению - 15 м/с. Как видно из рисунка, радиальная скорость быстро падает по мере удаления от сопла. В зоне рециркуляции вблизи сопла радиальная скорость положительна, а вдали от сопла — отрицательна.

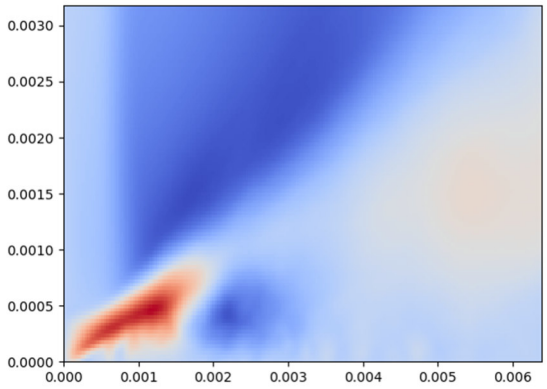


Рис. 6. Осредненные значения радиальной скорости в продольном сечении струи

На рисунке 7 показаны усредненные поля азимутальной скорости. Красный цвет соответствует максимальному значению средней скорости 25 м/с, а синий цвет соответствует минимальному значению 0 м/с. Азимутальная скорость затухает еще быстрее, поэтому можно сказать, что вращение жидкости происходит только в непосредственной близости от сопла, пока струя не распадается на более мелкие структуры. После распада сила трения быстро гасит азимутальную составляющую скорости.

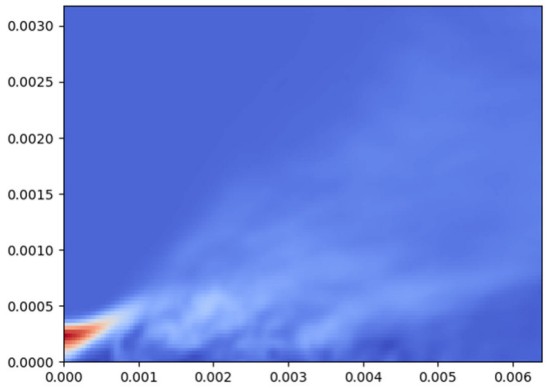


Рис. 7. Осредненные значения азимутальной скорости

Результаты расчета с различным разрешением показали, что структура течения и средние значения скоростей слабо зависят от размеров расчетных ячеек.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Закрученная турбулентная струя при Re = 7600 была численно исследована с помощью открытого расчетного кода Basilisk методом конечных объемов. Диаметр сопла задавался равным 0,4 мм. Продольные и поперечные профили скорости заданы в соответствии с известными экспериментальными данными. Турбулентные пульсации зада с использованием модели Klein et al. Рассчитаны пространственные рас-

пределения средних значений продольной, радиальной и азимутальной скоростей, а также турбулентной кинетической энергии. Исследовано влияние численного разрешения расчета, а также давления газа на характеристики струи.

В результате моделирования получены распределения капель по размерам. Исследовано влияние численного разрешения расчета на характеристики струи. Показано, что уровень пространственной детализации сильно влияет на полученные распределения капель по размерам, поскольку при распаде закрученной струи образуются мелкомасштабные структуры, такие как тонкие слои жидкости и лигаменты. Получены пространственные распределения средних значений продольной, радиальной и азимутальной скоростей. Показано, что вблизи сопла существует зона рециркуляции, продольный размер которой составляет около 5-6 диаметров сопла, а поперечный – около 2 диаметров сопла. Радиальная составляющая скорости затухает вблизи границы зоны рециркуляции, тогда как азимутальная составляющая затухает гораздо быстрее – на расстоянии порядка 2 диаметров сопла. Распределения компонент средней скорости потока слабо зависит от разрешения.

Список литературы:

1. O'Rourke P. J., Amsden A. A., №. LA-UR-87-2105-Rev.; CONF-871142-1-Rev., 1987
2. Beale J. C., Reitz R. D., Atomization and sprays. – 1999. – Т. 9. – №. 6.
3. E. De Villiers, A. Gosman, H. Weller, Large eddy simulation of primary diesel spray atomization, SAE transactions (2004) 193–206.
4. G. M. Bianchi, P. Pelloni, S. Toninel, R. Scardovelli, A. Leboissetier, S. Zaleski, Improving the knowledge of high-speed liquid jets atomization by using quasi-direct 3d simulation, Tech. rep., SAE Technical Paper (2005).
5. G. M. Bianchi, F. Minelli, R. Scardovelli, S. Zaleski, 3d large scale simulation of the high-speed liquid jet atomization, SAE Transactions (2007) 333–346.
6. T. Menard, S. Tanguy, A. Berlemont, Coupling level set/vof/ghost fluid methods: Validation and application to 3d simulation of the primary break-up of a liquid jet, International Journal of Multiphase Flow 33 (5) (2007) 510–524.
7. M. Klein, A. Sadiki, J. Janicka, A digital filter based generation of inflow data for spatially developing direct numerical or large eddy simulations, Journal of computational Physics 186 (2) (2003) 652–665.
8. B. Duret, J. Reveillon, T. Menard, F. Demoulin, Improving primary atomization modeling through dns of two-phase flows, International Journal of Multiphase Flow 55 (2013) 130–137.
9. D. Jiao, F. Zhang, Q. Du, Z. Niu, K. Jiao, Direct numerical simulation of near nozzle diesel jet evolution with full temporal-spatial turbulence inlet profile, Fuel 207 (2017) 22–32.
10. C. I. Pairetti, S. M. Dami´an, N. M. Nigro, S. Popinet, S. Zaleski, Mesh resolution effects on primary atomization simulations, Atomization and Sprays 30 (12) (2020).
11. A. J. Torregrosa, R. Payri, F. J. Salvador, M. Crialesi-Esposito, Study of turbulence in atomizing liquid jets, International Journal of Multiphase Flow 129 (2020) 103328.
12. Z. Feichi, Z. Thorsten, M. Thomas, W. Simon, J. Tobias, H. Peter, Z. Nikolaos, T. Dimosthenis, K. Thomas, Effect of elevated pressure on air-assisted primary atomization of coaxial liquid jets: Basic research for entrained flow gasification, Renewable and Sustainable Energy Reviews 134 (2020) 110411.
13. A. A. Mukundan, G. Tretola, T. M´enard, M. Herrmann, S. Navarro Martinez, K. Vogiatzaki, J. C. B. de Motta, A. Berlemont, Dns and les of primary atomization of turbulent liquid jet injection into a gaseous crossflow environment, Proceedings of the Combustion Institute 38 (2) (2021) 3233–3241.

Исследование проведено за счет средств гранта МД-157.2022.4. Работа над кодом выполнена в рамках госзадания ИТ СО РАН.

DOI: 10.53954/9785604859551_41

УДК 532.5

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ТУРБУЛЕНТНОГО ОБТЕКАНИЯ КРУГЛОГО ЦИЛИНДРА ПРИ ЧИСЛЕ РЕЙНОЛЬДСА RE = 140 000 МЕТОДАМИ PANS И URANS НА ОСНОВЕ МОДЕЛИ *k*-ε-ζ-*a*

Гаврилов А.А. [1,2], Дектерев А.А. [1,2], Сентябов А.В. [1,2]

[1] Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН,
630090, Россия, г. Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1
[2] Сибирский федеральный университет,
660041, Россия, г. Красноярск, пр. Свободный, 79
e-mail: sentyabov_a_v@mail.ru

Аннотация. Работа посвящена исследованию различных реализаций метода Partially Averaged Naveir-Stokes (PANS) на примере обтекания круглого цилиндра при числе Рейнольдса Re = 140000. Для замыкания неразрешаемых (моделируемых) турбулентных пульсаций были рассмотрены две модели на основе подхода вихревой вязкости: двухпараметрическая модель *k*-ω SST и четырехпараметрическая модель *k*-ε-ζ-*a.* Было проведено сравнение между результатами метода URANS этих моделей и различными вариантами метода PANS с постоянным и переменным значением параметра разрешения f_k.

ВВЕДЕНИЕ

В последнее время получили развитие методы URANS типа второго поколения, в частности, модель частично осредненных уравнений Навье-Стокса (Partially Averaged Naveir-Stokes, PANS), которая была предложена в работе [Girimaji, 2006]. Преимущество данного подхода в том, что физическое разрешение структур течения оказывается независимым от шага сетки и при достаточной сеточной детализации решение PANS позволит разрешить наиболее важные энергонесущие вихревые структуры. Для замыкания неразрешаемых флуктуаций используется модель с гипотезой вихревой вязкости. В рамках данного подхода ширина фильтра осреднения контролируется отношением моделируемой турбулентной энергии к полной кинетической энергии f_k.

Моделирование турбулентных течений в промышленных приложениях зачастую проводится RANS и URANS методами, в силу их робастности и экономичности. В то же время, поскольку модель URANS может разрешить только очень большие структуры, возникающие из-за сильной внутренней неустойчивости, предпринимаются попытки повысить чувствительность моделей URANS к нестабильности, например, модели SAS (Scale-Adapting Simulations) [Menter and Egorov, 2016, Jakirlic и Maduta, 2015], или PANS (Partially Averaged Naveir-Stokes) [Girimaji, 2006, Basara et al., 2011]. Такие методы приближаются к моделированию крупных вихрей (LES), но не включают пространственную фильтрацию и не так строго ограничены разрешением сетки, как метод моделирования крупных вихрей (Large Eddy Simulation, LES). Преимущество метода PANS состоит в том, что физическое разрешение структур течения оказывается независимым от шага сетки и при достаточной сеточной детализации решение PANS позволит разрешить наиболее важные энергонесущие вихревые структуры.

Базовые транспортные уравнения PANS модели формулируются для моделируемой энергии турбулентных пульсаций k и её скорости диссипации ε на основе исходной RANS модели. Исходная PANS модель предполагала постоянство параметра f_k, лежащего в диапазоне от нуля до единицы. Когда параметр разрешения f_k стремится к нулю, численное решение эффективно соответствует прямому численному моделирования турбулентности (DNS). Если параметр разрешения стремится к единице, решение PANS модели соответствует решению исходной RANS модели. Оригинальная PANS модель разработана на основе стандартной *k*-ε модели. Варианты, основанные на *k*-ω модели сформулированы в работах (Lakshmipathy, 2004; Lakshmipathy and Girimaji, 2006; Pereira et al., 2018). PANS вариант четырёхпараметрической модели *k*-ε-ζ-*f*, хорошо описывающей пристеночные эффекты, предложен в работе (Basara et al., 2011). Одним из ключевых аспектов PANS вычислений является определение параметра разрешения.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ТУРБУЛЕНТНОСТИ

Базовые транспортные уравнения PANS модели формулируются для моделируемой (неразрешаемой) энергии турбулентных пульсаций k и её скорости диссипации ε на основе исходной RANS модели. Предполагая, что отношения этих величин к полным величинам кинетической энергии турбулентных пульсаций k_{tot} и скорости её диссипации ε_{tot} постоянны

$$f_k = \frac{k}{k_{tot}} \quad f_\varepsilon = \frac{\varepsilon}{\varepsilon_{tot}},$$

уравнения базовой *k*-ε PANS модели принимают следующий вид:

$$\rho\frac{Dk}{Dt} = \nabla\cdot\left[\left(\mu+\frac{\mu_t}{\sigma_{ku}}\right)\nabla k\right] + P - \rho\varepsilon,$$

$$\rho\frac{D\varepsilon}{Dt} = \nabla\cdot\left[\left(\mu+\frac{\mu_t}{\sigma_{\varepsilon u}}\right)\nabla \varepsilon\right] + \frac{C_{\varepsilon 1}P - C^*_{\varepsilon 2}\rho\varepsilon}{T},$$

где коэффициенты модели зависят от внешних параметров модели f_k и f_ε:

$$C^*_{\varepsilon 2} = C_{\varepsilon 1} + \frac{f_k}{f_\varepsilon}\left(C_{\varepsilon 2} - C_{\varepsilon 1}\right)$$

$$\sigma_{ku} = \sigma_k\frac{f_k^2}{f_\varepsilon} \qquad \sigma_{\varepsilon u} = \sigma_\varepsilon\frac{f_k^2}{f_\varepsilon}$$

На практике, для моделирования высокорейнольдсовых течений параметр f_ε приравнивается к единице. Исходная PANS модель предполагала постоянство параметра f_k, лежащего в диапазоне от нуля до единицы. Когда параметр разрешения f_k стремится к нулю, численное решение эффективно соответствует прямому численному моделирования турбулентности (DNS). Если параметр разрешения стремится к единице, решение PANS модели соответствует решению исходной RANS модели.

Применяя данный подход к моделям k-ω SST модель (Menter, 1993) и k-ε-ζ-a модель (Isaev et al., 2019), получим следующие PANS модели

1. PANS k-ω SST:

Уравнения переноса для k и ω

$$\frac{d(\rho k)}{dt} = \nabla\cdot\left((\mu+\sigma_k'\mu_t)\nabla k\right) + \tilde{P}_k - \beta^*\rho\omega k$$

$$\frac{d(\rho\omega)}{dt} =$$

$$= \nabla\cdot\left((\mu+\sigma_\omega'\mu_t)\nabla\omega\right) + \rho\gamma\frac{P_k}{\mu_t} - \rho\beta'\omega^2 +$$

$$+\rho\left[\frac{f_\varepsilon}{f_k^2}\right](1-F_1)(2\sigma_{\omega 2}\frac{1}{\omega}\nabla k\cdot\nabla\omega)$$

PANS коэффициенты:

$$\sigma_\omega' = \sigma_\omega\left[\frac{f_\varepsilon}{f_k^2}\right],$$

$$\sigma_k' = \sigma_k\left[\frac{f_\varepsilon}{f_k^2}\right],$$

$$\beta' = \left(1-\frac{f_k}{f_\varepsilon}\right)\gamma\beta^* - \frac{f_k}{f_\varepsilon}\beta.$$

2. PANS k-ε-ζ-a:

Модель k-ε-ζ-a построена редуцированием модели переноса рейнольдсовых напряжений с эллиптической релаксацией [Manceau, 2015] до четырёх-параметрической модели вихревой вязкости. Основные уравнения модели:

$$\frac{d(\rho k)}{dt} = \nabla\cdot\left[\left(\mu+\frac{\mu_t}{\sigma_{ku}}\right)\nabla k\right] + P - \rho\varepsilon$$

$$\frac{d(\rho\varepsilon)}{dt} = \nabla\cdot\left[\left(\mu+\frac{\mu_t}{\sigma_{\varepsilon u}}\right)\nabla\varepsilon\right] + \frac{C_{\varepsilon 1}P - C_{\varepsilon 2}^*\rho\varepsilon}{T}$$

Уравнение на нормированные нормальные к стенке пульсации:

$$\frac{d\rho\zeta}{dt} = \nabla\cdot\left[\left(\mu+\frac{\mu_t}{\sigma_\varsigma}\right)\nabla\zeta\right] + \rho f - \frac{P}{k}\zeta +$$

$$+\frac{2}{T\varepsilon}\left(\mu+\frac{\mu_t}{\sigma_\varsigma}\right)(\nabla\zeta\cdot\nabla k) + \rho\frac{\varepsilon(1-f_k)}{k}\zeta$$

Эллиптическое уравнение на параметр α

$$\nabla^2\alpha + \frac{1}{L^2}(1-\alpha) = 0,$$

где масштаб турбулентности:

$$L = C_L\max\left[\frac{k^{3/2}}{\varepsilon}, c_\eta\left(\frac{\nu^3}{\varepsilon}\right)^{1/4}\right],$$

$$c_\eta = 80 \quad C_L = 0.133$$

В варианте метода PANS с непостоянным значением f_k используется следующая зависимость от локального характера течения:

$$f_k = C_1\left(\frac{\Delta}{L_S}\right)^{2/3} \qquad (1)$$

где сдвиговый линейный масштаб:

$$L_S = \left(\frac{\nu+\nu_t}{0.3|\mathbf{S}|}\right)^{1/2}.$$

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ И ЧИСЛЕННАЯ МОДЕЛЬ

В качестве тестовой задачи было рассмотрено двумерное обтекание одиночного цилиндра. Круглый цилиндр обтекался равномерным потоком жидкости в области шириной 20D и длиной 20D, где D – диаметр цилиндра. Расстояние от входа до оси цилиндра составляло 5D, а длина образующей цилиндра – 2D. Число Рейнольдса составляло Re = 140000. На входе задавалось равномерное распределение скорости, нормальной ко входу, а также турбулентные характеристики: интенсивность I = 0.1% и масштаб, который соответствует отношению турбулентной и молекулярной вязкости 0,02. На выходе использовалось условие баланса расхода и неотражающие граничные условия. На боковых гранях задавались условия симметрии. На верхней и нижней границах использовались условия прилипания.

Расчетная сетка строилась по принципу окто-дерева, при котором детализация осуществляется разбиением квадратной в сечении ячейки на 4 равных части (рис. 1). Сгущение сетки осуществлялось вокруг цилиндра и в области следа. На самом цилиндре выделялся пристеночный слой из 30 ячеек со сгущением к стенке цилиндра с коэффициентом 0,9. Переход между пограничным слоем и окружающей сеткой осуществлялся с помощью гексаэдральных ячеек.

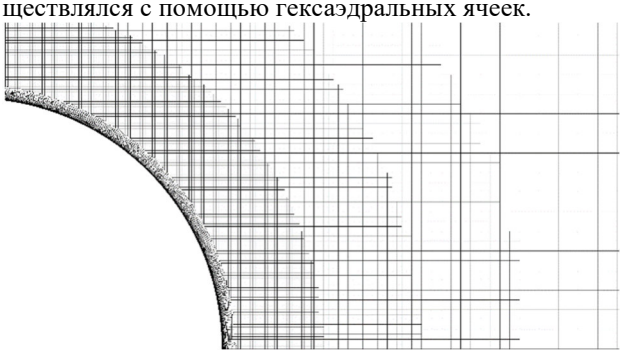


Рис. 1. Расчетная сетка вблизи цилиндра

Шаг по времени во всех расчетах составлял 0,005 с ($\Delta t \cdot U_0/D = 0.005$), что соответствовало максимальному числу Куранта CFL < 4.

Сравнение проводилось с экспериментальными данными [Cantwell and Coles, 1983], а также результатами расчетов [Pereira, 2019].

РЕЗУЛЬТАТЫ

Для исследования были проведены расчеты с помощью подходов URANS и PANS на основе моделей *k*-ω SST и *k*-ε-ζ-*a* как с постоянным, так и с переменным значением параметра f_k. Результаты расчета методами URANS и PANS на основе модели *k*-ω SST показали хорошее соответствие расчетам [Pereira, 2019].

Сравнение результатов расчетов с помощью моделей *k*-ω SST и *k*-ε-ζ-*a* с экспериментальными данными показывает, что модель *k*-ω SST затягивает отрыв потока до $\theta_S = 95°$ (таблица 1). Это приводит также и к ошибке в определении коэффициента сопротивления C_D и среднеквадратичных пульсаций коэффициента подъемной силы ΔC_L. Также модель *k*-ω SST на 57% завышает безразмерную частоту схода вихрей (St). Модель *k*-ε-ζ-*a* показывает точку отрыва потока близко к экспериментальным данным и лучше согласуется с экспериментом по коэффициенту сопротивления и пульсациям подъемной силы. Частота схода вихрей, получаемая в модели URANS *k*-ε-ζ-*a* ниже, чем в модели *k*-ω SST, но на 30% выше, чем в эксперименте. Несмотря на лучшее описание отрыва потока, модель URANS *k*-ε-ζ-*a* так же плохо, как и модель URANS *k*-ω SST, описывает поле течения в ближнем следе за цилиндром, завышая длину зоны рециркуляции L_r в два раза по сравнению с экспериментальными данными (таблица 1, рис. 2).

Таблица 1. Результаты расчетов, URANS

	C_D	L_r/D	ΔC_L	St	θ_S, °
URANS *k*-ε-ζ-*a*	1,01	1,00	0,33	0,238	79
URANS *k*-ω SST	0,71	0,93	0,18	0,281	95
эксперимент	1,24	0,4 – 0,5	0,52	0,179	77

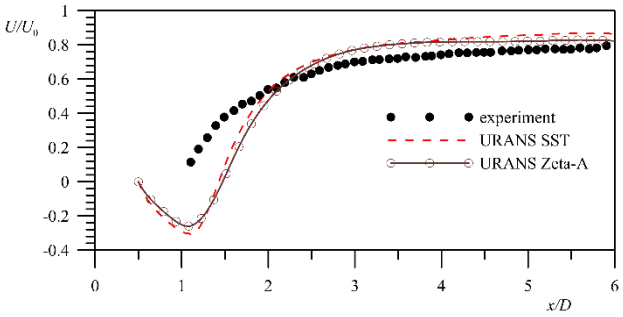


Рис. 2. Продольная скорость вдоль плоскости симметрии в следе за цилиндром

Результаты расчета методами URANS и PANS на основе модели *k*-ω SST при значении параметра $f_k = 0,5$ показали, что для результатов метода PANS уменьшается угол отрыва, увеличиваются значения коэффициента сопротивления и пульсации коэффициента подъемной силы, уменьшается частота пульсаций и уменьшается длина зоны рециркуляции за цилиндром (таблица 2). В целом, силы становятся близки к экспериментальным данным, но длина зоны рециркуляции все ещё завышается (рис. 3). При этом интенсивность пульсаций скорости в следе за цилиндром остается ниже, чем в эксперименте.

При динамическом способе определения f_k (f_k = var) положение отрыва потока почти не отличается от данных URANS, коэффициенты C_D и ΔC_L находятся в промежутке между результатами $f_k = 0,5$ и $f_k = 1$, но поле скорости за цилиндром далеко от экспериментальных данных (и от результатов $f_k = 0.5$). При этом интенсивность пульсаций в ближнем следе ближе всего к экспериментальным данным.

Таблица 2. Результаты расчетов, PANS *k*-ω SST

f_k	C_D	L_r/D	ΔC_L	St	θ_S, °
0,5	1.18	0.80	0.49	0.232	81
1.0	0,71	0.93	0.18	0.281	95
f_k = var	0.88	0.78	0.40	0,250	93
эксперимент	1,24	0,4 – 0,5	0,52	0,179	77

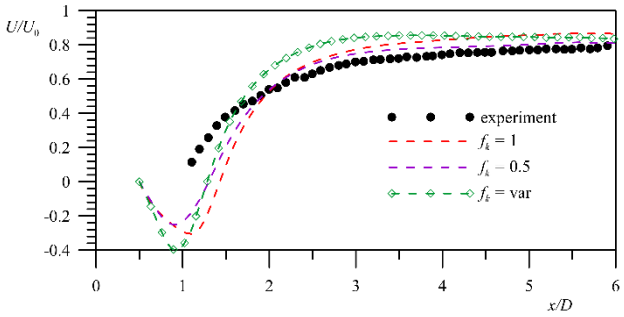


Рис. 3. Продольная скорость вдоль плоскости симметрии в следе за цилиндром

Расчеты методами URANS и PANS на основе модели *k*-ω SST *k*-ε-ζ-*a* были проведены с использованием динамического метода использования параметра разрешения f_k (1). Результаты метода PANS оказались ближе к экспериментальным данным по точке отрыва, коэффициенту сопротивления, пульсациям подъемной силы и частоте схода вихрей (таблица 3). Снижение коэффициента C_1 из (1) привело к росту силы сопротивления и пульсаций подъемной силы, но в то же время – к ещё большему удлинению зоны рециркуляции за цилиндром (рис. 4).

Как видно из распределения параметра f_k (рис. 5), наименьшая доля моделируемой энергии турбулентных пульсаций приходится на ближний след за цилиндром. При снижении коэффициента C_1 происходит расширение области с высокой долей разрешаемой энергии на пространство вокруг цилиндра, где наибольшая детализация расчетной сетки.

Таблица 3. Результаты расчетов, PANS *k*-ε-ζ-*a*

C_1	C_D	L_r/D	ΔC_L	St	θ_S, °
1,5	1.13	1.06	0.31	0.220	76
0,5	1,22	1,30	0,46	0,183	76
URANS	1,01	1,00	0,33	0,238	79
эксперимент	1,24	0,4 – 0,5	0,52	0,179	77

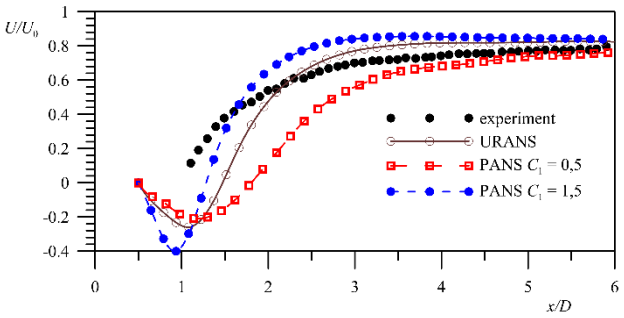


Рис. 4. Продольная скорость вдоль плоскости симметрии в следе за цилиндром

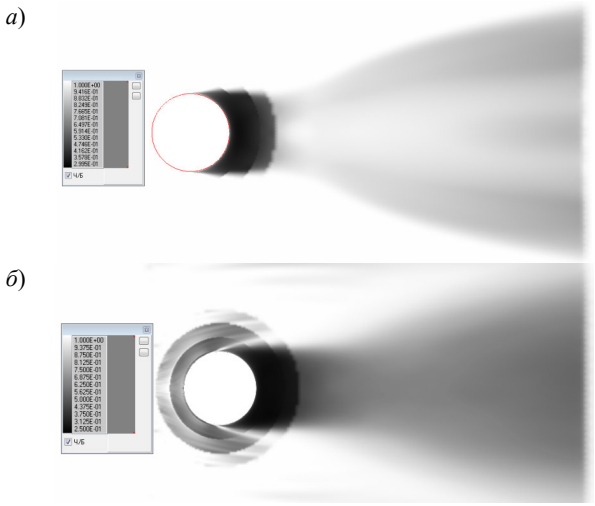


Рис. 5. Распределение параметра разрешения f_k в центральной плоскости: *а*) $C_1 = 1{,}5$, *б*) $C_1 = 0{,}5$

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Обтекание при числе Рейнольдса Re = 140 000 относится к докритическому режиму течения. Как отмечается в [Pereira, 2019], многие методы моделирования турбулентности некорректно описывают данное течения, в частности, затягивая отрыв потока, что так же видно и в проведенных исследованиях для модели URANS *k*-ω SST. Это проявляется также и в ошибке в определении коэффициента сопротивления и пульсаций подъемной силы. Применение метода PANS позволяет улучшить результаты модели *k*-ω SST: уменьшается угол отрыва, увеличиваются значения коэффициента сопротивления и пульсации коэффициента подъемной силы, уменьшается частота пульсаций и уменьшается длина зоны рециркуляции за цилиндром. В целом, силы становятся близки к экспериментальным данным, но длина зоны рециркуляции все ещё завышается

Модель URANS *k*-ε-ζ-*a* лучше согласуется с экспериментом по точке отрыва, коэффициенту сопротивления и пульсациям подъемной силы по сравнению с результатами на основе модели *k*-ω SST. Результаты метода PANS *k*-ε-ζ-*a* ближе к эксперименту по точке отрыва, коэффициенту сопротивления, пульсациям подъемной силы и частоте схода вихрей (таблица 3).

Список литературы:

1. Girimaji, S.S. Partially-averaged Navier–Stokes model for turbulence: a Reynolds-averaged Navier–Stokes to direct numerical simulation bridging method //ASME J. Appl. Mech. 2006. Vol. 73(3), p. 413–421.
2. Menter, F.R. and Egorov, Y., The scale-adaptive simulation method for unsteady tur- bulent flow predictions. Part 1: theory and model description, Flow Turbul. Combust., 85(1): 113–138.
3. Jakirlic, S., Maduta, R. , 2015. Extending the bounds of ‘steady’ RANS closures: towards an instability-sensitive Reynolds stress model. Int. J. Heat and Fluid Flow 51, 175–194.
4. Basara, B. , Krajnovic, S. , Girimaji, S. , Pavlovi ´c, Z. , 2011. Near-wall formulation of the partially-averaged Navier–Stokes turbulence model. AIAA J 49 (12), 2627–2636.
5. Lakshmipathy S., 2004. PANS Method for Turbulence: Simulations of High and Low Reynolds Number Flows past a Circular Cylinder // Master’s thesis. Aerospace Engineering Department, Texas A&M University, College Station, United States of America.
6. Lakshmipathy, S., Girimaji, S., 2006. Partially-Averaged Navier–Stokes method for turbulent flows: k-ω model implementation. In: AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit. Reno, Nevada. pp. 2006–2119.
7. Menter F.R. Zonal two equation k-ω turbulence models for aerodynamic flows // AIAA Paper. 1993. № 93-2906. 21 p.
8. S. Isaev, P. Baranov, I. Popov, A. Sudakov, A. Usachov, S. Guvernyuk, A. Sinyavin, A. Chulyuninm A. Ma-zom, D. Demidov, A. Dekterev, A. Gavrilov, and A. Shebelev, Numerical simulation and experiments on turbu-lent air flow around the semi-circular profile at zero angle of attack and moderate Reynolds number, Computers and Fluids, 2019, Vol. 188, P. 1–17.
9. Manceu, R. Recent progress in the development of the Elliptic Blending Reynolds-stress model // International Journal of Heat and Fluid Flow, Vol.51, 2015, Pages 195–220.
10. Pereira F.S., Eca L., Vaz G., Girimaji S.S. On the simulation of the flow around a circular cylinder at Re = 140, 000 // International Journal of Heat and Fluid Flow. 2019. Vol. 76. p. 40-56.
11. Cantwell, B., Coles, D., 1983. An experimental study of entrainment and transport in the turbulent near wake of a circular cylinder. J. Fluid Mech. 136, 321–374.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ, Правительства Красноярского края и Красноярского краевого фонда науки в рамках научного проекта № 20-41-240004.

DOI: 10.53954/9785604859551_45

УДК 532.517

ПРИМЕНЕНИЕ МЕТОДОВ МАШИННОГО ОБУЧЕНИЯ К МОДЕЛИРОВАНИЮ ТУРБУЛЕНТНОСТИ В РАЗВИТОМ ТЕЧЕНИИ В ПЛОСКОМ КАНАЛЕ С ПОТОКОМ ТЕПЛА НА СТЕНКАХ

Гармаев С.С., Мулляджанов Р.И., Яковенко С.Н.

Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН,
630090, Россия, г. Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1
e-mail: s.yakovenko@mail.ru

ВВЕДЕНИЕ

Модели осредненных по Рейнольдсу уравнений Навье-Стокса (RANS) в связи с вычислительной эффективностью широко используются для описания турбулентных течений. Универсальность и точность RANS-моделей часто оказывается недостаточной для приложений. Вихреразрешающие методы прямого численного моделирования (DNS) или моделирования крупных вихрей (LES) обеспечивают более точное описание, но требуют чрезмерных вычислительных ресурсов, поэтому остается актуальным усовершенствование моделей RANS-подхода [1, 2]. В последние годы с развитием вычислительных технологий и накопления высокоточных данных, быстро развиваются методы машинного обучения (ML). Таким образом, аппроксимации тензора анизотропии напряжений Рейнольдса (RSA) и вектора турбулентного потока скаляра (TSF) можно улучшить [3], применяя методы ML на эталонных данных измерений, DNS, LES.

В данной работе сравниваются методы ML для определения RSA-тензора с использованием данных DNS для течений в плоском канале: нейронная сеть с тензорным базисом (TBNN) [4], случайный лес с тензорным базисом (TBRF) [5, 6], метод повышения градиента с тензорным базисом (TBGB) [7, 8], таким же, что и в TBNN, TBRF. Кроме того, оценивается способность подхода TBNN-s [9] воспроизвести TSF-вектор для неизотермического течения в плоском канале.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Рассматривается развитое турбулентное течение между двумя параллельными стенками при различных значениях числа Рейнольдса $\mathrm{Re}_\tau = u_\tau d/\nu$, основанного на скорости трения на стенке u_τ и полувысоте канала d, где направленная вдоль оси x средняя скорость $U = \langle u \rangle$ зависит только от нормали к стенке y. Расчет RANS-методом с k-ω моделью турбулентности выполнен в пакете OpenFOAM.

Вариант 1 аппроксимации RSA-тензора включает базовую гипотезу Буссинеска, т.е. линейную модель вихревой вязкости (LEVM), $b_{ij} = -(0.09/\omega)S_{ij}$, в которой $S_{ij} = (1/2)\cdot(\partial U_i/\partial x_j + \partial U_j/\partial x_i)$ – тензор деформации, U_i – вектор средней скорости. Безразмерный RSA-тензор $b_{ij} \equiv a_{ij}/(2k) \equiv \tau_{ij}/(2k) - (1/3)\delta_{ij}$ включает в себя турбулентную кинетическую энергию k и тензор напряжений Рейнольдса τ_{ij}. В варианте 2 вместо линейного модели LEVM определяем RSA в виде комбинации [4] зависящих от безразмерных тензоров деформации (s_{ij}) и вращения (r_{ij}) десяти изотропных базисных тензоров $\mathbf{T}^{(m)}$ с коэффициентами, которые являются функциями пяти скалярных инвариантов $g^{(m)}(\lambda_1, \ldots, \lambda_5)$:

$$\mathbf{b} = g^{(1)}\cdot\mathbf{T}^{(1)} + g^{(2)}\cdot\mathbf{T}^{(1)} + \ldots + g^{(10)}\cdot\mathbf{T}^{(10)},\ \ s_{ij} = (k/\varepsilon)\cdot S_{ij},$$

$$r_{ij} = (k/\varepsilon)\cdot R_{ij},\ \ R_{ij} = (1/2)\cdot(\partial U_i/\partial x_j - \partial U_j/\partial x_i),\ \ \lambda_1 = s_{ij}\,s_{ji},$$

$$\lambda_2 = r_{ij}\,r_{ji},\ \ \lambda_3 = s_{ij}\,s_{jk}\,s_{ki},\ \ \lambda_4 = r_{ij}\,r_{jk}\,s_{ki},\ \ \lambda_5 = r_{ij}r_{jk}s_{kn}s_{ni}.$$

Алгоритм ML применяется для поиска оптимальных функций $g^{(m)}$ от инвариантов $\lambda_1, \ldots, \lambda_5$. После определения $g^{(m)}$ при обучении модели на эталонных данных высокой точности, полученная новая модель используется для тензора $\mathbf{b}$, встраиваемого в RANS-решатель как $\tau_{ij} = 2k[b_{ij} + (1/3)\delta_{ij}]$. Затем эффективность модифицированного решателя тестируется для случаев течений, не привлекавшихся при обучении.

В модели уравнения осредненного по Рейнольдсу скаляра (температуры, концентрации) обычно выбирают линейное выражение для TSF-вектора, соответствующее гипотезе градиентной диффузии (GDH):

$$-\langle u_i' c' \rangle = D_t \frac{\partial\langle c\rangle}{\partial x_i} = \frac{\nu_t}{\mathrm{Pr}_t}\frac{\partial\langle c\rangle}{\partial x_i},$$

где изотропный коэффициент вихревой диффузии D_t выражается через постоянное турбулентное число Прандтля Pr_t (равное 0,85÷0,90). Более общая анизотропная модель записывается в виде [9] линейной комбинации базисных тензоров $\mathbf{t}^{(n)}$ с коэффициентами $g^{(n)}(\lambda_1, \ldots, \lambda_M)$, функциями M скалярных инвариантов:

$$-\langle u_i' c' \rangle = \sum_{n=1}^{N} g^{(n)} t_i^{(n)} = \nu_t \sum_{n=1}^{N} g^{(n)} F_{ij}^{(n)} \frac{\partial\langle c\rangle}{\partial x_j} \equiv \nu_t D_{ij}^{*} \frac{\partial\langle c\rangle}{\partial x_j}.$$

Задача ML состоит в поиске оптимальных функций коэффициентов $g^{(n)}$ от скалярных инвариантов $\lambda_1, \ldots, \lambda_M$ и оптимального безразмерного тензора диффузии $\mathbf{D}^*$.

Детали алгоритмов TBNN, TBRF, TBGB, TBNN-s приведены в [4-9], где предложены соответствующие методы, основанные на тензорных базисах.

Для обучения модели RSA по алгоритмам TBNN, TBRF, TBGB используются известные базы данных DNS для течения в канале при Re_τ = 180, 395, 950, 1000, 2000, 5200 [10, 11], а для тестирования модели – соответствующее течение при Re_τ = 550 [11] (интерполяционная способность ML-алгоритма) и Re_τ = 8000 [12] (его экстраполяционная способность). Отметим, что высокоточные данные DNS используются только для компонент тензоров анизотропии b_{ij} или a_{ij}. Градиенты средней скорости, величины k и ω находятся из численного решения для соответствующих Re_τ с помощью базовой k-ω-модели с LEVM-выражением, имплементированной в решателе simpleFoam.

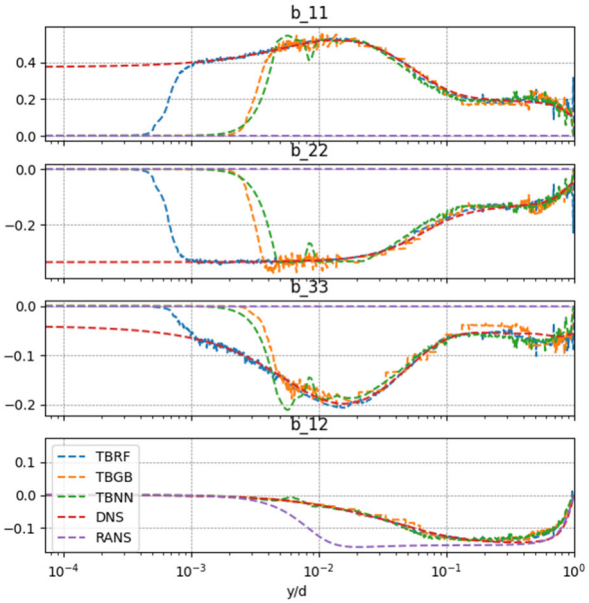
Для обучения модели TSF по алгоритмам TBNN-s привлекаются данные DNS для течения в плоском канале с постоянным потоком тепла на обеих стенках при Pr = 0,71 и Re_τ = 180, 395, 1020 [13, 14], а для тестирования модели – при Pr = 0,71 и Re_τ = 640 [14]. Температура рассматривается как пассивный скаляр. Также используются данные вычислений по базовой модели GDH для турбулентного потока скаляра при соответствующих Re_τ. Эта модель встроена в

решатель simpleFoam, дополненный уравнением для осредненного по времени скаляра, как это сделано, например, в решателе boussinesqSimpleFoam.

РЕЗУЛЬТАТЫ

После обучения ML-алгоритмов на 6000 точках (по тысяче на каждый из шести случай различных чисел Рейнольдса) предсказываемые распределения компонент RSA-тензора оказываются зашумленные паразитными осцилляциями, удаляемыми с помощью гауссового фильтра (рис. 1). В итоге b_{ij} показывает [8] улучшение поведения, с приближением к эталонным данным DNS [11], особенно для TBRF. Метод TBRF применен далее для подстановки в модифицированный RANS-решатель simpleFoam. Результаты этой модели обозначены как RANS+ML (рис. 2).

(а)



(б)

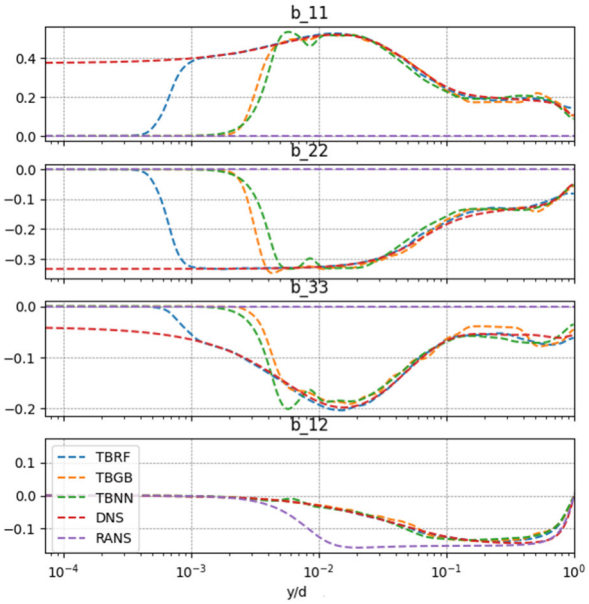


Рис. 1. Обученные при Re_τ = 180, 395, 950, 1000, 2000, 5200 и предсказанные для Re_τ = 550 компоненты b_{11}, b_{22}, b_{33}, b_{12} до (а) и после (б) обработки гауссовым фильтром с σ = 10.

Подставляем сглаженные фильтром профили b_{ij} в RANS-решатель и определяем функции $U(y)$, $k(y)$ для случая Re_τ = 550 (рис. 2), при котором машинное обучение не проводилось. Для сравнения также показаны результаты RANS+DNS, для которых вставленные в решатель значения τ_{ij} берутся непосредственно из данных DNS, оказываясь близкими к кривым RANS+ML.

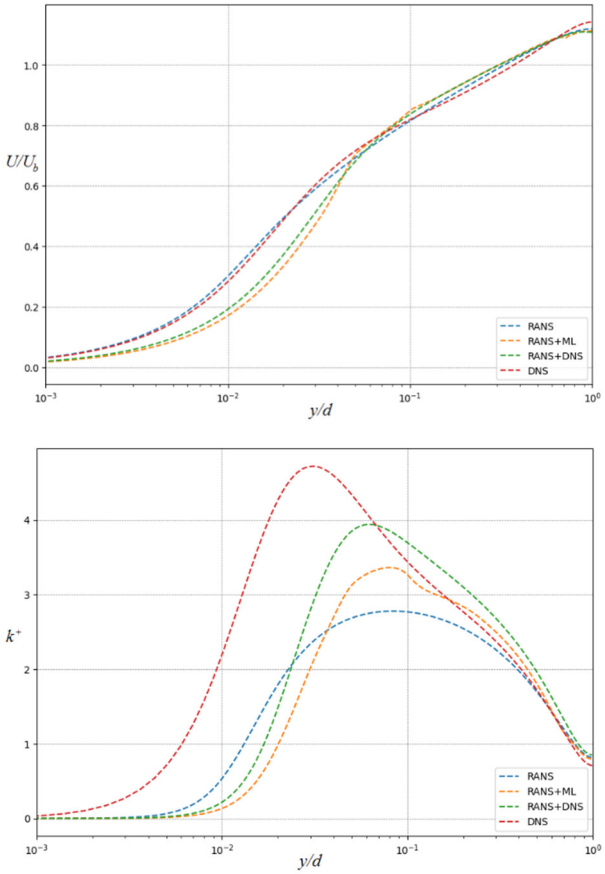


Рис. 2. Профили $U^+ = U/u_\tau$ и $k^+ = k/(u_\tau)^2$ при Re_τ = 550.

Введение нового b_{ij} в RANS-решатель приводит к занижению касательного напряжения $\tau_{12} = a_{12} = 2kb_{12}$ вблизи стенки и, соответственно, к занижению градиента $\partial U/\partial y$ и самого значения $U(y)$. Это может происходить из-за существенной недооценки величин k при $y/d < 0{,}5$ в расчетах по k-ω модели [15] и исправляется при использовании размерного тензора (a_{ij}) вместо безразмерного (b_{ij}) для ML-обучения (рис. 3, 4).

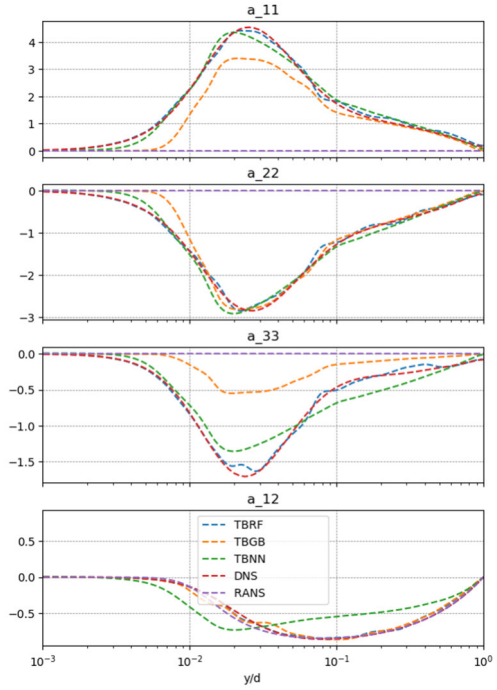


Рис. 3. Предсказанные для $Re_\tau = 550$ компоненты a_{11}, a_{22}, a_{33}, a_{12} после обработки гауссовым фильтром с $\sigma = 10$.

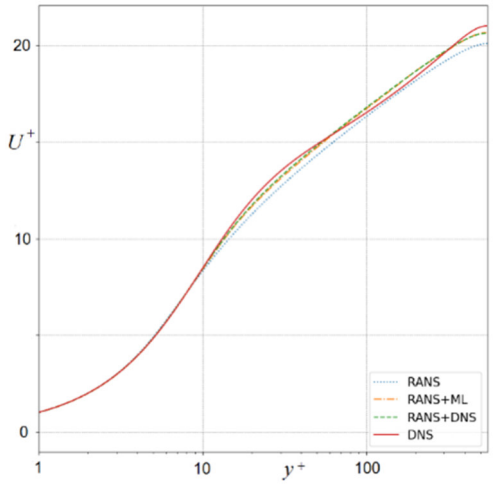


Рис. 4. Профили $U^+(y^+)$ при $Re_\tau = 550$ ($y^+ = u_\tau y/\nu$) с обучением размерного тензора (a_{ij}) вместо безразмерного (b_{ij}).

В случае привлечения a_{ij} в TBRF остающаяся недооценка k не влияет на распределение скорости, и полученное распределение скорости для RANS+ML в пристеночной области оказывается ближе к профилям DNS, чем базовое RANS-решение (рис. 4).

Отметим, что еще одна проблема состоит в появлении отклонений и случайных колебаний, если вставить только распределение $(a_{ij})^{ML}$ из ML-обучения в τ_{ij} в RANS-решателе. Согласно предложению [5, 6], это можно устранить комбинированной вставкой $(a_{ij})^{ML}$ с добавкой базового LEVM-распределения $(a_{ij})^{LEVM}$ в виде $\tau_{ij} = (2/3)k\delta_{ij} + (1-\gamma)(a_{ij})^{LEVM} + \gamma(a_{ij})^{ML}$, где фактор γ постепенно увеличивается от 0 до 0,8 с ростом итераций. Такая процедура реализована и в настоящей работе для устойчивой работы новой модели RSA.

Кроме исследования интерполяционной способности ML-алгоритма при $Re_\tau = 550$ (рис. 1-4), проверена и возможность экстраполяции при $Re_\tau = 8000$, также показавшей улучшение вблизи стенки для подходов и RANS+DNS, и RANS+TBRF (рис. 5-6).

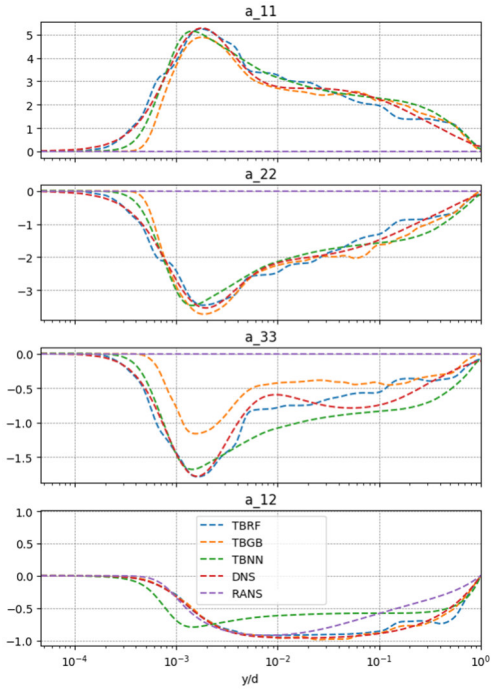


Рис. 5. Компоненты a_{11} и a_{12}, обученные при $Re_\tau = 180$, 395, 950, 1000, 2000, 5200 и предсказанные для $Re_\tau = 8000$.

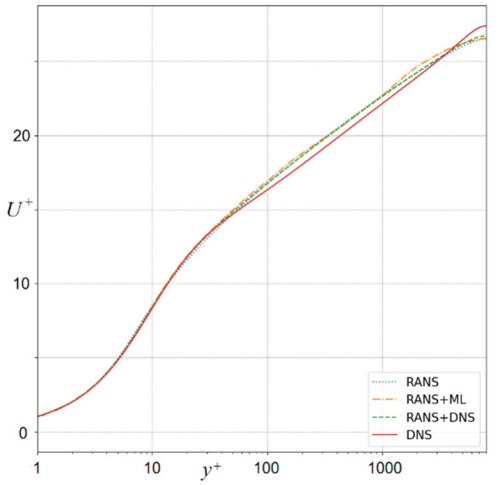


Рис. 6. Профили U^+ при $Re_\tau = 8000$ с обучением тензора a_{ij}.

Далее, технология машинного обучения (TBNN-s) применяется для улучшения модели турбулентного потока скаляра к неизотермическому течению в плоском канале. Как показывают предварительные вычисления, в этом случае стандартное значение турбулентного числа Прандтля $Pr_t = 0{,}85$ приводит к занижению профиля осредненного по Рейнольдсу скаляра (рис. 7). Скаляр задается как $c = (T_w - T)/T_\tau$, где $T_\tau = q_w/(\rho_0 c_p u_\tau)$ – температура трения на стенке, зависящая от потока тепла q_w на стенке, а $T_w(x)$ – осредненная по времени температура, возрастающая с постоянным градиентом по x. Такое определение c приводит к добавочному члену движущей силы в уравнении переноса для $\langle c \rangle$ [14, 16], который аналогичен градиенту давления в уравнении количества движения, поэтому распределения $\langle c \rangle$ и $\langle u \rangle$ оказываются подобными (рис. 4, 7).

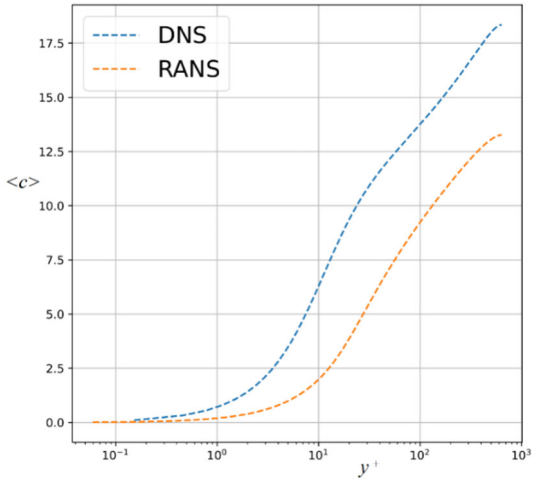


Рис. 7. Профили скаляра <c> при Pr = 0,071 и Re_τ = 640.

Уточнить модель турбулентного потока скаляра может замена Pr_t = 0,85 на эмпирическую зависимость $Pr_t = 0{,}85 + 0{,}7(\nu/\nu_t)/Pr$, что позволяет улучшить описание неизотермического течения в канале [16, 17]. Использование ML-технологий является альтернативой или усовершенствованием эмпирических коррекций, точность и универсальность которых представляется сомнительной при переходе к течениям более сложной геометрии. Предварительные результаты применения TBNN-s показывают способность модели воспроизвести продольную компоненту TSF-вектора, в то время как GDH-модель дает $\langle u'c' \rangle = 0$ (рис. 8).

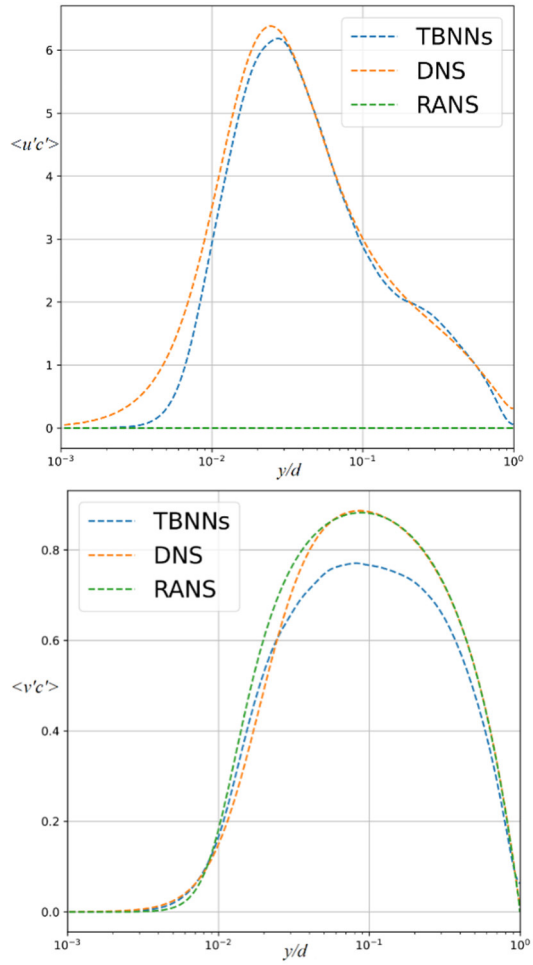


Рис. 8. Профили турбулентных потоков тепла, нормализованные на u_τ, обученные при Re_τ = 180, 395, 1020 и предсказанные для Re_τ = 640 с обработкой гауссовым фильтром.

Для вертикальной компоненты TSF-вектора, алгоритм TBNN-s позволяет улучшить описание вблизи стенки при $y/d < 0{,}03$, но занижает значения $\langle v'c' \rangle$ во внутренней части канала (рис. 8), что возможно вызвано занижением примененного в обучении профиля скаляра (рис. 7) в RANS-расчете по базовой модели.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе рассмотрены алгоритмы TBNN, TBRF, TBGB и TBNN-s для улучшения описания анизотропии напряжений Рейнольдса (RSA) и турбулентного потока скаляра (TSF) в изотермическом и неизотермическом течениях в плоском канале. Инвариантные входные признаки для обучения алгоритмов взяты из вычислений по базовым RANS-моделям LEVM и GDH, соответствующих условиям данных DNS высокой точности для случаев различных чисел Рейнольдса Re_τ. Полученные ML-методами и сглаженные гауссовым фильтром распределения компонент RSA-тензора при Re_τ = 550 и 8000 показывают улучшение у стенки по сравнению с решениями базовой k-ω-модели с линейным LEVM-выражением. Алгоритм TBRF работает немного точнее, чем TBGB, а TBNN демонстрирует самую низкую точность.

После подстановки полученных в TBRF величин RSA в модифицированный RANS-решатель описание скорости в пристеночной области становится лучше.

Априорные оценки алгоритма TBNN-s в течении с пассивным скаляром в канале с нагреваемыми стенками при Re_τ = 640 и Pr = 0,71 показали способность рассматриваемой ML-технологии существенно уточнить аппроксимации компонент RSF-вектора.

Дальнейшие сравнительные исследования предполагают априорную проверку полученных распределений для анизотропных коэффициентов скалярной диффузии **D*** (эквивалентных $1/Pr_t$) с использованием различных основанных на данных подходов TBNN-s, TBRF-s, TBGB-s и подстановку **D*** в модифицированный RANS-решатель для турбулентных течений в каналах простой и сложной геометрии с теплопереносом при различных числах Прандтля Pr от 0.01 до 10.

Также представляет интерес применение другого ML-подхода, основанного на программировании экспрессии генов для поля скорости (GEP) [18] и скаляра (GEP-s) [19], чтобы получить улучшенные явные алгебраические модели для RSA и TSF, которые могут быть далее имплементированы в RANS-решатели.

Список литературы:

1. Durbin P. Come recent developments in turbulence closure modeling // Annu. Rev. Fluid Mech. 2018. Vol. 50. P. 77-103.
2. Yakovenko S.N., Chang K.C. Computational studies of near-wall behaviors of low-Reynolds-number Reynolds-stress models // AIAA J. 2019. Vol. 51. P. 279-296.
3. Duraisamy K., Iaccarino G., Xiao H. Turbulence modeling in the age of data // Annu. Rev. Fluid Mech. 2019. Vol. 51. P. 357-377.
4. Ling J., Kurzawski A., Templeton J. Reynolds averaged turbulence modelling using deep neural networks with embedded invariance // J. Fluid Mech. 2016. Vol. 807. P. 155-166.
5. Kaandorp M. Machine learning for data-driven RANS turbulence modelling. – MSc Thesis. Delft University of Technology, 2018.
6. Kaandorp M., Dwight R.P. Data-driven modelling of the Reynolds stress tensor using random forests with invariance // Comput. Fluids. 2020. Vol. 202. # 104497. P. 1-16.
7. Luan Y. Machine learning of wind plant turbulence anisotropy fields. – MSc Thesis. Delft University of Technology, 2020.

8. Гармаев С.С., Яковенко С.Н. Усовершенствование моделей турбулентности при помощи методов машинного обучения // XXXVII Сибирский теплофизический семинар, 14–16 сентября 2021 г. – Новосибирск: ИТ СО РАН, 2021. С. 9.
9. Milani P.D., Ling J., Eaton J.K. Turbulent scalar flux in inclined jets in crossflow: counter gradient transport and deep learning modelling // J. Fluid Mech. 2021. Vol. 906. A27. P. 1-30.
10. Kim J., Moin P., Moser R. Turbulence statistics in fully developed channel flow at low Reynolds number // J. Fluid Mech. 1987. Vol. 177. P. 133-166.
11. Lee M., Moser R.D. Direct numerical simulation of turbulent channel flow up to $Re_\tau \approx 5200$ // J. Fluid Mech. 2015. Vol. 774. P. 395-415.
12. Yamamoto Y., Tsuji Y. Numerical evidence of logarithmic regions in channel flow at $Re_\tau = 8000$ // Phys. Rev. Fluids. 2018. Vol. 3. 012602(R). P. 1-10.
13. Horiuti K. Assessment of two-equation models of turbulent passive-scalar diffusion in channel flow // J. Fluid Mech. 1992. Vol. 238. P. 405-433.
14. Abe H., Antonia R. A., Kawamura H. Correlation between small-scale velocity and scalar fluctuations in a turbulent channel flow // J. Fluid Mech. 2009. Vol. 627. P. 1-32.
15. Hedlund A. Evaluation of RANS turbulence models for the simulation of channel flow. – Technical report, Uppsala Universitet, 2014.
16. Kasagi N., Tomita Y.K., Kuroda A. Direct numerical simulation of passive scalar field in a turbulent channel flow // ASME J. Heat Transfer. 1992. Vol. 114. P. 598-606.
17. Kays W.M. Turbulent Prandtl number – Where are we? // ASME J. Heat Transfer. 1994. Vol. 116. P. 284-295.
18. Weatheritt J., Sandberg R. D. A novel evolutionary algorithm applied to algebraic modifications of the RANS stress–strain relationship // J. Comput. Phys. 2016. Vol. 325. P. 22-37.
19. Weatheritt J., Zhao Y., Sandberg R.D., Mizukami S., Tanimoto K. Data-driven scalar-flux model development with application to jet in cross flow // Int. J. Heat Mass Transfer. 2020. Vol. 147. 118931. P. 1-15.

Работа поддержана РНФ (проект № 22-19-00587).

DOI: 10.53954/9785604859551_50

УДК 532.517

НОВАЯ СИСТЕМА УРАВНЕНИЙ ДЛЯ ТУРБУЛЕНТНО-ВОЛНОВОЙ ПЛЕНКИ ЖИДКОСТИ

Гешев П.И.

Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН,
630090, Россия, г. Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1
Новосибирский государственный университет,
630090, Россия, г. Новосибирск, у. Пирогова, 2
e-mail: geshev@itp.nsc.ru

На пленке жидкости, стекающей по наклонной поверхности, с возрастанием расхода появляются большие волны. При дальнейшем увеличении расхода где-то при числах $\mathrm{Re} > 200$ в экспериментах наблюдают первые признаки перехода к турбулентному режиму течения [1]. Турбулентность возникает, по-видимому, за передним фронтом волны и затем в ограниченных областях на заднем фронте больших волн становится видимой на свободной поверхности пленки в виде мелкой ряби [1]. Переход к турбулентному режиму течения в пленке напоминает аналогичный переход в пограничном слое, где были обнаружены ограниченные области с турбулентными пульсациями скорости - пятна Эммонса [2, 3]. Эти пятна при движении вниз по потоку увеличивались в размерах и сливались в непрерывную область турбулентности. Можно ожидать, что из-за малых чисел Рейнольдса турбулентность, генерируемая большими волнами, ослаблена (демпфирована) по сравнению с классической пристенной турбулентностью в плоском канале. Фактор демпфирования был явно введен в нашу модель турбулентной вязкости, рассмотренной в работе [4]. Для построения полуэмпирической модели турбулентно-волнового движения жидкости мы используем следующие соображения:

1) Приближение длинных волн: длина волн λ предполагается мала по сравнению с толщиой пленки h. Возникает малый параметр $\varepsilon = h/\lambda << 1$, что позволяет использовать приближения пограничного слоя Прандтля [3];

2) Принцып независимого описания больших волн и внутренней мелкомасштабной турбулентности, порождающей турбулентную вязкость;

3) Модель пристенной турбулентности [4], приводящую вдали от стенки к логарифмическому профилю скорости.

Эта модель турбулентности основана на явной модифицированной формуле для турбулентной вязкости [4, 5, 6]:

$$\nu_T / \nu = \varphi(y_+) = \frac{y_+^3}{A/D + By_+^2} \qquad (1)$$

где $A = 1015$; $B = 2{,}5$, $D = 1 - \exp\left[-\left(y_+ - \delta_0\right)^2 / \delta_*^2\right]$, $\delta_0 = 10$, $\delta_* = 80$, $y_+ = v_* y/\nu$, ν - кинематическая вязкость жидкости, v_* - динамическая скорость, определяемая через касательное напряжение трения на стенке. Фактор D учитывает демпфирование турбулентного переноса при малых расстояниях y_+ от стенки в области вне вязкого подслоя.

Оценим частоты больших волн и пристенных турбулентных пульсаций скорости. Частота волн определяется отношением нуссельтовского масштаба скорости жидкости $u_N = \frac{gh^2}{3\nu}$ к длине волны λ:

$$f_w = \frac{gh^2}{3\nu\lambda} \qquad (2)$$

где g - ускорение силы тяжести.

Частота турбулентных пульсаций вблизи стенки определяется касательным напряжением трения на стенке (τ_w)

$$f_t = \frac{v_*^2}{\nu} \qquad (3)$$

где $v_* = \sqrt{\tau_w / \rho}$ - динамическая скорость, ρ - плотность жидкости. Напряжение трения на стенке складывается из удельного веса пленки и приложенного к поверхности пленки трения газового потока (τ_g):

$$\tau_w = \rho g h + \tau_g \qquad (4)$$

Отношение двух частот (2) и (3) дает

$$\frac{f_w}{f_t} = \frac{h}{3\lambda}\left(1 + \frac{\tau_g}{\rho g h}\right)^{-1} \qquad (5)$$

Согласно выражению (5) при $h \approx 0.5...1$ мм и $\lambda \approx 30$ мм получаем, что частоты турбулентных пульсаций на два порядка больше, чем частоты больших волн и наложение внешнего трения τ_g только усиливает это неравенство частот.

Произведем осреднение основных уравнений по мелкомасштабной, высокочастотной турбулентности. Скорость и давление представим в виде

$$U_i = u_i + u_i' \qquad P = p + p'$$

где u_i, p – крупномасштабные волновые движения, а u_i', p' – мелкомасштабные турбулентные пульсации. Средние величины от пульсаций нулевые

$$\langle u_i' \rangle = \langle p' \rangle = 0 ,$$

где угловыми скобками обозначены осредненные по высокочастотной части спектра величины.

Рейнольдсовы напряжения выражаем через скалярную турбулентную вязкость

$$\langle v' u_i' \rangle = -\nu_T \frac{\partial u_i}{\partial y} .$$

Тогда осредненные уравнения волновой пленки для случая течения по наклонной плоскости принимают вид

$$\frac{\partial u}{\partial t}+u_j\nabla_j u+\frac{\partial}{\partial x}\frac{p}{\rho}=g_x+\nabla_j\left(\nu+\nu_T\right)\nabla_j u \qquad (6)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t}+u_j\nabla_j v+\frac{\partial}{\partial y}\frac{p}{\rho}=g_y+\nabla_j\left(\nu+\nu_T\right)\nabla_j v \qquad (7)$$

$$\frac{\partial u}{\partial x}+\frac{\partial v}{\partial y}=0 \qquad (8)$$

Здесь использованы продольная (u) и перпендикулярная стенке (v) компоненты скорости и ускорения

$$g_x=g\sin\theta \qquad g_y=-g\cos\theta$$

где θ – угол наклона плоскости к горизонту.

Благодаря неравенству $h<<\lambda$, производные по y значительно больше производных по x, поэтому отбросим старшие производные по x в правых частях в уравнениях (6) и (7). Это приближение длинных волн аналогично приближению тонкого пограничного слоя в теории Прандтля [3]. Интегрируя уравнение неразрывности (8) и вводя характерные масштабы, оцениваем порядок величины поперечной скорости:

$$v=-\frac{\partial}{\partial x}\int_0^y u dy\approx\frac{u_N h}{\lambda}<<u_N \qquad (9)$$

где u_N - характерная продольная скорость, например, нуссельтовская средняя скорость жидкости

$$u_N=\frac{g_x h^2}{3\nu}.$$

Уравнение (7) для поперечной скорости мы используем (как и в теории Прандтля) для определения давления. Перепишем его в виде

$$\frac{\partial}{\partial y}\frac{p}{\rho}=g_y-\dot{v}+\frac{\partial}{\partial y}\left(\nu+\nu_T\right)\frac{\partial}{\partial y}v,$$

где $\dot{v}$ означает субстанциональную производную. Интегрируя это уравнение по y от h до y получаем

$$\frac{p}{\rho}\approx\frac{p_h}{\rho}+g_y\left(y-h\right)-\int_h^y\dot{v}\,dy+\left(\nu+\nu_T\right)\frac{\partial v}{\partial y}\Bigg|_h^y \qquad (10)$$

где p_h – давление под свободной поверхностью.

Давление в жидкости под слабо искривленной свободной поверхностью определяется суммой локального давления газового потока и лапласовского давления, которое приближенно давается второй производной по x

$$p_h=p_g-\sigma\frac{\partial^2 h}{\partial x^2} \qquad (11)$$

В выражение (10) заменим $\frac{\partial v}{\partial y}$ через $-\frac{\partial u}{\partial x}$, согласно уравнению неразрывности (8). Отметим, что при подстановке давления (10) в уравнение (6) этот член можно отбросить, так как он принимает вид

$$-\frac{\partial}{\partial x}\left(\nu+\nu_T\right)\frac{\partial u}{\partial x},$$

а вторыми производными по x мы пренебрегаем. В результате подстановки давления (10) в уравнение (6) получаем

$$\dot{u}+\frac{\partial}{\partial x}\left[g_y\left(y-h\right)-\frac{\sigma}{\rho}\frac{\partial^2 h}{\partial x^2}+\frac{p_g}{\rho}\right]=g_x+\frac{\partial}{\partial y}\left(\nu+\nu_T\right)\frac{\partial u}{\partial y} \qquad (12)$$

В градиенте давления при подстановке в (12) опущен член $\frac{\partial}{\partial x}\int_h^y\dot{v}\,dy$, который мал в сравнении с $\dot{u}$. Действительно, оценивая производные по времени частотой u_N/λ, имеем:

$$\dot{u}\sim\frac{u_N}{\lambda}u_N>>\frac{\partial}{\partial x}\int_h^y\dot{v}\,dy\sim\left(\frac{h}{\lambda}\right)^2\frac{u_N}{\lambda}u_N.$$

что позволяет пренебречь членом с ускорением $\dot{v}$ в уравнении (12).

В результате мы получаем для продольной и поперечной скорости модифицированную систему уравнений теории пограничного слоя Прандтля

$$\frac{\partial u}{\partial x}+\frac{\partial v}{\partial y}=0 \qquad (13)$$

$$\begin{aligned}\frac{\partial u}{\partial t}+u\frac{\partial u}{\partial x}+v\frac{\partial u}{\partial y}+\frac{\partial}{\partial x}\left[\frac{p_g}{\rho}-\frac{\sigma}{\rho}\frac{\partial^2 h}{\partial x^2}\right]=\\ =g_x+g_y\frac{\partial h}{\partial x}+\frac{\partial}{\partial y}\left[\left(\nu+\nu_T\right)\frac{\partial u}{\partial y}\right]\end{aligned} \qquad (14)$$

По сравнению с классической системой уравнений Прандтля у нас появилась турбулентная вязкость ν_T и два члена с производными от толщины пленки (отвечающие за лапласовское и гидростатическое давления).

Интегрируя уравнение неразрывности (13) по толщине h и используя кинематическое условие на поверхности пленки [7]

$$v_h=\frac{\partial h}{\partial t}+u_h\frac{\partial h}{\partial x}, \qquad (15)$$

получаем уравнение, связывающее толщину и расход жидкости в пленке

$$\frac{\partial h}{\partial t}+\frac{\partial q}{\partial x}=0, \qquad (16)$$

где $q=\int_0^h u dy$. Аналогично интегрирование уравнения (14) приводит нас к второму уравнению интегральной модели [7, 8]

$$\frac{\partial q}{\partial t}+\left(\int_0^h u^2 dy\right)'=-\nu\left(\frac{\partial u}{\partial y}\right)_{y=0}+\frac{\tau_g}{\rho}+ \\ +g_x h+g_y h'+\frac{\sigma}{\rho}h h'''-h\frac{p'_g}{\rho} \qquad (17)$$

где штрихи означают производные по x, введено касательное напряжение трения τ_g на поверхности пленки, возникающее из-за действия газового потока. Для интегральной модели обычно используют замыкающие выражения

$$\int_0^h u^2 dy = \chi\frac{q^2}{h} \qquad (18)$$

$$-\nu\left(\frac{\partial u}{\partial y}\right)_{y=0}=-\gamma\nu\frac{q}{h^2} \qquad (19)$$

с константами $\chi=6/5$ и $\gamma=3$, получаемыми (при τ_g =0) из полупараболического профиля скорости для ламинарной пленки. Так как в турбулентной пленке профиль скорости более заполнен, чем в ламинарном случае, можно ожидать, что константа χ с ростом числа Рейнольдса будет стремиться к единице, а величина γ увеличиваться. Основная задача нашей работы, – это построение рационального определение этих констант в случае турбулентной пленки. Для этого мы дважды проинтегрируем по y уравнение (14). Сначала проинтегрируем его от y до h, учтем трение газового потока, поделим результат на сумму вязкостей и затем проинтегрируем от 0 до y. Получаем выражение для профиля скорости

$$u=\int_0^y \frac{\tau_g+\left[(p'_g-\sigma h''')-\rho\left(g_x+g_y h'\right)\right](y-h)+\rho\int_h^y \dot{u}dy}{(\nu+\nu_T)\rho}dy \qquad (19)$$

Проинтегрируем еще раз выражение (19) по y от 0 до h и после преобразования двукратного интеграла в однократный получаем формулу для определения расхода жидкости в пленке

$$q=\int_0^h\left\{\frac{\tau_g}{\rho}+\left[\left(g_x+g_y h'\right)+\frac{\sigma}{\rho}h'''-\frac{p'_g}{\rho}\right](h-y)-\int_y^h \dot{u}dy\right\}\times \\ \times\frac{(h-y)}{\nu+\nu_T(y)}dy \qquad (20)$$

где штрихи означают производные по x. Преобразуем (20) к виду

$$q=q_*-\frac{h^2}{\nu}\int_0^h f\,\dot{u}\,dy \qquad (21)$$

где функция $f(y/h;\delta_+)=\int_0^{y/h}\frac{(1-z)}{1+\varphi(\delta_+ z)}dz$;

$$q_*=\frac{h^2}{\nu}\left[f_1\frac{\tau_g}{\rho}+f_2 h\left(g_x+g_y h'+\frac{\sigma}{\rho}h'''-\frac{p'_g}{\rho}\right)\right]$$

$$f_1(\delta_+)=\int_0^1\frac{(1-z)dz}{1+\varphi(\delta_+ z)},\quad f_2(\delta_+)=\int_0^1\frac{(1-z)^2 dz}{1+\varphi(\delta_+ z)} \qquad (22)$$

Функции (22) показаны на рис.1. При больших

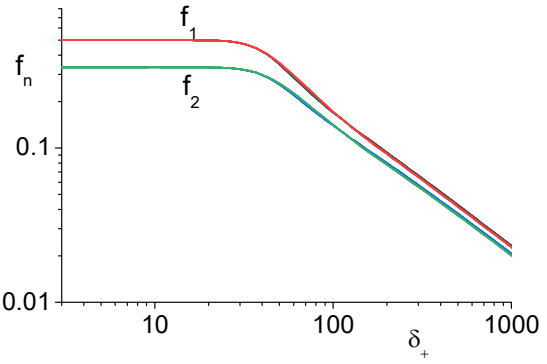


Рис. 1. Функции f_1 и f_2,

числах Рейнольдса, в турбулентном режиме течения пленки, профиль скорости и ускорения должен быть заполненным. Поэтому в интеграле в формуле (21) можно вынести среднее значение ускорения $\bar{\dot{u}}$ по теореме о среднем [9] и с хорошей точностью представить этот интеграл в виде

$$\int_0^h f\,\dot{u}\,dy=\bar{\dot{u}}\int_0^h f\,dy=\bar{\dot{u}}\,h\,f_2=f_2\left[\frac{\partial q}{\partial t}+\frac{\partial}{\partial x}\left(\chi\frac{q^2}{h}\right)\right] \qquad (23)$$

Подставим выражение (23) в уравнение (21) и после преобразования получим

$$\frac{\partial q}{\partial t}+\frac{\partial}{\partial x}\left(\chi\frac{q^2}{h}\right)=-\nu\frac{q}{f_2 h^2}+ \\ +\frac{f_1}{f_2}\frac{\tau_g}{\rho}+h\left(g_x+g_y h'+\frac{\sigma}{\rho}h'''-\frac{p'_g}{\rho}\right) \qquad (24)$$

Выведенная система уравнений (16), (24) описывает турбулентно-волновое движение пленок жидкости при произвольных числах Рейнольдса. Из сравнения правых частей уравнений (17) и (24) получаем выражение для трения на стенке

$$\frac{\tau_w}{\rho}=\nu\left(\frac{\partial u}{\partial y}\right)_{y=0}=\nu\frac{q}{f_2 h^2}+\left(1-\frac{f_1}{f_2}\right)\frac{\tau_g}{\rho} \qquad (25)$$

Мы видим, что при ламинарном режиме так как $f_2(0)=1/3$ коэффициент, определяющий трение $\gamma=3$. При переходе к турбулентным течениям этот коэффициент возрастает так какк $\gamma=1/f_2$.

В работе изучаются также нелинейные волны, текущие по нижней стороне наклонной поверхности. Уравнение в этом случае получено из уравнения (16)

при $q = q_*$ (без учета членов с инерцией) и в безразмерном форме имеет вид :

$$\frac{\partial h}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}\left\{F\,Ka^{1/3}h^2 f_1 + \right.$$
$$\left. + Ka^{1/2}h^3 f_2\left[\sin\theta + \cos\theta\frac{\partial h}{\partial x} + \frac{\partial^3 h}{\partial x^3}\right]\right\} = 0 \qquad (26)$$

где стоят критерий Капицы $Ka = (\sigma/\rho)^3/(g\nu^4)$, фактор трения $F = (\tau_g/\rho)/(g\nu)^{2/3}$ и два безразмерных интеграла f_1, f_2, определяемые через турбулентную вязкость. В определенном диапазоне параметров получены стационарные нелинейные волны большой амплитуды на пленке жидкости, стекающей по нижней стороне наклонной поверхности. Примеры таких стационарных волн приведены на Рис .2 для двух чисел Рейнольдса Re=1310 и 3140 и угла наклона - 55^0.

Система уравнений (16), (24) была обезразмерена лаласовским масштабом ($H = h/\Lambda$, $X = x/\Lambda$), линеаризована и ее дисперсионное уравнение для комплексной фазовой скорости линейной волны имеет вид (для случая $\tau_g = 0$)

$$c^2 - 2\left(\chi\frac{\psi}{H} - \frac{i}{2\alpha H^2 f_2 Ka^{1/4}}\right)c + \chi\frac{\psi^2}{H^2} - \qquad (26)$$
$$- 3i\frac{Sin\,\theta}{\alpha} - H\,Cos\,\theta - \alpha^2 H = 0$$

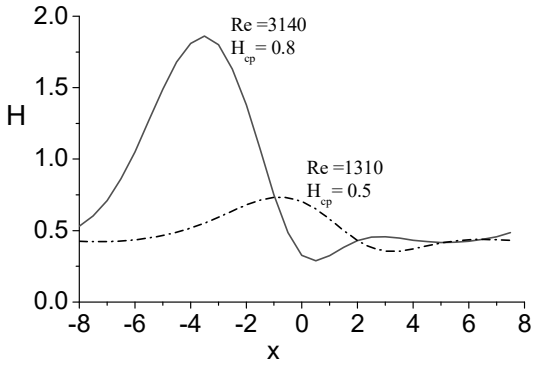
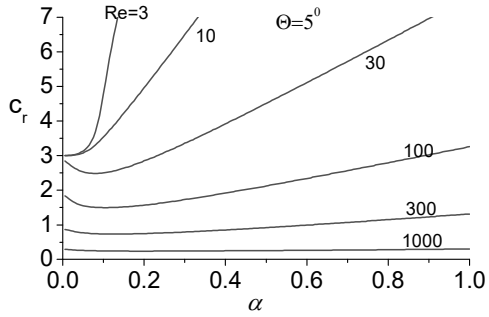


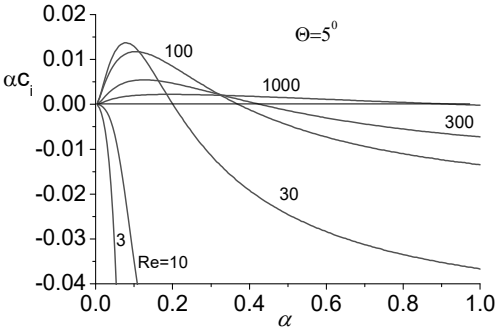
Рис. 2. Волны на пленке, текущей снизу под плоскостью с углом наклона $\theta = -55^\circ$

где $\psi = H^3 f_2 Ka^{1/4} Sin\,\theta$, α - волновое число.

На Рис. 3, 4, 5,а,б показаны в переменных из работы [7] реальная часть фазовой скорости C_r и инкремент нарастания $\beta = \alpha C_i$, определяемый мнимой частью фазовой скорости C_i. Сравнение с соответствующими фигурами из работы [7] показывает хорошее совпадение результатов наших расчетов с данными [7] для ламинарных чисел Рейнольдса Re < 100 Для чисел Рейнольдса больше 100 наша модель начинает учитывать турбулентный обмен и результаты отклоняются от данных [7] рассчитанных для ламинарного течения.

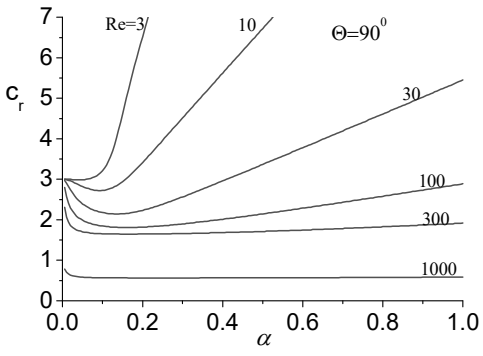


а)

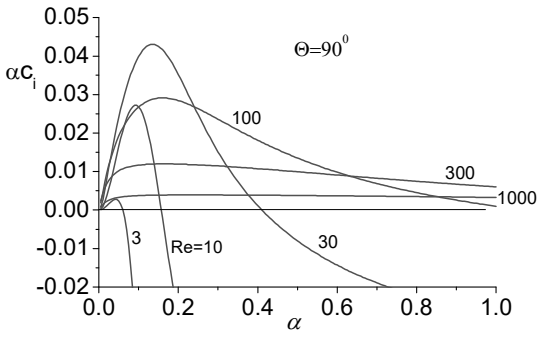


б)

Рис. 3. Реальная часть фазовой скорости (а) и инкремент нарастания (б) для угла наклона стенки 5^0

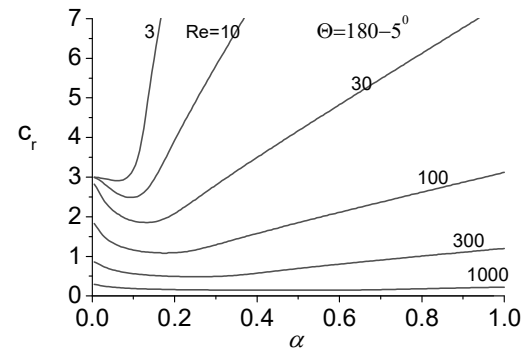


а)

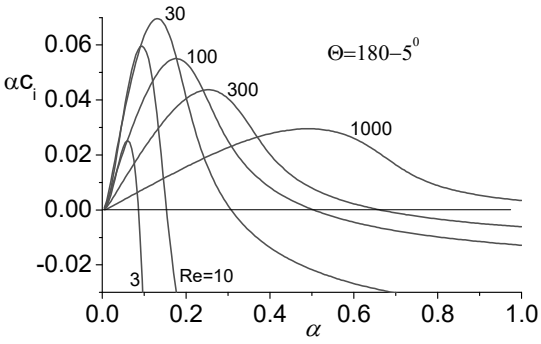


б)

Рис. 4. То же что на Рис.3, но для вертикальной стенки



а)



б)

Рис. 5. То же что на Рис.3, но для угла наклона стенки $\theta = 180\text{-}5^0$ (пленка течет под плоской поверхностью).

Таким образом заключаем, что формула (25), замыкающая выражение для трения на стенке в интегральной модели, обобщена на случай турбулентного течения пленки. Новая интегральная модель описывается уравнениями (16), (24), (22). Показано, что в ламинарном случае она совпадает с известными интегральными моделями [7, 8].

Список литературы:

1. Бобылев А.В., Харламов С.М., Гузанов В.В., Квон А.З., Маркович Д.М. Волновая структура пленокжидкости при переходе к турбулентному режиму течения // Письма в ЖТФ. 2019. Т. 45, вып. 15. С. 10–13.
2. Emmons H.W. The Laminar-Turbulent Transition in a Boundary layer. Part 1 // Journal of the Aeronautical Science. 1951. V. 18, N. 7. P. 490–498.
3. Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя. Наука, 1974. 711 с.
4. Гешев П.И. Влияние перемежаемости на толщину и теплообмен турбулентной стекающей пленки жидкости // Теплофизика и аэромеханика, 2021, Т.28, № 2. С. 225-238.
5. Гешев П.И. Простая модель для расчета толщины турбулентной пленки жидкости, увлекаемой силой тяжести и потоком газа // Теплофизика и аэромеханика, 2014, Т. 21, № 5, С.579–586.
6. Geshev P. I. A linear model of close-to-wall turbulent transfer // Russian Journal of Engineering Thermophysics. 1993. Vol. 3, No. 1. P. 49–89.
7. Алексеенко С.В., Накоряков В.Е., Покусаев Б.Г. Волновое течение пленок жидкости. Новосибирск, “Наука”, 1992, 256 с.
8. Шкадов В.Я. Волновые режимы течения тонкого слоя вязкой жидкости под действием силы тяжести. // Изв. АН СССР, МЖГ, 1967, №1, С.43-51.
9. Корн Г., Корн Т. Справочник по математике. М. Наука, 1970, 720 с.

Исследования выполнены в рамках гос. задания ИТ СО РАН (№ 121031100246-5).

DOI: 10.53954/9785604859551_55

УДК 53.03

РАЗВИТИЕ МЕТОДА ИЗМЕРЕНИЯ ВНУТРИ ТРУБЫ РАНКА С ПОМОЩЬЮ ТЕРМИСТОРОВ

Гордиенко М.Р., Кабардин И.К., Какаулин С.В., Правдина М.Х., Полякова В.И., Зезюлин И.В., Зуев В.О., Двойнишников С.В., Яворский Н.И.

Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН,
630090, Россия, г. Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1
e-mail: fregat120@yandex.ru, ivankabardin@gmail.com

В работе представлено развитие метода маловозмущающей температурной диагностики для исследования вихревого эффекта в вихревой трубе Ранка-Хилша. Вихревой эффект открыт Джозефом Ранком [1,2] и до сих пор не имеет общепринятого физического объяснения. Одна из причин заключается в отсутствии достоверных экспериментальных данных, описывающих профили температуры внутри Вихревой трубы Ранка-Хилша [3,4]. Измерение температуры в трубе Ранка [5-6], осуществлено только контактными датчиками. В основном исследованы отдельные радиальные профили температуры. Имеются измерения продольной эволюции на внутренней поверхности стенки трубы, есть примеры измерений на оси потока [5,6]. Анализ литературных данных показывает, что температура меняется вдоль трубы неравномерно: есть области быстрого изменения, а есть области, где изменения незначительны или отсутствуют.

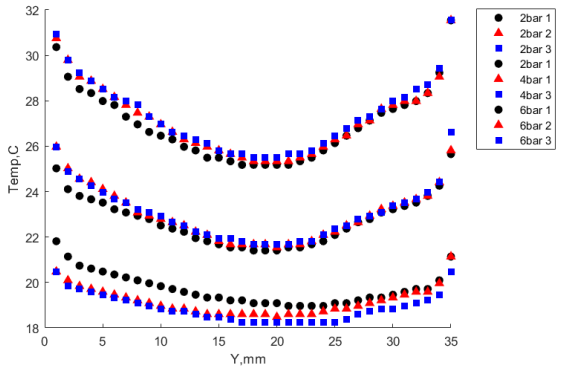


Рис. 1. Пример нестационарного распределения температуры внутри вихревой трубы[7]

В работе [7] с участием авторов статьи был измерен ряд радиальных профилей температуры в трубке Ранка квадратного сечения. Анализ измеренных данных показал, что вдоль потока имеются участки с различным градиентом температуры: слабое изменение температуры вблизи входа и горячего выхода, и резкое изменение в средней части течения, причем изменение градиента с обеих сторон происходит скачкообразно. Также стоит отметить что течение внутри вихревой трубы нестационарное (рис. 1). Стоит отметить, что крайне необходимы детальные измерения экспериментальных профилей температуры внутри вихревой трубы. причем необходимы одновременные измерения сразу несколькими датчиками.

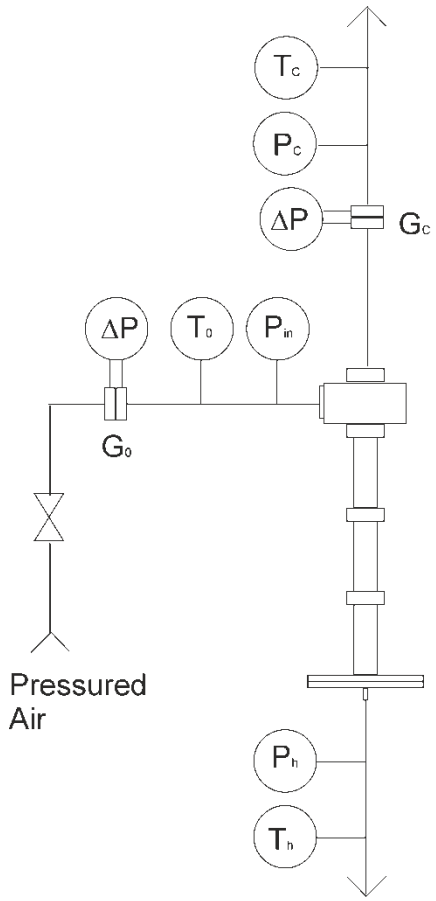


Рис. 2. Схема экспериментального стенда

Целью работы было развитие многоканальной маловозмущающей температурной диагностики в вихревой трубе Ранка Хилша. Работа является частью работ по экспериментальной проверке гипотезы развития гидравлической неустойчивости, сопровождающейся ударной перестройкой потока за счет каскада гидравлических прыжков, на определенных участках трубы в широком диапазоне режимных параметров. Данная гипотеза была выдвинута в работе [14].

В работе продолжены эксперименты в вихревой трубе специального вида [7-18]. Эта вихревая труба специально спроектирована для проведения оптических измерений.

Экспериментальная трубка Ранка (рис 2,3) состоит из завихрителя (1), рабочего канала квадратного сечения, диффузора и выходного отверстия. Диаметр камеры завихрителя составлял 700 мм. Сторона квадрата в сечении 34 мм. Сжатый воздух подавался через сопло в кольцевой канал, откуда поступал через тангенциальные щели в камеру завихрителя с гиперболи-

ческой формой верхней стенки. В такой вихревой камере величина циркуляции ниже по потоку до входа в рабочий канал изменяется незначительно. Это позволяет увеличить окружную скорость на входе по сравнению со скоростью в щелях Рабочий канал состоит из трех участков длиной 150 мм. Эти секции имеют две прозрачные стенки, изготовленные из оптического стекла, специально адаптированного для оптических методов диагностики. На горячем выходе канала использовался радиальный диффузор с шириной зазора между фланцем и диском от 0,5 мм до 1,5 мм, что регулирует соотношение расходов в холодном и горячем выводах. В описанной трубе Ранка устойчиво воспроизводился эффект Ранка, при этом эффективность несколько снижалась по сравнению с вихревой трубой круглого сечения диаметром 34 мм. Более подробно описание вихревой трубы можно посмотреть в [7,8].



Рис. 3. Фотография вихревой трубы с оптическими окнами

Метод многоканальной маловозмущающей диагностики основывался на параллельном измерении температуры специальными малогабаритными датчиками температуры. Процесс сканирования не повлиял на выходную температуру. Датчики выполнены на основе полупроводниковых термисторов прямого нагрева СТ4-16а. Датчики имели следующие характеристики: коэффициент термостойкости 3,2...4,2 % на °С при номинальной температуре +20 °С, номинальный диапазон температур варьировался от -60 до +125 °С. в стеклянном полупроводнике термистор был установлен в передней части стеклянной иглы. Игла устанавливалась в тефлоновую втулку, в которой в продольном направлении перемещался электрический сигнальный кабель. Одновременно использовалось 8 датчиков. Измерение сопротивления термисторов осуществлялось с помощью измерительной системы LTR-114 фирмы LCARD(рис. 4-6).

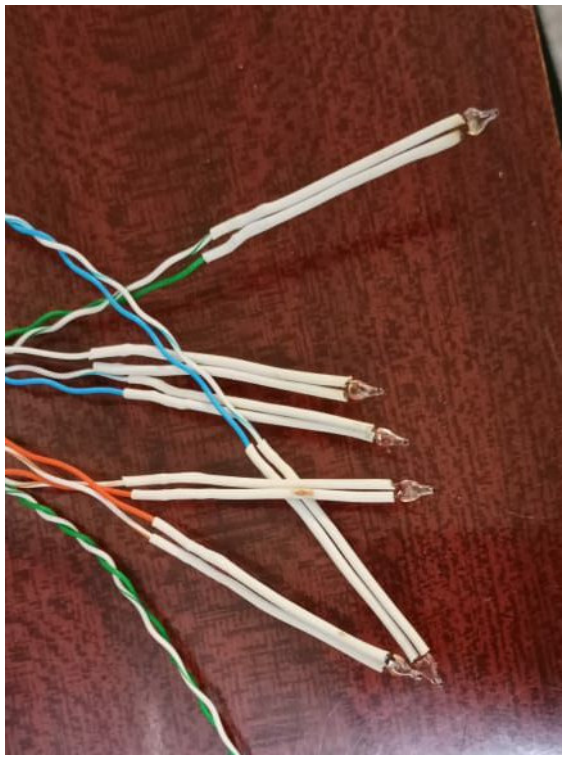


Рис. 4. Фотография термисторов

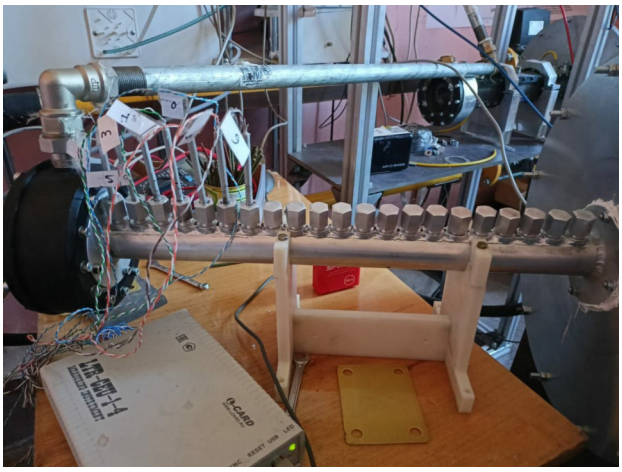


Рис. 5. Фотография цилиндрического рабочего участка с установленными датчиками

Для калибровки датчиков был создан специальный стенд. Схема стенда показана на рис. 2. Использован теплоизолированный контейнер, в котором для равномерного перемешивания подавался поток воздуха через редуктор. Поток воздуха создавал интенсивное перемешивающее течение. В теплоизолированный контейнер была налита вода при начальной температуре +87 °С. Температура воды плавно понижалась до 0 °С. показания 8 термисторов многоканально фиксировалось с помощью измерительной системы LTR-114.

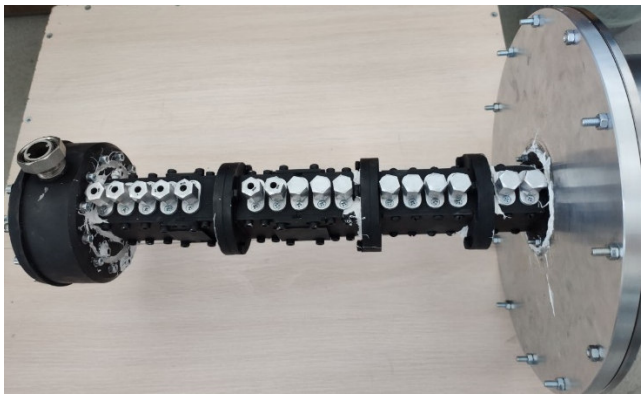


Рис. 6. Фотография рабочего участка с квадратным поперечным сечением с креплением для датчиков

Показания термисторов сверялись с показанием ртутного термометра. Точность измерения температуры ртутным термометром составляла 0.1 °C. Перемешивание воды в контейнере проводилось с помощью барботажа.

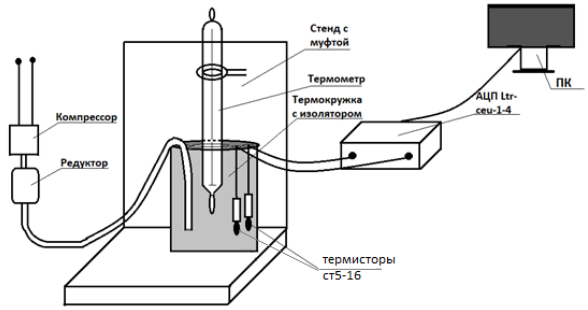


Рис. 7. Схематичное изображение процесса тарировки датчиков

На рис. 8 показаны зависимости показаний датчиков от сопротивления. По этим зависимостям построены полиномиальные тарировочные зависимости температуры от сопротивления для пересчета температуры.

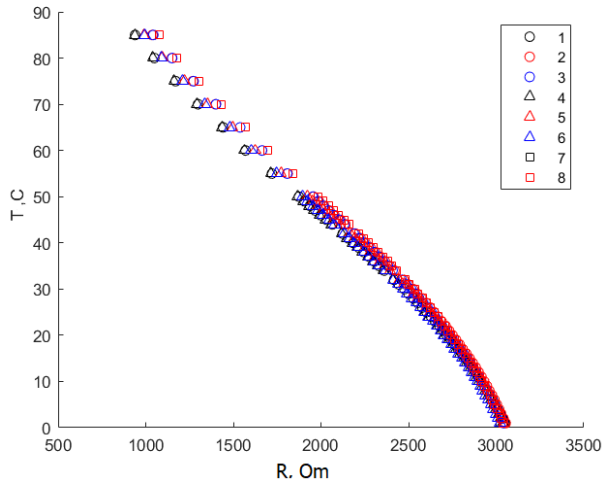


Рис. 8. Калибровочные кривые

Экспериментально исследованы распределения температуры в поперечных сечениях в нескольких точках вдоль вихревой трубы (рис. 6). Разница температур на холодном и горячем выходе составляла около 35 °C.

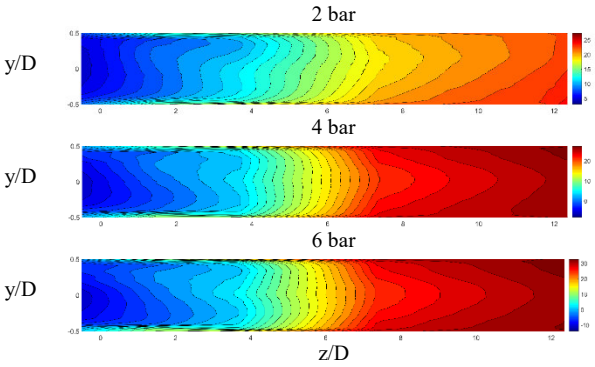


Рис. 9. Карты изолиний температуры в различных сечениях при давлении Pin = 2, 4, 6 бар

Метод многоканальной температурной диагностики применен для диагностики температуры в вихревой трубе при давлениях 2,4,6 бар и доле холодного расхода равного 0.3. результаты измерений показаны на рис. 9. Измерения позволили построить контурные карты распределения в вихревой трубе.

Список литературы:

1. Ranque G. J. Experiments on expansion in a vortex with simultaneous exhaust of hot air and cold air// Le Journal de Physique et le Radium. 1933. Vol.115, № 4. P.112–114.
2. Hilsch R. The Use of the Expansion of Gases in a Centrifugal Field as Cooling Process.// Review of Scientific Instruments. 1947. Vol. 18,№ 2. P.:108-113.
3. S. Eiamsa, P. Promvonge Review of Ranque-Hilsh effects in vortex tubes//Renewable and Sustainable Energy Reviews. 2008. Vol. 12. - P. 1882-1842.
4. Xue Y., Arjomandi M., Kelso R.L. A critical review of temperature separation in a vortex tube//Experimental Thermal and Fluid Science. 2010. Vol. 34. № 8. - P. 1367-1374
5. Chang-Soo Kim, Chang-Hyun Sohn. Dynamic characteristics of an unsteady Flow Through a Vortex Tube//J. of Mech. Science and Technology (KSME Int.J) Vol. 20. -No 12. P. 2209-2217, 2006
6. Chengming Gao. Experimental Study on the Ranque-Hilsh Vortex Tube. PhD thesis. 2005. 151 P.
7. I.K. Kabardin, V.G. Meledin, N.I. Yavorsky, V.A. Pavlov, M.H. Pravdina, D.V. Kulikov, V.V. Rakhmanov Small Disturbance Diagnostic Inside The Vortex Tube With A Square Cross-Section// International Conference on the Methods of Aero physical Research (ICMAR 2016). AIP Conference Proceeding. - Vol. 1770. - P. 030003-1–030003-9. DOI: 10.1063/1.4963945.
8. I.K. Kabardin, V. G. Meledin, N. I. Yavorsky, M. R. Gordienko, M. Kh. Pravdina, D. V. Kulikov, V. I. Polyakova, V. A. Pavlov LDA Diagnostics of velocity fields inside the Ranque tube// IOP Conf. Series: Journal of Physics: Conf. Series. - 2018. - Vol. 980. P. 012043.
9. Yavorsky, N.I., Meledin, V.G., Kabardin, I.K., Gordienko, M.R., Pravdina, M.Kh., Kulikov, D.V., Polyakova, V.I., Pavlov, V.A. Velocity field diagnostics inside the Ranque-Hilsh vortex tube with square cross-section // AIP Conference Proceedings 2027, 030122 (2018);
10. I. K. Kabardin, M. Kh. Pravdina, V. I. Polyakova, N. I. Yavorsky, V. A. Pavlov, M. R. Gordienko The subsonic velocity blocking effect for an aerodynamic vortex chamber// Journal of Physics: Conf. Series 1105,2018, P. 012006;
11. B.S. Balzhinimaev, S. Y. Ivanov, I. K. Kabardin, D.P. Ezendeeva, M.R. Gordienko, S.V. Kakaulin, I.A. Klimonov, T. I. Sycheva, E.V. Usov, N. I. Yavorskii, Computational Analysis of Gas Flow in Gas Distributor Breadboard for Creating Efficient Devices to Remove Volatile Organic Compounds//Journal of engineering Thermophysics. 2019. Vol. 28 № 3, P. 372-380.
12. Gordienko M.R., Yavorsky N.I., Pravdina M.Kh., Polyakova V. I., Ezendeeva D.P., Kakaulin S.V. Small-distrubance temperature diagnostics in vortex tube with a square cross-section// IOP Journal of physics: conf. series 2019. Vol. 1359. P.012093
13. I. K. Kabardin, I.A.Klimonov, E.V.Usov, N. I. Yavorsky, A. K. Kabardin1, S. V. Kakaulin, D. P. Ezendeeva, M. R. Gordienko, V. I. Polyakova M. H. Pravdina Calculation-Experiment Study of Gas

Motion in Controlled Turning-and-Diverging Flow// Journal of Engineering Thermophysics. 2020. Vol. 29, No. 3. pp. 1–9.
14. M. Kh Pravdina M. Kh, I. K. Kabardin, V.I. Polyakova, D. V. Kulikov, V.G. Meledin, V.A. Pavlov, M.R. Gordienko, N.I. Yavorsky Hydraulic Flow Instability in a Ranque Tube// Journal of applied mechanics and technical physics. 2020. Vol. 61 № 3. P384-390
15. I.K. Kabardin, V.I. Polyakova, M. Kh. Pravdina, N.I. Yavorsky, M.R. Gordienko, Regime Analysis in Ranque Tubes with Circular and Square Working Channels// Journal of applied mechanics and technical physics.2020. Vol. 61 №1. P. 37-44.
16. Pravdina M. Kh., I K Kabardin, V I Polyakova, M R Gordienko, N I Yavorsky The crisis of flow and an inner source of heating in the vortex tube // IOP Journal of physics: conf. series 2020.1677. - 012027. DOI 10.1088/1742-6596/1675/1/012027.
17. Gordienko M. R., Yavorsky N. I., Pravdina M. Kh., Kakaulin S. V., Kabardin I. K. Visualization in the Ranque-Hilsch vortex tube using high-speed video recording // IOP Journal of Physics: Conference Series. 2021. Vol. 2119. P. 012104
18. Kabardin I.K., Kolotilov V.V., Usov E.V., Yavorsky N.I., Kabardin A.K., Kakaulin S.V., Gordienko M.R., Polyakova V.I., Pravdina M.K., Derzho O.G. Features of Setting Boundary Conditions in Problems of Modeling Turbulent Gas Motion in Turning-and-Expanding Flow for k-ε Turbulence Model and Reynolds Stress Transfer Model // Journal of Engineering Thermophysics. 2021. Vol. 30, No. 2, P. 317–323
19. И.К. Кабардин, Н.И. Яворский, В.Г. Меледин, М.Х. Правдина, М. Р. Гордиенко. Сравнительный анализ режимов в трубах Ранка с круглым и квадратным сечением рабочего канала// ПМТФ. 2020. Т. 61, № 1(359). С. 43-52.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда, грант № 22-29-01262.

DOI: 10.53954/9785604859551_59

УДК 532.582.92

ВЛИЯНИЕ УГЛА НАКЛОНА НА РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ДИАМЕТРОВ ГАЗОВЫХ ПУЗЫРЕЙ В НЕПОДВИЖНОЙ ЖИДКОСТИ В НАКЛОННОЙ ТРУБЕ

Гореликова А.Е.[1,2], Кашинский О.Н.[1], Чинак А.В.[1]

[1] Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН,
630090, Россия, г. Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1
[2] Новосибирский государственный университет,
630090, Россия, г. Новосибирск, у. Пирогова, 2
e-mail: gorelikova.a@gmail.com

Аннотация: В работе представлено экспериментальное исследование распределения диаметров воздушных пузырьков в неподвижной жидкости в наклонной трубе при вариации углов наклона трубы при отсутствии межфазного теплообмена. Угол наклона варьировался в диапазоне $\theta=30^{o}\div60^{o}$, расстояние от места ввода газа до измерительной секции составляло 100, 200, 400 и 600 мм, расход газа поддерживался на уровне Q_{gas}=5 мл/мин. Показано, что при малых расстояния от места ввода газа до оптической секции угол наклона канала не оказывает значительного влияния на распределение диаметров и на средний диаметр газовых пузырей, основная часть пузырей имеет диаметр 1,2÷1,5 мм. При увеличении расстояния от места ввода газа до точки сьемки средний диаметр газовых пузырей увеличивается до 2÷3,5 мм, при этом встречаются единичные пузыри и большего диаметра, а пузырей размерами 1,2÷1,5 мм практически нет. Наибольший эффект от угла наклона канала на средний диаметр и распределение диаметров газовых пузырей наблюдается на расстоянии 600 мм от места ввода газа до оптической секции.

ВВЕДЕНИЕ

Газовые пузырьки, всплывающие в неподвижной или движущейся жидкости, могут оказывать значительное влияние на теплообмен за счет перемешивания пристенных слоев жидкости. Наиболее распространены работы по исследованию вертикальных труб и каналов [1]. Значительно меньшее внимание уделяется наклонным трубам и каналам, несмотря на то что угол наклона может вносить существенный вклад в характер течения газожидкостных потоков и оказывать влияние на пузырьки, всплывающие в неподвижной жидкости.

В работе [2] представлено экспериментальное изучение скорости свободно всплывающего газового снаряда в стеклянных трубках диаметром 11,8÷30 мм с помощью времяпролетного метода, совмещенного со скоростной видеосъемкой и численной обработкой последовательных изображений. Представленные результаты свидетельствуют о том, что скорость пузыря зависит от угла наклона трубы и носит немонотонный характер. В статье [3] представлены результаты экспериментального изучения подъема одиночных пузырей в наклонном плоском канале. Скорость жидкости составляла 0÷0,2 м/с, объем одного пузыря изменялся в диапазоне от 1 до 80 мл, а глубина канала была 8, 4 или 1,5 мм. Было показано, что при вертикальном расположении канала скорость пузырька в первую очередь зависит от глубины канала. При изменении угла наклона канала от 0° до 90° скорость пузыря монотонно растет и достигает максимума при вертикальном расположении канала. Это отличается от результатов, полученных для снарядных течений в круглых наклонных трубах больших сечений, где скорость максимальна при углах наклона близких к 45°.

В работе [4] исследованы пузырьки жидкости с относительным сферическим диаметром в диапазоне 4,75÷9,14 мм, всплывающие вблизи наклонной поверхности (угол наклона 30°). Авторы говорят о увеличении локального коэффициента теплообмена до 8 раз в сравнении со случаем свободной конвекции (усредненное значение теплообмена увеличивается в 2 раза по сравнению со случаем без добавления газовой фазы).

В статье [5] было проведено исследование трехмерных траекторий пузырьков в неподвижной жидкости в рабочих объемах 300x300x1500 мм и 300x150x500 мм. Рассматривались пузыри диаметра 3-5 мм (в зависимости от капилляра и расхода жидкости диаметр пузырей менялся незначительно). Показаны зависимости влияния расхода газа, высоты столба жидкости, диаметра сопла на траекторию всплытия пузырьков и деформацию поверхности пузырька.

В статье [6] представлена модель коалесценции пузырьков состоящая из двух шагов. В первую очередь существующая модель коалесценции пузырьков одинакового диаметра в турбулентном течении расширяется на случай для пузырьков различных диаметров. На втором шаге полученное выражение для скорости коалесценции используется для получения зависимостей кинетических уравнений от пузырькового диаметра, который можно оценить с помощью CFD-пакетов (CDF, Computational fluid dynamics). В результате получено компактное выражение для описания эволюции размеров пузырей.

В статье [7] предложен метод компьютерного моделирования эволюции функции распределения пузырьков в невозмущенной жидкости на основе критического числа Рейнольдса для воды или глицерина, разбавленного водой $Re_i=(\rho d_i U_{ij})/\eta>30$, где d_i – диаметр меньшего пузыря, U_{ij} – относительная скорость сближения центров пузырей. Движение пузырьков реализовано с помощью прямого компьютерного моделирования в трехмерной постановке задачи. Пузырьки в модели считаются сферическими.

Не смотря на увеличение интереса к влиянию угла наклона на движение пузырей и на газожидкостные течения, наблюдается значительная нехватка экспериментальных данных. Основное внимание в экспериментальных работах уделяется большим расходам

газа и пузырям крупного диаметра, а углы наклона каналов выбираются близкими к вертикальному или горизонтальному положению. Численные исследования же рассматривают значительно упрощенные случаи и нуждаются в верификации эмпирическими данными.

В работе представлено экспериментальное исследование распределения диаметров газовых пузырей от одиночного капилляра в неподвижной жидкости в наклонной трубе. Угол наклона трубы варьировался в диапазоне θ=30º÷60º, расстояние от места ввода газа до измерительной секции составляло 100, 200, 400 и 600 мм, расход газа поддерживался на уровне Q_{gas}=5 мл/мин.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Для экспериментов использовался стенд, представленный на Рис. 1. Газ подавался с помощью измерителя-регулятора расхода газа (1) через капилляр (2) с известными геометрическими параметрами в жидкость. Рабочим участком служила стеклянная труба (3) внутренним диаметром 34 мм и длинной 1,2 м. Стенд позволяет варьировать угол наклона от 0º (что соответствует вертикальному положению канала) до 90º (что соответствует горизонтальному положению), более узкий диапазон углов наклона был выбран так как в работах [8, 9, 10] показано, что в газожидкостном течении в плоском наклонном канале с поперечным сечением 10x100 при углах наклона канала θ=30º÷60º наблюдалось значительное увеличение значений относительного трения и теплообмена на верхней стенке канала. Съемка пузырей проводилась на камеру (4) при освещении светодиодной матрицей (5).

В качестве рабочей жидкости в экспериментах использовался дистиллированная вода, в качестве рабочего газа – воздух.

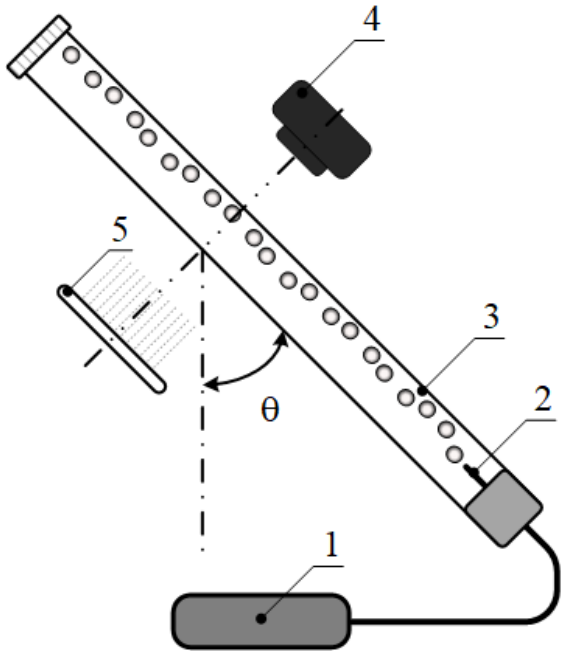


Рис. 1: Схема экспериментальной установки:
1 – измеритель-регулятор расхода газа, 2 – капилляр, 3 – рабочий участок, 4 – камера, 5 – светодиодная матрица

МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЯ ДИАМЕТРА ГАЗОВЫХ ПУЗЫРЕЙ

Исследование диаметров газовых пузырьков проводилось методом теневой фотографии, пример предварительной обработки снимков представлен на Рис. 2. Изображения пузырьков регистрировались системной камерой Nikon Zfc через оптическую секцию. Скорость съемки составляла 120 кадров в секунду при разрешении 1920x1080 пикселей. Для обеспечения равномерного светового поля подсветка потока производилась светодиодной матрицей 150x150 мм.

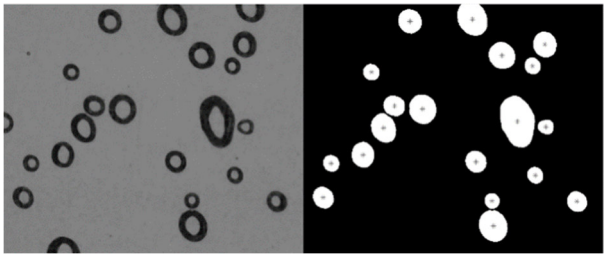


Рис. 2: Пример предварительной обработки изображений для вычисления диаметра газовых пузырей

Полученные изображения были обработаны программно аналогично методу, описанному в работе [11] Диаметр газовых пузырей вычислялся из площади пузыря на снимке как эквивалентный диаметр по формуле $D = \sqrt{4S/\pi}$.

Относительная погрешность вычислялась по формуле:

$$\Delta D = \sqrt{\left(\frac{\partial f}{\partial S}\Delta S\right)^2} = \frac{\partial\left(\sqrt{\frac{4S}{\pi}}\right)}{\partial S}\Delta S = \frac{1}{2}\sqrt{\frac{4}{\pi S}}\Delta S = \frac{1}{2}D\delta S$$

$$\delta D = \frac{1}{2}\delta S$$

Точность определения границы пузыря составляла ±1 размер пиксела. Согласно калибровочным кадрам, 1 мм равен 48 пикселов, точность определения диаметра для пузырей 0,3÷7 мм составляет 0,01÷0,1.

РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ

На Рис. 3 приведены распределения диаметров газовых пузырей в зависимости от угла наклона трубы для различных расстояний от места ввода газа до измерительной секции. На малых расстояниях (100 мм от места ввода газа до измерительной секции) большинство пузырей имею диаметр 1,2÷1,5 мм для всех углов наклона трубы. Два пика на гистограммах объясняются коалесценцией пузырей непосредственно вблизи капилляров. Подобный эффект был описан в работе [12], где исследовалась генерация пузырей на одиночном капилляре. При этом первый пик соответствует отрывному диаметру пузыря, а второй – диаметру пузыря с удвоенным объемом.

При увеличении расстояния от места ввода газа до измерительной секции наблюдается уменьшение общего числа пузырьков и появление пузырей с диаметрами 2÷3,5 мм. Появляются также единичные пузыри диаметром более 4 мм, но их количество значительно меньше и вклад в перенос газовой фазы не значителен. Для углов наклона трубы θ=30º÷50º количество пузырей диаметром 1,2÷1,5 мм значительно снижается,

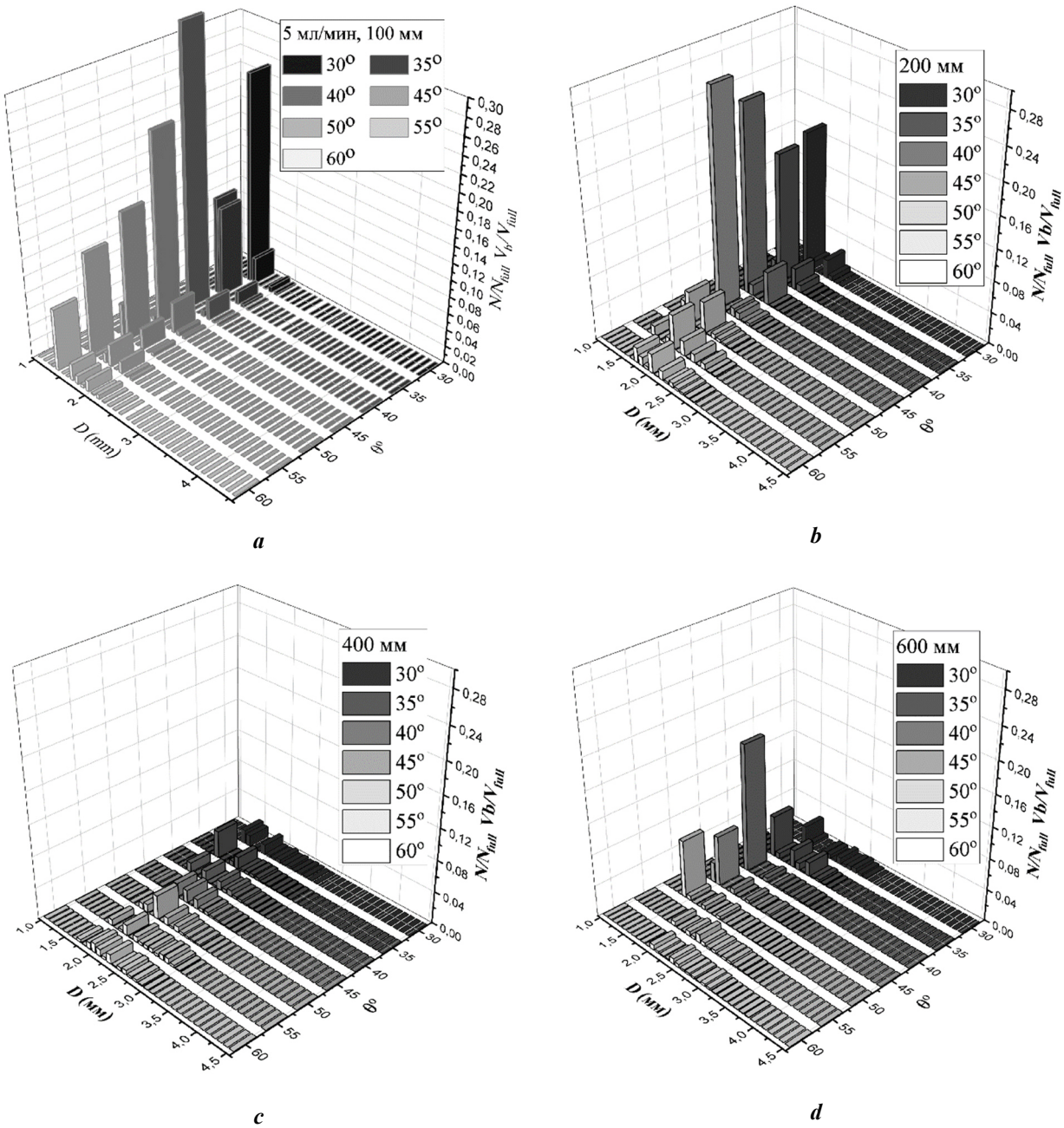


Рис. 3 Распределение диаметров газовых пузырей для различных углов наклона канала. Растояние от места ввода газа до измерительной секции: a – 100 мм, b – 200 мм, c – 400 мм, d – 600 мм

но пик на гистограммах остается выраженным. При углах наклона трубы более 50º пузырьков с данными диаметрами практически отсутствуют. Появление более крупных пузырей и отсутствие выраженных пиков, соответствующих отрывному диаметру, говорит о коалесценции пузырей по пути следования вдоль стенки трубы.

На Рис. 4 представлены распределения диаметров пузырей при угле наклона канала θ=60º для различных расстояний от места ввода газа до точки получения снимков пузырей. Видно, что по мере увеличения расстояния до места ввода газовой фазы увеличивается ращброс диаметров. На 100 мм диаметры пузырей лежат в узком диапазоне и есть выраженный максимум на 1,5 мм; на 600 мм выраженных пиков нет и диаметры пузырей лежат в диапазоне от 1,6 до 3,0 мм.

На Рис. 5 представлены средние значения диаметров газовых пузырей для различных углов наклона канала θ на различных расстояниях от места ввода газа в поток жидкости.

Видно, что в диапазоне от θ=30º÷50º наблюдается незначительное снижение среднего диаметра газовых пузырей, а при углах наклона трубы свыше 50º происходит значительный рост среднего диаметра. При увеличении угла наклона канала проекция силы Архимеда на ось, перпендикулярную движению пузырей, достаточно велика, из-за чего происходит торможение пузырей около верхней стенки наклонной трубы. Из-за снижения скорости движения пузыри более активно групируются, что увеличивает вероятность коалесценции и увеличения среднего диаметра пузырей. Наибольший рост среднего диаметра наблюдается для

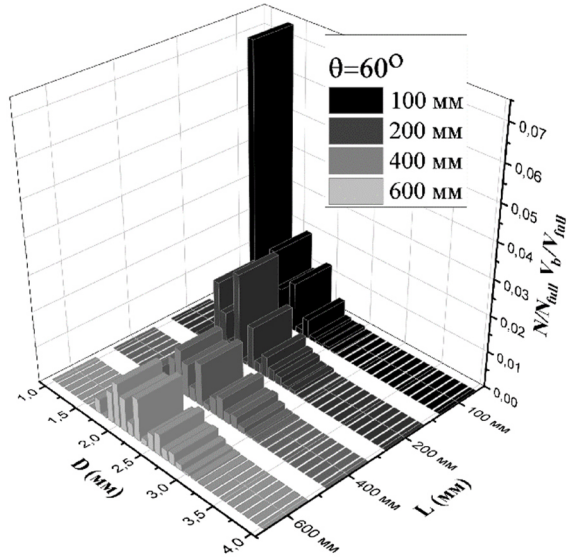


Рис. 4. Распределение диаметров газовых пурырей наразличных расстояниях от места ввода газа до оптической секции, угол наклона канала θ=60º

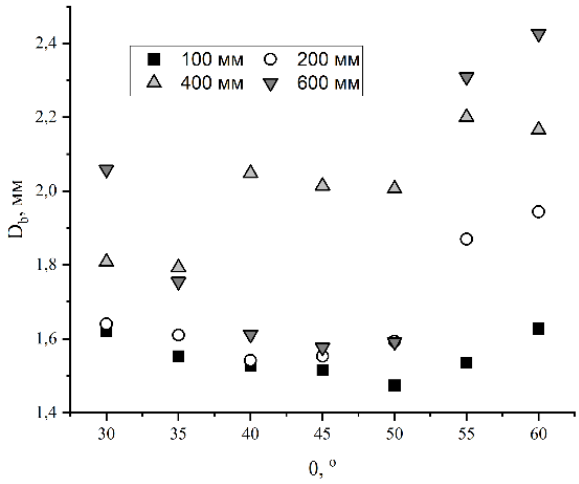


Рис. 5: Распределение среднего диаметра газовых пузырей для различных углов наклона канала на расстоянии 100, 200, 400 и 600 мм от места ввода газа до измерительной секции

расстояния 600 мм от места ввода газа в жидкость, в то время как для 100 мм рост незначителен.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Диаметр газовых пузырьков растет с увеличением расстояния от точки ввода газа до оптической секции для всех углов наклона канала.

Для малых расстояний подавляющее количество пузырьков имеют диаметр от 1,2 до 1,5 мм, угол наклона канала оказывает незначительное влияние на распределение диаметров.

При увеличении расстояния от места ввода газа до места съемки пузырей, вклад угла наклона канала в распределение диаметров и средний диаметр газовых пузырей возрастает.

Список литературы:

1. Houston S.D.; Cornwell K. Heat transfer to sliding bubbles on a tube under evaporating and non-evaporating conditions // Int. J. Heat Mass Transfer. 1996. Vol. 39 p. 211–214.
2. Pokusaev B.G. et al. Motion of a gas slug in inclined tubes // Theoretical Foundations of Chemical Engineering. 2011. Vol. 45, № 5. P. 640–645.
3. Tihon J., Pěnkavová V., Vejražka J. Wall shear stress induced by a large bubble rising in an inclined rectangular channel // International Journal of Multiphase Flow. 2014. Vol. 67. P. 76–87.
4. Donnelly B. et al. The dynamics of sliding air bubbles and the effects on surface heat transfer // International Journal of Heat and Mass Transfer. 2015. Vol. 91. P. 532–542.
5. Augustyniak J., Perkowski D.M. Compound analysis of gas bubble trajectories with help of multifractal algorithm // Experimental Thermal and Fluid Science. 2021. Vol. 124. P. 110351.
6. Kamp A.M. et al. Bubble coalescence in turbulent flows: A mechanistic model for turbulence-induced coalescence applied to microgravity bubbly pipe flow // International Journal of Multiphase Flow. 2001. Vol. 27, № 8. P. 1363–1396.
7. Бошенятов Б.В. Моделирование коалесценкии пузырьков на основе критического числ Рейнольдса // Доклады академии наук. 2010. Т. 430, № 6. С. 767–769.
8. Kashinsky O.N., Randin V. V, Chinak A. V. The effect of channel orientation on heat transfer and wall shear stress in the bubbly flow // Thermophysics and Aeromechanics. 2013. Vol. 20, № 4. P. 391–398.
9. Гореликова А.Е., Кашинский О.Н., Рандин В.В., Чинак А.В. Влияние расхода газа на диаметр газовых пузырей в восходящем пузырьковом течении в плоском наклонном канале // Вестн. Новосиб. гос. ун-та. Серия: Физика. 2014. Т. 9, № 2. С. 136–144.
10. Гореликова А.Е., Кашинский О.Н., Пахомов М.А., Рандин В.В., Терехов В.И., Чинак А.В. Турбулентная структура течения и теплоперенос в наклонном пузырьковом потоке. Экспериментальное и численное исследование. Изместия РАН. Механика жидкости и газа, 2017, №1. С. 117-129.
11. Fu Y., Liu Y. Development of a robust image processing technique for bubbly flow measurement in a narrow rectangular channel // International Journal of Multiphase Flow. 2016. Vol. 84. P. 217–228.].
12. Воробьев М.А., Кашинский О.Н., Лобанов П.Д., Чинак А.В. Формирование мелкодисперсной газовой фазы в восходящем и опускном потоке жидкости // Механика жидкости и газа. 2012. Т. 4. 75–81

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 22-21-20029 при финансовой поддержке Правительства Новосибирской области, https://rscf.ru/project/22-21-20029/

DOI: 10.53954/9785604859551_63

УДК 532.5+517.984

ЧИСЛЕННЫЙ МЕТОД ДЛЯ ПРЯМОЙ ЗАДАЧИ РАССЕЯНИЯ МНОГОСОЛИТОННОГО РЕШЕНИЯ УРАВНЕНИЯ КДФ

Гудько А.С.[1,2], Гелаш А.А[3,4], Мулладжанов Р.И[1,2]

[1] Новосибирский государственный университет,
630090, Россия, г. Новосибирск, ул.Пирогова, 1
[2] Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН,
630090, Россия, г. Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1
[3] Сколковский институт науки и технологий,
143026, Россия, г. Москва, Московская обл., ул. Нобеля, 1
[4] Институт автоматики и электрометрии СО РАН,
630090, Россия, г. Новосибирск, пр. Академика Коптюга, 1
e-mail: algudko@gmail.com

Аннотация. В работе рассматриваются численные подходы к решению прямой и обратной задач рассеяния для волновых полей, содержащих большое число солитонов в рамках модели интегрируемого уравнения Кортевега–де Фриза. Представлены схемы 2-го, 4-го и 6-го порядков точности вычисления данных рассеяния, основанные на разложении Магнуса. Для устойчивой идентификации нормировочных констант солитонов применяется арифметика высокой точности. Алгоритмы успешно опробованы на волновых полях, содержащих в себе до 32 солитонов. Обратная задача рассеяния решается для солитонных волновых полей, содержащих до 16-ти солитонов. Для устойчивого решения обратной задачи также применяется арифметика высокой точности. Разработанные алгоритмы открывают широкие перспективы для быстрого и эффективного анализа больших волновых пакетов, а также анализа экспериментальных и численных данных, предоставляя фундаментальную информацию о солитонах в нелинейных волновых полях.

ВВЕДЕНИЕ

Распространение нелинейных волн на поверхности неглубокого слоя жидкости описывается интегрируемым уравнением Кортевега–де Фриза (КдФ) [1]. Одним из ярких достижений математической физики XX-го века является Метод обратной задачи рассеяния (МОЗР) [2,3,4]. Теория МОЗР предлагает элегантный метод интегрирования. Прямая задача рассеяния позволяет по известному волновому профилю интегрируемого уравнения в некоторый момент времени определить данные рассеяния, которые меняются во времени тривиальным образом [2], тогда как обратная задача рассеяния позволяет восстановить профиль волны в любой момент времени [5,6].

Портрет данных рассеяния содержит информацию о нелинейных когерентных структурах – солитонах, характеризующихся собственными значениями и нормировочными константами, а также о дисперсионных волнах, описываемых коэффициентом отражения. Любопытная способность МОЗР идентифицировать и характеризовать солитоны дает фундаментальную информацию о происхождении различных физических эффектов. Большой объем исследований был посвящен пониманию распределения амплитуд солитонов и их скорости распространения, т.е. исследованию собственных значений солитонов [7,8]. Солитоны составляют основу эволюции волн на поверхности жидкости [9–12], а также распространения световых импульсов в волокне [12,13,14]. Эти недисперсионные волны составляют ключевую роль в нелинейных явлениях, таких как формирование волн-убийц [15,16,17] и рассматриваются как основные носители информации в оптических телекоммуникационных системах [13,18]. Однако практические исследования сталкиваются с распространением волновых пакетов при наличии шума, в связи с чем в последние десятилетия также стали освещаться вопросы чувствительности нелинейных систем и развиваться методы теории возмущений [19–23].

Нахождение полного набора данных рассеяния все еще представляет сложность. Для нахождения собственных значений солитона существует множество численных вариаций [24,25], в то же время точная идентификация положения (фаз) солитона, представленных так называемыми нормировочными константами, все еще остается сложной вычислительной задачей. Существующие численные подходы решения прямой задачи продемонстрировали успех только для относительно простых волновых полей [26–30]. Поэтому для обработки больших полей необходимо развитие численных методов высокого порядка, что подтверждается многими примерами, которые все еще ограничены несколькими солитонами [31,32,33]. При исследовании волновых полей, содержащих в себе большое количество солитонов, стандартные алгоритмы прямой задачи приводят к появлению численных неустойчивостей [34, 35]. Теоретический анализ нелинейного уравнения Шредингера показал, что численная реализация обратной задачи рассеяния сталкивается с обработкой очень больших и очень малых чисел, что подчеркивает необходимость использования высокоточной численной обработки для идентификации собственных значений и особенно фазовых коэффициентов [34,35]. Одной из стандартных возникающих неустойчивостей моделирования является ошибка дискретизации, приводящая к быстрому росту ошибок определения данных рассеяния, с увеличением протяженности поля. Другим не менее важным источником погрешности вычисления является округление результатов арифметических операций с малыми числами. Третьим типом выявленной неустойчивости являются аномальные ошибки [34], возникающие из-за аналитических особенностей одного из коэффициентов рассеяния многосолитонного поля, рассматриваемого на конечном интервале. Аномальные ошибки прямой задачи рассеяния приводят к неспо-

собности стандартных численных схем идентифицировать фазы и положения солитонов. Данная неустойчивость не чувствительна к порядку пространственной дискретизации алгоритма. Таким образом, интерес к изучению сложных, случайных нелинейных волновых полей, а также проблема разработки эффективных алгоритмов высокой точности имеет первостепенное значение для фундаментальных и практических нужд.

В этой работе предлагается новый численный подход к решению прямой и обратной задач рассеяния уравнения КдФ. Для устойчивой работы численных алгоритмов мы предлагаем использовать высокоточную арифметику, а также представляем новую высокоточную численную схему 6-го порядка в рамках модели КдФ, основанную на разложении Магнуса [36–39], легко обобщаемую на широкий класс интегрируемых уравнений, позволяющую эффективно бороться с накоплением ошибок при увеличении числа солитонов. Мы демонстрируем влияние порядка численной схемы на абсолютную ошибку вычисления собственных чисел и относительную ошибку нормировочных констант от количества точек дискретизации, а также изучаем эффективность схем высокого порядка в сочетании с высокоточной арифметикой для нахождения полного набора данных рассеяния N-солитонного потенциала вплоть до числа солитонов равному 32, точно восстанавливая как собственные значения, так и соответствующие им нормировочные константы. Таким образом, схемы высокого порядка представляют собой универсальный рецепт, позволяющий анализировать сложные N-солитонные волновые поля, недостижимые для методов низкого порядка.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Уравнение Кортевега–де Фриза (КдФ) обычно пишется в форме:

$$u_t + 6uu_x + u_{xxx} = 0,$$

где индексы обозначают частные производные по времени t и пространственной координате x от функции волнового поля $u(x)$.

Исторически метод обратной задачи рассеяния (МОЗР) был открыт в основополагающих работах с использованием уравнения КдФ [1,40]. Авторы этих статей выявили ключевую роль линейной задачи для оператора $\mathcal{L}$:

$$\mathcal{L}\phi = \lambda^2\phi, \quad \mathcal{L} = -\partial_{xx} - u(x,t),$$

где $\phi(x,t)$ – волновая функция, а величина $\lambda = k + i\varkappa$ – не зависящий от времени комплексный спектральный параметр. Это хорошо известная в квантовой механике задача на собственные значения стационарного уравнения Шредингера [41].

Мы переписываем дифференциальное уравнение в виде 2×2 системы дифференциальных линейных уравнений первого порядка для векторной волновой функции $\Psi = (\phi, \phi')^T$:

$$\Psi' = A\Psi, \quad A = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ -\lambda^2 - u(x) & 0 \end{pmatrix},$$

где штрих означает дифференцирование по x, а верхние индексы T — транспонирование.

Рассматривается правая задача рассеяния со следующими асимптотиками:

$$\Psi|_{x\to-\infty} = \begin{pmatrix} e^{-ikx} \\ -ike^{-ikx} \end{pmatrix},$$

$$\Psi|_{x\to\infty} = \begin{pmatrix} a(k)e^{-ikx} + b(k)e^{ikx} \\ -ika(k)e^{-ikx} + ikb(k)e^{ikx} \end{pmatrix},$$

где $a(k)$ и $b(k)$ являются коэффициентами рассеяния.

Коэффициенты рассеяния связаны с данными рассеяния волнового поля $\{\lambda_n, \rho_n; r\}$ следующим образом:

$$a(\lambda_n) = 0, \quad \rho_n = (b_n/\partial_\lambda a)|_{\lambda=\lambda_n};$$

$$r(k) = b(k)/a(k)$$

где $\{\lambda_n, \rho_n\}$ представляют собственные значения и соответствующие нормирующие константы (дискретный спектр), а $r(k)$ – коэффициент отражения, определенный на действительной оси (непрерывный спектр). Величины λ_n называют собственными значениями, а величины ρ_n – нормировочными константами. Роль нормировочных констант заключается в описании пространственного положения солитонов, а собственное значение отвечает за амплитуду и скорость солитона.

На практике вместо граничных условий на $x \to \pm\infty$, рассматривается задача на конечном промежутке $[-L/2, L/2]$, на котором хорошо локализован потенциал $u(x)$.

Мы определяем расширенную линейную систему 4×4 для векторной волновой функции $\Phi = (\Psi, \partial_\lambda\Psi)^T$ на интервале, для нахождения полного спектра данных рассеяния:

$$\Phi(L/2) = \underbrace{\begin{pmatrix} \Sigma & 0 \\ \partial_\lambda\Sigma & \Sigma \end{pmatrix}}_{S} \Phi(-L/2),$$

где $\Sigma(\lambda)$ — матрица 2×2 для Ψ, т.е. $\Psi|_{x\to\infty} = \Sigma\Psi|_{x\to-\infty}$.

Таким образом, спектр с элементами матрицы S связан:

$$a = e^{i\lambda L}[-i\lambda S_{12} - S_{21}/i\lambda + S_{11} + S_{22}]/2,$$

$$b = [S_{11} - S_{22} - i\lambda S_{12} + S_{21}/i\lambda]/2,$$

$$\begin{aligned}\partial_\lambda a = e^{i\lambda L}[&-iS_{21} + \lambda(-LS_{21} \\ &+ \lambda^2(LS_{12} - iS_{32}) + iS_{41} \\ &+ \lambda(-iS_{12} + iL(S_{11} + S_{22}) \\ &+ S_{31} + S_{42})]/(2\lambda^2),\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}\partial_\lambda b = [&-S_{21} + \lambda(S_{41} + \lambda(\lambda S_{32} \\ &+ S_{12} + iS_{31} - iS_{42}))]/(2i\lambda^2).\end{aligned}$$

Следовательно, информация о матрице рассеяния S несет в себе информацию о данных рассеяния. Сначала находятся собственные значения λ_n как нули коэффициента рассеяния $a(\lambda)$, а затем вычисляется значение $\rho(\lambda_n)$ в точках λ_n.

ЧИСЛЕННАЯ ПРОЦЕДУРА И РАЗЛОЖЕНИЕ МАГНУСА

В этой работе мы предлагаем улучшенный подход численного определения данных рассеяния для уравнения КдФ, разработанного впервые Осборном [31].

Построение разностной схемы для прямой задачи связано с дискретизацией конечного интервала L, на котором волновой профиль хорошо локализован, т.е. $u(\pm L/2) \sim 10^{-16}$. Отрезок $[-L/2, L/2]$ разбивается на M бинов с шириной m-го бина Δx_m и центром x_m, см. Рис. 1.

Для получения общего решения системы дифференциального уравнения внутри m-го отрезка с границами $[x_c, x_p]$ воспользуемся разложением Магнуса, приводящему к следующим выражениям:

$$\Psi(x_p) = U(x_m)\Psi(x_c), \quad U(x_m) = e^{\Omega(x_m)},$$

где Ω является бесконечным рядом:

$$\Omega(x_m) = \sum_{j=1}^{\infty} \Omega_j(x_m).$$

Первые четыре члена разложения:

$$\Omega_1(x_m) = \int_{x_c}^{x_p} A(x)dx,$$

$$\Omega_2(x_m) = \tfrac{1}{2}\int_{x_c}^{x_p} dx_1 \int_{x_c}^{x_1} dx_2 [A_1, A_2],$$

$$\Omega_3(x_m) = \tfrac{1}{6}\int_{x_c}^{x_p} dx_1 \int_{x_c}^{x_1} dx_2 \int_{x_c}^{x_2} dx_3 \left([A_1,[A_2,A_3]] + [A_3,[A_2,A_1]]\right),$$

$$\Omega_4(x_m) = \tfrac{1}{12}\int_{x_c}^{x_p} dx_1 \int_{x_c}^{x_1} dx_2 \int_{x_c}^{x_2} dx_3 \int_{x_c}^{x_3} dx \times \left([[[A_1,A_2],A_3],A_4] + [A_1,[[A_2,A_3],A_4]] + [A_1,[A_2,[A_3,A_4]]] + [A_2,[A_3,[A_4,A_1]]]\right).$$

где $x_c = x_m - \Delta x_m/2$ и $x_p = x_m + \Delta x_m/2$ – пределы одного бина, [A,B] = AB - BA – матричный коммутатор и введено обозначение – $A_i = A(x_i)$.

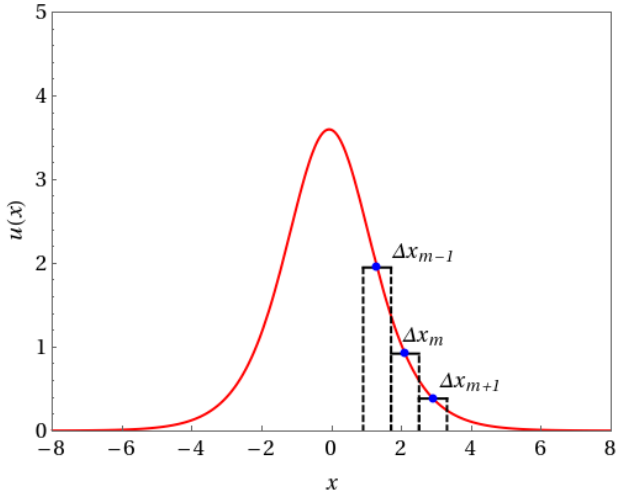


Рис. 1. Схематическое представление процедуры дискретизации

Потенциал, возникающий в матрице A, внутри m-го бина, можно представить с помощью ряда Тейлора для $u(x)$ в окрестности точки x_m:

$$u(x) = u(x_m) + u'(x_m)(x - x_m) + u''(x_m)(x - x_m)^2/2 + \ldots$$

Эти выводы позволяют использовать ряд Тейлора для $\Omega(x_m)$ в разложении Магнуса по степеням Δx_m в предположении малой ширины интервала. Таким образом, матричная экспонента бесследовой матрицы A также приводит к виду матрицы U:

$$e^{\Omega(x_m)} = \begin{pmatrix} \cosh\kappa_m + \zeta_m \sinh\kappa_m/\kappa_m & \phi_m \sinh\kappa_m/\kappa_m \\ \beta_m \sinh\kappa_m/\kappa_m & \cosh\kappa_m - \zeta_m \sinh\kappa_m/\kappa_m \end{pmatrix}.$$

Для построения схем вплоть до шестого порядка требуется удерживать первые четыре члена разложения Магнуса для Ω и два члена ряда Тейлора функции $u(x)$:

$$\phi_m = \underbrace{\Delta x^2}_{\text{2nd+4th}} + \underbrace{u_m''/360\Delta x^6}_{},$$

$$\beta_m = \underbrace{-(\lambda^2 + u_m)\Delta x^2}_{} + \underbrace{[-u_m''/24]\Delta x^4}_{} + \underbrace{[(-48(u_m')^2 + 16(u_m'')(\lambda^2 + u_m) - 3u_m^{(4)})/5760]\Delta x^6}_{},$$

$$\zeta_m = \underbrace{0}_{} + \underbrace{[(u_m')/12]\Delta x^4}_{} + \underbrace{[(8u_m'(\lambda^2 + u_m) + 3u_m^{(3)})/1440]\Delta x^6}_{},$$

$$\kappa_m^2 = \underbrace{-(\lambda^2 + u_m)\Delta x^2}_{\text{2nd}} + \underbrace{[-u_m''/24]\Delta x^4}_{\text{4th order}} + \underbrace{[(8u_m'^2 + 3u_m^{(4)})/5760]\Delta x^6}_{\text{6th order}},$$

где $u_m = u(x_m)$, $u_m' = u'(x_m)$ и $u_m'' = u''(x_m)$.

Аналогично строятся схемы более высокого порядка, добавляя в эти выражения одновременно члены следующих порядков, например, пропорциональные Δx^8 – получаем схемы 8-го порядка соответственно. Схема Осборна второго порядка восстанавливается, удерживая лишь Ω_1 в разложении Магнуса и $u(x_m)$ в ряду Тейлора. Наконец, матрица рассеяния Σ представляется как произведение:

$$\Sigma = \prod_{m=1}^{M} U(x_m) = \prod_{m=1}^{M} e^{\Omega(x_m)}.$$

ЧИСЛЕННЫЕ ПРИМЕРЫ

Нами рассматривается задача точной идентификации собственных значений λ_n и нормировочных констант ρ_n (фаз) многосолитонных решений уравнения КдФ. Мы исследуем эффективность схем высокого порядка для нахождения полного набора данных рассеяния N–солитонного потенциала, содержащего до 32 солитонов.

На основе описанной выше схемы построения численного решения, был реализован алгоритм решения прямой задачи в пакете программ *Wolfram Mathematica*. Прямая задача выполнялась с использованием схем Магнуса второго, четвертого и шестого порядков. Во избежание существенных ошибок округления при вычислении матрицы рассеяния, а также аномальных ошибок при определении нормировочных констант во всех приведенных ниже операциях использовалась высокоточная арифметика. Поиск нулей функции $a(\lambda)$ выполняется с помощью стандартной функции этого пакета – методом Ньютона. После этого вычислялись соответствующие каждому собственному значению нормировочные константы ρ_n.

Мы рассматриваем вычисление данных рассеяния N–солитонных полей, а также анализируем рост вычислительной ошибки в зависимости от частоты дис-

кретизации и увеличения числа солитонов. Было исследовано несколько сгенерированных *N*–солитонных полей с максимальной амплитудой, нормированной на число солитонов *N,* со случайно распределенными фазами на равномерной сетке x_{0n} в интервале $[-x_0/2, x_0/2]$, где $x_0 = L/8$, т.е. в интервале $[-L/16, L/16]$. Размер ширины числового интервала *L* выбирается для каждого *N* индивидуально, варьируя величину от $L = 32$ при $N = 2$ до $L = 512$ при $N = 32$, чтобы сохранить значение на концах интервала $u(\pm L/2) \sim 10^{-16}$.

Собственные значения и фазы параметризуются в соответствии с методом одевания [42] следующим образом:

$$\lambda_n = i \cdot \varkappa_n = i \cdot n/N,$$

$$C_n^{\mathrm{DM}} = 2\varkappa_n \exp\left(2\varkappa_n \cdot x_{0n}\right),$$

$$\rho_n = i \cdot (-1)^{N+n} \frac{\prod_{k=1}^{N}(\varkappa_n+\varkappa_k)}{\prod_{k\neq n}^{N}(\varkappa_n-\varkappa_k)} \cdot \frac{1}{C_n^{\mathrm{DM}}},$$

где $n = 1, \ldots, N$, а $\varkappa_n$ и ρ_n — соответственно амплитуда и фаза *n*-го солитона, тогда как сами *N*-солитонные поля строятся с помощью детерминантной формулы [2]. При такой параметризации поле является центрированным.

Сначала продемонстрируем тесты сходимости численных схем на примере *16*–солитонного поля, показанного на Рис. 2. Прямая задача рассеяния решалась с помощью расчетной сетки с переменным количеством точек дискретизации, по степеням двойки 2^n : $M=512–16384$. В таком случае ширина бина соответствует числу $\Delta x=L/M$.

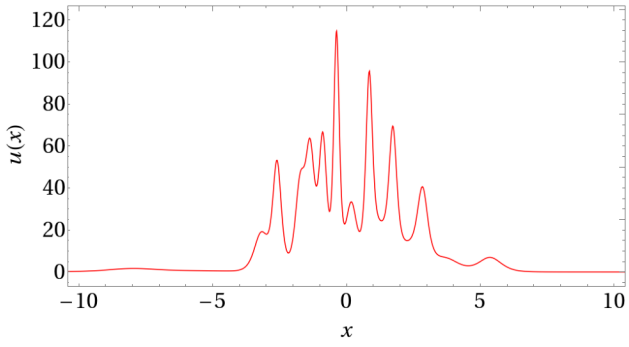


Рис. 2. Пример рассчитанного 16-солитонного поля

Используя программный код, мы численно нашли матрицу рассеяния *S* и определили собственные значения солитона λ_n из условия $a(\lambda_n) = 0$. После этого вычислили нормировочные константы $\rho_n = (b_n/\partial_\lambda a)|_{\lambda=\lambda_n}$. На Рис. 3 показана сходимость схем *2*-го, *4*-го и *6*-го порядков, начиная с грубой сетки, где стандартный метод Боффета–Осборна *2*-го порядка демонстрирует сравнительно низкую точность, особенно для фазовых коэффициентов, превышая относительную ошибку положения солитона равную *1*, т.е демонстрируя *100%* ошибку. Подчеркнем, что ошибки, соответствующие разным солитонам одного и того же поля, могут различаться на несколько порядков. Это связано с положением солитона внутри волнового пакета.

Далее, убедившись в правильности алгоритма, мы изучили влияние размера волнового поля на численные ошибки вычисления собственных значений и фаз, в зависимости от числа солитонов *N*, варьируемого от *2* до *32*. На всех этапах моделирования мы сохраняли шаг дискретизации постоянным $\Delta x=1/16$. На Рис. 3 наблюдается увеличение численной ошибки с ростом *N*. В случае фазовых коэффициентов, эта зависимость экспоненциальная. В то время как для собственных значений максимальная ошибка держится на одном уровне, в соответствии с выбранной схемой.

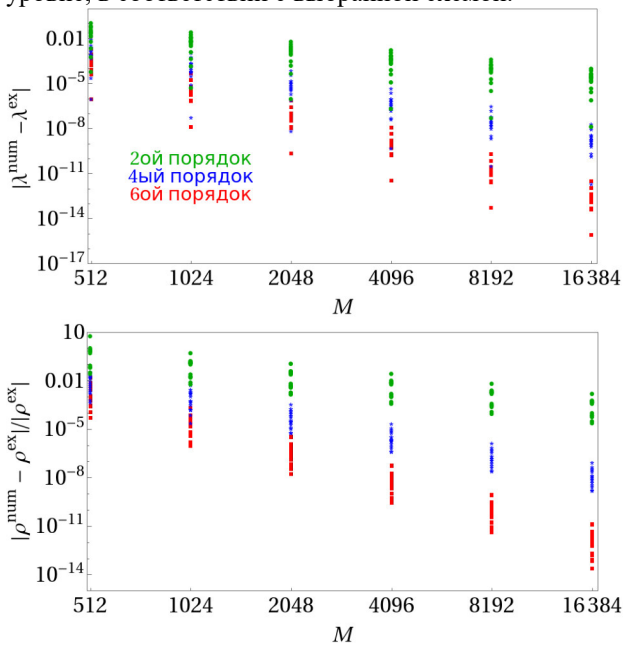


Рис. 3. Влияние порядка схемы и дискретизации на численные ошибки прямой задачи рассеяния 16−солитонного потенциала

При выбранном разрешении, относительная погрешность для нормировочных констант, вычисленных схемой второго порядка, становится порядка *10%* уже при *N=32*, что делает солитоны в некотором смысле неуловимым. В то же время погрешность схемы шестого порядка остается меньше 10^{-10} для λ_n (абсолютная ошибка) и меньше 10^{-8} для ρ_n (относительная ошибка). В зависимости от *N*–числа солитонов числовая точность арифметических операций варьировалась, например, от *~100* цифр в случае $N = 8$ вплоть до *~1000* цифр для $N = 32$.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе мы разработали подход прямого преобразования рассеяния для стабильного и универсального расчета спектральных данных прямой задачи рассеяния уравнения КдФ. А также продемонстрировали устойчивое решение обратной задачи рассеяния на примере *16*-ти солитонного поля с применением арифметики высокой точности, для исключения численных ошибок при расчете большого определителя. Мы описали построение численных схем *4*-го и *6*-го порядков сходимости и показали, что эти схемы точно восстанавливают как собственные значения, так и соответствующие им фазы, недостижимые для методов низкого порядка. Предложенные новые численные схемы высокого порядка пригодны для дальнейших практических приложений, а также для фундамен-

тальных численных и экспериментальных исследований [5,6], с акцентом на статистические задачи, такие как солитонная газовая динамика [43,44,45]. При таком подходе все данные рассеяния, т. е. собственные значения дискретного спектра и соответствующие фазовые коэффициенты, могут быть эффективно восстановлены с высокой численной точностью. В сравнении с методом Боффета–Осборна второго порядка схемы высокого порядка кажутся единственным способом идентификации нормировочных коэффициентов при анализе многосолитонных волновых полей [35]. Таким образом, алгоритмы высокого порядка позволяют анализировать сложные N–солитонные поля с уменьшением количества точек дискретизации, что способствует не только сохранению точности, но и позволяет увеличить скорость выполнения задачи [37].

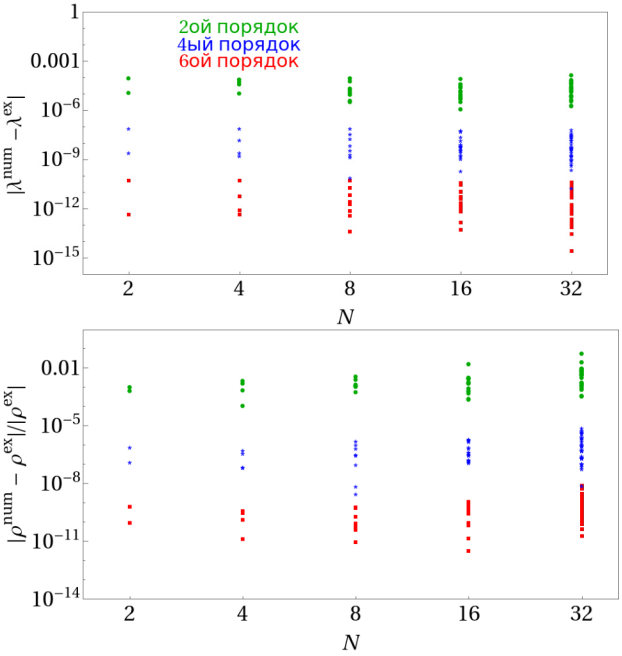


Рис. 4. Влияние порядка численной схемы на ошибки вычисления прямой задачи рассеяния в зависимости от числа солитонов N

Список литературы:

1. Gardner C. S. et al. Method for solving the Korteweg-deVries equation //Physical review letters. – 1967. – Т. 19. – №. 19. – С. 1095.
2. Захаров В.Е., Манаков С.В., Новиков С.П., Питаевский Л.П. Теория солитонов: Метод обратной задачи. Наука, 1980.
3. Абловиц М. Солитоны и метод обратной задачи. – Рипол Классик, 1987.
4. Newell A. C. Solitons in mathematics and physics. – Society for Industrial and applied Mathematics, 1985.
5. Osborne A., Nonlinear ocean waves, Academic Press, 2010.
6. Slunyaev A. V. Analysis of the nonlinear spectrum of intense sea wave with the purpose of extreme wave prediction //Radiophysics and Quantum Electronics. – 2018. – Т. 61. – №. 1. – С. 1-21.
7. Bronski J. C. Semiclassical eigenvalue distribution of the Zakharov-Shabat eigenvalue problem //Physica D: Nonlinear Phenomena. – 1996. – Т. 97. – №. 4. – С. 376-397.
8. Klaus M., Shaw J. K. Purely imaginary eigenvalues of Zakharov-Shabat systems //Physical Review E. – 2002. – Т. 65. – №. 3. – С. 036607.
9. Slunyaev A. V. Analysis of the nonlinear spectrum of intense sea wave with the purpose of extreme wave prediction //Radiophysics and Quantum Electronics. – 2018. – Т. 61. – №. 1. – С. 1-21.
10. Osborne A. R. et al. Soliton basis states in shallow-water ocean surface waves //Physical review letters. – 1991. – Т. 67. – №. 5. – С. 592.
11. Osborne A. R. The inverse scattering transform: tools for the nonlinear Fourier analysis and filtering of ocean surface waves //Chaos, Solitons & Fractals. – 1995. – Т. 5. – №. 12. – С. 2623-2637.
12. Derevyanko S., Small E. Nonlinear propagation of an optical speckle field //Physical Review A. – 2012. – Т. 85. – №. 5. – С. 053816.
13. Yousefi M. I., Kschischang F. R. Information transmission using the nonlinear Fourier transform, Part I: Mathematical tools //IEEE Transactions on Information Theory. – 2014. – Т. 60. – №. 7. – С. 4312-4328.
14. Braud F. et al. Solitonization of a dispersive wave //Optics Letters. – 2016. – Т. 41. – №. 7. – С. 1412-1415.
15. Slunyaev A. Nonlinear analysis and simulations of measured freak wave time series //European Journal of Mechanics-B/Fluids. – 2006. – Т. 25. – №. 5. – С. 621-635.
16. Akhmediev N., Soto-Crespo J. M., Ankiewicz A. How to excite a rogue wave //Physical Review A. – 2009. – Т. 80. – №. 4. – С. 043818.
17. Gelash A. A., Agafontsev D. S. Strongly interacting soliton gas and formation of rogue waves //Physical Review E. – 2018. – Т. 98. – №. 4. – С. 042210.
18. Frumin L. L., Gelash A. A., Turitsyn S. K. New approaches to coding information using inverse scattering transform //Physical Review Letters. – 2017. – Т. 118. – №. 22. – С. 223901.
19. Karpman V. I. Soliton evolution in the presence of perturbation //Physica Scripta. – 1979. – Т. 20. – №. 3-4. – С. 462.
20. Kaup D. J. Perturbation theory for solitons in optical fibers //Physical Review A. – 1990. – Т. 42. – №. 9. – С. 5689.
21. Kivshar Y. S., Malomed B. A. Dynamics of solitons in nearly integrable systems //Reviews of Modern Physics. – 1989. – Т. 61. – №. 4. – С. 763.
22. Karpman V. I., Maslov E. M. Perturbation theory for solitons //JETP. – 1977. – Т. 73. – С. 537-559.
23. Mullyadzhanov R., Gelash A. Solitons in a Box-Shaped Wave Field with Noise: Perturbation Theory and Statistics //Physical Review Letters. – 2021. – Т. 126. – №. 23. – С. 234101.
24. Yang J. Nonlinear waves in integrable and nonintegrable systems. – Society for Industrial and Applied Mathematics, 2010.
25. Vasylchenkova A. et al. Direct nonlinear Fourier transform algorithms for the computation of solitonic spectra in focusing nonlinear Schrödinger equation //Communications in Nonlinear Science and Numerical Simulation. – 2019. – Т. 68. – С. 347-371.
26. Manakov S. V. On the theory of two-dimensional stationary self-focusing of electromagnetic waves //Soviet Physics-JETP. – 1974. – Т. 38. – №. 2. – С. 248-253.
27. Serkin V. N., Hasegawa A., Belyaeva T. L. Solitary waves in nonautonomous nonlinear and dispersive systems: nonautonomous solitons //Journal of Modern Optics. – 2010. – Т. 57. – №. 14-15. – С. 1456-1472.
28. Tsoy E. N., Abdullaev F. K. Interaction of pulses in the nonlinear Schrödinger model //Physical Review E. – 2003. – Т. 67. – №. 5. – С. 056610.
29. Desaix M. et al. Eigenvalues of the Zakharov-Shabat scattering problem for real symmetric pulses //Physical review letters. – 2003. – Т. 90. – №. 1. – С. 013901.
30. Satsuma J., Yajima N. B. Initial value problems of one-dimensional self-modulation of nonlinear waves in dispersive media //Progress of Theoretical Physics Supplement. – 1974. – Т. 55. – С. 284-306.
31. Boffetta G., Osborne A. R. Computation of the direct scattering transform for the nonlinear Schrödinger equation //Journal of computational physics. – 1992. – Т. 102. – №. 2. – С. 252-264.
32. García-Gómez F. J., Aref V. Statistics of the nonlinear discrete spectrum of a noisy pulse //Journal of Lightwave Technology. – 2019. – Т. 37. – №. 14. – С. 3563-3570.
33. Vasylchenkova A. et al. Direct nonlinear Fourier transform algorithms for the computation of solitonic spectra in focusing nonlinear Schrödinger equation //Communications in Nonlinear Science and Numerical Simulation. – 2019. – Т. 68. – С. 347-371.
34. Gelash A., Mullyadzhanov R. Anomalous errors of direct scattering transform //Physical Review E. – 2020. – Т. 101. – №. 5. – С. 052206.
35. Mullyadzhanov R., Gelash A. Direct scattering transform of large wave packets // Optics Letters. – 2019. – Т. 44. – №. 21. – С. 5298-5301.
36. Blanes S. et al. The Magnus expansion and some of its applications //Physics reports. – 2009. – Т. 470. – №. 5-6. – С. 151-238.
37. Муллядженов Р. И., Гелаш А. А. Разложение Магнуса для прямой задачи рассеяния: схемы высокого порядка //Известия высших учебных заведений. Радиофизика. – 2020. – Т. 63. – №. 9-10. – С. 874-893.

38. Medvedev S. et al. Exponential fourth order schemes for direct Zakharov-Shabat problem //Optics Express. – 2020. – Т. 28. – №. 1. – С. 20-39.
39. Gudko A., Gelash A., Mullyadzhanov R. High-order numerical method for scattering data of the Korteweg—De Vries equation // Journal of Physics: Conference Series 1677 (1), 012011, 2020.
40. Lax P. D. Integrals of nonlinear equations of evolution and solitary waves //Communications on pure and applied mathematics. – 1968. – Т. 21. – №. 5. – С. 467-490.
41. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Курс теоретической физики. Том III. Квантовая механика (нерелятивистская теория). – 2002.
42. Matveev V. B., Salle M. A. Darboux transformations and solitons Springer-Verlag //Berlin Heidelberg. – 1991.
43. El Gennady A. Soliton gas in integrable dispersive hydrodynamics //Journal of Statistical Mechanics: Theory and Experiment. – 2021. – Т. 2021. – №. 11. – С. 114001.
44. Shurgalina E. G., Pelinovsky E. N. Nonlinear dynamics of a soliton gas: Modified Korteweg–de Vries equation framework //Physics Letters A. – 2016. – Т. 380. – №. 24. – С. 2049-2053.
45. Dutykh D., Pelinovsky E. Numerical simulation of a solitonic gas in KdV and KdV–BBM equations //Physics Letters A. – 2014. – Т. 378. – №. 42. – С. 3102-3110.

Работа выполнена в рамках государственного задания ИТ СО РАН.

DOI: 10.53954/9785604859551_69

УДК 620.9

МОДЕЛИРОВАНИЕ ШЛАКОВАНИЯ ПОВЕРХНОСТЕЙ НАГРЕВА ТОПОЧНОЙ КАМЕРЫ С ЧЕТЫРЕХВИХРЕВОЙ СХЕМОЙ СЖИГАНИЯ ПЫЛЕУГОЛЬНОГО ТОПЛИВА

Дектерев А.А.[1,2], Кузнецов В.А.[1,2], Тэпфер Е.С.[1]

[1] Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН,
630090, Россия, г. Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1
[2] Сибирский федеральный университет,
660041, Россия, г. Красноярск, пр. Свободный, 79
e-mail: dekterev@mail.ru

Существующие аэродинамические схемы низкотемпературного сжигания бурых углей приводят к интенсивному зашлаковыванию поверхностей нагрева, что снижает эффективность работы котла в целом. Для поддержания рабочих режимов станции требуются значительные ресурсы на содержание автоматических систем очистки и расшлаковочные мероприятия. В СибВТИ в 90-е годы [1] была предложена четырехвихревая схема организации движения топочных газов, при которой на боковых поверхностях в несколько ярусов вблизи центра стены расположены пары горелочных устройств, потоки от которых сливаются в центре топки и образуют четыре симметричных вихревых структуры. При этом ядро горения располагается в центре топочной камеры. Для экранирования наброса факела на фронтальную и тыльную стены в их центре располагаются сопла воздушных завес, одновременно играющие роль окислительной ступени. Четырехвихревая схема была реализована при реконструкции на котлах Красноярской ТЭЦ-1 и Гусиноозерской ГРЭС и за длительное время эксплуатации при сжигании широкой гаммы углей показала хорошие результаты по тепловой эффективности и по надежности работы оборудования.

Работа посвящена моделированию особенностей структуры потоков и теплообмену в четырехвихревой топочной камере, анализу движения и выгорания частиц угольного топлива и их взаимодействию с топочными поверхностями.

Математическая модель процессов в топке при горении угольной пыли включат в себя комплекс подмоделей – турбулентной аэродинамики; движения, тепломассообмена и горения угольной пыли; конвективного и радиационного теплообмена, образования NOx. Для описания взаимосвязанных физико-математических процессов, происходящих в топочной камере при сжигании пылеугольного топлива, использовалась комплексная модель, реализованная в программном комплексе *ANSYS Fluent* и проверенная при расчете различных пылеугольных топочных устройств.

Для исследования сепарации угольных частиц на настенные экраны топочной камеры и в шлаковый комод была реализована математическая модель шлакования. Налипание частиц золы на поверхности топочной камеры при сжигании угля является весьма сложным и не до конца изученным физико-химическим процессом. После выхода летучих компонент и окисления углеродного остатка в угольной частице остаётся минеральная твердая часть (зола), которая может прилипать к стенке. Интенсивность прилипания золы зависит от множества факторов: минерального состава, температура плавления золы, температура стенки и частицы, скорость удара частицы, реология расплавленной золы, количество оставшегося углерода и т.д.

Для описания процессов прилипания зольного остатка в работе использовалась модель Кунке [2-4]. Модель учитывает соответствующие взаимодействия частиц со стеной, классифицируя их по четырем режимам: отскок, прилипание, отскок с дроблением (термическое разрушение), отскок с дроблением и прилипанием (рис. 1). Два последних режима приводят к образованию пристенной пленки. Частицы могут прилипать, а некоторые могут отскакивать от стенки в зависимости от критериев взаимодействия стены и частиц. При моделировании характеристик отложения шлака, предполагается, что толщина шлака очень мала по сравнению с размером частиц в газовом потоке. Следовательно, нет необходимости адаптировать сетку у поверхности шлака. При прилипании частиц золы на стенку может протекать процесс медленного окисления оставшегося твердого углерода, если имеется необходимый уровень кислорода.

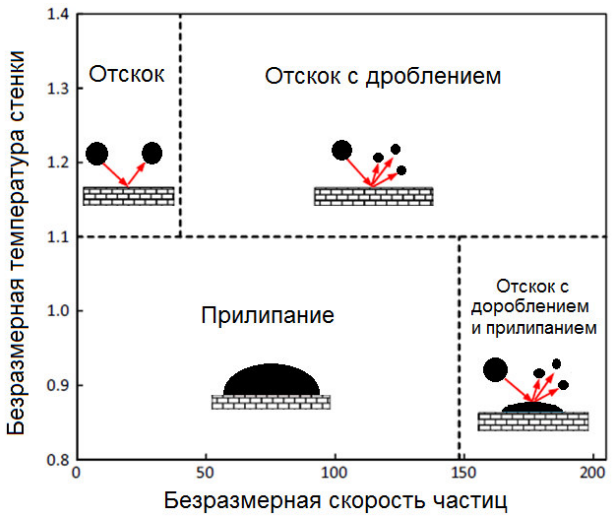


Рис. 1: Карта взаимодействия частиц и стены

При моделировании процесса сепарации частиц на основе модели Кунке, учитываются безразмерные переменные, характеризующие параметры шлака вблизи стены:

$$K = We^{5/8}La^{1/8}, \qquad We = \frac{\rho u^2 d_p}{\sigma}, \qquad La = \frac{\sigma \rho d_p}{\mu^2}$$

Безразмерная переменная, характеризующая температурные условия, определяется как:

$$T^* = \frac{T_w}{T_{sat}}$$

We – Число Вебера, La – Число Лапласа, ρ – плотность частицы (кг/м^3), d_p – диаметр частицы (м), u – скорость удара частицы (м/с), σ – поверхностное натяжение капли (Н/м), μ – вязкость капли (кг/м/с), T_w – температура стенки (К), T_{sat} – температура насыщения капли (К).

При расчёте процесса сепарации угольных частиц на экраны топочной камеры при четырёхвихревой схеме сжигания были выбраны следующие критерии взаимодействия стены и частиц: прилипание, если $K < 147$ и $T^* < 1.1$; отскок, если $T^* > 1.1$.

Ранее проведено численное моделирование топочных процессов в четырехвихревой топочной камере при различных режимах горения бурых углей [5,6]. Для численных исследований процесса шлакования были выбраны следующие варианты: базовый, вариант с увеличенным средним размером угольных частиц (120 мкм), вариант с пониженной до 60% нагрузкой и варианты с отключенным вторым и фронтальным блоком горелок. Расчёты проводились в нестационарной постановке с использование URANS k-w SST модели турбулентности, временной шаг для угольных частиц и несущей среды был одинаковый - 0.001 сек.

На рисунке 2 представлены результаты расчёта процесса осаждения частиц в виде слоя шлака на стенках топочной камеры для базового варианта.

Из рисунка 2 видно, что в целом интенсивность шлакообразования в топочной камере достаточно низкая, что объясняется выбранной аэродинамической схемой (рис.3) при которой отсутствует прямой наброс факела на поверхности нагрева. Наиболее интенсивная сепарация частиц на поверхность наблюдается в зонах, в которых формируется эжекция топочных газов к корню горелочных факелов. В этих зонах скорости потока вблизи стен незначительные, но наблюдается повышенный уровень пульсаций потока (рис.4). Так же локальное отложение частиц наблюдается на скате холодной воронки (рис. 2 а, в). Стоит отметить, что в этих зонах также образуются застойные зоны.

Несмотря на имеющиеся проблемные места, в целом предложенная схема организации потоков в котле обеспечивает низкий уровень сепарации частиц. Результаты расчётов показали, что средняя скорость сепарации частиц в зонах максимального скопления составила 6,5 мкм/с.

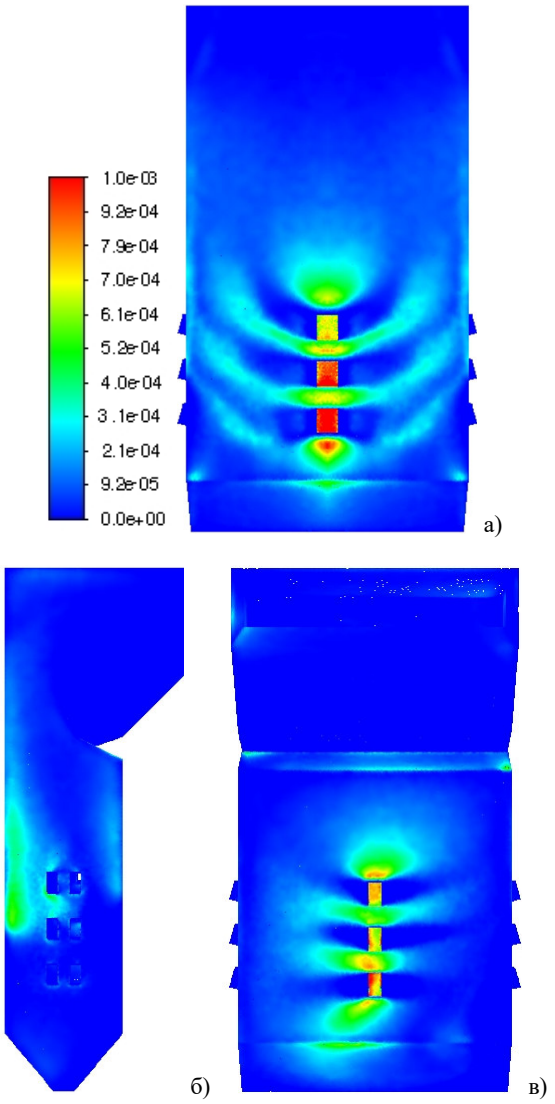


Рис. 2. Толщина шлакового слоя на стенках топки для базового варианта, м: а) фронтальная стенка; б) боковая стенка; в) задняя стенка.

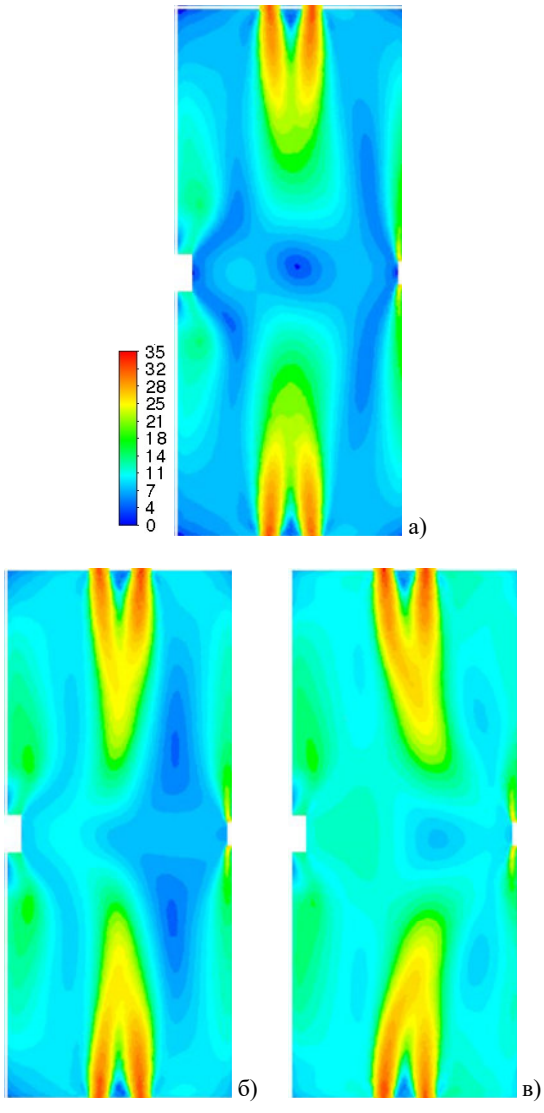


Рис. 3. Осредненные значения магнитуды скорости по ярусам горелок, м/с: а) 1 ярус; б) 2 ярус; в) 3 ярус

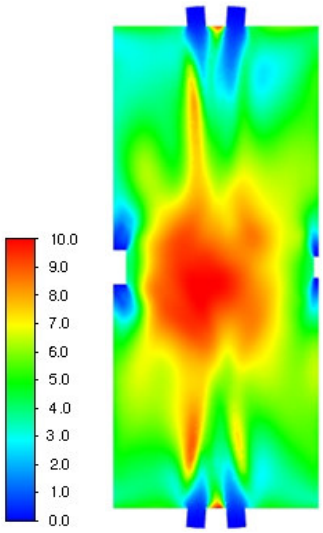


Рис. 4: Магнитуда пульсации скорости в сечении по второму ярусу горелок, м/с.

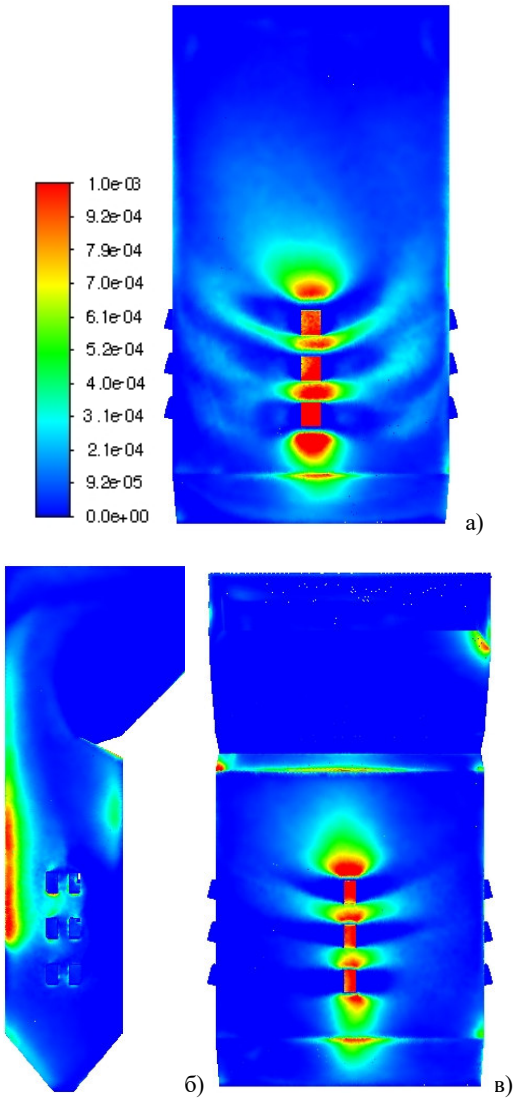


Рис. 5. Толщина шлакового слоя на стенках топки для варианта с угрубленным помолом топлива, м: а) фронтальная стенка; б) боковая стенка; в) задняя стенка.

Далее рассмотрен вариант работы котла на топливе угрубленного помола. В базовом варианте рассматривалось топливо со средним размером угольных частиц 80 мкм. В варианте с угрубленным помолом топлива средний размер подаваемых частиц составлял 120 мкм. Для этого варианта, на стенах топки в проблемных зона описанных выше, наблюдается увеличение толщины шлака по сравнению с базовым вариантом (рис. 5). Это обусловлено тем, что крупные частицы обладают большей инертностью, и вероятность ими достижения стенки повышается.

На рисунке 6 представлены результаты расчёта процесса сепарации частиц на стенки для варианта работы котла с пониженной до 60 % нагрузкой. В данном варианте количество подаваемого в топку топлива уменьшается и максимальные температуры в топке снижаются примерно на 250°C в сравнении с базовым вариантом. Вследствие чего наблюдается более низкая интенсивность шлакообразования на стенках (рис. 6).

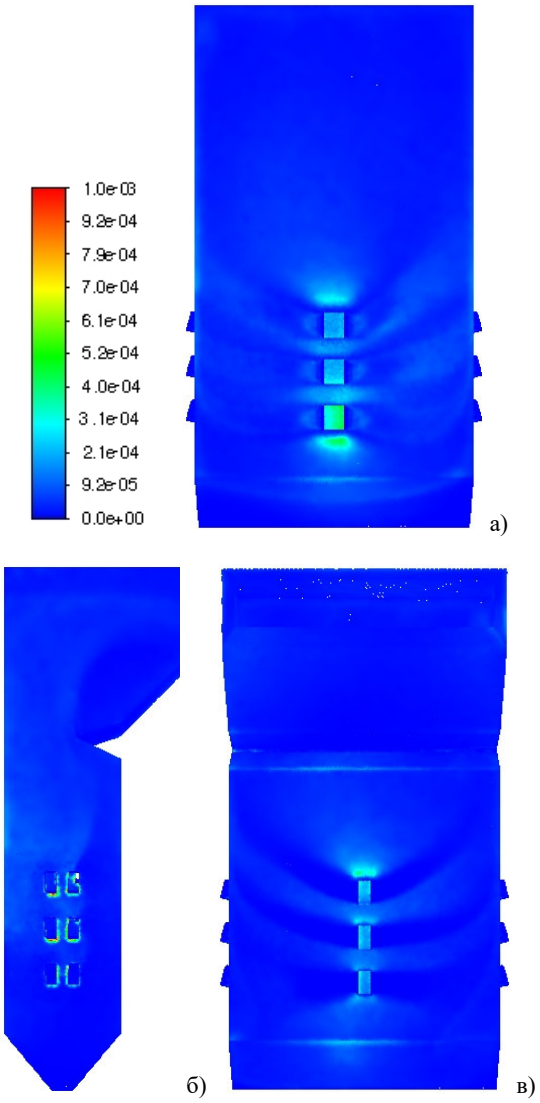


Рис. 6. Толщина шлакового слоя на стенках топки для варианта с 60% нагрузкой, м: а) фронтальная стенка; б) боковая стенка; с) задняя стенка.

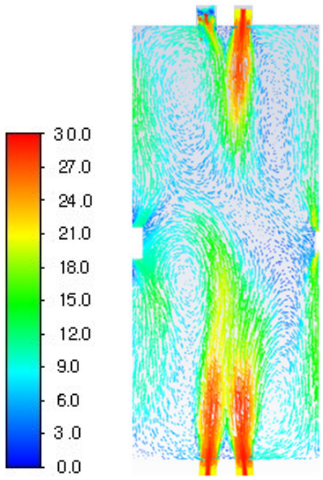


Рис. 7. Поле скорости для варианта с отключением 2 блока горелок, м/с.

На рисунке 7 показана картина течения в топке для варианта с отключенным блоком горелок. При этом через отключенные горелки подается только вторичный воздух необходимый для охлаждения конструкции.

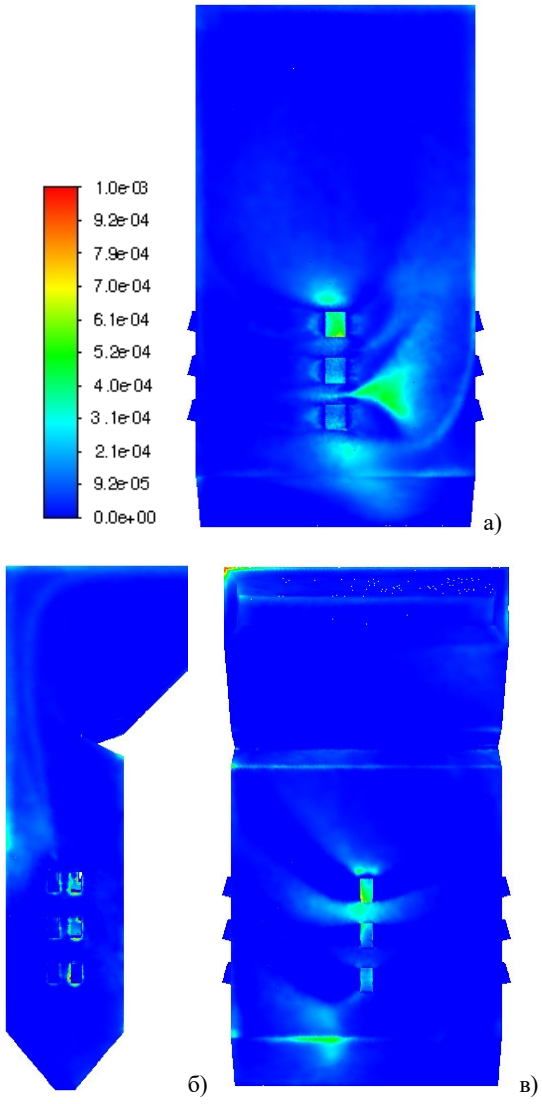


Рис. 8. Толщина шлакового слоя на стенках топки для варианта с отключенным 2 блоком горелок, м: а) фронтальная стенка; б) боковая стенка; в) задняя стенка

В этом варианте, хоть и остается четырехвихревая структура потока, однако картина течения теряет симметрию, что приводит и к несимметричной картине шлакования (рис. 8). Максимальная толщина шлаковых отложений в проблемных местах для этого варианта ниже, чем в базовом варианте. Это обусловлено тем, что при отключении одного из блоков горелок нагрузка котла снижается до 80%. А как выяснили ранее, снижение мощности котла способствует снижению интенсивности шлакообразования. Аналогичные выводы можно сделать и для варианта с отключением фронтального блока горелок.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На основе результатов расчетных исследований аэродинамики, теплообмена, выгорания пылеугольного топлива и сепарации частиц на поверхности нагрева в четырехвихревой топочной камере определены зоны шлакования для различных режимов работы котла. Показано, что для основных режимов работы котла наблюдается низкий уровень сепарации частиц на стены топки обусловленный аэродинамической структурой формируемых потоков.

Список литературы:

1. Срывков С.В., Процайло .М.Я, Пронини М.С., Дектерев А.А., Ковалевский А.М. Призматическая экранированная топка. Патент N 2032853, 10.04.95.
2. Kuhnke. "Spray Wall Interaction Modelling by Dimensionless Data Analysis". PhD thesis. Fachbereich Mathematik, Technischen Universität Darmstadt. 2004.
3. Bhuiyan, A. A., & Naser, J. (2016). Modelling of slag deposition and flow characteristics of coal combustion under oxy-firing condition in a 550 MW tangentially fired furnace. Applied Thermal Engineering, 106, 221–235.
4. Chen, L., & Ghoniem, A. F. (2013). Development of a three-dimensional computational slag flow model for coal combustion and gasification. Fuel, 113, 357–366. doi:10.1016/j.fuel.2013.05.103
5. Dekterev A.A, Kuznetsov V.A.,Tepfer E.S. Calculation analysis of heat transfer in a four-vortex furnace of a pulverized coal boiler when operating at various loads. J. Phys.: Conf. Ser. 2119 012149
6. Алексеенко С.В., Дектерев А.А., Кузнецов В.А., Тэпфер Е.С. Расчетное исследование аэродинамики и теплообмена в перспективной конструкции пылеугольной топки. //Теплофизика и аэромеханика, 2022, том 29, 7 стр., в печати.

Работа поддержана РНФ (грант № 19-19-00443).

DOI: 10.53954/9785604859551_73

УДК 533.6.071

ПИКСЕЛЬНАЯ АЭРОДИНАМИЧЕСКАЯ ТРУБА

Дектерев Ар.А. [1,2], Дектерев А.А. [1,2], Дектерев Д.А.[1,2]

[1] Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН,
630090, Россия, г. Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1
[2] Сибирский федеральный университет,
660041, Россия, г. Красноярск, пр. Свободный, 79
e-mail: dek_art@mail.ru

В последнее время, в связи со значительным скачком в развитии электроники, алгоритмов автоматизации управления, системах аккумулирования электропитания и совершенствования электродвигательных систем, произошел прорыв в области производства малых беспилотных летательных аппаратов с вертикальными взлетом и посадкой (дронов) в основном квадро- и мультикопторных схем, нашедших широкое применение в качестве аппаратов для фото и видео фиксации, в сельскохозяйственных целях и для других задач. Параллельно вырос интерес к разработке городского пассажирского и грузового аэротранспорта (аэроциклы, аэротакси, грузовые дроны и т.д.), в том числе на альтернативных и комбинированных летных схемах [1,2].

Одними из наиболее сложных задач при разработке подобных летательных аппаратов являются: исследование аэродинамики полета (в частности переход от вертикального к горизонтальному движению, скоростной полет и взаимодействие с набегающими потоками ветра) и отработка алгоритмов ручного и автоматического пилотирования. Проведение испытаний в «полевых» условиях затруднительны по многим факторам, поэтому необходимы испытания в аэродинамических трубах. Испытания даже небольших аппаратов в условиях полета требуют аэродинамических труб с рабочими участками большого сечения. Учитывая сложность организации аренды крупных аэродинамических труб, допуски к проведению исследований в них и стоимость нормочаса, проведение в них долгосрочных тестовых и отладочных исследований становится практически невозможным.

В качестве альтернативы классическим аэродинамическим трубам в последнее время на западе широко развиваются так называемые пиксельные аэродинамические трубы [2]. Они состоят из массива небольших, но мощных серверных вентиляторов охлаждения (рис.1).



Рис. 1. Исследование аэродинамики полета дрона на пиксельной трубе Windshaper

Такие системы позволяют получать поток достаточно больших скоростей на большой площади. При этом специальные алгоритмы за счет управления скорости отдельных вентиляторов позволяют варьировать профиль скорости, генерируемый системой, как в пространстве, так и во времени. Недостатком таких систем является достаточно высокая цена.

В данной работе на основе численных и экспериментальных методов рассмотрена возможность создания пиксельной аэродинамической трубы с использованием промышленных осевых вентиляторов.

Исходя из параметров создаваемого потока (более 10 м/с) и габаритов создаваемой аэродинамической трубы 2 – 4 м, оптимальным вариантом оказался вентилятор ВО-6-300 №4 0,75кВт/3000 об/мин (рис.2а). Диаметр вентилятора составляет 400 мм, таким образом, с учетом монтажных элементов, при сборке массива 4х4 вентилятора выходное сечение аэродинамической трубы равняется приблизительно 2х2 м.

Изначально, экспериментально с помощью анемометра и автоматизированного координатного устройства были определены аэродинамические параметры выходного потока, с помощью измерителей тока и напряжения определены энергетические параметры вентилятора, проведено сопоставление с заявленными производителем технические характеристики вентилятора. В дальнейшем полученный профиль скорости выходного потока использовался для верификации математической модели одиночного вентилятора.

Моделирование производилось в пакете Ansys Fluent с применением модели турбулентности k-ω SST. На первом этапе с использованием метода скользящих сеток моделировался одиночный вентилятор с полным разрешением лопастной системы (рис.2б). Модель размещалась в расчетном объеме, состоящем из 4 млн. ячеек с повышенной детализацией сетки в области формирования потока.

Компоненты скорости и турбулентные характеристики, полученные в результате расчета (рис.3), сохранялись в выходном сечении вентилятора. На втором



Рис. 2. Осевой вентилятор ВО-6-300 (а) и его расчетная модель (б)

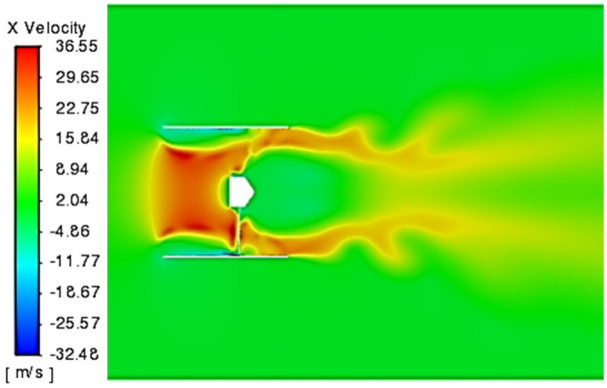
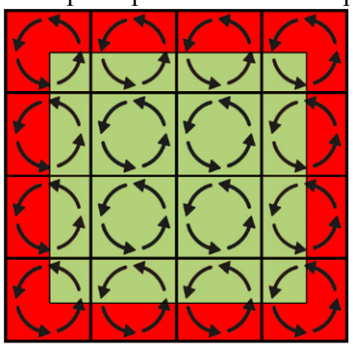


Рис. 3. Расчетное поле скорости на выходе из одиночного вентилятора

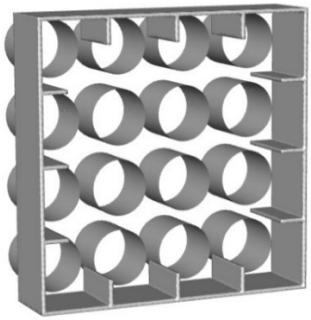
этапе эти данные использовались для формирования граничных условий для расчета массива вентиляторов.

Для большинства аэродинамических исследований необходимо, чтобы поток, набегающий на модель, был прямолинеен и равномерен, с невысоким уровнем турбулентных пульсаций [3]. На рис.2. видно, что на выходе из одиночного вентилятора формируется сильно закрученный поток с большой зоной рециркуляции. Такой поток непригоден для проведения исследований, однако, при сборке массива происходит взаимное «раскручивание» соседствующих струй. В конечном счете, закрутка потока остается только на периферии, как это схематично представлено на рис.4 на примере массива размером 4х4 вентилятора.


Рис. 4. Взаимодействие потоков в массиве 4х4 вентилятора

При увеличении количества вентиляторов в массиве, относительная площадь периферийного потока уменьшается. Кроме того, для борьбы с периферийной закруткой предложена установка стабилизирующих ребер по периметру на выходе (рис.5), проведены расчеты и сопоставлены картины течения с рёбрами и без них. Рассчитаны варианты массивов 3х3, 4х4 и 8х8 вентиляторов.

При формировании массива размером 3х3 вентилятора, периферийный поток смыкается с сонаправленно вращающимся потоком центрального вентилятора, придавая результирующему потоку постоянную закрутку. На рис.6а приведена аксиальная скорость в продольном сечении, а на рис.7а-8а аксиальная и тангенциальная скорости потока в поперечном сечении на расстоянии 3 м от выхода из массива, видна значительная неравномерность потока.


Рис. 5. Периферийные ребра для массива 4х4 вентилятора

В данном случае, применение стабилизирующих ребер рис.6б-7б не помогает кардинально решить проблему неравномерности скорости потока. Выраженной зоны с превалирующей аксиальной скоростью не наблюдается, а тангенциальная компонента в ядре потока достигает 20% от аксиальной (рис.7-8). Отсюда вытекает заключение о нецелесообразности создания массивов 3х3 вентилятора.

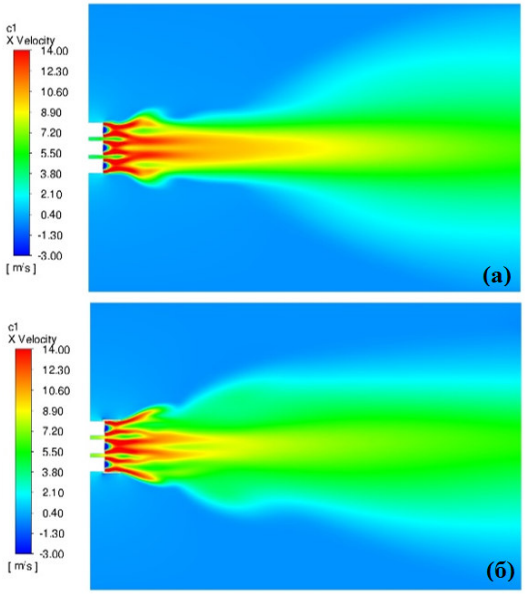


Рис. 6. Аксиальная скорость для массива 3х3 вентилятора (а – без ребер, б – с ребрами)

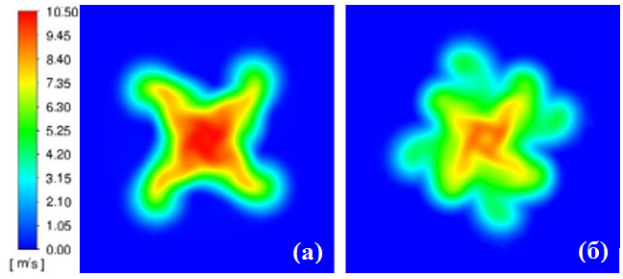


Рис. 7. Аксиальная скорость на расстоянии 3 м от массива 3х3 вентилятора (а – без ребер, б – с ребрами)

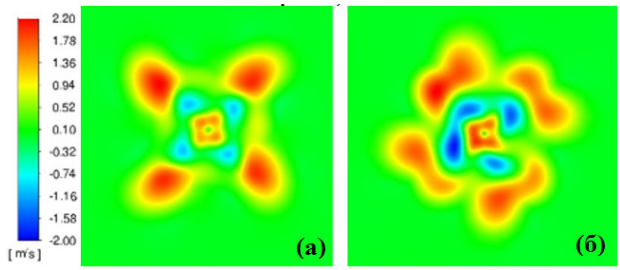


Рис. 8. Тангенциальная скорость на расстоянии 3 м от массива 3х3 вентилятора (а – без ребер, б – с ребрами)

Однако, уже начиная с массивов 4x4 вентилятора, на выходе формируется широкая зона с прямолинейным потоком (рис.9). Рассматривая сечение на удалении 3 м от выхода из массива (рис.10), можно отметить наличие большого градиента скорости, это обуславливается достаточно большой зоной с периферийной закруткой. При этом скорость потока в ядре достигает 12 м/с. По периферии наблюдается закрученный поток (рис.11), в котором отношение тангенциальной скорости к аксиальной достигает 20%. При этом периферийная закрутка приводит к спиралевидному скручиванию ядра потока, на рис. 9а виден заметный поворот относительно оси симметрии.

Установка периферийных ребер приводит к снижению тангенциальной скорости в периферийной области до 10% от аксиальной, а поворот ядра становится незначительным (рис.10б-11б).

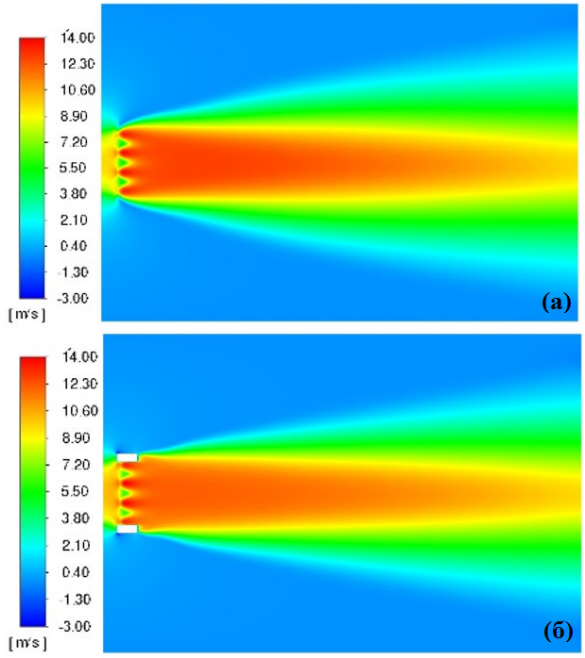


Рис. 9. Аксиальная скорость для массива 4x4 вентилятора (а – без ребер, б – с ребрами)

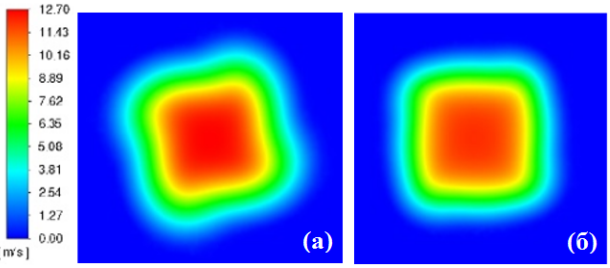


Рис. 10. Аксиальная скорость на расстоянии 3 м от массива 4x4 вентилятора (а – без ребер, б – с ребрами)

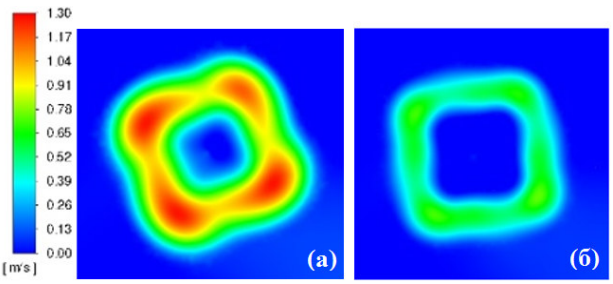


Рис. 11. Тангенциальная скорость на расстоянии 3 м от массива 4x4 вентилятора (а – без ребер, б – с ребрами)

На рис.12 представлены профили аксиальной и тангенциальной скоростей в центральном сечении на расстоянии 3 м от массива. Можно видеть, что профиль аксиальной скорости имеет параболическую форму. При этом отмечается небольшое снижение аксиальной компоненты скорости потока (на 3%) в случае использования периферийных ребер, тангенциальная скорость при этом снижается вдвое, а зона завихренности значительно сужается. Таким образом, массив 4x4 вентилятора не позволяет сформировать ударного профиля, предпочтительного для аэродинамических испытаний, тем не менее, подобная конфигурация уже позволяет проводить ряд лабораторных исследований.

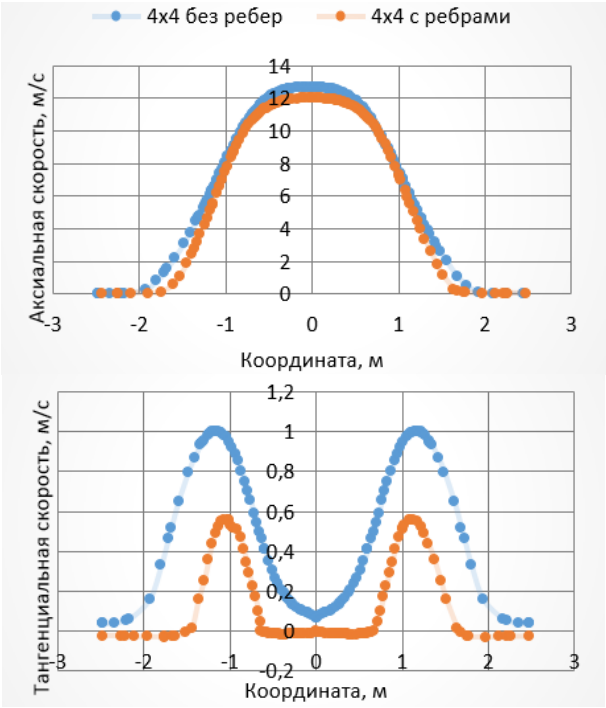


Рис. 12. Компоненты скорости потока

На рис.13-15 приведены данные расчета массива 8x8 вентиляторов. В данном случае также отмечается необходимость применения периферийных ребер. Их использование приводит к выравниванию ядра потока, уменьшению зоны периферийной закрутки и снижению тангенциальной компоненты скорости. При этом, также, как с массивом 4x4 вентилятора, наблюдается уменьшение аксиальной компоненты скорости (примерно 2%).

Стоит отметить, что предложенная геометрия периферийных ребер в первую очередь обусловлена простотой их реализации. При необходимости, их оптимизация может привести к большему эффекту уменьшения тангенциальной скорости потока.

Анализируя профили скорости (рис.16), можно отметить, что в данной конфигурации аэродинамической трубы формируется широкая зона с ударным профилем. На расстоянии 3 м от выходного сечения её площадь составляет 3x3 м^2 при размере массива 4x4 м^2. Подобных размеров вполне достаточно для отработки полётных режимов летательных аппаратов с линейными размерами до 1.5 метров.

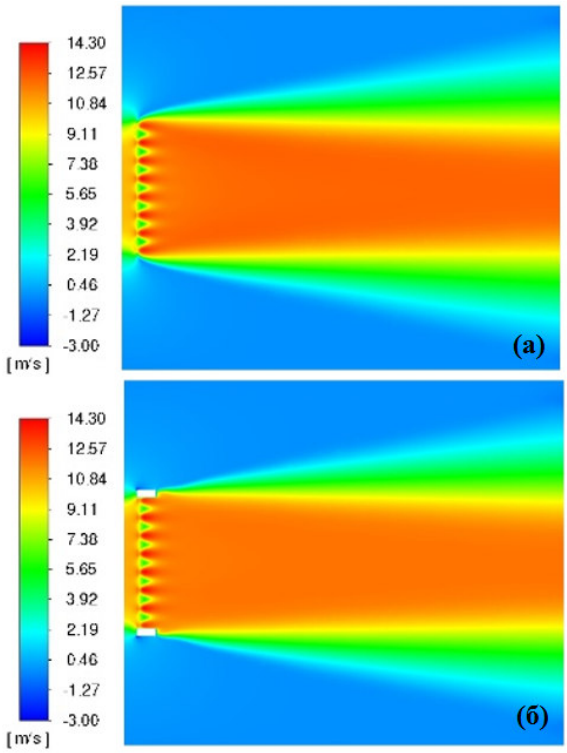


Рис. 13. Аксиальная скорость для массива 8x8 вентиляторов (а – без ребер, б – с ребрами)

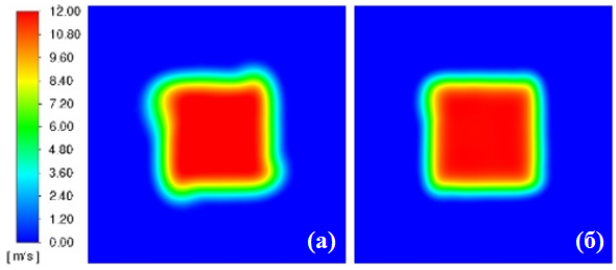


Рис. 14. Аксиальная скорость на расстоянии 3 м от массива 8x8 вентиляторов (а – без ребер, б – с ребрами)

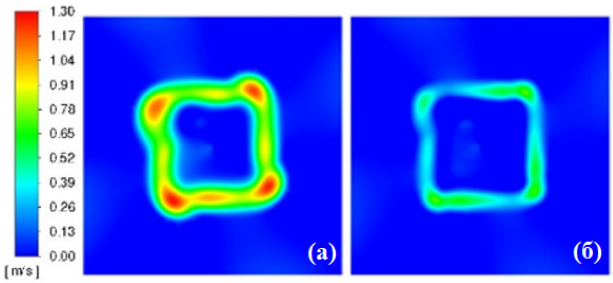


Рис. 15. Тангенциальная скорость на расстоянии 3 м от массива 8x8 вентиляторов (а – без ребер, б – с ребрами)

В ходе работы показана принципиальная возможность создания пиксельной аэродинамической трубы на основе промышленных осевых вентиляторов. Показано, что, начиная с массивов 4x4 вентилятора, формируется зона прямолинейного потока, однако формирование зоны с ударным потоком происходит только с увеличением количества вентиляторов в массиве. Так в конфигурации 8x8 вентиляторов площадь с ударным профилем составляет приблизительно 60% от площади массива.

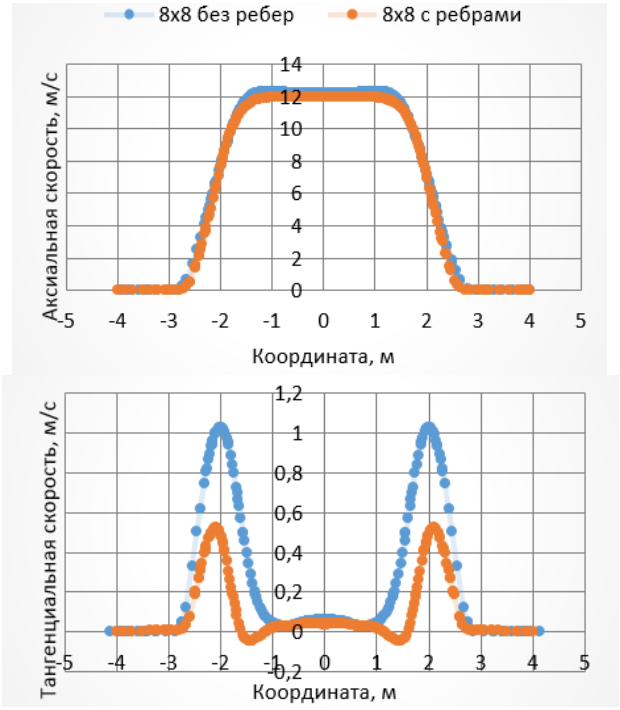


Рис. 16. Компоненты скорости потока

Подобные аэродинамические трубы могут использоваться для проведения аэродинамических испытаний объектов в человеческий рост, тем самым закрывая область натурных испытаний спортивных снарядов и экипировки. Также отмечается возможность управления профилем выходного потока за счет применения частотных преобразователей для регулирования скорости работы вентиляторов. Подобными методами можно создавать параболический профиль, имитирующий ветровой поток в приземном слое, что позволяет решать такие задачи как исследование аэродинамики и ветровых нагрузок на крупномасштабные модели зданий, районов и конструкций.

Список литературы:

1. Zhou Y., Zhao H., Liu Y. An evaluative review of the VTOL technologies for unmanned and manned aerial vehicles //Computer Communications. – 2020. – Т. 149. – С. 356-369.
2. Intwala A., Parikh Y. A review on vertical take off and landing (vtol) vehicles //International Journal of Innovative Research in Advanced Engineering (IJIRAE). – 2015. – Т. 2. – №. 2. – С. 187-191.
3. Noca F. et al. Wind and weather facility for testing free-flying drones //AIAA Aviation 2019 Forum. – 2019. – С. 2861.
4. Повх И. Л. Аэродинамический эксперимент в машиностроении //Л.: Машиностроение. – 1974. – Т. 480.

Исследование выполнено в рамках государственного задания ИТ СО РАН (121031800229-1).

DOI: 10.53954/9785604859551_77

УДК 608

МЕТОДЫ И ПОДХОДЫ В ИССЛЕДОВАНИИ ЦИКЛОИДАЛЬНЫХ РОТОРОВ

Дектерев Д.А.[1,2], Дектерев Ар.А. [1,2], Дектерев А.А. [1,2], Лобасов А.С. [1], Платонов Д.В. [1,2], Необъявляющий П.А. [1], Вавилов Д.В. [2], Сентябов А.В. [1,2]

[1] Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН,
630090, Россия, г. Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1
[2] Сибирский федеральный университет,
660041, Россия, г. Красноярск, пр. Свободный, 79
e-mail: dekterev_dat@mail.ru

В 1909 году российский инженер Е.П. Сверчков предложил нетрадиционную схему летательного аппарата (ЛА). Подъемная сила и направленная тяга должны были создаваться гребными колесами, состоявшими из 12 лопастей, меняющих установочный угол при помощи эксцентриков и пружин. К сожалению, первые летные испытания аппарата оказались неуспешными и поставили крест на карьере изобретателя. Тем не менее, эти работы положили начало многолетним исследованиям и попыткам создания ЛА (цикложира) с циклоидальными роторами [1-7].

Первые цикложиры, способные поднять себя в воздух появились лишь во втором десятилетии XXI века [8-10]. Это стало возможным в связи с достижением требуемых параметров силовых установок и развития систем автоматического управления, необходимых для управления сложной механической схемой ротора.

Циклоидальные роторы на данном этапе развития имеют меньшие эффективности и более сложную реализацию механизма управления по сравнению с традиционными схемами (вертолетные, мультикоптерные и самолетные), тем не менее, имеют ряд важных преимуществ, позволяющих занять определенное место в иерархии ЛА. К преимуществам циклоидальных роторов в первую очередь относится возможность быстрого изменения силы тяги, и её направления в диапазоне 360°. Это даёт возможность создания ЛА с вертикальными взлетом и посадкой, высокой маневренностью, возможностью причаливания к наклонным и вертикальным поверхностям. Кроме того, в отличие от вертолетного или самолетного винта, эффективность работы лопасти ротора одинакова по всей её длине.

Главными параметрами ротора являются максимальная тяга и эффективность (отношение силы тяги к затрачиваемой мощности). Модуль тяги регулируется смещением эксцентриситета четырехзвенного механизма, задающего отклонения лопастей ротора от нормали (угол атаки), фазовое смещение эксцентрика в полярной системе координат приводит к изменению направления тяги (фазовый угол).

Первой сложностью изучения характеристик ротора является необходимость определения всех трёх компонент силы тяги и возникающие моменты. Для этого в ходе данной работы были разработаны специализированные весы на основе платформы Стюарта (рис.1). Шесть тензометрических датчиков, установленных в разрыв стоек платформы обеспечивают определение трех компонент сил и моментов, действующих на поверхность платформы. На базе ПО LabView и модулей АЦП National Instruments разработана система сбора, фильтрации и обработки данных с тензодатчиков. Недостатком такой тензоплатформы является наличие зоны, в которой при измерении тяговых характеристик ротора, выходной поток взаимодействует с измерительной поверхностью, тем самым создавая силу противодействия. В данной области происходит искажение параметров.



Рис. 1. Тензометрическая платформа

КПД работы силовых установок (различные комбинации двигателей, регуляторов двигателя и их настроек, а также вариантов электрического питания) были исследованы при помощи электронных измерителей тока, напряжения и момента на валу двигателя (рис. 2):

$$\eta = \frac{P_м}{P_э} \times 100\%,$$

где $P_м$ – механическая мощность, равная

$$P_м = (M \times N) \div 9549,$$

где M – крутящий момент двигателя,
N – обороты двигателя
$P_э$ – электрическая мощность, равная

$$P_э = I \times U,$$

где I – сила тока и U – напряжение в силовых кабелях непосредственно перед входом на регулятор двигателя.

Эффективность ременно-передаточных механизмов оценивалась по отношению тяговых характеристик ротора к затрачиваемой мощности.

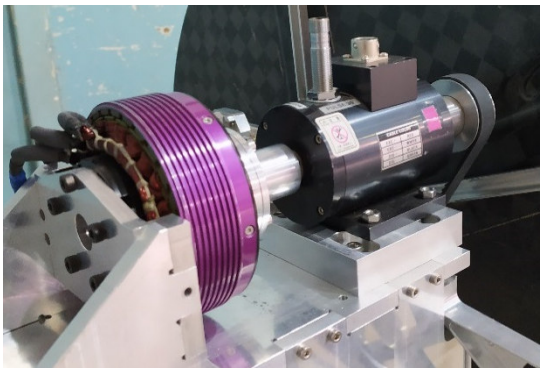


Рис. 2. Двигатель с измерителем момента на валу

Исследования тягово-энергетических характеристик выявили необходимость измерения и контроля ряда параметров ротора. Одним из таких параметров является корректность установки лопастей, как при изменении значений угла атаки, так и при изменении фазового угла – для этого разработан специализированный электронный угломер, состоящий из двух трехосевых датчиков акселерометров-гироскопов (модуль GY-521 на микросхеме MPU-6050), расположенных на специально профилированных колодках, одна из которых крепится на торцевой диск, вторая – на саму лопасть (рис. 3). Разностный сигнал с датчиков позволяет в любой угловой позиции лопасти измерить угол атаки, подобная возможность принципиально важна для отладки управляющих механизмов и настройки идентичных параметров нескольких роторов. Данные с угломера принимаются и обрабатываются через разработанное программное обеспечение на мобильном устройстве.

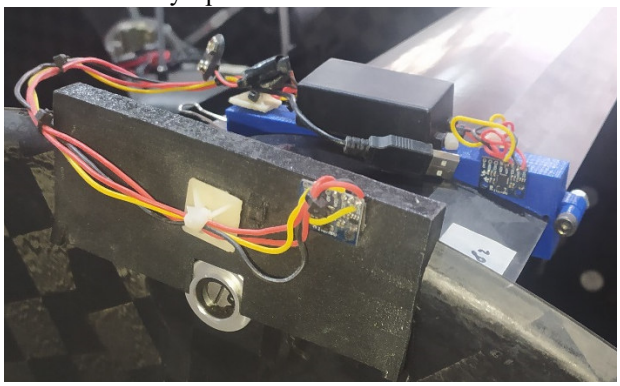


Рис. 3. Электронный угломер

Более сложной задачей является определение углов установки в динамике. За счет большой центробежной силы, действующей на лопасти, механизмы установки лопастей могут не справляться с удержанием заданных параметров. Контроль производился при помощи скоростной фотофиксации положения торцевой части движущейся лопасти относительно её стационарного положения. Для регистрации изображения использовалась цифровая скоростная камера PCO 1200 hs, позволяющая регистрировать более 600 кадров в секунду при разрешении 1280 на 1024 пикселей. Значение экспозиции устанавливалось на значении 100 мкс, что с одной стороны обеспечивало достаточную интенсивность регистрируемого сигнала, с другой стороны позволяло получать "замороженное" изображение движущейся лопасти. Для получения резкого изображения, без оптических искажений и с минимальными аберрациями, на камеру был установлен объектив Sigma 50 мм #f/2.8 EX DG MACRO с постоянным фокусным расстоянием. Для лучшей фокусировки торцевая часть крыла и ось её вращения покрывалась контрастной краской. Также краской помечались линии, являющиеся осями координат, относительно которых производился расчет угла атаки. Угол определяется по отклонению линии, соединяющей хвост лопасти (выступает за пределы торцевого диска) и центр её вращения, от нормального положения.

Для корректного использования данного метода необходимым условием является обеспечение фиксированного пространственного положения лопасти относительно камеры при изменении скорости вращения ротора, что обеспечивалось с использованием системы синхронизации по времени. Система синхронизации включает в себя индуктивный датчик, взаимодействующий с задающим металлическим элементом, установленным на внешнем диске ротора. TTL сигнал, генерируемый датчиком индуктивности в момент прохождения в непосредственной близости от него задающего элемента, поступает на внутреннее синхронизирующее устройство камеры.

На рис.4 приведены два снимка положения лопасти. В первом случае ротор неподвижен, при заданных параметрах угол установки лопасти составляет 34.1°, однако при скорости вращения ротора 850 об/м угол установки составляет уже 38,5°. Это может быть обусловлено как неспособностью управляющих механизмов удерживать большие центробежные нагрузки, так и выборкой технологических зазоров.

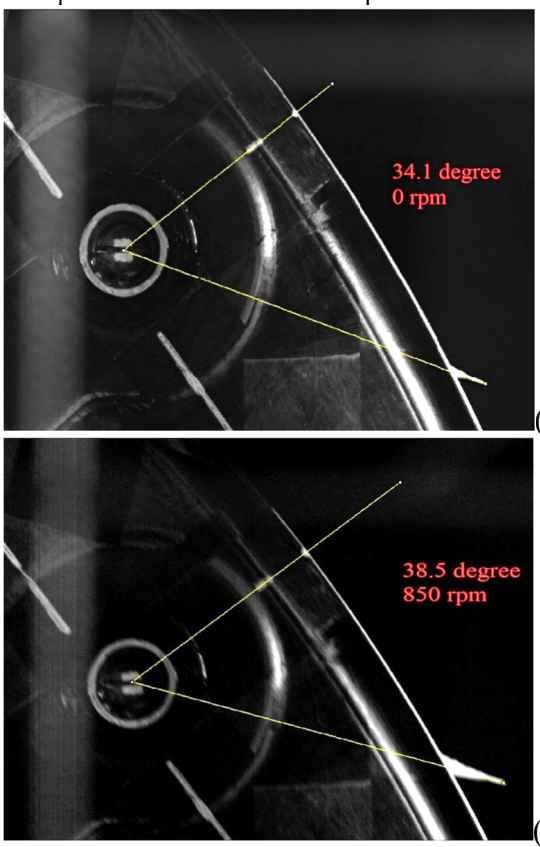


Рис. 4. Определение угла атаки лопасти в статике (а) и динамике (б)

Подобным методом измерялся и уровень изгиба лопастей при проведении прочностных испытаний. Кроме того, изгиб влияет на относительные углы

атаки лопасти по её длине. Здесь производилась фотофиксация лицевой стороны лопасти, на носовой кромке которой наносилась контрастная линия. Величина изгиба для разных скоростей вращения ротора определялась по смещению линии в центральной точке лопасти от её положения в стационарном режиме.

Важным параметром является стабильность удержания скорости вращения ротора. Контроль данного параметра определялся с помощью магнитных энкодеров, корректность сигнала тестировалась с помощью портативного лазерного тахометра. При резких изменениях угла установки лопастей, за счет чего изменяется момент на валу двигателя, происходит резкое изменение скорости вращения ротора, за компенсирование которого отвечают параметры ПИД-регулятора системы автоматического управления.

Вибрационные характеристики ротора исследованы с помощью оптической системы на базе камеры PCO 1200 hs, фиксирующих изменение положения контрольных точек, нанесенных на ось вращения ротора. На каждом мгновенном изображении происходит идентификация положения маркеров. Далее информация о положении маркеров используется для вычисления их смещения. Используя известное пространственное разрешение производится пересчёт смещения маркеров из пикселей в миллиметры. Математический алгоритм позволяет оценить траекторию движения маркеров (рис.5), горизонтальное и вертикальное смещение, а также определить частоту вибрации. Кроме того, с помощью данной методики можно определять резонансные режимы, на рис.5 показано, насколько выше уровень вибраций при скорости вращения ротора 730 об/мин по сравнению со скоростью 900 об/мин. Параллельно с оптической системой использовалась измерительная система на основе датчика гироскоп-акселерометра. Уровень вибраций определялся по величине вибросмещения и виброускорения. С применением этой системы производилась и балансировка ротора, заключающаяся в сведении вибраций на оси ротора до минимально достижимых значений.

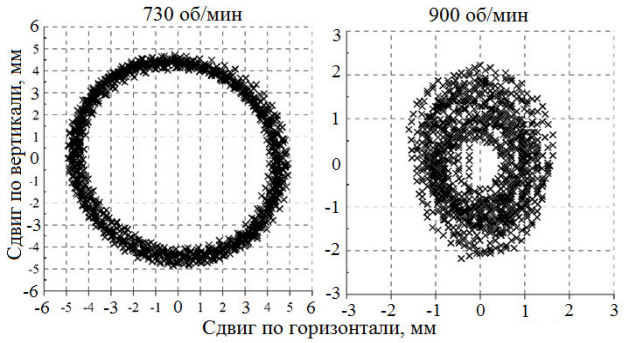


Рис. 5. Определение вибраций по движению маркеров

В ходе работы изучалась локальная аэродинамика на кромках торцевых дисков различного типа, отвечающая за эффективную длину лопасти. Применялась фото- и видеофиксация задымленного потока. При дымовой визуализации потока, всасываемого через боковую поверхность ротора, было отмечено, что, огибая торцевой диск поток в данной конфигурации ротора попадает на крыло в 2-3 см от кромки (рис.6а), тем самым сокращая эффективную поверхность крыла. Экспериментально было исследовано влияние профилированного торца диска, для этого на сторону ротора без управляющего механизма была установлена накладка, задача которой заключалась в формировании всасываемого потока, позволяющего задействовать максимальную поверхность крыла (рис.6б).

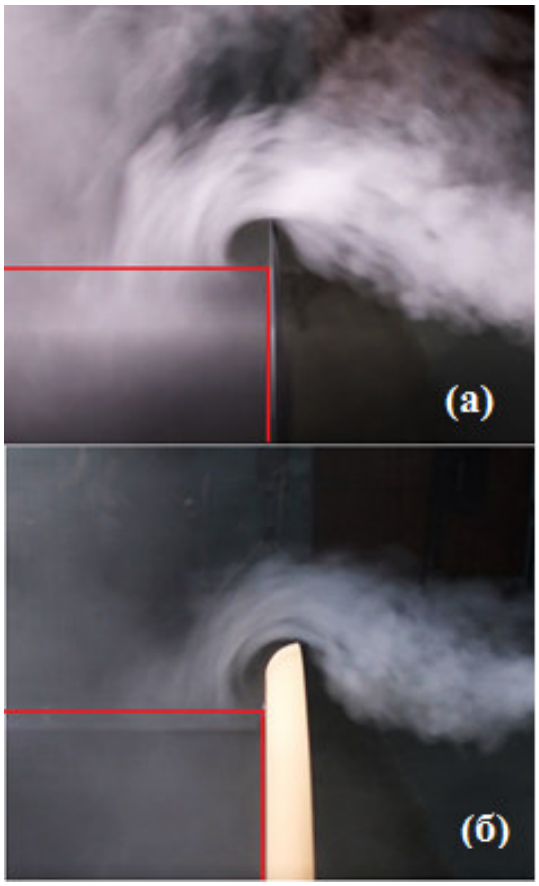


Рис.6. Визуализация входгого потока

Для измерения профиля всего выходного потока, проводилась анемометрия (Термоанемометр CEM DT-8880 и анемометр АМ-70) на автоматизированном координатном устройстве, а также визуализация задымленного потока с засветкой исследуемых сечений лазерным ножом (рис.7).



Рис. 7. Струя воздуха, формируемая ротором

Проведена оценка изменения формы выходящего потока в зависимости от типа реализации торцевых стенок. На рис.8а показано поле аксиальной скорости за ротором с закрытыми стенками, а на рис. 8б с от-

крытыми. В конечном счете, такое изменение выходного потока приводит и к заметному изменению тягово-энергетических параметров ротора.

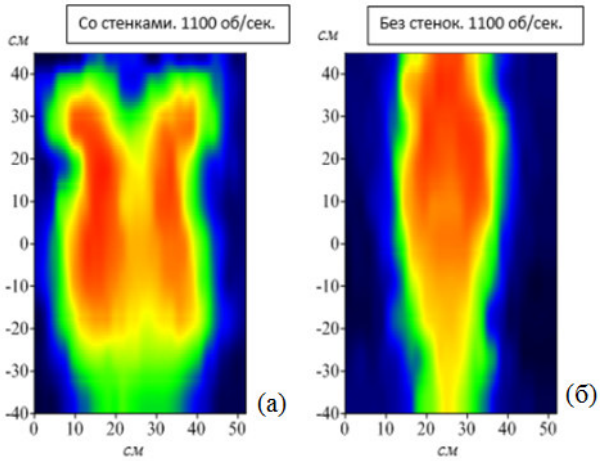


Рис. 8. Поле скорости за ротором
(а – закрытые торцевые диски, б – открытые)

Также в ходе работы проводилась оценка акустических характеристик работы ротора. В состав измерительного оборудования входили: микрофоны Behringer ECM800, усилитель микрофонов – Behringer Ultragain Pro MIC 2200, АЦП – L-Card E-14-140-M, программное обеспечение LGraph2 (частота опроса 100 000 Гц, время записи 5 секунд), устройство калибровки измерителей шума – Center 326.

При фиксированных параметров усилителя микрофона, с помощью устройства калибровки измерителей шума производилась калибровка измерительных микрофонов по двум уровням шума 94Дб и 114Дб. Определялся коэффициент перевода сигнала Вольт-Дб. На исходный сигнал (рис. 9а) накладывался А-фильтр, после чего определялся воспринимаемый уровень шума работы ротора. Быстрое преобразование Фурье позволяло оценить частотные характеристики шума (рис. 9б).

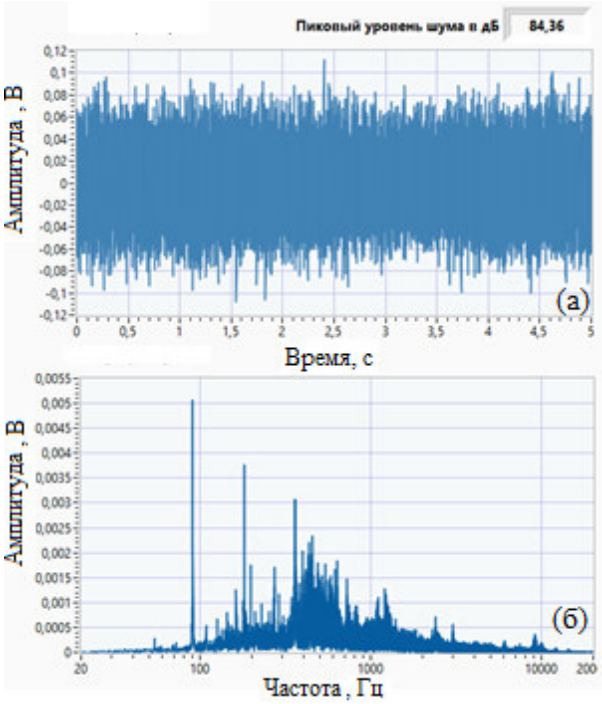


Рис. 9. Сигнал микрофона (а) и результаты быстрого преобразования Фурье (б)

В ходе работы данные методы и подходы были использованы для определения параметров роторов различного масштаба, с различными конструкционными параметрами (форма крылового профиля, углы атаки лопастей, форма торцевых дисков и различная геометрия управляющих элементов), а также в набегающем потоке воздуха.

Комплексное исследование интегральных и локальных параметров, в сопровождении численного моделирования позволили добиться параметров разрабатываемой модели ротора близких к оптимальным.

Список литературы:

1. Boirum C., Post S. Review of historic and modern cyclogyro design. 45th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference & Exhibit. – 2009. – С. 5023
2. Heimerl J., Halder A., Benedict M. Experimental and computational investigation of a UAV-scale cycloidal rotor in forward flight //Proc. The Vertical Flight Society's 77th Ann. Vertical Flight Society Forum and Technology Display, The Future of Vertical Flight, Virtual. – 2021.
3. Hu Yu, Tay Wee Beng, Lim Kah Bin. The analysis of cyclogyro using unsteady vortex lattice method. Proceedings of 25th Congress of the International Council of the Aeronautical Sciences. Hamburg: Curran Associates. – 2006. – С. 930-935.
4. Seung Yong Min Choong Hee Lee Myeong Hun Seung, Youn Seong Kim Chang Moo Hur Seung Jo Kim. Experimental Study of a Quadrotor Cyclocopter. Journal of the american helicopter society 60, 032010, 2015
5. В.Г. Лебедь, С.А. Калкаманов, С.И. Пчельников. Сравнительный анализ аэродинамические характеристики вертолета и летательного аппарата с роторным винтом. Вопросы проектирования и производства конструкций летательных аппаратов. 2018, №1, с.45-52.
6. Xisto C. M. et al. Numerical modelling of geometrical effects in the performance of a cycloidal rotor. 11th World Conference on Computational Mechanics. – 2014. – №. p1848. – С. 20-25.
7. Thomas Broun. Cyclocopter: The Generation of Lift from a Cycloidal Blade System. Dis.- 2014
8. Benedict M. et al. Experimental investigation of micro air vehicle scale helicopter rotor in hover. International Journal of Micro Air Vehicles. – 2015. – Т. 7. – №. 3. – С. 231-255.
9. Choong Hee Lee, Seung Yong Min, Jong Won Lee, Seung Jo Kim. Design and experiment of two-rotored UAV cyclocopter. 29th Congress of the International Council of the Aeronautical Sciences, 2014
10. Elena Shrestha, Derrick Yeo, Moble Benedict and Inderjit Chopra. Development of a meso-scale cycloidal-rotor aircraft for micro air vehicle application. International Journal of Micro Air Vehicles 2017, Vol. 9(3) 218–231

Исследование выполнено в рамках государственного задания ИТ СО РАН (121031800229-1).

DOI: 10.53954/9785604859551_81

УДК 536.24

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕПЛООБМЕНА ПРИ ДВУХФАЗНОМ ТЕЧЕНИИ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ЖИДКОСТИ И ПАРОГАЗОВОЙ СМЕСИ В ПЛОСКОМ МИКРОКАНАЛЕ

Дементьев Ю.А., Роньшин Ф.В., Чиннов Е.А.

Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН,
630090, Россия, г. Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1
e-mail: f.ronshin@gmail.com

ВВЕДЕНИЕ

Одной из сложнейших проблем теплофизики в наши дни становится проблема охлаждения микроэлектронного оборудования. Ситуация с отводом тепла еще более усложняется в связи с переходом электронной промышленности на производство трехмерных чипов, где несколько подложек с электронными компонентами устанавливаются параллельно с характерным расстоянием между ними 50–100 мкм. Электронная промышленность уже сегодня готова производить компоненты, в которых средняя плотность теплового потока может достигать величины 1 кВт/см^2 и выше [1]. Для охлаждения таких объектов микроэлектроники отвод тепла должен осуществляться непосредственно из зон его выделения, то есть посредством каналов размером порядка 30-50 мкм. Решение этой задачи сопряжено с рядом проблем. В частности, с уменьшением размеров каналов происходит рост перепада давления. Актуальным является применение двухфазных систем с вводом переохлажденной жидкости вблизи зоны испарения (короткие микроканалы). Применение микроканалов позволяет существенно уменьшить среднюю толщину пленки в двухфазных течениях, что ведет к интенсификации теплообмена при испарении [2]. Такие системы получают все большее распространение в микроэлектронике, аэрокосмической промышленности, транспорте и энергетике. В связи с этим понимание гидродинамики в мини- и микроканалах, обеспечивающих наиболее эффективные процессы тепломассопереноса, важно для широкого круга технических приложений. Для анализа возможности создания таких систем необходимо иметь информацию о характеристиках двухфазного течения в коротких щелевых микроканалах [3]. Несмотря на значительное количество публикаций, количество исследований по щелевым микроканалам ограничено.

Развитие исследований теплообмена при течении в плоских мини- и микроканалах идет в сторону уменьшения их высоты. М-образная кривая с двумя максимумами, описывающая зависимость коэффициента теплоотдачи от газосодержания, известна для кипения в круглых и прямоугольных каналах с минимальным поперечным размером 0,5-3 мм [4-8]. Первый пик М-образной кривой связан с началом развитого кипения и формированием пузырькового течения. Область снижения коэффициента теплоотдачи определяется образованием крупных пузырей, а при переходе к кольцевому режиму появляется второй пик. Теплообмен при кипении в канале высотой 184 мм исследовался в работе Бар-Коэна и Холлоуэя [8], где было отмечено, что максимальный коэффициент теплоотдачи достигается в диапазоне паросодержания от 0,8 до 0,9. В этом диапазоне кольцевое течение переходит в пузырчейковое. Недавние работы показали, что газовый поток оказывает стабилизирующее действие на пленку жидкости, позволяя отводить тепловые потоки до 1200 Вт/см2 в канале высотой 1 мм при раздельном течении жидкости и газа [9]. В [10] исследовано влияние высоты плоского канала от 170 до 2000 мкм на величину критического теплового потока. Установлено, что при равных и относительно малых расходах газа более высокие критические тепловые потоки могут быть получены в каналах меньшей высоты.

Основной целью настоящей работы является исследование теплообмена в двухфазных режимах течения в щелевом микроканале высотой 55 мкм. Этот тип каналов перспективен для использования в космических приложениях, так как гравитационные силы не оказывают существенного влияния на режимы двухфазного течения [11].

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА И МЕТОДИКА ИССЛЕДОВАНИЙ

Схема экспериментальной установки представлена на рисунке 1. Стенд представляет собой рабочий участок с микроканалом и системой измерительного оборудования. Жидкость подавалась в микроканал с помощью шестеренчатого насоса Cole-Parmer® (1) через теплообменник (2). Инжекция газа в канал осуществлялась из баллона (6) при помощи регулятора расхода Bronkhorst® EL-FLOW F-211CV (7), управляемого контроллером.

Система измерительного оборудования включает: инфракрасный сканер FLIR® Titanium HD 570M (16), позволяющий измерять среднюю температуру на микроканальном пленочном нагревателе размером 10x10 мм^2, термопары на вводе и выводе из микроканала, резьбовые датчики давления BD Sensors® DMP 331 (5), вкрученные в подводные газожидкостные интерфейсы, а также контроллеров National Instruments® DAQ-mx USB-6001 и National Instruments® 9214, присоединенные к компьютеру. Кроме того, использовалась шлирен-система визуализации потока, состоящая из источника света Olympus® KL 2500 LED (12), фокусирующей линзы (13), 50/50 светоделительной пластины (14) и высокоскоростной камеры Phantom® VEO 410 с объективом Nikon® AF-S VR Micro-Nikkor 105mm f/2.8G IF-ED (15).

Рабочий участок состоял из инжекционного корпуса, напечатанного на 3D принтере ANYCUBIC® Photon с использованием фотополимерной печати акриловой смолой и двух стеклянных пластин плотно прижатых друг к другу. Первая пластина – сапфир с напыленным пленочным нагревателем из оксида индий-олова (ITO), вторая – боросиликатное оптическое стекло Borofloat® 33 с вытравленным с помощью фотолитографии вдоль всей длины микроканалом. Зазор между пластинами герметизировался клеем SM

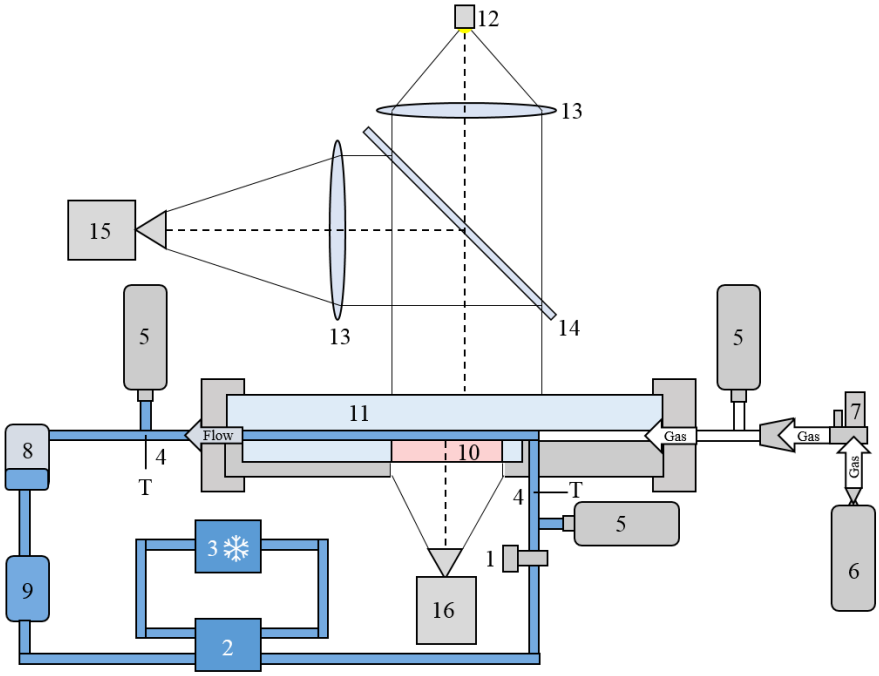


Рис. 1. Схема экспериментальной установки.

Обозначения: 1 – Шестеренчатый насос Cole Parmer; 2 – Пластинчатый теплообменник; 3 – термостат; 4 – Термопары; 5 – Датчики давления; 6 – Баллон с газом; 7 – Регулятор расхода Bronkhorst; 8 – Сепаратор; 9 – Резервуар с жидкостью; 10 – ITO нагреватель, напыленный на сапфировую пластину; 11 – Пластина из боросиликатного стекла с вытравленным микроканалом; 12 – Точечный источник света; 13 – Линзы; 14 – Полупрозрачное зеркало; 15 – Высокоскоростная камера Phantom; 16 – ИК камера FLIR® Titanium HD 570M

Chemie® 301+. После сборки высота микроканала была измерена при помощи конфокального метода и составила 55 мкм. В качестве рабочей жидкости использовалась диэлектрическая фторуглеродная жидкость Novec HFE-7100, в качестве рабочего газа – азот. Температура жидкости на входе в микроканал задается при помощи термостата (3). В эксперименте температура на входе в канал измерялась термопарой и составляла 27°C. Перед экспериментом проводилась калибровка насоса и тепловизора. Насос калибровался при различных давлениях путем изменения расхода газа и жидкости в канале. При калибровке ИК камеры, сверху на ITO нагреватель устанавливалась массивная медная болванка, обеспечивающая условие постоянной температуры за счёт высокой теплоемкости. Медная болванка разогревалась до температур в диапазоне от 20°C до 140°C. Температура измерялась в области контактна медной болванки и ITO нагревателя при помощи термопары.

Шестеренчатый насос имеет магнитную головку максимальное число оборотов в минуту 3600. Режим работы насоса зависит от давления на выходе из головки. Варьируя расход газа, в зоне смешения меняется давление, следовательно, меняется давление на выходе из головки. На рисунке 2а приведен пример эталонной калибровочной зависимости расхода жидкости от давления в зоне смешения при фиксированном расходе газа, полученные на шприцевом насосе (расход шприцевого насоса не зависит от давления в системе). Далее, снимались зависимости числа оборотов шестеренчатого насоса от давления в зоне смешения при фиксированных расходах газа. Затем по полученным данным со шприцевого и шестеренчатого насосов строились зависимости расхода жидкости от числа оборотов шестеренчатого насоса при различных расходах газа. Пример полученной калибровочной за-

(а) (б)

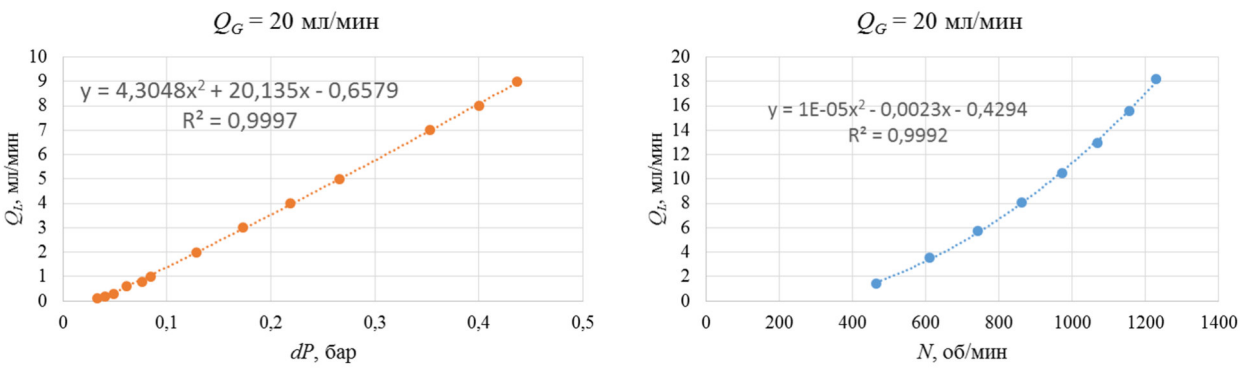


Рис. 2. Примеры калибровочных кривых насоса при Q_G = 2- мл/мин..

(а) Зависимость расхода жидкости от перепада давления в микроканале, полученная на шприцевом насосе;

(б) Полученная алибровочная зависимость для шестеренчатого насоса

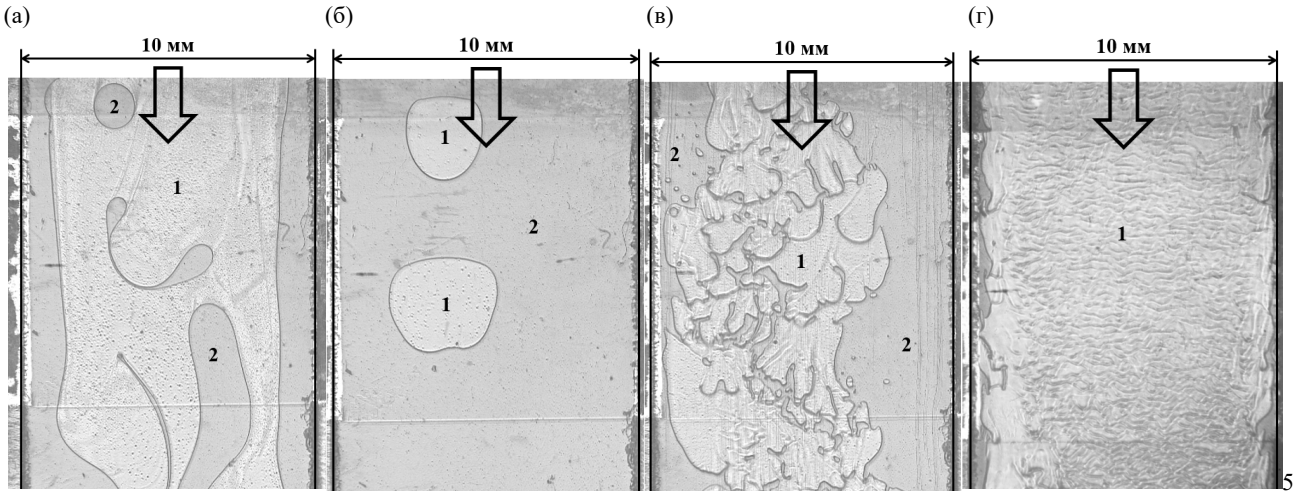


Рис. 3. Режимы течения: (а) Струйный; (б) Пузырьковый; (в) Вспененный; (г) Кольцевой.
Обозначения: 1 – Смоченные верхняя и нижняя стенки микроканала, между которыми находится газ;
2 – Области, заполненные жидкостью

висимости представлен на рис. 2б. Калибровка проводилась для всего экспериментального диапазона расходов газа и жидкости.

РЕЗУЛЬТАТЫ

Проведено экспериментальное исследование в микроканале высотой 55 мкм и шириной 10 мм в широком диапазоне расходов газа и жидкости. Расход газа варьировался от 1 до 500 мл/мин. Расход жидкости варьировался от 0,1 до 14 мл/мин. Исследованы основные режимы течения в зависимости от расходов газа и жидкости. На рисунке 3 представлены характерные изображения режимов двухфазных течений. При струйном режиме течения (рис. 3а) жидкость движется вдоль боковых стенок канала, а в центральной части канала движется газовый поток. Так как используемая жидкость обладает хорошей смачиваемостью (контактный угол <5°), верхняя и нижняя стенки канала при этом смочены. Также в эксперименте наблюдалась особенность в виде формирования вертикальных жидкостных перемычек, характерных для плоских микроканалов в условиях хорошего смачивания. Данная особенность детально рассмотрена в [12]. Для пузырькового режима течения (рис. 3б) характерным является движение пузырей жидкости в потоке. При этом размер и количество пузырей зависит от расходов газа и жидкости. Вспененный режим течения (рис. 3в) наблюдается, когда существенный вклад вносит коалесценция пузырей, поток является хаотичным. При кольцевом режиме течения (рис. 3г) по стенкам микроканала движутся пленки жидкости, а в центре канала движется газо-жидкостный поток.

На рисунке 4 представлена режимная карта. В качестве координат использованы приведенные скорости жидкости и газа, определяемые как объемный расход деленный на площадь поперечного сечения канала. При небольших приведенных скоростях газа и жидкости наблюдается струйный режим. С увеличе-

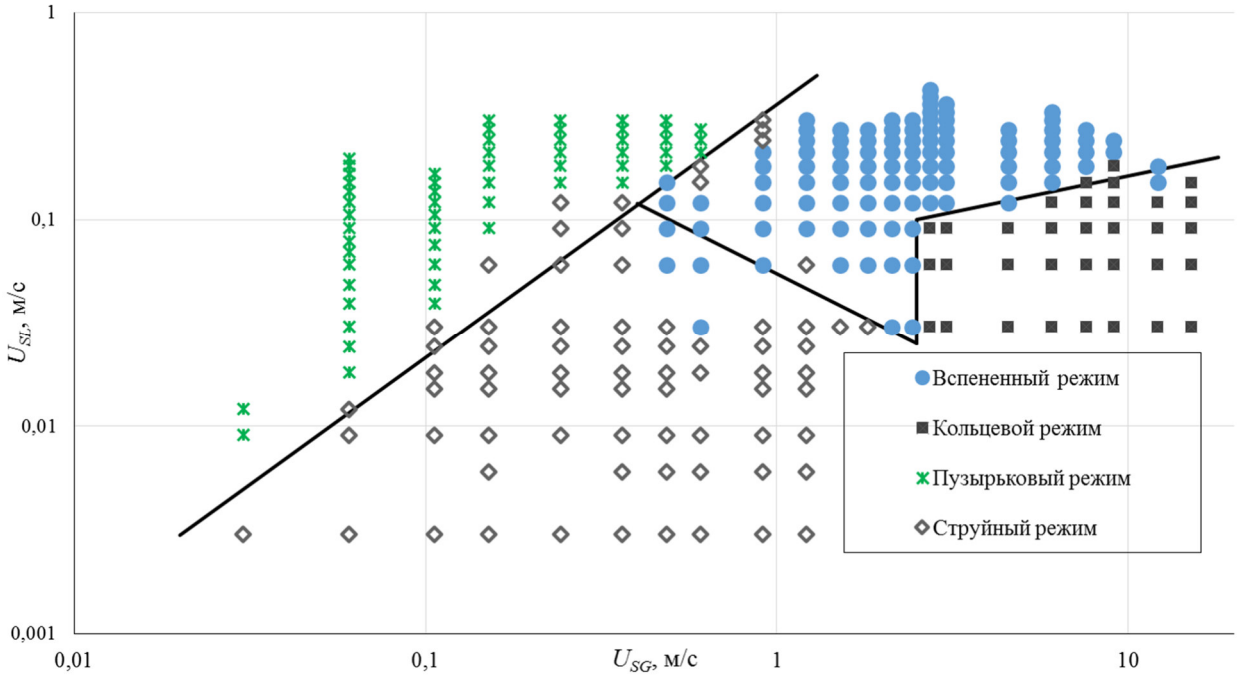


Рис. 4. Режимная карта

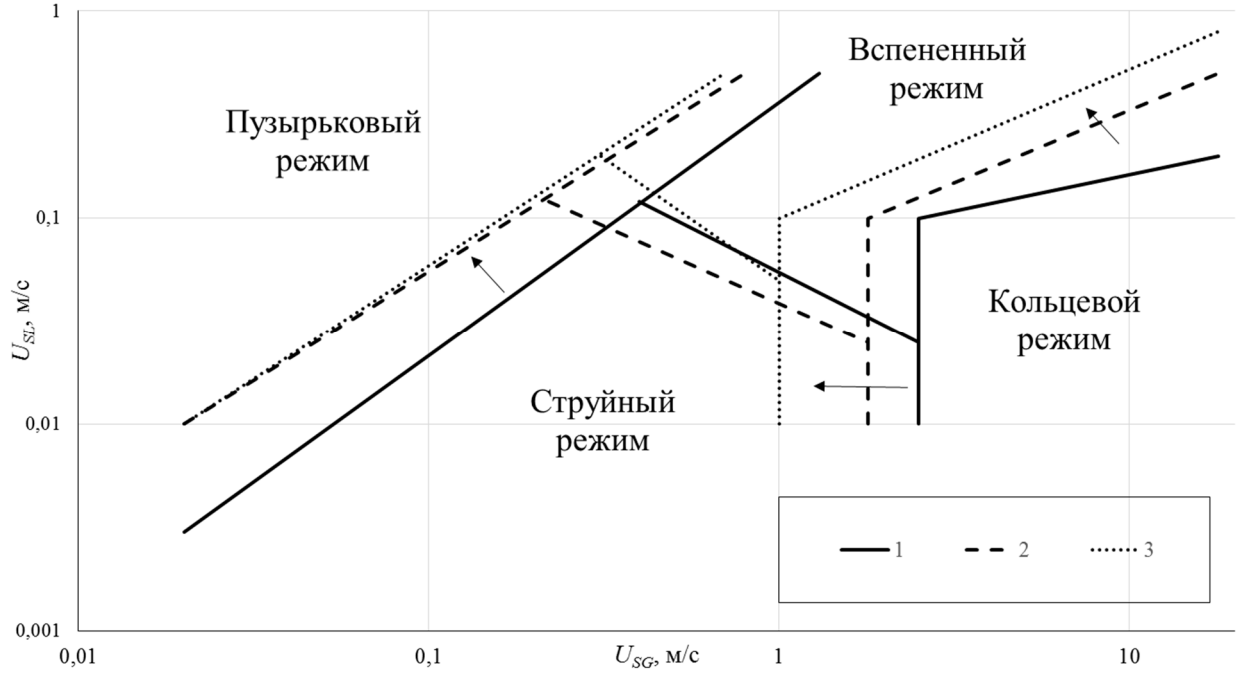


Рис. 5. Переходы между режимами двухфазного течения в зависимости от теплового потока.
Тепловой поток: 1 – 0 Вт/см^2; 2 – 2 Вт/см^2; 3 – 5 Вт/см^2

нием приведенной скорости жидкости газосодержание падает, жидкость начинает занимать больший объем канала, формируются горизонтальные жидкостные перемычки, происходит переход к пузырьковому режиму течения. При пузырьковом режиме течения с увеличением приведенной скорости газа возрастает размер пузырей. При достижении критического значения газосодержания, происходит коалесценция пузырей, наблюдается вспененный режим. Вспененный режим является неустойчивым, для него характерны особенности пузырькового, струйного и кольцевого режимов течения. Детальный анализ данного режима представлен в [13]. С увеличением приведенной скорости газа происходит переход к кольцевому режиму течения. Данные переход определялся отсутствием формирования горизонтальных жидкостных перемычек в потоке.

Исследованы границы переходов между режимами в зависимости от теплового потока на нагревателе. При увеличении мощности нагрева, увеличивается интенсивность испарения на нагревателе, соответственно, растет и газосодержание в потоке. На рисунке 5 представлено сравнение режимных карт в зависимости от теплового потока. Можно видеть, что с увеличением теплового потока уменьшается область пузырькового режима течения. Область кольцевого режима течения существенно расширяется за счет увеличения газосодержания, границы сдвигают в сторону более низких скоростей газа и более высоких приведенных скоростей жидкости.

Список литературы:

1. Nasr M.H., Green C.E., Kottke P.A., Zhang X., Sarvey T.E., Joshi Y.K., Bakir M.S., Fedorov A.G. Flow regimes and convective heat transfer of refrigerant flow boiling in ultra-small clearance microgaps //International Journal of Heat and Mass Transfer. – 2017. – Т. 108. – С. 1702-1713.
2. Plawsky J. L., Fedorov A. G., Garimella S. V., Ma H. B., Maroo S. C., Chen L., Nam Y. Nano-and microstructures for thin-film evaporation—a review //Nanoscale and microscale thermophysical engineering. – 2014. – Т. 18. – №. 3. – С. 251-269.
3. Gerbino F, Mameli M, Di Marco P Filippeschi S Local void fraction and fluid velocity measurements in a capillary channel with a single optical probe //Interfacial Phenomena and Heat Transfer. – 2017. – Т. 5. – №. 1.
4. Yen T. H., Kasagi N., Suzuki Y. Forced convective boiling heat transfer in microtubes at low mass and heat fluxes //International Journal of Multiphase Flow. – 2003. – Т. 29. – №. 12. – С. 1771-1792.
5. Yang Y., Fujita Y. Flow boiling heat transfer and flow pattern in rectangular channel of mini-gap //International Conference on Nanochannels, Microchannels, and Minichannels. – 2004. – Т. 41642. – С. 573-580.
6. Bar-Cohen A., Rahim E. Modeling and prediction of two-phase microgap channel heat transfer characteristics //Heat Transfer Engineering. – 2009. – Т. 30. – №. 8. – С. 601-625.
7. Mastrullo R. et al. CO2 and R410A: Two-phase flow visualizations and flow boiling measurements at medium (0.50) reduced pressure //Applied thermal engineering. – 2012. – Т. 49. – С. 2-8.
8. Bar-Cohen A., Holloway C. Waves, instabilities, and rivulets in high quality microgap two-phase flow //Journal of Physics: Conference Series. – IOP Publishing, 2016. – Т. 745. – №. 2. – С. 022002.
9. Zaitsev D, Tkachenko E and Kabov O 2017 EPJ Web of Conferences 159 00054
10. Zaitsev D V and Kabov O A 2016 MATEC Web of Conferences 84 00043
11. Чиннов Е. А., Роньшин Ф. В., Кабов О. А. Режимы двухфазного течения в микро-и миниканалах (обзор) //Теплофизика и аэромеханика. – 2015. – Т. 22. – №. 3. – С. 275-297.
12. Роньшин Ф. В., Чиннов, Е. А., Дементьев, Ю. А., Кабов, О. А. Мостиковый режим течения в микроканалах //Доклады Российской академии наук. Физика, технические науки. – 2021. – Т. 499. – №. 1. – С. 43-47.
13. Чиннов, Е. А., Роньшин, Ф. В., Гузанов, В. В., Маркович, Д. М., Кабов, О. А. Двухфазное течение в горизонтальном прямоугольном микроканале //Теплофизика высоких температур. – 2014. – Т. 52. – №. 5. – С. 710-717.

Работа выполнена за счет гранта Российского научного фонда (соглашение № 22-19-20090). Экспериментальные исследования с использованием инфракрасной камеры выполнены в рамках государственного задания № 121031800213-0.

DOI: 10.53954/9785604859551_85

УДК 621.9

ВНУТРЕННИЕ ВОЛНЫ БОЛЬШОЙ АМПЛИТУДЫ В СТРАТИФИЦИРОВАННОМ ПО ПЛОТНОСТИ СДВИГОВОМ ТЕЧЕНИИ

Держо О.Г.

Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН,
630090, Россия, г. Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1
e-mail: olegderzho@mail.ru

ВВЕДЕНИЕ

В последнее время значительные усилия были направлены на моделирование уединенных внутренних гравитационных волн в стратифицированных течениях. Долгоживущие уединенные волновые возмущения в мелководных жидкостях могут быть связаны с локальным балансом между нелинейностью и дисперсией, и возможной моделью является уравнение Кортевега-де Вриза (КдВ) [1]. Закон дисперсии гравитационных волн в невязкой жидкости определяется конкретной геометрией задачи, а нелинейность зависит от амплитуды возмущения, а также от конкретных свойств волновода, т.е. структуры плотностной стратификации, сдвига и условий на границах волновода. Уединенные двумерные стационарные внутренние волны большой амплитуды, распространяющиеся в стратифицированной мелкой жидкости между свободной поверхностью и горизонтальным дном, описываются амплитудным уравнением, полученным с помощью регулярной асимптотической процедуры, включающей сложную нелинейность и дисперсию Кортевега-де Вриза (КдВ). Обсуждается влияние структуры поля плотности и внешнего сдвигового течения на форму и скорость уединённых волн. Аналитически подробно рассмотрен частный случай постоянной частоты плавучести и квадратичного полинома для сдвигового течения под свободной поверхностью. Показано, что для таких гидрофизических профилей уравнение для амплитуды волны сводится к смешанно-модифицированному уравнению КдВ и ему подчиняются волны конечной амплитуды вплоть до обрушения волны и образования замкнутых линий тока внутри неё. В этом случае могут проявляться появиться волны-убийцы, определено условие их возникновения. В системе отсчета двигающейся с фазовой скоростью волны была построена асимптотическая процедура использующая разложение для функции тока, основанное на использовании малых параметров, характеризующих слабость и слабую нелинейность стратификации (1). слабость внешнего сдвигового течения по сравнению с фазовой скоростью волны (2) и приближение длинных волн (3).

$$\rho_0(z) = \rho_{00}\left[1 - \sigma\hat{f}(z)\right]\hat{f}(z) = z + \delta f(z), \quad \sigma << 1, \delta \ll 1, \ f \sim 1 \tag{1}$$

$$k = \frac{\max U(z)}{c} \ll 1 \tag{2}$$

$$\mu = h/L << 1 \tag{3}$$

Были приняты следующие обозначения $\rho_0(z)$ –- невозмущённое поле плотности, σ – параметр Буссинеска, δ – параметр, характеризующий масштаб отклонения от линейного профиля плотности, h толщина страфицированной жидкости, L – характерный горизонтальный размер волны, $U(z)$ – профиль внешнего сдвигового течения, x, z горизонтальная и вертикальные координаты, соответственно.

ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ

Предположим, что поле скоростей состоит из двух компонент: волнового движения и внешнего сдвигового течения.

$$u = \hat{u} + U(z) \tag{4}$$

$$w = \hat{w} \tag{5}$$

Определим функцию тока Ψ(x,z) стандартным образом,

$$\Psi_z = \hat{u} + U(z) \tag{6}$$

$$\Psi_x = -\hat{w} \tag{7}$$

Заметим, что мы предполагаем, что $\hat{u}$ и U имеют один и тот же порядок, т. е. сдвиг, вызванный возмущением, сравним с внешним сдвиговым течением и это является существенным отличием настоящего исследования от ранних асимптотических подходов [2] к аналогичному (мелкая стратифицированная жидкость со сдвигом) задача в пределе малой амплитуды. В асимптотических исследованиях [2] рассматриваются стационарные волны большой амплитуды в потоке без окружающего сдвига. Уравнение (8) представляет постоянство плотности вдоль линии тока

$$\rho = F(\Psi), \tag{8}$$

Уравнения для импульса можно свести к одному уравнению второго порядка

$$\Psi_{xx} + \Psi_{zz} + \frac{dF}{d\Psi}\frac{1}{F(\Psi)}\left[gz + \frac{1}{2}\left(\Psi_x^2 + \Psi_z^2\right)\right] = G(\Psi) \tag{9}$$

где функции F, G должны быть определены, например, из условий далеко вверх по течению.

$$\Psi' = -\Psi/ch; \quad z' = z/h; \quad x' = x/L\,; G' = -G\,h/c$$

невозмущённые границы жидкости находятся на z=±0.5.

Если в потоке нет ни критических точек, ни замкнутых линий тока, то можно получить, что

$$\Psi(z) = z + k\int U(z)dz + O(k^2) \tag{10}$$

$$F(\Psi) = \rho_0(\Psi) - k\rho_{0\Psi}(\Psi)\int U(\Psi)d\Psi + + O(k^2) \tag{11}$$

$$G(\Psi) = k\frac{dU(\Psi)}{d\Psi} + \frac{dF}{d\Psi}\frac{1}{F(\Psi)}\left[\frac{gh}{c^2}\Psi - \frac{gh}{c^2}k\int U(\Psi)d\Psi + \frac{1}{2} + kU(\Psi)\right] + O(k^2) \quad (12)$$

Используя (10-12), уравнение Дюбрейль-Жакотина-Лонга [3] для функции тока внутри стратифицированного слоя имеет вид

$$\mu^2\Psi_{xx} + \lambda(\Psi - z) - \frac{\sigma}{2}[\Psi_z^2 - 1 - -2\lambda\Psi(\Psi - z)]' + \delta\lambda(\Psi - z)f_\Psi(\Psi) - -k[U_\Psi(\Psi) - U_z(\mathrm{z}) + \lambda\int U(\Psi)d\Psi - -\lambda\int U(z)dz) + \lambda U(\Psi)(\Psi - z)] = 0 \quad (13)$$

$$\lambda = \frac{\sigma gh}{c^2} \quad (14)$$

Граничные условия имеют следующий вид

$$\Psi_x = 0, \qquad \text{при } z = -0.5 \quad (15)$$

$$\Psi_x = -\Psi_z\eta_x \quad (16)$$

$$-\lambda\Psi_x + \sigma(\Psi_z^2\Psi_{zx} - \Psi_z\Psi_x\Psi_{zz}) = 0 \quad \text{при } z = 0.5 + \eta(x) \quad (17)$$

где кинематические и динамические граничные условия (16,17)берутся на невозмущённой свободной поверхности, ее высота обозначается как η(x).

АСИМПТОТИЧЕСКАЯ ПРОЦЕДУРА

Рассмотрим асимптотическое решение системы (13-17) в виде следующего разложения

$$\Psi = \Psi^{(0)} + \mu^2\Psi^{(1)} + \cdots \quad (18)$$

$$\lambda = \lambda^{(0)} + \mu^2\lambda^{(1)} + \cdots \quad (19)$$

$$\eta = \eta^{(0)} + \mu^2\eta^{(1)} + \cdots \quad (20)$$

Рассмотрим решение для нулевого приближения.

$$\Psi_x^{(0)} = 0 \quad z = \pm 0.5 \quad (21)$$

$$\Psi_{zz}^{(0)} + \lambda^{(0)}\left(\Psi^{(0)} - z\right) = 0 \quad (22)$$

Решение для функции тока можно записать в следующем виде,

$$\Psi_n^{(0)} = z + A(x)W_n(z) \quad (23)$$

$$W_n(z) = \cos\left(\sqrt{\lambda_n^{(0)}}z\right);\ \lambda_n^{(0)} = (2n-1)^2\pi^2 \quad (24)$$

В данной работе рассматриваются только симметричные собственные функции и $n = 1$, данная мода имеет наибольшую фазовую скорость и наиболее часто наблюдаема в природе [1].

Для нахождения $A(x)$ необходимо рассмотреть следующее приближение.

$$\Psi_{zz}^{(1)} + \lambda^{(0)}\Psi^{(1)} = S(z,x) \quad (25)$$

$$S(z,x) = -\Psi_{xx}^{(0)} - \lambda^{(1)}\left(\Psi^{(0)} - z\right) + +\frac{\sigma}{\mu^2}\left[\frac{\Psi_z^{(0)^2} - 1}{2} - \lambda^{(0)}\Psi^{(0)}\left(\Psi^{(0)} - z\right)\right] - -\delta\frac{\lambda^{(0)}}{\mu^2}\left(\Psi^{(0)} - z\right)f_\Psi(\Psi)|_{\Psi=\Psi^{(0)}} + +k\frac{\lambda^{(0)}}{\mu^2}\left[\frac{U_\Psi(\Psi)}{\lambda^{(0)}}|_{\Psi=z}^{\Psi=\Psi^{(0)}} + \int_z^{\Psi^{(0)}} U(\Psi)d\Psi + +U\left(\Psi^{(0)}\right)\left(\Psi^{(0)} - z\right)\right] \quad (26)$$

$$\Psi_x^{(1)} = 0 \qquad z = -0.5 \quad (27)$$

$$\lambda^{(0)}\Psi_x^{(1)} - \frac{\sigma}{\mu^2}\left(\Psi_z^{(0)^2}\Psi_{zx}^{(0)} - \Psi_x^{(0)}\Psi_{zz}^{(0)}\Psi_z^{(0)}\right) = 0$$

$$\Psi_x^{(1)} = -\Psi_z^{(0)}\eta_x^{(1)} \qquad z = 0.5 \quad (28)$$

Поскольку оператор в левой части (26) является самосопряженным, условие разрешимости (альтернатива Фредгольма) дает

$$\int_{-0.5}^{0.5} S(z,x)_x W(z)dz] = = -\frac{\sigma A_x(1 + AW_z)^2\, {W_z}^2}{\lambda^{(0)}\mu^2}|_{z=0.5} \quad (29)$$

$$a_0A_{xx} + \lambda^{(1)}a_0A - \frac{\sigma}{\mu^2}\{a_1A + a_2A^2 + a_3A^3\} + +\frac{\delta}{\mu^2}Int_\delta - \frac{k}{\mu^2}Int_k = 0 \quad (30)$$

$$a_0 = \int_{-0.5}^{0.5} W^2dz \quad (31)$$

$$a_1 = \frac{2\,{W_z}^2}{\lambda^{(0)}}|_{z=0.5} + 2\int_{-0.5}^{0.5} W\left(W_z - \lambda^{(0)}zW\right)dz \quad (32)$$

$$a_2 = \frac{2{W_z}^3}{\lambda^{(0)}}|_{z=0.5} + \int_{-0.5}^{0.5} W\left({W_z}^2 - 2\lambda^{(0)}W^2\right)dz \quad (33)$$

$$a_3 = \frac{2{W_z}^4}{3\lambda^{(0)}}|_{z=0.5} \quad (34)$$

$$Int_\delta = \int_{-0.5}^{0.5} \lambda^{(0)}W^2Af_\Psi(\Psi)|_{\Psi=z+AW}dz \quad (35)$$

$$Int_k = \int_{-0.5}^{0.5} \lambda^{(0)}Wdz\int_z^{z+AW} U(\Psi)d\Psi + \int_{-0.5}^{0.5} A\lambda^{(0)}U(z + AW)W^2\,dz + \int_{-0.5}^{0.5} U_\Psi(\Psi)|_{\Psi=z}^{\Psi=z+AW}Wdz \quad (36)$$

$$\max\left(K_\sigma = \frac{\sigma}{\mu^2}, K_\delta = \frac{\delta}{\mu^2}, K_k = \frac{k}{\mu^2}\right) \sim 1 \quad (37)$$

$$K_\sigma A^2\left(a_1+a_2\frac{2A}{3}+a_3\frac{A^2}{2}\right)-A_x^2-\lambda^{(1)}A^2 - 4K_\delta I_\delta+4K_k I_k=0 \quad (38)$$

$$I_\delta=\int_0^A Int_\delta(A')dA',\qquad I_k=\int_0^A Int_k(A')dA' \quad (39)$$

ЧАСТНЫЕ СЛУЧАИ

Рассмотрим случай, когда внешнее сдвиговое течение имеет форму полинома третьей степени, а профиль поля плотности имеет форму специального полинома четвёртой степени

$$U(z)=d_1z+d_2z^2+d_3z^3 \quad (40)$$

$$\rho(z)=\rho_{00}\left[1-\sigma z+\sigma^2\frac{z^2}{2}+\sigma\alpha z^4\right] \quad (41)$$

Уравнения (30-39) в этом случае принимают следующий вид

$$\begin{aligned}&A_x^2+\lambda^{(1)}A^2+K_\sigma A^2\left\{-2+\frac{8\sqrt{\lambda^{(0)}}A}{9}-\frac{\lambda^{(0)}A^2}{3}\right\}+\\&+K_kA^2\left\{\frac{8\sqrt{\lambda^{(0)}}Ad_1}{3}+\frac{2A}{3}d_2\left(1+\frac{\lambda^{(0)}}{6}\right)+\right.\\&\left.+\frac{16d_3A}{3\sqrt{\lambda^{(0)}}}+\frac{A^2}{2}\lambda^{(0)}d_2+\frac{16\sqrt{\lambda^{(0)}}A^3}{15}d_3\right\}\\&+K_\alpha A^2\frac{16}{3}\sqrt{\lambda^{(0)}}\left\{A\left(1-\frac{80}{9\lambda^{(0)}}\right)-\frac{8}{25}A^3\right\}\end{aligned} \quad (42)$$

Данное уравнение решается численно, при этом $\lambda^{(1)}$ можно определить зная, что производная амплитудной функции равна нулю при достижении максимальной амплитуды волны.

Для скорости распространения волнового возмущения в зависимости от амплитуды волны получено следующее уравнение

$$\begin{aligned}&c=\frac{\sqrt{\sigma gh}}{\pi}\left\{1+\frac{\sigma}{2\pi^2}\left\{-2+\frac{8\pi A_0}{9}-\frac{\pi^2A_0^2}{3}\right\}\right.\\&+k\left\{\frac{4A_0d_1}{3\pi}+\frac{A_0}{3}d_2\left(\frac{1}{\pi^2}+\frac{1}{6}\right)+\frac{8d_3A_0}{3\pi^3}+\frac{A_0^2}{4}d_2\right.\\&\left.\left.+\frac{8A_0^3}{15\pi}d_3\right\}+\frac{\alpha}{\pi}\frac{8}{3}\left\{A_0\left(1-\frac{80}{9\pi^2}\right)-\frac{8}{25}A_0^3\right\}\right\}\end{aligned} \quad (43)$$

Как следует из (30-36) полученное уравнение является обобщённым уравнением Кортевега-де Вриза, содержащим как квадратичную и кубическую нелинейности (пропорциональные параметру Буссинеска) так и сложные интегральные нелинейности, пропорциональные параметрам, характеризующими структуру стратификации и внешнего сдвигового течения. Сложные профили сдвига приводят к нелинейности более высокого порядка, многомасштабным волнам, пример изолиний которых показан на рисунке, а также к различным неустойчивостям. Такие волновые структуры изучаются численно.

На Рис.1 показана амплитудная функция многомасштабной волны.

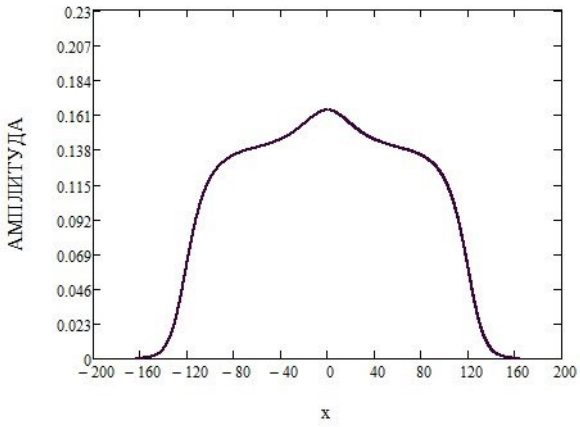


Рис. 1 Зависимость амплитуды волны от продольной координаты. $d_1=-0.7253\quad d_2=0, d_3=2.2192, \alpha=0, \sigma=\mu^2$

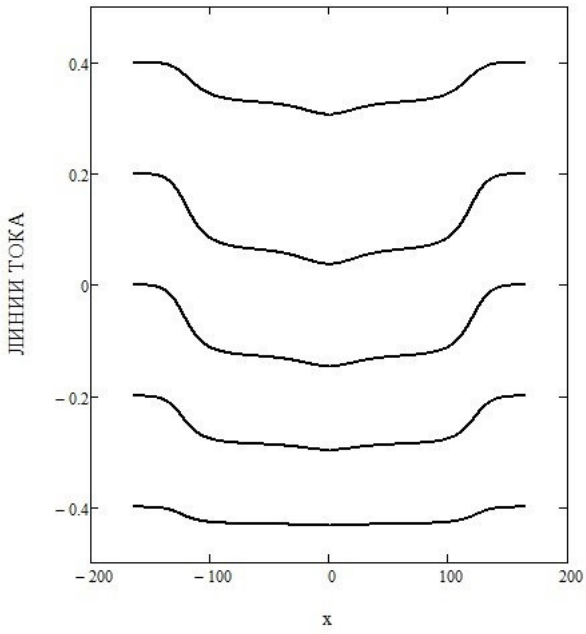


Рис. 2 Линии тока. Гидрофизические профили такие же как на Рис. 1

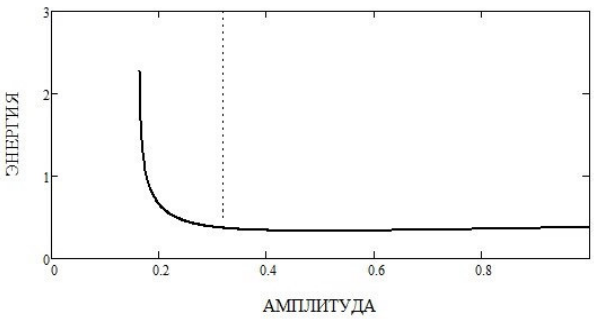


Рис.3 Зависимость энергии волны от её амплитуды. Гидрофизические профили такие же как на Рис. 1

Волна на Рис.1 имеет положительную амплитуду, а значит приводит к заглублению линий тока как показано на Рис.2. Волна является неустойчивой [4], так как при показанной амплитуде её энергия падает с увеличением амплитуды как показано на Рис. 3.

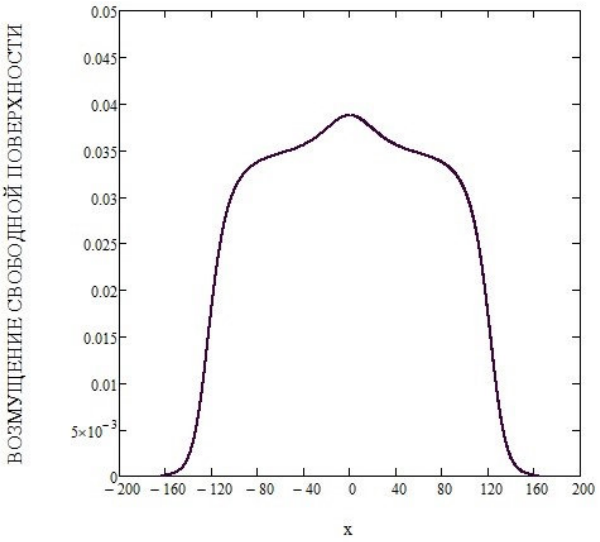


Рис. 4 Форма свободной поверхности. Гидрофизические профили такие же как на Рис. 1

Свободная поверхность при этом возвышается, как показано на Рис.4. Все координаты приведены в безразмерном виде.

При другом профиле течения, внутренняя волна имеет другую полярность, как показано на Рис.5.

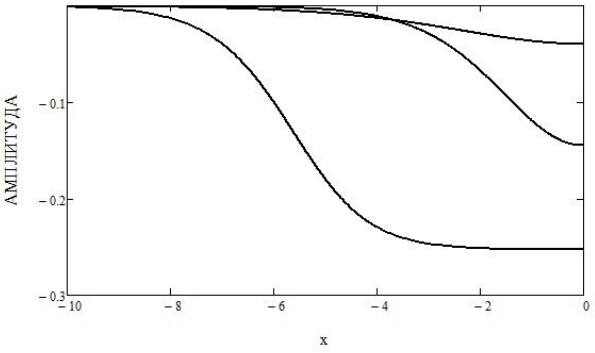


Рис. 5 Зависимость амплитуды волны от продольной координаты. $d_1 = -3.6607 \quad d_2 = 0, d_3 = 11.2, \alpha = 0, \sigma = \mu^2$

При этом наблюдается возвышение линий тока как показано на Рис. 6.

Структурно устойчивые волны без замкнутых линий тока, показанные на Рис.5 имеют предельную амплитуду, тогда реализуется решение вида бора (нижняя кривая на Рис.5). Интересно заметить, что решение вида бора являются предельными, даже если внутри волны появляются замкнутые линии тока [5].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Выведена модель, учитывающую свойства длинных уединенных возмущений в мелкой стратифицированной жидкости под свободной поверхностью. при наличии слабого внешнего сдвигового течения. Представлен метод возмущения, основанный на разложении по параметрам, характеризующим физические свойства системы, а не на амплитуде возмущения. Поэтому данная теория не ограничивается случаем малых амплитуд. Нами получено амплитудное уравнение типа КдФ, содержащее нелинейности, обусловленные сочетанием почти однородной стратификации, сдвига и податливости свободной поверхности. Зависимость от этих эффектов сложна и порождает сложное семейство устойчивых и неустойчивых решений.

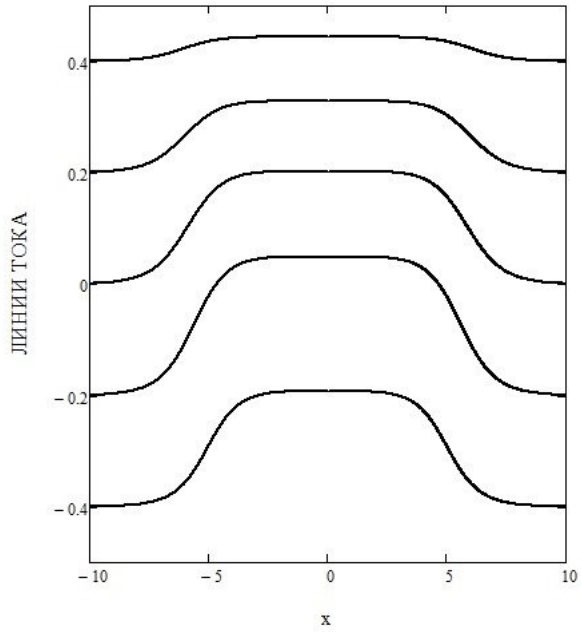


Рис. 6 Линии тока. Гидрофизические профили такие же как на Рис. 5

Список литературы:

1. Helfrich K.R., Melville W.K., Long nonlinear internal waves// Ann. Rev. Fluid Mech., 2006, . 38, 395.
2. Benney D.J., Ko D.R.S., The propagation of long large amplitude internal waves, Stud. Appl. Math., 1978 59, 187.
3. Long R.R., Some aspects of the flow of stratified fluids, Pt.1, A theoretical investigation. Tellus, 1953, 5, 42.
4. Bona J. L., Souganidis P.E.,. Strauss W. A., Stability and instability of solitary waves of Korteweg-de Vries type Proc. Roy. Soc. London Ser. A, 1987, 411, 395.
5. Derzho O.G., Grimshaw R. , Solitary waves with a vortex core in a shallow layer of stratified fluid, Phys. Fluids, 1997, 9, 3378.

Работа выполнена в рамках государственного задания для ИТ СО РАН 121031800215-4.

DOI: 10.53954/9785604859551_89

УДК 66.097.3+662

ПАРОВАЯ КОНВЕРСИЯ МЕТАНА В МИКРОКАНАЛЬНОМ РЕАКТОРЕ

Димов С.В., Гасенко О.А.

Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН,
630090, Россия, г. Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1
e-mail: dimov@itp.nsc.ru

Аннотация: В данной работе проведено экспериментальное исследование паровой конверсии метана в двух типах микроканального реактора. В первом варианте катализатор был нанесен на поверхность фехралевых корругированных пластин, помещенных в реактор 140x12x12 мм. Во втором варианте это была засыпка оксида никеля фракции 80-280 мкм, помещенная в многоканальное пространство 8x1x12 мм, создаваемое стальными пластинами толщиной 0.5 мм.

ВВЕДЕНИЕ

Каталитическая паровая конверсия метана является основным способом промышленного производства водорода и синтез-газа (смесь оксида углерода и водорода) [1,2]. Основная реакция парового риформинга происходит с большим поглощением тепла:

$$CH_4 + H_2O \Leftrightarrow CO + 3H_2 \qquad \Delta H = +226 kJ/mole$$

Данную реакцию термодинамически выгодно осуществлять при высокой температуре, поскольку равновесие сопутствующей ей реакции сдвига при температуре менее 820С сдвинуто в сторону образования углекислого газа:

$$CO + H_2O \Leftrightarrow CO_2 + H_2 \qquad \Delta H = -41 kJ/mole$$

При осуществлении паровой конверсии углеводородов используют катализаторы, содержащие Ni либо элемент из группы драгметаллов, нанесенные на оксидные системы. Механизм реакций парового риформинга существенно зависит от природы активного металла и вспомогательного материала. Катализаторы на основе никеля являются перспективными для реакции парообразования из-за их низкой стоимости и высокой каталитической активности, но чувствительны к зауглероживанию и неселективны, (концентраия CH_4 в синтез-газе может достигать 20 %), малопроизводительны. В промышленности паровую конверсию осуществляют на никелевом катализаторе при температуре 800-900С. Однако коксообразование и спекание частиц никеля являются двумя основными проблемами для промышленного никелевого катализатора. Большой проблемой в настоящее время является утилизация спутного нефтяного газа и разработка малых газовых месторождений, поскольку логистически невыгодно перевозить или перекачивать данный газ. Более привлекательный вариант - превратить газ в жидкий продукт (бензин, метанол) и затем перевозить [3,4]. Для синтеза данных продуктов необходим синтез газ, который и получается в процессе паровой, углекислотной конверсии метана или его парциального окисления. Для микроканальной паровой конверсии метана требуется значительно меньше воды, чем для традиционных установок, поскольку они могут работать с более низким отношением пара к углероду; тем самым, сводя к минимуму воду и энергию, которая должна быть потреблена для процесса производства синтез газа. Для выполнения паровой конверсии метана в микроканальных реакторах чаще используют катализаторы благородных металлов [5-6]. Опыты [7-9], проведенные с родиевым катализатором в щелевом реакторе показали его высокую активность и стабильность при существенно меньших температурах, чем на никелевом катализаторе.

Целью данной работы было исследование паровой конверсии метана, когда: реактор состоит из набора гофрированных фехралевых пластин с нанесенным на их поверхность родиевым катализатором [10], реактор включает много миниканалов с засыпкой гранул катализатора малого размера, типа используемых ранее в работе [3].

ЭКСПЕРИМЕНТ

Опыты по паровой конверсии метана выполнялись на установке [7], которая (Рис. 1) включает баллоны с газами: азотом, водородом, метаном; регуляторы расхода газа «Bronkhorst», емкость с дистиллированной водой, регулятор расхода жидкости, парогенератор, реактор, конденсатор, счетчик газа (расходомер). В процессе опытов задавались необходимые расходы газов, воды. Выполнялись измерения температуры в различных участках реактора изолированными термопарами К-типа. Температура в рабочем участке создавалась контролируемым внешним электрическим нагревателем. Входящие газы подогревались от независимого нагревателя. Водяной пар получали в парогенераторе из воды, поступающей из емкости после регулятора расхода жидкости. Количество воды, не участвующей в реакции после реактора конденсировалась, определялось ее количество. В процессе опытов измерялись объем и состав газовых продуктов реакций с использованием хроматографа Маэстро и Кристалл, а также и газоанализатора ПГА-200

Перед проведением каталитических экспериментов катализатор восстанавливали непосредственно в каталитическом реакторе, подавая смесь 5 об.% H_2 в азоте при нагреве до 500 °С со скоростью 5 °С/мин, при этой температуре выдерживали в течение 2 ч. После восстановления катализатора в газовый поток подавался водяной пар с высокой температурой. При достижении необходимых температур, подача азота прекращалась и подавался метан с необходимым расходом.

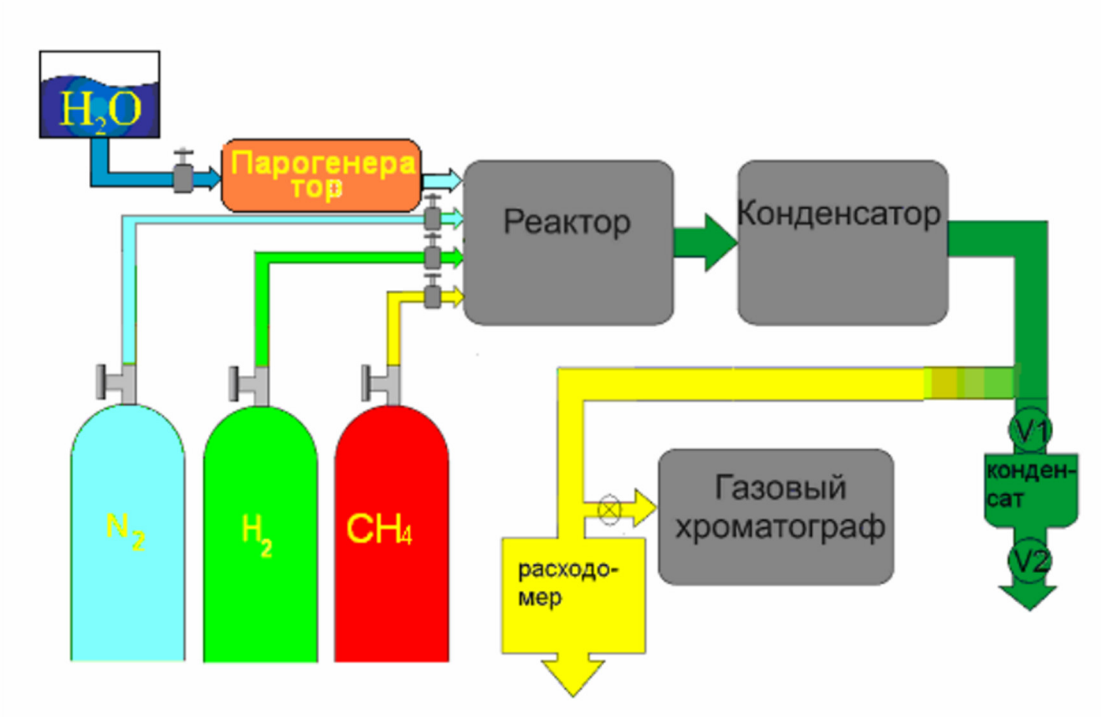


Рис. 1 Схема экспериментальной установки.

.На рисунке 2 приведена сборка корругированных пластин, установленная в реактор. В данном варианте использовался тонкослойный катализатор состава 5%Rh/3%La_2O_3/2%BaO/гамма-Al_2O_3 высотой слоя каталитического покрытия 40 мкм, нанесенный на корругированные пластины из фехрали толщиной 270 мкм [11]. Перед нанесением катализатора пластины фехрали были очищены этиловым спиртом с применением ультразвука, проводилось их травление в 0,1 М растворе HCl в течение 30 мин, затем они выдерживались при температуре 1000°С в течение 4 часов и охлаждались в воде с закалкой. Прокаленные пластины прокатывались через пресс, и на корругированные пластины был нанесен слой оксида титана с целью ингибирования коррозии. Масса тонкослойного катализатора составляла 1.084 г. При сборке корругированных пластин в реактор добавлялась ровная стальная пластина толщиной 1.5 мм с прорезью посередине для введения термопары. Данная термопара на расстоянии ~ 30 мм от начала пластин измеряла температуру внутри реактора.

В реакторе второго типа (Рис. 3) использована микродисперсная засыпка промышленного катализатора НИАП 03-01Ш с размером частиц 80 - 280 мкм и содержанием никеля до 11 % масс, помещенная в каналы с зазором 1 мм, образованные параллельными

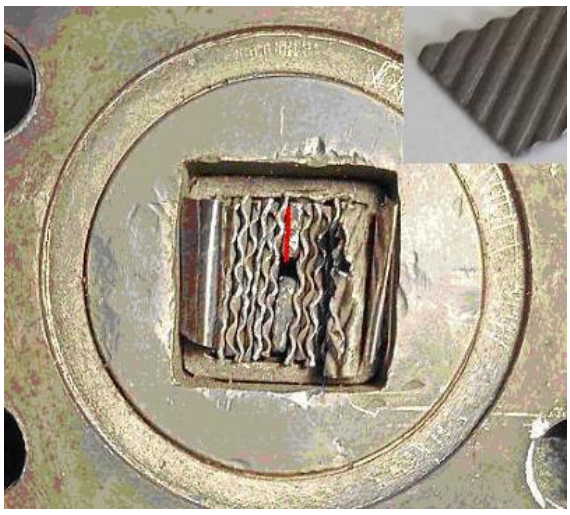


Рис. 2. Микроканальный реактор для паровой конверсии метана: нанесенным на поверхности гофрированных пластин (справа вверху) Rh катализатором, Красной стрелкой указан паз для введения термопары

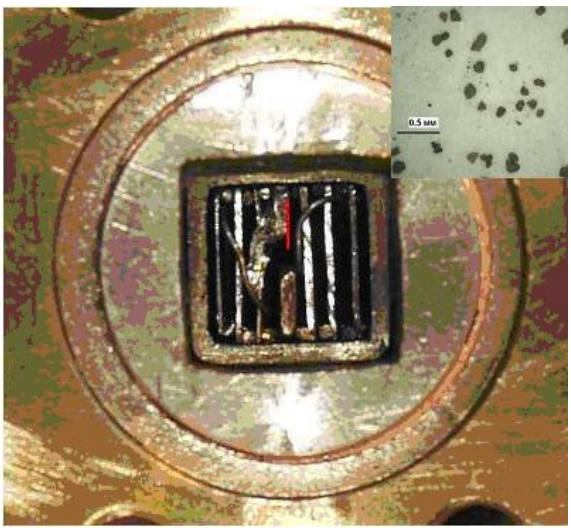


Рис. 3. Микроканальный реактор для паровой конверсии метана: с засыпкой никелевого катализатора (справа вверху). Красной стрелкой указан паз для введения термопары

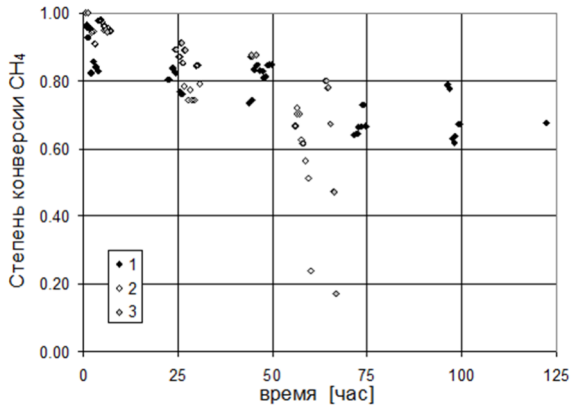


Рис. 4. Степень конверсии метана от времени для микроканального реактора с корругированными пластинам-1 и засыпкой-2, 3. Соотношение $H_2O/CH_4 \approx 3$

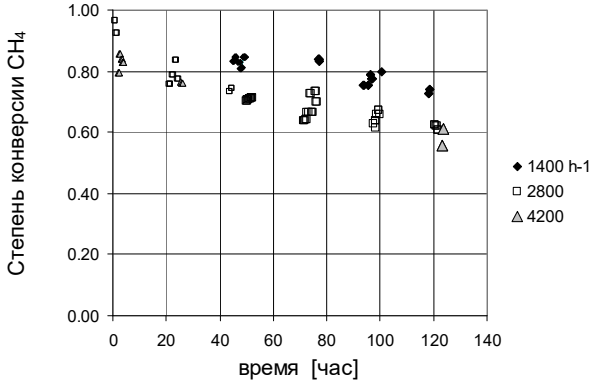


Рис. 5. Степень конверсии метана от времени для микроканального реактора с корругированными пластинам-с разным входным расходом компонентов реакции. Соотношение $H_2O/CH_4 \approx 3$

стальными пластинами толщиной 500 мкм. Масса засыпки гранул катализатора НИАП 03-01Ш составляла 15 г. Также в реакторе была дополнительная пластина для введения термопары для измерения температуры.

РЕЗУЛЬТАТЫ

Важным параметром проводимой реакции является степень конверсии метана в зависимости от температуры и времени контакта,

$$X_{CH_4} = (n_{CH_4,in} - n_{CH_4,out}) / n_{CH_4,in},$$

где n_{CH4} молярный расход CH_4. На рис. 4 приведена степень конверсии метана от времени при температуре реактора ~ 700 С для обоих типов рабочего участка.

Для опыта с засыпкой (точки 2) наблюдается высокая степень конверсии метана на начальной стадии, но по прошествии пятидесяти часов работы происходит ее постепенное уменьшение до 80% и затем резкая падение. Повторный опыт с новой засыпкой данного катализатора (точки 3) показал подобное поведение степени конверсии метана при паровой конверсии. При визуальном наблюдении гранул засыпки необходимо отметить их зауглероженность.

В отличии от засыпки степень конверсии в микроканальном реакторе с нанесенном на стенки катализатором родием остается высокой и по прошествии 125 часов работы, уменьшаясь с девяноста процентов до семидесяти. Разброс в степени конверсии связан с различными расходами входных газов в течении процесса. Увеличение расхода входных компонентов приводит к уменьшению степени конверсии метана Рис. 5.

На рисунке 6 приведено состав выходных продуктов паровой конверсии метана от температуры для реактора с нанесенной на поверхность фехралевых пластин катализатором. Линиями на рисунке приведены равновесные значения концентрации, рассчитанные по методике [12]. В отличии от конверсии в щелевом канале [7,8] с тем же типом катализатора здесь наблюдается меньший выход водорода. Также наблюдается большее количество непрореагируемого метана. Величины выходных концентраций оксида и диоксида

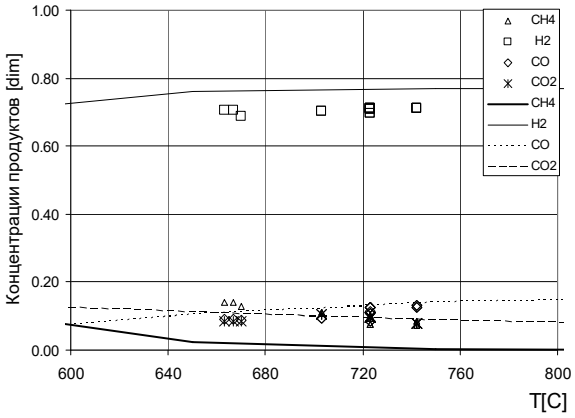


Рис. 6. Концентрации выходных газов при паровой конверсии метана в микроканальном реакторе с нанесенном на фехралевые листы катализатором. Линии соответствуют расчету по методике [10]

углерода близки к равновесным значениям. Возможной причиной ухудшения работы катализатора связана с неизтермичностью процесса в данных реакторах с засыпкой и поверхностным нанесением катализатора. Поскольку паровая конверсия метана происходит с большим потреблением энергии [1] необходимо, чтобы активный элемент реактора имел высокую теплопроводность. В опытах [7-9] изотермичность реакций обеспечивалась высокой теплопроводностью внутреннего цилиндра щелевого канала. В данном случае поперечные размеры реактора существенно больше, а теплопроводность системы корругированных пластин и пластин с засыпкой значительно меньше, что и приводит к существенному различию температур внутри реактора. По этой же причине сложно достичь высоких температур внутри реактора, поскольку если вначале реактора происходит основная реакция, то к концу реактора происходит перегрев компонент реакции при одинаковой внешней плотности нагрева.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Экспериментально исследована каталитическая паровая конверсия метана в двух типах микроканального реактора при разных температурах и расходах газа с разными катализаторами.

Сравнение технологических показателей микроканальных реакторов с применением засыпки промышленного катализатора НИАП 03-01Ш с размером частиц 80 - 280- мкм и катализатора паровой конверсии метана, разработанного в ИТ СО РАН(RU) [10] на основе Rh и нанесенного на металлический носитель в виде каталитического покрытия толщиной 40 мк, показало, что в обоих случаях происходит падение степени конверсии метана, связанное с потерей каталитической активности. Проведенные исследования показали деградацию засыпного никелевого катализатора в микроканальном реакторе в течении ~60 часов работы при температуре ~ 700С.

В отличии от никелевого катализатора поверхностно нанесенный родиевый катализатор на фехралевые пластин проявлял активность и после 125 часов работы.

Сравнение родиевого катализатора в сборке пластин и одиночном щелевом канале показало его более высокую эффективность в одиночном канале.

Список литературы:

1. Арутюнов В.С., Крылов О.В. Окислительные превращения метана. 1998. М..Наука.
2. Zhang H., Sun Z., Yun Hang Hu Steam reforming of methane: Current states of catalyst design and process upgrading// Renewable and Sustainable Energy Reviews. 2021. V 149. 111330.
3. Daly F, Tonkovich L. Enabling offshore production of methanol by use of an isopotential reactor. 2004. In:Xinhe,B.,Yide,X.(Eds.), Studies in Surface Science and Catalysis. Elsevier, P.415–
4. Tonkovich A. L. et al. Methanol production FPSO plant concept using multiple microchannel unit operations //Chemical Engineering Journal. – 2008. – Т. 135. – С. S2-S8
5. Enger B. C., Lødeng R., Holmen A. A review of catalytic partial oxidation of methane to synthesis gas with emphasis on reaction mechanisms over transition metal catalysts// Applied Catalysis A: General, 2008. V.346. P. 1.-27.
6. Aartun I. et al. Hydrogen production from propane in Rh-impregnated metallic microchannel reactors and alumina foams //Catalysis today. – 2005. – Т. 105. – №. 3-4. – С. 469-478.
7. Kuznetsov V.V., Vitovsky O.V., Gasenko O.A. Methane Steam Reforming in an Annular Microchannel with Rh/Al2O3 Catalyst// J. Eng. Therm. 2009. V/18. P. 187 – 196.
8. Dimov S V, Gasenko O A 2017 MATEC Web of Conferences 115, 03011.
9. Dimov S V, Gasenko O A 2021 Journal of Physics: Conference Series 2119 012113
10. Kuznetsov V V Vitovsky O V Gasenko O A 2015.- Rus. Fed. Pat. № 2549619.
11. Тарасов А. Л. и др. Паровая конверсия метана на фехрале //Журнал физической химии. – 2020. – Т. 94. – №. 9. – С. 1437-1440.
12. Morley, C. Gaseq chemical equilibrium program. See http://www.gaseq.co.uk..

DOI: 10.53954/9785604859551_93

УДК 536.248

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕПЛООБМЕНА ПРИ ГАЗО-СПРЕЙНОМ ОХЛАЖДЕНИИ

Димов С.В. [1], Пуховой М.В. [1], Сибиряков Н.Е. [1,2], Кабов О.А. [1,2]

[1] Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН,
630090, Россия, г. Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1
[2] Новосибирский государственный университет,
630090, Россия, г. Новосибирск, ул. Пирогова, 2
e-mail: dimov@itp.nsc.ru

Аннотация: Распылительное охлаждение — очень эффективная технология охлаждения мощных электронных, энергетических систем. Однако эффективность охлаждения распылением зависит от большого количества параметров, включая характеристики распыления, такие как размер капель, скорость и их плотность, морфология и свойства поверхности, а также от диапазона температур и тепловых свойств используемых материалов.

В данной работе выполнено экспериментальное исследование эффективности газо-спрейного охлаждения на новой установке, моделирующей охлаждение современного электронного оборудования.

ВВЕДЕНИЕ

Быстрое развитие мощных электронных, энергетических систем привело нас к тому, что характеристики этих систем ограничены их охлаждающей способностью. Современная электроника может генерировать тепловые потоки до 10–100 Вт/см^2, а тепловой поток более 1000 Вт/см^2 должен рассеиваться с минимальным расходом охлаждающей жидкости в силовой электронике следующего поколения. Перспективность системы спрейного охлаждения можно оценить с помощью Табл. 1. В ней представлены характерные величины теплообмена для этой техники испарения в сравнении с наиболее перспективными техниками охлаждения микроэлектроники, использующих кипение и испарение охлаждаемой жидкости (на примере воды) и экспериментально достигнутые за последние 25 лет. В данной таблице, уделяется внимание обсуждению максимально достигнутых величин удельных тепловых потоков и коэффициентов теплоотдачи (КТО). Для каждой из техник охлаждения сначала приводится характерная работа, в которой продемонстрированы типичные большие величины для обоих параметров теплообмена. Затем приведена работа, где продемонстрированы наибольшие величины КТО (h). Третьей представлена работа с максимальной величиной удельного теплового потока q''.

Следует отметить, что максимальная величина коэффициента теплоотдачи достигнута с применением мембранной техники охлаждения, [2]. Максимальная величина удельного теплового потока в 6,5 кВт/см^2 для устройства, линейными размерами масштаба сантиметров, продемонстрирована для спрейного охлаждения, [9]. Поэтому крайне важно детально охарактеризовать данный метод охлаждения с позиций современных исследователей, применивших современные инженерные и экспериментальные методы.

Таблица 1. Возможности перспективных методов охлаждения (вода)

Техника	h, MW/(m2*K)	q", kW/cm2	Авторы
с мембраной	0.630	1.28	Palco et al. 2017, [1]
с мембраной	1.800	1.7	Alipanah et al 2020, [2]
с мембраной		11*	Nazari et al. 2018, [3]
напорными струями	0.280	1.82	Overholt et al. 2005, [4]
напорными струями	0.414	1.11	Michna et al. 2011, [5]
напорными струями	-	4.3	Butterfield&Crockett, 2019, [6]
Спрейное	0.120	2.0	Cebo-rudnicka 2016 , [7]
Газо-спрейное	0.200	0.87	Yang et al., 1996, [8]
Спрейное	-	**6.5**	Vondran et al., 2012, [9]
миниканалами	0.260	1.47	Zhu, 2014, [10]
миниканалами	0.630	1.35	Palko&Goodson 2017, [11]
миниканалами	0.134	4.8	Calame, 2009, [12]
сверхтонкой пленкой	0.300	1.2	Kabov et al. 2018, [13]

* от отдельной нанопоры

Взаимодействие капли со стенкой является важным процессом, встречающимся в большом количестве существующих и новых технологий, и является основным явлением, связанным со спрейным охлаждением. Такое охлаждение — очень эффективная технология, превосходящая все другие традиционные методы охлаждения [14-16]. Однако охлаждающая способность и эффективность спрейного охлаждения нуждаются в дальнейшем улучшении, чтобы соответствовать требованиям сверхмощных приложений следующего поколения [17-19]. При охлаждении струей микрокапель локализованный импульс капель позволяет лучше справляться с попыткой пара отклонить или оттеснить ее, а вот она оттесняет и уносит пузырьки пара [20-23]. Воздействие падающих капель может: инициировать отрыв пузырьков пара и, как следствие, способствовать формированию новых пузырьков на том же месте; способствовать возникновению вторичной нуклеации пара при динамичном ударе и выбросе вторичных капелек [20-24]. Эффект столкновения капли с кипящей пленкой жидкости вследствие комплекса причин [20] практически на порядок повышает теплосъем непосредственно испарением с нагретой поверхности.

В режимах предкризисного испарения, лио интенсивного обдува газом тонких жиких пленок образуется много контактных границ, вблизи которых вследствии малой толщины пленки наблюдается наиболее высокая интенсивность теплообмена [13, 19, 20, 25].

Из-за сложности проблемы гидродинамика жидких пленок, создаваемых аэрозолями со спутным потоком газа, и связанный с этим теплообмен до конца не изучены.

С этой целью предпринято создание экспериментального стенда, позволяющего в широких пределах расходов жидкости и газа, входным температурам, создаваемым тепловым потокам и с современными возможностями видеосъемки исследовать эффективность газоспрейного охлаждения.

ЭКСПЕРИМЕНТ

Для охлаждения источников тепла с высоким тепловым потоком изготовлена испытательная система с замкнутым контуром газо-спрейного охлаждения дистиллированной водой. На рис. 1 приведена схема экспериментального стенда для исследования газоспрейного охлаждения. Основные элементы стенда включают: медный рабочий участок с нагревателем, позволяющий создавать и измерять тепловой поток, подающийся на нагреваемый участок площадью 10x10 мм; замкнутую систему подачи и измерения расходов воды; систему подачи и измерения расходов газа, включающую форсунку; систему скоростной видеофиксации процесса охлаждения поверхности нагревателя, компьютер и систему сбора данных. Для подачи жидкости в форсунку используется точный Cole Parmer дозирующий насос с ультразвуковым расходомером. Подача воздуха от компрессора осуществляется через регулятор расхода Bronkhorst. Форсунка (B1/4J-SS) с вспомогательным воздухом расположена над центром нагретого участка на за-данном расстоянии ~ 14 мм.. В качестве рабочей жидкости используется дистиллированная вода, которая циркулирует между насосами, рабочим участком и двумя теплообменниками: основным теплообменником и термостатом Huber MPC-K6 для точного задания температуры воды на входе в форсунку. Нагреватель (Рис.2) с 6-ю пальчиковыми нагревателями выполнен по оригинальной схеме и обеспечивает мощности до 1.5 кВт. Питание пальчиковых нагревателей осуществляется высокоточным источником постоянного напряжения. Система термопар К и Т типа обеспечивает определение величин теплового потока, выделяемого на поверхности нагревателя, и величин тепловых потерь в окружающей рабочий участок нержавеющей пластине. Термопары К типа расположены на противоположных сторонах носика нагревателя на расстоянии 4, 6, 8 мм от верхней плоскости с одной стороны и 4, 8 мм с другой. Глубина отверстий под термопары составляла ~ 3.5 мм. Из показаний данных термопар определяется тепловой поток и температура поверхности Tw. При высокой температуре нагревателя учитывается изменение теплопроводности меди от температуры. Пять термопар Т типа были расположены внутри окружающей нагреватель нержавеющей пластине симметрично относительно центральной оси нагревателя на двух расстояниях. Это позволяет определять тепловой поток от нагревателя в нержавеющую пластину. Точность определения теплового потока на поверхность теплосъема составляла не менее ±8% и лимитировалась, главным образом, малой базой измерения температуры.

Диагностика капель двухфазного потока после форсунки и пленки воды на нагревателе осуществляется высокоскоростной камерой с объективами высокого пространственного разрешения и необходимыми источниками освещения, что позволяет детально исследовать режимы течения двухфазного потока в газоспрейной системе охлаждения. Система оснащена цифровой фиксацией всех параметров стенда и записью цифрового видео на накопитель информации

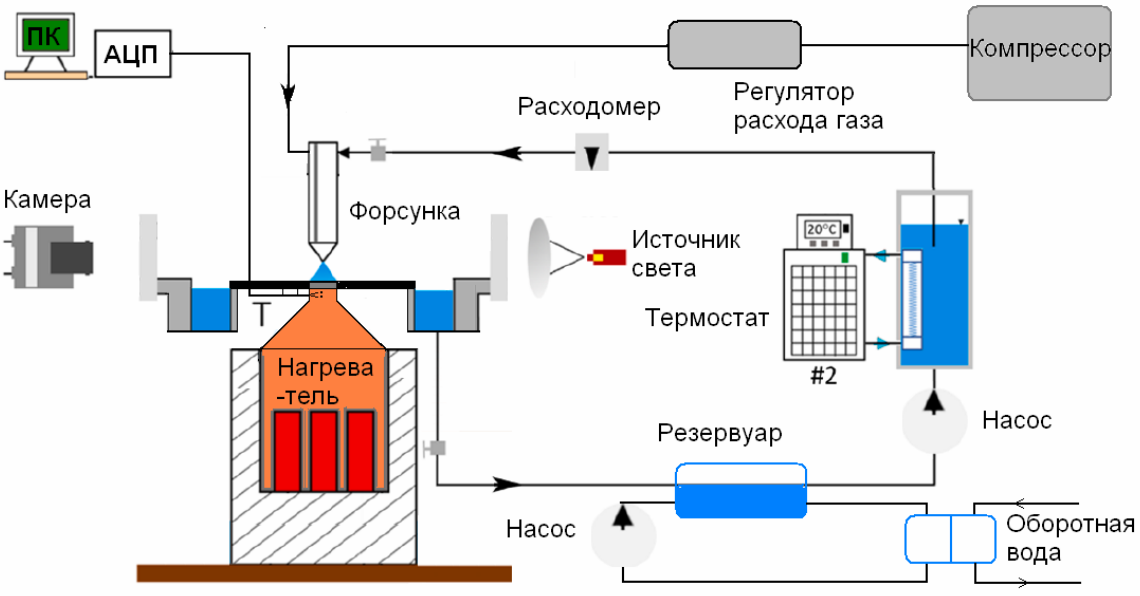


Рис. 1 Схема экспериментальной установки

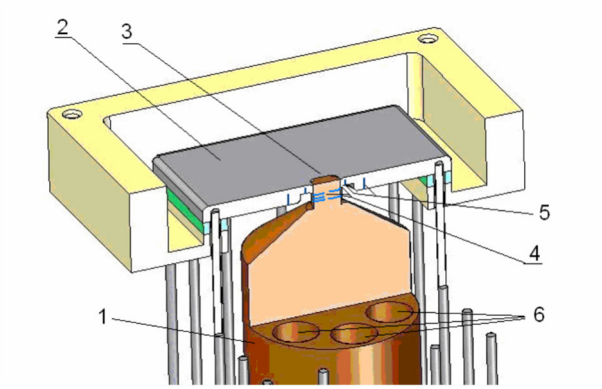


Рис. 2 Схема рабочего участка с охлаждаемой поверхностью и нагревателем: 1- медный нагревательный блок, 2 пластина из нержавеющей стали, 3- поверхность теплосъема, 4 - термопары К-типа в носике нагревателя, 5 - термопары Т-типа в нержавеющей пластине, 6- цилиндрические отверстия для нагревательных картриджей

РЕЗУЛЬТАТЫ

Определение коэффициента теплообмена (HTC) осуществляется по формуле:

$$HTC = q/(T_w - T_{in}),$$

где T_w – температура поверхности нагревателя, T_{in} – температура газо-спрейного потока, тепловой поток q определяется по измеренным показаниям хромель – алюмелевых термопар в носике нагревателя. Термопары К типа расположены на противоположных сторонах носика нагревателя на расстоянии 4, 6, 8 мм от верхней плоскости с одной стороны и 4, 8 мм с другой. Глубина отверстий под термопары составляла ~ 3.5 мм. Также из показаний данных термопар определяется температура поверхности T_w. Температура T_{in} спрея задается термостатом после насоса. При определении температуры поверхности учитывается изменение теплопроводности меди от температуры. При малых тепловых потоках это практически не влияло. Ошибку в определении HTC из-за тепловых потерь в нержавеющую пластину оценивается по измеренным термопарами Т типа температурам в ней на разных расстояниях от нагревателя. Неопределенность определения коэффициента теплоотдачи составляет ~ 10% и связана с малым расстоянием между термопарами.

На рис. 3 приведено фото процесса охлаждения поверхности нагревателя газоспрейным потоком через форсунку. B1/4J-SS при расходе газа 15 л/мин, воды 150 мл/мин. Расстояние до поверхности нагревателя составляло 14 мм. При увеличении расхода газа область с малой толщиной пленки, наблюдаемая на снимке, увеличивалась.

На рис. 4 приведен коэффициент теплообмена HTC от нагревателя к сформированной из газо-спрея жидкой пленке при разных тепловых потоках.

При увеличении теплового потока наблюдается увеличение коэффициента теплообмена вплоть до 60 кВт/(м^2 К) при измеренном по медному телу тепловом потоке ~800 Вт/см^2.



Рис. 3. Фото процесса газоспрейного охлаждения при подаваемой мощности 800 Вт. Расход газа 15 л/мин, воды 150 мл/мин

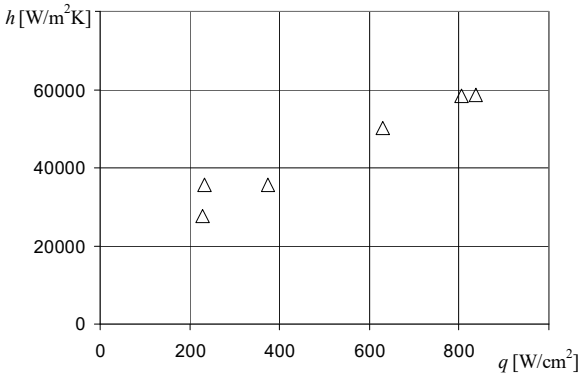


Рис. 4. Значения коэффициента теплообмена от нагреваемой поверхности при газо-спрейном охлаждении при разных тепловых потоках при расходах газа 15 л/мин и воды 150мл/мин

Исследования показали, что при увеличении расхода воды от 90 до 130 мл/мин при постоянном высоком тепловом потоке ~ 800 Вт/см^2 и расходе воздуха 15 л/мин коэффициент теплоотдачи возрастает 50 до 60 КВт/м2, оставаясь постоянным при дальнейшем увеличении расхода воды до 200 мл/мин, см. рис. 5.

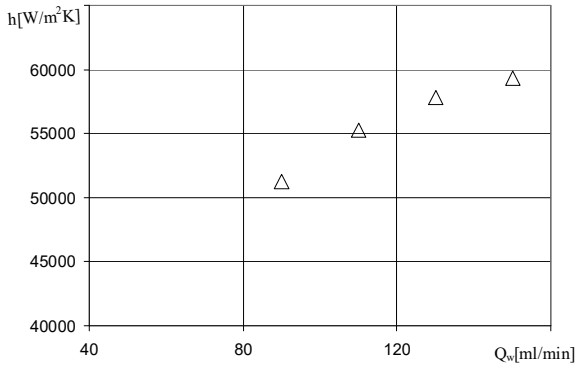


Рис. 5. Значения коэффициентов теплоотдачи от нагреваемой поверхности в зависимости от расхода воды при расходе газа 15 л/мин

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Создана установка для изучения теплообмена при газо-спреном охлаждении поверхности размером 10*10 мм с выделением до 1,5 кВт тепла.

В широком диапазоне расходов жидкости и газа исследована эффективность газо-спрейного охлаждения от нагреваемой поверхности при разных тепловых потоках. Выполнена диагностика характерных режимов течения при газа-спрейном охлаждении высокоскоростной камерой.

Список литературы:

1. Palko et al. (2015). Approaching the limits of two-phase boiling heat transfer: High heat flux and low superheat. Applied Physics Letters. 107. 253903. 10.1063/1.4938202.
2. Alipanah, Morteza & Moghaddam, Saeed. (2020). Ultra-low pressure drop membrane-based heat sink with 1000 W/cm2 cooling capacity and 100% exit vapor quality// International Journal of Heat and Mass Transfer. 161. 120312.
3. Nazari, Masoumeh et al. (2018). Ultra-High Evaporative Heat Fluxes in Nano-Confined Geometries// Langmuir. 35. 10.1021/acs.langmuir.8b03463.
4. Overholt M.R et al.. Micro-jet arrays for cooling of electronic equipment// ICMM2005 75250 (2005)
5. Michna G.J et al. The effect of area ratio on microjet array heat transfer// International Journal of Heat and Mass Transfer. 201154 1782–1790
6. Butterfield D.J., Crockett J. Boiling heat transfer of impinging jets on superheated superhydrophobic surfaces// 2019 UNSGC
7. Cebo-Rudnicka, A., Malinowski, Z., and Buczek, AThe influence of selected parameters of spray cooling and thermal conductivity on heat transfer coefficient// Int. J. Therm. Sci., 2016 vol. 110, pp. 52–64,.
8. Yang J., Chow L.C., Pais M.R., Nucleate boiling heat transfer in spray cooling//, Journal of Heat Transfer, Vol. 188, pp. 668-671 (1996).
9. Vondran, et al. Thermal performance of Inkjet-assisted spray cooling in a closed system// 13th InterSociety Conference on Thermal and Thermomechanical Phenomena in Electronic Systems. (2012). doi:10.1109/itherm.2012.6231549
10. Zhu Y. et al. Enhanced Flow Boiling Heat Transfer in Microchannels with Structured Surfaces// 15th International Heat Transfer Conference 2014, Kyoto, Japan, August 10-15,
11. Palko J.W. et al. Extreme Two-Phase Cooling from Laser-Etched Diamond and Conformal, Template-Fabricated Microporous Copper// Advanced Functiona Materials 2017 1703265
12. Calame, J. et al. Investigation of Hierarchically Branched-Microchannel Coolers Fabricated by Deep Reactive Ion Etching for Electronics Cooling Applications//
13. Journal of Heat Transfer-transactions of The Asme - J Heat Transfer (2009).. 131. 10.1115/1.3001017.
14. Kabov, O.A., Zaitsev, D V., Tkachenko, E., 2018. Interfacial thermal fluid phenomena in shear-driven thin liquid films, Proc. Int. Heat Transf. Conf. 2018 (Begell House Digital Library), 1061–1067
15. Xu R., Wang G. and Jiang P. Spray Cooling on Enhanced Surfaces: A Review of the Progress and Mechanisms// Transactions of the ASME. Journal of Electronic Packaging. 2021. V. 144 /10802-1-21.
16. Liang G. Mudawar I. Review of spray cooling – Part 1: Single-phase and nucleate boiling regimes, and critical heat flux// Int. J.Heat Mass Transf. 2017. V.115. P.1174–1205.
17. Liang, G.; Mudawar, I. Review of spray cooling–Part 2: High temperature boiling regimes and quenching applications// Int. J.Heat Mass Transf. 2017. V. 115. P. 1206–1222.
18. Bar-Cohen A. et al. The icecool fundamentals effort on evaporative cooling of microelectronics // IEEE Transactions on Components, Packaging and Manufacturing Technology. – 2021. – Т. 11. – №. 10. – С. 1546-1564.
19. Breitenbach J., Roisman I. V., Tropea C. From drop impact physics to spray cooling models: a critical review//Experiments in Fluids. – 2018. – Т. 59. – №. 3. – С. 1-21.
20. Khandekar S.; Sahu G.; Muralidhar K.; Gatapova E.Y.; Kabov O.A.; Hu R.; Luo X.; Zhao L. Cooling of high-power LEDs by liquid sprays: Challenges and pros-pects.//Appl. Therm. Eng. 2021. V.184. 115640.
21. Pukhovoy M.V., Bykovskaya E.F., Kabov O.A. Extreme heat fluxes and heat transfer mechanisms during electronics spray and jet impingement cooling with boiling// Journal of Physics: Conference Series 1677 (2020) 012150
22. Pukhovoy M.V., Kunts K.A., Spesivtsev S.E., Kabov O.A. Maximum heat fluxes and features of heat transfer mechanisms with boiling during jet impingement cooling of electronics// J. of Phys.: Conf. Ser. "XXXVII Siberian Thermophysical Seminar. 2020. С. 012036.
23. Yang J., Pais M. R., Chow L. C. Critical heat flux limits in secondary gas atomized liquid spray cooling //EXPERIMENTAL HEAT TRANSFER An International Journal. – 1993. – Т. 6. – №. 1. – С. 55-67.
24. Amon C. H. et al. Microelectromechanical system-based evaporative thermal management of high heat flux electronics //J. Heat Transfer. – 2005. – Т. 127. – №. 1. – С. 66-75.
25. Mudawar I., Estes K. A. Optimizing and predicting CHF in spray cooling of a square surface. – 1996.
26. Hsieh S. S., Fan T. C., Tsai H. H. Spray cooling characteristics of water and R-134a. Part II: transient cooling //International Journal of Heat and Mass Transfer. – 2004. – Т. 47. – №. 26. – С. 5713-5724.

Исследование выполнено в рамках государственного задания ИТ СО РАН 121031800213-0.

DOI: 10.53954/9785604859551_97

УДК 533.6.071.4

ОСОБЕННОСТИ ТЕЧЕНИЯ И ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ВЕРТИКАЛЬНЫХ СТРУЙ В ПОПЕРЕЧНОМ ПОТОКЕ ПРИ МАЛЫХ ОТНОСИТЕЛЬНЫХ СКОРОСТЯХ

Добросельский К.Г.

Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН,
630090, Россия, г. Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1
e-mail: dobroselsky@mail.ru

Струя в поперечном потоке – течение с широким спектром применения благодаря своей способности эффективно смешивать потоки жидкости или газа [1]. Существует множество вариаций этого канонического поля течения, включая впрыск газа в газ; впрыск жидкости в поперечный поток жидкости или газа; струи реактивного топлива, впрыскиваемые в поперечный поток окислителя; струйная закачка жидкости либо приподнята, либо заподлицо с поверхностью; круглые или прямоугольные форсунки различного удлинения. Поперечные струи используются во многих технологических процессах: загрязняющие вещества, выбрасываемые из дымоходов, и сточные воды, сбрасываемые из трубы в реки; пленочное охлаждение для турбин и камер сгорания, впрыск топлива для горелок. Системы многократного впрыска газового топлива часто встречаются в промышленности, в газовых турбинах электростанций, где смешивание топлива и воздуха в настоящее время имеет решающее значение для снижения выбросов загрязняющих веществ (NO_x, CO и CO_2). Они также используются для получения быстрого и стабильного изотермического или неизотермического перемешивания струй [2]. Такие параметры как высота, наклон, расположение и количество струй помогают сориентировать и/или локализовать их смешивание в окружающем потоке — параметр, который следует выбирать в соответствии с основной задачей приложения [3, 4]. Множественные падающие струи используются на плоских поверхностях через низкоскоростные поперечные потоки во встречных системах охлаждения, а также под летательными аппаратами вертикального взлета и посадки, которые взлетают или приземляются с нулевым или небольшим поступательным движением. В таких приложениях лучшее понимание поведения смешивания имеет решающее значение для разработки новых и более эффективных процессов смешивания.

В [5] с использованием лазерной томографии и PIV приведены результаты измерений трехмерных полей скорости жидкости с поднятой струей в турбулентных поперечных потоках при отношениях скоростей струи к поперечному течению в диапазоне от 0,375 до 3, охватывая диапазон чисел Рейнольдса на выходе из струи от 1660 до 6330. Было получено, что в поле поднятой струи в поперечном потоке преобладают, главным образом, сложные взаимодействия между струйным следом, трубным следом, эффектами струи при повышенном сдвиге и движением вниз, которое возникает, когда поперечный поток проходит через верхний срез трубы.

В [6] экспериментально исследованы усредненные по времени поля скорости и продольной завихренности в следе за дымовой трубой, работающей при отношениях скоростей струи к поперечному потоку r в диапазоне от 0 до 3 при сносящем потоке с числом Рейнольдса, измеренном по внешнему диаметру трубы $Re_D = 2{,}3\times10^4$. Было определено наличие трех режимов течения взависимости от величины относительной скорости r: режимом нисходящего потока (r <0,7); с преобладанием бокового ветра ($0{,}7 \le r < 1{,}5$); струйного режима течения ($r \ge 1{,}5$).

В [7] численно исследованы характерные особенности потока приподнятой квадратной струи в поперечном потоке с использованием моделирования крупных вихрей. Показано влияние отношения скоростей струи к поперечному потоку на поле течения приподнятой струи в поперечном течении. Все расчеты выполнены при числе Рейнольдса, равном 20 000, исходя из внешнего диаметра дымовой трубы и скорости поперечного потока набегающего потока для четырех различных отношений скоростей: 0,5; 1,0; 1,5 и 2,0. Получено, что отношение скоростей оказывает сильное влияние на источник завихренности структур струйного сдвигового слоя вблизи наветренной стороны. Обнаружено, что в следе за струей присутствуют как струйные вихри, так и вихри дымового следа, а частота сброса как струйного, так и дымового следа оказывается одинаковой.

На основе исследования струйного течения в воздушном поперечном потоке от одиночного приподнятого источника [8] была разработана модель распространения вредных газообразных примесей в приземном атмосферном слое, которая позволяет оценить концентрации примесей от низких и средних источников выбросов [9].

Использование двух и более источников вдува газа в сносящий поток, расположенных вдоль или (и) поперек потока, достаточно часто встречается в различных технологических и энергетических устройствах, либо в промышленных городских зонах и, в частности, на электростанциях с несколькими дымоходами. В [10] показано, что наиболее распространенные горелки с принудительной подачей воздуха основаны на многоструйном принципе смесеобразования, оптимальные условия которого основаны на необходимости вдувать газ через отверстия разных размеров, размещенных с зазорами, обеспечивающими струям течение без слияния.

В [2] приведены численные исследования струй, которые испускаются из одинаковых форсунок, характеризующихся переменной высотой впрыска. В работе было рассмотрено использование двух поточных нереактивных струй дыма в более холодном поперечном потоке. Особое внимание было уделено влиянию высоты струй на их смешивание с одной стороны и с окружающим поперечным потоком с другой.

В настоящей работе представлено экспериментальное исследование распространения вертикальных

приподнятых низконапорных осесимметричных струй, вдуваемых нормально в сносящий воздушный поток. Для исследования применялся низкоскоростной открытый аэродинамический канал [8]. Были получены эмпирические формулы для геометрии оси струи, безразмерных профилей средней скорости и температуры в поперечных сечениях изотермических и слабонеизотермических нагретых струй. Проведен качественный анализ данных о динамике взаимодействия четырех слабонапорных изотермических турбулентных струй в поперечном сносящем потоке.

Физическая модель изучаемого нами течения представляет собой воздушную осесимметричную (круглую) струю, которая выбрасывается из стальной трубки внешним диаметром D = 28 мм, высотой h = 0,20–0,24 м и внутренним диаметром d = 22 мм под прямым углом к направлению движения воздушного потока. Отношение скоростей струи u_0 (осевая скорость струи в выходной плоскости) к поперечному потоку u_1 (см. рис. 1(а)) составляло $r \approx 0{,}9–2{,}5$. Значения чисел Рейнольдса для воздушных струй, формирующихся в вертикальных трубках, составляли $\mathrm{Re}_0 = u_0 d/\nu = 2{,}7\times10^3–6{,}9\times10^3$ (ν – кинематическая вязкость воздуха). В центральной части канала был сформирован равномерный поток со скоростью u_1 с числом Рейнольдса по внешнему диаметру $\mathrm{Re}_D = u_1 D/\nu \approx 3{,}7\times10^3$. Исследования проводились для относительных динамических напоров $q = \rho_0 u_0^2/\rho_1 u_1^2 \approx u_0^2/u_1^2 = 0{,}85–6{,}12$ с изотермическими и слабонеизотермическими (критерий Архимеда $\mathrm{Ar} = 2{,}8\times10^{-4}–1{,}0\times10^{-3}$, плотности струи и потока $\rho_0 \approx \rho_1$) струями с использованием термоанемометра, приведенная погрешность измерений которого по скорости воздушных потоков составляла приблизительно 5–7%, а по температуре – не более 1,5 ^{0}C. На рис. 1 приведены задымленные струи для разных значений q.

Геометрия сносимой потоком струи достаточно сложна, что связано с различными динамическими условиями с наветренной и подветренной ее сторон. Под геометрией струи обычно подразумевается положение ее оси, которая представляет собой линию, соединяющую точки с максимальной скоростью течения или температурой.

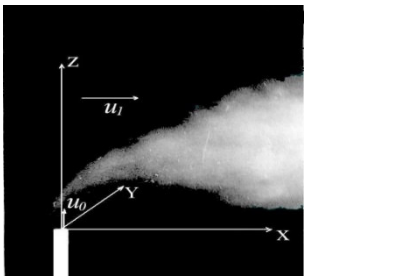
Для относительных скоростных напоров q = 2,0; 3,1; 5,55 струи были получены эмпирические выражения [8] для точек максимальной скорости и температуры соответственно

$$\bar{z}_0 = q^{0,51}\bar{x}^{0,41}, \qquad (1)$$

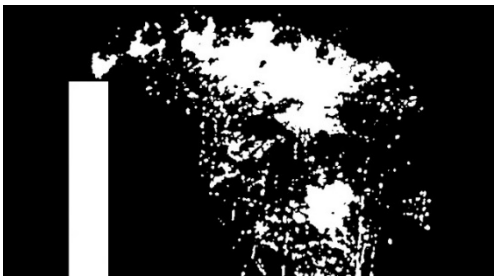
$$\bar{z}_0 = q^{0,51}\bar{x}^{0,33}, \qquad (2)$$

где $\bar{x} = x/d$, $\bar{z}_0 = z_0/d$ – безразмерные координаты точек оси струи, соответственно продольная и поперечная, отсчитываемые от центра среза трубки (см. рис. 1(а)).

На рис. 2 показана обобщенная геометрия оси струи в поперечном потоке. Сплошная линия – поднятие струи над устьем источника, вычисленное по (2), штриховая линия – ось струи, вычисленная по (1).



а



б

Рис. 1. Струя в поперечном потоке:
(а) – q > 1; (б) – q < 1.

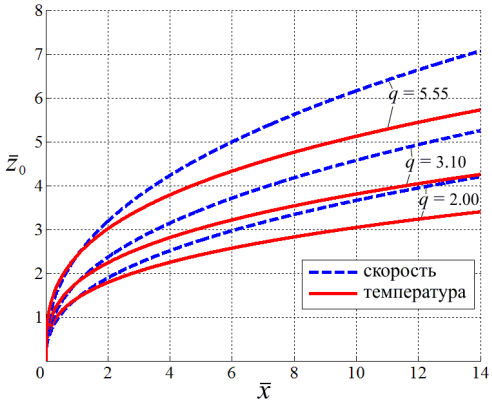


Рис.2. Геометрия оси струи.

На рис. 3 показаны безразмерные профили избыточной скорости (а) и температуры (б), которые фактически показывают проникновение струи в сносящий поток. Профили скорости определяются, с учетом (1), по эмпирической формуле:

$$\frac{u-u_1}{u_0-u_1} = \frac{0,8}{\bar{x}^{0,9}}\exp\left\{-\frac{0,7}{tg^2\alpha_{0,5u}}\left(\frac{z-z_0}{x}\right)^2\right\} \qquad (3)$$

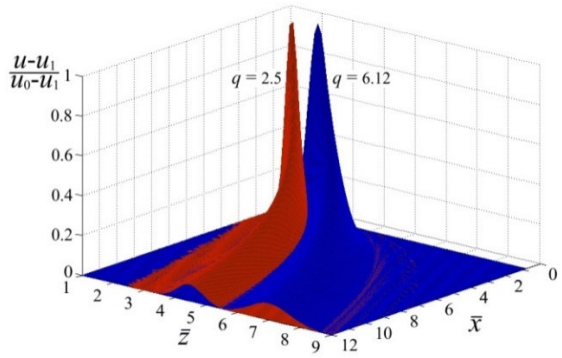
где $tg\alpha^{+}_{0,5u} = \dfrac{0,17q^{0,51}}{\bar{x}^{0,75}}$, $tg\alpha^{-}_{0,5u} = \dfrac{0,15q^{0,51}}{\bar{x}^{0,75}}$, а знаки " + " и " – " над $tg\ \alpha$ соответствует значениям выше оси струи (наветренная сторона) и ниже оси (подветренная сторона) соответственно.

Профили температуры строились, с учетом (2), по эмпирической формуле:

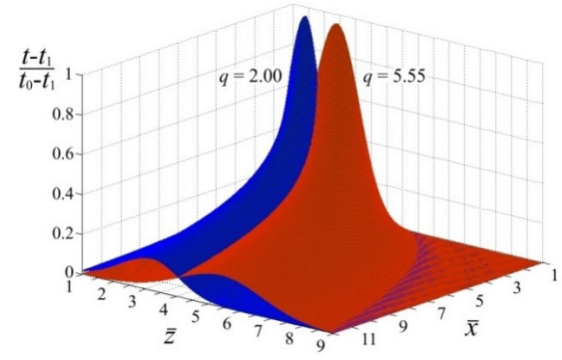
$$\frac{t-t_1}{t_0-t_1} = \frac{1}{\bar{x}^{0,75}}\exp\left\{-\frac{0,7}{tg^2\alpha_{0,5t}}\left(\frac{z-z_0}{x}\right)^2\right\} \qquad (4)$$

где $tg\alpha^{+}_{0,5t} = \dfrac{0,39q^{0,43}}{\bar{x}^{0,75}}$, $tg\alpha^{-}_{0,5t} = \dfrac{0,54q^{0,28}}{\bar{x}^{0,75}}$.

Было показано, что структура начального участка струи, нормально вдуваемой в поперечный поток, и особенности тепло- и массопереноса на этом участке



а



б

Рис.3. Распространение струи в поперечном потоке в плоскости XZ: (а) – безразмерные профили скорости по формуле (3); (б) – безразмерные профили температуры по формуле (4)

определяют дальнейшее течение этой струи и ее взаимодействие с окружающей средой.

Были проведены исследования распространения изотермического струйного течения от четырех трубок, расположенных вертикально поперек сносящего потока. Схема эксперимента приведена на рис. 4. Распространение струй в канале происходило таким образом, чтобы можно было говорить об их свободном движении (границы струй находились относительно далеко от стенок канала). Поднятие трубок от дна канала составляло h = 20 см. Система координат, принятая нами, изображена на рис. 4. Начало координат находится на середине перпендикуляра к осям второго ряда трубок, на уровне кромки трубок. Таким образом, осям первого ряда трубок соответствуют координаты x_1 = -5,5 см, y_1 = 3 см; x_2 = -5,5 см, y_2 = -3 см; осям второго ряда трубок – координаты x_3 = 0 см, y_3 = 3 см; x_4 = 0 см, y_4 = -3 см. Плоскость симметрии исследуемого течения – y = 0.

В ходе эксперимента с четырьмя струями исследовался следующий режим: скорость сносящего потока $u_1 \approx 2$ м/с, скорость воздуха на выходе из трубок $u_0 \approx 4{,}6$ м/с, внутренний диаметр трубок d = 22 мм. Относительная скорость струй в сносящем потоке $r \approx 2{,}3$, относительные расстояния между трубками в ряду поперек и вдоль потока были, 2,73 и 2,5 соответственно. Число Рейнольдса для струй составляло $Re_0 \approx 6{,}75 \times 10^3$.

Для исследования процессов взаимодействия струй и потока был выбран метод визуализации течения посредством построения изолиний скорости в различных сечениях. Значения скорости от нижних к большим показаны градациями серого цвета от черного к белому. Построение изолиний скорости произведено с помощью математического процессора MathCad 2000 Professional.

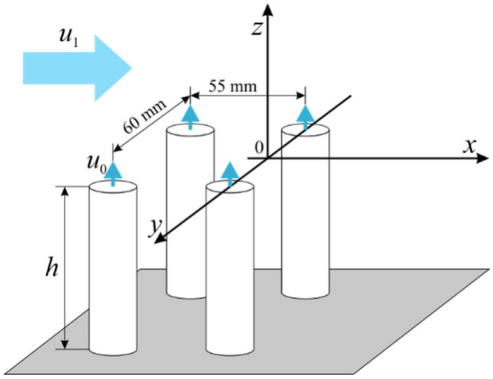
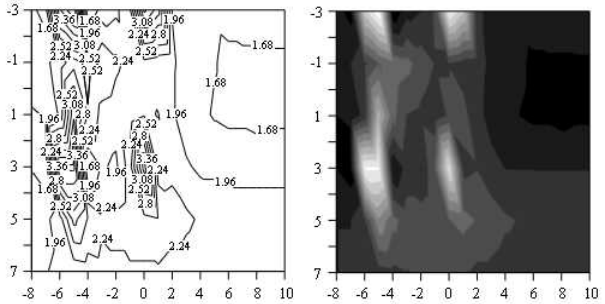


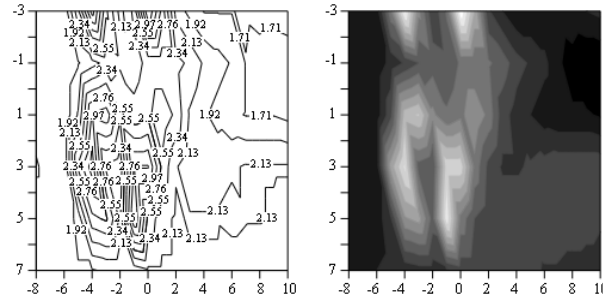
Рис. 4. Схема эксперимента

Для наглядного представления картины изолиний приведены в виде совокупности нумерованных значениями скорости (в м/с) линий (слева) и в виде закрашенных градациями серого цвета контуров (справа).

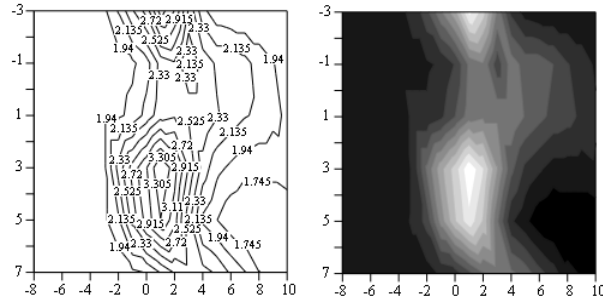
Были рассмотрены изолинии скорости в сечениях z = constant (см. рис. 5). Для всех этих сечений на рисунках по горизонтальной оси отложено значение координаты x (см); по вертикальной оси – значение y (см).



а



б



в

Рис. 5. Сечения z = constant: (а) – z = 1 см, (б) – z = 5 см, (в) – z = 8 см

На рис. 5(а) представлена картина изолиний в сечении z = 1 см. Четко видны четыре струи, сносимые потоком вправо по отношению к наблюдателю. Такая картина характерна для начальных сечений оси z. Начиная с сечения z = 5 см (см. рис. 5(б)) струи первого (по потоку) ряда приближаются к струям второго ряда и перемешиваются с ними. При этом струи во втором ряду распространяются почти вертикально. К сечению z = 8 см (см. рис. 5(в)) первый и второй ряды струй сливаются, и выше этого сечения имеем две распространяющиеся по потоку струи. Можно отметить значительную слабость процессов перемешивания вдоль оси y по сравнению с процессами вдоль оси z. Процесс перемешивания локализован большей частью внутри прямоугольника, образованного пересечениями осей трубок с плоскостью xy.

Были проанализированы изолинии в сечениях x = constant (см. рис. 6). Здесь по горизонтальной оси отложены значения координаты y (см), по вертикальной оси – значения z (см).

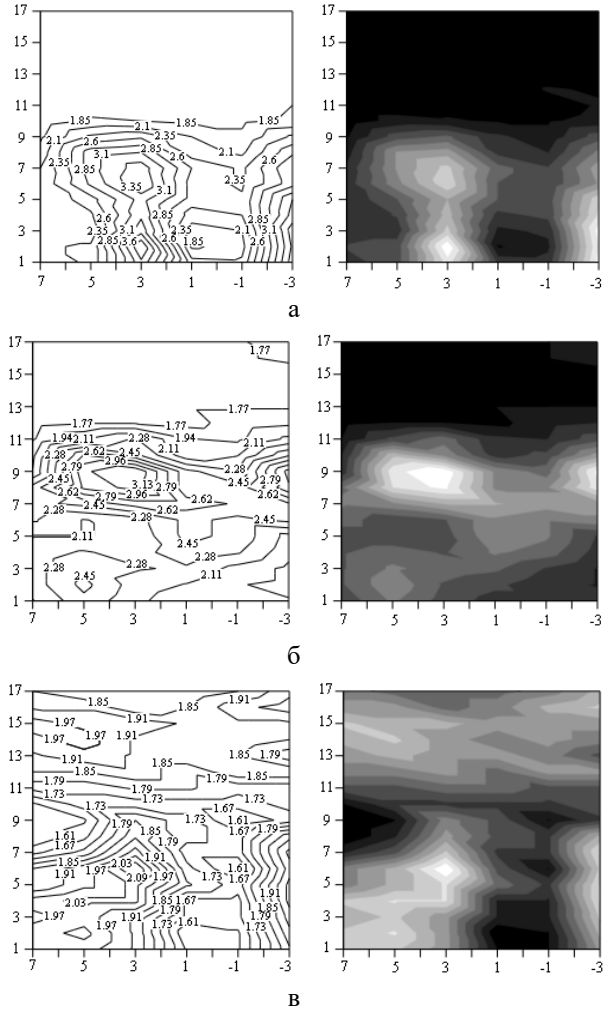


Рис. 6. Сечения x = constant: (а) – x = 0 см, (б) – x = 2 см, (в) – x = 16 см

На рис. 6(а) видно, что струи начинают взаимодействовать практически сразу после выхода из трубок. Для x = 2 см (см. рис. 6(б)) и далее имеем две струи, распространяющиеся в потоке. Течение начинает размываться с сечения x = 8 см. К сечению x = 16 см (см. рис. 6(в)) струйное течение в потоке полностью исчезает.

Следует отметить наличие под струями области замедленного течения Т-образной формыв сечениях x = 2 – 16 см. Предположительно, ее наличие обусловлено взаимодействием следов от трубок и струй в потоке.

Получены эмпирические зависимости, описывающие геометрию оси одиночной струи в поперечном воздушном потоке. Показано, что линии максимальной температуры и максимальной скорости не совпадают, при этом тепловая ось лежит ниже динамической. Получены эмпирические зависимости, описывающие геометрию динамического и теплового пограничного слоев струи в поперечном потоке. Показано, что струя асимметрична в вертикальной плоскости относительно оси на начальном участке, и становится практически спутной потоку на сравнительно небольшом расстоянии от источника.

Произведен качественный анализ данных о динамике взаимодействия четырех слабонапорных турбулентных струй в поперечном сносящем потоке. Анализ изолиний скорости в различных сечениях показал, что взаимодействие струй идет сложным образом; и в этом взаимодействии, помимо струй и сносящего потока, участвует область следа под струями. Течение в этой области образованно наложением следа от трубок и следов от струй. Предполагается, что наличие этой области и ее существенное влияние на процессы релаксации является особенностью низконапорных струй в поперечном потоке. Примечательно также существенное различие интенсивностей смешения вдоль осей y и z; это приводит к тому, что два ряда струй сливаются в один, но струи одного ряда не сливаются между собой.

Автор выражает благодарность Просяннику А.Г. за обработку данных для четырех струй. Работа выполнена по госконтракту с ИТ СО РАН.

Список литературы:

1. Karagozian Ann R. The jet in crossflow // Phys. Fluids. 2014. V. 26. P. 101303.
2. Radhoaune A., Mahjoub Said N., Mhiri H. et al. Thermal field of twin variably elevated tandem jets in crossflow // Defect and Diffusion Forum. 2014. V. 348. P. 155–161.
3. Radhouane A., Mahjoub Said N., Mhiri H., Bournot Ph. Wind tunnel experiments of multijets in cross flow: Effect of the injection ratio // Experimental Thermal and Fluid Science. 2019. V. 105. P. 234–246.
4. Radhouane A., Mahjoub Said N., Mhiri H., Bournot Ph. Dynamics of Multiple elevated Jets in Cross flow // International Journal of Scientific Research & Engineering Technology. 2019. V. 9. Is. 3. P. 19-24.
5. Mahjoub Said N., Habli S., Mhiri H. et al. Flow field measurement in a crossflowing elevated jet // Journal of Fluids Engineering. 2007. V. 129. P. 551–562.
6. Adaramola M.S., Sumner D., Bergstrom D.J. Effect of velocity ratio on the streamwise vortex structures in the wake of a stack // Journal of Fluids and Structures. 2010. V. 26. P. 1–18
7. Behera S., Saha A.K. Evolution of the flow structures in an elevated jet in crossflow // Phys. Fluids. 2020. V. 32. P. 015102.
8. Dobrosel'skii K.G. Investigation of the action of a transverse flow on injected normally vertical elevated low-head jets // Journal of Engineering Physics and Thermophysics. 2012. V. 85, No. 6. P. 1390–1396.
9. Добросельский К.Г. Оценка распространения вертикальных газообразных выбросов // Теплоэнергетика. 2013. № 10.С. 75–80.
10. ИвановЮ.В. Газогорелочныеустройства. М.: Недра, 1972. 276 с.

DOI: 10.53954/9785604859551_101

УДК 621.9

СРАВНЕНИЕ РАСПАДА ЗАКРУЧЕННОЙ СТРУИ ЖИДКОСТИ ДЛЯ РАЗЛИЧНЫХ ЧИСЕЛ РЕЙНОЛЬДСА

Жерибор М.О., Хребтов М.Ю.

Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН,
630090, Россия, г. Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1
e-mail: lyfoore@gmail.com

ВВЕДЕНИЕ

В современном мире более 80% получаемой энергии – это результат сжигания различного топлива. Поэтому важно исследовать методы, позволяющие увеличить скорость горения и полноту сгорания топлива. Одним из таких методов является атомизация, то есть распыл жидкой струи.

Атомизация является сложным явлением, состоящим из множества взаимодействующих между собой процессов. Поэтому аналитическое описание процесса затруднено. Экспериментальное исследование атомизации на всех ее этапах так же сложно, ввиду отсутствия подходящих оптических методов. Так, например, на данный момент затруднены измерения характеристик течения непосредственно внутри форсунки без влияния на поток.

Поэтому, в связи с появлением новых вычислительных мощностей, а также новых алгоритмов и методов численного моделирования, перспективным методом исследования процессов распада струи жидкости является численное моделирование.

Ввиду того, что распад струи – довольно сложный процесс, для теоретического описания данного явления необходимо использовать несколько безразмерных характеристических чисел, таких как число Вебера, число Онезорге и число Рейнольдса.

В процессе распада могут участвовать несколько различных типов неустойчивостей, таких как неустойчивость Релея-Плато (вызванная стремлением сил поверхностного натяжения уменьшить площадь свободной границы), неустойчивость Кельвина-Гельмгольца (вызванная разностью скоростей на межфазной границе) и неустойчивость Релея-Тейлора (вызванная разностью плотностей).

В данной работе для моделирования двухфазного течения был использован метод жидких объемов VOF (volume of fluid), с динамически сгущающейся расчётной сеткой с критерием достаточности сгущения на основе вейвлет-преобразования. Сгущение происходило на границах твердого тела, межфазных границах и в зонах высокого градиента скорости. Данное сгущение позволяет существенно сэкономить на вычислительных ресурсах, при этом не теряя точность расчетов.

За основу для расчетов был взят вычислительный код Basilisk (www.basilisk.fr) [1], основанный на идее адаптивных расчетных сеток, рассчитанных на параллельные архитектуры, что позволяет производить расчеты на вычислительных кластерах. Данный расчетный пакет обладает готовыми инструментами для работы методом VOF, но отсутствует реализация задания произвольных границ твердого тела.

ДЕТАЛИ РАСЧЕТНОГО МЕТОДА

Для моделирования двухфазного течения используется метод VOF (volume of fluid), заключающийся в задании функции плотности распределения жидкой (или твердой) фазы в каждой расчетной ячейке. Так как рассматривается несжимаемая жидкость, уравнения Навье-Стокса записываются в виде

$$\rho(\frac{\partial u_j}{\partial t} + u_i\frac{\partial u_j}{\partial x_i}) = -\frac{\partial p}{\partial x_j} + \frac{\partial(2\mu D_{ij})}{\partial x_i} + \sigma\kappa\delta_s n_j$$

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0$$

где ρ, μ, u и p представляют плотность, вязкость, скорость и давление соответственно, а индексы $i, j = 1, 2, 3$ представляют декартовы индексы. Тензор деформации обозначается как

$$D_{ij} = \frac{(\partial_i u_j + \partial_j u_i)}{2},$$

ρ, μ, u и p представляют плотность, вязкость, скорость и давление в смеси соответственно. Третий член в правой части уравнения Навье-Стокса отвечает за поверхностное натяжение.

Коэффициент поверхностного натяжения равен σ, а κ и n_i — локальная кривизна и единичный вектор нормали границы раздела. Коэффициент поверхностного натяжения σ в настоящей работе принят постоянным.

В качестве объемной доли жидкой фазы была взята функция c, удовлетворяющая уравнению переноса

$$\frac{\partial c}{\partial t} + u_i\frac{\partial c}{\partial x_i} = 0$$

консервативная форма которого может быть выражена как

$$\frac{\partial c}{\partial t} + \frac{\partial(cu_i)}{\partial x_i} = c\frac{\partial u_i}{\partial x_i}$$

Для несжимаемого потока член в правой части уравнения равен нулю. В методе VOF уравнение переноса для c решается в интегральном виде. Производя интегрирование по одной ячейке, получаем уравнение

$$\triangle\Omega\frac{\partial f}{\partial t} + \oint_{\partial\Omega} cu_i n_i ds = \int_{\Omega} c\frac{\partial u_i}{\partial x_i}dV$$

где $\triangle\Omega$ — объем ячейки, а $\partial\Omega$ — поверхность ячейки. Среднее значение c в ячейке обозначается через f,

$$f = \frac{1}{\triangle\Omega}\int_{\Omega} cdV$$

что представляет собой объемную долю жидкости в ячейке. Тогда плотность и вязкость жидкости можно оценить как

$$\rho = f\rho_l + (1-f)\rho_g$$
$$\mu = f\mu_l + (1-f)\mu_g$$

где нижние индексы g и l обозначают соответственно газовую и жидкую фазы.
Уравнение переноса в дискретном виде на декартовой сетке можно представить как

$$\triangle\Omega\frac{f^{n+1}-f^n}{\triangle t} + \triangle_i F_{f,i} = c_c\frac{\partial u_i}{\partial x_i}\triangle\Omega$$

Конвективный поток в трехмерном случае записывается как $\triangle_i F_{f,i} = \triangle_1 F_{f,1} + \triangle_2 F_{f,2} + \triangle_3 F_{f,3}$, исходя из подхода переноса с разделением по направлениям. Веймут и Юэ [2] показали, что член в правой части дискретизированного уравнения важен для обеспечения точного сохранения массы. Кроме того, c_c — это значение c в центре ячейки, которое можно оценить как $c_c = 1$, если $f > 0,5$, и $c_c = 0$, если $f \leq 0,5$. Значение c_c должно быть постоянным при отсутствии пересечения межфазных границ с ячейкой. Объемный поток $F_{f,i}$ в направлении i рассчитывается как

$$F_{f,i} = f_a u_{f,i} S$$

где $u_{f,i}$ — i-компонента скорости на поверхности ячейки, для которой оценивается поток, а S — площадь проекции сечения ячейки в соответствующем направлении. Доля жидкой фазы, пересекающая поверхность ячейки в течение времени $\triangle t$, равна f_a и рассчитывается на основе реконструкции границы раздела. Здесь применяется подход кусочно-линейного построения границы (PLIC) [3]. Нормаль интерфейса вычисляется методом Mixed-Youngs-Centered (MYC) [4], а расположение границы внутри ячейки рассчитывается на основе метода [5].

Для задания границы твердого тела необходимо ввести такую функцию, изоповерхность которой будет являться поверхностью этого твердого тела. В качестве такой функции была выбрана функции расстояния до 3D модели твердого тела. Расстоянием до модели является минимальная дистанция до ближайшего треугольника, из которых в большинстве случаев состоят 3D модели.

Для построения такой функции расстояния за основу был взят алгоритм [6], существенно переработанный с учетом того, что у соседних треугольников могут быть общие элементы, и вычисления для них не нужно производить несколько раз. Одним из основных отличий от алгоритма [6] является то, что мы не переходим в систему отсчета, связанную с треугольником, а работаем в глобальной системе отсчета, что позволяет упростить вычисления без существенного увеличения времени исполнения.

Помимо вычисления расстояния, было также важно получить знак этого расстояния. Знак расстояния необходим для того, чтобы понять, лежит точка внутри 3D модели или снаружи. Он рассчитывался при помощи введения обобщенной нормали [7].

ОБЪЕКТ ИССЛЕДОВАНИЯ

В качестве модельной задачи была выбрана центробежная форсунка. Она состоит из двух входных каналов диаметром 1,2 мм, входящих во внутреннюю цилиндрическую камеру диаметром 3,4 мм тангенциально с двух противоположных сторон. Внутренняя камера имеет цилиндрический и конический участок, заканчивающийся выходным соплом диаметром 0,8 мм. В качестве распыляемой жидкости использовался керосин с плотностью 810 кг/м^3, истекающий в воздух, находящийся при температуре 300К и давлении 1 атм (плотность воздуха задавалась равной 1,2 кг/м^3). Поверхностное натяжение керосина задавалось равным 2,4 * 10^{-2} Н/м. Расход керосина был равен 0,68 л/мин, что соответствовало выходной скорости истечения 22,5 м/с.

Особенностью такой форсунки является то, что помимо стандартных типов неустойчивостей (Кельвина-Гельмгольца и Релея-Плато), свой вклад в распад струи вносит центробежная сила. При вылете жидкости из центробежной форсунки поток имеет закрутку, вследствие чего слой жидкости стремится к радиальному расширению и увеличивает свою площадь при

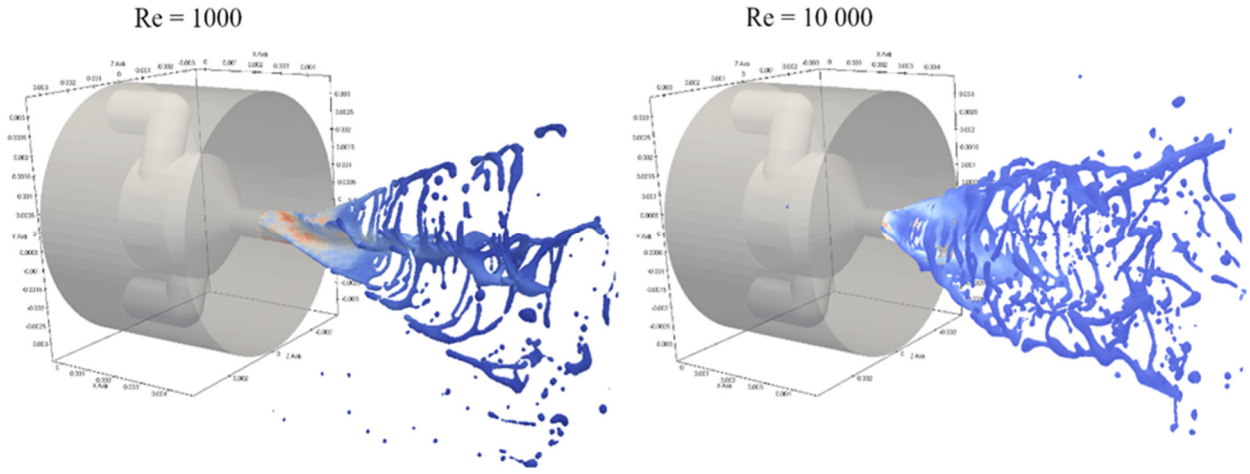


Рис. 1. Распад вылетающей из центробежной форсунки струи

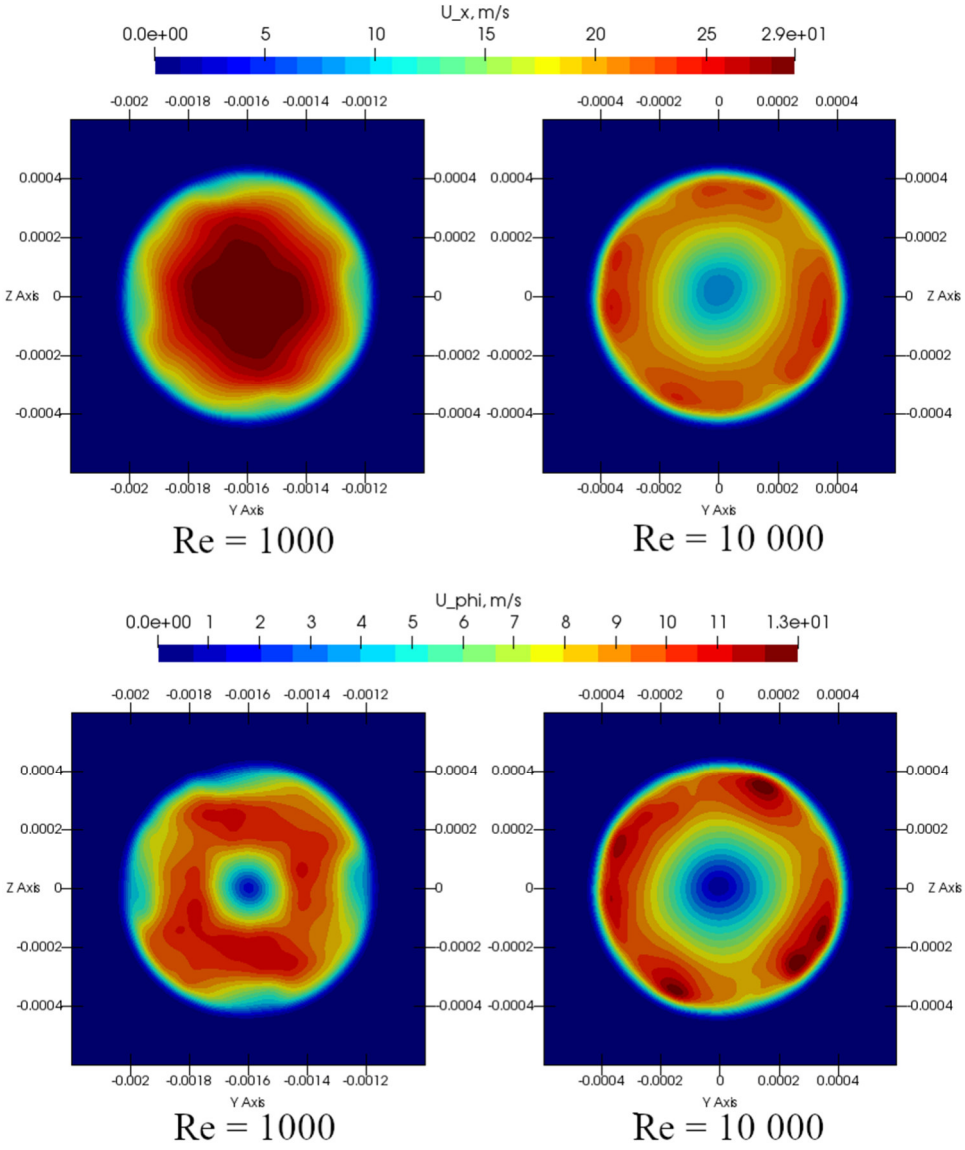


Рис. 2. Продольная и окружная компоненты скорости на срезе сопла

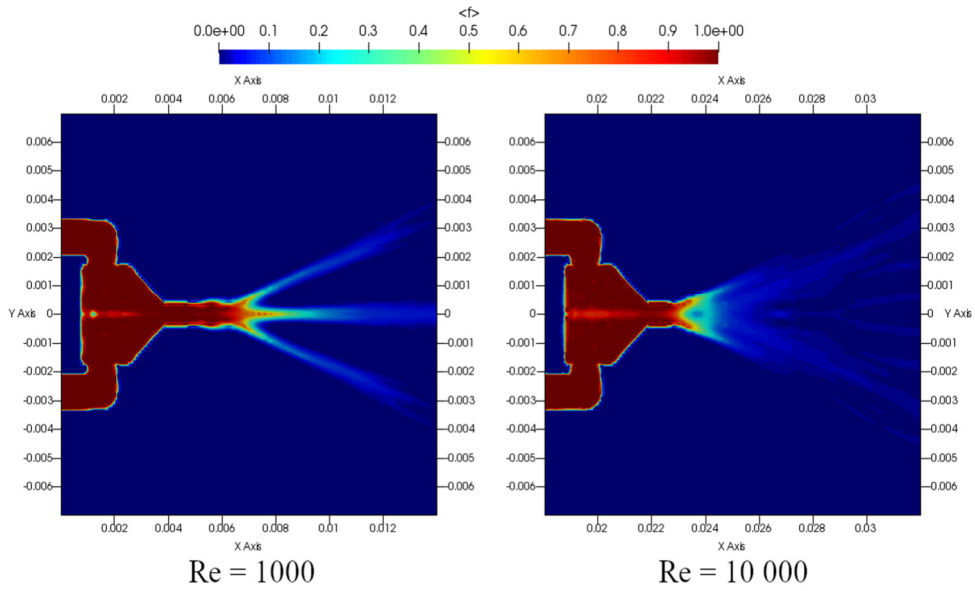


Рис. 3. Осредненные по времени распределения доли жидкой фазы для случаев разной вязкости в продольном сечении струи

неизменном объеме, из-за чего толщина слоя жидкости начинает уменьшаться, и через некоторое время струя распадается сначала на вытянутые лигаменты, а затем на отдельные капли.

Были рассмотрены два случая, один случай с повышенной в 10 раз вязкостью и воздуха, и керосина и второй случай с реалистичной вязкостью. Для случая с повышенной вязкостью, число Рейнольдса было равно 1000, а для случая с реалистичной вязкостью число Рейнольдса было равно 10000. Число Вебера для обоих случаев равнялось 3. Оценка минимальных необходимых масштабов сетки может быть проведена с помощью оценки колмогоровского масштаба турбулентности. Были получены оценочные значения для минимального шага сетки в 5 микрон для Re=1000 и 1 микрон для Re=10000.

РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

В результате расчетов были получены покомпонентно распределения средних по времени скоростей и амплитуд турбулентных их пульсации как на срезе сопла (Рис.2), так в продольном сечении (Рис.3,4,5).

В распределениях продольной скорости видно, что для случая большой вязкости помимо основного конуса присутствует еще центральная струя, уносящая часть жидкой фазы (Рис.3). В этой части потока закрутка является малой, а продольный импульс большим, что приводит к отсутствию центробежного распада данной части струи.

В случае малой вязкости вся исходная струя распространяется в виде конуса (Рис.3,4 справа), в котором присутствуют значительные пульсации (Рис.5)., вызванные развитием различного типа неустойчивостей. За пределами струи в воздухе образуется существенные рециркуляционные течения, связанные с захватом неподвижного воздуха каплями жидкости. Практически весь объем воздуха, находящийся внутри расчетной области, закручивается в направлении закрутки струи, при этом амплитуда окружной скорости остается примерно постоянной при удалении от оси струи.

В распределениях продольных пульсаций скорости (Рис.5) видно, что для случая большой вязкости пульсации сосредоточены в области максимальной концентрации жидкой фазы и связаны с процессами

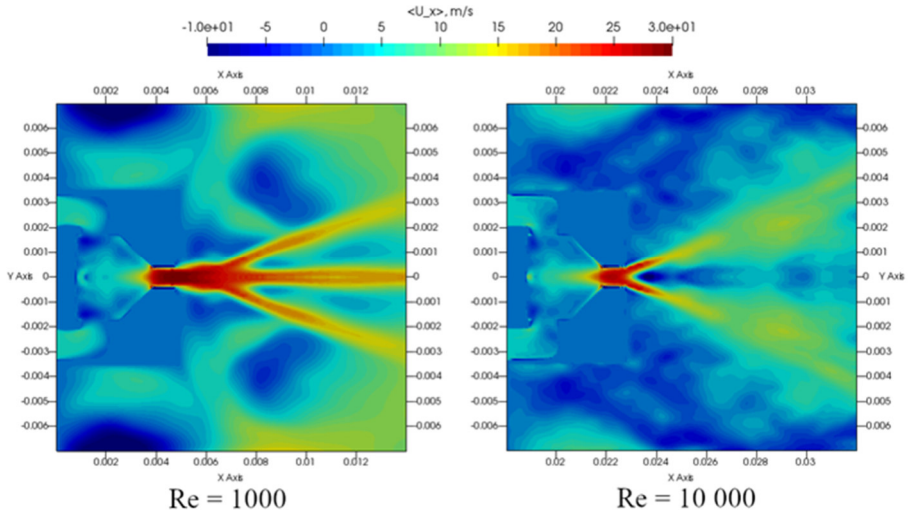


Рис. 4. Осредненные по времени распределения продольной скорости для случаев разной вязкости в продольном сечении струи

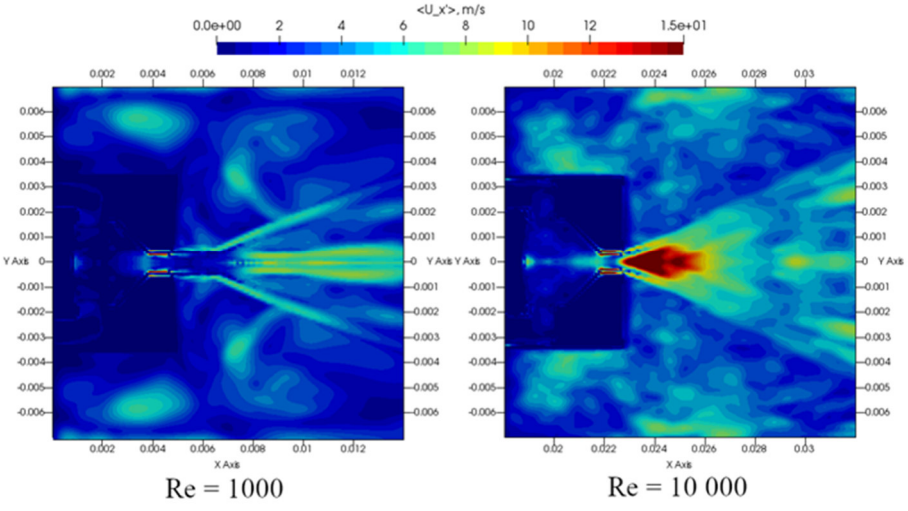


Рис. 5: Осредненные по времени распределения амплитуды продольных пульсаций скорости для случаев разной вязкости в продольном сечении

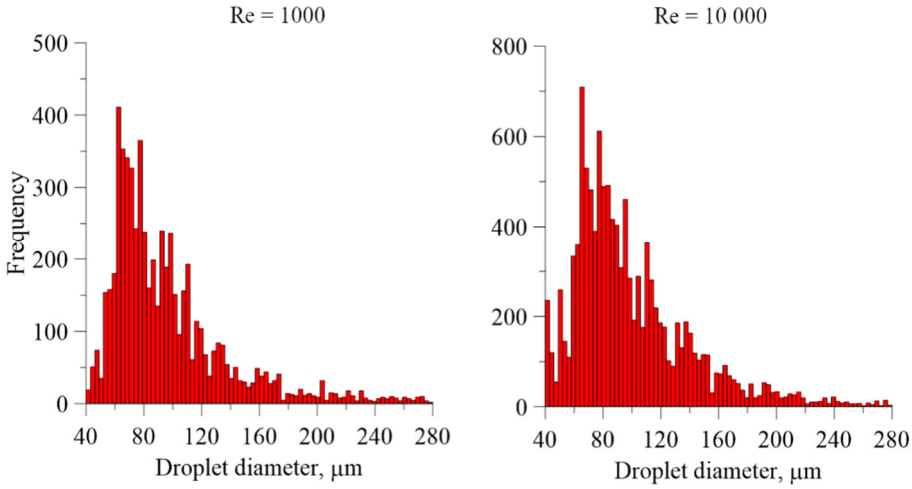


Рис. 6: Распределение капель по размерам для случаев разных вязкостей

распада жидкой пленки. В случае с большой вязкостью в продольных пульсациях виден максимум на внутренней стороне слоя смешения рядом с выходом из сопла. Данный максимум связан с образующимися там интенсивными турбулентными потоками и развитием гидродинамических неустойчивостей.

В распределении радиальных и окружных пульсаций помимо описанных выше максимумов особенностью является наличие максимума внутри сопла и на выходе из него в области оси. Данный максимум связан с воздействием пузырьков, находящихся находящихся внутри форсунки вблизи оси сопла (Рис.3). Воздействие данного эффекта может существенно турбулизовать поток на выходе из сопла и приводить к интенсификации процессов распада и атомизации в жидкости.Распределение скорости на выходном сечении для двух рассмотренных случаев существенно отличается (Рис. 2). Для меньшего числа Рейнольдса максимум продольной скорости находится в центре сечения, тогда как для большего в центре находится минимум скорости, свидетельствующий о распаде вихревого ядра. Окружная скорость также отличается, и более смещена к центру для случая большей вязкости и соответствует твердотельному вращению для меньшей вязкости. Наличие минимума продольной скорости на оси сопла для случая меньшей вязкости приводит к возможности засасывания пузырьков воздуха внутрь форсунки, что интенсифицирует пульсации скорости во внутреннем объеме. Пузырьки, из-за воздействия центробежной силы, оказываются сконцентрированы на оси сопла.

Также были получены распределения капель по размерам для случаев разных вязкостей (Рис.6). В обоих рассмотренных случаях максимальное количество капель 60-70 мкм. При этом общее количество капель для случая меньшей вязкости больше.

Список литературы:

1. Zhang B., Popinet S., Ling Y. Modeling and detailed numerical simulation of the primary breakup of a gasoline surrogate jet under non-evaporative operating conditions //International Journal of Multiphase Flow. – 2020. – Т. 130. – С. 103362.
2. Weymouth G. D., Yue D. K. P. Conservative volume-of-fluid method for free-surface simulations on cartesian-grids //Journal of Computational Physics. – 2010. – Т. 229. – №. 8. – С. 2853-2865.
3. Scardovelli R., Zaleski S. Direct numerical simulation of free-surface and interfacial flow //Annual review of fluid mechanics. – 1999. – Т. 31. – №. 1. – С. 567-603.
4. Aulisa E. et al. Interface reconstruction with least-squares fit and split advection in three-dimensional Cartesian geometry //Journal of Computational Physics. – 2007. – Т. 225. – №. 2. – С. 2301-2319.
5. Scardovelli R., Zaleski S. Analytical relations connecting linear interfaces and volume fractions in rectangular grids //Journal of Computational Physics. – 2000. – Т. 164. – №. 1. – С. 228-237.
6. Jones M. W. 3D distance from a point to a triangle //Department of Computer Science, University of Wales Swansea Technical Report CSR-5. – 1995.
7. Bærentzen J. A., Aanaes H. Signed distance computation using the angle weighted pseudonormal //IEEE Transactions on Visualization and Computer Graphics. – 2005. – Т. 11. – №. 3. – С. 243-253.

Работа выполнена в рамках государственного задания ИТ СО РАН.

DOI: 10.53954/9785604859551_106

УДК 536.2

ТЕПЛООТДАЧА ПРИ КИПЕНИИ НА МОДИФИЦИРОВАННОЙ ПОВЕРХНОСТИ ВО ФРЕОНЕ R21 И СМЕСИ ФРЕОНОВ R114/R21

Жуков В.Е., Мезенцева Н.Н., Павленко А.Н.

Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН,
630090, Россия, г. Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1
e-mail: zhukov@itp.nsc.ru

Аннотация: Модификация теплоотдающей поверхности (*ТП*) посредством аддитивных технологий (3D печать) является перспективным направлением, поскольку позволяет организовать структуры поверхности любой сложности с высокой воспроизводимостью параметров. В данной работе приведены результаты исследования теплообмена при кипении фреона R21 и смеси фреонов R114/R21 на плоской латунной поверхности, модифицированной покрытием бронзой с использованием 3D печати. На модифицированной *ТП* наблюдается существенное (3-7 раз) повышение величины коэффициента теплоотдачи в широком ($10000 < q < 350000$ Вт/м^2) диапазоне плотности теплового потока, как на фреоне R21, так и на смеси фреонов R114/R21. В диапазоне плотности теплового потока $q < 100000$ Вт/м^2 модификация поверхности теплоотдачи и эффект присутствия легколетучей компоненты в смеси в равной степени приводят к повышению коэффициента теплоотдачи за счет более ранней активации центров парообразования.

ВВЕДЕНИЕ

Применение смесей в качестве хладагентов и теплоносителей в различных энергетических системах приобрело широкое распространение [1, 2]. Смеси имеют теплофизические свойства, отличные от свойств отдельных компонентов. Особое внимание следует уделить процессу парообразования в азеотропных и неазеотропных смесях. В азеотропных бинарных смесях коэффициент летучести одинаков для обеих компонент, а в неазеотропных он может существенно различаться. Легколетучий компонент в условиях значительной неравновесности процесса может привести к началу парообразования при меньших температурных напорах, что показывают расчетные значения на смеси. Широкое распространение различных технологий модификации теплоотдающей поверхности с целью повышения эффективности теплоотдачи наблюдается в последние десятилетия. Ряд технологий предусматривают создание микрокапиллярных и пористых структур покрытия *ТП*, например, аддитивные технологии (3D печать) [3].

В последние годы наблюдается значительный рост исследований интенсивности теплообмена и критических явлений на теплообменных поверхностях, модифицированных различными механическими, химическими, плазменными, аддитивными и другими технологиями [4]. В работе [5] авторы провели исследование влияния шероховатости *ТП* на величину коэффициента теплоотдачи при кипении хладона R12. Было показано, что изменение шероховатости от 0.3 до 20 мкм приводит к двукратному повышению коэффициента теплоотдачи, дальнейшее увеличение шероховатости мало сказывается на интенсивности теплоотдачи.

Авторами [6] изучалась интенсификация процессов кипения с использованием нанесенных на теплоотдающую поверхность тонких медных, алюминиевых [7], окислов TiO_2, SiO_2, CuO, Al_2O_3. В работе [8] с использованием никелевого покрытия показано, что сублимационное литье является простой и масштабируемой гибкой технологией изготовления пористых сред. Такая технология позволяет достичь высоких показателей теплопередачи при кипении. Авторами работы [8] изучались характеристики теплоотдающих поверхностей, состоящих из металлических пен никеля и меди. В качестве рабочего тела использовалась жидкость HFE-7100. Высокие значения коэффициента теплоотдачи получены на поверхности из вспененного металла. На гладких поверхностях наблюдалось подавление пузырькового кипения. Максимальные значения коэффициента теплоотдачи получены для пены меди и составили 12,4 кВт / м^2·К при тепловом потоке около 270 кВт / м^2. В работе [9] описана теплоотдача при кипении на теплоотдающей поверхности, модифицированной кристаллическим наноструктурным покрытием TiO_2 основного слоя меди при атмосферном давлении. Покрытие TiO_2 изготовлено методом электронно-лучевого испарения на медной пластине различной толщины. Показано, что при модификации кристаллической структурой TiO_2 повысилась теплопроводность пленки. При увеличении толщины пленки TiO_2 увеличивается коэффициент теплопередачи.

В работе [10] проводились исследования интенсивности теплоотдачи в режиме пузырькового кипения при пленочном орошении горизонтальных труб с покрытием методом микродугового оксидирования. Орошение пакета труб осуществлялось фреоном R21. Показано, что отдельные образцы демонстрируют ухудшение теплоотдачи, другие – улучшение, в сравнении с образцом без покрытия.

Также с использованием в качестве рабочей жидкости фреона R21 были проведены исследования [11] теплоотдачи и критического теплового потока на плоских прямоугольных *ТП*, изготовленных из алюминиевого сплава Д16 и модифицированных методом МДО. Исследованы два типа покрытия, изготовленные с использованием различных электролитов: KOH и фосфатов. Для сравнения проведены измерения на идентичных рабочих участках без модифицирующего покрытия: один участок полированный, второй — шлифованный с шероховатостью 20 мкм. Показано, что интенсивность теплоотдачи на модифицированных *ТП* не ниже, чем на шлифованной с шероховатостью 20 мкм *ТП*, и до двух раз выше в сравнении с полированной *ТП*. Величина критического теплового потока на исследованных поверхностях практически одинаковая. Применение данных типов покрытия

обеспечивает электроизоляцию теплоотдающего элемента без ухудшения эффективности отвода тепла.

В данной работе приведены результаты исследования теплообмена при кипении фреона R21 и смеси фреонов R114/R21 на плоской *ТП*, модифицированной медным покрытием с использованием 3D печати.

ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОГО СТЕНДА И МЕТОДИК

Эксперименты проводились на фреоне R21 и на 10% смеси фреонов R114/R21 на горизонтальной *ТП* в условиях большого объема при температуре 21±1.5°C. Эксперименты проводились на стенде для исследования теплообмена в условиях свободной конвекции, описание которого приведено в [12]. Схематичное изображение стенда приведено на рис. 1.

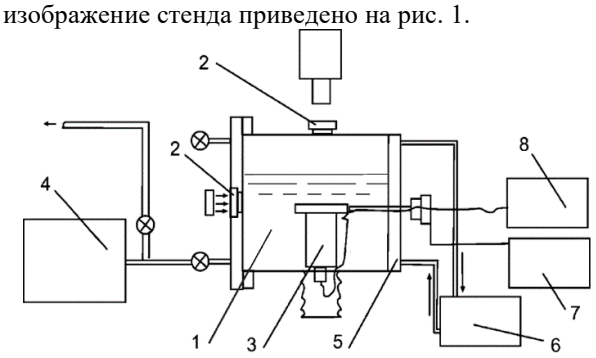


Рис. 1. Схематичное изображение экспериментального стенда [12]. 1 – рабочий объем; 2 – стеклянные окна; 3 – рабочий участок; 4 – заправочная емкость; 5 – теплообменник; 6 – термостат; 7 – источник тока; 8 – АЦП

Рабочий объем представляет собой герметичный цилиндрический сосуд (1) диаметром 250 мм и высотой 250 мм. Сосуд оборудован стеклянными окнами (2) диаметром 60 мм, через которые производится наблюдение и фото- видеорегистрация процессов, протекающих на теплообменной поверхности рабочего участка (3). Для заправки сосуда фреоном и эвакуации фреона из сосуда предусмотрена заправочная емкость (4) с системой трактов перелива и тракта вакуумной откачки сосуда. Для освещения объекта при фото- и видеосъемке используется светодиодная сборка мощностью 50 Вт. Сосуд рассчитан на работу при давлении до 0.4 МПа. Для работы с жидкостью, находящейся на линии равновесия при повышенном давлении, предусмотрен теплообменник (5), по которому циркулирует теплоноситель с температурой, задаваемой термостатом (6). Также данная система термостабилизации используется для поддержания температуры в рабочем сосуде на уровне температуры окружающей среды при длительном тепловыделении на рабочем участке. Для обеспечения нагрева рабочего участка использовался источник постоянного тока АКИП 1143-600-5 (7). Источник работает в режиме стабилизации тока и стабилизации напряжения и имеет индикацию напряжения, тока и мощности на нагрузке. Диапазон отдаваемой мощности 0 – 750 Вт. Измерение давления в сосуде осуществлялось манометром Метран-55. Для измерения аналоговых показаний датчиков используется прецизионный 24-бит 16 канальный АЦП LTR114 (8). Опрос данных, отображение результатов измерения на мониторе, сохранение данных эксперимента осуществлялось с использованием программного продукта LCARD Measurement Studio, разработанного производителем АЦП.

Эксперименты проводились на двух рабочих участках, которые были изготовлены по одной технологии и различались только покрытием *ТП*. Для достижения идентичности рабочих участков была разработана модульная конструкция, позволяющая осуществлять простую, хорошо воспроизводимую сборку рабочего участка. Данные модули были изготовлены на станках с ЧПУ. Теплоотдающий блок (1) рабочего участка (см. рис. 2) изготовлен из латуни ЛС59 прямоугольной формы размером 16 × 24 мм и толщиной 3 мм. На расстоянии 1 мм от поверхности теплоотдачи в теле блока установлены 3 полупроводниковых термометра (2) диаметром 1.2 мм и длиной 2.5 мм. Расстояние между термометрами 8 мм. Теплоотдающий блок установлен на блоке нагревателя (4) с 4 элементами объемного тепловыделения (3). Теплоизоляция рабочего участка обеспечена массивным корпусом из стеклотекстолита (5).

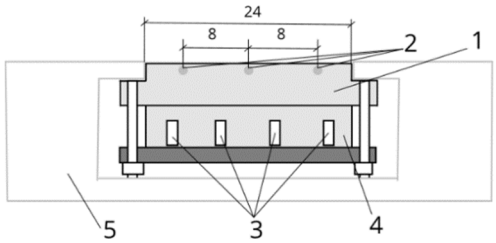


Рис. 2. Схематичное изображение модульной конструкции рабочего участка. 1 – теплоотдающий блок; 2 – полупроводниковые термометры; 3 – тепловыделяющие элементы; 4 – блок нагревателя; 5 – теплоизолирующий корпус

Тепловые потери нагревателя в разных режимах теплообмена составляли различную долю от общего тепловыделения. По оценкам, основанным на соотношении теплопроводящих мостов и коэффициентов теплоотдачи для различных режимов теплообмена, потери тепла в предкризисном режиме составляют величину порядка 1%, в режиме неразвитого кипения порядка 6 – 8%, в области конвекции 15 – 50%. В представленных в данной публикации данных плотность теплового потока показана без учета тепловых потерь.

Во время эксперимента измерялись следующие параметры: температура теплоотдающего блока вблизи *ТП* (в трех точках), температура жидкости, напряжение и ток на тепловыделяющих элементах. Эксперименты проводились при свободном истечении паров азота в атмосферу, поэтому значение давления бралось по атмосферному давлению.

В качестве термометров использовались кремниевые диоды КД512, которые имеют высокую чувствительность (порядка 2 мВ/К), хорошую линейность и высокую временную стабильность. Авторы имеют многолетний опыт использования данных диодов в качестве термометров [13]. Стабильность поддержания измерительного тока на уровне 100 мкА обеспечивалась интегральным стабилизатором тока REF200. Каждый термометр имел индивидуальную тарировку для данного температурного диапазона.

МОДИФИЦИРУЮЩЕЕ ПОКРЫТИЕ РАБОЧИХ УЧАСТКОВ

Были исследованы две *ТП* (условное обозначение данных рабочих участков *ТП-1* и *ТП-3*), из которых *ТП-1* с шероховатостью R_z1.25 не имела покрытия, а *ТП-3* была модифицирована посредством аддитивных технологий с использованием бронзовых сферических гранул среднего диаметра 35 мкм посредством лазерного сваривания гранул. Пористость покрытия составляла 45-50%, толщина покрытия изменялась по синусоидальному закону с периодом 1500 мкм. *ТП-3* имела толщину остаточного слоя 150 мкм, а толщину в гребнях 700 мкм. Гребни модифицирующего покрытия ориентированы вдоль короткой стороны *ТП*. Размер пор составляет десятки микрометров. Структура покрытия была определена исходя из проведенных ранее экспериментальных исследований на образцах, изготовленных по такой же технологии. На рис. 2 схематично показаны теплоотдающие блоки *ТП-1* и *ТП-3* с геометрическими параметрами структуры модифицирующего покрытия.

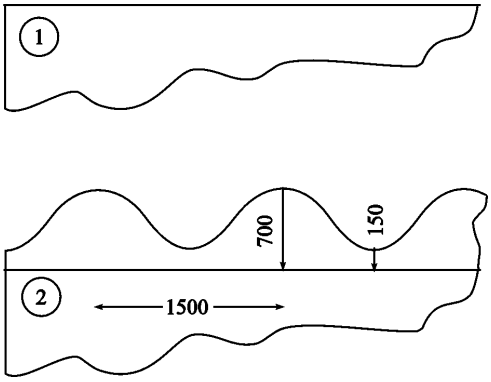


Рис. 2. Геометрические параметры структуры модифицирующего покрытия. 1 – ТП-1; 2 – ТП-3

ОБСУЖДЕНИЕ ПОЛУЧЕННЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ

Эксперименты проводились на горизонтальной ТП в условиях большого объема при температуре 21±1.5°С, что соответствовало давлению 0.15 – 0.17 МПа для фреона R21, и давлению 0.17 – 0.19 МПа для смеси фреонов R114/R21. Плотность теплового потока изменялась в диапазоне 80 – 425000 Вт/см^2.

Тепловой поток увеличивался от минимального значения до достижения околокритического значения. После достижения околокритических значений плотности теплового потока проводилось снижение тепловой нагрузки. Результаты экспериментов представлены на диаграмме (см. рис. 3) в виде зависимости $q(\Delta T)$, называемой “кривой кипения”. Температурный напор ΔT определялся как разность показаний среднего термометра и термометра расположенного в объеме жидкости.

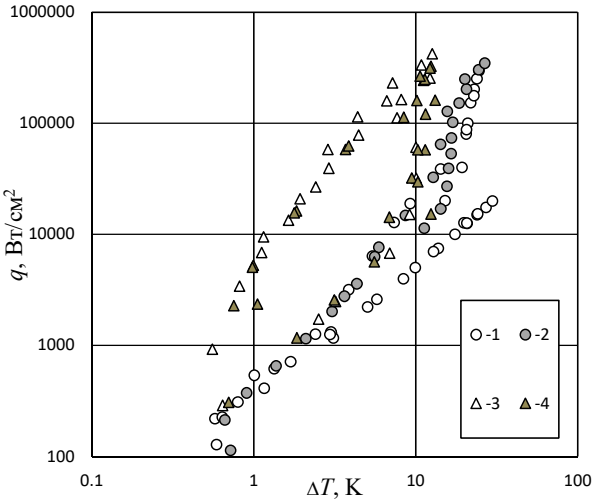


Рис. 3. Зависимость q(ΔT) для не модифицированной и модифицированной ТП при кипении во фреоне и смеси 10% R114/R21. 1 – ТП-1, фреон; 2 – ТП-1, смесь; 3 – ТП-3, фреон; 4 – ТП-3, смесь

В области однофазной конвекции на фреоне R21 (при повышении нагрузки) температурный напор на *ТП-1* достигает величины 29К при плотности теплового потока q = 19900 Вт/м^2. При дальнейшем увеличении тепловой нагрузки наблюдается закипание на значительной части поверхности, которое сопровождается резким сбросом температурного напора до величины 15 К. На смеси 10% R114/R21 опытные данные совпадают с данными для R21 только в диапазоне q < 1100 Вт/м^2. Затем наблюдается значительное расслоение значений в сторону уменьшения температурного напора при одних и тех же тепловых нагрузках. В области кипения данные для *ТП-1* на R21 и на смеси фреонов незначительно различаются (на смеси температурный напор меньше). При снижении плотности теплового потока из области высоких тепловых нагрузок (q = 300000 Вт/м^2) данные совпадают с данными при повышении нагрузки только в области q > 800000 Вт/м^2 (область развитого кипения). Данная область характеризуется активацией большинства центров парообразования и повышение парогенерации на этих центрах с ростом тепловой нагрузки. В диапазоне плотности теплового потока 1000 < q < 800000 Вт/м^2, при снижении нагрузки данные для *ТП-1* во фреоне и смеси фреонов практически совпадают между собой, но имеют меньший температурный напор по отношению к данным при соответствующих значениях q в условиях повышения нагрузки.

Данное поведение зависимости $q(\Delta T)$ свидетельствует о том, что наличие легколетучей компоненты в смеси способствует активации центров парообразования при повышении тепловой нагрузки. На фреоне R21 в области однофазной конвекции достигается более высокая метастабильность жидкости (ΔT = 29К) без образования паровой фазы. При снижении тепловой нагрузки из области развитого кипения активность центров парообразования сохраняется до значений плотности теплового потока порядка 600 Вт/м^2. На рис. 4 и рис. 5 приведены фотографии процесса теплообмена на *ТП-1* при повышении тепловой нагрузки (см. рис. 4) и при понижении тепловой нагрузки (см. рис. 5).

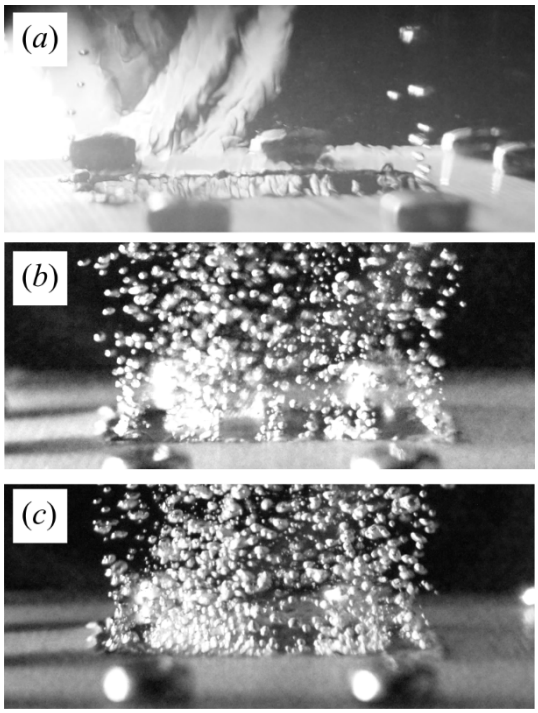


Рис. 4. Фотографии кипения на ТП-1 при повышении тепловой нагрузки. a – фреон, q = 17500 Вт/м^2; b – смесь, q = 9460 Вт/м^2; c – смесь, q = 14800 Вт/м^2

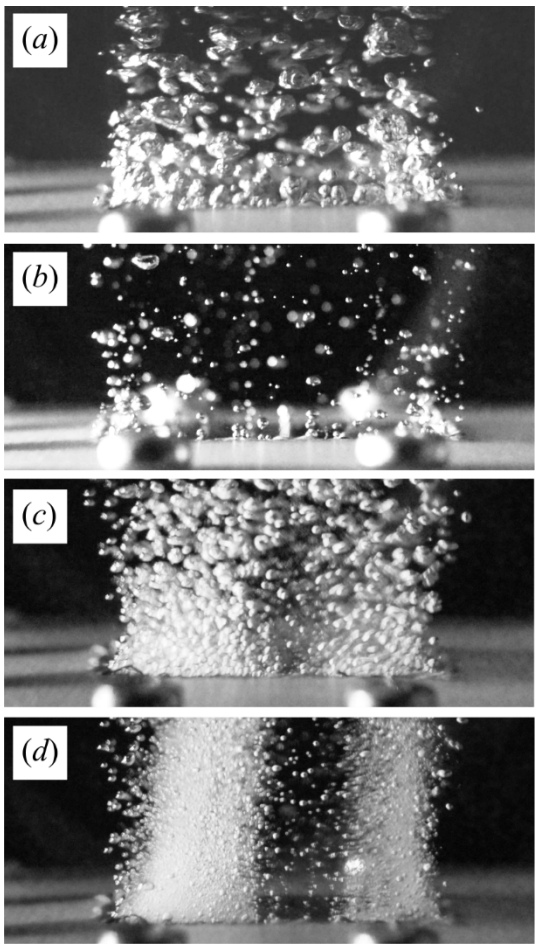


Рис. 5. Фотографии кипения на ТП-1 при снижении тепловой нагрузки. Фреон: a – q = 38800 Вт/м^2; b –q = 625. Смесь: c – q = 25500 Вт/м^2; d – 4850

Как видно на фотографиях, при повышении тепловой нагрузки во фреоне R21 при q = 17500 Вт/м^2 (см. рис. 4*a*) наблюдается интенсивная однофазная конвекция, в то время, как на смеси фреонов уже при вдвое меньших плотностях теплового потока наблюдается значительная область генерации паровых пузырей (см. рис. 4*b*, *c*). При снижении тепловой нагрузки (см. рис. 5) наблюдается процесс парообразования вплоть до плотностей теплового потока порядка 600 Вт/м^2.

На модифицированной *ТП-3* (см. рис. 3), при повышении и понижении тепловой нагрузки, зависимость $q(\Delta T)$ практически совпадает для фреона R21 и для смеси фреонов R114/R21. На модифицированной поверхности в области малых плотностей тепловых потоков при повышении нагрузки наблюдается более высокая интенсивность теплоотдачи по сравнению с *ТП-1*, что связано с началом парообразования во впадинах пористого покрытия. В области плотностей теплового потока q < 6000 Вт/см^2 опытные данные для смеси фреонов на *ТП-1* совпадают с опытными данными на *ТП-3* для R21 и смеси фреонов. Это свидетельствует о том, что пористое покрытие способствует активации центров парообразования в той же мере, что и наличие легколетучей компоненты в смеси фреонов. При более высоких плотностях теплового потока данные для модифицированной *ТП-3* при соответственных тепловых нагрузках имеют меньший температурный напор в сравнении с не модифицированной *ТП-1*. При снижении тепловой нагрузки модифицированная поверхность сохраняет активность

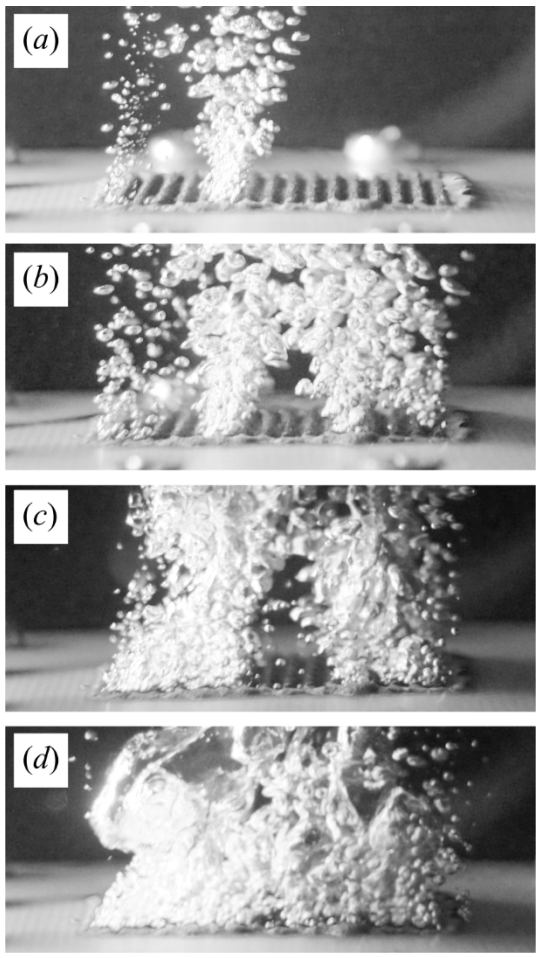


Рис. 6. Фотографии кипения на ТП-3 при повышении тепловой нагрузки. Смесь: a – q = 14290 Вт/м^2; b –q = 57600; c – q = 161250; d – 314450.

центров парообразования существенно более эффективно, чем не модифицированная поверхность.

На рис. 6 приведены фотографии развития кипения на модифицированной *ТП-3* при повышении тепловой нагрузки в смеси фреонов R114/R21. Как видно на фотографиях, активация центров парообразования реализуется во впадинах синусоидального покрытия (см. рис. 6*a*). По мере повышения тепловой нагрузки происходит повышение производительности активированных центров и поэтапная активация центров в других впадинах (см. рис. 6*b*), вплоть до включения в процесс парогенерации всех впадин (см. рис. 6*d*).

На рис. 7 приведены фотографии кипения на *ТП-3* при снижении тепловой нагрузки.

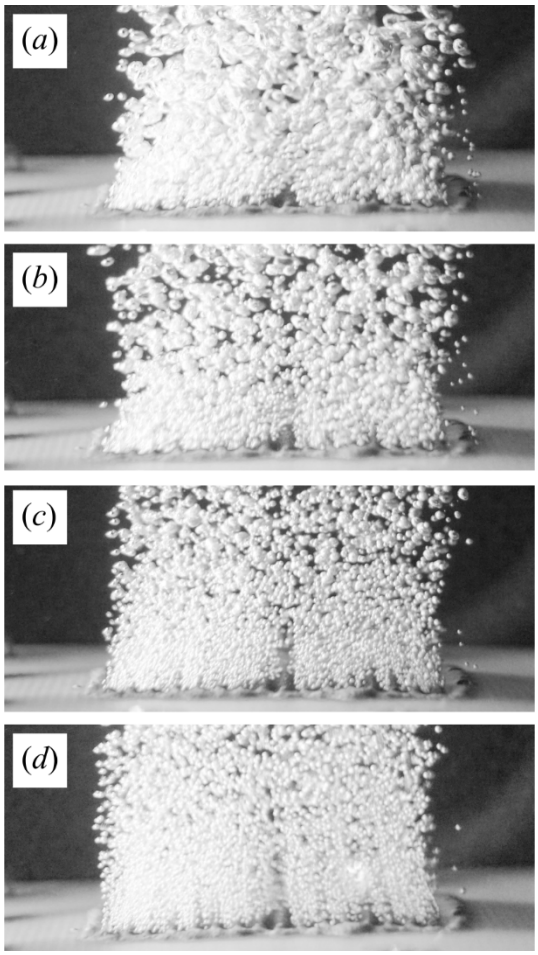


Рис. 7. Фотографии кипения на ТП-3 при снижении тепловой нагрузки. Смесь: a – q = 62370 Вт/м^2; b –q = 15630; c – q = 5050; d – 2270

Как видно на фотографиях, в широком диапазоне плотности теплового потока (2270 < q < 62370 Вт/м^2) наблюдается сохранение количества работающих центров парообразования. Этим объясняется существенно более высокая эффективность теплоотдачи на модифицированной поверхности при снижении тепловой нагрузки.

На рис. 8 приведены данные экспериментов в виде зависимости коэффициента теплоотдачи от плотности теплового потока $\alpha(q)$. Как видно на диаграмме, модификация теплоотдающей поверхности дает значительное повышение коэффициента теплоотдачи при условии активированных центров парообразования.

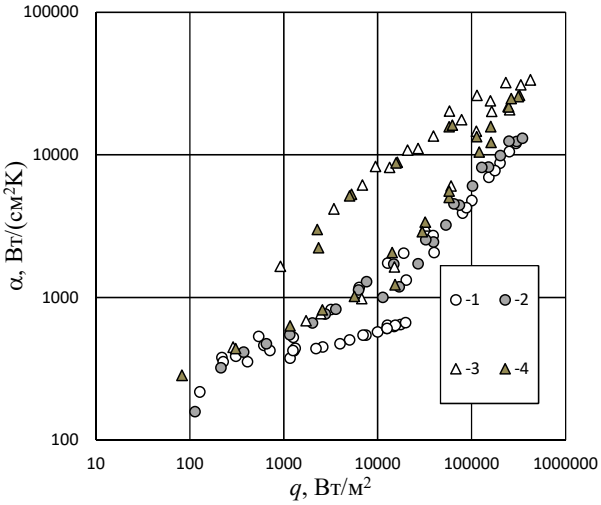


Рис. 8. Зависимость α(q) для не модифицированной и модифицированной ТП при кипении во фреоне и смеси 10% R114/R21. 1 – ТП-1, фреон; 2 – ТП-1, смесь; 3 – ТП-3, фреон; 4 – ТП-3, смесь

В диапазоне плотности теплового потока 10000 < q < 350000 Вт/м^2 наблюдается повышение коэффициента теплоотдачи в 3 – 7 раз.

В условиях предварительно не активированных центров парообразования (повышение тепловой нагрузки) в диапазоне плотности теплового потока q < 100000 Вт/м^2 влияние модификации поверхности теплоотдачи и эффекта присутствия легколетучей компоненты в смеси на величину коэффициента теплоотдачи практически одинаковое. При дальнейшем повышении тепловой нагрузки наблюдается значительное повышение коэффициента теплоотдачи, что обусловлено интенсификацией теплообменных процессов за счет геометрических параметров и микрохарактеристик пористого покрытия.

ВЫВОДЫ

Модификация теплоотдающей поверхности с использованием аддитивных технологий приводит к многократному (3-7 раз) повышению коэффициента теплоотдачи в широком (10000 < q < 350000 Вт/м^2) диапазоне плотности теплового потока как на фреоне R21, так и на смеси фреонов 10% R114/R21.

В условиях предварительно не активированных центров парообразования в диапазоне плотности теплового потока q < 100000 Вт/м^2 влияние модификации поверхности теплоотдачи и эффекта присутствия легколетучей компоненты в смеси на величину коэффициента теплоотдачи практически одинаковое. Наблюдается повышение коэффициента теплоотдачи за счет более ранней активации центров парообразования.

Список литературы:

1. Бабакин Б.С., Стефанчук В.И., Ковтунов Е.Е. Альтернативные хладагенты и сервис холодильных систем на их основе. М.: Колос. 2000. 160 с.
2. Цветков О.Б. Современные хладагенты, хладоносители и проблемы экологии // Холодильная техника. 2008. №1. С. 30-34.
3. Баев С.Г., Бессмельцев В.П., Голошевский Н.В., Горяев Е.П., Кастеров В.В., Смирнов К.К. Лазерная система для исследования аддитивного формообразования изделий из металлических порошков// Интерэкспо Гео-Сибирь. 2017. Т. 5. № 1. С. 29-34.

4. Kim D.E., Yu D.I., Jerng D.W., Kim M.H., Ahn H.S. Review of boiling heat transfer enhancement on micro/nanostructured surfaces, Experimental Thermal and Fluid Sci. 2015. Vol. 66. P. 173 –196.
5. Данилова Г.Н., Бельский В.К. Исследование теплоотдачи при кипении фреонов-113 и 12 на трубках различной шероховатости, Холодильная техника. 1965. № 4. С. 24 –28.
6. Cao, Z., Wu, Z., Pham, A.D., Yang, Y., Abbood, S., Falkman, P., and Sundén, B., Pool boiling of HFE-7200 on nanoparticle-coating surfaces: Experiments and heat transfer analysis, Int. J. Heat Mass Transfer, 2019, vol. 133, pp. 548-560. doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2018.12.140.
7. Tran, N., Sajjad, U., Lin, R., and Wang, C.C., Effects of surface inclination and type of surface roughness on the nucleate boiling heat transfer performance of HFE-7200 dielectric fluid, Int. J. Heat Mass Transfer, 2020, vol. 147, pp. 119015. doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2019.119015.
8. Manetti, L.L., Ribatski, G., de Souza, R.R., and Cardoso, E.M., Pool boiling heat transfer of HFE-7100 on metal foams, Experimental Thermal and Fluid Science, 2020, vol. 113, pp. 110025. doi.org/10.1016/j.expthermflusci.2019.110025.
9. Das, S., Saha, B., and Bhaumik, S., Experimental study of nucleate pool boiling heat transfer of water by surface functionalization with crystalline TiO2 nanostructure, Applied Thermal Engin., 2017, vol. 113, pp. 1345-1357. doi.org/10.1016/j.applthermaleng.2016.11.135.
10. Pecherkin N.I., Pavlenko A.N., Volodin O.A., Kataev A.I., Mironova I.B. Experimental study of heat transfer enhancement in a falling film of R21 on an array of horizontal tubes with MAO coating, Intern. Commun. in Heat and Mass Transfer. 2021. Vol. 129. P. 105743-1–105743-13.
11. Павленко, А.Н., Жуков, В.Е., Мезенцева, Н.Н. Теплоотдача и критический тепловой поток на модифицированной поверхности при кипении в условиях естественной конвекции. Теплофизика и аэромеханика, 2022, том 29, №3, С. 445 – 449.
12. Zhukov, V.E., Slesareva, E.Yu., & Pavlenko, A.N. Effect of Modification of Heat-Release Surface on Heat Transfer in Nucleate Boiling at Free Convection of Freon. *J. Engin. Thermophys*. **30**, 1–13 (2021). https://doi.org/10.1134/S181023282101001X
13. Pavlenko A.N., Zhukov V.E., Pecherkin N.I., Nazarov A.D., Serov A.F., Mis'kiv N.B., Li X., Jiang B., Sui H., Li H., Gao X. Automated control system for the fluid distributor of a distillation column with a structured packing // Optoelectronics, Instrumentation and Data Processing. 2017. Vol. 53. P. 15–20.

Исследование выполнено в ИТ СО РАН в рамках государственного задания ИТ СО РАН проект № 121031800216-1.

DOI: 10.53954/9785604859551_112

УДК 533.6.011

ГОРЕНИЕ В СВЕРХЗВУКОВОМ ПОТОКЕ С M = 1.7 ПРИ УПРАВЛЕНИИ ТЕПЛОГАЗОДИНАМИЧЕСКИМИ ИМПУЛЬСАМИ

Замураев В.П.[1,2], Калинина А.П.[1]

[1] Институт теоретической и прикладной механики им. С.А. Христиановича СО РАН,
630090, Россия, г. Новосибирск, ул. Институтская, 4/1
[2] Новосибирский государственный университет,
630090, Россия, г. Новосибирск, ул. Пирогова, 2
e-mail: zamuraev@itam.nsc.ru

ВВЕДЕНИЕ

Фундаментальная проблема горения в сверхзвуковых потоках вызывает большой интерес исследователей [1–10]. Диапазон чисел Маха в этом случае очень широк. Проблема сгорания топлива при M ≥ 2 привлекает значительное внимание. В [1] при воздействии поперечной струи, реализующей дросселирование канала, экспериментально исследовано горение водорода для случаев осесимметричного и плоского каналов (M = 2) с целью создания трансзвуковой зоны. Этот способ должен обеспечивать минимальные потери полного давления, так как горение происходит в околозвуковом режиме. В [2,3] данный механизм исследован численно для горения водорода. Самовоспламенение водорода в условиях боковой подачи и распространение пламени в сверхзвуковой камере сгорания (канал прямоугольного сечения со стабилизатором) экспериментально изучались при входном числе Маха M = 4 в [4]. В [5] рассмотрен режим со стабилизацией горения этилена в сверхзвуковом потоке ($P0 \approx 1{,}4\cdot10^6$ Па, T0 = 2150 K, коэффициент избытка окислителя $\alpha \approx 2{,}7$) в плоском расширяющемся канале (M ≈ 2,5). Этилен подавался с верхней и нижней стенок поперек потока канала. Полученные численно распределения давления удовлетворительно согласуются с экспериментальными данными. В [6] и [7] горение этилена при дросселировании канала поперечной струей сжатого воздуха исследовано экспериментально и численно, соответственно. В [8-12] исследовано горение керосина, в работах [8-10] выполнены экспериментальные исследования, в [11,12] – численные исследования соответственно. В [12], в частности, проведен сравнительный анализ для воспламенения водорода, этилена, и керосина; при этом показано, что чем больше молекулярный вес, тем большее энергии требуется для воспламенения топлива.

Таким образом, рассматривая способы, предложенные для воспламенения и горения топлива в сверхзвуковом потоке, можно выделить четыре принципиально разных наиболее часто используемых подхода: горение в вихревой зоне за уступом, дросселирование потока с помощью сужения сечения канала (например, [5]), дросселирование поперечной струей сжатого воздуха [1], а также использование системы скачков уплотнения, возникающих при нерасчетном режиме, когда давление вне канала меньше давления внутри [11]. Наибольшего энергетического вклада требует воспламенение горения керосина как обладающего наибольшей молекулярной массой.

Целью данной работы является численное исследование горения керосина при дросселировании канала поперечной струей сжатого воздуха при числе Маха M=1.7. Это число Маха является практически минимальным для реализации псевдоскачкового режима [13,14].

Выполнено сравнение результатов для температур сжатого воздуха 300 K, 800 K и 1000 K. Показано, что что при одинаковой энергии управляющих импульсов отличий практически нет.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Горение в сверхзвуковом потоке изучается в осесимметричной постановке. Задача решается для канала, состоящего из двух секций постоянного сечения и сопла на входе. Форма и размеры канала близки к экспериментальным [8-10]. В первой секции диаметром 50 мм с помощью сопла создается поток с числом Маха M=2 и 1.7 (длина секции 50 см); вторая секция — канал с внезапным расширением диаметром 80 или 90 мм. Подача керосина (моделируется идеальным газом) осуществляется через осевой инжектор с внешним диаметром 10 мм, керосин поступает в первую секцию из инжектора через отверстие диаметром 0.8 мм. Перед второй секцией через патрубок подается сжатый воздух, с помощью которого осуществляется дросселирование потока. Схема канала представлена на рис. 1. Буквы «ГИ» со стрелкой – это окрестность и направление подачи теплогазодинамических импульсов; буква «*к*» со стрелкой – аксиально расположенный инжектор керосина.

В качестве математической модели течения используется система нестационарных осредненных по Рейнольдсу уравнений Навье — Стокса с k–ε-моделью турбулентности и уравнений упрощенной химической кинетики с одной брутто-реакцией из базы данных ANSYS Fluent. Для производства турбулентной кинетической энергии используется ограничитель со значением константы Production Limiter Clip Factor =1. Более подробно постановка задачи описана в [3,7,12].

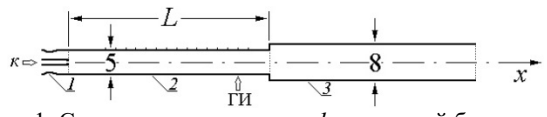


Рис. 1: Схема камеры сгорания: *1* – сопловой блок с осевым инжектором, *2* – первая секция постоянного сечения, *3* – секция с внезапным расширением (размеры указаны в см)

РЕЗУЛЬТАТЫ

Для качественного тестирования выбранного численного метода исследовано воспламенение керосина

в расширяющейся части канала при нерасчетном режиме истечения. Давление торможения потока составляло приближенно 7 атм, температура торможения 1700 К, число Маха невозмущенного потока приближенно равно 2. В этом случае керосин подается из патрубка непосредственно перед внезапным расширением канала при давлении торможения 2 атм и температуре 300 К. Показано, что если давление на выходе много меньше давления в канале, и невозмущенный поток на выходе сверхзвуковой, воспламенения керосина (в отличие от водорода) не происходит. Если керосин подавать из того же патрубка, но при давлении 7 атм, возникает сильная ударная волна, которая создает область горения непосредственно перед струей сжатого воздуха. Эта область начинает распространяться вверх по потоку. На рис. 2 показано мгновенное распределение температуры в начале этого процесса.

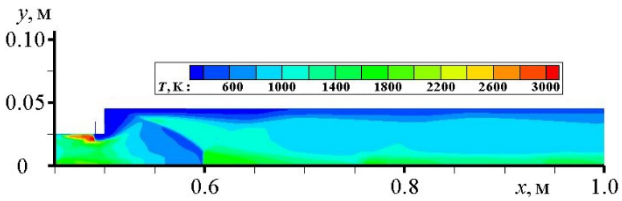


Рис. 2. Мгновенное распределение температуры при низком давлении на выходе из канала при давлении торможения подаваемого керосина 7 атм.

Но если рассмотреть нерасчетный режим истечения, аналогично [11], то керосин воспламеняется и при давлении торможения 2 атм в системе скачков уплотнения, вызванных высоким давлением на выходе из канала (1 атм). Этот процесс является нестационарным и отчасти квазипериодическим. Мгновенное распределение температуры на фрагменте канала показано на рис. 3.

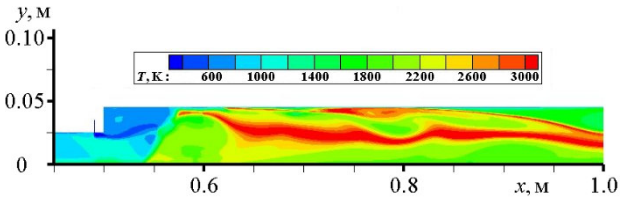


Рис. 3: Мгновенное распределение температуры при высоком давлении на выходе из канала при давлении торможения подаваемого керосина 2 атм.

Таким образом, качественно повторен результат [11] для воспламенения керосина в системе скачков уплотнения, вызванных нерасчетным режимом истечения.

Для исследования влияния температуры расчеты проводилась при числе Маха потока M = 1,7 и параметрах торможения P0 = 5 атм и T0 = 1450 К. При отсутствии горения поток на выходе сверхзвуковой. Результаты показали, что, как и следовало ожидать, очень слабое влияние температуры на процесс горения. Керосин подается аксиально, в результате чего сжатый воздух, подаваемый для дросселирования, практически не соприкасается с керосином. Характер горения зависит от интенсивности ударной волны, а она, в свою очередь, при высоких давлениях в резервуаре для сжатого воздуха будет зависеть практически только от отношения давлений в этом резервуаре и в основном потоке. Из теории [15] известно, что даже при отношении давлений, равном 4, погрешность аппроксимации интенсивности ударной волны зависимостью отношения давлений, составляет 25 %. В нашем случае это отношение составляло от 4 до 6 раз в различные моменты времени. На рис. 4 представлен поток полной энтальпии *Hf* при температуре сжатого воздуха 300 К для интервала времени, когда возмущение дойдет до инжектора керосина.

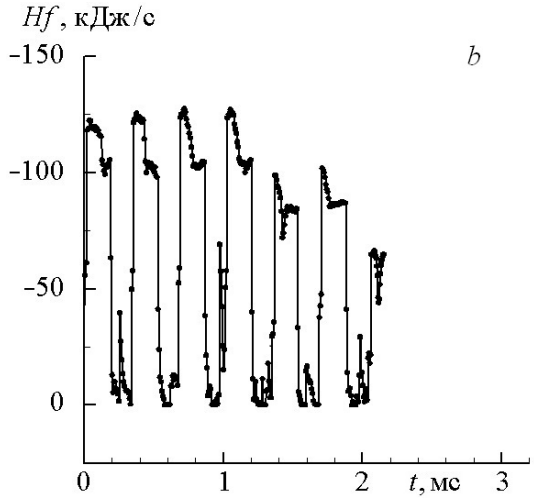


Рис. 4: Поток полной энтальпии *Hf* при температуре сжатого воздуха 300 К для интервала времени, когда возмущение дойдет до инжектора керосина

На рис. 5 представлены распределения числа Маха в один и тот же момент времени для температур сжатого воздуха 300 К, 800 К и 100 К. Результаты на рис. 5 получены практически для одного и того же момента времени t = 1.6 мс, при этом время отсчитывается от момента начала дросселирования канала. Качественно картины течения близки. Наиболее заметное различие наблюдается в области от патрубка для струи до расширения канала, в которой сказывается более высокая плотность воздуха в холодной струе.

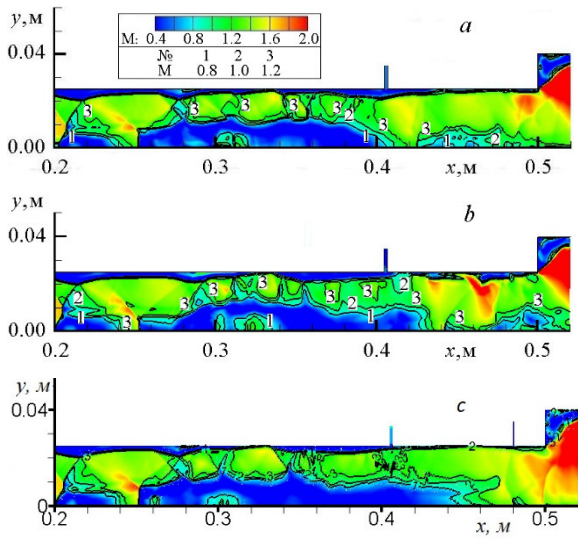


Рис. 5: Фрагменты поля чисел Маха с изолиниями M = 0.8 (*1*), M = 1.0 (*2*) и M = 1.2 (*3*) при подаче воздуха с подогревом до T = 800 К: (*a*) и без подогрева T = 300 К (*b*),) при подаче воздуха с подогревом до T = 1000 К: (*a*); момент времени один и тот же t = 1.6 мс.

Выполнено сравнение для распределения осредненного по времени давления на стенке канала. Осреднение по времени выполнялось согласно экспериментальной процедуре. Проведенные расчеты показали, что фронт горения распространяется непосредственно за скачком уплотнения. В эксперименте [8-10] при формировании интенсивного горения в секции постоянного сечения кривая осредненного распределения давления на рис. 6 имеет три участка: подобласть $x > x_1$ ($x_1 \approx 0{,}025$ м) высокого давления, возникающего при прохождении ударной волны, наклонный отрезок при $x_1 > x > x_2$ ($x_2 \approx 0{,}3$ м) и подобласть $x_2 > x > 0$ низкого давления (координата x отсчитывается от топливного инжектора). Наклонный отрезок кривой соответствует прохождению ударной волны подобласти $x_1 > x > x_2$ за интервал осреднения. Для сопоставления расчетных и экспериментальных результатов указанные координаты x_1 и x_2 берутся из эксперимента, а соответствующие моменты времени t_1 и t_2 подбираются из расчетов. Среднее значение давления $p(x, t)$ в точке с координатой x в момент времени $t = t_2$ вычислялось стандартной процедуре осреднения. На рис. 5 представлено сравнение осредненных результатов расчета давления на стенке канала (кривые *1* и *2*) и соответствующих экспериментальных данных [10] (кривая *3*). В [10] распределение давления вдоль камеры сгорания усреднялось по характерным временным интервалам. В расчетах также проводилось осреднение давления по аналогичным интервалам времени, за которые взят промежуток из первых трех периодов газодинамических импульсов. Выбранный промежуток больше масштаба времени возникающих при турбулентном горении осцилляций. Кривые *1* и *3* получены для первой секции постоянного сечения канала длиной 70 см, кривая *2* – для секции длиной 50 см. За точку отсчета координаты x выбрано положение патрубка для дроссельной струи. В случае *1*, как и в эксперименте *3*, струя воздуха имела температуру $T = 300$ K, в случае 2 эта струя подогревалась до температуры $T = 800$ K. Как видно из сравнения рассмотренных вариантов, подогрев дроссельной струи может влиять на течение только во второй более широкой секции канала. Кроме того, видно, что на этом этапе длина канала не оказывает значительного влияния на распространение возмущения. Имеет место удовлетворительное совпадение результатов расчета и эксперимента [10], а также распределений при T=300 K и T=800 K.

На рис. 6 приведено сравнение временной динамики координаты возмущения, распространяющегося вверх по потоку в результате инициирования горения, для температур торможения сжатого воздуха T=300 K и T = 800 K. Как можно видеть из рис. 2, для температуры сжатого воздуха 300 K, используется 7 импульсов: 3 импульса при давлении 6 атм, 2 импульса при давлении 4 атм, и один импульс при давлении 3 атм. Временной интервал на рис. 6 соответствует первым трем импульсам при давлении 6 атм.

Видно, что скачок уплотнения распространяется вверх по потоку с одинаковой скоростью для обеих температур.

ВЫВОДЫ

Таким образом, численно исследовано воспламенение и горение керосина в сверхзвуковом потоке. Показано, что для воспламенения керосина недостаточно рециркуляционной зоны, необходимо наличие сильной ударной волны, реализуемой тем или иным способом. Эта ударная волна может быть сформирована как система скачков уплотнения, вызванная высоким давлением на выходе из канала, так и создаваться при дросселировании потока струей сжатого воздуха. Получено, что если давление на выходе во второй, более широкой секции постоянного сечения равно давлению в первой секции постоянного сечения, то возникает горение в расширяющейся части канала, инициируемое скачками уплотнения, вызванных нерасчетным режимом истечения. Показано, что при аксиальной подаче керосина и при стартовом отношении давления в резервуаре сжатого воздуха к давлению в невозмущенном потоке, равном 6, влияние температуры сжатого воздуха незначительно.

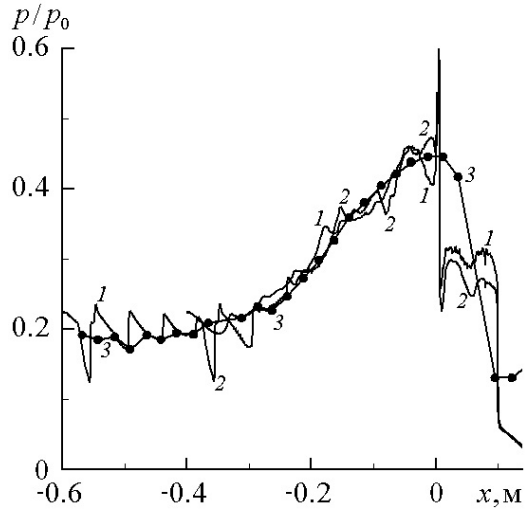


Рис. 5: Сравнение осредненных распределений давления по длине канала: 1 – расчет T = 300 K, 2 – расчет T = 800 K, 3 – эксперимент [10].

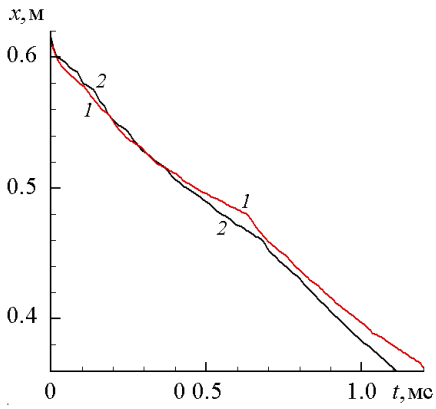


Рис. 6: Зависимость координаты ударной волны по оси канала от времени при подаче воздуха с подогревом до $T = 800$ K: (кривая *1*) и без подогрева $T = 300$ K (кривая *2*).

Список литературы:

1. Abashev V. M., Korabelnikov A. V., Kuranov A. L., Tretyakov P. K. Increase in the efficiency of a high-speed ramjet on hydrocarbon fuel at the flying vehicle acceleration up to M = 6+ // AIP Conf. Proc. — 2017. — V. 1893, N 1. — 020005. — DOI: 10.1063/1.5007443.
2. Zamuraev V. P., Kalinina A. P. Intensification process of air-hydrogen mixture burning in the variable cross section channel by means of the air jet // AIP Conf. Proc. — 2018. — V. 1939, N 1. — 020054. — DOI: 0.1063/1.5027366.
3. Замураев В. П., Калинина А. П. Формирование околозвуковой области в канале переменного сечения при различных температурах торможения потока // Теплофизика и аэромеханика. — 2020. — Т. 27, № 3. — С. 357–363.
4. Ванькова О. С., Федорова Н. Н. Моделирование воспламенения и горения спутной водородной струи в сверхзвуковом потоке воздуха // Физика горения и взрыва. — 2021. — Т. 57, № 4. — С. 18–28. — DOI: 10.15372/FGV20210402.
5. Власенко В. В., Молев С. С., Сабельников В. А., Трошин А. И. Первые результаты численного моделирования экспериментов с высокоскоростным горением этилена в канале // XXXI науч.-техн. конф. по аэродинамике: сб. тез. — ЦАГИ, 2020. — С. 65.
6. Tretyakov P. K., Krainev V. L., Lazarev A. M., Postnov A. V. Peculiarities of organization of effective hydrocarbon fuel combustion in supersonic flow // AIP Conf. Proc. — 2018. — V. 2027, N 1. — 030029. — DOI: 10.1063/1.5065123.
7. Замураев В. П., Калинина А. П. Управление структурой сверхзвукового потока при горении этилена с помощью газодинамических импульсов // ПМТФ. — 2021. — Т. 62, № 1. — С. 3–13. — DOI: 10.15372/PMTF20210101.
8. Третьяков П. К. Инициирование горения керосина в сверхзвуковом потоке воздуха пакетом газодинамических импульсов // Докл. АН. — 2019. — Т. 489, № 3. — С. 250–253.
9. Третьяков П. К. Организация эффективного горения керосина в канале при больших скоростях потока // Физика горения и взрыва. — 2020. — Т. 56, № 1. — С. 42–47. — DOI: 10.15372/FGV20200104.
10. Третьяков П. К., Тупикин А. В. Режимы горения керосина в канале постоянного сечения при числе Маха M =1.7 на входе // Горение топлива: теория, эксперимент, приложения. Сб. тезисов XI Всерос. конф. с междунар. участием, Новосибирск, 9–12 ноября 2021 г. – Новосибирск, ИТ СО РАН. – 135-135 с.
11. Raghavendra Rao M., Amba Prasad Rao G., Charyulu B. V. N., Harmeet Singh. Numerical studies and validation of combustor and annular isolator interactions of hydrocarbon based axisymmetric dual combustion ramjet // Aerospace Sci. Technol. — 2020. — V. 106. — 106185. — DOI: 10.1016/j.ast.2020.106185.
12. Замураев В. П., Калинина А. П. Моделирование горения керосина в сверхзвуковом потоке под воздействием дросселирующей струи // ПМТФ. — 2020. — Т. 61, № 5. — С. 95–100. — DOI: 10.15372/PMTF20200510.
13. Картовицкий Л. Л., Левин В. М., Яновский Л. С. Анализ газодинамического сжатия на основе модифицированной модели псевдоскачка Крокко // Тр. МАИ. — 2020. — Вып. 113. — Статья № 6. — С. 1–27. — DOI: 10.34759/trd-2020-113-05
14. L. Crokko, One-dimensional approach to gas dynamic of steady flows, in Gas Dynamic Foundations, (G. Emmons, ed.) Izd. Inostr. Lyt., Moscow, 1963, P. 64−324
15. Л. И. Седов, В. П. Коробейников, В. В. Марков, “Теория распространения взрывных **волн**”, Теоретическая и математическая физика, Сборник обзорных статей 3. К 50-летию института, Тр. МИАН СССР, 175, 1986, 178–216; Proc. Steklov Inst. Math., 175 (1988), 187–228.

Работа выполнена в рамках Программы фундаментальных научных исследований государственных академий наук на 2021–2023 (проект № 121030500157-3) и при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (код проекта 20-08-00245).

DOI: 10.53954/9785604859551_116

УДК 621.326.72

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ДИНАМИКИ ДЕГРАДАЦИОННЫХ ПРОЦЕССОВ В ВОЛЬФРАМОВЫХ НИТЯХ НАКАЛА

Захаров Ю.А., Гоц С.С., Бахтизин Р.З., Шарипов Т.И.

Башкирский Государственный университет,
450076, Россия, г. Уфа, ул. Заки Валиди, 32
e-mail: uriyzakhr2012@yandex.ru

ВВЕДЕНИЕ

В электротехнике и в радиоэлектронике для правильной оценки надёжности и долговечности изделий в ходе их ускоренных испытаний важно знать зависимость динамики протекания деградационных процессов от условий эксплуатации (температуры, напряжения, тока, и т. д.) [1]. Это позволяет в ходе неразрушающего контроля объективно прогнозировать долговечность работы каждого образца изделий в заданных условиях и в режимах эксплуатации. Одной из серьёзных методических проблем при изучении деградационных процессов является сложность их выделения на фоне как стационарных, так и нестационарных низкочастотных флуктуационных процессов [2-7].

В данной работе экспериментально исследовано изменение динамики протекания деградационных процессов нитей накала газонаполненных ламп накаливания при трёх различных значениях среднеобъемной температуры нити накала. Как сопутствующие явления изучены также спектральные и корреляционные характеристики низкочастотных (НЧ) токовых флуктуаций в нитях накала.

В качестве объектов исследования использованы вольфрамовые нити накала газонаполненных ламп накаливания. Предметом исследования являлись деградационные процессы, а также – сопутствующие им импульсные НЧ токовые флуктуации в нитях накала.

Целью данной работы является исследование динамики протекания длинновременных и коротковременных деградационных процессов в вольфрамовых нитях ламп накаливания при различных значениях температуры. Были поставлены следующие задачи:

1) исследовать временную зависимость относительного изменения сопротивления нитей накала при температурах $1{,}7\cdot10^3$ К, $2{,}2\cdot10^3$ К и $2{,}6\cdot10^3$ К;
2) оценить постоянную времени деградации нитей накала при температурах $1{,}7\cdot10^3$ К, $2{,}2\cdot10^3$ К и $2{,}6\cdot10^3$ К;
3) исследовать временную зависимость низкочастотных флуктуаций тока в нитях накала при температурах $1{,}7\cdot10^3$ К, $2{,}2\cdot10^3$ К и $2{,}6\cdot10^3$ К;
4) исследовать спектральную плотность мощности, автокорреляционную функцию и оценить время корреляции для низкочастотных флуктуаций тока при температурах $1{,}7\cdot10^3$ К, $2{,}2\cdot10^3$ К и $2{,}6\cdot10^3$ К.

МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ

Для исследования динамики протекания длинновременных деградационных процессов использовался метод компенсации напряжения [1]. Относительное изменение сопротивления $R_{НН}$ нитей накала во времени t определялось по формуле:

$$\delta_R(t)=\frac{R_{НН}(t)}{R_{НН}(0)}-1,$$

где $R_{НН}(t)$ рассчитывалось согласно [1]. Использование данной величины для оценки деградации обусловлено тем, что сопротивление нитей накала легко измеряется, а также тем, что сопротивление зависит от среднего диаметра нити накала, который уменьшается из-за испарения нити. Среднеобъёмная температура нагрева нитей накала определялась с помощью метода термосопротивления [8]. Постоянная времени деградации $T_д$ оценивалась по формуле:

$$T_д=\frac{T_д}{\delta_R(T_{изм})},$$

где $T_{изм}$ – продолжительность одного измерения, равная примерно 9 ч 10 мин.

Для исследования импульсных НЧ токовых флуктуаций использовался мостовой метод [9]. По измеренным значениям напряжения $U_{mV}(t)$ НЧ флуктуаций рассчитывалась центрированная зависимость флуктуаций тока от времени [9]:

$$\Delta I_{НН}(t)=\frac{U_{mV}(t)-U_{mVср}}{\sqrt{2}R},$$

где R – среднее арифметическое сопротивлений проволочных нагрузочных резисторов [9], $U_{mV\ ср}$ – среднее значение $U_{mV}(t)$ за время измерений.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ И РЕЗУЛЬТАТЫ

Для компенсации напряжения использовалось от 4 до 6 последовательно соединённых малошумящих источников опорного напряжения, что соответствовало значениям напряжения компенсации 6,438 В, 8,052 В и 9,663 В. Для каждого из трёх указанных напряжений было выбрано напряжение источника питания, которое определялось из условия, что компенсация напряжения на проволочном резисторе достаточна для использования минимального предела измерений мультиметра без переключений на другие пределы [1]. При каждом из трёх значений напряжения источника питания было проведено по 1 измерению с каждой из 2 ламп.

На рисунке 1 показаны полученные зависимости $\delta_R(t)$ для лампы № 1 при трёх различных напряжениях накала, соответствующих температурам $1{,}7\cdot10^3$ К (кривая 1), $2{,}2\cdot10^3$ К (кривая 2) и $2{,}6\cdot10^3$ К (кривая 3).

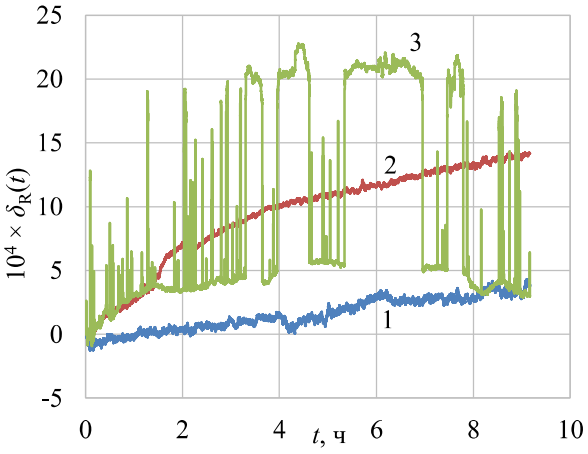


Рис. 1. Временная зависимость относительного изменения сопротивления нити накала лампы № 1 при трёх различных температурах: $1{,}7 \cdot 10^3$ К (кривая 1), $2{,}2 \cdot 10^3$ К (кривая 2) и $2{,}6 \cdot 10^3$ К (кривая 3)

Скачки тока на кривой 3 можно объяснить с помощью полумарковской модели с восстановлением[10]. Применительно к нашей работе деградационные процессы соответствуют испарению атомов (кластеров) вольфрама, а процессы восстановления – осаждению атомов вольфрама на нити накала.

Для выделения длинновременных деградационных процессов на фоне нестационарных флуктуационных процессов использовалось сглаживание реализаций $\delta_R(t)$ методом скользящей средней. Для каждой i-ой точки реализации выбирался диапазон индексов от max(i-m, 1) до min(i+m, N), где N=66000. Параметр m определял количество точек ($2m$+1 для среднего участка кривой), используемых для нахождения скользящей средней. Сглаженное значение определялось как среднее арифметическое для выбранного диапазона исходных значений $\delta_R(t)$. Полученные сглаженные зависимости $\delta_R(t)$ для лампы № 1 при трёх различных температурах показаны на рисунке 2. Номера кривых на рисунке 2 соответствуют номерам на рисунке 1. Для кривых 1 и 2 сглаживание проводилось при m=2500, а для кривой 3 – при m=15000. Большее количество точек для сглаживания кривой 3 обусловлено большим количеством скачков на кривой 3 рисунка 1.

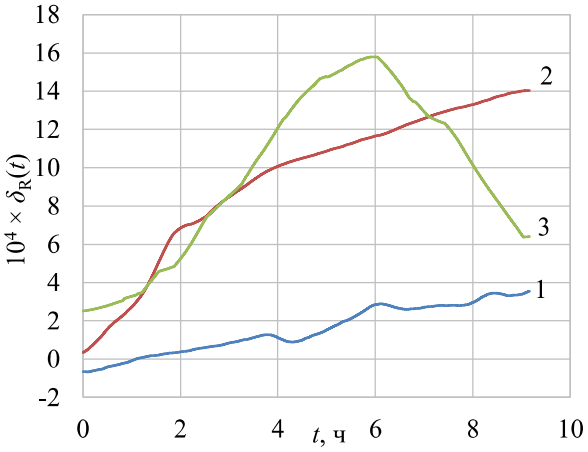


Рис. 2. Сглаженная временная зависимость относительного изменения сопротивления нити накала лампы № 1 при трёх различных температурах: $1{,}7 \cdot 10^3$ К (кривая 1), $2{,}2 \cdot 10^3$ К (кривая 2) и $2{,}6 \cdot 10^3$ К (кривая 3)

Для лампы № 2 также получается квазинепрерывная зависимость $\delta_R(t)$ при температурах $1{,}7 \cdot 10^3$ К и $2{,}2 \cdot 10^3$ К и скачки при температуре $2{,}6 \cdot 10^3$ К, которые обусловлены отрывом атомных кластеров от нити накала и их возвратом на нить.

В таблице 1 показаны полученные значения постоянных времени деградации для нитей накала ламп при трёх различных температурах.

Таблица 1. Постоянные времени деградации нитей накала при трёх различных температурах

Лампа	T=$1{,}7 \cdot 10^3$ К	T=$2{,}2 \cdot 10^3$ К	T=$2{,}6 \cdot 10^3$ К
№ 1	$2{,}2 \cdot 10^4$ ч	$6{,}6 \cdot 10^3$ ч	$4{,}0 \cdot 10^3$ ч
№ 2	$2{,}8 \cdot 10^4$ ч	$4{,}4 \cdot 10^3$ ч	$4{,}0 \cdot 10^3$ ч

Измерения мостовым методом проводились с той же парой ламп при трёх различных значениях напряжения источника питания, которые подбирались таким образом, чтобы падение напряжения на нити накала было таким же, как при использовании метода компенсации напряжения. Для каждого значения напряжения источника питания проводилось по 3 измерения. На рисунке 3 показаны 3 выбранные реализации, соответствующие температурам $1{,}7 \cdot 10^3$ К (кривая 1), $2{,}2 \cdot 10^3$ К (кривая 2) и $2{,}6 \cdot 10^3$ К (кривая 3).

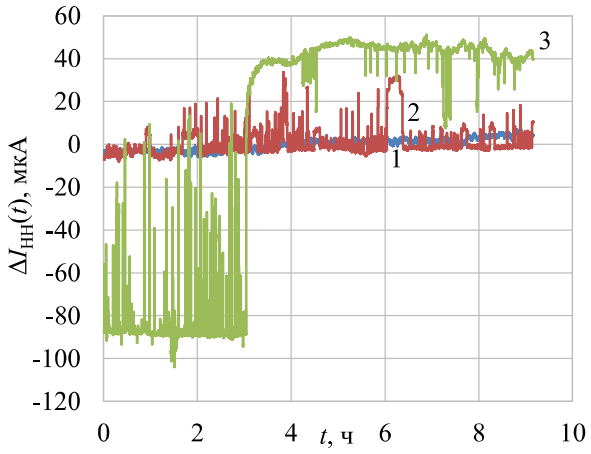


Рис. 3. Реализации НЧ флуктуаций тока в нитях накала при трёх различных температурах: $1{,}7 \cdot 10^3$ К (кривая 1), $2{,}2 \cdot 10^3$ К (кривая 2) и $2{,}6 \cdot 10^3$ К (кривая 3)

Из рисунка 3 видно, что при увеличении температуры нити накала увеличивается высота скачков на реализациях, что согласуется с результатами измерений на рисунке 1.

На рисунке 4 показаны усреднённые сглаженные спектральные плотности мощности (СПМ) при 3 различных температурах нити накала: $1{,}7 \cdot 10^3$ К (кривая 1), $2{,}2 \cdot 10^3$ К (кривая 2) и $2{,}6 \cdot 10^3$ К (кривая 3). Для сглаживания СПМ использовался алгоритм из [11]. Усреднение СПМ проводилось по 3 реализациям, соответствующим каждой температуре нити накала.

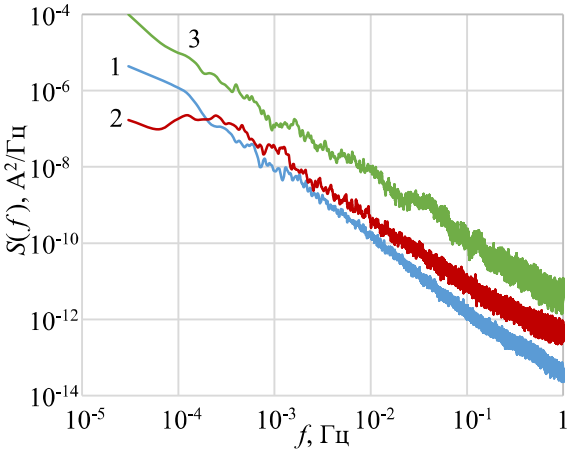


Рис. 4. Усреднённые сглаженные спектральные плотности мощности для НЧ флуктуаций тока в нитях накала при трёх различных температурах: 1,7·10^3 К (кривая 1), 2,2·10^3 К (кривая 2) и 2,6·10^3 К (кривая 3)

Из рисунка 4 видно, что спектр НЧ флуктуаций соответствует спектру фликкер-шума, при этом, интенсивность НЧ шума увеличивается при увеличении температуры. Температуре 2,2·10^3 К соответствует частота перегиба СПМ около 3·10^{-4} Гц. При температурах 1,7·10^3 К и 2,6·10^3 К частота перегиба СПМ ниже 3·10^{-5} Гц. Если не учитывать низкочастотный участок (до 3·10^{-4} Гц) кривой 2 на рисунке 4, то индекс СПМ γ уменьшается при увеличении температуры. Для кривой 1 γ=1,86, для высокочастотного участка кривой 2 γ=1,66 (для всей кривой γ=1,45), а для кривой 3 γ=1,58. Изменение формы СПМ в различных реализациях связано с нестационарностью НЧ флуктуаций тока в нитях накала.

На рисунке 5 показаны нормированные усреднённые автокорреляционные функции (АКФ) при 3 различных температурах нити накала: 1,7·10^3 К (кривая 1), 2,2·10^3 К (кривая 2) и 2,6·10^3 К (кривая 3). Усреднение АКФ проводилось по 3 реализациям, соответствующим каждой температуре. Для усреднения использовались ненормированные АКФ.

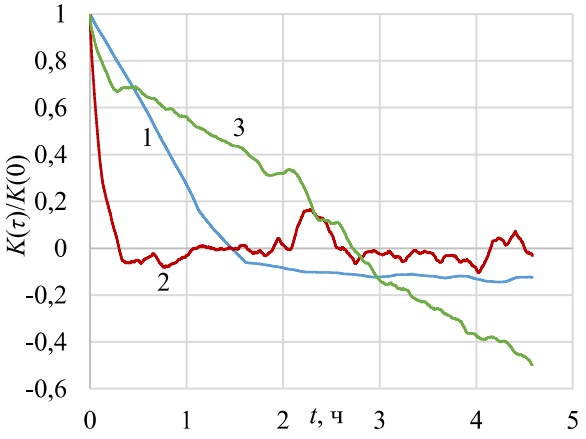


Рис. 5. Нормированные усреднённые автокорреляционные функции для НЧ флуктуаций тока в нитях накала при трёх различных температурах: 1,7·10^3 К (кривая 1), 2,2·10^3 К (кривая 2) и 2,6·10^3 К (кривая 3)

За счет нестационарности НЧ флуктуаций тока в нитях накала при высоких температурах форма АКФ и время корреляции существенным образом менялись в различных реализациях шума. Следует отметить, что нестационарность НЧ флуктуаций тока усиливалась с повышением температуры нитей накала.

По усреднённым АКФ рассчитаны времена корреляции НЧ токовых флуктуаций. Постоянные времен деградации нитей накала превышали время корреляции НЧ флуктуаций тока в 2·10^4 – 3·10^4 раз для кривых 1 и 2 и в 2,3·10^3 раз для кривой 3. Этот факт свидетельствует о том, что деградационные процессы и НЧ флуктуации тока представляют собой два различных вида физических процессов [12-14].

Подведем краткий итог по описанным выше результатам. Скачки и импульсы тока на кривых рисунков 1 и 3, разнонаправленность трендов деградации на кривой 3 рисунка 2 и нестационарность НЧ флуктуаций тока в нитях накала можно объяснить следующим образом. При высоких температурах в нитях накала проявляются два разнонаправленных процесса: испарение атомов (кластеров) вольфрама и обратный процесс возврата и осаждения испарившихся атомов на нить накала за счет влияния инертного газа внутри колбы лампы накаливания. Преобладание процессов испарения над процессами осаждения атомов вольфрама приводит, в конечном итоге, к деградации в нити накала. Деградация нити накала проявляется в истончении и в увеличении ее сопротивления. Для дальнейших исследований представляет интерес компьютерное моделирование описанных деградационных процессов в рамках полумарковских моделей [10,15-17].

ВЫВОДЫ

На основе проведенных экспериментальных исследований динамики деградационных процессов в нитях накала установлено:

1. Для экспериментального исследования динамики деградационных процессов целесообразно использовать зависимость изменения во времени сопротивления нити накала.
2. Основной проблемой при изучении деградационных процессов является необходимость регистрации малых изменений во времени сопротивления нити накала на фоне нестационарного низкочастотного шума. Для устранения влияния указанной выше проблемы использованы численные методы регрессионного анализа временных рядов.
3. Для надежного выделения низкочастотных флуктуаций тока в нити накала на фоне деградационных процессов и флуктуаций источников питания можно использовать мостовой метод измерения.
4. Деградационные процессы и НЧ флуктуации тока представляют собой два различных вида физических процессов, характерные времена протекания которых на несколько порядков различаются между собой.
5. Постоянная времени деградации нитей накала и время корреляции НЧ флуктуаций тока зависят от температуры нитей накала.
6. В диапазоне частот (3 10^{-4} – 1) Гц СПМ НЧ флуктуаций тока в нитях накала имеет частотную зависимость вида $1/f^{\gamma\ (\gamma>1,5)}$.
7. Полученные в данной работе результаты могут быть использованы для прогнозирования срока

службы исследуемых образцов нитей накала при тех или иных режимах их работы.

8. Для дальнейших исследований представляет интерес компьютерное моделирование деградационных процессов в нитях накала.

Список литературы:

1. Zakharov Y.A., Ghots S.S., Sharipov T.I., Bakhtizin R.Z. Degradation processes in tungsten filaments at high temperatures // Journal of Physics: Conference Series. – 2021. V. 2119. P. 012139.
2. Тимашев С.Ф., Поляков Ю.С., Лакеев С.Г., Мисуркин П.И., Данилов А.И. Принципы флуктуационной метрологии // Журнал физической химии. 2010. Т. 84, № 10. С. 1980-2000.
3. Воробьёв М.Д., Юдаев Д.Н. Токовые НЧ шумы как высокочувствительный инструмент оценки качества термокатодов // Флуктуационные и деградационные процессы в полупроводниковых приборах. Материалы докладов научно-методического семинара (Москва, 23 – 25 ноября 2009 г.). М.: МНТОРЭС им. А.С. Попова, МЭИ, 2010. С. 50-57.
4. Маковийчук М.И. Адсорбционно-десорбционная фликкер-шумовая спектроскопия – перспективный метод экологического мониторинга окружающей среды // Флуктуационные и деградационные процессы в полупроводниковых приборах. Материалы докладов научно-методического семинара (Москва, 23 – 25 ноября 2009 г.). М.: МНТОРЭС им. А.С. Попова, МЭИ, 2010. С. 170-176.
5. Степанов А.В. Флуктуации числа частиц в системе со многими состояниями // Флуктуационные и деградационные процессы в полупроводниковых приборах. Материалы докладов научно-методического семинара (Москва, 23 – 25 ноября 2009 г.). М.: МНТОРЭС им. А.С. Попова, МЭИ, 2010. С. 43-49.
6. Клюев А.В., Шмелев Е.И., Якимов А.В. Спектр естественных шумов диодов с коэффициентом неидеальности ВАХ, превышающим единицу // Флуктуационные и деградационные процессы в полупроводниковых приборах. Материалы докладов научно-методического семинара (Москва, 23 – 25 ноября 2009 г.). М.: МНТОРЭС им. А.С. Попова, МЭИ, 2010. С. 140-145.
7. Степанов А.В. Прямое измерение неравновесного шума // Флуктуационные и деградационные процессы в полупроводниковых приборах. Материалы докладов научно-методического семинара (Москва, 28 – 30 ноября 2011 г.). М.: МНТОРЭС им. А.С. Попова, МЭИ, 2012. С. 49-55.
8. Способ измерения температуры нагрева нитей накала осветительных ламп // Патент России № 2765887. 2022. Бюл. № 4. / Захаров Ю.А., Гоц С.С., Бахтизин Р.З., Шарипов Т.И.
9. Захаров Ю.А., Гоц С.С., Бахтизин Р.З. Мостовой метод исследования спектров токовых флуктуаций в вольфрамовых нитях накала в диапазоне частот $1{,}5\cdot10^{-5}$ – $5\cdot10^{-1}$ Гц // Измерительная техника. 2021. № 5. С. 18-25.
10. Копнов В.А. Оптимальное управление процессами деградации элементов механических систем / Изд-во Рос. гос. проф.-пед. ун-та, 2017. 305 с. http://elar.rsvpu.ru/handle/123456789/21714
11. Захаров Ю.А., Гоц С.С., Бахтизин Р.З. Исследование спектра низкочастотных токовых флуктуаций в нитях накала электрических ламп // Известия вузов. Радиофизика. 2020. Т. 63, № 3. С. 250-265.
12. Ovadyahu Z. Interaction induced spatial correlations in a Disordered Glass // Phys. Rev. B. – 2022. V. 105. P. 235101.
13. Thupakula U., Perrin V., Palacio-Morales A., Cario L., Aprili M., Simon P., Massee F. Coherent and Incoherent Tunneling into Yu-Shiba-Rusinov States Revealed by Atomic Scale Shot-Noise Spectroscopy // Phys. Rev. Lett. – 2022. V. 128. P. 247001.
14. Alaoui .Y.A., Zhu B., Muleady S.R., Dubosclard W., Roscilde T., Rey A.M., Laburthe-Tolra B., Vernac L. Measuring correlations from the collective spin fluctuations of a large ensemble of lattice-trapped dipolar spin-3 atoms // Phys. Rev. Lett. – 2022. V. 129. P. 023401.
15. Giudice G., Giudici G., Sonner M., Thoenniss J., Lerose A., Abanin D.A., Piroli L. Temporal entanglement, quasiparticles, and the role of interactions // Phys. Rev. Lett. – 2022. V. 128. P. 220401.
16. Vovk T., Pichler H. Entanglement-optimal trajectories of many-body quantum Markov processes // Phys. Rev. Lett. – 2022. V. 128. P. 243601.
17. Shiraishi N. Time-symmetric current and its fluctuation response relation around nonequilibrium stalling stationary state // Phys. Rev. Lett. – 2022. V. 129. P. 020602.

DOI: 10.53954/9785604859551_120

УДК 532.542.1

ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ЭФФЕКТИВНОСТИ РАЗЛИЧНЫХ ТЕПЛОНОСИТЕЛЕЙ

Иващенко В.А.[1,2], Мулладжанов Р.И.[1,2]

[1] Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН,
630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1
[2] Новосибирский государственный университет,
630090, Россия, Новосибирск, ул. Пирогова, 2
e-mail: ivashchenko@itp.nsc.ru

Аннотация: Атомная энергия является одним из самых перспективных источников энергии. Испытав стремительное развитие технологии за последнее столетие, сейчас атомная энергетика готовится к переходу на новый тип ядерных реакторов на быстрых нейтронах. Несмотря на наличии ряда технологических трудностей в процессе их эксплуатации, в настоящее время в России уже есть несколько ядерных реакторов такого типа, а также два крупных проекта по строительству новых. Ряд теплофизических задач, а именно, выбор и освоение теплоносителей, интенсификация теплообмена и снижение гидравлических потерь в тепловыделяющих сборках, требует дополнительного внимания. В настоящее время важными представляются задачи, связанные с обоснованием технических решений действующих и проектируемых реакторных установок, их оптимизацией, обоснованием режимов работы, разработкой инновационных технических решений активной зоны и узлов оборудования с целью повышения их безопасности, экономических характеристик и срока работы. Решение данных задач требует знания о характеристиках течения теплоносителя, то есть распределения поля скорости, температуры в реакторной зоне. В данной работе с помощью метода прямого численного моделирования проводится сравнение различных теплоносителей (вода, воздух, жидкий натрий) на примере модельной задачи обтекания цилиндра.

ВВЕДЕНИЕ

Атомная энергия на сегодняшний день играет важную роль в производстве электроэнергии по всему миру, при этом, по оценкам Международного Агентства по Атомной Энергии (МАГАТЭ), мировые мощности атомной энергетики могут увеличиться вдвое к 2050 году [1]. Перспективным вариантом реализации атомных реакторов являются реакторы на быстрых нейтронах. Одним из основных достоинств таких реакторов является «замкнутый топливный цикл», в ходе которого новое ядерное топливо синтезируется из природного U^{238} и Th^{232}, непригодных для использования в реакторах на тепловых нейтронах. Помимо множества технологических вопросов, стоящих на пути строительства и эксплуатации реакторов на быстрых нейтронах, выбор теплоносителя в активной зоне также является не до конца решенной задачей. Воду в качестве теплоносителя, как в реакторах на тепловых нейтронах, использовать нельзя – она слишком замедляет нейтроны. Газовое охлаждение не подходит из-за небольшой теплоемкости, поэтому в 1950-х годах в СССР под руководством академика Лейпунского Александра Ильича [2,3] появились первые исследования по использованию жидкометаллических теплоносителей (ЖМТ) в ядерных реакторах. При этом на сегодня, несмотря на наличие прототипов таких реакторов и действующих реакторов БН-600 и БН-800 на Белоярской АЭС, ряд теплофизических и технологических задач (выбор теплоносителя, интенсификация теплообмена, вопросы безопасности, снижение гидравлических потерь и др.) в тепловыделяющих сборках требует дополнительного внимания [4, 5].

В докладе МАГАТЭ от 2012 года [6] приведен подробный исторический обзор развития ЖМТ в ядерных реакторах, а также выделен целый ряд преимуществ таких реакторов, к которым можно отнести:

- низкое рабочее давление
- высокая температура кипения
- небольшие энергетические затраты на прокачивание теплоносителя по активной зоне
- Na и K оказывают малое коррозийной воздействие на остальные конструкции
- жидкие металлы являются одноатомными веществами, что снижает количество радиационных нарушений в теплоносителе

Из главных недостатков ЖМТ выделяют технологические сложности по его плавлению и передавливанию в основной контур, по удалению окислов, а также вопросы безопасности в связи с большой химической активностью щелочных металлов (реакции с водой и воздухом).

Обычно в качестве ЖМТ рассматривают несколько металлов: натрий, калий, свинец, висмут. В одном из первых реакторов на быстрых нейтронах БР-2 использовалась ртуть, но от нее быстро отказались из-за сильного воздействия на конструкционные материалы реактора [2]. Натрий и калий на сегодня широко используются в быстрых реакторах по всему миру, однако, как уже упоминалось ранее, они очень хорошо взаимодействую с водой и воздухом, что накладывает серьезные условия на обеспечение безопасности реактора. Свинец и висмут используются в разрабатываемых сейчас в России реакторах БРЕСТ (строится в Северске с лета 2021 года) и СВБР (проект возобновлен с зимы 2021 года). Свинец обладает отличными нейтронными свойствами (отражение, низкое поглощение) и является очень мощным радиационным щитом против гамма-лучей. Более высокая температура кипения свинца обеспечивает преимущества в плане безопасности, поскольку он может эффективно охлаждать реактор, даже если он достигает температуры на несколько сотен градусов по Цельсию выше нормальных рабочих условий. Однако, поскольку свинец имеет высокую температуру плавления и высокое давление паров, дозаправка и обслуживание реактора со свинцовым теплоносителем затруднены. Температуру

плавления можно снизить, сплавив свинец с висмутом, но такая эвтектика вызывает сильную коррозию большинства металлов, используемых для конструкционных материалов.

Таким образом, несмотря на имеющееся разнообразие теплоносителей, каждый выбор связан с рядом технологических проблем. Именно поэтому реакторы на быстрых нейтронах до сих пор не получили широкого распространения. Однако, учитывая ограниченное количество природного U^{235}, необходимого для работы реакторов на тепловых нейтронах, в будущем все препятствия для использования реакторов на быстрых нейтронах определенно будут устранены.

В данной работе проводится сравнение различных теплоносителей, включая жидкий натрий, на примере обтекания одного тепловыделяющего элемента (ТВЭЛа). С помощью метода прямого численного моделирования проводится анализ эффективности теплоотведения на основе систем охлаждения жидкими металлами. Результаты, полученные с помощью вихреразрешающего численного моделирования, в дальнейшем будут использоваться для создания новых моделей турбулентности в рамках RANS-подхода, которые возможно применить для широкого спектра задач при проектировании энергетического оборудования.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

На Рис. 1 показана геометрия решаемой задачи. Рассматривается течение внутри кольцевого канала длиной $L = 5R$, в котором внутренний цилиндр ($r_0 = 0.5$) моделирует ТВЭЛ, а все пространство вплоть до внешнего цилиндра ($R = 1.0$) – окружающий теплоноситель.

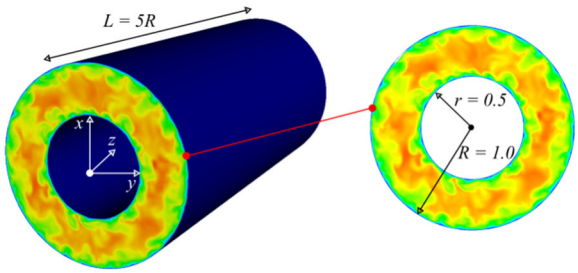


Рис. 1 Геометрия исследуемой модели. Цветом показана амплитуда продольного поля скорости, где синий цвет соответствует значению $u_x = 0$, а красный $u_x = 1.5$

Течение теплоносителя полностью описывается уравнением Навье-Стокса:

$$\left(\frac{\partial u_i}{\partial t} + u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j}\right) = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{1}{\mathrm{Re}} \frac{\partial \tau_{\mathrm{ij}}}{\partial x_j}, \qquad (1)$$

где u_i – компоненты вектора поля скорости, p – давление, тензор вязких напряжений:

$$\tau_{\mathrm{ij}} = \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3}\delta_{\mathrm{ij}} \frac{\partial u_k}{\partial x_k}$$

Также используется уравнение на перенос температуры:

$$\frac{\partial \mathrm{T}}{\partial t} + u_j \frac{\partial \mathrm{T}}{\partial x_j} = \frac{1}{\mathrm{Pe}} \frac{\partial}{\partial x_j}\left(\frac{\partial T}{\partial x_j}\right) \qquad (2)$$

Здесь и далее все величины записаны в безразмерном виде, поэтому в уравнениях присутствуют коэффициенты подобия: число Рейнольдса (*Re*) и число Пекле (*Pe*). Рассматривалось три теплоносителя: воздух, жидкий натрий при температуре 500°C и вода. Число Рейнольдса для всех рассматриваемых случаев $Re = 8900$, числа Пекле: *6320, 42.72, 62300* для воздуха, натрия и воды, соответственно. Данные числа получились из табличных значений чисел Прандтля для соответствующих теплоносителей. На внутреннем и внешнем цилиндрах использовалось граничное условие прилипания для поля скорости и фиксированные значения температуры: $T_r = 2.0$ для $r = 0.5$ и $T_R = 1.0$ для $R = 1.0$, что соответствует падению температуры в два раза по сравнению с температурой на поверхности ТВЭЛа. В продольном направлении используется условие периодичности, что позволяет моделировать течение вдоль достаточно длинного тепловыделяющего элемента, так как в действительности характерные длины трубки ТВЭЛа превышают *700r* (в данной задаче *L=10r*).

Для численного решения уравнений (1)-(2) используется вычислительный код Nek5000, разработанный Полом Фишером и др. [7]. В его основе лежит метод спектральных элементов (SEM, от англ. Spectral Elements Method), по принципу работы схожий с широко известным методом конечных объемов, но в котором решение и данные представлены в виде разложения по многочленам *N*-го порядка в каждом из *E* деформируемых гексагональных элементов [8]. Обычно *N* варьируется от 8 до 16, так как при использовании меньшего значения *N* не используются преимущества SEM, а большие значения использовать дорого с вычислительной точки зрения. В данной работе $N = 9$. SEM отличается малой величиной численной дисперсии и диссипации, что является важным при расчете эволюции гидродинамических неустойчивостей, а также высоких числах Рейнольдса и Пекле. Спектральная точность означает экспоненциальное уменьшение ошибки с ростом количества вычислительных узлов. Дискретизация по времени происходит при помощи формулы ``дифференцирования назад" 3-го порядка и метода расщепления (splitting scheme), который детально описан в работе Томбулидиса и др. [9]. В рамках пространственной дискретизации в каждом из *E* элементов переменные задачи раскладываются по базису ψ_i, состоящему из интерполяционных полиномов Лагранжа:

$$\psi_i(x) = \prod_{j \neq i} \frac{x - \xi_j}{\xi_i - \xi_j}$$

где ξ_i - точки, являющиеся корнями уравнения:

$$(1 - \xi^2)\frac{d}{d\xi} P_N(\xi) = 0$$

в котором P_N - полиномы Лежандра порядка $N. Иными словами, ξ_i определяют положение точек сетки внутри спектрального элемента.

Вычислительная сетка состояла из более чем

11.8 млн. точек, что является достаточным пространственным разрешением для решения уравнения Навье-Стокса при заданном числе Рейнольдса. Дополнительно была проверена сеточная сходимость для более грубой сетки, для которой отклонение результатов не превысило 5%. Стоит отметить, что для решения уравнения на перенос температуры в случае с водяным теплоносителем данное пространственное разрешение является недостаточным (в виду большого числа Пекле), однако качественное сравнение с двумя другими рассмотренными случаями провести возможно. На Рис. 2 продемонстрирована вычислительная сетка в поперечном сечении кольцевого канала.

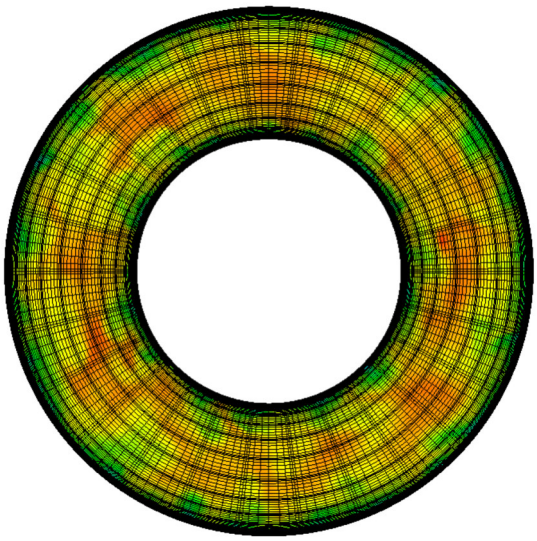


Рис. 2 Вычислительная сетка в поперечном сечении кольцевого канала. Цветом показана амплитуда продольной скорости

РЕЗУЛЬТАТЫ

Фиксированное число Рейнольдса $Re = 8900$ позволяет сравнивать распределения температуры при одинаковом турбулентном течении теплоносителя. На Рис. 3 показаны осредненные по большому периоду времени ($t = 1000$) профили продольной скорости и ее среднеквадратичного отклонения в зависимости от расстояния между цилиндрами $r - r_0$. В профилях видна асимметрия, что является классическим результатом для течений в кольцевых каналах.

На Рис. 4 изображены мгновенные профили распределения температуры, построенные через срез $z,y = 0$, в один и тот же момент времени. Из-за большой теплоемкости жидкий натрий способен отводить большее количество тепла, чем остальные теплоносители. Абсолютное значение температуры сравнивать для трех случаев не имеет смысла, так как при фиксированном числе Рейнольдса, с учетом различия в вязкости теплоносителей, моделируются течения с разной среднерасходной скоростью, что влияет на интенсивность конвективного теплопереноса.

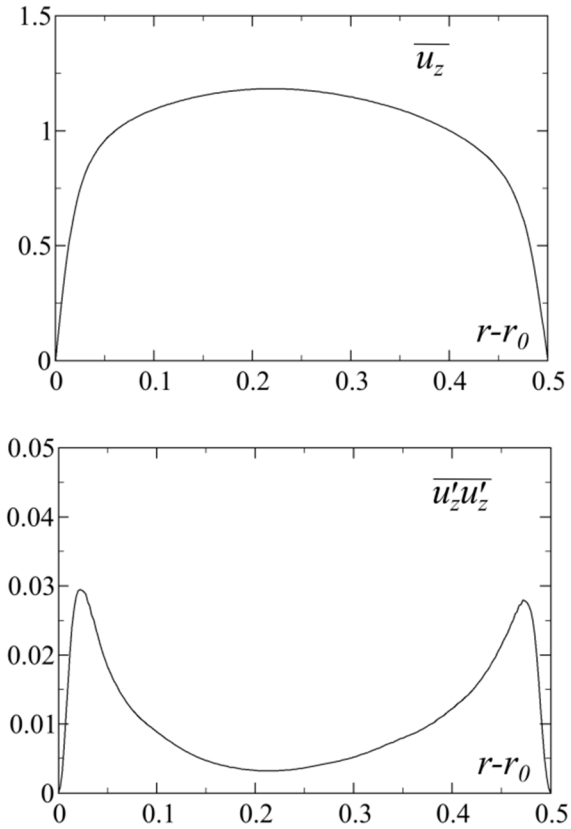


Рис. 3 Осредненный по времени профиль продольной скорости (сверху) и среднеквадратичного отклонения (снизу)

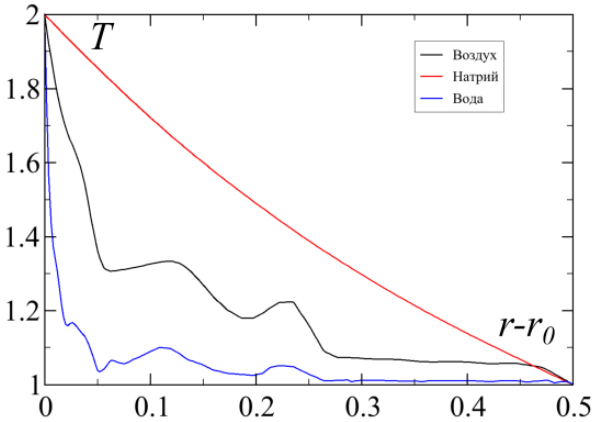


Рис. 4 Сравнение мгновенного распределения профилей температуры для всех трех рассмотренных теплоносителей

На Рис. 5 проиллюстрировано мгновенные распределения продольной скорости и температуры для всех трех рассмотренных теплоносителей. Наглядно видно одно из ключевых свойств жидких металлов: при турбулентной картине течения для жидкости профиль температуры выглядит, как ламинарное течение. Как уже было отмечено выше, абсолютные значения температуры ниже для водяного охлаждения, но это связано лишь с более быстрым конвективным теплоотводом.

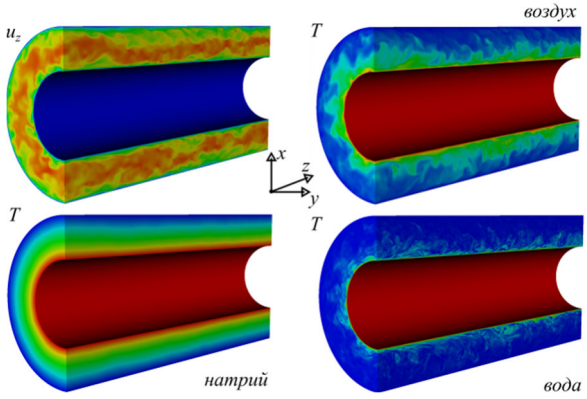


Рис. 5 Сравнение мгновенных полей продольной скорости (слева) и поля температуры для всех трех теплоносителей

ВЫВОДЫ

С помощью прямого численного моделирования проведено качественное сравнение трех типов теплоносителей на примере кольцевого канала из двух цилиндров, один из которых имитирует трубку тепловыделяющего элемента в активной зоне. Число Рейнольдса для всех трех случаев было фиксированным и равнялось $Re = 8900$, что соответствует полностью развитому турбулентном течению теплоносителя. Профили средней продольной скорости и ее среднеквадратичного отклонения качественно совпадают с классическими результатами для кольцевых каналов. Качественно сравнены распределения температуры внутри теплоносителей. Жидкий натрий ввиду большей теплоемкости способен отводить большее количество теплоты, чем другие теплоносители. Продемонстрированы мгновенные поля скорости и температуры. Показано фундаментальное свойство жидких металлов – плавное распределение профиля температуры даже при турбулентном режиме течения. Более высокая теплоемкость и температуры кипения делают жидкие металлы предпочтительным видом теплоносителя для реакторов на быстрых нейтронах. Дальнейшая работа будет направлена на количественное изучение характеристик каждого из теплоносителей, а также будет расширен список исследуемых жидких металлов.

Благодарности

Авторы благодарны Институту теплофизики СО РАН за предоставленные вычислительные ресурсы суперкомпьютера “Каскад”.

Список литературы

1. INTERNATIONAL ATOMIC ENERGY AGENCY. Energy, electricity and nuclear power estimates for the period up to 2050 // International Atomic Energy Agency, 2021.
2. Лейпуновский А. И. и др. Экспериментальный реактор на быстрых нейтронах БР-2 //Атомная энергия. – 1957. – Т. 2. – №. 6. – С. 497-500.
3. Лейпунский А. И. и др. Исследования по физике реакторов на быстрых нейтронах //Атомная энергия. – 1958. – Т. 5. – №. 3. – С. 277-293.
4. Драгунов Ю. Г. Разработка реакторной установки для транспортно-энергетического модуля мегаваттного класса // Атомная энергия. – 2012. – Т. 113. – №. 1. – С. 4-6.
5. Лемехов В. В., Смирнов В. С., Уманский А. А. Активная зона реактора БРЕСТ: современное состояние и перспективы // Проблемы машиностроения и автоматизации. – 2013. – №. 2. – С. 89-93.
6. INTERNATIONAL ATOMIC ENERGY AGENCY. Liquid Metal Coolants for Fast Reactors Cooled by Sodium, Lead and Lead-Bismuth Eutectic // IAEA Nuclear Energy Series. – 2012. – № NP-T-1.6
7. Kerkemeier S. G., Fischer P. F., and Lottes J. W. Nek5000: Open source spectral element cfd solver // Available at http://nek5000.mcs.anl.gov. – 2008
8. Patera A. T. A spectral element method for fluid dynamics: laminar flow in a channel expansion // Journal of computational Physics. – 1984. – Т. 54. – №. 3. – С. 468-488.
9. ссылка на работу по дискретизации в неке Тумбулидиса
10. Tomboulides A. G., Lee J. C. Y., and Orszag S. A. Numerical simulation of low mach number reactive flows // Journal of Scientific Computing. – 1997. – Т. 12. – №. 2. – С. 139-167.

Работа выполнена в рамках государственного задания ИТ СО РАН.

DOI: 10.53954/9785604859551_124

УДК 532.542.1

УПРАВЛЕНИЕ КАВИТАЦИОННЫМ ОБТЕКАНИЕМ ГИДРОКРЫЛА ПОСРЕДСТВОМ ТАНГЕНЦИАЛЬНОЙ ПОДАЧИ ЖИДКОСТИ

Иващенко Е.И.[1,2], Козюлин Н.Н.[1,2], Хребтов М.Ю.[1,2], Мулладжанов Р.И.[1,2]

[1] Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН,
630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1
[2] Новосибирский государственный университет,
630090, Россия, Новосибирск, ул. Пирогова, 2
e-mail: edauengauer@mail

Аннотация: Исследование воздействия тангенциальной инжекции на нестационарное кавитационное течение вокруг модифицированного гидропрофиля проведено при помощи метода моделирование крупных вихрей с использованием кавитационной модели Шнерра-Сауэра и динамического сгущения сетки в областях течения с интенсивным фазовым переходом. Случай соответствует углу атаки 9° и числу Рейнольдса 1.32×10^6, рассчитанному по хорде крыла. При помощи процедуры условного усреднения, предложенной в наших предыдущих работах, было получено хорошее совпадение среднего по времени поля продольной компоненты скорости с данными PIV (от англ. Particle image velocimetry). Способ управления нестационарным кавитационным течением посредством тангенциальной инжекции продемонстрировал незначительное уменьшение присоединенной каверны.

ВВЕДЕНИЕ

Возникновение разного рода неустойчивостей, в том числе вызванных кавитацией, в проточных трактах гидравлических систем негативным образом сказывается на производительности, надежности и безопасности гидротехнического и гидроэнергетического оборудования. Поэтому на сегодняшний день актуальной задачей, как с точки зрения фундаментальной науки, так и для развития нового, более эффективного гидравлического оборудования, является развитие методов управления кавитирующими течениями. На сегодняшний день широко известны активные и пассивные способы управления. К пассивным методам относится, например, использование специальных покрытий, а именно материал с определенным уровнем шероховатости и морфологии. За элементами шероховатости могут образовываться небольшие отрывы, вихри и зоны рециркуляции, что влияет на процесс зарождения кавитации [1,2]. Среди активных методов управления наиболее перспективными считаются уменьшение концентрации кавитационных зародышей (микропузырей нерастворенных газов) в набегающем потоке при помощи электролиза и ультразвука [3], а также инжекция или внесение в поток дополнительного источника импульса [4]. Так в недавней работе [5] был описан экспериментальный метод подавления кавитации на гидпрофиле при малых углах атаки. Было показано, что при малых углах атаки этот метод оказывается крайне эффективным при различных скоростях инжекции.

На сегодняшний день для эффективного решения задач управления потоками стало возможным использовать не только развивающиеся экспериментальные, но и вычислительные подходы [6-9]. При проведении численных экспериментов большой интерес представляет изменение параметров кавитационной каверны в динамике, так как при определенных условиях кавитационное течение становится нестационарным [10-12] и представляет собой турбулентное течение с фазовыми переходами и многомасштабным вихревым движением. Наиболее точным численным подходом к моделированию турбулентных течений жидкости и газа является прямое численное моделирование (DNS, от англ. Direct numerical simulations). Однако данный метод требует очень хорошее разрешение сетки, что в конечном итоге приводит к требованию большой мощности вычислительных систем, поэтому даже в ближайшем будущем применение DNS все равно будет слишком дорогостоящим [13-15]. Таким образом, для моделирования кавитирующего течения требуется применение нестационарных методов расчета, таких как URANS (от англ. Unsteady Reynolds-averaged Navier–Stokes equations) или LES (от англ. Large eddy simulations). URANS-модели в свою очередь имеют ограниченную способность моделировать нестационарные кавитирующие течения и нуждаются в некоторых модификациях [16,17]. Стоит отметить, что метод моделирования крупных вихрей (LES), позволяющий явно разрешать крупномасштабные нестационарные процессы, уже зарекомендовал себя как высокоэффективный [18–22].

Данная работа посвящена численному исследованию кавитационного обтекания гидропрофиля при наличии тангенциальной инжекции жидкости через поперечный щелевой канал в его поверхности в рамках метода LES. Для тщательного сравнения численных и экспериментальных результатов мы описываем и используем усовершенствованную методологию, основанную на условном усреднении поля скорости, учитывающую только данные для жидкой фазы [23]. Для оценки эффективности использования тангенциальной подачи жидкости проанализированы средние поля скорости и коэффициента паросодержания.

ЧИСЛЕННЫЕ МЕТОДЫ

В работе рассматривается кавитационное течение около модифицированного гидропрофиля при угле атаки 9° и числе Рейнольдса ($Re_C = 1.32\times10^6$), рассчитанному по хорде крыла C = 0.1м. Модификация крыла представляет собой наличие небольшого выступа (высотой 0.8 мм) на расстоянии $x = 0.6C$ от передней кромки крыла. Через этот выступ, моделирующий щелевой канал, осуществлялась тангенциальная подача жидкости, см. рис.1. Вычислительная область построена согласно экспериментальной работе [5] и

представляет собой канал длины 0.43м с прямоугольным сечением 0.08×0.25 м^2. Ширина канала 0.08м, см. рис.2.

Для количественной классификации кавитационного режима принято использовать безразмерное число кавитации σ_{cav}:

$$\sigma_{cav} = \frac{p_0 - p_v}{\rho_l U_0^2} \qquad (1)$$

здесь ρ_l обозначает плотность жидкости, U_0 – скорость набегающего потока, p_0 – давление, измеренное на входе в рабочий канал в работе [5], и p_v – давление насыщенных паров, см. таб. 1. Индексы l и v обозначают жидкую и паровую фазы соответственно.

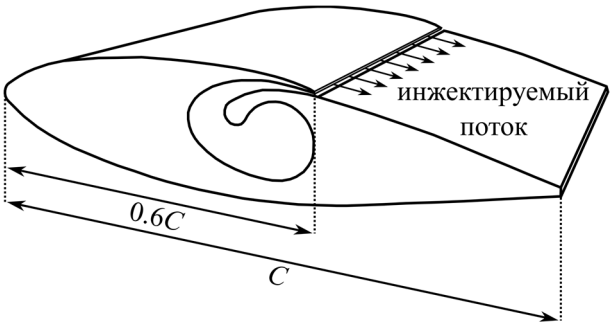


Рис. 1. Профиль исследуемого модифицированного гидрокрыла для подачи тангенциальной инжектируемой струи

Рассматриваются отфильтрованные уравнения Навье-Стокса для случая переменной плотности в рамках метода объема жидкости (VOF, от англ. Volume-of-fluid) [24]:

$$\frac{\partial(\widetilde{\rho}\widehat{u_i})}{\partial t} + \frac{\partial(\widetilde{\rho}\widehat{u_i}\widehat{u_j})}{\partial x_j} = -\frac{\partial \tilde{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial \widehat{\sigma_{ij}}}{\partial x_j} - \frac{\partial \widehat{\tau_{ij}}}{\partial x_j}, \qquad (2)$$

$$\frac{\partial \tilde{\rho}}{\partial t} + \frac{\partial(\tilde{\rho}\widehat{u_j})}{\partial x_j} = 0, \qquad (3)$$

$$\frac{\partial(\rho_v \tilde{\alpha})}{\partial t} + \frac{\partial(\rho_v \tilde{\alpha}\widehat{u_j})}{\partial x_j} = \tilde{R}, \qquad (4)$$

Где

$$\widehat{\sigma_{ij}} = \tilde{\mu}\left(\frac{\partial \widehat{u_i}}{\partial x_j} + \frac{\partial \widehat{u_j}}{\partial x_i} - \frac{2}{3}\delta_{ij}\frac{\partial \widehat{u_k}}{\partial x_k}\right) \qquad (5)$$

обозначает тензор вязких напряжений, а член $\tilde{R}$ описывает фазовый переход, а μ – динамическая вязкость. Символ $\widetilde{(\cdot)}$ обозначает поля с пространственной фильтрацией, а символ $\widehat{(\cdot)}$ соответствует усредненной по Фавру величине, то есть $\widehat{u_i} = \widetilde{(\rho u_i)}/\tilde{\rho}$. Для замыкания уравнений Навье-Стокса (1) используется динамическая модель с дополнительным транспортным уравнением на кинетическую энергию подсеточных масштабов [25]. Ранее в своей работе [23] мы подробно описывали предположения сделанные в уравнениях (2)-(4).

В рамках метода VOF $\tilde{\mu}$ и $\tilde{\rho}$ представляются следующим образом:

$$\tilde{\rho} = \tilde{\alpha}\rho_v + (1-\tilde{\alpha})\rho_l, \tilde{\mu} = \tilde{\alpha}\mu_v + (1-\tilde{\alpha})\mu_l \qquad (6)$$

Коэффициент объемного паросодержания α изменяется от 0 для жидкой фазы до 1 для пара.

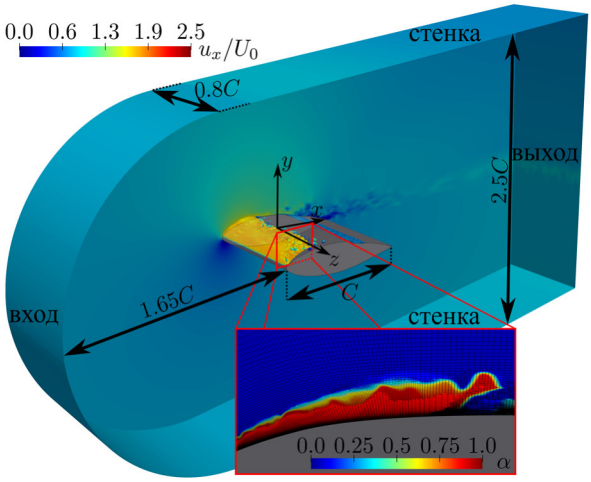


Рис. 2. Общий вид расчетной области и часть сетки вблизи крыла

Моделирование кавитации проводится с привлечением модели Шнерра-Сауэра [26]:

$$\tilde{R} = \frac{\rho_v \rho_l}{\tilde{\rho}}(1-\tilde{\alpha})\tilde{\alpha}\frac{3}{R_b} sign(p_v - \tilde{p})\sqrt{\frac{3}{2}\frac{|p_v - \tilde{p}|}{\rho_l}}, \qquad (7)$$

$$R_b = \left(\frac{3}{4\pi}\frac{1}{n_0}\frac{\tilde{\alpha}}{1-\tilde{\alpha}}\right)^{1/3}, \qquad (8)$$

где n_0 – эмпирический коэффициент представляющий собой концентрацию пузырьков в единице объема жидкости, который мы выбрали n_0 = 1.6×10^{13} в соответствии с работой [26].

Таб. 1. Параметры расчетного режима Re$_C$=1.32×10^6 при температуре воды 30°C.

U_0 [м/с]	σ [-]	p_0 [кПа]	p_{in} [кПа]	p_v [кПа]	ρ_l [кг/м^3]
10.47	1.56	105.8	85.3	4.24	995.61

Все расчеты проводятся с использованием вычислительного кода OpenFoam [27], основанного на методе конечных объемов. Дискретизация основных уравнений осуществляется при помощи метода конечных объемов (FVM, от англ. Finite volume method) и решается при помощи встроенного решателя *interPhaseChangeDyMFoam*. Для связи скорости и давления применяется схема PISO, которая состоит из предиктора и корректора [28-30]. Дискретизация производных по времени осуществляется при помощи схемы Кранка-Николсона [31]. Для пространственной дискретизации конвективного слагаемого в уравнении (2) используется линейная противопоточная схема второго порядка [32], а для диффузионного члена – центральная разностная схема второго порядка. Ограниченность скалярного поля α обеспечивается схемой, предложенной Ван Лиром [33] для второго члена уравнения (4).

Вычислительная сетка содержит около 12.3×10^6 вычислительных узлов. В расчете применялась процедура динамического сгущения сетки, что приводило к увеличению числа узлов в среднем до 21×10^6 узлов [34]. На рисунке 2 показана процедура сгущения сетки, во время которой каждый конечный объем, для которого локальный коэффициент паросодержания

лежит в пределах $0.4 < \alpha < 0.6$, разбивается на 8 меньших объемов. Оценка сеточной сходимости была проведена ранее в работе [23], так как модификация крала происходит только за счет добавления выступа на верхней части гидропрофиля и режим течения остается прежним (нестационарная облачная кавитация), то параметры сетки были взяты согласно вышеупомянутой работе. Граничные условия для профиля скорости на входе задавались согласно работе [5], на выходе задавалось конвективное граничное условие. На стенках использовалось граничное условие прилипания. Для кинетической энергии подсеточных масштабов и коэффициента паросодержания на входе задавались фиксированные значения близкие к нулю. Условие Неймана было использовано для поля давления на всех границах, а давление на входе (на расстоянии $1.65C$ от передней кромки крыла) задавалось равным p_{in} Значение давления p_{in} находилось путем экстраполяции значения p_0 согласно нашей предыдущей работе [23], а именно, известное из эксперимента поле скорости интегрируется по поверхности входного сечения рабочего канала и получаем изменение давления вдоль канала от точки p_0 до входного сечения расчетной области.

РЕЗУЛЬТАТЫ

В нашей предыдущей работе [23] была предложена методология прямого сравнения данных PIV и LES, основанная на условном усреднении поля скорости для определенных значений коэффициента паросодержания α, учитывая, что экспериментальные результаты содержат информацию только о жидкой фазе. Условное усреднение поля скорости определяется следующим образом:

$$\langle \tilde{u}_i \rangle_{\tilde{\alpha}_{th}} = \langle \tilde{u}_i | \tilde{\alpha} < \tilde{\alpha}_{th} \rangle, \qquad (9)$$

где процедура усреднения $\langle \cdot \rangle$ выполняется только для тех $\tilde{u}_i$, для которых коэффициент паросодержания меньше некоторого порогового значения $\tilde{\alpha} < \tilde{\alpha}_{th}$. Для сравнения результатов PIV и LES используется значение $\tilde{\alpha}$ = 0.25. На рисунке 3 представлено сравнение данных LES и PIV с применением процедуры условного усреднения. Получено достаточно хорошее совпадение.

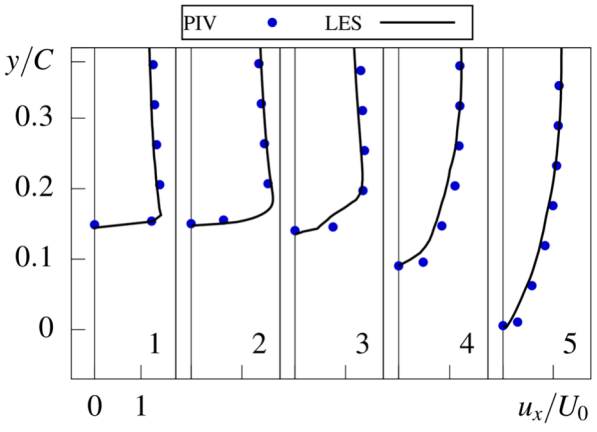


Рис.3.Сравнение профилей средней по времени продольной компоненты скорости PIV (символы) и условно-усредненным LES (линии) в центральном сечении канала и в x/C = −0.4, −0.2, 0.0, 0.2 и 0.4

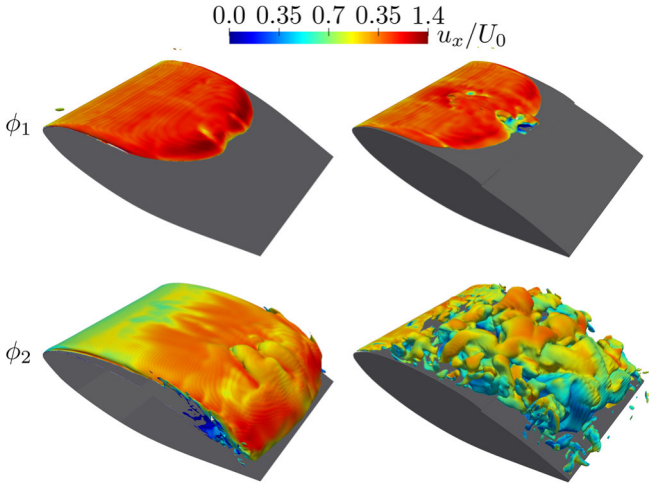


Рис.4. Мгновенные изоповерхности паросодержания α = 0.5, полученные в расчете без возмущения потока (слева) [23] и с тангенциальной инжекцией (справа) с нанесенным на ней полем продольной скорости u_x/U_0. Изоповерхности представлены для двух фаз развития кавитационного облака: присоединенная каверна имеет среднюю длину (ϕ_1) и максимальную длину (ϕ_2)

На рисунке 4 представлено сравнение изоповерхностей коэффициента паросодержания α = 0.5 для двух фаз развития кавитационного облака (ϕ_1 и ϕ_2) на поверхности модифицированного гидропрофиля (справа) и гидропрофиля без тангенциальной инжекции (слева) [23]. Результаты расчетов подтверждают экспериментальные данные [5], указывающие на то, что при больших углах атаки данный метод инжекции не является эффективным. Для угла атаки 9° использование щелевой струи не приводит к полному подавлению кавитации, однако, наблюдается небольшое уменьшение длины присоединенной каверны.

ВЫВОДЫ

Представлены результаты LES моделирования кавитационного обтекания модифицированного гидропрофиля при угле атаки 9° и числе Рейнольдса Re_C = 1.32×10^6. Для повышения точности в областях интенсивных фазовых переходов применялся метод конечных объемов в сочетании с процедурой динамического сгущения сетки. Кавитационные процессы описываются при помощи модели Шнерра-Сауэра. Сравнение условно-усредненных результатов LES и PIV показывает отличное совпадение поля продольной компоненты скорости в нескольких сечениях вдоль поверхности гидропрофиля. Было показано, что для нестационарного кавитационного режима течения применение тангенциальной инжекции приводить только к незначительному уменьшению длины присоединенной каверны.

Список литературы:

1. Churkin S.A., Pervunin K.S., Kravtsova A.Yu., Markovich D.M., and Hanjali´c K. Cavitation on Naca0015 hydrofoils with different wall roughness: high-speed visualization of the surface texture effects //Journal of Visualization. 2016. Т. 19. № 4. С. 587-590.
2. Kadivar E., Timoshevskiy M.V., Nichik M.Yu., el Moctar O., Schellin T.E., and Pervunin K.S. Control of unsteady partial cavitation and cloud cavitation in marine engineering and hydraulic systems //Physics of Fluids. 2020. Т. 32. № 5. С. 052108.

3. Chatterjee D. and Arakeri V.H. Towards the concept of hydrodynamic cavitation control //Journal of Fluid Mechanics. 1997. Т. 332. С. 377-394.
4. Wang W., Zhang Q., Tang T., Lu S., Yi Q., and Wang, X. Numerical study of the impact of water injection holes arrangement on cavitation flow control //Science Progress. 2020. Т. 103. №. 1. С. 0036850419877742.
5. Timoshevskiy M.V., Zapryagaev I.I., Pervunin K.S., Maltsev L.I., Markovich D.M., and Hanjalić K. Manipulating cavitation by a wall jet: Experiments on a 2D hydrofoil //International Journal of Multiphase Flow. 2018. Т. 99, С. 312-328.
6. Dular M., Bachert R., Stoffel B., and Širok B. Experimental evaluation of numerical simulation of cavitating flow around hydrofoil //European Journal of Mechanics-B/Fluids. 2005. Т. 24. № 4. С. 522-538.
7. Wang W., Yi Q., Lu S., and Wang X. Exploration and research of the impact of hydrofoil surface water injection on cavitation suppression// In Turbo Expo: Power for Land, Sea, and Air. American Society of Mechanical Engineers. 2017. Т .50817.
8. Izadi M.J., and Fetratjou P.H. CFD Computation of Water Injection on Lift and Drag of a Hydrofoil With Cavitation. In Fluids Engineering Division Summer Meeting. 2009. Т. 43727. С.815-823.
9. Wang W., Li Z., Liu M., and Ji X. Influence of water injection on broadband noise and hydrodynamic performance for a NACA66 (MOD) hydrofoil under cloud cavitation condition// Applied Ocean Research. 2021. Т. 115. С. 102858.
10. Watanabe S., Tsujimoto Y., Furukawa A. Theoretical analysis of transitional and partial cavity instabilities// ASME Journal of Fluids Engineering. 2001. Т. 123. №. 3. С. 692-697.
11. Kawakami D.T., Fuji A., Tsujimoto Y., Arndt R.E.A. An asses sment of the influence of environmental factors on cavitation in stabilities// ASME Journal of Fluids Engineering. 2008. Т. 130. №. 3, С. 031303.
12. Callenaere M., Franc J.P., Michel J.M., Riondet M. The cavita tion instability induced by the development of a re entrant jet// Journal of Fluid Mechanics. 2001. Т. 444. С. 223-256.
13. Žnidarčič A., Coutier-Delgosha O., Marquillie M., and Dular M. An algorithm for fast dns cavitating flows simulations using homogeneousmixture approach// In Journal of Physics: Conference Series. 2015. Т. 656. С. 012143.
14. Lu T., Samulyak R., and Glimm J. Direct numerical simulation of bubbly flows and application to cavitation mitigation// Journal of Fluids Engineering. 2007. Т. 129. №. 5. С. 595.
15. Hickel S. Dns and les of two-phase flows with cavitation// Springer, Cham. 2015. С. 595-604.
16. Coutier-Delgosha O., Reboud J.L., and Delannoy Y. Numerical simulation of the unsteady behaviour of cavitating flows// International journal for numerical methods in fluids. 2003. Т. 42. №. 5. С.527-548.
17. Decaix J. and Goncalves E. Compressible effects modeling in turbulent cavitating flows// European Journal of Mechanics-B/Fluids. 2013. Т. 39. С.11-31.
18. Bensow R.E. and Bark G. Implicit les predictions of the cavitating flow on a propeller// Journal of fluids Engineering. 2010. Т. 132. №. 4.
19. Dittakavi N., Chunekar A., and Frankel S. Large eddy simulation of turbulent-cavitation interactions in a venturi nozzle// Journal of fluids Engineering. 2010. Т. 132. №. 12.
20. Luo X., Ji B., Peng X., Xu H., and Nishi M. Numerical simulation of cavity shedding from a three-dimensional twisted hydrofoil and induced pressure fluctuation by large-eddy simulation// Journal of fluids Engineering. 2012. Т. 134. №. 4.
21. Roohi E., Zahiri A. P., and Passandideh-Fard M. Numerical simulation of cavitation around a two-dimensional hydrofoil using vof method and les turbulence model// Applied Mathematical Modelling. 2013. Т. 37. №. 9. С. 6469-6488.
22. Ji B., Luo X.W., Arndt R.E.A., Peng X., and Wu Y. Large eddy simulation and theoretical investigations of the transient cavitating vortical flow structure around a naca66 hydrofoil// International Journal of Multiphase Flow. 2015. Т. 68. С. 121-134.
23. Ivashchenko E., Hrebtov M., Timoshevskiy M., Pervunin K., and Mullyadzhanov, R. Systematic Validation Study of an Unsteady Cavitating Flow over a Hydrofoil Using Conditional Averaging: LES and PIV// Journal of Marine Science and Engineering. 2021. Т. 9. №. 11. С. 1193.
24. Sagaut P., Adams N. and Garnier E. Large-Eddy Simulation for compressible flows// Springer. 2009. Т. 276.
25. Yoshizawa A. and Horiuti K. A statistically-derived subgrid-scale kinetic energy model for the large-eddy simulation of turbulent flows// Journal of the Physical Society of Japan. 1985. Т. 54. №. 8. С. 2834-2839.
26. Schnerr G. and Sauer J. Physical and numerical modeling of unsteady cavitation dynamics// In Fourth international conference on multiphase flow. 2001. Т. 1.
27. Project site OpenFOAM. http://www.openfoam.com. 2004.
28. Jasak H. Error analysis and estimation for the finite volume method with applications to fluid flows 1996.
29. Ferziger J. H., Perić M. and Street, R. L. Computational methods for fluid dynamics// Springer. 2002. Т. 3.
30. Moukalled F., Mangani L. and Darwish M. The finite volume method in computational fluid dynamics// Springer. 2016. Т. 113.
31. Crank J. and Nicolson P. A practical method for numerical evaluation of solutions of partial differential equations of the heat-conduction type//Mathematical proceedings of the Cambridge philosophical society. 1947. Т. 43. №. 1. С. 50-67.
32. Warming R. F. and Beam R. Upwind second-order difference schemes and applications in aerodynamic flows// AIAA Journal. 1976. Т. 14. №. 9. С. 1241–1249.
33. Van Leer B. Towards the ultimate conservative difference scheme. II. Monotonicity and conservation combined in a second-order scheme'//Journal of computational physics. 1974. Т. 14. №. 4. С. 361-370.
34. OpenFOAM dynamic mesh refine library. http://voluntary.holzmann-cfd.de/software-development/libraries/direfinefvmesh. 2019.

Работа выполнена в рамках государственного задания ИТ СО РАН.

DOI: 10.53954/9785604859551_128

УДК 621.327.539

ГАЗОРАЗРЯДНЫЙ ИСТОЧНИК УФ ИЗЛУЧЕНИЯ НА ОСНОВЕ НИЗКОЧАСТОТНОГО ИНДУКЦИОННОГО РАЗРЯДА В ПАРАХ КАДМИЯ

Исупов М.В.

Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН,
630090, Россия, г. Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1
e-mail: isupovmikhail@yandex.ru

Несмотря на существенный прогресс в области светодиодных источников света, достигнутый в последние двадцать лет, ультрафиолетовые (УФ) газоразрядные лампы по-прежнему активно применяются в современных технологиях фотохимического синтеза и процессах УФ обеззараживания, что обусловлено отсутствием УФ светодиодов высокой мощности, необходимых для создания высокопроизводительных систем УФ обработки. Среди множества газоразрядных источников УФ излучения, применяемых в настоящее время, наибольшее распространение получили ртутные лампы низкого давления с газоразрядными электродами. Это обусловлено как высокой эффективностью преобразования мощности ртутного разряда низкого давления в резонансные линии ртути 253.7 нм и 184.9 нм, так и простотой конструкции электродных газоразрядных ламп. Однако, электродные газоразрядные лампы низкого давления обладают рядом физических ограничений, существенно затрудняющих задачу увеличения мощности лампы и соответственно повышения производительности систем УФ обработки. Так, для предотвращения распыления электродов лампы под воздействием ионной бомбардировки используется повышенное давление буферного инертного газа (~300−500 Па), в то время как максимум КПД ртутной лампы низкого давления достигается в диапазоне давлений буферного газа ~10−100 Па [1]. Также, для предотвращения распыления электродов ограничивается сила тока газового разряда.

Вышеуказанные физические ограничения электродных ламп низкого давления могут быть преодолены за счет перехода к безэлектродному (индукционному) принципу генерации разряда, позволяющему выбирать наиболее оптимальные условия (давление буферного газа, сила тока разряда), соответствующие достижению максимального потока УФ излучения лампы и соответственно максимальной производительности системы УФ обработки. Однако, эффективная генерация “стандартных” индукционных разрядов с соленоидальным индуктором возможна лишь на частотах мегагерцового диапазона, что существенно усложняет задачу создания безэлектродных газоразрядных ламп. Частота генерации индукционного разряда может быть снижена на два-три порядка, до частот килогерцового диапазона, за счет усиления магнитной связи между индуктором и плазмой с помощью ферромагнитного сердечника [2], что открывает новые возможности для разработки и создания безэлектродных газоразрядных источников света. В настоящее время опубликован ряд работ, посвященных разработке безэлектродных УФ ламп на основе низкочастотного ферромагнитно-усиленного индукционного разряда низкого давления в смеси паров ртути и инертных газов [3–6].

Помимо ртутных разрядов низкого давления, исследовались и альтернативные способы генерации УФ излучения, в частности, с помощью газовых разрядов в смеси паров кадмия и инертных газов [7]. Численное моделирование газового разряда низкого давления в смеси паров кадмия (1–90 мТорр) и неона (1 Торр) показало возможность достижения высокого (до 86%) КПД преобразования мощности электрического разряда в излучение резонансных линий кадмия 222.8 нм и 326.1 нм [8]. Принимая во внимание потенциально высокую эффективность кадмиевых разрядов низкого давления, а также преимущества безэлектродных газоразрядных ламп, целью данной работы являлось изучение электрофизических и излучательных характеристик низкочастотного индукционного разряда низкого давления в смеси паров кадмия и инертных газов.

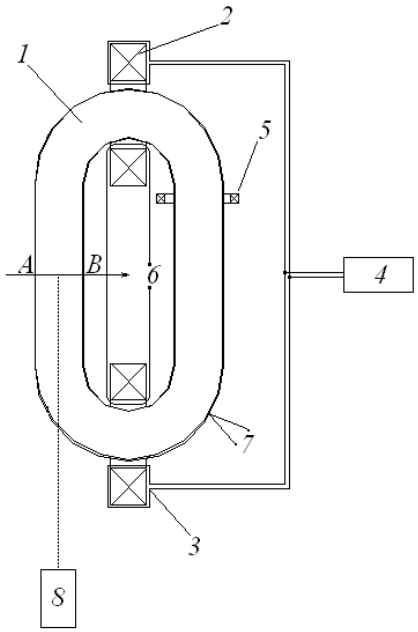


Рис. 1. Схема экспериментальной установки. 1 – газоразрядная камера; 2 – магнитопроводы; 3 – первичная обмотка; 4 – источник питания; 5 – трансформатор тока; 6 – измерительный виток; 7 – термопара; 8 – оптическая система

Схема экспериментальной установки показана на рис. 1. Тороидальная газоразрядная камера *1* изготовлена из кварцевой трубки длиной 51 см с внутренним диаметром 20 мм, заполнена аргоном при давлении 60 Па и кадмием, запаяна. На газоразрядной камере симметрично установлены ферритовые сердечники *2* с общим сечением 6.6 см^2. На каждом ферритовом сердечнике изготовлена первичная обмотка *3* (шесть витков), обмотки подключены параллельно к источнику

питания *4* с частотой тока 200 кГц. Ток разряда *I* измерялся при помощи измерительного трансформатора тока *5*. Напряжение разряда *U* измерялось при помощи измерительного витка *6*, охватывавшего сечение магнитопроводов. По закону электромагнитной индукции, измеренное напряжение разряда определяется выражением:

$$U = -\partial\Phi / \partial t = \oint_L \boldsymbol{E}\,d\boldsymbol{l} \qquad (1)$$

где L – замкнутый контур, образуемый измерительным витком *6*, Ф – переменный магнитный поток через контур L, $\boldsymbol{E}$ – напряженность электрического поля вдоль контура L. Поскольку в ферромагнитно-усиленных индукционных разрядах практически весь магнитный поток сосредоточен в ферромагнитных сердечниках [2], величина измеренного напряжения разряда U не зависит от выбора контура L (при условии, что контур охватывает сечение сердечников). В частности, выбирая в качестве контура L периметр по оси газоразрядной трубки L_0, из выражения (1) можно определить среднюю напряженность электрического поля разряда на оси газоразрядной трубки $E_0 = U/L_0$. Аналогичный способ определения электрических характеристик низкочастотного индукционного разряда использовался в работе [9].

Температура стенки газоразрядной камеры измерялась при помощи термопары *7*, что позволяло определять давление насыщенных паров кадмия. Излучательные характеристики разряда исследовались при помощи оптической системы *8*, которая позволяла измерять поперечные профили яркости отдельных спектральных линий в сечении газоразрядной трубки *A*-*B*, при помощи спектрометра с системой сканирования изображения газоразрядной трубки вдоль входной щели. Также, измерялся интегральный поток излучения разряда в спектральном диапазоне 300–400 нм, при помощи УФ-радиометра.

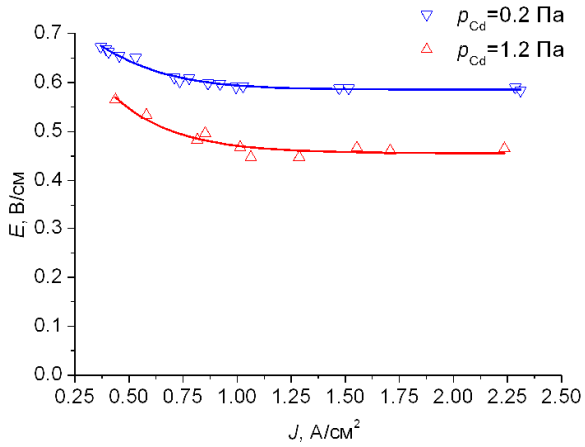


Рис. 2. Зависимость напряженности электрического поля разряда на оси газоразрядной трубки E_0 от плотности тока разряда j, для различных давлений паров кадмия

На рис. 2 представлены зависимости напряженности электрического поля низкочастотного индукционного разряда E_0 от плотности тока разряда j, для различных давлений паров кадмия. С увеличением плотности тока разряда напряженность электрического поля разряда уменьшается, что обусловлено увеличением вклада процессов ступенчатой ионизации в ионизационный баланс разряда. Увеличение давления паров кадмия также приводит к уменьшению напряженности электрического поля, ввиду существенно меньшего потенциала ионизации кадмия (8.99 эВ) по сравнению с потенциалом ионизации аргона (15.76 эВ). Характерные значения напряженности электрического поля разряда при давлении паров кадмия $p \sim 1$ Па составляют ~0.5 В/см и сопоставимы с характерными значениями $E_0 \sim 0.7$ В/см для низкочастотного индукционного разряда в смеси паров ртути и аргона при аналогичном давлении, диаметре газоразрядной камеры и плотности тока разряда [3]. Следует отметить, что напряженность электрического поля является важным параметром низкочастотного индукционного разряда, определяющим величину тепловых потерь в ферромагнитных сердечниках [10]. Относительно низкие значения $E_0 < 1$ В/см позволяют минимизировать тепловые потери в сердечниках и существенно повысить эффективность передачи мощности из источника питания в низкочастотный индукционный разряд.

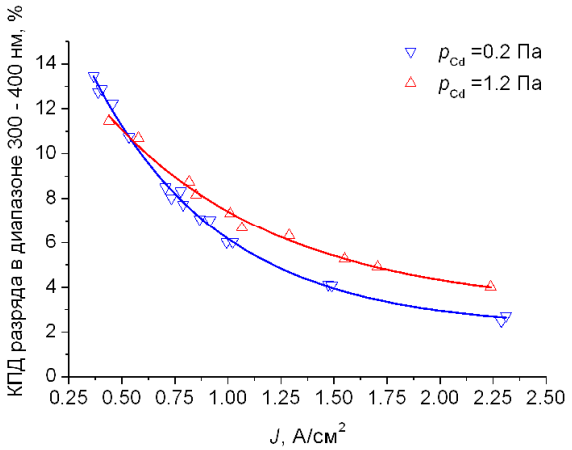


Рис. 3. Зависимость КПД УФ излучения разряда в спектральном диапазоне 300–400 нм от плотности тока разряда, для различных давлений паров кадмия

На рис. 3 показана зависимость КПД излучения низкочастотного индукционного разряда в спектральном диапазоне 300–400 нм (в процентах от вкладываемой в разряд электрической мощности), от плотности тока разряда, для различных давлений паров кадмия. Следует отметить, что основное излучение разряда в парах кадмия сосредоточено в резонансной линии 326.1 нм, имеющей наименьший потенциал возбуждения 3.80 эВ [7]. Из рис. 3 видно, что увеличение плотности тока разряда приводит к резкому спаду эффективности разряда, что обусловлено возрастанием роли тушащих соударений электронов с возбужденными атомами кадмия. Расчеты [8] показывают, что высокий выход резонансного УФ излучения кадмиевого разряда низкого давления (>70% от вкладываемой в разряд электрической мощности) может быть достигнут при давлении паров кадмия $p > 1$ Па и плотности тока разряда $j < 0.07$ А/см^2. Следует отметить, что давление насыщенных паров кадмия $p > 1$ Па соответствует температуре холодной точки газоразрядной камеры $t > 260$ °С. Поэтому, в

данной работе экспериментальные исследования низкочастотного индукционного разряда в парах кадмия проводились при относительно высоких плотностях токах разряда $j > 0.35$ А/см^2, что позволяло достигать требуемой температуры стенки газоразрядной камеры за счет нагрева мощностью разряда, однако не позволило достигнуть больших значений КПД безэлектродной лампы. Существенный нагрев газоразрядной камеры при малых плотностях тока разряда без использования внешнего подогрева может быть достигнут только при использовании дополнительной теплоизоляции газоразрядной камеры, например, с помощью внешней вакуумной рубашки.

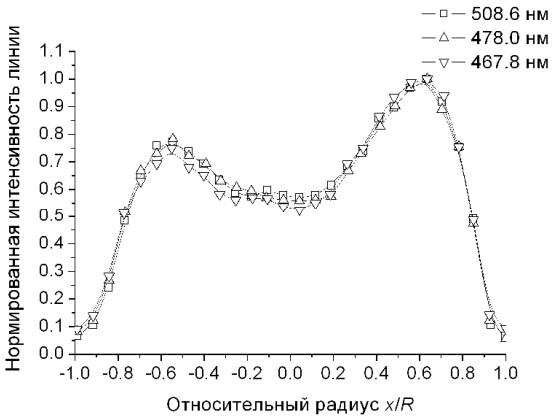


Рис. 4. Поперечные профили яркости спектральных линий кадмия. Давление паров кадмия 0.02 Па, радиус газоразрядной трубки R = 1 см

На рис. 4 представлены измеренные поперечные профили яркости нескольких нерезонансных спектральных линий кадмия в видимой области спектра (потенциал возбуждения 6.39 эВ), в нормированном виде. Измерения проводились в сечении газоразрядной трубки *A-B* (рис. 1). Положительные значения координаты x соответствуют внутренним областям тороидальной газоразрядной камеры, отрицательные значения – внешним. Нулевое значение координаты x соответствует оси газоразрядной трубки. Из рис. 4 видно, что наблюдается существенный спад яркости спектральных линий кадмия в центральной области газоразрядной трубки, а сами профили яркости асимметричны – интенсивность излучения низкочастотного индукционного разряда достигает максимума вблизи внутренней стенки тороидальной газоразрядной камеры. Наблюдаемый спад яркости спектральных линий кадмия в центральной области газоразрядной трубки, по всей видимости, обусловлен процессом радиальной откачки атомов кадмия к стенкам газоразрядной трубки. В основе данного процесса лежит разница между скоростью амбиполярной диффузии ионов к стенкам газоразрядной трубки ($D_{амб} \sim T_e$) и скоростью диффузии нейтральных частиц, образующихся в результате рекомбинации ионов, к центру газоразрядной трубки ($D_г \sim T_г$). Поскольку в газовых разрядах низкого давления температура электронов как правило существенно превышает температуру нейтральных частиц ($T_e >> T_г$), ускоренная откачка ионов кадмия к стенкам газоразрядной трубки приводит к уменьшению концентрации атомов кадмия, плотности тока разряда и интенсивности излучения в центральной области газоразрядной трубки. При этом ток газового разряда протекает в О-образном канале между стенками и центральной областью газоразрядной трубки, в котором концентрируется основная часть легкоионизируемой добавки – атомов кадмия. Соответственно, при измерении поперечных профилей яркости спектральных линий максимальные значения яркости наблюдаются при координатах x, соответствующих максимумам плотности тока разряда. В литературе данный эффект описан на примере процесса радиальной откачки атомов натрия в натриевых лампах низкого давления [1]. Однако, если в дуговых и тлеющих разрядах низкого давления в цилиндрических трубках радиальные распределения параметров плазмы как правило симметричны, то в случае низкочастотного индукционного разряда наблюдается нарушение радиальной симметрии.

Наблюдаемое нарушение радиальной симметрии параметров плазмы низкочастотного индукционного разряда может быть объяснено изменением напряженности электрического поля разряда в сечении трубки *A-B*. Действительно, из уравнения (1) следует, что напряженность электрического поля $E = U/L$ возрастает по мере перехода от внешних областей тороидальной газоразрядной камеры к внутренним областям (и уменьшения длины контура L). Это изменение можно описать выражением

$$E = \frac{E_0}{1 - 2\pi x / L_0} \qquad (2)$$

В частности, подставляя $L_0 = 51$ см, получим для исследуемого разряда при $x_1 = 0.6$ см и $x_2 = -0.6$ см $E(x_1)/E(x_2) \approx 1.16$. Поскольку удельная мощность разряда $P_v = jE = \sigma E^2$ (σ - проводимость плазмы), увеличение напряженности электрического поля в 1.16 раза должно привести к увеличению удельной мощности разряда (и интенсивности излучения нерезонансных линий) в 1.34 раза. Эта оценка хорошо согласуется с представленными на рис. 4 результатами, где интенсивность нерезонансных линий в точке $x = 0.6$ см в ~1.3 раза превышает интенсивность спектральных линий в точке $x = -0.6$ см. Из выражения (2) в частности следует, что газоразрядные камеры с большим соотношением $2\pi R/L_0$ (R – радиус газоразрядной трубки) не оптимальны, поскольку в этом случае разница между напряженностью электрического поля во внутренних и внешних областях камеры возрастает, и газоразрядный канал прижимается к внутренней стенке камеры, в то время как большая часть объема газоразрядной камеры характеризуется малыми значениями P_v и практически не излучает. Более того, ввиду существенной реабсорбции резонансного излучения, в неизлучающем слое плазмообразующего газа происходит дополнительное поглощение резонансных линий, что приводит к снижению КПД УФ лампы. С другой стороны, значительное уменьшение радиуса газоразрядной трубки R приводит к существенному увеличению напряженности электрического поля разряда E_0, ввиду увеличения скорости потерь заряженных частиц на стенках газоразрядной трубки ($\sim D_a/R^2$). Соответственно, возрастают тепловые потери в ферромагнитных сердечниках и умень-

шается эффективность передачи мощности из источника питания в безэлектродный разряд. Задача определения оптимального радиуса газоразрядной трубки, соответствующего высокой эффективности передачи мощности из источника питания в низкочастотный ферромагнитно-усиленный индукционный разряд, и одновременно высокой эффективности преобразования мощности низкочастотного индукционного разряда в излучение резонансных линий, является нетривиальной задачей.

Резюмируя, необходимо выделить следующие ключевые моменты. Низкочастотный ферромагнитно-усиленный индукционный разряд в смеси паров кадмия и аргона характеризуется относительно низкой напряженностью электрического поля ~0.5 В/см даже при малом радиусе газоразрядной трубки (1 см), что позволяет минимизировать тепловые потери в ферромагнитных сердечниках и обеспечить высокую эффективность передачи мощности из источника питания в безэлектродный разряд. При этом эффективность преобразования мощности безэлектродного разряда в УФ излучение во многом определяется давлением паров кадмия и плотностью тока разряда. Основная техническая сложность при этом заключается в необходимости достижения достаточно высоких температур стенки газоразрядной трубки >260 °С, соответствующих давлениям паров кадмия >1 Па, при относительно низких плотностях тока разряда <0.1 А/см^2. Аналогичная техническая сложность возникает в электродных натриевых лампах низкого давления, имеющих рабочую температуру стенки газоразрядной трубки 270–290 °С при плотности тока разряда <0.1 А/см^2, и решается за счет применения внешней вакуумированной рубашки с ИК отражающим покрытием. Особенности радиальных распределений параметров плазмы низкочастотного индукционного разряда низкого давления определяются амбиполярной диффузией заряженных частиц с последующей рекомбинацией на стенке и обратной диффузией нейтральных частиц в объем, а также неоднородным распределением напряженности электрического поля разряда по сечению газоразрядной трубки. Данные особенности также могут оказывать влияние на эффективность безэлектродной УФ лампы, ввиду существенного поглощения резонансного излучения атомами плазмообразующего газа.

Список литературы:

1. Разрядные источники света / Г.Н. Рохлин. М.: Энергоатомиздат, 1991. 719 с.
2. Godyak V. Ferromagnetic enhanced inductive plasma sources // J. Phys. D: Appl. Phys. 2013. V. 46. 283001.
3. Ulanov I.M., Isupov M.V., Litvincev A.Yu. Experimental study of transformer-coupled toroidal discharge in mercury vapour // J. Phys. D: Appl. Phys. 2007. V. 40. P. 4561-4567.
4. Левченко В.А., Попов О.А., Свитнев С.А., Старшинов П.В. Экспериментальные исследования электрических и оптических характеристик безэлектродной УФ лампы трансформаторного типа // Светотехника. 2014. №6. С. 39-43.
5. Левченко В.А., Попов О.А., Свитнев С.А., Старшинов П.В. Электрические и излучательные характеристики лампы трансформаторного типа с разрядной трубкой диаметром 16.6 мм // Светотехника. 2016. №1. С. 41-44.
6. Левченко В.А., Старшинов П.В., Свитнев С.А., Попов О.А., Костюченко С.В. Влияние давления инертного газа на генерацию УФ-излучения лампы трансформаторного типа с разрядной трубкой малого диаметра // Прикладная Физика. 2016. №1. С. 66-71.
7. Springer R.H., Barnes B.T. Intensities of 2288 Å and 3261 Å radiation from low-pressure cadmium rare-gas discharges // Journal of Applied Physics. 1968. V. 39. P. 3100-3104.
8. Petrov G.M., Petrova Ts., Ogoyski A., Blagoev A.B. Cd–Ne direct current glow discharge: An efficient source of ultraviolet radiation // Appl. Phys. Letters. 2000. V. 77. No.1 P. 40.
9. Piejak R., Godyak V., Alexandrovich B. Electric field in inductively coupled gas discharges // Journal of Applied Physics. 2001. V. 89. P. 3590-3593.
10. Исупов М.В. Литвинцев А.Ю. Исследование генерации низкочастотного индукционного разряда атмосферного давления // Прикладная механика и техническая физика. 2021. Т. 62, № 4. С. 80-87.

*Исследования выполнены в рамках государственного задания ИТ СО РАН (№*121031800218-5).

DOI: 10.53954/9785604859551_132

УДК 621.384.63+539.1

РАСЧЕТ ОХЛАЖДЕНИЯ ТЕПЛО-НАГРУЖЕННЫХ УСТРОЙСТВ РАБОЧИХ СТАНЦИЙ СТРОЯЩЕГОСЯ СИБИРСКОГО КОЛЬЦЕВОГО ИСТОЧНИКА ФОТОНОВ

Кабов О.А.[1], Золотарев К.В.[2], Зубавичус Я.В.[2], Винокуров В.В.[1,2], Винокуров В.А.[1], Фиников К.А.[3], Пуховой М.В[1,2], Быковская Е.Ф.[1], Кочкин Д.Ю.[1], Роньшин Ф.В.[1], Мунгалов А.С.[1], Димов С.В.[1,2], Марчук И.В.[1]

[1]Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН,
630090, Россия, г. Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1
[2]ЦКП «СКИФ»,
630090, Россия, г. Новосибирск, пр. Морской, 2
[3]Сибирский федеральный университет,
660041, Россия, г. Красноярск, пр. Свободный, 79
e-mail: okabov@gmail.com

Аннотация: Из-за высокой плотности энергии в синхротронном пучке и его потенциальной опасности, нахождения большей части устройств рабочих станций в вакууме, высоких требований к тепловым деформациям оптических элементов обеспечение теплового менеджмента любых элементов рабочих станций, использующих синхротронное излучение (СИ), представляет собой уникальные, сложные, не типовые задачи. Работа посвящена оптимизации охлаждения самых теплонагруженных оптических элементов рабочих станций вигглеровских источников СИ – алмазных окон, отсекающих высокий вакуум.

ВВЕДЕНИЕ

СИ является универсальным инструментом для характеризации нано- и микроструктуры объектов в фундаментальной и прикладной науке: геологии, медицине, биологии, материаловедении, энергетике, и при изучении процессов на нано- и микроуровне с характерными временами порядка пика секунд или более. СИ позволяет в реальном времени изучать такие процессы как рост графена на расплаве меди, а также динамику эволюции материалов в топливных элементах и новейших аккумуляторах, [1-2].

К началу 2021 г. в мире имелось около двадцати работающих синхротронов 3-его поколения и три синхротрона 4-ого поколения: в Швеции, Франции, Бразилии. Конструкции их рабочих станций, обеспечивающих конкретные исследования, уникальны, определены временем создания и назначением. Из-за высокой плотности энергии в синхротронном пучке, нахождения значительной части устройств рабочих станций в вакууме, высоких требований к тепловым деформациям оптических элементов, обеспечение теплового менеджмента любых элементов рабочих станций, использующих СИ, представляет собой уникальные и не решенные ранее задачи, [3-4]. В данной работе представлены результаты расчетов и оптимизации самого теплонагруженного оптического устройства рабочих станций «Сибирского Кольцевого Источника Фотонов» (СКИФ)– алмазного вакуумного окна (АВО), отсекающего область с высоким вакуумом в 10^{-8} Па.

Строительство СКИФ ведется в Новосибирске. На первом этапе будет создано шесть исследовательских рабочих станций для характеризации структуры объектов в прикладной и фундаментальной науке: материаловедении, новых магнитных и сверхпроводниковых материалах, катализаторах, источниках тока, нано- электронике, геологии, медицине, биологии и археологии. В двух из них, 1.1. и 1.4, СИ создается сверхпроводящими вигглерами. При этом полная мощность излучения приближается к 49 кВт, а плотность мощности на оси будет составлять до 92 кВт/мрад^2. В литературе приведены расчеты некоторых АВО для аналогичных рабочих станций построенных ранее источников СИ, например, [5-6].

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ ПО ОХЛАЖДЕНИЮ УСТРОЙСТВА

Одним из наиболее сложных для охлаждения устройств является тепловой алмазный фильтр, имеющий в своем составе монокристаллическую пластину CVD-алмаза, полученную методом химического осаждения из газовой фазы, диаметром 30-90 мм и толщиной 50-400 мкм, [7]. Фильтры располагаются перпендикулярно оси синхротронного излучения и предназначены для частичной фильтрации спектра излучения, а также для вывода пучка из области глубокого вакуума к оптическим системам рабочей станции. В создаваемой рабочей станции плотность тепловой мощности, воспринимаемая АВО, может достигать 14 или даже 20 МВт/м^2. Именно возможность отвести от этого элемента тепло, выделяющееся в алмазной пластине при поглощении части СИ, без ее значимых деформаций и нарушения целостности, в целом, определяет фактическую яркость пучка, доступную потребителю, то есть класс источника синхротронного излучения как 4+.

Важной особенностью теплопередачи в системе охлаждения оптических устройств рабочих станций СИ является наличие контактных сопротивлений между оптическим элементом и системой охлаждения, вызванной тем, что оптическое устройство находится в вакууме. Для существенного снижения контактного сопротивления между алмазным фильтром и системой охлаждения, а также для вакуумной герметизации предложено применить тонкую пленку жидкого металла между ними, [3-4]. Для центральной области фильтра приемлемыми являются температуры 500-600° С, охлаждаемая периферия может иметь температуры порядка 150 °С, [7].

ВОЗМОЖНОСТИ МИНИ- КАНАЛЬНОГО ОХЛАЖДЕНИЯ

В практике теплового менеджмента оптических устройств, использующих СИ, наиболее часто представлены канальные методы охлаждения. Связано это

с тем, что: 1) в литературе представлен опыт эксплуатации устройств, разработанных и изготовленных в прошлом веке, 2) чаще описаны иные наиболее теплонагруженные устройства, суммарная поглощаемая тепловая мощность которых по порядку величины составляет более 1-10 кВт. Характерные поперечные размеры каналов в этих устройствах более 1 мм, длина – более 10 мм. Однако тепловой менеджмент всех типов устройств, применяемых в оптических элементах рабочих станций, не может быть осуществлен только канальной схемой охлаждения, в частности для АВО. Здесь следует применять значительно более компактные схемы охлаждения. И это – мини и микро - канальные системы.

В Таблице 1 приведены возможности нескольких применяемых современных систем охлаждения с совокупностью максимальных продемонстрированных величин тепловых характеристик. Здесь в сравнении показаны возможности мини- канальных систем снимать тепловые потоки порядка 10 МВт/м^2 не только в режиме кипения воды или HFE-7100, но и при вполне конкурентоспособном однофазном охлаждении. Здесь и в работе [8] продемонстрировано, что мини- канальные системы не уступают другим схемам охлаждения: напорными струями, спрейной или сверхтонкой пленкой, подвергнутой сильному сдвигу потоком воздуха, [11]. Особенности расчета режимов течения, теплообмена, гидравлического сопротивления двухфазного потока в мини- канальных и микро - канальных системах, а также классификацию каналов по размерам можно найти в работах [22-28].

Табл.1. Возможности мини- канального охлаждения

Система охлаждения	Жидкость	Кипение	h, kW/(m^2 *K)	q", MW/m^2	Первый автор
напорной струей	вода	да	280	18,2	Overholt, 2005, [9]
спрейная	вода	да	120	20	Cebo-rudnicka 2016, [10]
сверхтонкой пленкой	вода	да	300	12	Kabov, 2018, [11]
макро- и мини- трубы	вода	да	-	276	Mudawar, 1999 [12]
мини- канальная	вода	да	134	48	Calame, 2009 [13]
мини- канальная	вода	да	67	15.0	Hirshfeld, 2006 [14]
мини- канальная	вода	да	260	14,7	Zhu, 2014 [15]
мини- канальная	вода	да	630	13.5	Palco, 2017 [16]
мини- канальная	HFE-7100	да	55	11.3	Sung, 2006 [7]
мини- канальная	вода	да	295	10,7	Kalani, 2015 [18]
мини- канальная	вода	да	32	10,2	Li, 2017 [19]
мини- канальная	вода	нет	-	10,1	Steinke, 2006 [20]
мини- канальная	HFE-7100	нет	-	3.1	Sung, 2008 [21]

ТЕПЛОВОЙ РАСЧЕТ АЛМАЗНОГО ВАКУУМНОГО ОКНА

При разработке системы охлаждения АВО проводились расчеты с использованием пакета ANSYS Fluent распределения температуры [3-4], величин деформаций и термических напряжений в центральном сечении алмазного фильтра толщиной 300 мкм и диаметром 70 мм. Расчетная геометрическая схема представлена на рис.1 вверху, схема мини- каналов – на рис.1 внизу. Центр координат находится в геометрическом центре расчетной области, ось z направлена вверх, параллельна вектору силы тяжести и противоположна направлению течения охлаждающей жидкости, ось y направлена перпендикулярно фланцам и алмазной пластине (рис.1, вверху). Между алмазной пластиной и медными фланцами с окнами 35x8 мм находится прослойка жидкого металла толщиной 0.5 мм. Жидкий металл используется для того, чтобы герметизировать вакуумное соединение и существенно снизить термическое сопротивление. Пучок СИ размером 30 мм по горизонтали и 3 мм по вертикали направлен в центр алмазной пластины. В данной статье использовался тестовый расчет, в котором размеры каналов и коллекторов охлаждающей воды еще не оптимизированы и не являются окончательными. Задачей расчетов было оптимизировать АВО по его размерам, расходу и давлению воды, при которых температура алмазной фольги не превысит 600 С. Гистограмма теплового потока от СИ (представлена проектировщиками СКИФ), применяемая в расчетах, схематично представлена на рис. 2. Суммарные мощности, выделяемые на поверхности алмазной пластины, составляли 1240 W, 1500 W, 1650 W и 1800 W, соответственно. Водяное охлаждение происходит с использованием мини-каналов размером 0.5x1 мм, расположенных внутри медных фланцев, размеры входного и выходного канала составляли 2.6x2.6 мм.

Расчетная сетка состоит из 4.68 млн элементов, со сгущением в области каналов. Размеры элементов расчетной сетки внутри мини-каналов были 0.125 мм. Для решения использовалась нестационарная модель k-omega. В численных расчетах учитывались зависимости свойств алмазной пластины от температуры (теплопроводность и теплоемкость C_P). Поскольку тепловой алмазный фильтр будет расположен в вакууме, на внешних границах задавались коэффициент излучения $0 \le \varepsilon \le 1$ и температура окружающей среды 22°C. Для полированной меди фланцев было задано значение $\varepsilon = 0.02$; для алмазного стекла – $\varepsilon = 0.92$ [29]. Давление подачи воды на входе составляло 5 атм, температура воды – 17°C.

Численные расчеты показали, что при заданном тепловом потоке 1.378 кВт/см^2 (суммарная мощность 1240 Вт), максимальная температура внутри алмазной пластины составит 322.6°C. Температура на стенках каналов не превышала 31.6°C, максимальная температура жидкого металла - 128.1°C. Расход охлаждающей воды составит 9 л/мин. На рис. 3 и 4 представлены рассчитанное распределение температуры внутри алмазной пластины в сечении y=0 и профиль температуры T(0,0,z) по высоте CVD-алмаза.

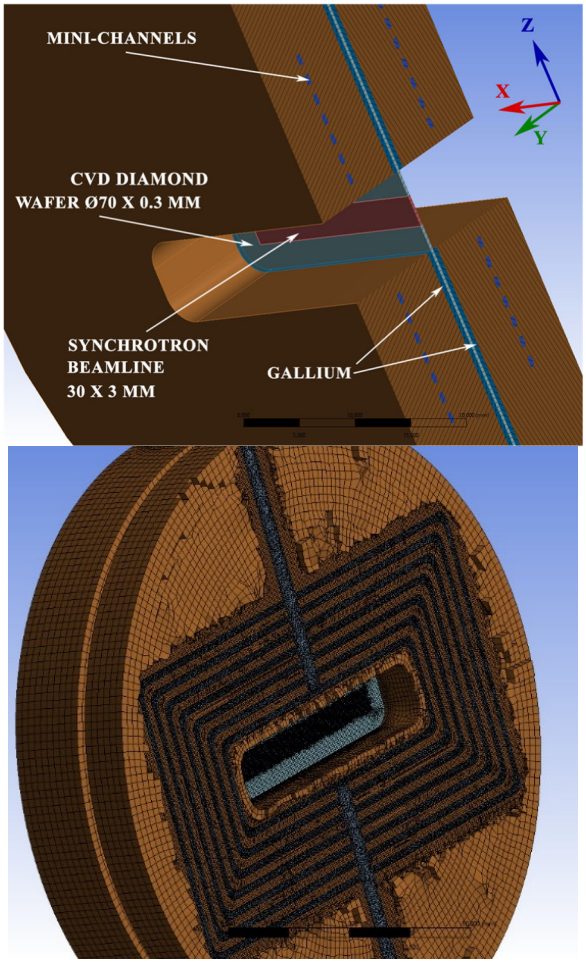


Рис.1. Расчетная геометрическая схема для теплового алмазного фильтра. Вверху – поперечное сечение. внизу – геометрия мини каналов.

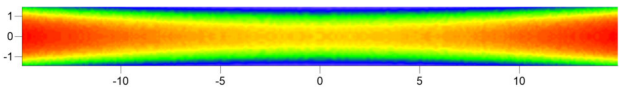


Рис.2. Гистограмма теплового потока от СИ, схематично. Пучок синхротронного излучения 30 х 3 мм. Суммарная мощность 1290 Вт, тепловой поток 1.35 кВт/см^2 – 1.5 кВт/см^2

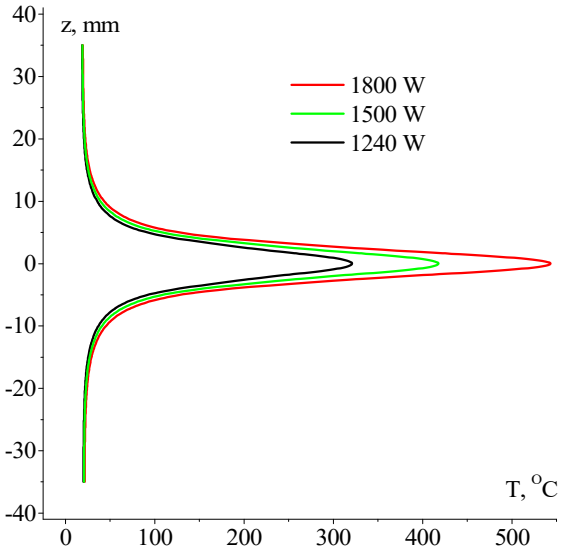


Рис.3. Профиль температуры T(0,0,z) в алмазной пластине Ø70 мм, толщина 0.3 мм

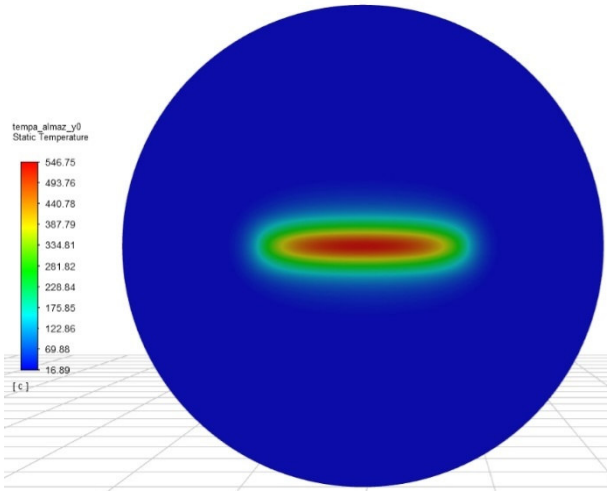
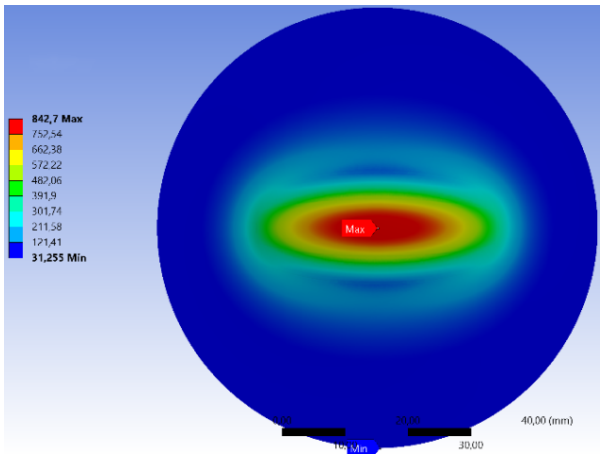
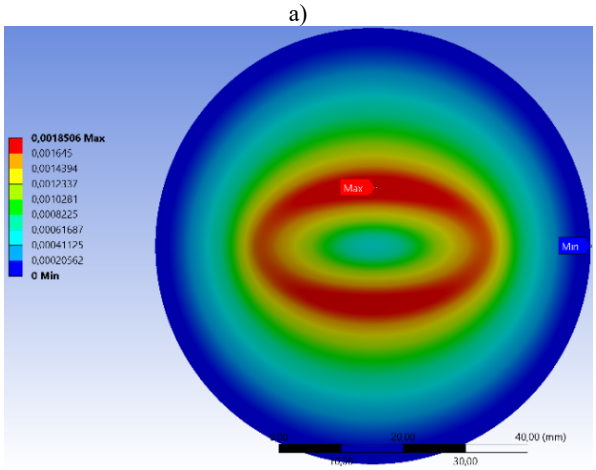


Рис.4. Температурное распределение (x,0,z) in °C в алмазной пластине при тепловой нагрузке в ее центре 1800 Вт (поток СИ: 30 х 3 мм, толщина пластины: 0.3 мм)



а)



б)

Рис.5. а) Распределение эквивалентных напряжений (по Mises), Мпа, в алмазной пластине Ø70 мм х 300 мкм. б) Распределение деформаций (мм), в этой же алмазной пластине

Для расчета деформаций использовалось рассчитанное 3D-распределение температуры CVD-алмаза. Максимальные эквивалентные напряжения на CVD-алмазе составили 842.7 МПа, (рис.5а)). Предел прочности для CVD-алмаза составляет 1200 МПа. То есть, по величинам термических напряжений предложенная схема охлаждения позволяет не превышать максимально допустимого значения при тепловыделении на

части фильтра, открытой для синхротронного излучения мощностью 1800 Вт. На рис.5б) представлено распределение полной деформации в CVD-алмазе, выраженное в миллиметрах. Максимальное значение составляет 1.85 микрон, что существенно меньше заданной Техническим заданием величины в 3,5 мкм.

Таким образом, показано, что в выбранной геометрии системы охлаждения максимальная величина удельного потока выделяемого тепла не должна превышать 2,0 кВт/см^2. И это гарантирует не превышение величин, как температур, так и температурных напряжений и деформаций.

Однако при эксплуатации Тепловых алмазных фильтров в качестве отсекающего вакуум окна, максимальная температура в любой его точке не должна превышать 320 С. Только это обеспечивает двух-кратный запас прочности CVD-алмазной пластины относительно возникающих термических напряжений. Было исследовано влияние диаметра алмазной пластины, размера и формы медного фланца на параметры охлаждения при выполнении такого требования. Установлено, что это условие может быть выполнено только с вдвое увеличенным расходом воды при снижении удельной мощности тепловыделения до уровня 1,5 кВт/см^2.

ОПТИМИЗАЦИЯ ГЕОМЕТРИЧЕСКИХ РАЗМЕРОВ КОНСТРУКЦИИ АЛМАЗНОГО ВАКУУМНОГО ОКНА

В табл.2 представлены параметры, по которым проводилась первичная оптимизация охлаждения АВО и его геометрических размеров. Оптимизация геометрических размеров АВО проводилась с учетом требования двух кратного запаса прочности CVD-алмазной пластины относительно возникающих термических напряжений (максимально допустимая температура в любой точке АВО ниже 320 С).

Табл.2. Параметры оптимизации охлаждения и АВО

Параметр для оптимизации	Диапазон величины
Начальная температура воды	5-17 С
Расход охлаждающей воды	7,3-13,1
Давление охлаждающей воды	5,0-10,0 атм
Диаметр CVD-алмазной фольги	40-70 мм
Диаметр медного фланца	60-90 мм
Число мини- каналов (связано с размерами фланца)	2-7

Наиболее значимые результаты оптимизации показаны на рис.6. Из результатов видно, что широкая вариация параметров геометрии алмазного окна (№1-5, диаметры 40-70 мм) позволяет с необходимым запасом по прочности и величинам деформаций реализовать достаточное охлаждение алмазного окна. На рис.7 представлены термограммы в АВО для его оптимальных размеров: диаметр алмазной пластины 40 мм, диметр медного круглого фланца – 60 мм.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведены тепловые и прочностные расчеты, оптимизация расхода, давления и начальной температуры охлаждающей воды, геометрических размеров конструкции для самого теплонагруженного элемента рабочих станций 1.1 и 1.4 вигглеровских источников СИ СКИФ – алмазного вакуумного окна.

Разработан эффективный вариант охлаждения CVD-алмазных фильтров с помощью мини-каналов, при котором максимальная температура алмазной пластины (542.6 С) и тепловые деформации (842.7 МПа) с 30% запасом не превышают предельных значений для температуры (500-600 С) и предела прочности (1200 МПа). При этом варианте охлаждение способно отвести до 2,0 кВт/см^2 удельного потока тепла.

Однако двух кратный запас прочности при тепловых напряжениях в алмазной пластине может быть достигнут только при снижении удельной мощности тепловыделения до уровня 1,5 кВт/см^2. С учетом этого требования проведена оптимизация геометрических размеров АВО. Расчеты убедительно показывают, что предложенный вариант охлаждения мини- каналами удовлетворяет требованиям, предъявленным для рабочих станции первой очереди источника синхротронного излучения «СКИФ».

Давление – 10 атм, температура подачи воды – 7°С				
	Макс.температ в алмазе, T°C	Расход, л/мин	Макс.температ на стенках каналов, T°C	Макс.температ. в жидком металле, T°C
1. Алмаз: 50мм, фланец: 60мм Inlet 2 mm, Outlet 2 mm	318.5	7.73	20.2	120.2
2. Алмаз: 60 мм, фланец: 70мм Inlet 2.6 mm, Outlet 2.6 mm	315.3	12.0	19.36	118.0
3. Алмаз: 70 мм, фланец: 80мм Inlet 2.6mm, Outlet 2.6mm	315.32	13.1	19.4	118.24
4. Алмаз: 50 мм, фланец: 80мм Inlet 2.6mm, Outlet 2.6mm	315.38	13.1	19.5	118.3
Алмаз: 40мм, фланец: 60мм Inlet 2 mm, Outlet 2 mm	319,5	7,72	20	112.6
Алмаз: 40мм, фланец: 50мм Inlet 1.42 mm, Outlet 1.42 mm	331,4	7,72	25,0	120,2
Алмаз: 40мм, фланец: 50мм Inlet 1.42 mm, Outlet 1.42 mm Овальный фланец	339,7	7,72	27,35	121,8

Рис.6. Влияние геометрических размеров CVD-алмазной пластины на параметры охлаждения при условии, что температура в любой точке пластины ниже 320 С.

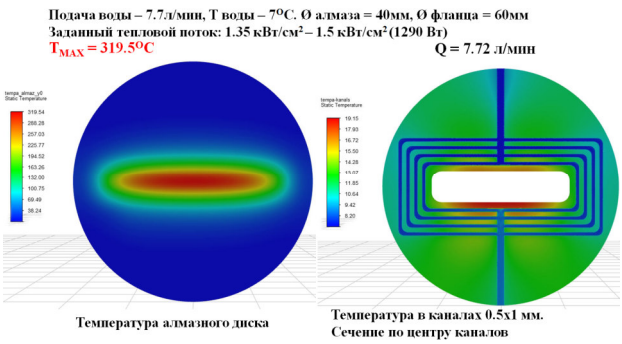


Рис.7. Термограммы в алмазном диске (слева) и в мини-в каналах (справа) для оптимальных размеров АВО: диаметр алмазной пластины 40 мм, диаметр медного круглого фланца – 60 мм; температура в любой точке АВО ниже максимально допустимой в 320 С.

Список литературы:

1. M. Jankowski, M. Saedi, F. La Porta, A.C. Manikas, C. Tsakonas, J.S. Cingolani, M. Andersen, M. de Voogd, G.J.C. van Baarle, K. Reuter, C. Galiotis, G. Renaud, O.V. Konovalov, I.M.N. Groot, Real-Time Multiscale Monitoring and Tailoring of Graphene Growth on Liquid Copper. ACS Nano 15 (6), 9638-9648 (2021)
2. L. Bott-Neto, M. V. F. Rodrigues, M. C. Silva, E. B. Carneiro-Neto, G. Wosiak, J. C. Mauricio, E. C. Pereira, S. J. A. Figueroa, P. S. Fernández, Versatile Spectroelectrochemical Cell for In Situ Experiments: Development, Applications, and Electrochemical Behavior, ChemElectroChem 2020, 7, 4306

3. Kabov, O & Zubavichus, Ya & Cooper, K & Pukhovoy, M & Vinokurov, V & Finnikov, Konstantin & Ronshin, Fedor & Nikitin, A & Bykovskaya, Elena & Vinokurov, V & Aleksandr, Mungalov & Marchuk, I. (2021). Device cooling features in wiggler synchrotron workstations. Journal of Physics: Conference Series. 2119. 012129. 10.1088/1742-6596/2119/1/012129
4. Kabov, O & Zubavichus, Ya & Cooper, K & Pukhovoy, M & Vinokurov, V & Finnikov, Konstantin & Ronshin, Fedor & Nikitin, A & Bykovskaya, Elena & Vinokurov, V & Aleksandr, Mungalov & Marchuk, I. Features of device cooling in wiggler synchrotron workstations // Journal of Physics: Conference Series. 2021. 2057. 012028. 10.1088/1742-6596/2057/1/012028.
5. Schulte-Schrepping H. and Hahn U. Hard X-ray Wiggler Front End Filter Design. // AIP Conference Proceedings 879, 1042 (2007)
6. Blumer H., Ulrich J., Betemps R. et al. (2006). CVD Diamond Vacuum Window for Synchrotron Radiation Beamlines. ReserachGate [Электронный ресурс]. – http://medsi2006.spring8.or.jp/proc/53-1.pdf (дата обращения 01.05.2021)
7. Schildkamp, W & Nikitina, Liudmila. (2012). Manufacturing of diamond windows for synchrotron radiation. The Review of scientific instruments. 83. 095104. 10.1063/1.4748265
8. Pukhovoy M V, Bykovskaya E F and Kabov O A. Experimental Achievements in Mini- and Micro- Channel Cooling. 2021 J. Phys.: Conf. Ser. 2119 012131
9. Overholt, M.R., McCandless, A., Kelly, K.W., Becnel, C.J., Motakef, S., 2005. Micro-jet arrays for cooling of electronic equipment, In: Proc. III Int. Conf. on Microchannels and Minichannels, Toronto, Paper ICMM2005-75250
10. Cebo-Rudnicka, Agnieszka & Malinowski, Zbigniew. (2016). The influence of selected parameters of spray cooling and thermal conductivity on heat transfer coefficient. International Journal of Thermal Sciences. 110. 52-64. 10.1016/j.ijthermalsci.2016.06.031.
11. Kabov, O.A., Zaitsev, D V., Tkachenko, E., 2018. Interfacial thermal fluid phenomena in shear-driven thin liquid films, Proc. Int. Heat Transf. Conf. 2018 (Begell House Digital Library), 1061–1067
12. Mudawar, I., & Bowers, M. B. (1999). Ultra-high critical heat flux (CHF) for subcooled water flow boiling—I: CHF data and parametric effects for small diameter tubes. International Journal of Heat and Mass Transfer, 42(8), 1405–1428
13. Calame, J. & Bass, Robert & Myers, R. & Safier, Pedro. (2009). Investigation of Hierarchically Branched-Microchannel Coolers Fabricated by Deep Reactive Ion Etching for Electronics Cooling Applications. Journal of Heat Transfer-transactions of The Asme - J HEAT TRANSFER. 131. 10.1115/1.3001017.
14. Hanoch Hirshfeld, Ido Silverman, Alexander Arenshtam, Dany Kijel, Ami Nagler. (2006) High heat flux cooling of accelerator targets with micro-channels. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 562 903–905
15. Y. Zhu, D.S. Antao, K. Chu, T.J. Hendricks, E.N. Wang, (2014) "Enhanced Flow Boiling Heat Transfer in Microchannels with Structured Surfaces," 15th International Heat Transfer Conference, Kyoto, Japan, August 10-15
16. Palko, James & Lee, Hyoungsoon & Zhang, Chi & Dusseault, Tom & Maitra, Tanmoy & Won, Yoonjin & Agonafer, Damena & Moss, Jess & Houshmand, Farzad & Rong, Guoguang & Wilbur, Joshua & Rockosi, Derrick & Mykyta, Ihor & Resler, Dan & Altman, David & Asheghi, Mehdi & Santiago, Juan & Goodson, Kenneth. (2017). Extreme Two-Phase Cooling from Laser-Etched Diamond and Conformal, Template-Fabricated Microporous Copper. Advanced Functional Materials. 27. 10.1002/adfm.201703265.
17. Sung, Myung & Mudawar, Issam (2006) Correlation of critical heat flux in hybrid jet impingement/micro-channel cooling scheme International Journal of Heat and Mass Transfer 49 (2006) 2663–2
18. A. Kalani, and S. G. Kandlikar (2015) Combining liquid inertia with pressure recovery from bubble expansion for enhanced flow boiling. Appl. Phys. Lett. 107, 181601
19. John R. Arthur Experience with microchannel and pin-post water cooling of silicon monochromator crystals. Optical Engineering, 34(2), 1995. https://doi.org/10.1117/12.195395
20. Li Wenming, Xiaopeng Qu, Tamanna Alam, Fanghao Yang, Wei Chang, Jamil Khan, and Chen Li (2017) Enhanced flow boiling in microchannels through integrating multiple micro-nozzles and reentry microcavities. Appl. Phys. Lett. 110, 014104
21. Steinke, Mark & Kandlikar, Satish. (2006). Single-Phase Liquid Heat Transfer in Plain and Enhanced Microchannels. Proceedings of the 4th International Conference on Nanochannels, Microchannels and Minichannels, ICNMM2006. 2006. 10.1115/ICNMM2006-96227.
22. Chinnov E A and Kabov O A Breakdown of a Locally Heated Liquid Film Shear-Driven in a Minichannel. 2006 High temperatures 445 777–95
23. Chinnov E A, Ron'shin F V and Kabov O A. Regimes of two-phase flow in micro- and minichannels (review) 2015 Thermophysics and aeromechanics 22 265–84
24. Chinnov E A, Ron'shin F V and Kabov O A. Two-phase flow patterns in short horizontal rectangular microchannels 2016 Int. J. of Multiphase Flow 80 57-68
25. Bekezhanova V B and Kabov O A. Influence of internal energy variations of the interface on the stability of film flow 2016 Interfacial Phenomena and Heat Transf. 4 2-3 133–156
26. Ron'shin F V, Cheverda V, Chinnov E and Kabov O A. Features of two-phase flow regimes in a horizontal rectangular microchannel with the height of 50 μm 2016 Interfacial Phenomena and Heat Transf. 4 2-3 191–205
27. Jia J L, Hang G, Fang Ye, Chong F M and Kabov O A. Effect of parallel channels orientation on two-phase flow and performance of a direct methanol fuel cell 2018 Interfacial Phenomena and Heat Transf. 6 3 197–208
28. Ronshin F.V., Dementyev Y.A., Chinnov E.A., Cheverda V.V. and Kabov O.A. Experimental investigation of adiabatic gas-liquid flow regimes and pressure drop in slit microchannel 2019 Microgravity Sci. and Technol. 31 693–707
29. Miheev M A, Miheeva I M. A short course of heat transfer. Heat Transfer Basics Energy publishing 1977, 206 pp.

DOI: 10.53954/9785604859551_137

УДК 535.8

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ ОБРАЗОВАНИЯ НАЛЕДИ НА МОДЕЛИ ЛОПАСТИ ВЕТРОГЕНЕРАТОРА

Какаулин С.В., Кабардин И. К., Гордиенко М.Р.

Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН,
630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1
e-mail: kakaulin_sergei@mail.ru

Накопление льда на различных элементах, открытых конструкций представляет собой серьезную проблему для обеспечения безопасности и эффективной эксплуатации самих конструкций и сопутствующего технического оснащения. Обледенение представляет угрозу генераторам энергии и линиям электропередач, телекоммуникационному и метеорологическому оборудованию, строительным и мостовым конструкциям, береговым сооружениям и судовому оборудованию и прочее. Эти объекты испытывают экстремально высокую дополнительную нагрузку из-за массивного накопления льда на их поверхности, что приводит к серьезным аварийным ситуациям, в том числе и со смертельным исходом [1]. Помимо критичного статического увеличения веса, обледенение может изменять динамическое поведение объекта, например, оно может приводить к критичному увеличению колебаний стационарных конструкций (пролетов мостов и пр.) и к изменению режимов работы различных энергетических генераторов вплоть до их полной остановки. Наиболее сложным объектом для изучения обледенения является вращающиеся колеса ветрогенераторов. Здесь возникает комплекс проблем, т.к. лед, образующийся на лопастях ротора, ухудшает его аэродинамические характеристики, снижая производительность установок [2]. Кроме этого, увеличение веса лопастей приводит к ухудшению балансировки ротора, из-за чего ветрогенераторы часто приходится останавливать во избежание их поломки или опасности отрыва кусков льда от лопастей.

В настоящее время наиболее перспективным развитием энергетики Арктики становится использование ее ветрового потенциала. Россия является самой богатой в этом отношении страной, имеющей самую длинную арктическую береговую линию с обилием ровных безлесных пространств, как наиболее благоприятных мест для размещения ветроэнергетических установок [3]. Их использование одновременно может отчасти решить проблемы автономного энергоснабжения и северного завоза за счет сокращения поставок горюче смазочных материалов. Социальные аспекты использования возобновляемых источников энергии приведут к улучшению условий человеческого обитания в арктических широтах. Однако в зимнее время в этих широтах эффективная эксплуатация ветряных турбин затруднена из-за угрозы обледенения [4]. Агрессивное действие льда на техногенных и природных объектах является серьёзной проблемой. Задачи борьбы с обледенением приборов и устройств актуальны для многих отраслей промышленности и долгое время исследуются.

В ветроэнергетике актуальность данных исследований заметно возросла лишь в последнее время, когда появилась необходимость массового внедрения ветрогенераторов в Арктике. Для вращающихся лопастей ветрогенераторов добавляются еще проблемы ухудшения их аэродинамики в сложных климатических условиях [5]. Дополнительная масса на лопастях дает более высокие силы инерции на роторе и может изменять собственные частоты, которые следует учитывать при оценке усталостной продолжительности жизни конструкции и прочее.

Цель данного исследования связана с изучением обледенения обтекаемых потоком воздуха тел. Обледенение является одной из основных проблем, сдерживающих эффективное использование ветрогенераторов для автономного энергоснабжения отдаленных населённых пунктов крайнего севера. Сейчас эта тематика перспективна и очень актуальна для обеспечения динамического развития энергетики в Арктических и отдаленных регионах Сибири. Эффективное решение поставленных противообледенительных задач в области ветроэнергетики с учетом их обобщения для применения к другим объектам жизнедеятельности может стать прорывной темой при решении данной проблемы для других направлений развития Арктического региона, что подчёркивает принципиальную важность развития этих знаний в целом [6].

Задача стенда сводится к созданию условий в климатической аэродинамической трубе, соответствующих обледенению в природных условиях, для проведения количественных и качественных измерений показателей наледи на объекте заданной формы, помещённого в прозрачный канал прямоугольного сечения.

Для проведения экспериментальных исследований испытания модели лопастей ветрогенератора использовалась климатическая камера. Был создан экспериментальный стенд (см. рис. 1), в котором можно проводить исследования с различными тестируемыми объектами. Экспериментальный стенд состоит из: рабочего участка квадратного сечения (размеры по внутренней части 200х200 мм) выполненный из органического стекла; параллельно соединенные трубки Ранка для охлаждения воздуха; проточный криотермостат для контроля температуры тестируемых объектов; Хонейкомб для равномерного распределения потока по каналу; парогенератор для увлажнения воздуха; система труб и клапанов для подачи сжатого воздуха.

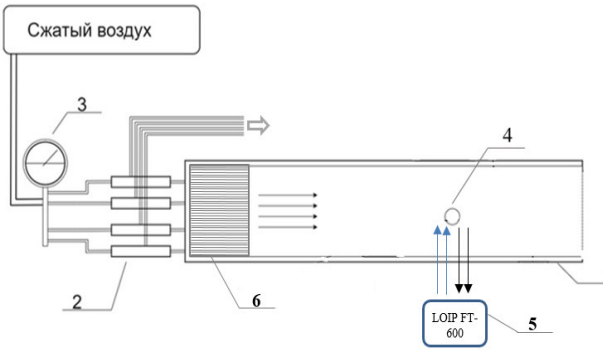


Рис. 1. Схема стенда с климатической аэродинамической трубой: 1 – рабочий участок; 2 – трубки Ранка; 3 – барометр; 4 – исследуемый объект; 5 – проточный криотермостат; 6 – хонейкомб

На экспериментальном стенде могут поддерживаться следующие параметры: температура воздуха в потоке от + 20 до – 20 °С; относительная влажность воздуха в потоке от 10 до 100%; скорость потока воздуха от 0 до 9 м/с; температура стенки объекта исследования от + 35 до – 20 °С; размер капельной влаги в потоке воздуха от 0,1 (туман) до 2,5 мм; температура капельной влаги в потоке воздуха от +1 до +15 °С.

Проточный криотермостат LOIP FT-600 является циркуляционным охладителем для точного контроля температуры во внешних системах с закрытым контуром. Криотермостат имеет встроенный герметичный бак, насос подачи охлаждённой жидкости. Температурный диапазон работы от – 25 до 40 °С, точность поддержания температуры ±0,5 °С. Максимальная холодопроизводительность криотермостата при поддержании температуры 20 °С составляет 1000 Вт. Производительность насоса 20 л/ч, напор 3м. Вместимость бака 9,5 л. Максимальная потребляемая мощность 1,8 кВт. В качестве охлаждаемой жидкости в криотермостат заправляется антифриз (водный раствор этиленгликоля с ингибирующими присадками) с температурой замерзания не выше – 40 °С.

Хонейкомб представляет собой канал квадратного сечения с внутренними размерами 200х200 мм. Внутри канала установлены трубки с внутренним диаметром 5 мм. Хонейкомб используется для выравнивания поля течения воздушного потока и для снижения уровня турбулентности.

В качестве тестируемого обекта использовалась лопатка с профилем RG-15 (см. рис. 2). Лопатка изготовлена методом быстрого прототипирования на 3D-принтере WanhaoDuplicator I3 с использованием PLA пластика.

Система подачи пара предназначена для регулирования влажности воздуха. Для имитации процессов обледенения необходимо чтобы воздух был с высоким уровнем относительной влажности вплоть до 100%. Для этой цели в рабочий участок необходимо добавить влаги. Наиболее целесообразным и эффективным способом повышения влажности воздуха является добавление в установку водяного пара, который смешиваясь с воздухом стремительно повышает уровень влажности. Однако следует учитывать, что вместе с влажностью воздуха вырастает тепловая нагрузка по охлаждению воздуха.

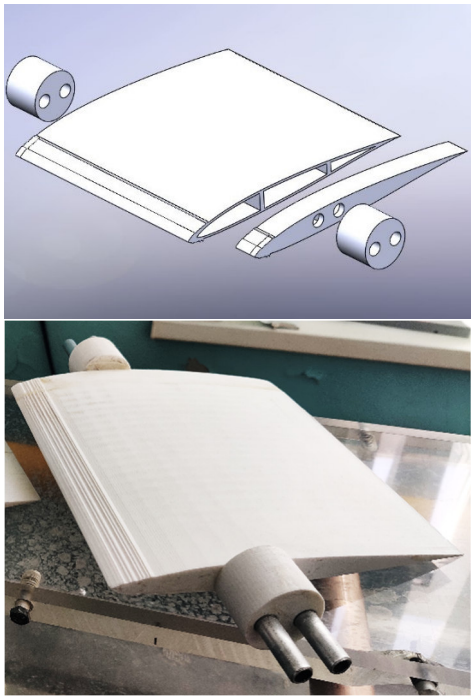


Рис. 2. Модель лопасти ветрогенератора (профиль RG-15)

Установка датчика относительной влажности и температуры производится в отверстие, расположенное в конце рабочего участка, для минимизации дестабилизации потока, поступающего на модель лопасти ветрогенератора.

Для охлаждения и контроля температуры экспериментального объекта необходимо подать охлаждённый антифриз (см. рис. 3) в полость лопатки. Однако следует учесть, что температура антифриза, подаваемая на объект может быть гораздо ниже чем температура антифриза потребная для поддержания температуры воздуха охладителем.

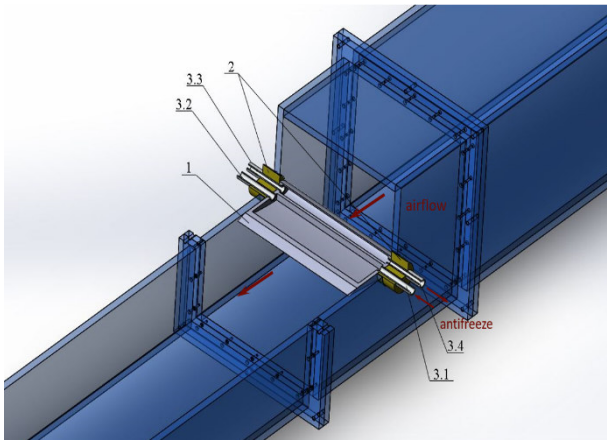


Рис. 3. Схема подачи антифриза в полость лопасти ветрогенератора: 1 – модель лопасти ветрогенератора; 2 – бобышки; 3 – трубки, обеспечивающие подачу и отведение антифриза из полости лопатки.

Процессы обледенения как правило сопровождаются наличием в воздухе значительного количества капельной влаги в виде дождя, мокрого снега и брызг от водоёмов. Для имитации капельной влаги в потоке воздуха перед экспериментальным объектом создан

распыл с различной интенсивностью и размерами капель. Для этой цели используются различные типы форсунок, которые устанавливаются в центральную часть (ядро) потока воздуха.

Исследование проведено с акцентом на применении передовых экспериментальных методов, использовании современных высокоточных измерительных систем. Для измерения характеристик газового потока использовался современный бесконтактный оптический метод диагностики потоков: метод лазерной доплеровской анемометрии. В основе метода лазерной доплеровской анемометрии лежит измерение перемещений взвешенных в потоке частиц (трассеров) по схеме обратного рассеяния. Пересекая интерференционное поле, частицы генерируют оптический сигнал, несущий информацию о скорости трассеров. Использование новейшей отечественной прецизионной лазерно-доплеровской измерительной системы ЛАД-078, разработанной в ИТ СО РАН, позволяет измерять три компоненты осредненной скорости потока в заданном сечении исследуемого объема. Диапазон измеряемой скорости: от 0,1 мм/с до 400 м/с погрешностью не более 0,1%. Метод также обеспечивает возможность измерения локальных пульсаций скорости потока, что делает его незаменимым в исследованиях аэродинамических потоков.

На первом этапе исследования были проведены экспериментальные исследования о распределении скоростей и проведен анализ структуры газового потока и степени неравномерности газового потока.

Измерения проводились в четырех поперечных сечениях (A, B, C, D) (см. рис. 4). Первые два сечения находятся на расстоянии 50 и 150 мм от передней кромки лопатки, оставшиеся два сечения находятся на расстоянии 50 и 150 мм от задней кромки лопатки соответственно.

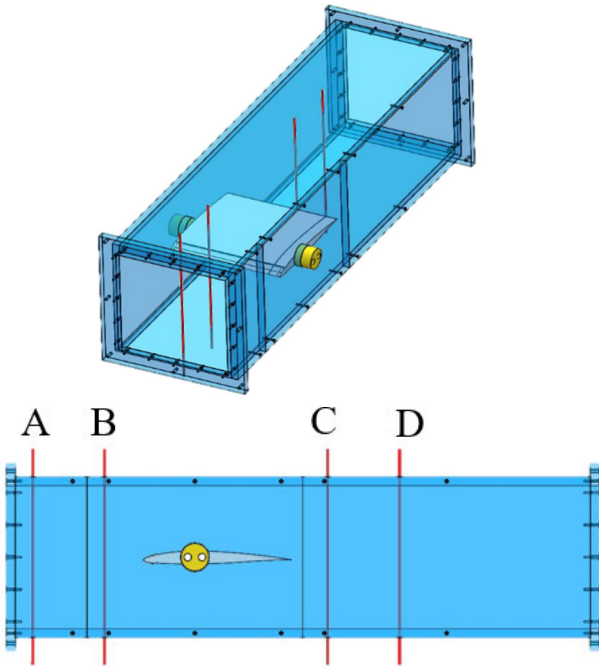


Рис. 4. Схема измерения профилей скорости

Для измерения поверхностей осевой компоненты скорости сетка координат точек измерений была задана через каждые 5 мм, количество регистрируемых вспышек в точке было установлено на значении 1000.

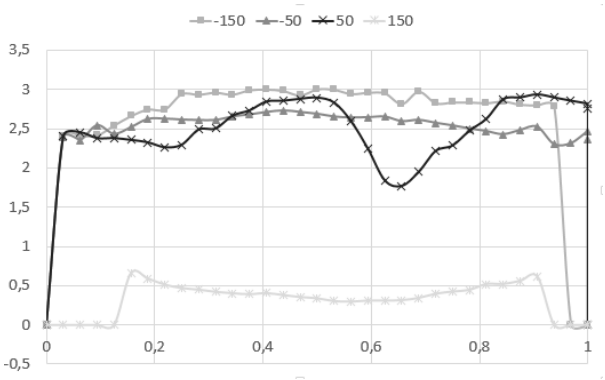


Рис. 5. Результаты экспериментальных измерений

Перед лопаткой мы имеем установившийся равномерный профиль скорости (см. рис. 5). После лопатки наблюдается падение скорости до 1.73 м/с. На выходе из рабочего участка профиль скорости выравнивается и скорость падает до 0.33 м/с.

Данные результаты подтверждают, что набегающий поток воздуха на лопасть ветрогенератора будет иметь равномерное распределение по сечению.

На втором этапе были проведены эксперименты по обледенению модели лопасти ветрогенератора (см. рис. 6). Парогенератор располагался на расстоянии 40 см от тестируемого объекта. Средняя скорость потока во время проведения эксперимента составила 2.5 м/с. Относительная влажность 90%.

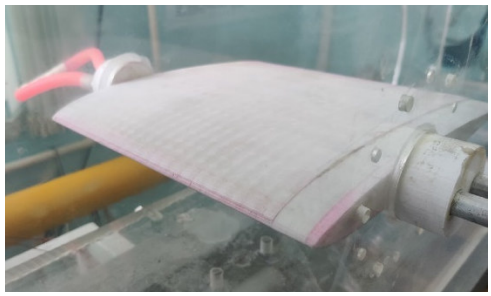


Рис. 6. Фотографии обледенения модели лопасти ветрогенератора без обледенения

Процесса обледенения в диапазоне температур от -2 до -10°C на лопатке не наблюдалось. Температура набегающего воздуха была уменьшена до - 10°C и на поверхности лопатки начал образовываться иней. При этом часть капель воды сносит с центральной части лопатки набегающим потоком, нарушая равномерное распределение обледенения по всей кромке лопатки. Поэтому после повышения температуры до - 15°C на периферии лопатки началось активная кристаллизация переохлаждённых капель воды (см. рис. 7).

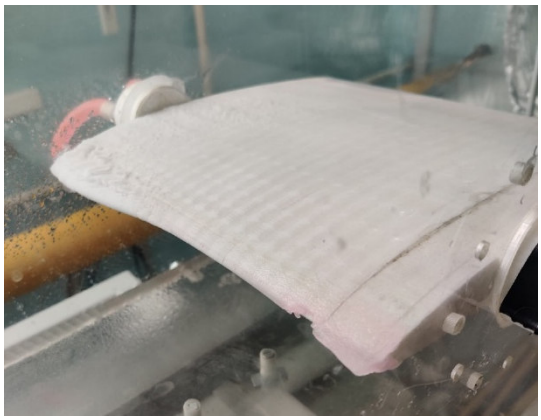


Рис. 7. Фотографии обледенения модели лопасти ветрогенератора при - 15°С

В течение 30 минут на передней кромке лопатки образовалась плотная изморозь почти треугольной формы (см. рис. 8), направленной в сторону набегающего потока. Толщина образовавшейся изморози на кромке лопатки составила 0.8 мм.



Рис. 8. Фотографии обледенения модели лопасти ветрогенератора при - 15°С в течение 30 минут

Основные параметры, влияющие на формирование максимальной толщины стенки обледенения, в ходе эксперимента: скорость набегающего потока; относительная влажность; распределение потока в рабочем участке; температура воздуха и продолжительность обледенения. Выше были представлены параметры при которых формировалось обледенение модели лопасти ветрогенератора.

Исходя из результатов можно сделать вывод, что тип образовавшегося обледенения относится к изморози, которая имеет наиболее общий тип внутриоблачного обледенения с образованием стенки с наветренной стороны. Поперечное сечение стенки изморози имеет почти треугольную форму, верхний угол которой направлен в наветренную сторону.

Полученные данные позволят получить новые научные результаты для описания аэродинамического взаимодействия потока с охлаждаемыми поверхностями и развитие методов борьбы с обледенением.

Список литературы:

1. I.K. Kabardin, S.V. Dvoynishnikov, V.G. Meledin, I.V. Naumov The distant diagnostics of transparent ice on wind turbine blades on the basis of total internal reflection // Journal of Engineering Thermophysics. 2016. № 4. P. 504-508
2. Yibing Wang, Yuanming Xu. An effect assessment and prediction method of ultrasonic de-icing for composite wind turbine blades// Renewable Energy №118. 2018. P. 1015-1023
3. Sabatier J., Lanusse P. CRONE control based anti-icing/deicing system for wind turbine blades // Control Engineering Practice №56. 2016. P. 200-209
4. Okulov, V.; Kabardin, I.; Mukhin, D.; Stepanov, K.; Okulova, N. Physical De-Icing Techniques for Wind Turbine Blades. Energies 2021. 14. 6750.
5. Варенцов М.И., Репина И.А., Артамонов А.Ю. Экспериментальные исследования энергообмена и динамики атмосферного пограничного слоя в Арктике в летний период // Труды Гидрометеорологического научно-исследовательского центра Российской Федерации. 2016.№ 361. С. 95-127.
6. Liangquan Hu, Xiaocheng Zhu. Wind turbines ice distribution and load response under icing conditions // Renewable Energy №113, 2017, - P. 608-619

Работа выполнена при поддержке РНФ в рамках научного проекта 21-19-00205.

DOI: 10.53954/9785604859551_141

УДК 532.526.3

ИССЛЕДОВАНИЕ ЭФФЕКТИВНОСТИ РАСПРЕДЕЛЕННОГО ОТСОСА НА ТЕЧЕНИЕМ ЗА ЦИЛИНДРИЧЕСКИМ ТРЕХМЕРНЫМ ЭЛЕМЕНТОМ ШЕРОХОВАТОСТИ НА МОДЕЛИ ПРЯМОГО КРЫЛА

Каприлевская В.С., Павленко А.М., Катасонов М.М., Козлов В.В.

Институт теоретической и прикладной механики им. С.А. Христиановича СО РАН,
630090, Россия, г. Новосибирск, ул. Институтская, 4/1
e-mail: kaprilevskayavs@itam.nsc.ru

ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время одной из основных проблем аэрогидродинамики остается проблема управления переходом ламинарного течения в турбулентное. В вопросе обтекания крыловых профилей ключевой задачей является возможность полного устранения или максимального смещения точки перехода пограничного слоя в турбулентное состояние к задней кромке [1, 2]. Отсасывание пограничного слоя является одним из эффективных способов управления течением. Данный метод позволяет подавлять волны Толлмина-Шлихтинга и смещать вниз по потоку область перехода, в результате чего уменьшается сопротивление трения.

В работе [3] было показано, что отсос потока может быть эффективно использован для управления неустойчивостью поперечного течения в трехмерном пограничном слое. Подтверждено, что бегущие волны затухают быстрее, что стационарные.

Работа [4] посвящена исследованию процесса развития первоначально синусоидальных возмущений в ламинарном пограничном слое. В данной работе отсос осуществлялся через узкую щель. Было показано, что амплитуда возмущений в потоке уменьшается вдоль пограничного слоя в области щели. Также было зафиксировано, что эффективность отсоса связана со стадией ламинарно-турбулентного перехода и не зависит от интенсивности пульсации в пограничном слое.

Исследование возможности активного управления вторичной неустойчивостью для продольных структур с использованием локализованного отсоса в трехмерном пограничном слое было проведено в [5]. Экспериментальные результаты демонстрируют, что интенсивность вторичной неустойчивости можно снизить за счет отсоса. Степень воздействия основана на месте расположения секции отсоса относительно ядра вихревой структуры. Максимальный эффект достигается в случае расположения секции непосредственно под вихрем, который ведет к развитию вторичной неустойчивости.

Настоящая работа является продолжением исследования влияния элементов шероховатости, расположенных на различных типах крыльях [6, 7].

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Эксперимент проводился в рабочей части дозвуковой аэродинамической трубы Т-324 ИТПМ СОРАН. Данная труба является малотурбулентной, уровень турбулентности составляет 0.04%. В ходе эксперимента скорость набегающего потока контролировалась насадком Пито-Прандтля, соединенным с микроманометром, и составила 10.8 м/с. Благоприятный градиент давления над исследуемой поверхностью реализовывался благодаря расположению модели крыла под отрицательным углом атаки α = -6.5°. Модель представляла собой прямоугольное крыло с симметричным профилем NACA 0012 (см. рис. 1).

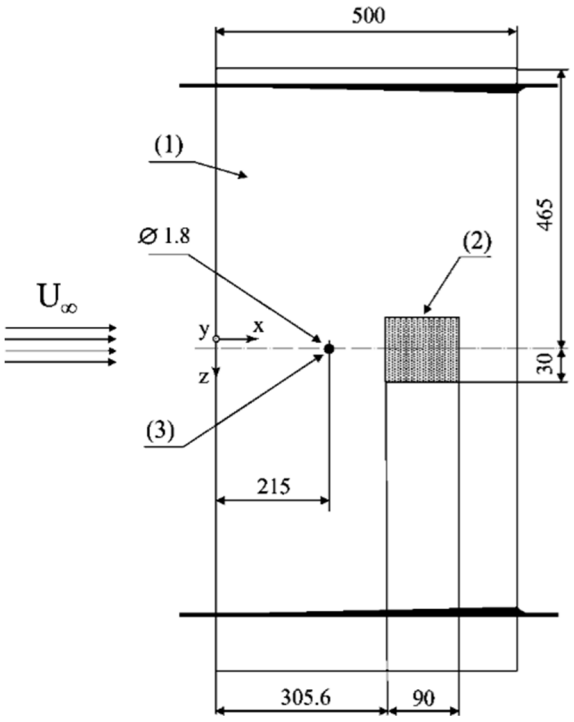
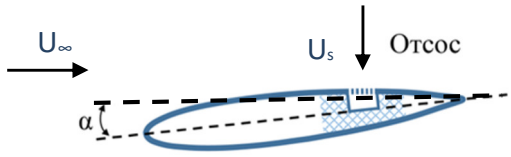


Рис. 1. Модель крыла: 1 – прямое крыло; 2 – мелкоперфорированная поверхность; 3 – трехмерный элемент шероховатости

Хорда крыла составляла 500 мм, размах крыла 930 мм, максимальное утолщение 60 мм. Распределенный отсос реализовывался через перфорированную гидравлически гладкую вставку. Трехмерный элемент шероховатости представлял собой цилиндр и использовался для возбуждения стационарных возмущений. Высота данного элемента шероховатости составляла 1.7 мм, диаметр 1.8 мм, расстояние от передней кромки крыла до элемента шероховатости 215 мм.

В настоящих экспериментах использовалась установленная заподлицо с основной поверхностью гидравлически гладкая мелкоперфорированная секция длиной 90 мм и размахом 60 мм (см. рис. 2). Данная секция служит для реализации равномерно-распределенного стационарного отсоса воздуха из пограничного слоя. Степень проницаемости перфорированного материала составляет около 18 %. Безразмерный коэффициент отсоса $C_s = \rho_s v_s / \rho_\infty U_\infty = 0{,}08$.



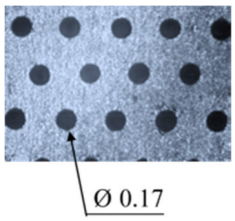


Рис. 2. Увеличенный вид перфорированной вставки и ее расположение на крыле

РЕЗУЛЬТАТЫ

Перед началом исследований было проведено измерение распределения средней скорости на расстоянии 20 мм от максимально выступающей точки на поверхности крыла (см. рис. 3). При установленном на поверхности крыла элементе шероховатости было проведено два измерения: при выключенном отсосе (синяя линия) и при включенном (красная линия). Видно, что элемент шероховатости расположен в области благоприятного градиента давления (X = 215 мм). При включении отсоса пограничного слоя появляется влияние на набегающий поток перед перфорированной вставкой (X = 290 мм).

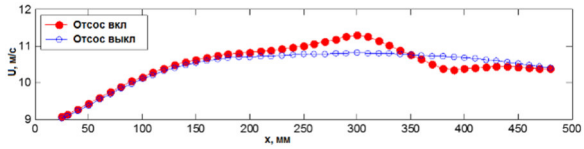


Рис. 3. Распределение средней скорости над поверхностью крыла при наличии трехмерного элемента шероховатости

Для генерации в пограничном слое стационарных возмущений на поверхности крыла в области ускоряющегося потока (X = 215 мм) была установлена цилиндрическая шероховатость высотой 1.7 мм и диаметром 1.8 мм. Размер высоты шероховатости был существенно меньше, чем толщина пограничного слоя (δ = 3 мм) в этом сечении (см. рис. 4)

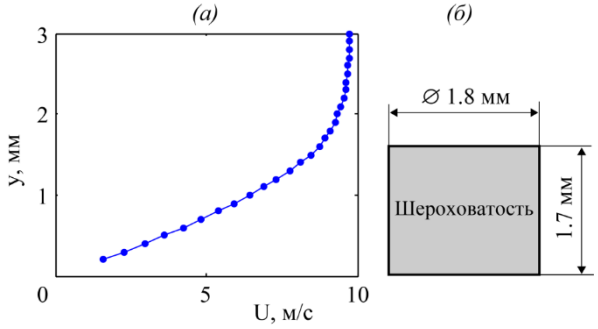


Рис. 4. Распределение средней скорости внутри пограничного слоя в точке размещения трехмерного элемента шероховатости (X = 215 мм и Z = 10 мм)

Рисунки 5 и 6 демонстрируют изолинии средней скорости и интегральные пульсации скорости над вставкой в случае выключенного и включенного отсоса соответственно. Видно, что наличие трехмерного элемента шероховатости ведет к появлению продольных структур. В случае включенного отсоса интенсивность пульсаций скорости уменьшается.

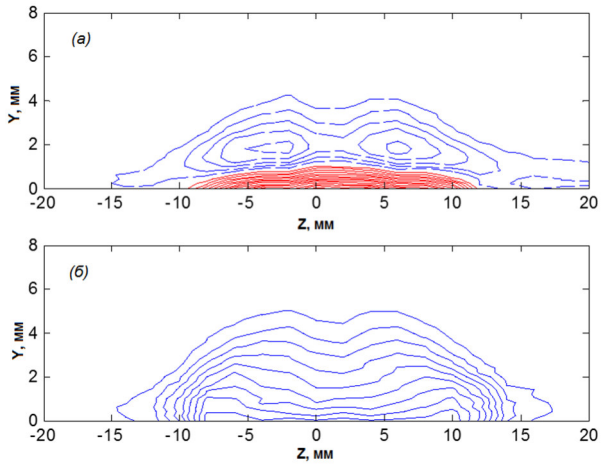


Рис. 5. Изолинии отклонения средней скорости (а) и интегральные пульсации скорости (б) для X = 320 мм при выключенном отсосе

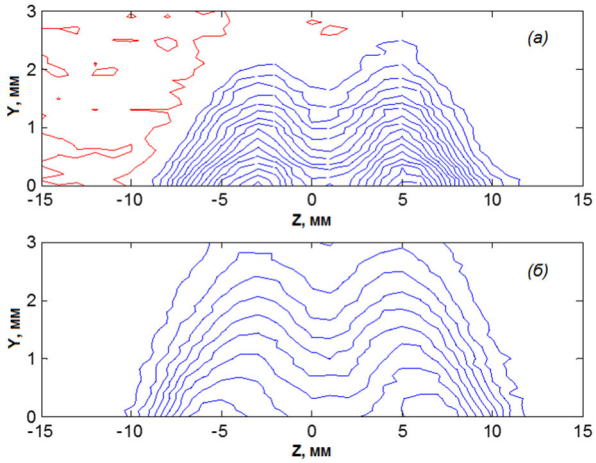


Рис. 6. Изолинии отклонения средней скорости (а) и интегральные пульсации скорости (б) для X = 320 мм при включенном отсосе

Внутри пограничного слоя были проведены измерения продольного распределения пульсаций скорости за трехмерным элементом шероховатости (см. рис. 7). При отключенном отсосе видно, что налетает продольное возмущение, но включение отсоса пограничного слоя позволяет полностью уничтожить данную структуру. Это отражается в том, что после координаты X = 370 мм отсутствуют пульсации. При продольных измерениях распределения пульсаций скорости (см. рис. 8) также видно, что возмущение исчезает после прохождения перфорированной поверхности при включенном отсосе.

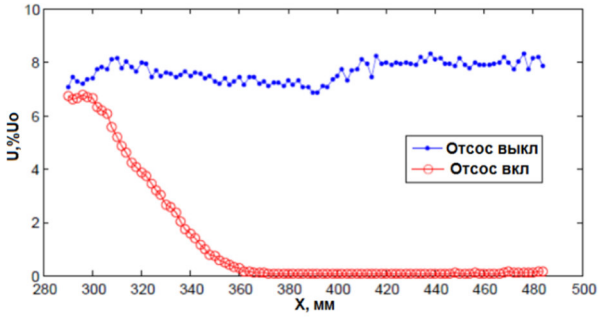


Рис. 7. Продольное распределение пульсаций скорости в пограничном слое при Z = 0 мм

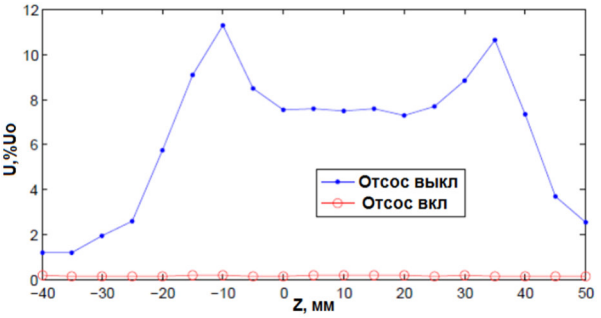


Рис. 8. Поперечное распределение пульсаций скорости в пограничном слое при X = 484 мм

Также исследовалось влияние искусственных возмущений на течение, формирующееся на поверхности крыла. Генерация возмущений была реализована при помощи наложения акустического поля частотой 120 Гц, интенсивность звука составила 90 дБ.

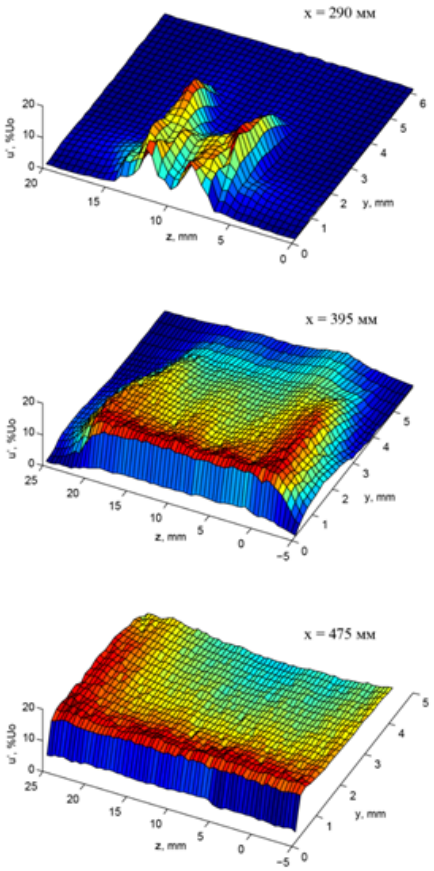


Рис. 9. Распределение пульсаций скорости в пограничном слое с наложенным акустическим поле за шероховатостью без отсоса

На рисунке 9 представлены распределения пульсаций скорости на плоскости *y-z* для точки до перфорированной вставки (X = 290 мм), после вставки (X = 395 мм) и вблизи задней кромки крыла (X = 475 мм). Видно, что в случае, когда отсос отключен, продольная структура, формирующаяся за трехмерным элементом шероховатости является детерминированной в точке X = 290 мм. Далее при движении вниз по течению ширина следа увеличивается с 10 мм при X = 290 мм до 30 мм при X = 395 мм. Для координаты X = 475 мм возмущение занимает всю область измерений.

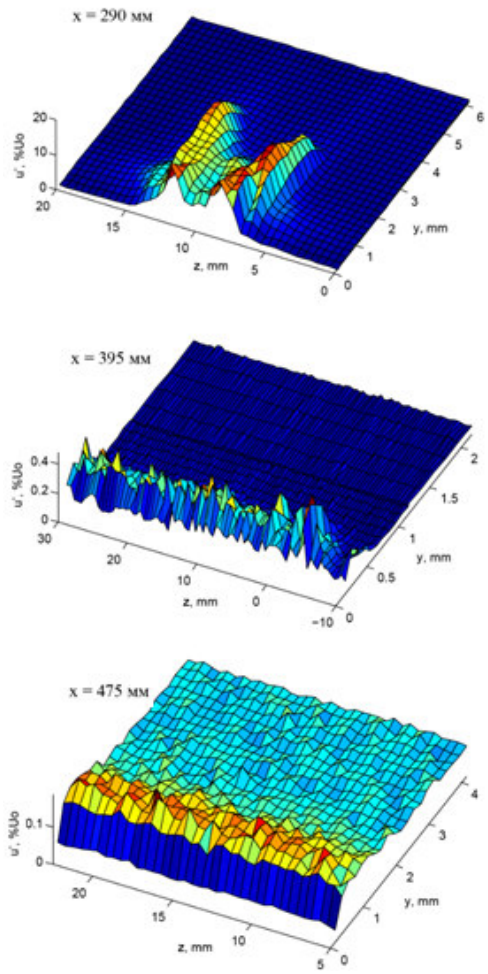


Рис. 10. Распределение пульсаций скорости в пограничном слое с наложенным акустическим поле за шероховатостью при включенном отсосе

Однако при включенном отсосе пограничного слоя картина течения изменяется. Перед областью отсоса при X = 290 мм также существует продольная структура, но видно небольшое воздействие вперед. Ниже по течению, при X = 395 и 475 мм, течение становится ламинарным и однородным по трансверсальной координате Z с максимумом пульсаций вблизи стенки. Максимальная амплитуда пульсаций скорости за областью отсоса стремительно падает. При X = 475 мм, амплитуда снизилась более чем в 90 раз: с $u' = 15.4\%U_\infty$ до $u' = 0.17\%U_\infty$ (см. рис. 11).

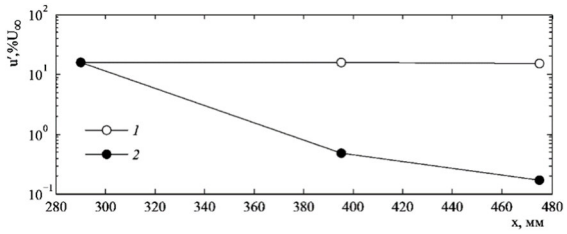


Рис. 11. Распределение пульсаций скорости для возмущений при наложении акустического поля в следе за элементом шероховатости при выключенном (1) и включенном (2) отсосе

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведено экспериментальное исследование течения над перфорированной гидравлически гладкой вставкой, через которую осуществлялся распределенный отсос пограничного слоя. С помощью термоанемометрии были получены количественные данные. Из распределений пульсаций скорости внутри и вне пограничного слоя видно, что над перфорированной вставкой действительно реализуется распределенный отсос. Также показано, что продольная структура, формирующаяся за трехмерным элементом шероховатости, установленным выше по течению относительно перфорированной вставки, полностью уничтожается за счет включенного отсоса пограничного слоя, и вниз по течению данная структура не увеличивается в размерах. Отсос пограничного слоя в 90 раз снижает интенсивность пульсаций скорости в следе за шероховатостью в случае усиления возмущений внешним акустическим полем.

Список литературы:

1. Schubauer G.B., Skramsted H.K. Laminar boundary layer oscillation and stability of laminar flow // NACA Rep. 1948. Vol. 909. p. 36
2. Boiko A.V., Grek G.R., Dovgal A.V., Kozlov V.V. The origin of turbulence in near-wall flows. // Berlin: SpringerVerlag, Heidelberg, 2002. p. 290
3. Bippes H., Wiegel M., Bertolotti F. Experiments on the Control of Crossflow Instability with the Aid of Suction through Perforated Walls // IUTAM Symposium on Mechanics of Passive and Active Flow Control. Fluid Mechanics and its Applications. 1999, Vol. 53, p. 165–170
4. Козлов В.В., Левченко В.Я., Щербаков В.А. Развитие возмущений в пограничном слое при щелевом отсасывании // Учен. Зап. ЦАГИ. 1978. Т. 9. № 2. С. 99–105
5. Бойко А.В., Козлов В.В., Сызранцев В.В., Щербаков В.А. Активное управление вторичной неустойчивостью в трехмерном пограничном слое // Теплофизика и Аэромеханика. 1999. Т. 6. № 2. С. 181–192.
6. Каприлевская В. С., Павленко А. М., Козлов В. В., Крюков А. В. Течение за трехмерным элементом шероховатости на модели стреловидного крыла // Теплофизика и аэромеханика. 2020, Т. 27, № 3. С. 337–346
7. Kaprilevskaya V.S., Pavlenko A.M., Kozlov V.V. Investigation of the flow over flying wing surface with three-dimensional roughness placed on the leading edge // AIP Conference Proceedings. –S. l.: AIP Publishing, 2021. –Vol. 2351 No. 1. –P. 040005(6).

Работа выполнена в рамках государственного задания (№ госрегистрации 121030500149-8).

DOI: 10.53954/9785604859551_145

УДК 532.5

ПУЛЬСАЦИОННАЯ СТРУКТУРА НАПРЯЖЕНИЯ ТРЕНИЯ НА СТЕНКЕ В ТУРБУЛЕНТНОМ ТЕЧЕНИИ В КОЛЬЦЕВЫХ КАНАЛАХ

Кашинский О.Н., Курдюмов А.С., Воробьев М.А.

Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН,
630090, Россия, г. Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1
e-mail: kurdumov@itp.nsc.ru

Аннотация: Проведено экспериментальное исследование пульсационных характеристик касательного напряжения на стенках в кольцевых каналах Рабочими участками служили кольцевые каналы с внешним диаметром D=32 мм и внутренним диаметром d 4, 10, 20 и 25 мм. Измерения проводились с помощью электродиффузионного метода. В стенки всех каналов были вмонтированы электродиффузионные датчики трения. Размер всех датчиков в направлении потока составлял 50 мкм. Измерения проводились в диапазоне чисел Рейнольдса, построенного по гидравлическому диаметру, соответствующих турбулентному режиму течения.

В результате экспериментов было показано, что величина относительной интенсивности пульсаций трения зависит от числа Рейнольдса, снижаясь с его увеличением. Наиболее сильное падение интенсивности пульсаций происходит на внутренних трубах малого диаметра. Приведенные в предыдущих работах значения относительной интенсивности 0,35 — 0,4 характерны только для труб большого диаметра (более 40 мм).

ВВЕДЕНИЕ

Детальная информация о течении в непосредственной близости стенки представляет большой интерес как для базисных понятий развития турбулентности, так и различных моделей расчета гидродинамики и теплообмена. Согласно широко распространенному закону, распределение скорости вблизи стенки однозначно определяется величиной касательного напряжения на стенке, пропорциональной градиенту скорости на стенке. Измерения касательного напряжения на стенке при турбулентном течении в трубах выполнены в цикле работ Ханратти и др. [1, 2]. Измерения проведены с помощью электрохимического метода, позволяющего измерить как осредненные, так и пульсационные характеристики течения. Ряд измерений напряжения трения на стенке в каналах и на плоской пластине выполнен с помощью пленочного термоанемометра, датчик которого находился на стенке [3]. Обзор исследований пульсационных характеристик напряжения трения на стенке приведен в [4, 5].

Как показывают результаты многочисленных исследований, в развитом турбулентном течении имеются интенсивные пульсации напряжения трения на стенке. Величина относительной интенсивности пульсаций, по данным работ [4, 5] изменяется в пределах 0,05 ÷ 0,40. Все исследования, выполненные ранее, проводились в трубах больших диаметров, больше 30 мм, а также при внешнем обтекании плоской пластины. В цикле работ по исследованию газожидкостных течений [6–8] отсутствуют систематические данные о поведении пульсаций трения в однофазном потоке. Остается не изученным вопрос о поведении пульсаций трения в кольцевых каналах.

Задачей настоящей работы являлось экспериментальное исследование пульсационной структуры напряжения трения на стенке в турбулентном режимах течения в концентрических кольцевых каналах с различным отношением диаметров.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Экспериментальная установка представляла замкнутый гидравлический контур, оснащенный системой термостатирования жидкости. Для измерения расхода жидкости использовалась система расходомерных диафрагм, позволяющая изменять расход жидкости в требуемых пределах. Измерение напряжения трения на стенке производилось электродиффузионным методом [3, 4]. В качестве рабочих участков гидравлического контура использовались кольцевые каналы. Внутренний диаметр внешней трубы составлял 32 мм. В эти трубы вставлялись соосно центральные трубы различного внешнего диаметра. Во всех рабочих участках вмонтировались электродиффузионные датчики трения. Датчики монтировались как на внешней, так и на внутренней трубах. Размер всех датчиков в направлении потока составлял 0,05 мм. Измерения на всех рабочих участках проводились по единой методике с использованием одной и той же измерительной аппаратуры. Калибровка датчиков трения производилась в широком диапазоне расходов жидкости с использованием корреляции Блазиуса для турбулентного течения. При этом учитывалось различие величины напряжения трения на стенке на внешней и внутренней трубе согласно рекомендациям работы [6].

В ходе экспериментов на каждом рабочем участке производилась запись реализаций диффузионного тока датчика при различных расходах жидкости. Запись производилась в течение 30 с. Далее производилась линеаризация записей тока с использованием калибровочных зависимостей, после чего вычислялись среднее значение трения на стенке и среднеквадратичное значение пульсаций трения.

РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

На рис. 1 и 2 приведены зависимости относительных пульсаций трения $\varepsilon = \tau'/\tau$ в зависимости от числа Рейнольдса для рабочего участка с внешним диаметром 32 мм и внутренним диаметром 20 и 25. Здесь τ' - среднеквадратичное значение пульсаций трения, τ - среднее значение. Видно, что относительные пульсации трения на внутренней трубе несколько ниже, чем на внешней. Тем не менее, значения ε на обеих стенках близки. Данная конфигурация кольцевого канала приближается к плоскому щелевому каналу. Такое поведение сохраняется для всех соотношений диаметров. Отметим также, что происходит снижение

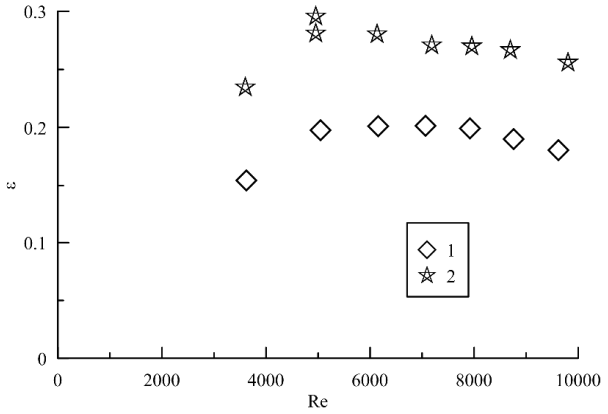


Рис 1. Зависимость относительных пульсаций трения от числа рейнольдса в кольцевом канале D = 32 мм, d = 20 мм.
1 – трение на внутренней стенке,
2 – трение на внешней стенке

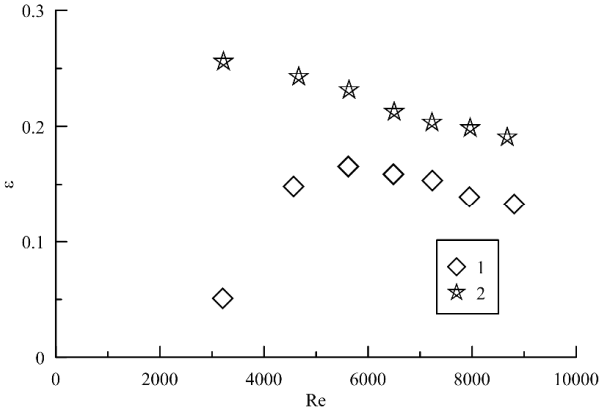


Рис 2. Зависимость относительных пульсаций трения от числа рейнольдса в кольцевом канале D = 32 мм, d = 25 мм.
1 – трение на внутренней стенке,
2 – трение на внешней стенке

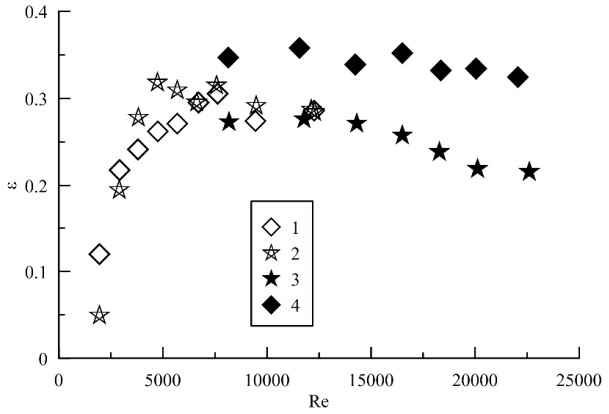


Рис 3. Зависимость относительных пульсаций трения от числа рейнольдса в кольцевых канале D = 32 мм,.
1 – трение на внутренней стенке при d = 10 мм,
2 – трение на внешней стенке при d = 10 мм,
3 – трение на внутренней стенке при d = 4 мм,
4 – трение на внешней стенке при d = 4 мм

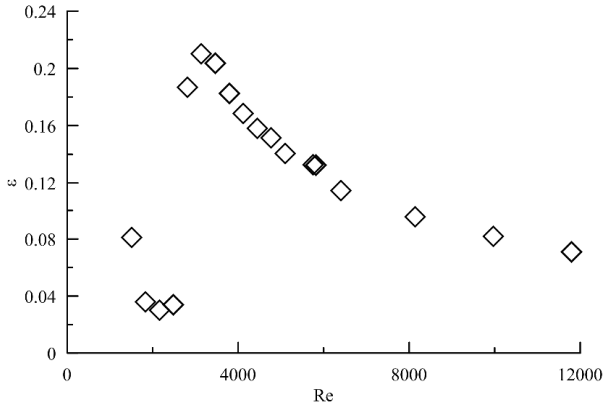


Рис. 4. Зависимость относительных пульсаций трения в круглой трубе d = 4 мм

величины ε с ростом числа Рейнольдса в турбулентной области.

На рис. 3 приведены значения относительной интенсивности пульсаций в кольцевом канале с D = 32 мм, d = 4 и 10 мм. В этом случае также наблюдается зависимость интенсивности пульсаций от числа Рейнольдса. Величина пульсаций на внешней стенке такая же, как и в круглой трубе диаметром 32 мм и слабо зависит от числа Рейнольдса. В то же время величина интенсивности пульсаций на внутренней стенке показывает существенное падение с ростом числа Рейнольдса. Данный результат может служить объяснением противоречивых данных о величине пульсаций в предыдущих работах.

На рис. 4 приведена для сравнения характерная зависимость относительных пульсаций трения в зависимости от числа Рейнольдса для круглой трубы с внутренним диаметром 4 мм. В ламинарной области ненулевые значения ε обусловлены неизбежными шумами гиродинамического типа. В области чисел Рейнольдса, соответствующих ламинарно-турбулентному переходу, имеется значительный рост ε. Это связано с перемежающимся характером сигнала датчика. Наконец, в области чисел Re более 4000 происходит плавное снижение относительной интенсивности пульсаций с числом Рейнольдса. Как видно, течение при внешнем обтекании трубы в кольцевом канале существенно отличается от внутреннего течения в круглой трубе такого же диаметра.

На рис. 5 и 6 представлены характерные реализации выходного напряжения усилителя (пропорционального диффузионному току электродиффузионных датчиков) в зависимости от времени. Приведены записи для внешней и внутренней трубы для кольцевого канала 32x4 мм для максимального значения числа Рейнольдса. Видно, что временные реализации сигналов качественно подобны. Отсутствует принципиальное различие также в поведении основных статистических характеристик течения на внешней и внутренней трубе. В этой связи причина существенного падения величины ε на внутренних трубах малого диаметра с ростом числа Рейнольдса остается неясной и требует дальнейшего изучения. Течение на внутренней трубе малого диаметра в кольцевом канале является качественно турбулентным даже при малых скоростях жидкости. Никакой аналогии ламинарного или переходного режима течения не реализуется.

Аналогичное поведение пульсаций трения при продольном обтекании стержня отмечено в работе [4].

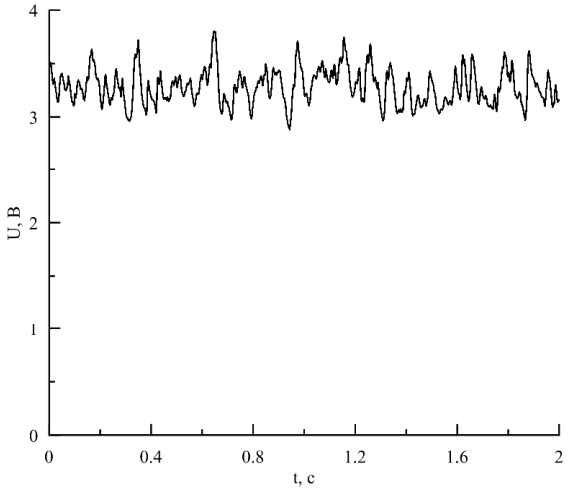


Рис. 5. Запись сигнала датчика трения на внутренней стенке в кольцевом канале D = 32мм, d = 4 мм, Re = 22000

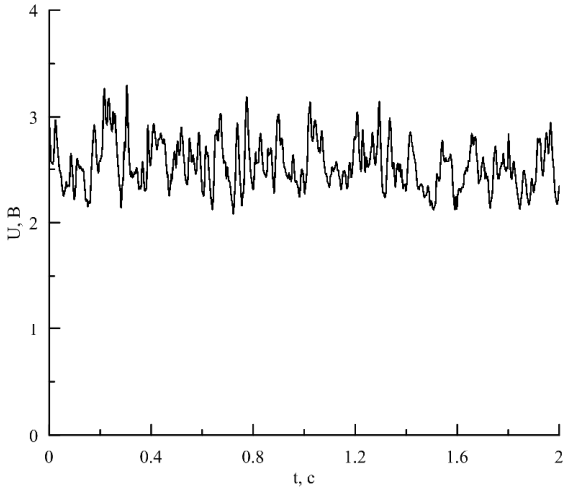


Рис. 6. Запись сигнала датчика трения на внешней стенке в кольцевом канале D = 32мм, d = 4 мм, Re = 22000



Рис 7. Зависимость относительных пульсаций трения от приведенной скорости жидкости на внутренней стенке в кольцевых каналах внешним диаметром D = 32 мм для различных внутренних диаметров

Следует отметить, что значения ε 0,32 ÷ 0,36, отмеченные ранее в работах [1, 2] для труб большого диаметра, в наших экспериментах реализуются только на внешней трубе для рабочего участка с диаметром 32 мм. Для участков с меньшим диаметром значения ε в турбулентном режиме течения существенно ниже.

Следует отметить, что число Рейнольдса, построенное по эквивалентному диаметру кольцевого канала $D_h = D - d$, не является характерным параметром для течения на внутренней трубе малого диаметра. Более адекватно проводить сравнение интенсивности пульсаций в зависимости от средней скорости жидкости в канале. Результаты этого сравнения представлены на рис. 7.

ВЫВОДЫ

1. Интенсивность пульсаций трения в турбулентном режиме в кольцевых каналах существенно зависит от числа Рейнольдса, снижаясь при его увеличении.
2. Имеется значительное падение интенсивности пульсаций на внутренней трубе при малых диаметрах трубы (4 – 10 мм).
3. При большом отношении d/D интенсивность пульсаций на внешней и внутренней трубах сближается.
4. Число Рейнольдса, построенное по эквивалентному диаметру, не является адекватным параметром для течения на внутренней трубе малого диаметра.

Список литературы:

1. Mitchell J.E., Hanratty T.J A study of turbulence at a wall using an electrochemical wall shear stress meter. // J. Fluid Mech., 1966, 26, 199-221.
2. Fortuna G., Hanratty T.J. Frequency response of the boundary layer on wall transfer probes. // Int. J. Heat Mass Transfer, 1971, 14, 1499-1507.
3. Kim J., Moin P., Moser R. Turbulence statistics in fully developed channel flow at low Reynolds numbers. // J. Fluid Mech., 1987, 177, 133-166.
4. Wietrzak A., Lueptow R.M. Wall shear stress and velocity in a turbulent axisymmetric boundary layer. // J. Fluid Mech. 1994, 259, 191-218
5. Alfredsson P.H., Johansson A.V. The fluctuating wall shear stress and the velocity field in a viscous sublayer. // Phys. Fluids, 1988, 31, 1026-1033
6. Jones O.C., Leung J.C.M. An improvement in the calculation of turbulent friction in smooth concentric annuli. // J. Fluids Eng. 1981, 103, 615-623.
7. Накоряков В.Е., Кашинский О.Н. Турбулентная структура двухфазных газожидкостных течений. // Теплофизика и аэромеханика, 1997, т. 4, № 2, 115-127
8. Кашинский О.Н., Лобанов П.Д., Курдюмов А.С., Прибатурин Н.А. Исследование зоны трехмерных возмущений однофазного потока в кольцевом канале с частичным перекрытием сечения. // Теплоэнергетика, 2013, № 5, с. 3- 10.
9. Vorobyev M.A., Kashinsky O.N., Wall shear stress in a model of 3*3 rod bundle. // J. Eng. Thermophysics, 2020, 29, 388-392
10. Кашинский О.Н., Курдюмов А.С., Трение на стенке при движении газовых снарядов в кольцевом канале. // Теплофизика и Аэромеханика, 2021, т. 28, № 2, 265-269.

Выполнено в рамках государственного задания ИТ СО РАН

DOI: 10.53954/9785604859551_148

УДК 532.5.073

ИССЛЕДОВАНИЯ ВЛИЯНИЯ ВЕЛИЧИНЫ ОТНОШЕНИЯ МАССОВЫХ РАСХОДОВ ВО ВХОДНЫХ КАНАЛАХ Т-МИКРОМИКСЕРА НА КАРТИНУ ТЕЧЕНИЯ

Кашкарова М.В., Кравцова А.Ю.

Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН,
630090, Россия, г. Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1
e-mail: m.agafontseva@gmail.com

Производственные процессы зачастую включают в себя смешивание различных веществ. В настоящее время существует большое разнообразие специализированных миксерных устройств. В частности, в химической и биологической промышленности широко используются микромиксерные устройства различной конфигурации входных/выходных каналов. Такие миксеры состоят из двух входных и одного выходного канала, а смешивание происходит за счет особенной геометрии миксера, что избавляет от дополнительных энергетических затрат. Наиболее распространены T- и Y-каналы.

Для повышения качества работы таких устройств проводятся исследования структуры течения в микромиксерах и изучению влияния различных параметров на картину течения и эффективность перемешивания [1,2]. Так, например, в работе [3] рассматривается влияние пульсаций, наложенных на потоки во входных каналах, на эффективность перемешивания в т-каналах. Известны так же и другие методы повышения эффективности.

Для получения смесей в ходе производственных процессов могут иметь место различные пропорции составляющих веществ. В данной работе рассмотрено влияния разности массового расхода во входных каналах на эффективность перемешивания.

Исследования проводились тремя методами:
метод лазерно-индуцированной флуоресценции (микро-ЛИФ) в инвертированном микроскопе Carl Zeiss Axio Observer.Z1 использовался для получения картины течения в выходном канале миксера. Т-микроканал, изготовленный из оптически прозрачного материала, закреплялся на столик микроскопа. Размеры канала: сечение входных каналов 120×120 мкм, а выходного канала - 120×240. В разные входные патрубки подавались различные жидкости: в один - дистиллированную воду, а вдругой - раствор дистиллированной воды с растворяющимся на молекулярном уровне красителем Родамин 6Ж. Для определения скорости потока жидкости в Т-микроканале использовался шприцевой насос фирмы KD Scientific с двумя выходами. Поток в канал освещался посредством лазерного излучения длиной волны 532 нм. Фиксация отраженного красителем света осуществлялась посредством ПЗС-камеры с пространственным разрешением 2048×2048 пикселей. Полученные изображения обрабатываются с помощью пакета «Actualflow».Измерение скоростных характеристик течений проводилось методом цифровой трассерной визуализации (Particle Image Velocimetry – PIV) с микронным разрешением, с использованием двойного импульсного Nd:YAG лазера (длина волны излучения 532 нм, частота повторения импульсов 4 Гц, длительность импульса 10 нс, энергия в импульсе 25 мДж), CCD-камеры (разрядность 8 бит, разрешение матрицы 2048×2048 пикселей), а также синхронизирующего процессора.

Компьютерное моделирование потока проводилось с использованием пакета STAR CCM+.

Поток жидкости описывался при помощи нестационарной системы уравнений Навье-Стокса. Полагалось, что рабочая жидкость имеет постоянную плотность и вязкость. В расчете задавались следующие постоянные величины: Dh – гидравлический диаметр, Re – число Рейнольдса, ρ – плотность жидкости, S – площадь сечения выходного канала, ν – вязкость, R – отношение массовых расходов первого и второго входящего патрубка. Двухфазная среда рассматривалась как взаимопроникающий континуум с общим полем давления.

Граничные условия:

На стенках канала предполагалось выполнение условий непротекания. На входах канала задавился постоянные величины массового расхода, таким образом, чтобы отношение расходов в первом и втором входном каналах имело конкретное значение. Физические параметры жидкостей, вводимых в т-канал через 1 и 2 задавались как:

$$Q_1 = \frac{2}{1+R} Q_{in}, \quad Q_2 = \frac{2R}{1+R} Q_{in},$$

где $Q_{in} = \frac{\rho \mathrm{Re} \nu S}{2Dh}$.

На выходе ставилось условие свободного истечения.

В настоящей работе исследовались течения с различными числами Рейнольдса и различными параметрами отношений массовых расходов во входящих патрубках.

Для каждого режима течения было проведено исследование методами LIF, PIV, а так же компьютерное моделирование с помощью CFD-пакета STAR CCM+. Методом LIF получена осредненная картина течения в канале, пример показан на рисунке 1:

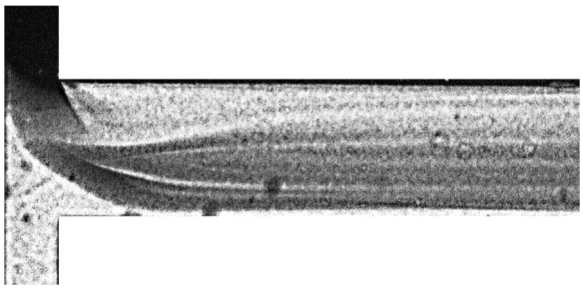


Рис. 1. Картина течения в т - микроканале, полученная методом LIF (Re=186, R=0,36).

Метод PIV позволяет получить поле скорости в канале, а так же профили скоростей в выходном канале, пример на рисунке 2:

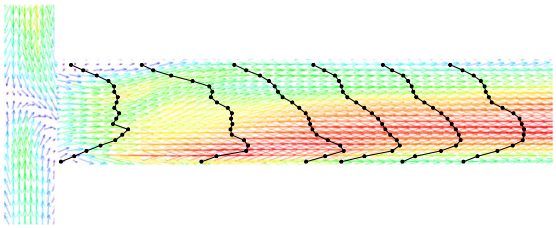


Рис. 2. Поле скорости в т – микроканале и профили скорости в выходном патрубке, полученые методом PIV (Re=186, R=0,36)

С помощью компьютерного моделирования в пакете STAR CCM+ получены вихревые изоповерхности в канале. На рисунке 3 изображен пример такой поверхности:

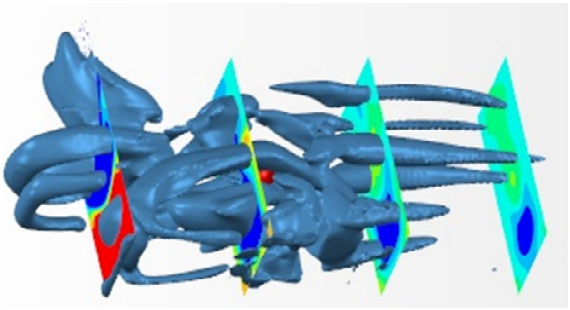
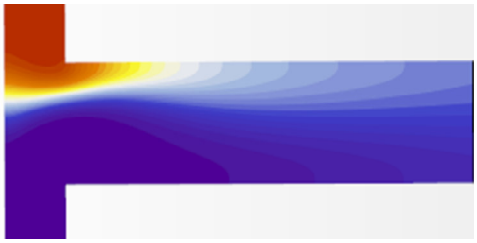
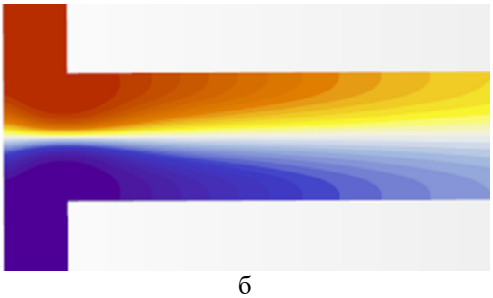


Рис. 3. Вихревая изоповерхность в т - микроканале, полученое с помощью CFD-пакета STAR CCM+ (Re=186, R=0,36)

В случае низких чисел Рейнольдса поток остается ламинарным, интенсивность перемешивания крайне низкая и варьирование отношений массовых расходов во входных патрубках не влияет на эффективность работы миксера (рис. 4).



а



б

Рис. 4. Концентрация жидкости в т - микроканале, полученая с помощью CFD-пакета STAR CCM+ (Re=10): а - R=0,25, б – R=0,7.

Для случая средних чисел Рейнольдса имеет место влияние отношения массовых расходов на картину течения в канале. При близком к 0 отношении расходов (то есть когда подавляющее количество жидкости поступает через один входной патрубок) у стенки, близкой к каналу с меньшим расходом образуется п-образная вихревая структура, а у противоположной стенки – седлообразная (рис. 5.).

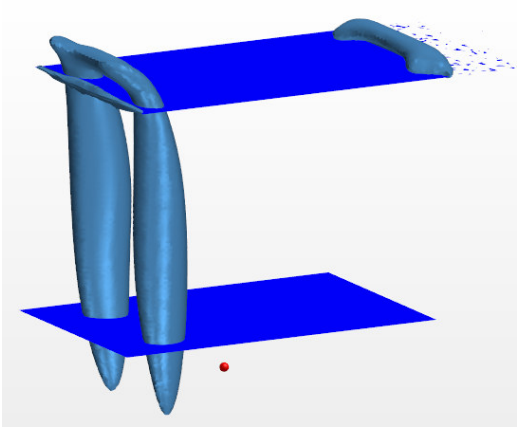


Рис. 5. Вихревые структуры в т – микроканале (Re=47, R=0,015)

При дальнейшем росте R происходит распад п-образной структуры на седловидную и две веретенообразные, которые, в свою очередь, начинают смещаться в центральную часть т-канала, меняя свой угол наклона и размер в зависимости от величины параметра R (рис. 6.).

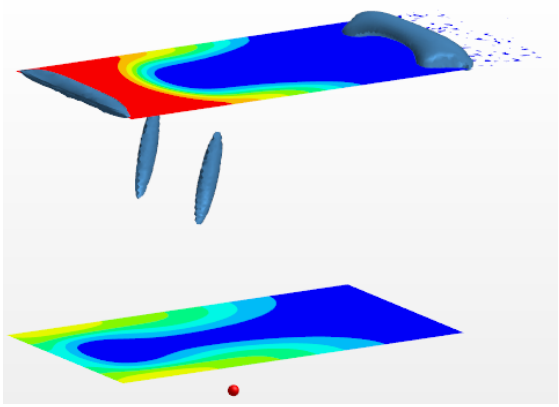


Рис. 6. Вихревые структуры в т – микроканале (Re=47, R=0,3)

При этом, для любых значений параметра R характерно наличие двух седлообразных вихревых структур на входах в канал. При достижении параметра R значения 1 в центральной части канала наблюдается 4 симметрично расположенные веретенообразные структуры (рис. 7.).

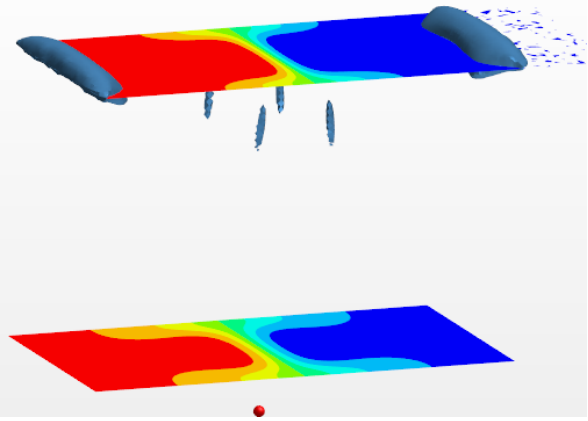


Рис. 7. Вихревые структуры в т – микроканале (Re=47, R=1)

При дальнейшем увеличении чисел Рейнольдса вихревая структура в т-канале приобретает все более и более сложную структуру. Так, например, при Re=120 и R=0,01 вихревая структура состоит из двух симметричных булавковидных областей, смещенных к стенке у канала с меньшим массовым расходом, а так же плоской наклонной области от стенки канала с большим расходом до центра выходного канала (рис. 8.).

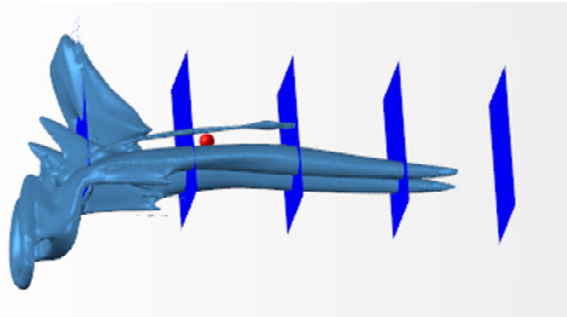


Рис. 8. Вихревые структуры в т – микроканале (Re=120, R=0,01)

С увеличением параметра R происходит слияние «головок булавок», а так же смещение их к центральной части канала. Наклонная область, оттесняемая «булавками», уменьшается в размере (рис. 9.).

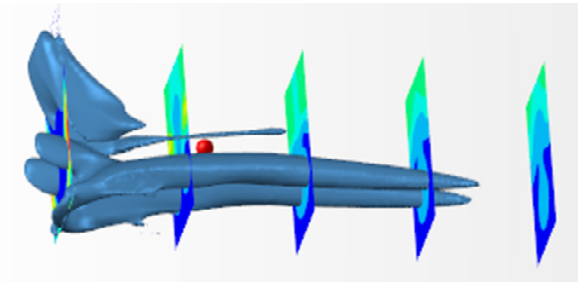


Рис. 9. Вихревые структуры в т – микроканале (Re=120, R=0,2)

Наряду с этим, у стенки с меньшим массовым расходом возникает седлообразная вихревая структура (при 0,2<R<0,3), которая при дальнейшем росте R эволюционирует в а-образный вихрь , оттесняя другие области к центру канала (рис. 10.).

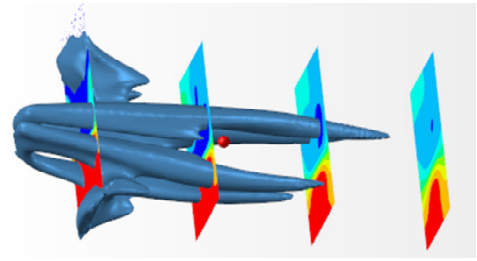


Рис. 10. Вихревые структуры в т – микроканале (Re=120, R=0,8)

При равных массовых расходах вихревая структура становится симметричной

Вихревые структуры в потоке способствуют процессу перемешивания, а это значит, что эффективность работы микромиксера увеличивается. В ходе исследований выяснилось, что при изменении параметра R от 0 до 1 вихревая структура в выходном канале меняет свою протяженность нелинейно.

Для изучения этого вопроса проведено исследование зависимости протяженности вихревой структуры в канале от параметра отношения входных расходов. Для нормировки результатов был использован параметр Dh, который зависит от геометрических характеристик конкретного микромиксера:

$$Dh = 4S_{mix} / \mathrm{P}_{mix},$$

где S_{mix} – площадь поперечного сечения, а P_{mix} - диаметр выходного канала.

Для средних чисел Рейнольдса наибольшая протяженность вихревой структуры наблюдается при R~0, а так же пик присутствует при R=0,5. При равных расходах протяженность вихря по потоку минимальная.

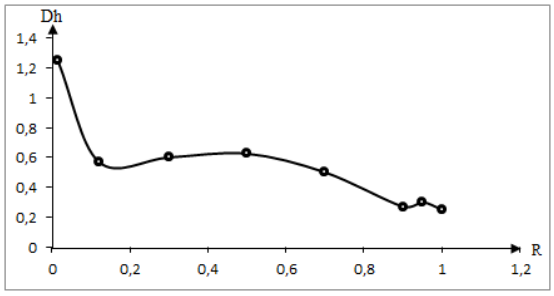


Рис. 11. Зависимость протяженности вихревой структуры в канале от параметра отношения входных расходов в т – микроканале (Re=47)

В случае высоких чисел Рейнольдса наибольшая протяженность имеет место при равных расходах, а так же при R<0,2. Небольшой пик протяженности так же имеет место при R=0,7.

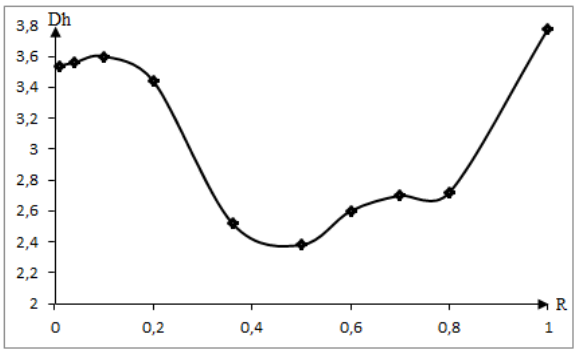


Рис. 12. Зависимость протяженности вихревой структуры в канале от параметра отношения входных расходов в т – микроканале (Re=120).

В работе проведено исследование влияния параметра отношения массовых расходов во входных каналах т-микромиксера на картину течения. Для различных чисел Рейнольдса описан процесс эволюции вихревых структур в выходном канале при изменении параметра R. Отмечено, что протяженность вихревой структуры при изменении этого параметра меняется нелинейно. В связи с чем проведено исследование зависимости протяженности вихревой структуры от параметра отношения входных массовых расходов и определены оптимальные параметры.

Данное исследование в совокупности с другими работами по исследованию течений в т-каналах позволит расширить знания в вопросе определения оптимальных параметров для смешивания жидкостей в т-микромиксерах.

Список литературы:

1. Hoffmann M., Schlüter M., Räbiger N. // Chem. Eng. Sci. 2006. T. 61. No 9. C. 2968-2976.
2. Mariotti A., Galletti C., Mauri R., Salvetti M.V., Brunazzi E.// Chem. Eng. J. 2018. T. 341.C. 414-431.
3. lasgow I., Lieber S. Aubry N. // Anal. Chem.2004. T. 76. No 16. C. 4825-4832.

Выполнено в рамках государственного задания ИТ СО РАН.

DOI: 10.53954/9785604859551_152

УДК 536.24

ИССЛЕДОВАНИЕ ПОЛЕТА МИКРОКАПЕЛЬ ЖИДКОСТИ НАД ЛИНИЕЙ КОНТАКТА В ГОРИЗОНТАЛЬНОЙ ПЛЕНКЕ ЖИДКОСТИ, НАГРЕВАЕМОЙ СНИЗУ

Кириченко Е.О., Кириченко Д.П., Зайцев Д.В., Кабов О.А

Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН,
630090, Россия, г. Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1
e-mail: kirichenko_ekaterina@outlook.com

Микрокапли жидкости являются важным элементом в широком спектре технических задач, таких как струйная печать, распыление пестицидов, микро- и нанопроизводство, тонкопленочные покрытия, биохимические анализы, нанесение микрочипов ДНК/РНК, производство новых оптических и электронных материалов, а также охлаждение микроэлектроники и силовых электронных устройств. Постоянный рост мощности электронных устройств требует увеличения эффективности охлаждения. В индустрии популярны жидкостные системы охлаждения, так как они позволяют эффективно отводить тепло с различных элементов электронных приборов (например, с микрочипов, процессоров и т. д.). Эффективными, для отведения высоких плотностей теплового потока являются системы с использованием газокапельных потоков или спреев. Явление левитации капель при достаточно невысоких температурах, может оказывать существенное влияние на эффективность работы систем охлаждения. Для усовершенствования систем охлаждения необходимо проводить фундаментальные исследования, и детально описывать процессы, происходящие при теплоотводе.

При нагреве и испарении слоя жидкости вблизи границы раздела жидкость-газ можно наблюдать взвешенные микрокапли жидкости, которые могут организовываться в массивы, упорядоченные в виде гексагональной структуры. Механизм образования капель связан с восходящим потоком горячей паровоздушной смеси. При испарении слоя жидкости паровоздушная смесь движется вверх, в область более низких температур, где происходит конденсация, затем капли под действием силы тяжести движутся вниз пока сила тяжести не уравновешивается потоком Стефана, после чего капли начинают левитировать над поверхностью. Монослой левитирующих микрокапель, в зависимости от условий, может иметь плотную гексагональную упаковку или же не иметь четкой структуры. Время «жизни» монослоя может составлять минуты, а в некоторых случаях и часы. В определенный момент монослой коагулирует с поверхностью в течение нескольких микросекунд. В 1971 году Винсент Шефер, написал небольшую статью, в которой подробно рассказал о механизме образования слоя белого тумана над чашкой горячего чая или кофе [1].

В 2003 году подобное явление было зарегистрировано при исследовании фотоиндуцированных термокапиллярных потоков [2] и получило название капельного кластера в связи с использованием в эксперименте локализованного источника тепла диаметром 1 мм. Динамика протяженных массивов микрокапель над поверхностью горячего слоя воды изучалась в работе [3]. Экспериментально установлено, что массив из левитирующих микрокапель жидкости можно наблюдать над разными типами горячих водных растворов, такими как чай, кофе, вода с моющими средствами, чистая вода, водопроводная, кипяченая и дистиллированная вода. Также данное явление можно наблюдать и над рядом органических жидкостей таких, как глицерин и бензиловый спирт. Размер капель составляет порядка 10 мкм, средний размер капель увеличивается по мере того, как возрастает температура жидкости. Высота левитации капель сравнима с размером капель.

В [4] экспериментально установлено, что скорость парогазового потока с поверхности жидкости достаточна для компенсации веса капли, что подтверждает предложенный стоксовский механизм левитации капель. В [5] при помощи скоростной съемки было обнаружено, что кластер, «исчезает» за время порядка 3 мс в результате распространения капиллярной волны, вызванной падением одной капли – капли «инициатора». В [6-8] экспериментально было установлено, что инфракрасное облучение капельного кластера, левитирующего над поверхностью воды, снижает скорость конденсационного роста микрокапель жидкости и последующее слияние скопления капель со слоем воды. В результате, облучение может быть использовано для стабилизации левитирующих кластеров в течение длительного времени. Необходимая для этого мощность инфракрасного излучения оказалась примерно пропорциональной мощности лазера, используемого для нагрева слоя воды.

В отличие от наблюдательных экспериментов, проводимых в более ранних работах, в исследованиях [9-10] была предложена прецизионная экспериментальная измерительная техника. Впервые показана возможность левитации и самоорганизации микрокапель не только над поверхностью жидкости, но и над твёрдой подложкой (недогретой до температуры насыщения). Установлено, что переход микрокапель со смоченной на сухую поверхность сопровождается существенным изменением высоты левитации капли над контактной линией. На основе траекторий микрокапель, выполнена оценка локальных скоростей паровоздушного потока и установлено, что интенсивность испарения в области контактной линии в несколько раз больше, чем на удалении от нее. Разработана аналитическая модель левитации микрокапли над сухой поверхностью, основанная на представлении капли в виде точечного испаряющего источника и использовании метода изображений для оценки скорости потока вокруг капли. Данная модель позволяет хорошо описывать экспериментально измеренную высоту левитации для сравнительно небольших капель [10]. Учет в модели размера капли и неоднородности её температуры позволил описать высоту левитации и для более крупных капель [11]. Для описания левитации микрокапель над пленкой жидкости в модель был добавлен

поток пара от жидкой поверхности [12]. Детальный обзор механизмов левитации капель и возможностей самоорганизации облаков левитирующих капель представлен в [13].

Вблизи линии контакта имеется узкая сухая область, где левитирующие микрокапели не наблюдаются. Ширина этой области существенно увеличивается с ростом температуры подложки [14]. В работе [15] исследовались микрокапли воды вблизи линии контакта, являющейся границей раздела между сухим пятном и слоем жидкости на нагреваемой горизонтальной подложке. Зависящие от времени данные о траекториях капель используются для получения подробной информации об установившихся распределениях скорости воздуха вблизи линии контакта. С помощью метода Савицкого-Голея делается точная оценка скоростей и ускорений капель. С помощью данных о траекториях капель вычисляется локальная скорость течения вблизи линии контакта. Более высокая температура подложки приводит к увеличению скорости потока, так как испарение становится более интенсивным.

Контактная линия является ключевым объектом во многих процессах, сопровождающихся испарением. Известно, что максимальные скорости испарения достигаются в микрорегионе вблизи контактной линии из-за малого теплового сопротивления при подаче тепла к области испарения.

Для задачи по исследованию перелета микрокапель через контактную линию со смоченной поверхности в область сухого пятна используется стенд, схема которого изображена на Рис. 1.

Рабочий участок представляет собой пластину из нержавеющей стали с медным нагревателем 10х10мм, где формируется тонкий слой жидкости порядка 0,5мм, в качестве рабочей жидкости используется вода. На поверхности нагревателя вручную формируется сухое пятно. Монослой левитирующих микрокапель образуется над слоем жидкости путем конденсации и движется под действием силы тяжести и силы сопротивления Стокса. Затем образовавшийся монослой переходит на сухую поверхность, над которой капли продолжают левитировать до полного испарения. Процесс перелета микрокапель фиксируется с помощью высокоскоростной камеры FASTCAM SA1.1 (5400 к/с) с оптическим разрешением до 0,78 мкм/пиксель.

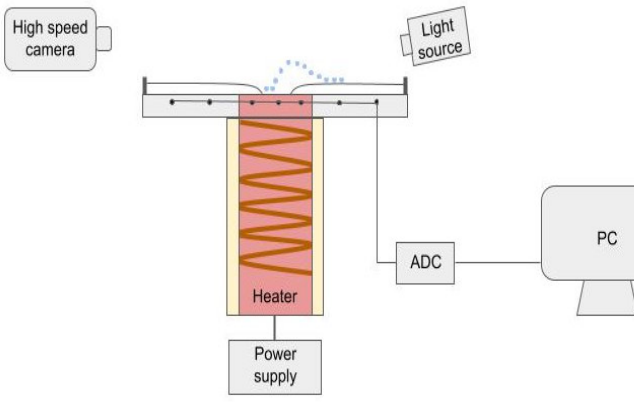


Рис. 1. Экспериментальный стенд для исследования перелета микрокапель через контактную линию

Эксперимент проводился при температуре нагревателя T=92°C. Температура поверхности контролируется с помощью 7 термопар. Исследовались траектории микрокапель с диаметрами 10 – 16 мкм. Данные обрабатывались с помощью программы Photron Fastcam Viewer (PFV).

Фото процесса перелета с высокоскоростной камеры представлено на Рис. 2.

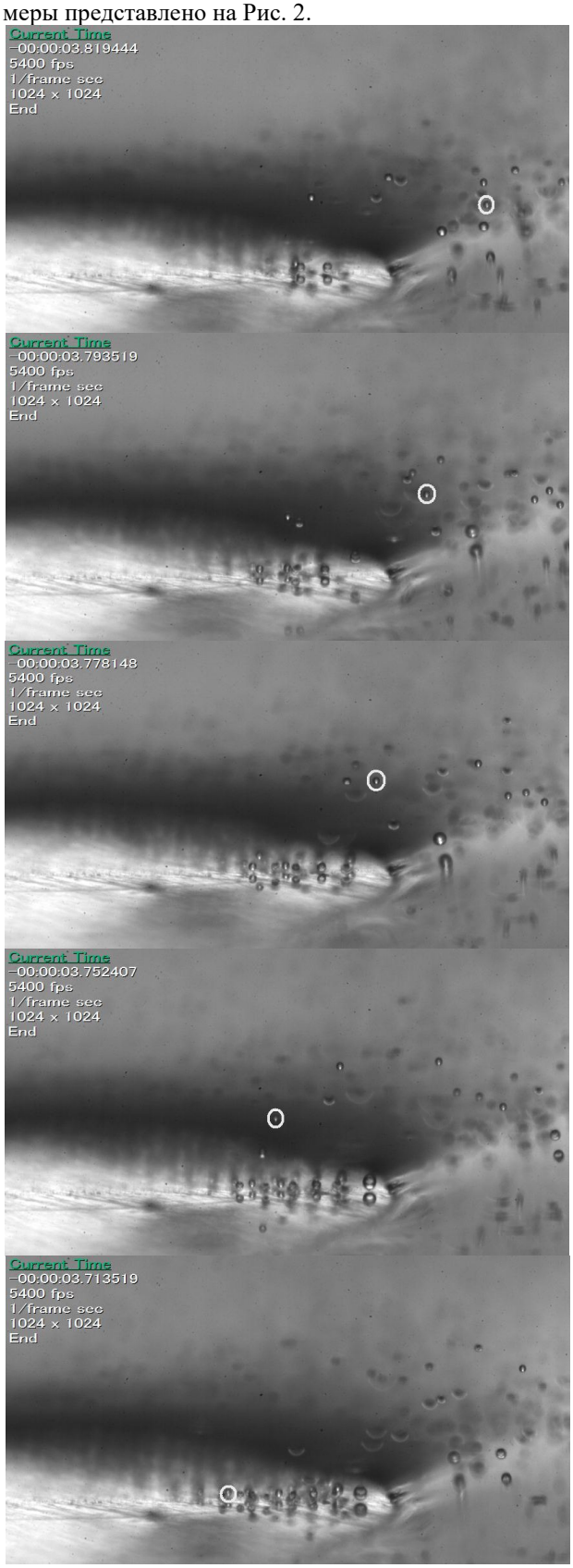


Рис. 2. Последовательность изображений перелета микрокапель через контактную линию при T=92°C

На Рис. 3 показан перелет микрокапель разного диаметра при одинаковой температуре подложки T=92°C. Справа на графике слой жидкости, слева сухая поверхность, контактная линия находится в начале координат.

На Рис. 4 изображена схема перелета микрокапли через контактную линию, где, S – дальность перелета, h – максимальная высота микрокапли.

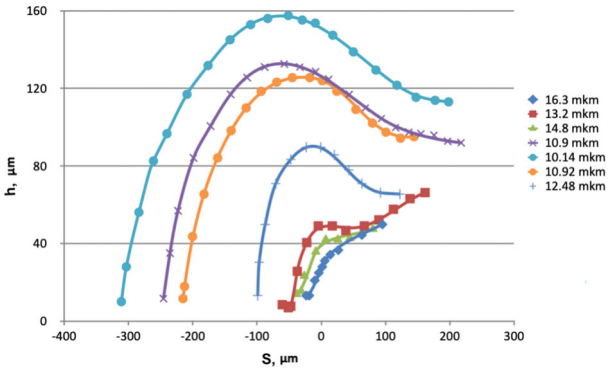


Рис. 3. Траектории микрокапель при перелете через контактную линию (справа – жидкость, слева – сухое пятно, контактная линия – начало координат). Справа подписан размер микрокапель

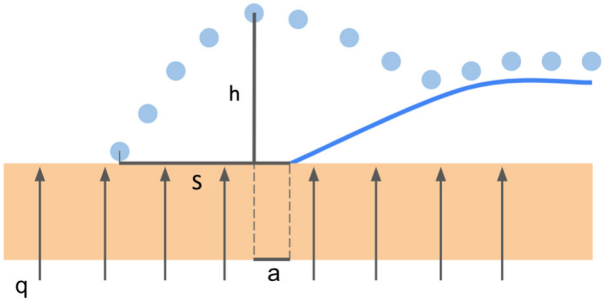


Рис. 4. Схема перелета микрокапель через контактную линию

Отслеживание траектории капли начинается приблизительно на одинаковом расстоянии от контактной линии. Капля под действием силы тяжести движется со смоченной поверхности в область сухого пятна. При приближении микрокапли к контактной линии траектория капли отклоняется вверх из-за попадания в область интенсивного испарения. То есть, локальная скорость потока газа увеличивается и увеличивается результирующая сила, действующая на каплю.

Чем меньше диаметр капли, тем выше проходит ее траектория (см. рис. 5). Высота перелета капель диаметром 16 мкм и 10 мкм отличается в 5 раз. Также при уменьшении диаметра капли увеличивается расстояние от точки приземления до контактной линии (см. рис. 6). На Рис. 3 виден сдвиг максимума подъема при изменении диаметра капли. Данный сдвиг может объясняться направлением потока пара от контактной лилии. В работе [9] приведены профили скорости по координатам x и y. При достижении максимальной скорости V_y, V_x достигает минимума, а далее начинает возрастать из-за испарения в области контактной линии (см. рис. 7). Также при уменьшении диаметра капли увеличивается величина сдвига максимума относительно контактной линии.

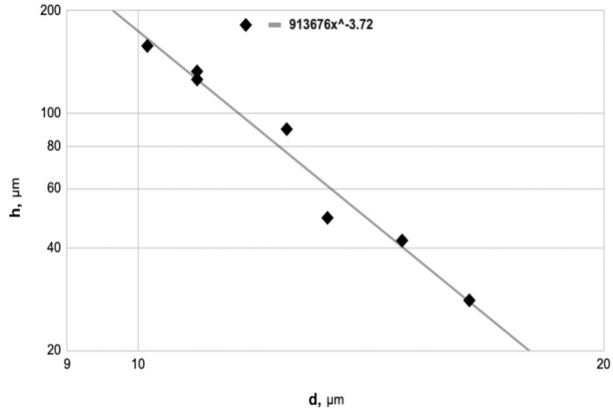


Рис. 5. Зависимость высоты перелета h от размера микрокапель d

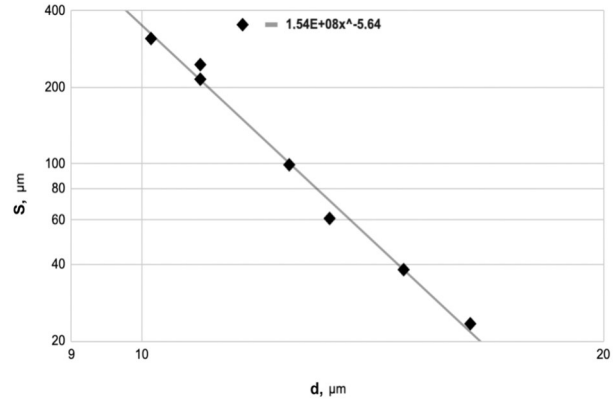


Рис. 6. Зависимость дальности перелета S от размера микрокапель d

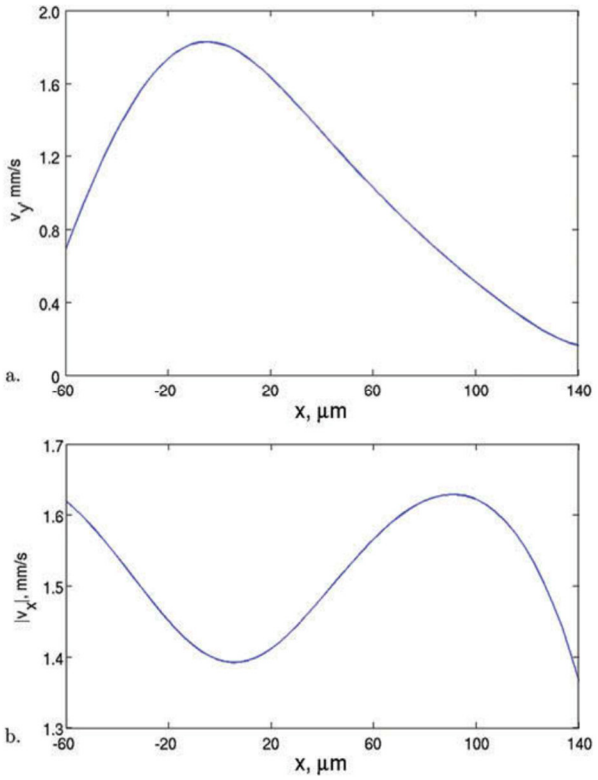


Рис. 7. Профиль скорости пара, полученный при исследовании траектории капли в режиме простого перелета над линией контакта [9]

Следует отметить, что микрокапли не сразу падают на сухую поверхность. Они левитируют некоторое время и затем испаряются (Рис. 2). Также явно выделяется «запретная зона» т. е., участок, где не наблюдается левитирующих капель. В работе [16] показано, что ширина этой области составляет от 10 до 50 мкм и увеличивается с увеличением температуры подложки.

Список литературы:

1. Schaefer VJ. Observations of an early morning cup of coffee. //Am. Sci. 59:534–35. 1971.
2. Fedorets A. A. Droplet Cluster// JETP Letters, Vol. 79, No. 8, pp. 372–374, 2004.
3. Umeki, T., Ohata, M., Nakanishi, H., & Ichikawa, M. Dynamics of microdroplets over the surface of hot water// Scientific Reports, 5(1) 2015.
4. Fedorets A. A., Marchuk I. V., Kabov O. A. Role of Vapor Flow in the Mechanism of Levitation of a Droplet Cluster Dissipative Structure// Technical Physics Letters, Vol. 37, No. 2, pp. 116–118, 2011.
5. Fedorets A. A., Marchuk I. V., Kabov O. A. Coalescence of a droplet cluster suspended over a locally heated liquid layer// Interfacial Phenomena and Heat Transfer, 1 (1): 51–62, 2013.
6. A.A. Fedorets, L.A. Dombrovsky, D.N. Medvedev, Effect of infrared irradiation on suppression of condensation growth of water droplets in levitating clusters, JETP Letters 102 (7) 452–454, 2015.
7. L.A. Dombrovsky, A.A. Fedorets, D.N. Medvedev, The use of infrared irradiation to stabilize levitating clusters of water droplets// Infrared Physics & Technology. 75 124–132, 2016 .
8. Fedorets A.A., Dombrovsky L.A. Generation of levitating droplet clusters above the locally heated water surface: A thermal analysis of modified installation// International Journal of Heat and Mass Transfer 104 1268–1274, 2017.
9. Kabov, O. A., Zaitsev, D. V., Kirichenko, D. P., and Ajaev, V. S., Interaction of levitating microdroplets with moist air flow in the contact line region// Nanoscale and Microscale Thermophysical Engineering., vol. 21, pp. 60–69, 2017.
10. Dmitry V. Zaitsev, Dmitry P. Kirichenko, Vladimir S. Ajaev, and Oleg A. Kabov. Levitation and Self-Organization of Liquid Microdroplets over Dry Heated Substrates// Physical Review Letters 119, 094503, 2017.
11. V.S. Ajaev, D.V. Zaitsev, O.A. Kabov. Levitation of evaporating microscale droplets over solid surfaces// Physical Review Fluids 6(5), 053602, 2021.
12. D.V. Zaitsev, D.P. Kirichenko, O.A. Kabov, V.S. Ajaev. Levitation conditions for condensing droplets over heated liquid surfaces // Soft Matter 17 4623, 2021.
13. Ajaev, Vladimir & Kabov, Oleg. Levitation and Self-Organization of Droplets //Annual Review of Fluid Mechanics. 53. 203-225. 10.1146/annurev-fluid-030620-094158, 2021.
14. Zaitsev D.V., Kirichenko D.P., Shatekova A.I., Ajaev V.S., Kabov O.A. Experimental and theoretical studies of ordered arrays of microdroplets levitating over liquid and solid surfaces// Interfacial Phenomena and Heat Transfer, 6(3):219–230, 2018.
15. O. A. Kabov, D. V. Zaitsev, D. P. Kirichenko and V. S. Ajaev. Investigation of moist air flow near contact line using microdroplets as tracers // Interfacial Phenomena and Heat Transfer, 4 (2-3): 207–216, 2016.
16. Kirichenko, D., Zaitsev, D., Kabov, O. Levitation of liquid microdroplets over a dry heated substrate near triple-phase contact line// MATEC Web of Conferences, 194, 01026, 2018

DOI: 10.53954/9785604859551_156

УДК 536.24

ВЛИЯНИЕ ВЫСОТЫ СЛОЯ ВОДЫ НА ФОРМЫ ФРОНТА КРИСТАЛЛИЗАЦИИ ЛЬДА ПРИ ОХЛАЖДЕНИИ ВЕРТИКАЛЬНОЙ СТЕНКИ ПОЛОСТИ

Кислицын С.А., Михайлов А.В., Золотухина О.С.

Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН,
630090, Россия, г. Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1
e-mail: 100pch@mail.ru

Численно и экспериментально проведены исследования процесса кристаллизации воды в прямоугольной полости при охлаждении одной из вертикальных стенок ниже температуры кристаллизации. Изучена эволюция пространственной формы течения и ее влияние на форму фронта кристаллизации в зависимости от высоты слоя воды при заданном перепаде температуры между вертикальными стенками.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЙ СТЕНД

Рабочий участок экспериментального стенда состоит из полости размером 105×105×30 *мм*^{3}, две торцевые стенки которой являются теплообменниками. Блок схема экспериментального стенда представлена на рис. 1. Перед началом эксперимента полость заполняется водой до нужной высоты слоя. Через теплообменники прокачиваются термостатированная вода из термостата и антифриз из криостата. Температуры боковых стенок полости определяется с помощью термопар, установленных на стенках медных теплообменников.

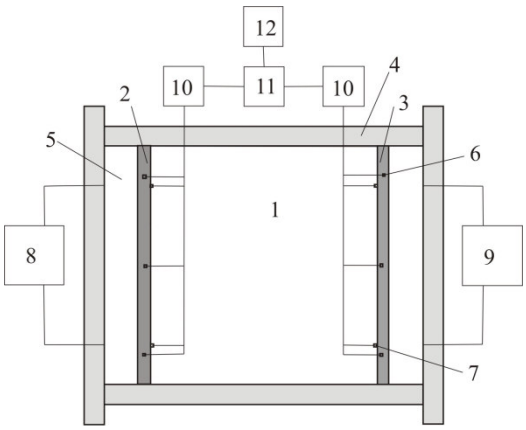


Рис. 1. Блок схема экспериментального стенда: 1 – вода, 2,3 – медные пластины, 4 – оргстеклянные прозрачные стенки, 5 – полость теплообменника, 6 – термопары в медных пластинах, 7 – термопары приклеинные на поверхность медной пластины, 8 – криотермостат, 9 – термостат, 10 – цифровые вольтметры Щ300 для измерения сигналов с термопар, 11 – контроллер К1, 12 – персональный компьютер

Пространственная форма течения и формы фронтов кристаллизации в эксперименте снималась цифровой видеокамерой. Течение воды визуализировалось полиамидными частицами-трассерами в тонком подсвечиваемом слое. Компьютерная обработка видеофильмов позволила построить профили скорости в различных сечениях слоя жидкости. На правой вертикальной медной пластине поддерживалась температура T_h = 10 ºС. Через левую полость теплообменника прокачивалась охлаждаемая жидкость.

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ

Численные расчеты выполнены с использованием метода конечных элементов [1]. Решались нестационарные уравнения термогравитационной конвекции для жидкости и уравнение теплопроводности для кристалла льда в двумерной сопряженной постановке в терминах температура, функция тока и вихрь скорости [2]. Использовались треугольные сетки, адаптирующиеся под изменяющееся положение фронта кристаллизации. Сетка сгущается ко всем границам, включая границу раздела кристалла и расплава. Теплота кристаллизации учитывалась через внутренний источник энергии. Границы зоны учета теплоты кристаллизации определялись в итерационном процессе решения уравнений внутри временного шага. Данный метод подходит как для учета выделения тепла при кристаллизации, так и поглощения его при плавлении. Сходимость численного метода учета теплоты кристаллизации подтверждена сравнением с аналитическим решением задачи Неймана для полуограниченной области [3]. При моделировании учитывалась зависимость коэффициента объемного теплового расширения воды от температуры, так как вода обладает инверсной зависимостью плотности от температуры [4]. Аналогичной зависимостью обладает расплав кадмий-ртуть-теллур [5, 6], кристаллы которого широко применяются в оптической технике, работающей в ИК-диапазоне [7]. Расчетные области прямоугольные, состоящие в начальный момент времени из слоя воды. Размеры слоев соответствуют экспериментальным. На левой вертикальной стенке в начальный момент времени внезапно задается и поддерживается в дальнейшем температура T_c = –2 ºС. Кристаллизация начинается при охлаждении жидкости ниже температуры кристаллизации. На противоположной стенке поддерживается начальная температура системы T_h = 10ºС. Верхняя граница слоя жидкости заданна жесткой (условие прилипания), так как экспериментально было установлено, что значение скорости на открытой поверхности было значительно меньше максимальной скорости в слое под ней (см. рис 4).

РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЯ

Эксперименты и расчеты выполнены при высотах слоев воды H: 8 мм, 13 мм и 26 мм. Длина слоя L = 105 мм. В эксперименте кристаллизация начинается после значительного переохлаждения слоя воды в пристеночной области. В начале процесса кристаллизации наблюдается резкий рост температуры из-за выделения теплоты кристаллизации. Возможно формирование мелких кристаллов льда, в объеме переохлажденной воды, которые уносятся потоком жидкости и расплавляются. При численном моделировании кристаллизация начинается при охлаждении воды

ниже температуры кристаллизации. В ходе исследований выяснено, что форма фронта кристаллизации в значительной степени зависит от особенностей формирования пространственной формы течения: возникновения и взаимного расположения двух конвективных ячеек у фронта кристаллизации (рис. 2). У фронта кристаллизации происходит всплытие более охлажденной воды при высотах слоя 8 мм и 13 мм. В слое 26 мм у фронта кристаллизации возникает восходящий поток в придонной части и встречный поток в верхней части. На рис. 2 показаны численно полученные поля температуры и изолиний функции тока. Серым цветом обозначена зона кристалла. В случае высот 8 мм и 13 мм (см. рис 2 а, б) на некотором удалении от фронта кристаллизации формируется опускной поток жидкости и справа от него формируется вторая конвективная ячейка, занимающая пространство до нагретой стенки. При высоте слоя 26 мм (см. рис 2 в) восходящий поток в придонной холодной конвективной ячейке оттесняется от верхней границы натекающим на фронт кристаллизации нагретым потоком жидкости, так как увеличение высоты слоя повышает интенсивность конвективного течения от нагретой правой стенки полости. Скопление охлажденной воды вблизи нижней части фронта кристаллизации вызывает в данной области ускоренный рост толщины льда. Форма фронта кристаллизации от плоской (рис. 2 а) изменяется вогнуто-выпуклой (рис. 2в) при увеличении высоты слоя воды.

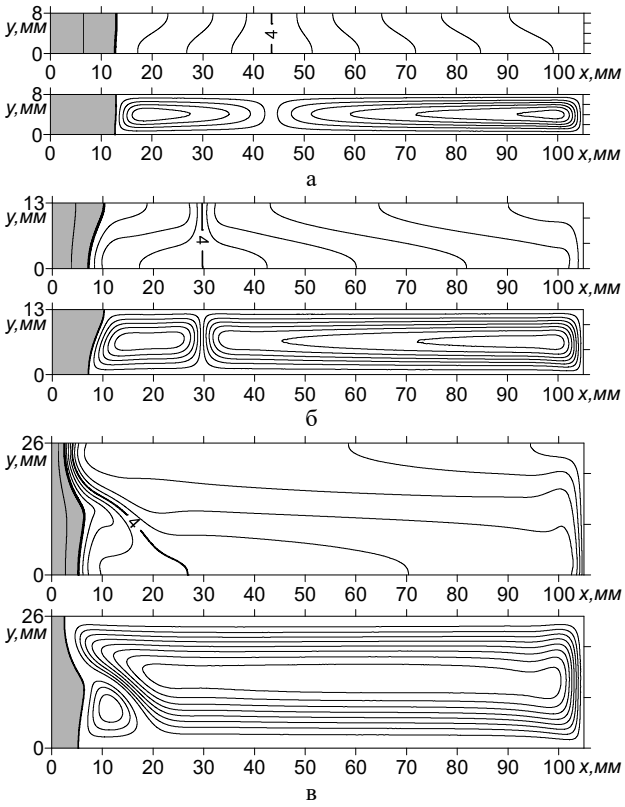


Рис. 2. Численно полученные поля изотерм и изолиний функции тока при разных высотах слоя H воды в моменты времени t: а – H = 8 мм; t = 14072 с; б – H = 13 мм; t = 13084 с; в – H = 26 мм; t = 12820 с

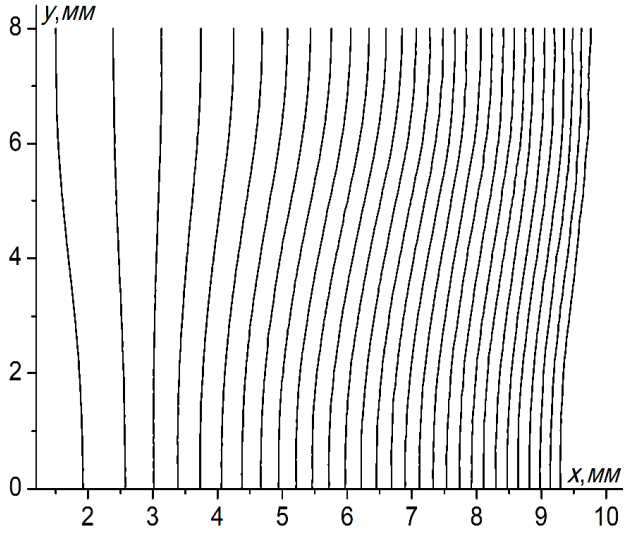


Рис. 3а. Положение фронтов кристаллизации при H = 8 мм через каждые Δt = 200 с начиная с момента времени t = 200 с.

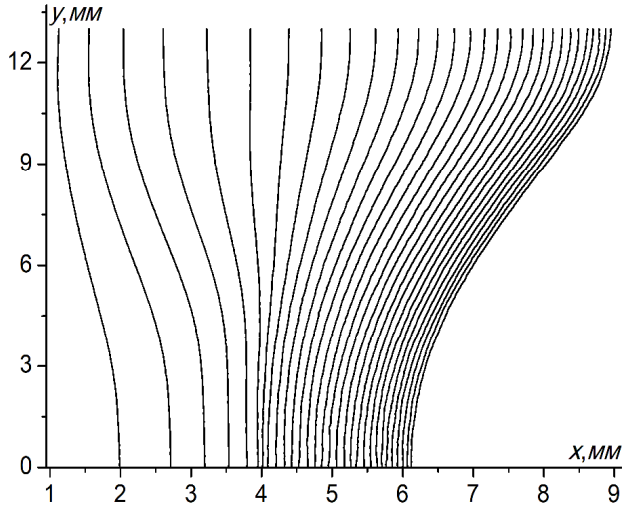


Рис. 3б. Положения и формы фронтов кристаллизации при H = 13 мм через каждые Δt = 200 с начиная с момента времени t = 200 с.

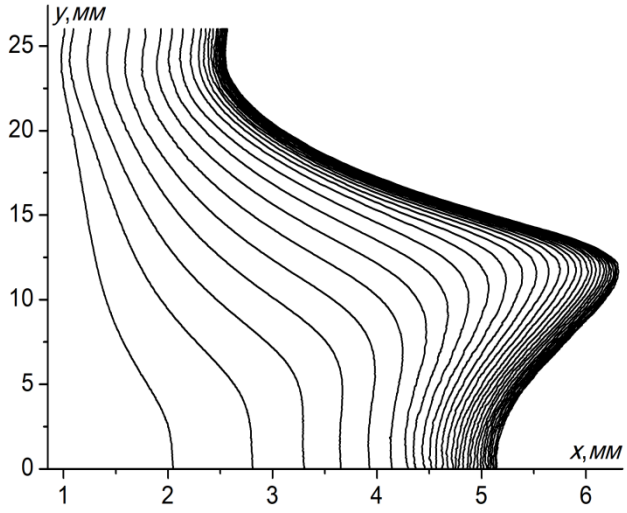


Рис. 3в. Положения и формы фронтов кристаллизации при H = 26 мм через каждые Δt = 200 с, начиная с момента времени t = 200 с

На рис. 3 показана полученная численно эволюция форм фронтов кристаллизации во времени в 30 момен-

тах и при интервалах через 200 *с*. На рис. 4 представлены кадры видеосъемки продвижения фронтов кристаллизации в физическом эксперименте. Они получены в результате сложения 300 последовательных кадров после обработки видеофильма с вычитанием шумового фона (рис. 4 б, в). На рис. 4 дополнительно выделено положение фронта кристаллизации. Для высот слоев 13 *мм* и 26 *мм* кристалл толще в придонной области.

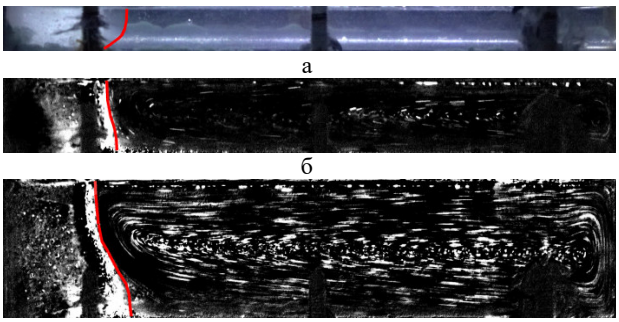


Рис. 4. Экспериментально полученные формы фронтов кристаллизации и структура течений (б, в) при разных высотах слоя воды: а – H = 8 мм; б – H = 13 мм; в – H = 26 мм

На рис. 5 показано, что полученные экспериментально в результате обработки цифровых видеофильмов профили горизонтальной компоненты скорости (рис. 5, кривые 1, 2) качественно совпадают с полученными численно (рис. 5, кривые 3, 4) при H = 26 мм. Дополнительно показано распределение горизонтальной компоненты скорости в сечении, проходящем через центр придонной холодной конвективной ячейки (рис. 5, кривая 5). Максимальное значение горизонтальной компоненты скорости наблюдается вблизи сечения x = 12 мм в спутном потоке на границе раздела двух конвективных ячеек у фронта кристаллизации при H = 26 мм. Моменты времени соответствуют моментам времени на рис. 2 и 3 при H = 26 мм.

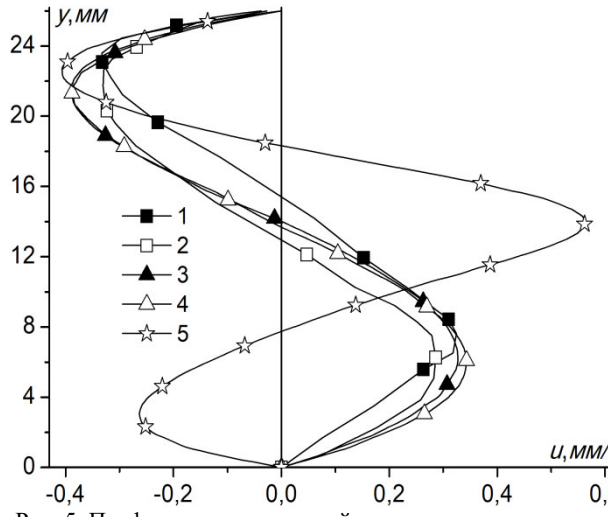


Рис. 5. Профили горизонтальной компоненты скорости при высоте слоя H = 26 *мм* полученные экспериментально в сечениях x = 1/3 L (кривая 1), x = 2/3 L (кривая 2), полученные численно в сечения x = 1/3 L (кривая 3), x = 2/3 L (кривая 4) и x = 12 *мм* (кривая 5).

Также представлены профили вертикальной компоненты скорости (рис. 6).

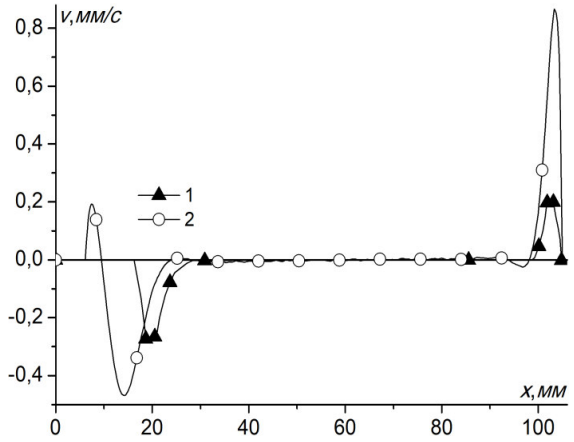


Рис. 6. Профили вертикальной компоненты скорости при высоте слоя H = 26 *мм*, полученные экспериментально (1) и численно (2), в сечении x = 1/2 H. Моменты времени соответствуют моментам времени на рис. 2 и 3 при H = 26 *мм*.

Численные расчеты дополняют экспериментальные результаты данными об эволюции полей температуры в жидкости и в кристалле.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

И численно, и экспериментально показано, что изменение высоты слоя жидкости приводит к изменению пространственной формы течения и распределениям температуры и, как следствие, к изменениям формы фронтов кристаллизации. Данные о гидродинамике, полученные экспериментально, существенно дополнены данными о полях температуры в жидкости и в затвердевшем веществе, полученными численно. Результаты исследований могут быть полезны при анализе условий выращивании кристаллов методом горизонтальной направленной кристаллизации [8] из расплавов обладающих инверсной зависимостью плотности от температуры.

Список литературы:

1. Метод конечных элементов для решения скалярных и векторных задач / Соловейчик Ю.Г., Рояк М.Э., Персова М.Г., Новосибирск: НГТУ, 2007. 896 с.
2. Математическое моделирование конвективного тепломассообмена на основе уравнений Навье - Стокса / В. И. Полежаев, А. В. Бунэ, Н. А. Верезуб [и др.]., Москва: Наука, 1987. 256 с.
3. Conduction of heat in solids / H. S. Carslaw, J. C. Jaeger, Oxford At The Clarendon Press, 1959. 510 p.
4. Вода. Плотность при атмосферном давлении и температурах от 0 до 100ºС / М.: Издательство стандартов, 1978. 6 с.
5. V.M. Glazov, L.M. Pavlova Liquation phenomena in CMT melts and structural features in cadmium and mercury tellurides in a liquid phase // Journal of Crystal Growth 184/185 (1998) 1253-1261.
6. Mercury Cadmium Telluride: Growth, Properties and Applications / P. Capper, J. Garland, John Wiley & Sons Ltd, 2011. 556 p.
7. Н. Кульчицкий, А. Наумов, В. Старцев Охлаждаемые фотоприемные устройства ИК-диапазона на кадмий-ртуть-теллуре: состояние и перспективы развития // Электроника НТБ. 2020. № 6. С. 114-121.
8. Тепло- и массоперенос при выращивании монокристаллов направленной кристаллизацией / Багдасаров Х.С., Горяинов Л.А., М.: Физматлит, 2007. 224 с.

Исследования выполнены в рамках молодежного научно-исследовательского проекта ИТ СО РАН 2021г.

DOI: 10.53954/9785604859551_159

УДК 532.525.5

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ МИКРОСТРУЙ ВОДОРОДА В ПРОЦЕССЕ ДИФФУЗИОННОГО ГОРЕНИЯ

Козлов В.В.[1,2], Литвиненко М.В.[1,2], Литвиненко Ю.А.[2], Тамбовцев А.С.[2], Шмаков А.Г.[2,3]

[1] Новосибирский государственный университет,
630090, Россия, г. Новосибирск, ул. Пирогова, 1
[2] Институт теоретической и прикладной механики СО РАН,
630090, Россия, г. Новосибирск, ул. Институтская, 4/1
[3] Институт химической кинетики и горения СО РАН,
630090, Россия, г. Новосибирск, ул. Институтская, 3
e-mail: alsetams@gmail.com

ВВЕДЕНИЕ

На сегодняшний день хорошо изучены сценарии диффузионного горения микроструи водорода, истекающей из удлиненной цилиндрической трубки в затопленное пространство, они подробно описаны в работах [1 – 5]. Сценарии схожи для микроструй истекающих из сопел с внутренним диаметром 250 – 500 мкм и в зависимости от скорости истечения микроструи они выглядят следующим образом: 1) горение чисто ламинарной микроструи с наличием ламинарного пламени большой дальнобойности (Re < 1500); 2) возникновение области ламинарного горения сферической формы с наличием в ней ламинарной микроструи и турбулизацией пламени далее по потоку (Re=1500-3000); 3) прекращение горения турбулентного участка при сохранении горения в ламинарном (Re=3900), причем в горение в ламинарном участке сохраняется вплоть до трансзвуковых скоростей истечения газа, однако при наличии “запирания микросопла”; 5) прекращение горения микроструи (Re=4500). Запирание сопла происходило при достижении скорости истечения микроструи водорода, близкой к скорости звука в воздухе. Стабилизация горения микроструи обеспечивается наличием горения в ламинарном сферическом участке, охватывающем срез сопла.

Однако, вышеописанные сценарии справедливы для случая, когда поджигание микроструи производится вблизи среза сопла, в таком случае увеличение расхода газа или скорости истечения не приводит к реализации режима горения с приподнятым над срезом сопла факелом. Если поджигание производится вдали от среза сопла, то развитие сценариев происходит подругому пути [6]. Диапазон скоростей, в которых поддерживается горение с приподнятым над срезом сопла факелом существенно уже (Re=2100-2300).

Цель данной работы состоит в изучении сценариев диффузионного горения микроструй водорода при их взаимодейсвии.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Схема экспериментальной установки представлена на рис. 1. Сжатый водород из баллона (1) подается на клапан расходомера (2), который регулируется контроллером (3). Далее трасса с водородом раздваивается, каждая выходит на сопло (4), представляющее собой вытянутую цилиндрическую тонкостенную трубку. В экспериментах использовались пары сопел с внутренними диаметрами 200 и 400 мкм. Сопла располагались под углом друг к другу. Скорость истечения микроструи определялась по формуле U= Q/S, где Q – объемный расход газа, S – площадь поперечного сечения сопла. Скорость истечения из пары микросопел устанавливалась одинаковая $U=U_1=U_2$. Поджигание микроструи производилось как вблизи среза мкросопла, так на расстоянии от него для реализации режима горения с факелом, приподнятым над срезом сопла. Процесс диффузионного горения визуализировался теневым методом при помощи установки ИАБ-451(5) и фиксировался на цифровой фотоаппарат (6).

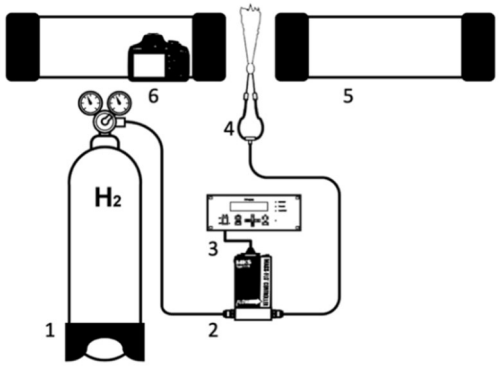


Рис. 1. Экспериментальная установка: 1 – баллон со сжатым водородом, 2 – клапан расходомера, 3 – контроллер расходомера, 4 – теневой прибор ИАБ – 451, 5 – микросопла расположенные под углом, 6 – фотоаппарат

РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

На рис. 2 показано взаимодействие ламинарных факелов. В эксперименте истпользовались сопла с внутренним диаметром 400 мкм.

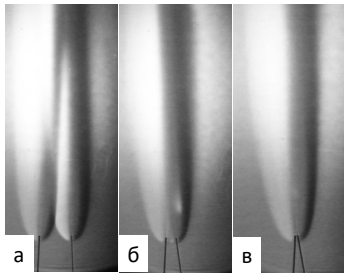


Рис. 2. Взаимодействие двух ламинарных факелов при истечении микроструй из сопел с $d_1=d_2$ = 400 мкм, $U_1=U_2$ = 318 м/с (Re = 1305)

При сближении микросопел на расстояние ~4*d* (*d* – диаметр микросопла) два ламинарных факела сливаются в один при этом результирующий факел также остаётся ламинарным и немного расширяется.

На рис. 3. показан результат взаимодействия двух ламинарных факелов, при небольшой скорости исте-

чения взамиодействие приводит к формированию ламинарного факела, однако начиная с определенной скорости истечения для микросоплед с внутренними диаметрами d = 400 мкм – это скорость U = 477 м/с в результирующем факеле формируется перетяжка пламени разделяющая его на ламинарный и турбулентный участки.

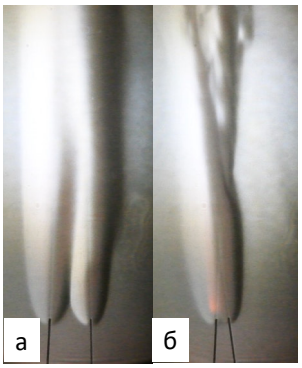


Рис. 3. Невзаимодействующие (а) и взаимодействующие пламена (б), U = 477 м/с (Re=1865)

На рис 4. показано, как расстояние между соплами влияет на структуру результирующего факела при постоянной скорости истечения микроструй U=761 м/с. Сопла расположены под небольшим углом ~ 12 градусов, при этом микроструи истекающие из сопел пересекаются. При сближении микросопел на расстояние ~ 0,5*d* происходит интенсификация процесса горения, ламинарный участок пламени по протяженности уменьшается в 5 раз от первоначального размера.

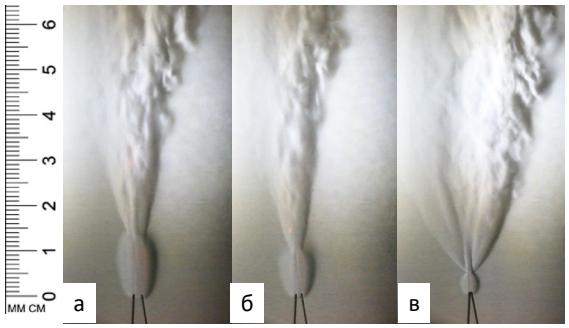


Рис. 4. Взаимодействие пламен на различном расстоянии друг от друга U =761м/с (Re = 3100)

На рис. 5 представлены теневые картины, на которых показано, как смещение оси одной микроструи относительно другой во взаимодействующем пламени влияет на турбулизацию результирующего факела. Здесь и для последующих экспериментов использовались микросопла с внутренним диаметрами 200 мкм.

На рис. 5а структура пламени одиночной микроструи, ориентированной под углом, она имеет ламинарную структуру, хорошо известно, что топология таких пламен сильно зависит от ориентации сопла в пространстве. На рис. 5б оси микроструй пересекаются – это приводит к турбулизации результирующего факела. Однако при этом результирующий факел все же имеет двузонную структуру с небольшим ламинарным участком вблизи среза сопла.

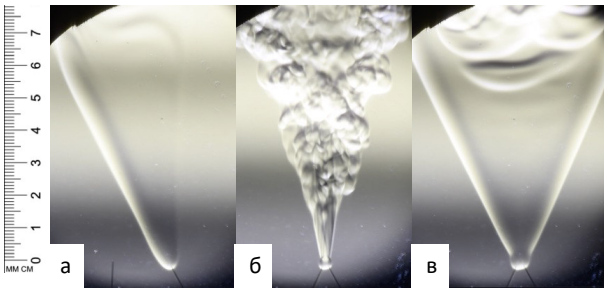


Рис. 5. а) свободный факел, скорость микроструи U=457 (Re = 932) м/с и взаимодействие присоединенных факелов: б) пересекающиеся микроструи; в) непересекающиеся микроструи, истекающие при той же скорости

На рис. 5в оси микроструй незначительно смещены друг относительно друга на расстояние около одного диаметра микросопла, в результате наблюдается протяженный ламинарный результирующий факел с небольшой перетяжкой вблизи среза сопла.

На рис. 6 показаны результаты экспериментов, в которых зафиксировано положение сопел таким образом, чтобы микроструи не пересекались и рассмотрены сценарии горения в зависимости от скорости истечения микростуй. Угол между микросоплами 60 градусов.

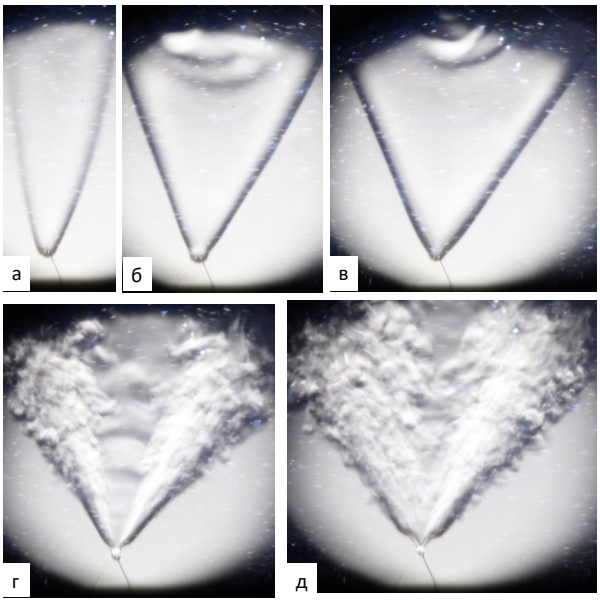


Рис. 6. Взаимодействие двух факелов, при различной скорости истечения микроструй: а) U = 152 м/с (Re = 311); б) U = 381 м/с (Re = 777); в) U = 609 м/с (Re = 1243); г) U = 1218 м/с (Re = 2486); д) U = 1675 м/с (Re = 3419)

Результат взаимодействия факелов с двузонной структурой – справа, а изначальная структура пламени микроструи при той же скорости – слева, показаны на рис. 7. Угол между микросоплами 60 градусов.

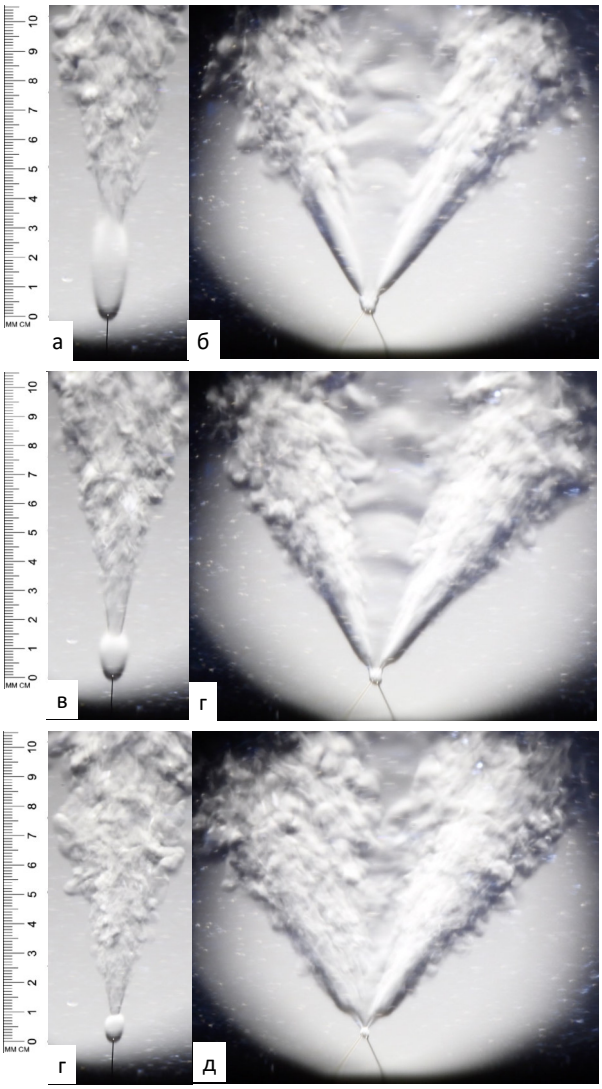


Рис.6. Диффузионное горение одиночной микроструи слева и взаимодействие факелов микроструй справа при тех же скоростях истечения: а),б) U = 913м/с (Re =1865); в), г) U = 1188м/с (Re =2424); д), е) U = 1706 м/с (Re=3419)

Теневые картины процесса взаимодействия факелов, приподнятых над срезом сопла показаны на рис. 7

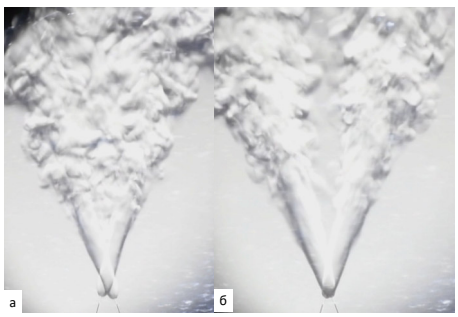


Рис. 7. Взаимодействие факелов приподнтых над срезом сопла. а) пересекающиеся микроструи б) непересекающиеся микроструи. U = 914м/с (Re = 1865)

На рис. 7а микроструи пересекаются, на рис. 7б микроструи не пересекаются и в турбулентной области наблюдается разрыв с периодически следующей структурой. Как и в случае с одиночной струей режим горения с приподнятым над срезом сопла факелом существует в существенно более узком диапазоне скоростей истечения микроструй U=975-1250 м/с.

ОБСУЖДЕНИЕ

Проведенные исследования систематизируют и расширяют представления о сценариях диффузионного горения микроструи водорода. Эксперименты еще раз подтверждают ранее выявленные закономерности эволюции ламинарного участка пламени при увеличении скорости истечения микроструи.

Изучение процесса взаимодействия двух микроструй водорода в процессе их диффузионного горения позволило выявить несколько принципиально новых особенностей. Также, как и микроструи истекающие из плоских сопел при горении формируют факел, уширяющийся в одном направлении, уширяется результирующий факел, формируемый парой микроструй истекающих из микросопел с круглым сечением [7]. В зависимости от взаимного расположения микросопел микроструи могут либо пересекаться друг с другом, либо нет. В первом случае это приводит к турбулизации потока и как следствие к турбулизации результирующего пламени, точка перехода спускается ближе к срезу сопла в сравнении с факелом одиночной микроструи. Во втором случае взаимодействия непосредственно между микроструями не возникает, однако, фронт пламени охватывает протяженную область между факелами каждой из микроструй и результирующий факел имеет широкий раствор и ламинарную структуру при небольшой скорости истечения. При увеличении скорости истечения турбулизация начинается в первую очередь на краях вытянутого фронта факела, а в середине верхней части возникает периодически следующая волновая структура, восприимчивая к акустическим возмущениям. В случае взаимодействия двух факелов, приподнятых над срезом сопла в случае пересекающихся микроструй результирующий факел имеет небольшие ламинарные зоны горения вблизи среза сопла и равномерно турбулизуется вверх по потоку, а в случае, когда микроструи не пересекаются наблюдается разрыв.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенное исследование сценариев взаимодействия двух одинаковых микроструй водорода в процессе их диффузионного горения, позволило получить следующие результаты:

1)Показано, что при небольшой скорости истечения микроструй ламинарные слабо влияют друг на друга, результирующий факел также остается ламинарным;

2) Взаимное расположение микросопел способно влиять на процесс турбулизации результирующего пламени;

3)Начиная с определенной скорости истечения взаимодействие двух ламинарных факелов, пересекающихся под углом микроструй приводит к интенсификации процесса турбулизации, результирующий факел приобретает двузонную структуру с перетяжной пламени;

3)Смещение осей микроструй в определенном диапазоне скоростей позволяют ламинаризовать результирующий факел на протяженном участке между струями, отодвинуть турбулентную зону дальше от среза сопел.

Список литературы:

1. *Козлов В.В., Грек Г.Р., Коробейничев О.П., Литвиненко Ю.А., Шмаков А.Г.* Горение истекающей в воздух высокоскоростной микроструи водорода // ДАН. 2016. Т. 470. No 2. С. 166–171. https://doi.org/10.7868/S0869565216260091
2. *Шмаков А.Г., Грек Г.Р., Козлов В.В., Козлов Г.В., Литвиненко Ю.А.* Экспериментальное исследова- ние диффузионного горения высокоскоростной круглой микроструи водорода. Ч. 1. Присоединенное пламя, дозвуковое течение // Сиб. физ. журн. 2017. Т. 12. No 2. С. 28–45.
3. ШмаковА.Г., ГрекГ.Р., КозловВ.В., КоробейничевО.П., Литвиненко Ю.А. Различные режимы диффузион- ного горения круглой струи водорода в воздухе // Вестник НГУ. Физика. 2015. Т. 10. Вып. 2. С. 27–41
4. *Kozlov V.V., Grek G.R., Kozlov G.V., Litvinenko Yu.A., Shmakov A.G.* Experimental Study on Diffusion Com- bustion of High-Speed Hydrogen Round Microjets // Intern. J. Hydrogen Energy (ELSEVIER 2019). V. 44. Iss. 1. P. 457–468.
5. *Kozlov V.V., Grek G.R., Korobeinichev O.P., Litvinen- koYu.A., Shmakov A.G.* Features of Diffusion Combus- tion of Hydrogen in the Round and Plane Hhigh-Speed Microjets (Pt II) // Intern. J. Hydrogen Energy (ELSEVIER 2016). V. 41. Iss. 44. P. 20 240–20 249.
6. *Козлов В.В., Грек Г.Р., Козлов Г.В., Литвиненко Ю.А., Шмаков А.Г.* Экспериментальное исследование диффузионного горения круглой микроструи водорода при ее зажигании вдали от среза сопла // Сиб. физ. журн. 2017. Т. 12. No 3. С. 62–73
7. *Литвиненко Ю.А., Грек Г.Р., Козлов В.В., Коробей- ничев О.П., Шмаков А.Г.* Структура присоединенного диффузионного пламени микроструи водорода, истекающей из щелевого сопла // Вестник НГУ. Физика. 2015. Т. 10. Вып. 2. С. 52–66.

Работа поддержана грантом Российского научного фонда№ 22-19-00151, https://rscf.ru/project/22-19-00151/.

DOI: 10.53954/9785604859551_163

УДК 536.24

ЭФФЕКТ ГАРМОНИЧЕСКОЙ МОДУЛЯЦИИ ПОТОКА В ТЕПЛОВОЙ ЗАВЕСЕ НАД ПЛОСКОЙ ПЛАСТИНОЙ

Козюлин Н. Н., Хребтов М. Ю.

Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН,
630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1
e-mail: nikkozyulin@gmail.com

В данной работе методом численного моделирования был исследован эффект воздействия когерентных структур на пристенный пограничный слой в тепловой завесе. Исследовался как метод пассивной генерации когерентных структур в пристенной струе за уступом, так и гармоническая модуляция потока путем изменения расхода в пристенной струе. Воздействие на поток происходит на выделенной частоте, характерной для исследуемой конфигурации, с целью уменьшения вертикальной диффузии охладителя. Был найден диапазон соотношений расходов основного потока и пристенной струи для которого данная модификация дает существенное улучшение эффективности теплозащиты.

ВВЕДЕНИЕ

Завесное охлаждение – один из самых распространенных методов тепловой защиты, который находит применение в широком диапазоне инженерных задач, таких как: тепловая защита лопаток турбин, камер сгорания и др. [1]. Тепловая защита происходит за счет того, что теплообмен происходит между горячим потоком и потоком охладителя, а не стенкой. Образуется защитный слой, который может быть как жидким (пленка), так и газообразным в зависимости от используемого охладителя и температуры эксплуатации системы. Зачастую, при проектировании устройств, использующих завесное охлаждение, не учитываются эффекты возникающих когерентных структур и возникающие в слое смешения нестационарные процессы, которые могут влиять на тепломасообмен.

Зачастую, в системах теплозащиты охладитель подается через сопло, расположенное под углом 30-45 градусов и имеющее круглое сечение. В качестве охладителя используется жидкость или газ температурой ниже, чем основной поток [2]. Как правило, тепловая эффективность таких систем находится в диапазоне 15-35%, при этом, значительное ухудшение эффективности происходит при отрыве струи охладителя от стенки [3].

В данной работе, для исследования влияния трехмерных когерентных структур на эффективность охлаждения, было предложено использовать генерацию вихрей с чередующимся направлением вращения, развивающуюся из-за динамической неустойчивости в следе за плохообтекаемым телом.

Между выходным соплом охладителя и пластиной создавался зазор с резким уступом, по высоте равным высоте струи охладителя. Охладитель, поступающий из сопла прямоугольной формы, подавался горизонтально. Затем охладитель попадал на наклонную поверхность, расположенную под углом в 30 градусов, и вытекал на охлаждаемую плоскую пластину.

Наличие уступа, обтекаемого с двух сторон, приводит к формированию в потоке когерентных структур, аналогично с дорожкой Кармана на частоте $Sh = 2fD/(U_f + U_c) \approx 0.2$. Где U_f – скорость основного потока, U_c – скорость охладителя, f – размерная частота, D – высота уступа.

Данные вихревые структуры имеют определенную частоту схода и характерный линейный масштаб. Этот способ введения колебаний в систему позволяет контролировать частоту схода вихрей и их период путем изменения параметра расхода потока охладителя ($M = U_c / U_f$).

Описанный способ не требует каких-либо дополнительных устройств (нанесения на охлаждаемую поверхность электродов, для генерации электрического поля, динамиков, создающих акустические возмущения, или систем на подобии струйного осциллятора, генерирующих неоднородности во входном потоке), необходимых для модуляции потока и является очень простым, что делает его привлекательным для практического применения.

В данной работе, помимо пассивного способа генерации когерентных структур, с целью исследования возможности повышения эффективности тепловой защиты, было предложено воздействовать на поток на выделенных частотах, кратных основным гармоникам периодических процессов, происходящих в слое смешения. Гармоническая модуляция может быть использована в качестве динамического инструмента управления, что актуально для систем, эксплуатируемых в широком диапазоне параметров (повышая их эффективность и время эксплуатации отдельных теплонагруженных деталей и систем в целом).

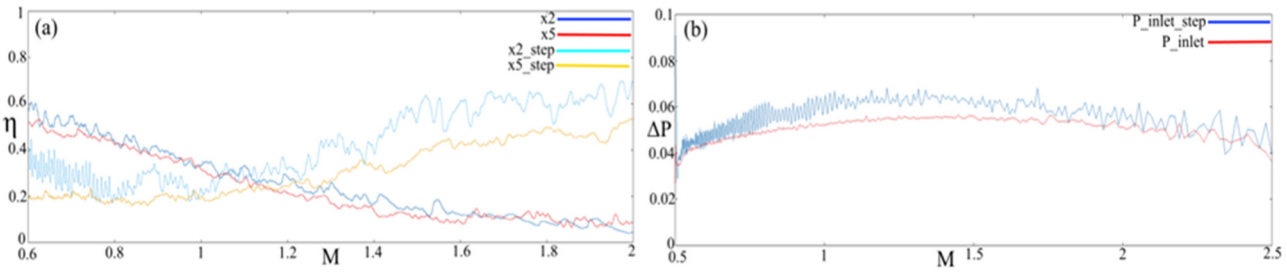


Рис. 1: Динамика тепловой эффективности при меняющемся M (а), (б) – перепад давления в случаях прямого сопла и сопла с уступом

ДЕТАЛИ РАСЧЕТНОГО МЕТОДА

Моделирование проводилось с помощью открытого вычислительного кода OpenFoam [4] с дискретизацией по методу конечных объемов со вторым порядком аппроксимации по времени и пространству. Использовались уравнения метода круных вихрей (LES) с подсеточной моделью WALE [5].

$$\frac{\partial \vec{u}_i}{\partial t} + \vec{u}_j \frac{\partial \vec{u}_i}{\partial x_j} = -\frac{\partial}{\partial x_j}\left(p\delta_{ij} + \tau_{ij} \right) + \nu \frac{\partial^2 \vec{u}_i}{\partial x_j \partial x_j}$$

$$\frac{\partial \vec{u}_i}{\partial x_j} = 0$$

$$\nu_{sgs} = C_k \Delta \sqrt{k_{sgs}}$$

$$k_{sgs} = \left(\frac{C_\omega^2 \Delta}{C_k} \right)^2 \frac{\left(S_{ij}^d S_{ij}^d \right)^3}{\left(\left(\overline{S}_{ij} \overline{S}_{ij} \right)^{5/2} + \left(S_{ij}^d S_{ij}^d \right)^{5/4} \right)^2}$$

$$\overline{S}_{ij} = \frac{1}{2}\left(\frac{\partial \overline{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{u}_j}{\partial x_i} \right)$$

$$S_{ij}^d = \frac{1}{2}\left(\frac{\partial \overline{u}_k}{\partial x_i}\frac{\partial \overline{u}_j}{\partial x_k} + \frac{\partial \overline{u}_k}{\partial x_j}\frac{\partial \overline{u}_i}{\partial x_k} \right) - \frac{1}{3}\delta_{ij}\frac{\partial \overline{u}_k}{\partial x_l}\frac{\partial \overline{u}_l}{\partial x_k}$$

$$\nu_{sgs} = \left(C_\omega \Delta \right)^2 \frac{\left(S_{ij}^d S_{ij}^d \right)^{3/2}}{\left(\overline{S}_{ij} \overline{S}_{ij} \right)^{5/2} + \left(S_{ij}^d S_{ij}^d \right)^{5/4}}$$

Где ν_{sgs} – подсеточная вязкость, k_{sgs} – подсеточная кинетическая энергия, C_k, C_ω – коэффициенты модели, $\overline{S}_{ij}$ – тензор сдвиговых напряжений, S_{ij}^d – бесследовый тензор градиента скорости.

$$\frac{\partial T_{air}}{\partial t} + \left(\vec{U}\nabla \right) T_{air} = \frac{\nu}{\mathrm{Pr}} \Delta T_{air} + \frac{\partial}{\partial x_i}\left(\frac{\nu_T}{\mathrm{Pr}_T} \frac{\partial T_{air}}{\partial x_i} \right)$$

При моделировании теплопроводности температура учитывалась как пассивная примесь. Расчетная сетка состояла из 5 млн. гексагональных ячеек, длина расчетной области составляла 40 D, высота 15 D, и ширина 4D. В поперечном направлении использовались периодические граничные условия.

РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ

Исследование влияния массового расхода на тепловую эффективность.

Было изучено влияние коэффициента массового расхода охладителя к основному потоку *M* на эффективность завесного охлаждения для случая сопла с уступом. Величина скорости основного потока была постоянной, при этом мы меняли массовый расход охладителя во времени. Зависимость значения скорости охладителя от времени задавалась согласно соотношению:

$$V_{mag} = \frac{1}{2 - \frac{0.2t}{30}}$$

Время изменения скорости на 5% было равно времени прохождения потока через расчетную область. Это обеспечивало медленное изменение расхода, с возможностью установления устойчивого режима течения. С другой стороны, таким образом в одном расчете был исследован целый диапазон расходов для данной конфигурации, что существенно экономило время. Диапазон значений *M* составлял 0.4÷4, при этом значения числа Рейнольдса варьировались в диапазоне от 1000 до 10000.

Тепловая эффективность завесного охлаждения $\eta = T_h - T_{wall} / T_h - T_c$ (где T_h - температура основного потока, T_c – температура охладителя) была построена на Рис. 1. (а) в зависимости от $M = U_c / U_\infty$ для обоих конфигураций сопла инжекции: в случаях сопла с уступом и прямого сопла. В обоих случаях площади входного сечения были равны. Этот результат показывает, что эффективность завесного охлаждения для случая сопла с уступом увеличивается в

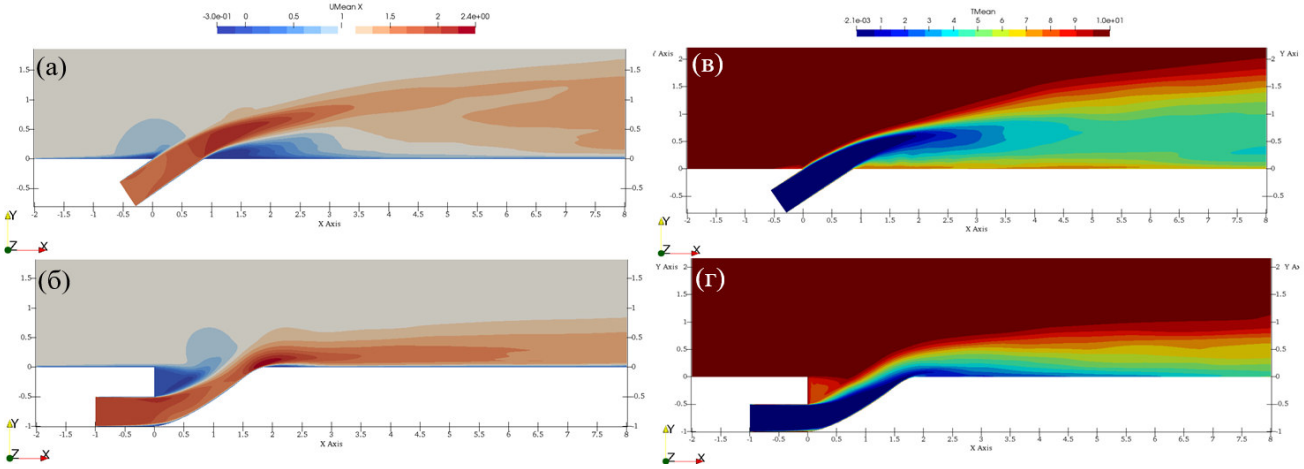


Рис. 2: Распределение средней продольной компоненты скорости в поперечном сечении потока для сопла без уступа (а), и с уступом (б). (M=2). Распределение средней температуры в поперечном сечении потока для сопла без уступа (в), и с уступом (г). (M=2)

диапазоне *M=1÷2*. В то же время, значение эффективности завесного охлаждения выше в случае с прямым соплом для начального диапазона *M=0÷1*.

Полученный результат можно объяснить следующим образом: в диапазоне значений *M=0÷1.0* преобладает отрицательный знак завихренности, что соответствует преобладанию вихревых структур, с вращением по часовой стрелке. При взаимодействии таких вихрей со стенкой интенсифицируется вертикальная диффузия температуры и импульса вблизи стенки, а также увеличивается вероятность нестационарного отрыва потока.

При увеличении массового расхода при значении *M=1* происходит чередование вихревых структур одинаковой интенсивности и различного знака, что приводит увеличению степени турбулентности потока за счет взаимодействия вихрей разных знаков со стенкой и между собой. При *M>1* доминирует положительный знак завихренности, что соответствует вращению вихревой структуры против часовой стрелки. При таком направлении вращения воздействие вихрей приводит к перестроению профиля скорости, увеличивая горизонтальную скорость вблизи стенки, и уменьшая ее на границе слоя смешения, таким образом предотвращается явление отрыва струи, а также снижается вертикальная диффузия охладителя.

Также были получены перепады давления в каждой из систем в широком диапазоне параметра *M*. Основываясь на этих данных, можно судить о потерях на сопротивление в исследуемых конфигурациях. Из Рис. 1 (б) можно сделать вывод, что рассмотренные конфигурации имеют несущественное расхождение в значениях перепада давления. При этом максимальное различие наблюдается для маленьких расходов охладителя. При увеличении расхода перепады давления в обоих случаях выравниваются. Таким образом, введение модификации системы охлаждения в виде уступа не вызывает существенного увеличения потерь на сопротивление при M>2.

Исследование влияния массового расхода на тепловую эффективность. Средние характеристики

Для сравнения средних характеристик потока в случае с уступом и без него были проведены расчеты для режима *M=2*, в котором проявляется наибольший положительный эффект от изменения формы сопла и введения в систему уступа.

Распределения скорости в продольном сечении показывают, что для сопла без уступа струя отрывается от стенки сразу после выхода из сопла Рис. 2 (а). При этом в нижней части профиля видно формирования возвратного течения, за счет образующейся здесь зоны низкого давления. С удалением от сопла профиль размывается, и максимум скорости достигает высоты порядка 4-5 калибров.

Для сопла с уступом картина среднего течения существенно отличается. Струя остается прижатой на всем протяжении расчетной области. Поперечный размер струи меняется медленно с удалением от сопла (Рис. 2б). При этом, внутри струи происходит перестройка, приводящая к изменению формы профиля продольной скорости за счет турбулентной диффузии. Амплитуда максимума продольной скорости спадает медленнее для случая сопла с уступом, чем без него.

Распределение средних температур в продольном сечении показывает, что для сопла с уступом температуры вблизи стенки существенно ниже Рис. 2 (в), чем без него Рис. 2 (г). При этом, профиль температуры с удалением вниз по потоку становится практически линейным внутри струи. Это говорит об интенсивном перемешивании жидкости внутри струи за счет когерентных вихревых структур из слоя смешения. Однако вблизи стенки вертикальная диффузия является достаточно слабой, о чем говорит слабо меняющаяся амплитуда минимума температуры вблизи стенки. В целом, видно, что отрывающиеся от уступа вихри взаимодействуют с углом при выходе на плоскость, это приводит к ускорению струи в этом месте в горизонтальном направлении, и как следствие, к предотвращению отрыва потока в этом месте.

Эффект гармонической модуляции потока

При расчетах в пассивном режиме были изучены частотные спектры полей скорости и температуры. Было обнаружено несколько основных гармоник, частоты которых оказались близкими (либо кратными) значению частоты дорожки Кармана. Поэтому было предложено вносить гармонические синусоидальные возмущения в поток охладителя на частотах, кратных собственной частоте вихрей (*Sh = 0.24, 0.48*) с амплитудами в диапазоне 30% – 50% от скорости основного потока $U = 2.0 + Umag \cdot \sin(2\pi\omega t)$. Соотношение входной скорости струи охладителя и скорости основного потока было выбрано равным *M=2*. При моделировании, как и ранее, использовалась модель LES с безразмерной постановкой уравнений и числом Рейнольдса *Re=5000* (рассчитанным по толщине струи охладителя и его скорости).

В результате расчетов было обнаружено, что даже без внешнего возмущения поток подвергался сильному влиянию сходящих с кромки уступа когерентных вихревых структур, действие которых приводило к отклонению струи в продольном направлении и прижатию ее к охлаждаемой поверхности. Наибольший положительный эффект оказывали вихри с вращением против часовой стрелки, которые генерировались над поверхностью струи. При прохождении вблизи выхода струи на горизонтальную часть поверхности они ускоряли находящийся под ними поток (содержащий охладитель), что препятствовало отрыву течения и образованию зоны рециркуляции.

При добавлении модуляций в поток наиболее сильный эффект дало использование второй гармоники основной гидродинамической моды (*Sh = 0.48*). Это может быть обусловлено тем, что масштаб сходящих вихрей при повышении частоты становится меньше, в результате этого стабильность схода когерентных структур повышалась, а струя имела более сильное прижатие к стенке, и меньшую вертикальную диффузию охладителя на удалении от сопла (Рис.3).

При этом заметно, что струя имеет неравномерное прижатие к стенке, усиливающееся вниз по потоку, до значений продольной координаты x/D=3.5. Данный эффект соответствует контраградиентному переносу импульса и температуры в вертикальном направлении

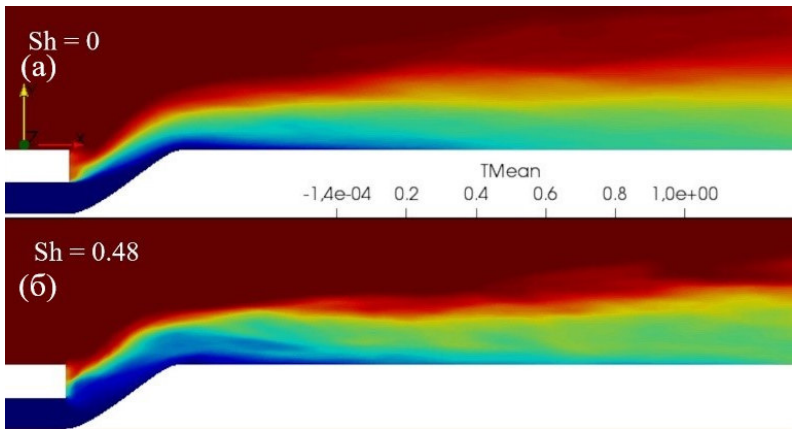


Рис. 3. Распределение средней температуры в продольном сечении потока для случая без возмущения (а) и для случая с возмущением на частоте *Sh = 0.48* и амплитудой 30% *Uf* (б).

и связан с организующим воздействием когерентных структур. Мы предполагаем, что данный эффект может быть усилен при более точном подборе параметров возмущения.

С другой стороны, негативным фактором воздействия гармонического возмущения потока на эффективность тепловой защиты является заметная интенсификация перемешивания в области непосредственно за уступом в этом случае. Это связано с более интенсивными процессами вихреобразования в этой области.

ВЫВОДЫ

В результате исследования с помощью численного моделирования было показано, что когерентные трехмерные структуры могут существенно влиять на тепломассобмен в пристенной области течения. Они могут оказывать влияние на уровень вертикальной диффузии охладителя, что применимо к задачам завесного охлаждения плоских пластин, либо для задач контроля отрыва потока в аэродинамических профилях.

Возникающие трехмерные когерентные возмущения являются существенно нестационарными, обладают меняющимися частотами процесса, которые зависят от широкого диапазона параметров эксплуатации системы охлаждения (изменения расхода охладителя, температуры эксплуатации системы и др.).

В представленной работе был предложен и исследован метод генерации трехмерных когерентных структур за счет обтекания уступа в канале инжекции охладителя. Было определено, что такая модификация эффективна в широком диапазоне массового расхода охладителя $M>1$. При этом, вносимая модификация существенно не усложняет исходную систему завесного охлаждения. Этот вывод подтверждают исследованные средние характеристики: распределения средней скорости в продольном сечении показывают, что струя охладителя остается прижатой на всем протяжении расчетной области в случае конфигурации с уступом. Поперечный размер струи меняется медленно с удалением от сопла. Как видно из распределения средних температур в продольном сечении, для случая сопла с уступом температуры вблизи стенки существенно ниже. Это способствует повышению эффективности тепловой защиты.

Возникающие при введении уступа в систему вихревые структуры различных знаков способны оказывать как положительное, так отрицательное влияние на эффективность тепловой защиты, в зависимости от направления их вращения. Также фактором, потенциально улучшающим характеристики теплозащиты в этом случае, является свойство нестационарных вихрей эффективно переносить объем жидкости (температуру, концентрацию примеси) в ядре вихря без существенной диффузии.

Основные моды неустойчивости соответствуют частотам схода вихрей и кратных им гармоникам *Sh=0.24-0.48*. Было предложено воздействовать на поток охладителя на этих частотах. Было определено, что вносимая гармоническая модуляция на частоте двойной гармоники (*Sh=0.48*) оказывает положительный эффект: стабильность схода когерентных структур повышается, а струя охладителя имеет более сильное прижатие к стенке, наблюдается меньшая вертикальная диффузия охладителя на удалении от сопла. Также обнаружено явление контраградиентного переноса температуры в вертикальном направлении за счет воздействия когерентных структур.

Таким образом, был исследован перспективный для инженерных приложений способ динамического управления пристенным потоком тепловой завесы с помощью гармонического возмущения струи на выделенной частоте.

Список литературы:

1. Zhang J. et al. Recent advances in film cooling enhancement: a review //Chinese Journal of Aeronautics. – 2020. – Т. 33. – №. 4. – С. 1119-1136.
2. Goldstein R. J. Film cooling //Advances in heat transfer. – Elsevier, 1971. – Т. 7. – С. 321-379.
3. Wright L M, McClain S T and Clemenson M D. 2011 J. of turbomachinery 133(4) 041011.
4. Jasak H. et al. OpenFOAM: A C++ library for complex physics simulations //International workshop on coupled methods in numerical dynamics. – IUC Dubrovnik Croatia, 2007. – Т. 1000. – С. 1-20.
5. Ducros F., Nicoud F., Poinsot T. Wall-adapting local eddy-viscosity models for simulations in complex geometries //Numerical Methods for Fluid Dynamics VI. – 1998. – С. 293-299.

Работа выполнена в рамках государственного задания ИТ СО РАН

DOI: 10.53954/9785604859551_167

УДК 620.9+502.171

ХАРАКТЕРИСТИКИ СЖИГАНИЯ ЖИДКОГО ТОПЛИВА С ДОБАВЛЕНИЕМ НАНОЧАСТИЦ АЛЮМИНИЯ В РАСПЫЛИТЕЛЬНОМ ГОРЕЛОЧНОМ УСТРОЙСТВЕ

Копьев Е.П., Садкин И.С., Шадрин Е.Ю., Мухина М.А.

Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН,
630090, Россия, г. Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1
e-mail: mary-andr@yandex.ru

Аннотация: В данной работе на примере смеси дизельного топлива с нанопорошком оксида алюминия экспериментально исследовано влияние добавления наночастиц на теплотехнические и экологические показатели сжигания. Изучение характеристик сжигания проведено с использованием лабораторного образца атмосферного горелочного устройства (мощностью до 20 кВт), в котором жидкое топливо распыляется струей перегретого водяного пара. Получено распределение средней температуры пламени вдоль вертикальной оси сопла горелки, измерено тепловыделение и состав конечных продуктов сгорания. Показано, что при добавлении в дизельное топливо 1% по массе нанопорошка Al_2O_3 наблюдается высокая полнота сгорания смеси, близкая к высшей теплоте сгорания дизельного топлива, концентрации токсичных CO и NO_x в продуктах сгорания смеси удовлетворяют 2 классу европейского стандарта для жидкотопливных горелочных устройств EN 267.

ВВЕДЕНИЕ

Ежегодно происходит рост спроса на выработку энергии. Большая ее часть получается путем сжигания ископаемых видов топлива. При этом могут образовываться оксиды углерода, оксиды азота, оксиды серы, несгоревшие частицы топлива, сажа и т.д. Это влечет за собой загрязнение воздуха токсичными веществами, входящими в состав отработавших газов. Вредные выбросы оказывают негативное влияние окружающую среду, ухудшению здоровья людей, развитию патологий и др. Постоянное ужесточение ограничений на выбросы токсичных компонентов дымовых газов является одним из определяющих факторов дальнейшего развития методов снижения выбросов.

Одним из перспективных направлений повышения эффективности сжигания различных типов топлив является их модифицирование путем добавления металлического горючего. В качестве металлического горючего используют частицы металлов, обладающие определенными физико-химическими свойствами, благоприятствующими сгоранию [1]. В работах Шаафи и др. [2] и Саксена и др. [3] подробно рассмотрено и проанализировано влияние различных металлических наночастиц (Al_2O_3, $FeCl_3$, MnO, Fe_3O_4, TiO_2, ZnO_2, CuO_2 и др.) на параметры сгорания, производительности и выбросов дизельных двигателей. Показано, что применение наночастиц в дизеле и водотопливных эмульсиях улучшает физико-химические свойства и тепловые характеристики (мощность, тепловой КПД и удельный расход топлива) двигателя наряду с уменьшением периода задержки и выбросов загрязняющих веществ в атмосферу (CO, HC и NO_x) в результате специфических свойств наночастиц.

Использование наночастиц металлов в смесях с топливом имеет некоторые ограничения: литий слишком активен и в чистом виде не может быть совмещен с другими компонентами, продукты окисления бериллия токсичны, бор очень трудно воспламенить из-за высокой температуры плавления и наличия на его поверхности легкоплавкой фазы оксида, затрудняющей доставку окислителя (кислорода) к его поверхности [4], [5]. На практике в основном используют дисперсные порошки алюминия различной формы и размеров [6]. Перспективными считаются смеси алюминия различной дисперсности, смеси с ним наноразмерных порошков других металлов или их сплавов. Кроме того, алюминий может окисляться не только свободным кислородом, но и связанным, входящим в состав воды или углекислого газа. Таким образом, добавление алюминия в топливо позволяет получать горючие смеси с уникальными свойствами. Например, добавление незначительного количества (до 15%) порошка алюминия к ракетному топливу может существенно повысить температуру продуктов сгорания (до ~ 3000 К) [4]. В настоящее время годовой выпуск алюминиевых порошков составил около 200 тысяч тонн в год [7], а разработанные способы их получения позволяют производить порошки различной формы и дисперсности - от десятка микрометров до нанометров [8], что позволяет использовать их в различных приложениях.

Одним из перспективных направлений для использования нанопорошков алюминия является их добавка к жидкому топливу при сжигании в среде с перегретым водяным паром [9]. При «сгорании» алюминия в воде на 1 кг продуктов выделяется 8800 кДж, это в 1.3 раза больше, чем при сгорании на воздухе. Значит, в качестве окислителя такого топлива можно использовать вместо опасных и дорогостоящих соединений простую воду.

Помимо этого, использование воды и пара является одним из методов снижения вредных выбросов, таких как оксиды азота, при сжигании топлив [10].

В рамках настоящей работы с целью получения новых результатов и зависимостей при добавлении наночастиц алюминия исследованы характеристики сжигания дизельного топлива с добавкой нанопорошка Al_2O_3. Для выбранных параметров подачи пара и топлива проведены измерения тепловыделения, температуры пламени и газовый анализ. Изучение проведено в горелочном устройстве распылительного типа, которое было исследовано авторами в работах [11], [12] при сжигании дизельного топлива.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Исследование тепловых и экологических показателей при сжигании дизельного топлива с добавкой

нанопорошка Al_2O_3 проводилось на экспериментальном стенде для исследования сажепарового режима горения жидких углеводородов, который входит в состав уникальной научной установки УСУ «Крупномасштабный термогидродинамический стенд для исследования тепловых и газодинамических характеристик энергоустановок» [13]. Установка (рис. 1) состоит из горелочного устройства, системы подачи воды (расход воды F_v = 0.2÷1.4 кг/ч), электрического парогенератора для генерации водяного пара заданной температуры, системы подачи жидкого топлива (расход топлива F_f = 0.4÷2.2 кг/ч). Стабильный массовый расход топлива задается насосом и топливной форсункой, для контроля расхода топливных бак устанавливается на электронные весы Acom PC-100W-10H. Расход воды задается плунжерным дозировочным насосом и контролируется по данным с электронных весов Acom PC-100W-10H, на которые устанавливается бак с водой.

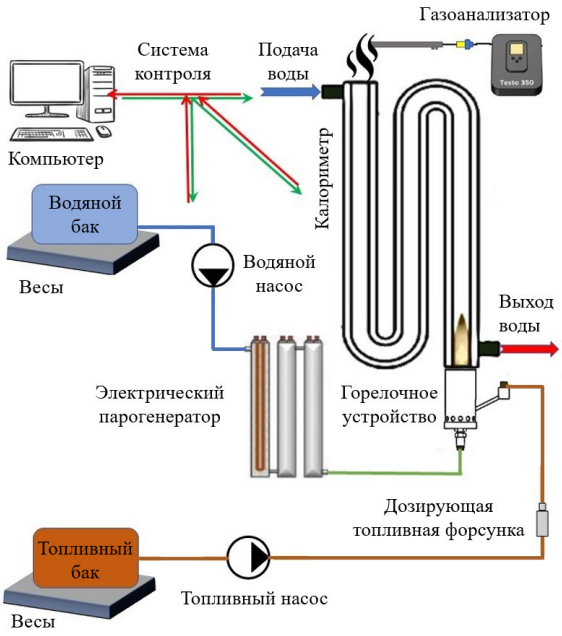


Рис. 1. Схема экспериментального стенда

Для измерения конечных продуктов сгорания и полноты сжигания топлива использовался проточный калориметр, принцип которого основан на измерении температуры теплоносителя (воды) на входе и выходе, а также расхода теплоносителя (погрешность ±2.5%). Объемный расход воды в калориметре регулируется краном и регистрируется с использованием расходомера, температура теплоносителя измеряется с помощью хромель-алюмелевых термопар. Количество тепла, полученное от продуктов сгорания топлива за время проведения опыта, определяется как разность тепловой энергии теплоносителя (воды) на выходе и на входе калориметра. Определение газового состава конечных продуктов сгорания осуществляется при помощи газоанализатора Testo 350. Для забора пробы зонд газоанализатора устанавливается на выходе из калориметра, где продукты сгорания имеют температуру, близкую к комнатной.

Определение средней по времени температуры в факеле проводилось с использованием Pt-Rh/Pt-Rh термопары типа B (диаметр 0.3 мм; относительная погрешность прибора 0.5%). Диапазон измерения термопары составляет 600-1600 °C, кратковременно до 1800 °C. Измерения проводились на оси горелочного устройства вдоль факела с шагом 10 мм на расстояние 200 мм от выходного сопла. В каждой точке эксперимента измерение длилось 30 сек: время задержки в точке 10 сек, далее сбор данных с частотой 10 Гц в течении 20 сек. При проведении термопарных измерений температура в каждой точке пламени корректировалась с учетом потерь на излучение [14]:

$$\Delta T = \frac{1.25\varepsilon\sigma d^{3/4} T_c^{\,4} \eta^{1/4}}{\lambda(\rho V)^{1/4}},$$

где ε – степень черноты термопары, σ – постоянная Стефана-Больцмана, d – диаметр термопары, T_c – температура термоспая, λ, η – коэффициенты теплопроводности и вязкости газа, ρ – плотность газа, V – скорость газа.

Для проведения экспериментальных исследований использовался лабораторный образец атмосферного горелочного устройства мощностью до 20 кВт (Рис. 2).

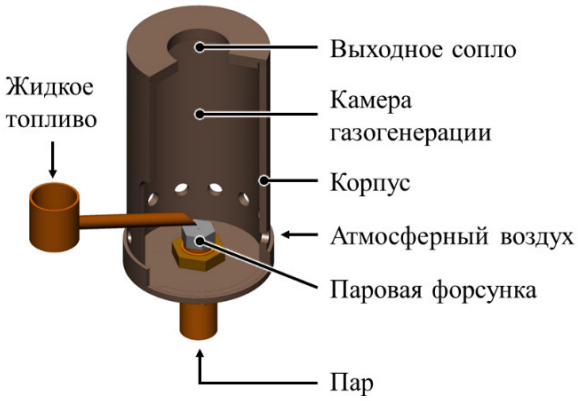


Рис. 2. Схема атмосферного горелочного устройства

Основными элементами горелочного устройства являются: основание, корпус, выходное сопло, вмонтированная в центр основания паровая форсунка, топливоподающая трубка (свободный конец трубки имеет скос и устанавливается в непосредственной близости к отверстию паровой форсунки). В нижней части корпуса горелочного устройства выполнены отверстия для естественного притока атмосферного воздуха из окружающей среды. При натекании струи жидкого топлива в основание паровой струи, образуется мелкодисперсный спрей в пределах угла раскрытия паровой струи, который в момент запуска поджигается внешней горелкой. Присутствие паров воды в зоне горения позволяет несколько снизить температуру, что приводит к уменьшению концентрации оксидов азота в продуктах сгорания, образующихся по термическому механизму [15]. Также паровая газификация продуктов неполного сгорания и термического разложения топлива позволяет повысить степень выгорания углерода.

УСЛОВИЯ ПРОВЕДЕНИЯ ЭКСПЕРИМЕНТА

Для анализа влияния добавки нанопорошка алюминия при проведении экспериментального исследования в качестве топлива была взята смесь дизельного топлива и наночастиц (содержание порошка ~1% по массе).

В качестве нанопорошка был использован порошок, состоящий из частиц оксида алюминия: ~ 90% масс. Al_2O_3 и до 10% не окисленного Al. Частицы имеют сферическую форму, средний размер 36-46 нм (рис. 3).

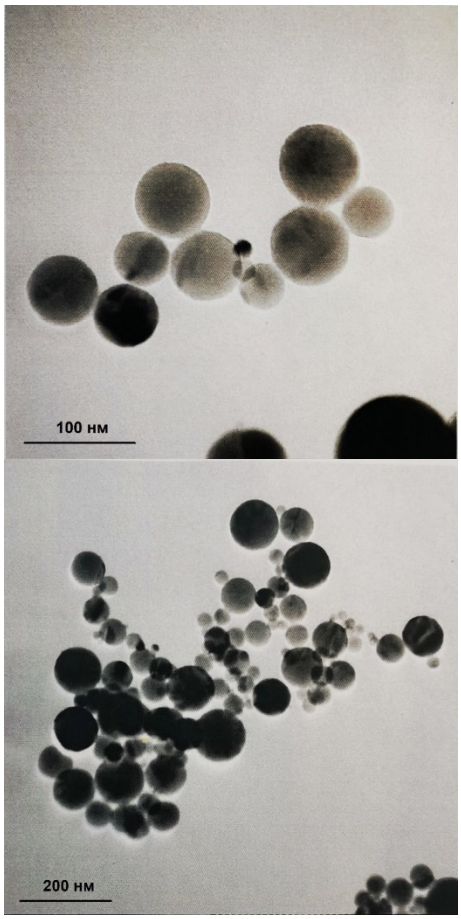


Рис. 3. Характерные изображения порошка оксида алюминия

Для проведения эксперимента были выбраны следующие режимные параметры: расход топлива – 1.2 кг/ч, расход пара – 0.8 кг/ч, температура пара – 250 °C. Такой выбор параметров обусловлен высокой полнотой сгорания и низкими выбросами токсичных продуктов (CO и NO_x) при сжигании дизельного топлива без примесей в атмосферном горелочном устройстве, используемом в данной работе [12].

РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ И ИХ АНАЛИЗ

В ходе экспериментального исследования были получены: распределение средней температуры вдоль вертикальной оси сопла горелочного устройства, теплота сгорания и концентрации токсичных продуктов при сжигании смеси дизельного топлива с нанопорошком Al_2O_3 (1 %).

Характерная фотография пламени представлена на рисунке 4. При сжигании дизельного топлива с добавкой наночастиц алюминия пламя имеет преимущественно синий цвет с оранжевыми областями.



Рис. 4. Фотография пламени при сжигании дизельного топлива с добавкой нанопорошка Al_2O_3 (1%)

На рисунке 5 показан профиль средней по времени температуры пламени вдоль вертикальной оси сопла горелочного устройства. Максимальное значение температуры пламени находится на расстоянии 70 мм от сопла горелки, что говорит о догорании топлива при поступлении внешнего атмосферного воздуха. Максимум температуры достигает 1640°C.

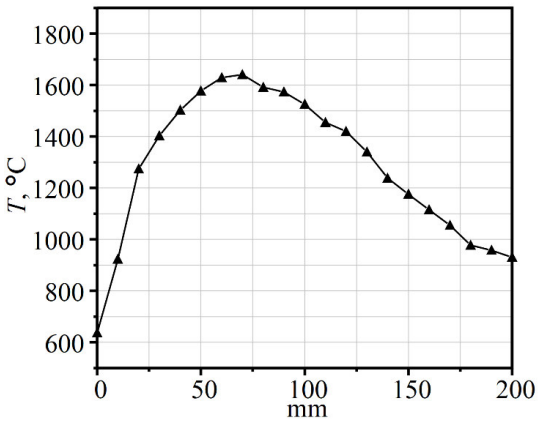


Рис. 5. Профиль средней температуры пламени вдоль вертикальной оси сопла горелочного устройства

Тепловыделение, измеренное на проточном калориметре, составило 45.4 МДж/кг, что близко к высшей теплоте сгорания дизельного топлива в пределах погрешности ±1.5 МДж/кг (высшая теплота сгорания дизельного топлива 44.94 МДж/кг). Полученная теплота оказывается несколько выше, что предположительно вызвано присутствием в смеси наночастиц алюминия,

так как они вносят дополнительную теплоту при горении.

Содержание токсичных компонентов в продуктах сгорания указаны в таблице 1 (в ppm и в пересчете: грамм вещества на кг топлива), также представлены данные, полученные ранее для дизельного топлива без примесей [12] при одинаковых режимных параметрах (расход и температура пара, расход топлива).

Табл. 1. Концентрации CO и NO_x в продуктах сгорания дизельного топлива и его смеси с нанопорошком Al_2O_3

Топливо	Ед. изм.	CO	NO_x
Дизельное топливо с добавкой нанопорошка Al_2O_3 (1%)	ppm	48.8	29.2
	г/кг	0.84	0.83
Дизельное топливо	г/кг	0.18	1.25

Видно, что сжигание дизельного топлива в смеси с наночастицами алюминия имеет повышенное содержание CO в уходящих газах по сравнению со значением, полученным при сжигании дизельного топлива без примесей, несмотря на высокие значения полученного тепловыделения. Добавка нанопорошка Al_2O_3 в дизельное топлива позволяет снизить концентрацию оксидов азота в продуктах сгорания на 30 % для исследуемого режима. В тоже время, концентрации CO и NO_x в продуктах сгорания смеси дизельного топлива с нанопорошком Al_2O_3 удовлетворяют 2 классу европейского стандарта для жидкотопливных горелочных устройств EN 267 [16].

Таким образом, изучены характеристики сжигания дизельного топлива с добавкой нанопорошка Al_2O_3 в горелочном устройстве, в котором топливо распыляется струей перегретого водяного пара. Полученные результаты дополняют сведения о влиянии примеси наночастиц на процесс горения смеси топлива с нанопорошком в присутствии водяного пара.

Список литературы:

1. Брейтер А.Л., Мальцев В.М., Попов Е.И. Пути модификации металлического горючего конденсированных систем // Физика горения и взрыва. 1990. Vol. 1(26). P. 97–104.
2. Shaafi T. et al. Effect of dispersion of various nanoadditives on the performance and emission characteristics of a CI engine fuelled with diesel, biodiesel and blends—A review // Renewable and Sustainable Energy Reviews. 2015. Vol. 49.
3. Saxena V., Kumar N., Saxena V.K. A comprehensive review on combustion and stability aspects of metal nanoparticles and its additive effect on diesel and biodiesel fuelled C.I. engine // Renewable and Sustainable Energy Reviews. 2017. Vol. 70.
4. Похил П.Ф., Белаев А.Ф., Фролов Ю.В. Горение порошкообразных металлов в активных средах. Москва: Наука, 1972. 294 p.
5. Цуцуран И.В., Петрухин П.В., Гусев С.А. Военно-технический анализ и перспективы развития ракетных топлив. Москва: МОРФ, 1999. 322 p.
6. Ritter H., Braun S. High explosives containing ultrafine aluminum ALEX // Propellants, Explos. Pyrotech. 2001. Vol. 26, № 6.
7. Тихов С.Ф., Романенков В.Е., Садыков В.А., Гаврилов В.Ю. Пористые композиты на основе оксид-алюминиевых керметов. - Н.: СО РАН : Фил. “Гео,” 2004. 198 с.
8. Гопиенко В.Г., Осипов Б.Р., Назаров Б.П. Производство и применение алюминиевых порошков и пудр. - М.: Металлургия, 1980. 458 с.
9. Srinivasa Rao M., Anand R.B. Performance and emission characteristics improvement studies on a biodiesel fuelled DICI engine using water and AlO(OH) nanoparticles // Appl. Therm. Eng. 2016. Vol. 98.
10. Dryer F.L. Water addition to practical combustion systems-Concepts and applications // Symp. Combust. 1977. Vol. 16, № 1. P. 279–295.
11. Anufriev I.S. et al. NOx reduction by steam injection method during liquid fuel and waste burning // Process Saf. Environ. Prot. 2021. Vol. 152.
12. Anufriev I.S., Kopyev E.P. Diesel fuel combustion by spraying in a superheated steam jet // Fuel Process. Technol. 2019. Vol. 192.
13. Уникальная научная установка УСУ «Крупномасштабный термогидродинамический стенд для исследования тепловых и газодинамических характеристик энергоустановок» [Electronic resource]. URL: http://ckp-rf.ru/usu/73570/.
14. Kaskan W.E. The dependence of flame temperature on mass burning velocity // Symp. Combust. 1957. Vol. 6, № 1.
15. Anufriev I.S. et al. Diesel fuel combustion in a direct-flow evaporative burner with superheated steam supply // Fuel. 2019. Vol. 254.
16. DIN EN 267:2011-11. Automatic forced draught burners for liquid fuels.

DOI: 10.53954/9785604859551_171

УДК 536.24

ДИНАМИКА ПАРОГАЗОВОГО ПУЗЫРЯ ПОД НАГРЕВАЕМОЙ ПОДЛОЖКОЙ

Кочкин Д.Ю.[1, 2], Мунгалов А.С.[1], Деревянников И.А.[1, 3]

1 Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН,
630090, Россия, г. Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1
2 Новосибирский государственный технический университет,
630073, Россия, г. Новосибирск, пр. К. Маркса, 20
3 Новосибирский государственный университет,
630090, Россия, г. Новосибирск, ул. Пирогова, 2
e-mail: kochkin1995@mail.ru

Аннотация: В данной работе исследуется динамика роста парогазового пузыря, прижатого к нагревательной пластине силой плавучести. Для захвата изображений использовался теневой метод, которые затем автоматически обрабатывались для расчета размера пузыря. Как и следовало ожидать, динамика пузырьков существенно зависит от мощности нагрева. Установлено, что отношение диаметра пузырька к высоте пузырька увеличивается по мере его роста.

ВВЕДЕНИЕ

Переход из жидкой фазы в газовую — один из самых распространенных процессов как в природе, так и в технике. При кипении и испарении отводится значительное количество тепла, необходимого для фазового перехода. Многие системы охлаждения основаны на этом принципе. В основном процесс кипения изучается при отрыве пузырьков пара от нагретой поверхности под действием выталкивающей силы [1, 2]. Исследован также процесс кипения на обращенных вниз поверхностях, где выталкивающая сила прижимает пузырьки к подложке [3]. В работах [4, 5] исследовалась термокапиллярная конвекция вокруг одиночного пузырька воздуха или пара под подложкой.

При кипении и испарении происходит множество явлений, понимание которых является ключевым для создания современных двухфазных систем. Например, тонкие пленки жидкости, перспективные для испарительных систем, склонны к разрыву [6-16]. При кипении также образуются сухие пятна, контактные линии и микрослои, расположенные под пузырем пара. В целом, можно выделить значительное количество теплофизических процессов тесно связано с физикой контактной линии, образующейся на границе раздела газ-жидкость-твердое тело.

В работах [17-20] показано наличие интенсивного испарения в микрообласти линии контакта, что объясняется малой толщиной пленки жидкости. При этом значения локальных тепловых потоков в районе контактной линии могут значительно превышать значения средних тепловых потоков, тем самым внося существенный вклад в интегральный теплообмен.

В мениске жидкости, к которому непосредственно примыкает линия контакта, толщина слоя жидкости медленно нарастает от 10-20 нанометров до 1-10 и более микрометров. По этой причине интенсивность испарения снижается по мере удаления от линии контакта, однако остается очень высокой. Таким образом, понимание механизмов переноса тепла в мениске жидкости и в области линии контакта открывает возможность существенной интенсификации теплообмена в процессах, связанных с тонкими слоями жидкости и контактными линиями. К таким процессам относятся: кипение жидкости, во время которого под пузырем пара образуется тонкий микрослой с линиями контакта; капельная конденсация; разрыв пленок жидкости, сопровождаемый формированием тонкого остаточного слоя и образованием сухих пятен, ограниченных контактными линиями; образование множества контактных линий на структурированных поверхностях испарителей тепловых труб; испарение капель на нагреваемых поверхностях.

Основная сложность исследований теплообмена в мениске жидкости и области линии контакта заключается в том, что данный процесс протекает динамично, а область сверхинтенсивного испарения имеет относительно небольшую протяженность (1-10 мкм).

В данной работе экспериментально исследуется процесс испарения парогазового пузыря под прозрачной нагретой подложкой. Эта методика перспективна и для изучения динамики и теплообмена в мениске жидкости, образованной оптически прозрачной подложкой и пузырьком, прижатым к ней силой плавучести. Предлагаемый метод позволяет проводить высокоточные тепловые измерения совместно с оптическими методами с высоким пространственным и временным разрешением в хорошо контролируемых условиях.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА И МЕТОДЫ

Рабочий участок (см. рис. 1,2) представляет собой закрытую прямоугольную прозрачную емкость из оргстекла, заполненную рабочей жидкостью (этанолом). Верхняя стенка представляет собой сапфировую пластину толщиной 2 мм, на внутреннюю сторону которой нанесен прозрачный ITO-нагреватель (8 мм × 80 мм) (см. рис. 3), подключенный к источнику питания. В баке установлена медная трубка, по которой термостатом прокачивается вода заданной температуры. Для создания пузыря используется металлическая игла, через которую с помощью шприцевого насоса подается воздух. Рабочий участок устанавливается на угломер для позиционирования относительно горизонта. Для компенсации расширения пузыря при испарении жидкости рабочий участок соединен с другим резервуаром с постоянным уровнем рабочей жидкости.

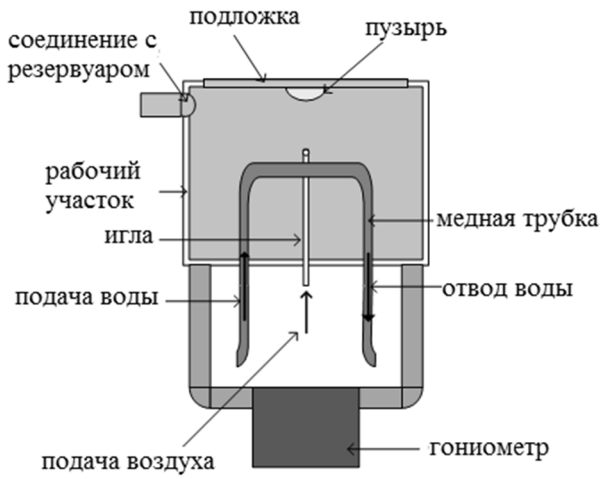


Рис. 1. Схема рабочего участка

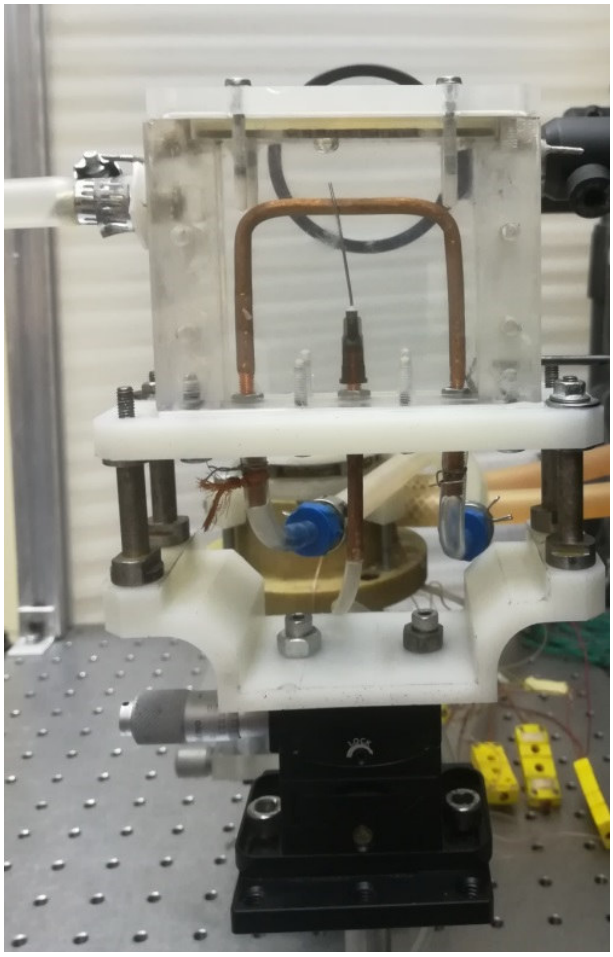


Рис. 2. Фото рабочего участка

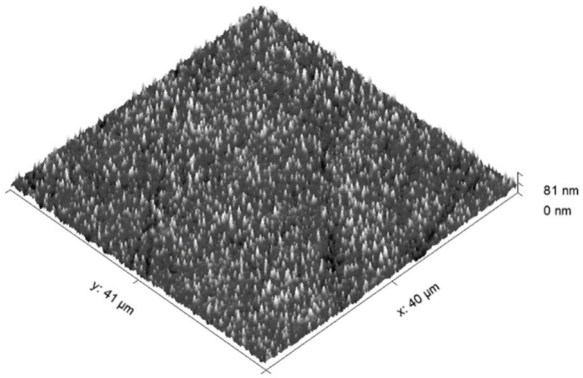


Рис. 3. Изображение поверхности ITO нагревателя, полученное при помощи атомно-силовой микроскопии

Динамика пузырька под нагретой подложкой визуализируется с помощью оптической теневой методики (см. рис. 4), принцип которой заключается в следующем: свет от источника проходит через коллиматор и направляется в объектив камеры, пузырек перекрывает пути света, в результате чего на изображении визуализируется его форма. Изображения снимаются с помощью камеры со скоростью съемки 24 кадра в секунду и пространственным разрешением 30 мкм/пиксель.

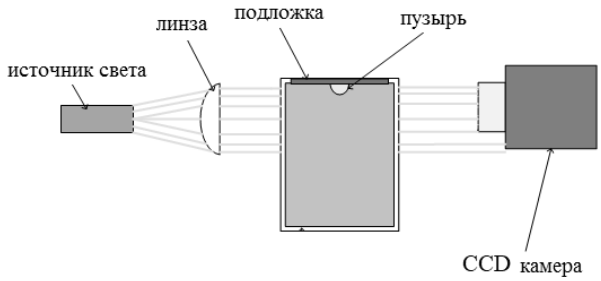


Рис. 4. Схема теневого метода

РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

На рисунке 5 представлена серия теневых изображений растущего парогазового пузыря под нагретой подложкой. Верхняя темная полоса на изображениях — подложка, а нижняя — медная трубка. Пузырь создается иглой через некоторое время после включения нагрева. Время указано с момента всплытия пузырька воздуха на подложку. Как правило, из иглы выходит от одного до двух пузырей, которые сливаются в один, при этом начальный объем образовавшегося пузыря под подложкой колеблется от 2 до 8 мм3. Далее пузырек начинает расти за счет испарения жидкости, и соответственно меняется состав газовой фазы внутри него. Видно, что через некоторое время под подложкой образуются и другие пузырьки пара. Эти пузырьки пара могут сливаться как друг с другом, так и с основным парогазовым пузырем.

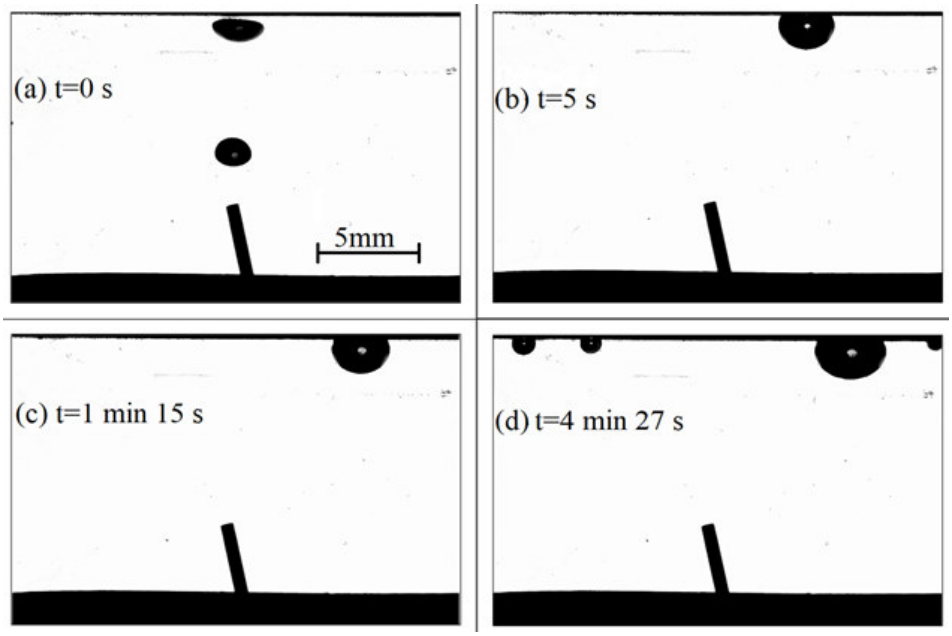


Рис. 5. Серия теневых изображений динамики парогазового пузыря под нагреваемой подложкой (мощность нагрева 2,62 Вт).

Объем пузырьков определялся автоматически с помощью обработки изображений. На первом этапе к теневому изображению применяется фильтр для увеличения контраста. Затем применяется медианный фильтр для подавления шума. Далее изображение бинаризируется и выделяются замкнутые контуры. Следует отметить, что в необработанном изображении часть, связанная с подложкой, обрезана, чтобы выделить замкнутый контур. Для определения объема предполагалось, что пузырек симметричен относительно вертикальной оси. Таким образом, объем рассчитывался как объем тела вращения. Также определялся контактный угол смачивания (см. рис. 6).

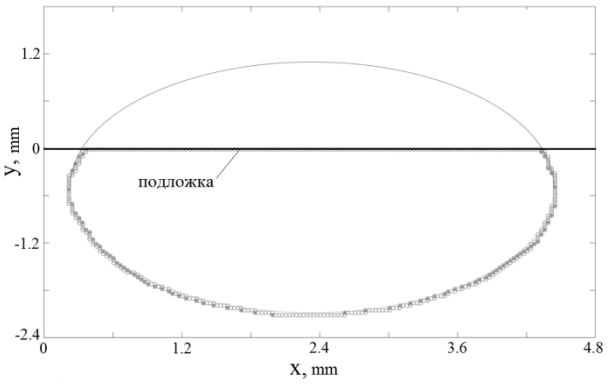


Рис. 6. Профиль парового пузыря и его аппроксимация для определения контактного угла смачивания

На рисунке 7 представлена динамика объема пузырьков при различной мощности нагрева. Видно, что с увеличением мощности нагрева скорость роста пузырьков значительно увеличивается.

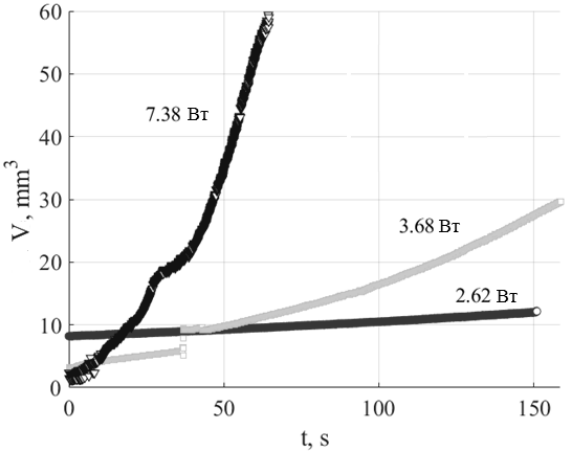


Рис. 7. Динамика объема пузырька при различной мощности нагрева

Также с помощью обработки изображения роста пузыря определяли его высоту (h) относительно подложки, а также его диаметр (d) в самом широком месте (см. рис. 8).

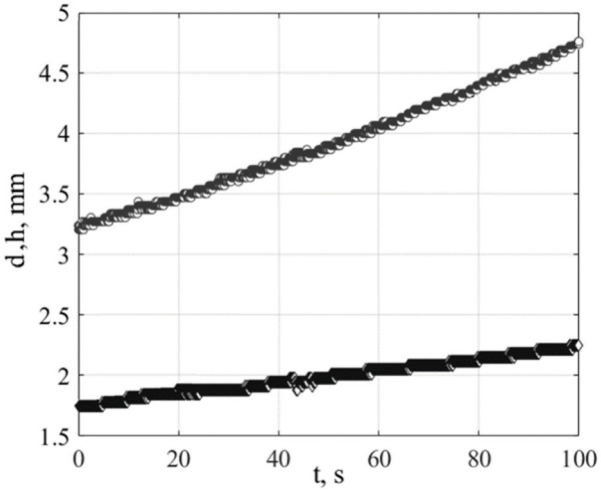


Рис. 8. Высота (h) и диаметр (d) пузырька в процессе его роста при мощности нагрева 3,68 Вт

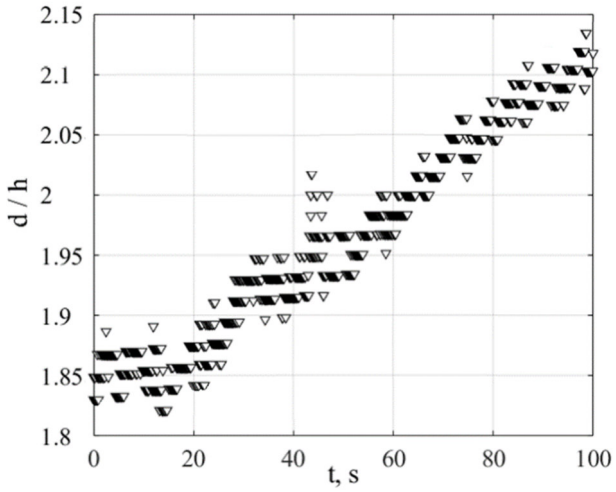


Рис. 9. Отношение высоты пузырька (h) к диаметру (d) в процессе его роста при мощности нагрева 3,68 Вт

Видно, что по мере роста пузырька его высота растет медленнее, чем его диаметр, и соответственно увеличивается отношение диаметра к высоте (см. рис. 9). Этот эффект, скорее всего, объясняется прижатием пузырька к подложке силой плавучести, в результате чего его форма становится более уплощенной.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Экспериментально исследована динамика роста парогазового пузыря под сапфировой подложкой, на которую нанесен пленочный нагреватель ITO. Скорость увеличения объема пузырьков сильно зависела от мощности нагрева. Было установлено, что за счет выталкивающей силы, возрастающей по мере роста пузырька, диаметр пузырька увеличивается быстрее, чем его высота.

Список литературы:

1. Kandlikar S. G. A Theoretical Model to Predict Pool Boiling CHF Incorporating Effects of Contact Angle and Orientation// J. Heat Transf. 2001. V. 123. P. 1071-1079.
2. Surtaev A. S., Serdyukov V. S. and Safonov A. I. Enhancement of boiling heat transfer on hydrophobic fluoropolymer coatings// Interf. Phenom. Heat Transf. 2018. V. 6. P. 269-276.
3. El-Genk M S and Guo Z. Transient boiling from inclined and downward-facing surfaces in a saturated pool// International Journal of Refrigeration. 1993. V. 16. P. 414-422.
4. Reynard C., Barthe`s M., Santini R. and Tadrist L. Experimental study of the onset of the 3D oscillatory thermocapillary convection around a single air or vapor bubble.: Influence on heat transfer// Experimental Thermal and Fluid Science. 2005. V. 29. P. 783-793.
5. Reynard C., Santini R. and Tadrist L. Experimental study of the gravity influence on the periodic thermocapillary convection around a bubble// Experiments in Fluids. 2001. V. 31. P. 440-446.
6. Orell A and Bankoff S G. Formation of a dry spot in a horizontal liquid film heated from below// Int. J. Heat and Mass Transfer. 1971. V. 14. P. 1835-1842.
7. Burelbach J. P., Bankoff S. G. and Davis S. H. Steady thermocapillary flows of thin liquid layers. II. Experiment// Physics of Fluids A: Fluid Dynamics. 1990. V. 2. P. 322-333.
8. Ajaev V. S. Instability and Rupture of Thin Liquid Films on Solid Substrates// Interf. Phenom. Heat Transf. 2013. V. 1. P. 81-92.
9. Pshenichnikov A. F. and Tokmenina G. A. Deformation of the free surface of a liquid by thermocapillary motion// Fluid Dyn. 1983. V. 18. P. 463-465.
10. Kabov O. A. Breakdown of a liquid film flowing over the surface with a local heat source// Thermophys. Aeromech. 2000. V. 7. P. 513-520.
11. Zaitsev D. V., Kabov O. A., Cheverda V. V. and Bufetov N. S. The effect of wave formation and wetting angle on the thermocapillary breakdown of a falling liquid film// High Temperature. 2004. V. 42. P. 450-456.
12. Kochkin D. Y., Zaitsev D. V., Kabov O. A. Thermocapillary rupture and contact line dynamics in the heated liquid layers// Interf. Phenom. Heat Transf. 2020. V. 8. P. 1-9.
13. Kadoura M., Chandra S. Rupture of thin liquid films sprayed on solid surfaces// Experiments in Fluids. 2013. V. 54. P. 1465-1476.
14. Zaitsev D. V., Kabov O. A., Cheverda V. V. and Bufetov N. S. The effect of wave formation and wetting angle on the thermocapillary breakdown of a falling liquid film// 2004. High Temperature. V. 42. P. 450-456.
15. Zaitsev D. V. and Kabov O. A. An Experimental Modeling of Gravity Effect on Rupture of a Locally Heated Liquid Film// Microgravity Science and Technology. 2007. V. 19. P. 174-177.
16. Zaitsev D. V., Rodionov D. A. and Kabov O. A. Study of Thermocapillary Film Rupture Using a Fiber Optical Thickness Probe// Microgravity science and technology. 2007. V. 19. P. 100-103.
17. Stephan P. C. and Busse C. A. Analysis of the heat transfer coefficient of grooved heat pipe evaporator walls// Int. J. Heat Mass Transf. 1992. V. 35. P. 383-391.
18. Kabov O. A., Zaitsev D. V., Kirichenko D. P. and Ajaev V. S. Interaction of Levitating Microdroplets with Moist Air Flow in the Contact Line Region// Nanoscale and microscale thermophysical engineering. 2017. V. 21. P. 60-69.
19. Cheverda V. V., Marchuk I. V., Karchevsky A. L., Orlik E. V. and Kabov O. A. Experimental investigation of heat transfer in a rivulet on the inclined foil// Thermophys. Aeromechanics. 2016. V. 23. P. 415-420.
20. Cheverda V. V., Karchevsky A. L., Marchuk I. V. and Kabov O. A. Heat flux density in the region of droplet contact line on a horizontal surface of a thin heated foil// Thermophys. Aeromechanics. V. 24. P. 803-806.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ и Государственного фонда естественных наук Китая в рамках научного проекта № 21-58-53050

DOI: 10.53954/9785604859551_175

УДК 532.546

МНОГОМАСШТАБНАЯ ГИДРОДИНАМИКА ПРИ ВЫТЕСНЕНИИ НЕФТИ С РАЗЛИЧНОЙ ВЯЗКОСТЬЮ ВОДОЙ В СЛОИСТО-НЕОДНОРОДНОЙ ПОРИСТОЙ СРЕДЕ

Кузнецов В.В.

Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН,
630090, Россия, г. Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1
e-mail: vladkuz@itp.nsc.ru

Разработка нефтяных и газовых месторождений в России проводится в настоящее время с использованием закачки воды и растворов реагентов, способствующих увеличению охвата пласта заводнением, увеличению нефтеотдачи и увеличению дебита скважин. Несмотря на высокую эффективность закачки воды для интенсификации процесса добычи нефти, существует ряд проблем, снижающих эффективность данного метода. Это наиболее явно проявляется при разработке сложно-построенных залежей высоковязкой нефти, для которых характерным является неравномерное движение водонефтяного контакта и формирование целиков нефти в промытых водой зонах [1]. Слоистость сложно-построенных коллекторов нефти и газа является наиболее распространенной структурой осадочных пород и наблюдается в различных масштабах от нескольких миллиметров до десятков метров [2]. Для таких залежей необходима разработка новых методов добычи нефти, учитывающих строение коллектора и использующих капиллярные явления, которые способствуют более равномерному движению фронта вытеснения.

При несмешивающемся вытеснении нефти водой в слоисто-неоднородной пористой среде фронт вытеснения является неустойчивым и вода, являющаяся смачивающей фазой, проникает в первую очередь в пласт с высокой проницаемостью. Это наблюдалось экспериментально [3, 4] и при численном моделировании [5] процесса вытеснения. При низких скоростях вытеснения впитывание воды в слой с более низкой проницаемостью, вызванное капиллярностью, может стабилизировать вытеснение, а в высокопроницаемом слое не возникает большого «пальца». В то же время, имеющиеся в литературе безразмерные критерии, которые характеризуют условия подавления развития неустойчивости при вытеснении, получены для уплотненного песка; их перенос на другие типы пористых сред не оправдан.

В данной работе приведены результаты аналитического и численного исследования многомасштабной гидродинамики несмешивающегося вытеснения нефти с повышенной вязкостью водой в двухслойной пористой среде с различной проницаемостью слоев с учетом влияния капиллярных сил на макромасштабе.

Развитие макромасштабных «пальцев» при вытеснении вязкой углеводородной жидкости водой в двухслойной пористой среде изучено в рамках математической модели Маскета-Леверетта [1]. Вытеснение нефти водой рассматривается в двухмерной постановке без учета силы тяжести. Течение происходит в прямоугольной области, показанной на рис. 1, с низкопроницаемым $\Omega = \{0 \le x \le L/H, -h \le y \le 0\}$ и высокопроницаемым $\Omega = \{0 \le x \le L/H, 0 \le y \le 1-h\}$ слоями, где h — безразмерная толщина низкопроницаемой прослойки. На боковых границах $y = -h$ и $y = 1-h$ задавались условия непротекания, на границах прослоев задавались условия равенства расходов жидкостей и капиллярного равновесия, давление вытесняемой жидкости непрерывно во всей области течения и $P = 0$ при $x = L$.

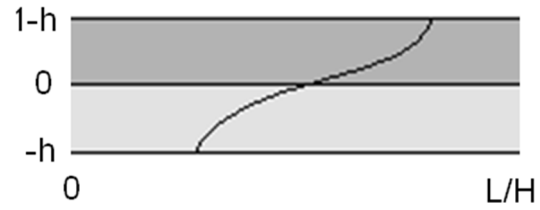


Рис. 1. Схема расчетной области

Безразмерные уравнения двухфазного течения в пористой среде, записанные для нормированной насыщенности вытесняющей жидкости (воды) S и эффективного давления вытесняемой жидкости P_e, для высокопроницаемого слоя имеют вид [6]:

$$\frac{\partial S}{\partial t} = div\left(\varepsilon_H a(S)\nabla S - \vec{v}F(S)\right) \qquad (1)$$

$$div(\vec{v}) = 0, \vec{v} = -M(S)\nabla P \qquad (2)$$

$$P_e = P_2 + \varepsilon_H \int_S^1 F_1(S)\frac{dJ}{dS}dS \qquad (3)$$

Здесь $S = (S_1 - S_{1,0})/(S_{1,1} - S_{1,0})$, $a(S) = -F_1(S)k_2(S)dJ/dS$, $F_1(S) = k_1(S)/(k_1(S) + \mu_0 k_2(S))$, $M(S) = k_1(S)/\mu_0 + k_2(S)$ $\varepsilon_H = \sigma\sqrt{k_h m_h}/v_0\,\mu_2 H$, $P_2 = \widetilde{P_2}k_h k_1(s_{1,0})/v_0\mu_2 H$, $t = \tilde{t}v_0/m_h H(S_{1,1} - S_{1,0})$, $x = \tilde{x}/H$, $y = \tilde{y}/H$, $v = \tilde{v}/v_0$.

Для низкопроницаемого слоя уравнения двухфазного течения записываются следующим образом:

$$\frac{\partial S}{\partial t} = div\left(\varepsilon_H\sqrt{k_* m_*}a(S)\nabla S - \vec{v}F(S)\right) \qquad (4)$$

$$div(\vec{v}) = 0, \vec{v} = -k_* M(S)\nabla P \qquad (5)$$

$$P = P_2 + \frac{\varepsilon_H}{\sqrt{k_*/m_*}}\int_S^1 F_1(S)\frac{dJ}{dS}dS \qquad (6)$$

Здесь v – суммарная скорость фильтрации жидкостей, $k_i(S)$ – относительные фазовые проницаемости, $J(S)$ – функция Леверетта, $\mu_0 = \mu_1/\mu_2$ – отношение вязкостей жидкостей; $k_* = k_l/k_h$, $m_* = m_l/m_h$ – отношение проницаемостей и пористостей низкопроницаемого (l) и высокопроницаемого (h) слоев, $\tilde{t}, \tilde{x}, \tilde{y}, \tilde{P}, \tilde{v}$ – размерное время, координаты, давление и скорость фильтрации смеси, H – суммарная ширина слоев, v_0– скорость фильтрации смеси при x = 0, m_h и k_h пористость и проницаемость высокопроницаемого

слоя, индексы 1 и 2 относятся к воде (вытесняющая фаза) и нефти (вытесняемая фаза), соответственно, $S_{1,0}$ и $S_{1,1}$ – начальное и конечное значения водонасыщенности, σ – межфазное натяжение. Относительные фазовые проницаемости и функция Леверетта, определяющие действие капиллярных сил на микромасштабе (уровне пор), были выбраны следующим образом:

$$k_1(S) = S^2 \tag{7}$$

$$k_2(S) = (1-S)^2 \tag{8}$$

$$J(S) = (1-S) \tag{9}$$

Вытеснение происходит в направлении оси x при заданном суммарном расходе закачиваемой жидкости при x = 0. В начальный момент времени область течения полностью заполнена вытесняемой жидкостью и $S = 0$. Вытеснение рассматривается при малых значениях безразмерного параметра $\varepsilon_L = \varepsilon_H H/L \ll 1$, поэтому при $H/L \ll 1$ в решении выделяется узкая стабилизированная зоны с большими продольными градиентами насыщенности вытесняющей фазы [1].

При вытеснении в двухслойной пористой среде, при отсутствии капиллярных сил, фронт вытеснения перемещается с большей скоростью в высокопроницаемом, чем в малопроницаемом слое. Это приводит к формированию «пальца» с головной частью в высокопроницаемом слое и с хвостовой частью в малопроницаемом слое. Для искривленного фронта вытеснения, уравнение изосаты S_j (изолиния с постоянной насыщенностью) для фронта вытеснения можно представить в виде $S\left(\eta_j(y,t), y, t\right) = S_j$. В приближении малого градиента насыщенности за фронтом вытеснения и с учетом дифференциальных соотношений на изосате, уравнения (1), (4) преобразуются для высокопроницаемого и низкопроницаемого слоев к виду:

$$\frac{\partial \eta_j}{\partial t} = \frac{dF_1}{dS}\left(\upsilon_x^h - \upsilon_y^h \frac{\partial \eta_j}{\partial y}\right) + \varepsilon_H a(S) \frac{\partial^2 \eta_j}{\partial y^2} \tag{10}$$

$$\frac{\partial \eta_j}{\partial t} = \frac{dF_1}{dS}\left(\upsilon_x^l - \upsilon_y^l \frac{\partial \eta_j}{\partial y}\right) + \varepsilon_H \sqrt{k^* m^*}\, a(S) \frac{\partial^2 \eta_j}{\partial y^2} \tag{11}$$

Зададим форму языка так, что функция $\eta_j(y,t)$ положительна в области Ω_1 (максимальна при $y = 1-h$) и отрицательна в области Ω_2 (минимальна при $y = -h$), как показано на рис. 1. Из уравнений неразрывности (2) и (5) следует, что компонента скорости $\upsilon_y \sim \upsilon_x H/L$ мала во всей области вытеснения при $H/L \ll 1$. В этом случае скорости переноса изосаты в направлении оси *x* в слоях определяются неравномерностью скорости фильтрации в слоях, кривизной изосаты и капиллярной диффузией в направлении течения.

В пределах стабилизированной зоны скорости переноса изосат совпадают со скоростью переноса фронтовой насыщенности S_c. Для определения скорости фронта вытеснения в слоях проведем интегрирование уравнений (10) и (11) в пределах стабилизированной зоны и получим уравнения для переноса фронтовой насыщенности с учетом ее кривизны в слоях в виде:

$$S^c W_f = F\left(S^c\right)\upsilon_x^h + \varepsilon_H \Phi^c \frac{\mathrm{d}^2 \eta_f}{\mathrm{d}y^2} \tag{12}$$

$$S^c W_f = F\left(S^c\right)\upsilon_x^l + \varepsilon_H \sqrt{k^* m^*}\, \Phi^c \frac{\mathrm{d}^2 \eta_f}{\mathrm{d}y^2} \tag{13}$$

$$\Phi^c = \int_0^{S^c} a(\xi)\, d\xi \tag{14}$$

При $\varepsilon_H = 0$ фронтовая насыщенность определяется решением Баклея - Леверетта $F\left(S^c\right)/S^c = F'\left(S^c\right)$ [1].

Из соотношений (12) и (13) следует, что капиллярные перетоки, возрастающие с увеличением кривизны фронта вытеснения, стабилизируют длину «пальца». При вытеснении, стабилизированном капиллярными силами, скорости фронта вытеснения в слоях совпадают и уравнения (12), (13) определяют форму пальца $\eta_f(y)$.

Для определения постоянных интегрирования используем условия на границах области $\partial \eta_f / \partial y = 0$ при $y = -h$ и $y = 1-h$. Условие непрерывности расхода вытесняющей жидкости в стабилизированной зоне на границе слоев ($y = 0$) записывается следующим образом:

$$\upsilon_{1,y} = F^{\mathrm{h}} \upsilon_y^{\mathrm{h}} + \varepsilon_H \Phi^c \frac{\partial \eta_f}{\partial y} = F^{\mathrm{l}} \upsilon_y^{\mathrm{l}} + \varepsilon_H \sqrt{k_* m_*}\, \Phi^c \frac{\partial \eta_f}{\partial y} \tag{15}$$

Величина поперечной скорости фильтрации $\upsilon_y \sim \upsilon_x H/L$, поэтому первым слагаемым в (15) можно пренебречь по сравнению со вторым слагаемым, и условие сшивки решений для слоев при $y = 0$ принимает вид

$$\frac{\partial \eta_f}{\partial y} = \sqrt{k_* m_*}\, \frac{\partial \eta_f}{\partial y} \tag{16}$$

Вблизи фронта вытеснения скорости фильтрации в слоях определяются отношением проницаемостей слоев пористой среды:

$$\upsilon_x^h = \frac{1}{1 + h(k_* - 1)},\ \upsilon_x^{\mathrm{l}} = \frac{k_*}{1 + h(k_* - 1)} \tag{17}$$

С учетом граничных условий и (17), длина «пальца», стабилизированного капиллярными силами, равная сумме длин «пальцев» в высокопроницаемом и низкопроницаемом слоях $l_f = \eta_0^h + \eta_0^l$, где η_0^h - значение $\eta^h(y)$ при $y = 1-h$ и η_0^l - значение $\eta^l(y)$ при $y = -h$, определяется решением уравнений (12) и (13) следующим образом:

$$l_f = \frac{F\left(S^c\right) h(1-h)\left(1-k^*\right)}{2\varepsilon_H \sqrt{k^* m^*}\, \Phi^c \left(1 - h\left(1-k^*\right)\right)} \left((1-h)\sqrt{k^* m^*} + h\right) \tag{18}$$

При произвольном числе слоев форма «пальца», стабилизированного капиллярными перетоками, определяется таким же образом, с использованием условий сшивки решений на границе слоев.

Зависимости предельной длины «пальца» от параметра $\varepsilon_H \sqrt{k_*}$ для различных значений k_* и μ_0

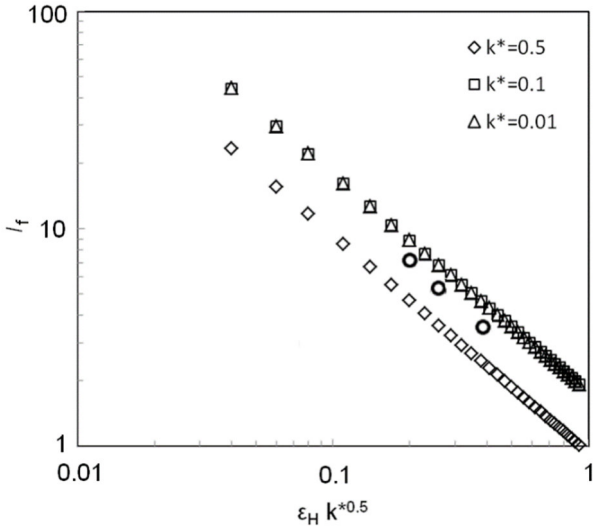


Рис. 2. Предельная длина «пальца» при *H/L*=0.1, *h*=0.5, μ_0 =0.1; маркеры - расчет по (18), круглые маркеры - численный расчёт при $k^* = 0.1$

приведены на рис. 2, 3. Расчеты проведены для $m_* = 1$ и $h = 0.5$. Как видно, предельная длина «пальца» определяется, в основном, безразмерным параметром $\varepsilon_H \sqrt{k_*}$, характеризующим интенсивность капиллярных перетоков в малопроницаемом пропластке и отношением проницаемостей пропластков, что соответствует экспериментальным данным [8]. Изменение вязкости вытесняемой жидкости влияет не столь сильно, как следует из рис. 2 и 3. Влияние проницаемости малопроницаемого слоя существенно проявляется при $k_* > 0.1$ и для меньших отношений проницаемостей проявляется гораздо слабее. Таким образом, задаваясь предельно возможной длиной языка из условия эффективности заводнения, переходя в (18) к размерным переменным, можно определить предельную скорость закачки воды в двухслойном пласте, при которой влияние неоднородности пласта на нефтеотдачу становится несущественным.

Полученное уравнение для определения предельной длины пальца справедливо при малых значениях параметра $\varepsilon_L = \varepsilon_H H/L \ll 1$, когда можно выделить узкую стабилизированную зону. При увеличении данного параметра ширина стабилизированной зоны становится сравнимой с длиной пористой среды и необходимо учитывать скачок насыщенности на границе слоев, определяемый равенством капиллярного давления в слоях.

Для исследования особенностей вытеснения вязкой нефти водой в двухслойной пористой среде при определяющем влиянии капиллярных сил проведены численные расчеты вытеснения при больших

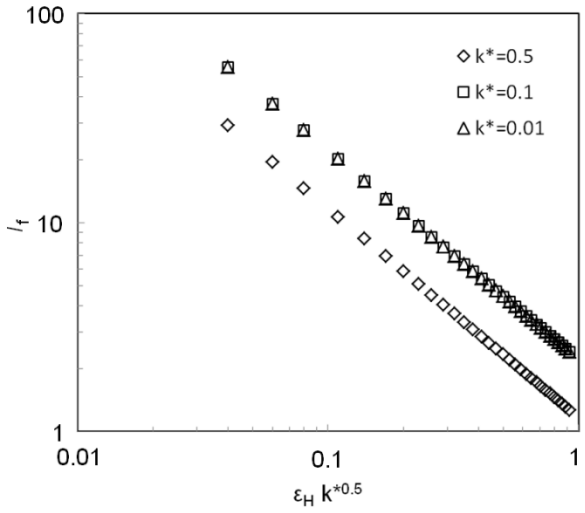


Рис. 3. Предельная длина «пальца» при *H/L*=0.1, *h*=0.5, μ_0 =1; маркеры - расчет по (18)

значениях $\varepsilon_H \sqrt{k_*}$. Расчеты проведены для двухслойной пористой среды при *H/L*=0.1, *h*=0.5 и функциональных параметрах, соответствующих уравнениям (7)-(9), по методике, описанной в [7]. Численное решение уравнений (1) – (6) получено с использованием конечно-разностной схемы, в которой поле насыщения определяется с помощью явной консервативной разностной схемы второго порядка точности с автоматическим выбором шага. Уравнение для давления аппроксимируется консервативной разностной схемой второго порядка точности на пятиточечном шаблоне. Полученная система алгебраических уравнений решается последовательным методом верхней релаксации. Расчеты выполнялись с учетом указанных выше условий на границе слоев в переменных "нормализованная" насыщенность вытесняющей жидкости - давление в вытесняющей фазе.

Получено, что фронт вытеснения стабилизируется капиллярными перетоками и длина «пальца» не увеличивается во времени для $t > 0.2$. Изолинии функции тока показывают, что поперечная компонента скорости фильтрации смеси мала во всей области вытеснения, в особенности вблизи фронта вытеснения, и выравнивание «пальца» в слоях происходит из-за капиллярных перетоков вдоль фронта вытеснения. Полученные в численных расчетах предельные длины языков показаны на рис. 2 круглыми маркерами для μ_0 = 0.1 и k^* = 0.1. Как видно, длина языков, полученная в численном расчете, близка к предельной длине языков по уравнение (18), которое позволяет оценить условия стабилизированного вытеснения с заданной длиной «пальца». Вместе с тем, приближенное решение дает большую длину «пальца», чем численное решение. Это связано с изменением фронтовых насыщенностей для искривленного фронта вытеснения по сравнению с решением Баклея – Леверетта (S_c= 0.317). Распределение насыщенности вытесняющей фазы для высокопроницаемого (сплошные линии) и низкопроницаемого (пунктирные линии) слоев показано на рис. 4 для *h*=0.5, μ_0 =0.1, $t = 0.27$: $1 - \varepsilon_H \sqrt{k_*}$ =0.14; $t = 0.18$: $2 - \varepsilon_H \sqrt{k_*}$ =6.8. Как видно, капиллярные перетоки уменьшают фронтовую насыщенность в высокопроницаемом слое и увеличивают ее в малопроницаемом

слое при $\varepsilon_H\sqrt{k_*}$ =0.14 (линии 1). Изменение фронтовой насыщенности изменяет величины Φ^c и $F(S^c)$ и, следовательно, предельную длину языка.

При увеличении влияния капиллярных сил, $\varepsilon_H\sqrt{k_*}=6.8$, ε_L=0.68, структура фронта вытеснения изменяется принципиально. В этом случае опережающее движение фронта вытеснения происходит в

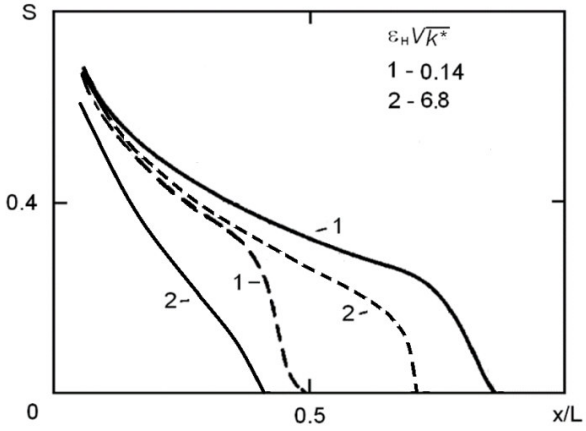


Рис. 4. Распределение насыщенности вытесняющей фазы для высокопроницаемого (сплошные линии) и низкопроницаемого (пунктирные линии) слоев для h=0.5, μ_0 =0.1, $t = 0.27$: $1-\varepsilon_H\sqrt{k_*}$ =0.14; $t = 0.18$: $2-\varepsilon_H\sqrt{k_*}$ =6.8

низкопроницаемом слое, как показано на рис. 4, что связано с тем, что скачок насыщенности на границе слоев, определяемый равенством капиллярного давления в слоях, способствует повышению насыщенности вытесняющей фазы на границе раздела слоев. Этот случай является наиболее благоприятным для увеличения нефтеотдачи пластов, но он реализуется только при малой скорости закачки воды в нефтяной пласт.

Проведенное приближенное и численное исследование развития гидродинамической неустойчивости при вытеснении нефти с различной вязкостью водой в двухслойной пористой среде показало, что основным механизмом, предотвращающим развитие «пальцев», являются капиллярные перетоки вдоль искривленного фронта вытеснения. Установлено, что деформация поля водонасыщенности на макроуровне способствует увеличению капиллярных перетоков вдоль фронта вытеснения, вызванных действием микромасштабных капиллярных сил, стабилизирующих длину «пальца». Получено, что предельная длина «пальца» определяется параметрами, характеризующими интенсивность капиллярных сил на микромасштабе в низкопроницаемом слое (функция Леверетта и относительные фазовые проницаемости), отношением проницаемостей слоев и вязкостей жидкостей. При малых капиллярных перетоках «пальцы» достигают большой длины, что приводит к снижению нефтеотдачи пластов.

Список литературы:

1. Движение жидкостей и газов в природных пластах / Г.И. Баренблатт, В.М. Ентов, В.М. Рыжик. М.: Недра, 1984. 211 с.
2. Jackson M.D., Muggeridge A.H., Yoshida S., Johnson H.D. Upscaling permeability measurements within complex heterolithic tidal sandstones // Math. Geol. 2003. V. 35. P. 499-520.
3. Ashraf S., Phirani J. Capillary displacement of viscous liquids in a multi-layered porous medium //Soft matter. 2019. V. 15, No. 9. P. 2057-2070.
4. Lu N.B, Pahlavan A.A., Browne C.A., Amchin D.B., Stone H.A., Datta S.S. Forced imbibition in stratified porous media //Physical Review Applied. 2020. V. 14, No. 5. P. 054009.
5. Debbabi Y., Jackson M.D., Hampson G.J., Fitch P.J., Salinas P. Capillary heterogeneity trapping and crossflow in layered porous media //Transport in Porous Media. 2017. V. 120, No. 1. P. 183-206.
6. Boundary value problems in mechanics of nonhomogeneous fluids / S.N. Antontsev, A.V. Kazhiktov, V.N. Monakhov. Elsevier, 1989. 309 p.
7. Kuznetsov V.V, Safonov S.A. Multi-scale flow patterns during immiscible displacement of oil by water in a layer-inhomogeneous porous media // J. Phys: Conf. Ser. 2021. V. 2119. P. 012048.
8. Огаджанянц В.Г., Сафаров И.А. О полноте извлечения нефти из двухслойных пористых сред // 1962. ПМТФ. № 6. С. 141-143.

Исследование выполнено в рамках государственного задания ИТ СО РАН (121031800215-4).

DOI: 10.53954/9785604859551_179

УДК 532.525.5

ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ УПРАВЛЕНИЯ ЗАКРУЧЕННЫМ ТУРБУЛЕНТНЫМ ПОТОКОМ В МОДЕЛЬНОЙ КАМЕРЕ СГОРАНИЯ ПРИ ПОМОЩИ ДОПОЛНИТЕЛЬНОЙ ИНЖЕКЦИИ ГАЗА

Кундашкин А.Д.[1, 2], Палкин Е.В.[1, 2], Хребтов М.Ю.[1, 2], Мулляджанов Р.И.[1, 2]

[1] Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН,
630090, Россия, г. Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1
[2] Новосибирский государственный университет,
630090, Россия, г. Новосибирск, ул. Пирогова, 1
e-mail: alexkundashkin@gmail.com

В последнее время развиваются концепции двигателей внутреннего сгорания, позволяющие уменьшить количество выбрасываемых вредных веществ в атмосферу. Причина у этого — постоянные ужесточения экологических требований к газотурбинным двигателям и другим энергетическим установкам, вынуждающие постоянно внедрять новые технологии эффективного сжигания топлива. Одной из таких технологий является «dry-lean combustion», основанная на сжигании топливовоздушной смеси со значительным избытком воздуха. Существенной практической проблемой реализации «dry-lean» технологии является высокая чувствительность бедного пламени к возмущениям, что, в частности, может приводить к термоакустическому резонансу в камере сгорания. С практической точки зрения внедрение данной технологии в значительной степени ограничено возникновением нестационарных режимов, которые, усиливаясь, могут приводить к вибрационным режимам горения, что побуждает исследователей изучать различные режимы течения в данных конфигурациях. Лежащие в основе этого явления механизмы определяются сложным взаимодействием между гидродинамической структурой потока, полем давления, процессами переноса и химическими реакциями, которое недостаточно изучено до сих пор. Несмотря на широкое использование, до сих пор существует неполное понимание того, как стратифицированное пламя ведет себя относительно предварительно смешанного пламени на фундаментальном уровне. Как было сказано выше, задача моделирования закрученного пламени осложняется различными временными и пространственными масштабами сопутствующих процессов. Количество экспериментальных и теоретических данных по данной задаче на сегодняшний день ограничено, что осложняет верификацию результатов моделирования.

Проведение экспериментальных исследований в этой области, как правило, представляет собой дорогостоящую и технически сложную задачу. В связи с этим моделирование режимов течения газовых смесей в настоящее время — это один из важнейших способов изучения вихревой структуры потока в подобных устройствах. Камеры сгорания являются сложными системами. Основными факторами, влияющими на их эффективность, являются гидродинамическая стабильность потока, подача топлива и его смешение, химические реакции, тепловыделение и колебания давления [1, 2]. Фронтовые устройства камер сгорания создают таким образом, чтобы они закручивали поток для повышения стабильности пламени [2, 3]. Основная проблема таких конструкций состоит в том, что в рециркуляционной зоне на выходе из фронтового устройства имеется энергонесущая когерентная структура – прецессирующее вихревое ядро (ПВЯ), дестабилизирующее пламя. Сильные колебания могут ограничивать условия для безопасной и эффективной работы [3]. В частности, гидродинамическая и термоакустическая неустойчивость в камерах сгорания может привести к повреждению устройства. Методы управления потоком необходимы для подавления когерентных структур [4 – 6].

В связи с этим представляет большой практический интерес изучение различных способов управления и предложение новых способов подавления колебаний в турбулентных потоках. В данной работе рассмотрен изотермический режим течения в камере сгорания с объемным расходом 398 л/мин в основном потоке. Для подавления когерентных структур предложен метод вдува дополнительного топлива и исследованы три режима с расходами инжекции – 3.98, 11.94 и 19.9 л/мин. Данный метод подавления находит применение и в исследованиях реагирующих течений.

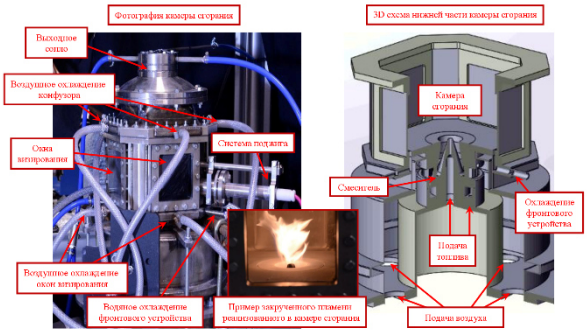


Рис. 1. Экспериментальная установка на фото (слева).
И 3D-визуализация соплового устройства (справа)

Исследование, описанное в этой статье выполнено на модельной камере сгорания газовой турбины с оптическим доступом с фронтовым устройством Turbomeca [7], схема которой изображена на Рис 1. Экспериментальная установка модельной камеры сгорания включает камеру нагнетания, радиальный завихритель, камеру сгорания со смотровыми окнами, выполненными из плавленого кремнезема, и выпускное сужающее сопло. Смотровые окна размером 100 × 100 мм2 охлаждаются пленочным потоком воздуха, который подается через периферийную щель в нижней части камеры сгорания. Экспериментальные результаты, описанных выше, послужили данными для верификации результатов численного LES моделирования. При построении сетки использовались доступные возможности вычислительного кода для расчета на неконформных сетках.

Вычислительная сетка, полностью состоящая из гексагональных ячеек, насчитывает 4.1×10^6 ячеек для

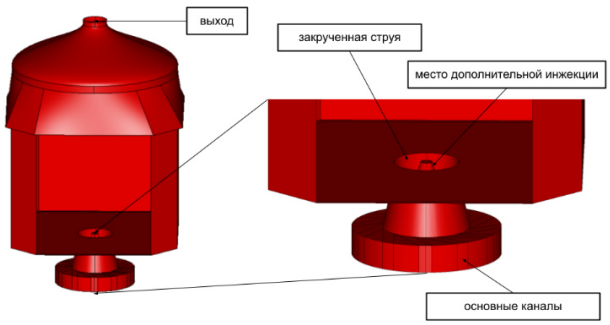


Рис. 2. Конструкция камеры

всей области, показанной на Рис. 2.

Для моделирования турбулентных потоков существует три распространенных подхода: DNS (Direct Numerical Simulation), LES (Large-Eddy Simulation), RANS (Reynolds-Averaged Numerical Simulation). Каждый из них имеет свои достоинства и недостатки. DNS позволяет численно находить поля скоростей и распределение давлений в каждой точке пространства и времени в результате прямого решения системы уравнений Навье-Стокса. Этот метод требователен к вычислительным мощностям, в связи с чем получение результатов при имеющихся ресурсах является дорогостоящей задачей, разрешимой только на небольших сетках при достаточно малых числах Рейнольдса. RANS не требует больших ресурсов, так как основан на осреднении поля скорости по некоторому ансамблю, моделируя весь спектр турбулентных пульсаций Данный метод широко используется при проведении прикладных исследований, но не представляет практического интереса при академическом исследовании турбулентного потока, так как не разрешает пульсации и их влияние на структуру потока. LES в свою очередь при помощи операции пространственной фильтрации разрешает крупномасштабные осцилляции в потоке, лежащие за пределами фильтра, но моделирует мелкомасштабные вихри, что позволяет получать необходимую информацию о вихревой структуре потока, в отличие от RANS, требуя при этом гораздо меньше (по сравнению с DNS) вычислительных мощностей. На Рис. 3 слева схематически показано различие в мгновенном сигнале скорости в некоторой точке в пространстве, в то время как справа показан спектр турбулентных пульсаций E(f). Если для DNS мгновенный сигнал представляет собой существенно осциллирующую функцию во времени, то для LES эти пульсации имеют более плавный характер, что как раз связано с используемой операцией фильтрации. Учитывая все его преимущества, был выбран именно метод.

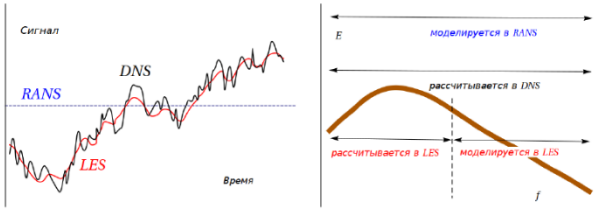


Рис. 3. Слева схематически показан мгновенный сигнал, полученный при помощи DNS, LES и RANS. Справа изображен спектр турбулентных пульсаций и его части, которые рассчитываются напрямую или моделируются в зависимости от выбранного подхода подсеточной модели

Моделирование аэродинамики потока осуществляется с помощью решения уравнений Навье-Стокса вычислительным алгоритмом pimpleFoam в открытом программном пакете OpenFOAM [8], дискретизация по времени проводится с использованием метода конечных объемов. Решается следующая система уравнений:

$$\frac{\partial \overline{\rho}}{\partial t} + \frac{\partial \overline{\rho}\widetilde{u}_j}{\partial x_j} = 0$$

$$\frac{\partial \overline{\rho}\widetilde{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial \left(\overline{\rho}\widetilde{u}_i\widetilde{u}_j\right)}{\partial x_j} = -\frac{\partial \overline{p}}{\partial x_j} + \frac{\partial \left(\overline{\tau_{ij}} - \overline{\rho}u_i''\widetilde{u}_j''\right)}{\partial x_j},$$

где $\overline{\rho}$ – осредненная плотность, $\widetilde{u}_j$ – j-я компонента скорости, осредненная с фильтром. В этой системе уравнений подсеточные напряжения, $\overline{\rho}u_i''\widetilde{u}_j''$, не замкнуты и должны быть смоделированы.

Решатель использует метод крупных вихрей, причем подсеточная турбулентная вязкость моделируется с помощью модели Смагоринского [9], основанной на гипотезе турбулентной вязкости Буссинеска [10]. Сетка, используемая в задаче, содержит 13.4 × 106 ячеек. В предыдущих работах с данной геометрией горелки [11-13] была проведена верификация и валидация результатов численного моделирования при помощи последовательного сгущения вычислительной сетки и сравнения с экспериментальными данными.

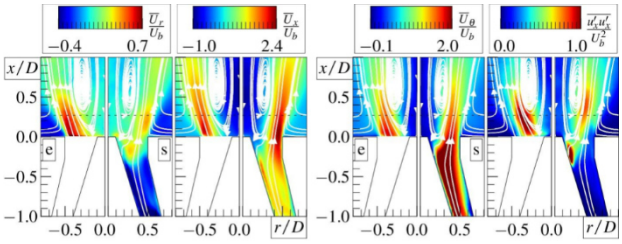


Рис. 4. Сравнение экспериментальных данных с результатами изотермического моделирования

В результате анализа была показана хорошая сходимость с экспериментальными данными для различных режимов течения. Как можно видеть на Рис 4., средние поля скоростей хорошо совпадают с экспериментальными данными. Так же, пульсации скорости совпадают с экспериментальными, что подтверждает правильность выбранной модели диссипации турбулентной энергии.

На Рис. 5 показана изоповерхность давления, которая визуализирует пространственное распределение ПВЯ. Видно, что спиральная вихревая структура берет свое начало внутри фронтового устройства около кромки внутренней стенки. Кроме того, представлено пространственное распределение корня из среднеквадратичных (разрешаемых) пульсаций давления (далее будем называть их просто пульсации), которое указывает на максимум в области порождения ПВЯ. В данной работе предлагается исследовать стратегию подавления этой когерентной структуры при помощи постоянной инжекции дополнительного газа в области наибольших пульсаций давления. Таким образом, для дальнейших расчетов и анализа выбрана область, указанная на Рис. 6, где видно векторное поле дополнительной инжекции.

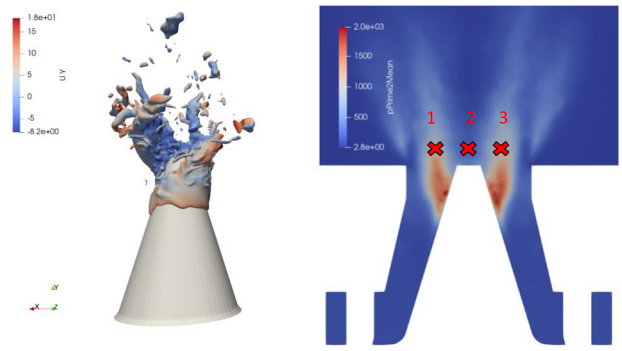


Рис. 5. Изоповерхности давления, с видимым ПВЯ (слева) и место наибольших пульсаций давления (справа). Точка 2 – место, по разнице с которым строится спектр. Точки 1 и 3 – места записи сигнала давления

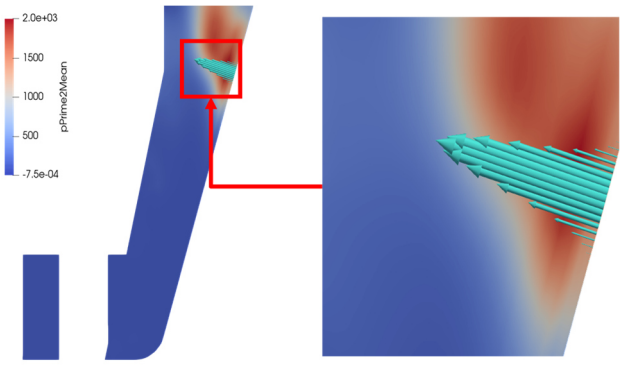


Рис. 6. Место вдува (амплитуды показаны стрелками)

Расчеты проводились для различной дополнительной инжекции амплитудой 1, 3 и 5 процентов от среднерасходной скорости в основном канале. Перед проведением сравнения полей скорости был проведен анализ отношения подсеточной турбулентной вязкости к вязкости газа.

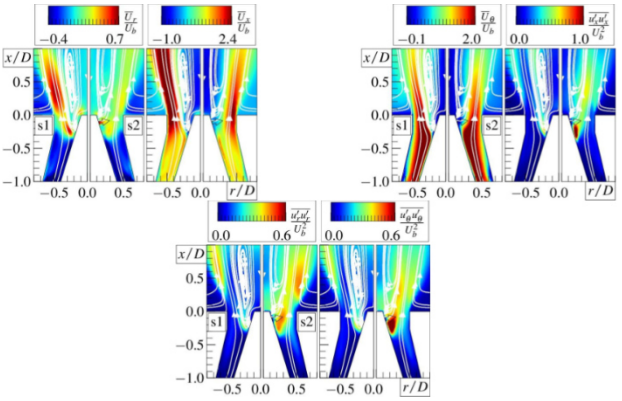


Рис. 7. Сравнение LES-данных без инжекции (левые части картинок) и LES-данных с инжекцией 1 процент от объемной скорости в фронтовом устройстве (правые части картинок)

На Рис. 7 можно увидеть сравнение результатов изотермического моделирования без инжекции с результатами моделирования с инжекцией. По уменьшению пульсаций скорости логично предположить, что следует вдувать больше топлива для лучшей стабилизации когерентной структуры потока.

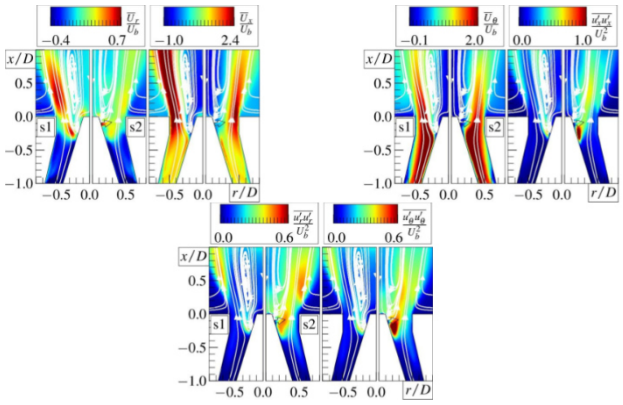


Рис. 8. Сравнение LES-данных без инжекции (левые части картинок) и LES-данных с инжекцией 3 процента от объемной скорости в фронтовом устройстве (правые части картинок)

Также для второго режима на Рис. 8 можно увидеть сравнение результатов изотермического моделирования без инжекции с результатами моделирования с инжекцией. Для данного случая заметно гораздо лучшее подавление, чем для инжекции одного процента от объёмного расхода смеси. Однако для лучшего подавления когерентных структур был рассмотрен и пятипроцентный расход. На Рис. 9 можно увидеть сравнение результатов изотермического моделирования без инжекции с результатами моделирования с инжекцией. Как можно видеть из картинок со сравнениями различных режимов область подачи в результате анализа была выбрана верно, что подтверждают сильные пульсации скорости.

В зоне дополнительной инжекции, равно как и в области рециркуляции, значение этого отношения не превышает 5, что позволяет говорить о том, что разрешение нашего расчета близко к прямому численному моделированию. Стоит отметить, что в случае дополнительной инжекции наблюдается уменьшение величины пульсаций скорости, однако, более существенное влияние проявляется при анализе сигнала давления.

Для всех режимов проанализированы поля давления и его спектральные характеристики. На Рис. 10 представлены разницы с минимальным давлением в зоне рециркуляции (Рис. 5, точка 2) сигналов значений давления усредненных по 4 точкам (Рис. 5, точки 1 и 3, а так же две точки перед и за точкой 2), в которых осуществлялась запись, нормированные на плотность и квадрат среднерасходной скорости, а также их спектры.

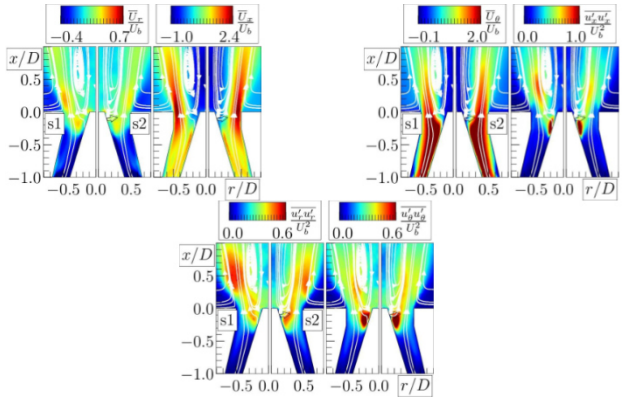


Рис. 9. Сравнение LES-данных без инжекции (левые части картинок) и LES-данных с инжекцией 5 процентов от объемной скорости в фронтовом устройстве (правые части картинок)

Точки для сбора сигнала давления были выбраны на одной окружности в зоне рециркуляции. Между ними имеется угол 90 градусов в азимутальном направлении, причем 2 точки указаны на Рис. 5 явно (1 и 3), оставшиеся две точки находятся за и перед точкой 2 по отношению к читателю.

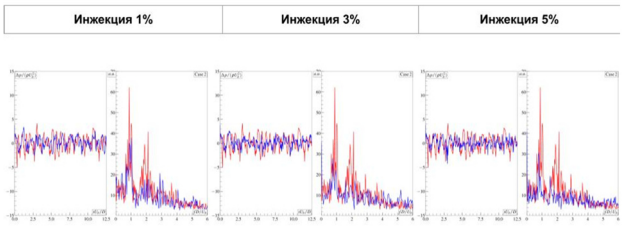


Рис. 10. Сигналы давления (правые части картинок) и их спектры (левые части картинок). Красный – режим без дополнительной инжекции, синий – режимы с инжекцией

Показано, что инжекция позволяют существенно уменьшить низкочастотные колебания, при этом наиболее эффективное подавление наблюдается именно при инжекции в 3%. На Рис 11. построены изоповерхности давления для всех четырех режимов, которые демонстрируют эффективность предложенного активного способа управления закрученным потоком.

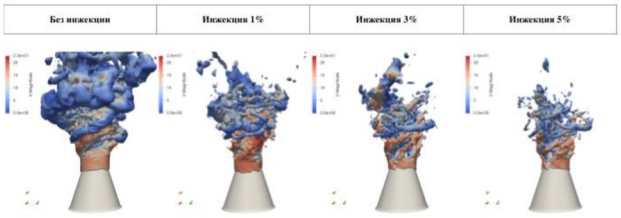


Рис. 11. Изоповерхности давления для всех режимов течения

В этой работе при помощи численного моделирования методом крупных вихрей мы исследовали изотермические закрученные режимы течения газа в модельной камере сгорания при числе Рейнольдса Re = 15000. Обнаружена когерентная структура - прецессирующее вихревое ядро, вносящее существенный вклад в пульсации давления. Максимум пульсаций наблюдается внутри модельного устройства. В месте нахождения наибольшей амплитуды предложено осуществлять вдув топлива с целью подавления когерентной структуры. Исследованы три различных режима дополнительной инжекции амплитудой от 1% до 5% от среднерасходной скорости. Проведен анализ мгновенных, средних полей скорости для всех режимов вдува. Показано различное влияние объема инжектируемого потока на подавление низкочастотных когерентных структур. Проведено сравнение мгновенных скоростей в области и их пульсаций. Показано, что дополнительная инжекция позволяет уменьшить пульсации в зоне рециркуляции. Получены сигналы изменения давления в 4 точках, на основе которых построены усредненные спектры, демонстрирующие наличие низкочастотных колебаний. Отмечено, что при вдуве 1 процента объема от среднерасходного в основном потоке подавление неэффективно, однако уже при 3 и 5 процентах наблюдается подавление амплитуды наименьшей частоты колебаний давления в зоне рециркуляции более чем в два раза.

Список литературы:

1. Weber R., Dugué J. Combustion accelerated swirling flows in high confinements // Progress in Energy and Combustion Science. 1992. V. 18, No. 4. P. 349–367.
2. Straub D. L., Richards G. A. Effect of fuel nozzle configuration on premix combustion dynamics // ASME Turbo Expo: Power for Land, Sea, and Air. 1998. V. 78644. P. V003T06A044.
3. Lieuwen T. C. Unsteady combustor physics. Cambridge University Press, 2021. 515 p.
4. Syred N., Beer J. M. Combustion in swirling flows: a review // Combustion and flame. 1974. V. 23, No. 2. P. 143–201.
5. Correa S. M. Power generation and aeropropulsion gas turbines: From combustion science to combustion technology // Symposium (International) on Combustion. Elsevier, 1998. V. 27, No. 2. P. 1793–1807.
6. Gad-el-Hak M. The taming of the shrew: why is it so difficult to control turbulence? // Active flow control. Springer, Berlin, Heidelberg, 2007. P. 1–24.
7. Janus, B., Dreizler, A., Janicka, J. Experimental study on stabilization of lifted swirl flames in a model GT combustor. Flow Turbul. Combust. 2005, V. 75. P. 293–315.
8. OpenFOAM Home Page. 2004. Available online: http://www.openfoam.com.
9. Smagorinsky J. General circulation experiments with the primitive equations: I. The basic experiment // Monthly weather review. 1963. V. 91, No. 3. P. 99–164.
10. Boussinesq J. Essai sur la théorie des eaux courantes. Paris: Impr. Nationale, 1877. 64 p.
11. Palkin E.V., Hrebtov, M.Y., Slastnaya D.A., Mullyadzhanov R.I., Vervisch L., Sharaborin D.K., Lobasov A.S. and Dulin V.M. Influence of a central jet on isothermal and reacting swirling flow in a model combustion chamber. Energies. 2022. V. 15, No. 5. P. 1615-1–1615-16.
12. Hrebtov M.Y., Palkin E.V. and Mullyadzhanov R.I. Large-eddy simulation of a swirling flow in a model combustion chamber. Journal of Physics: Conference Series. 2020. V. 1677, No. 1. P. 012012-1–012012-5.
13. Hrebtov M.Y., Palkin E.V., Slastnaya D.A., Mullyadzhanov R.I. and Alekseenko S.V. Large-eddy simulation of a reacting swirling flow in a model combustion chamber. Journal of Physics: Conference Series. 2021. V. 2119, No. 1. P. 012031-1–012031-4.

DOI: 10.53954/9785604859551_183

УДК 532.542.4+532.574.7+532.582.3

УПРАВЛЕНИЕ ОТРЫВОМ ПОТОКА ЗА ЦИЛИНДРОМ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ПУЛЬСИРУЮЩЕЙ СТРУИ

Лебедев А.С., Сорокин М.И., Токарев М.П., Дулин В.М.

Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН,
630090, Россия, г. Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1
e-mail: Anatolylebedev1994@gmail.com

ВВЕДЕНИЕ

Разработка активных методов управления отрывными течениями имеет большое прикладное значение для многих технических и инженерных приложений. Понимание условий отрыва потока с поверхности тела обтекания необходимо при проектировании самолетов, автомобилей, гидро- и газовых турбин, мостов и зданий. Лобовое сопротивление, акустический шум, нежелательные вибрации и активное перемешивание потоков существенно зависят от параметров процесса генерации вихрей на поверхности обтекаемого тела. Преимущества от реализации эффективных систем управления отрывными течениями варьируются от экономии значительных денежных средств на ежегодных расходах на топливо для наземных, воздушных и морских транспортных средств до получения экономически и экологически конкурентоспособных устройств, и процессов так или иначе связанных с использованием потоков жидкости.

Целью данной работы является исследование активного метода управления отрывными течениями с использованием пульсирующей струи. В качестве тела обтекания был выбран поперечно обтекаемый круглый цилиндр, являющийся классическим модельным объектом, часто встречающимся в теплообменных устройствах. Исследования методов управления, проведенные на типовых объектах, востребованы для разработки стратегий управления для более сложных геометрий. Обилие теоретических и экспериментальных данных для круглого цилиндра позволяет провести достоверный сравнительный анализ эффективности новых методик управления отрывными течениями [1, 2, 3].

Метод управления отрывом потока с поверхности тел обтекания с помощью периодического выдува широко представлен в литературе [4]. Интерес к данному методу не теряет актуальности многие годы, в литературе можно встретить исследования, направленные на изучение влияния положения точки выдува и силы выдува. Однако, наблюдается необходимость проведения подробного и систематического анализа влияния частоты воздействия. Так же, подробный систематический анализ использования динамически адаптивного сигнала для управления отрывными течениями в литературе не представлен и требует дальнейшего исследования.

В недавней статье [5] исследовано влияние пульсирующей струи на характер течения в отрывной области за цилиндром, а также на величину лобового сопротивления поверхности цилиндра в зависимости от частоты и среднего импульса струи. Достигнуто уменьшение лобового сопротивления и изменение режима генерации срыва вихрей с поверхности цилиндра.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

В настоящей работе эксперименты проведены на малогабаритной аэродинамической трубе, оборудованной PIV системой. Рабочий участок установки представляет собой прозрачную трубу квадратного сечения 125 х 125 мм^2, длинной 1000 мм. Величина турбулентных пульсаций в набегающем потоке не превышает 2% [6]. В качестве объекта исследования выбран полый прозрачный цилиндр с продольной щелью. К свободным концам цилиндра подведены гибкие трубки от высокоростного воздушного клапана, позволяющего обеспечить частоту генерации пульсирующей струи до 250 Гц (см. рис. 1). Подключенный к клапану компрессор позволяет получить перепад давления на клапане до 7 атм.

Для измерений полей скорости использовалась созданная в Институте теплофизики СО РАН система PIV, состоящая из программируемого синхронизирующего процессора BNC 575; скоростной камеры Photron Nova (разрешение матрицы 1024×1024 пикселей, 8 бит, частота съемки 15 кГц); скоростного лазера Photonics Nd:YAG DPSS (длина волны излучения 532 нм, максимальная энергия импульса 8 мДж, длительность импульса 150 нс). Лазер оборудован фокусирующей и цилиндрической линзами для создания лазерного ножа толщиной 1 мм; зеркала, позволяющего засвечивать выбранную плоскость в исследуемой области рабочего участка. Лазерный нож заводится сверху.

Импульсный лазер подсвечивает капли глицериновой взвеси, использовавшейся для засева поступающего потока воздуха (см. рис. 2). Положения трассерных частиц в моменты последовательных вспышек лазера фиксируются скоростной камерой. Поле скоростей в потоке определяется путем расчета перемещения, которое совершают частицы за временной период между последовательными вспышками лазера. Управление экспериментом и обработка данных осуществлялись с использованием программного обеспечения ActualFlow [7], предназначенного для автоматизации процесса проведения эксперимента, обработки и визуализации данных.

Для серии экспериментов выбран режим Re=10000, скорость набегающего потока 10 м/с. Для данного числа Рейнольдса, число Струхаля St = 0,21, что соответствует собственной частоте генерации крупномасштабных вихревых структур f = 64 Гц. На основании этого, для генерации струи выбрана двойная частота F = 128 Гц. В качестве объекта исследования выбран круглый цилиндр с продольной прорезью. Диаметр цилиндра D = 15 мм, ширина щели 1 мм. Рассмотрены случаи обтекания для различного положения щели – пульсации направлены вдоль набегающего потока и перпендикулярно потоку. Так же получены характеристики отрывной зоны для случая режима обтекания без применения пульсирующей струи.

С помощью поршневого компрессора на скоростной клапан (см. рис. 1.1) подается поток сжатого воздуха. Перепад давления на клапане составлял 4 атм. Рассмотрен случай обтекания без использования струи (см. рис. 5.a, 6.a), струя направлена вдоль потока, в отрывную зону за цилиндром (см. рис. 5.b, 6.b), струя направлена вверх перпендикулярно потоку (см. рис. 5.c, 6.c).

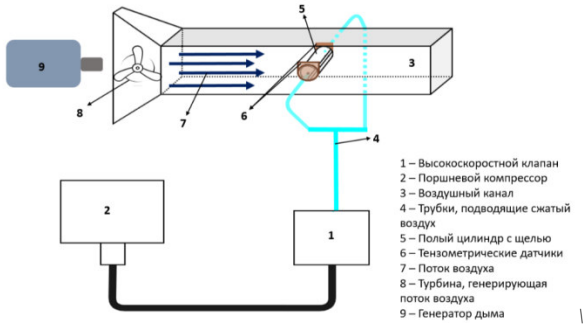


Рис.1. Схема экспериментальной установки

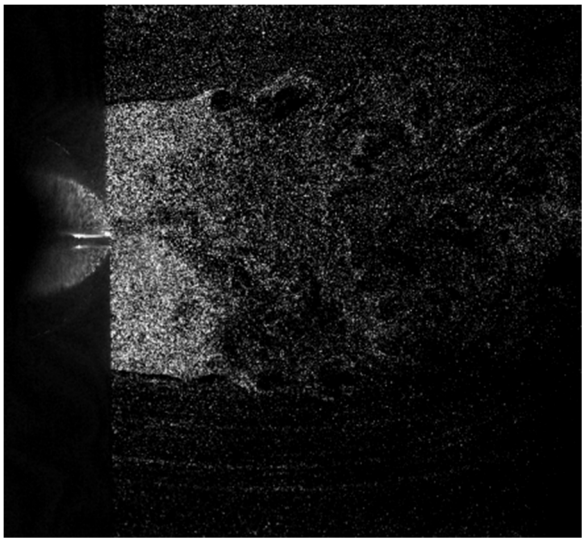


Рис. 2. Изображение зоны рециркуляции, засеянной глицериновой взвесью

Для каждого режима сняты серии по 5000 последовательных кадров. Размер области съемки составил 40x40 мм^2. Итоговое пространственное разрешение 0.04 мм/пикс. Для применения кросскорреляционного алгоритма кадры разбивались на элементарные расчетные ячейки 64x64 пикс [8]. Расчет производился с 75% перекрытием ячеек, итоговый размер расчетной ячейки составил 16x16 пикс, что соответствует пространственному разрешению 0,64 мм на вектор. (рис. 3).

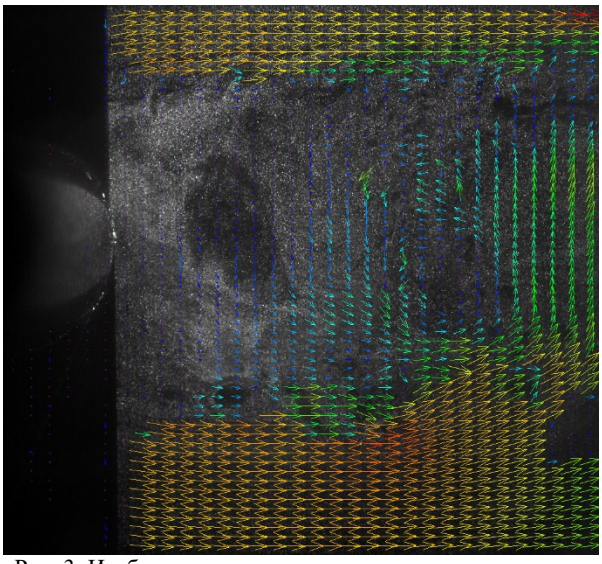


Рис. 3. Изображение зоны рециркуляции, с рассчитанным полем мгновенной скорости

РЕЗУЛЬТАТЫ

Полученные значения средней скорости были нормированы на скорость набегающего потока U = 10 м/с. Пространственные координаты нормированы на диаметр цилиндра D = 15 мм. На рисунке 4 представлены профили продольной компоненты средней скорости при Y/D=0, начало координат совпадало с осью цилиндра. Длина зоны рециркуляции для случая без использования пульсирующей струи составила 2,15D. Для случая, когда пульсирующая струя была направлена поперек потока, зафиксировано сокращение зоны возвратных течений на 21% - до 1,7D. В случае пульсаций, направленных вдоль потока, длина зоны возвратных течений была более 2,2D.

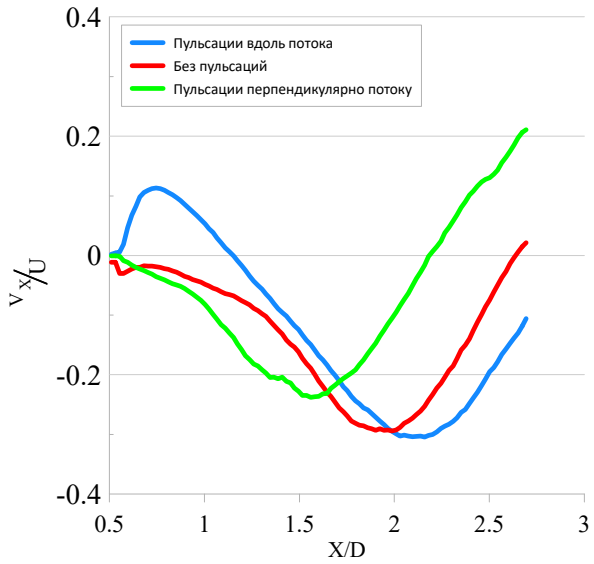


Рис. 4. Профили продольной компоненты средней скорости при Y/D=0

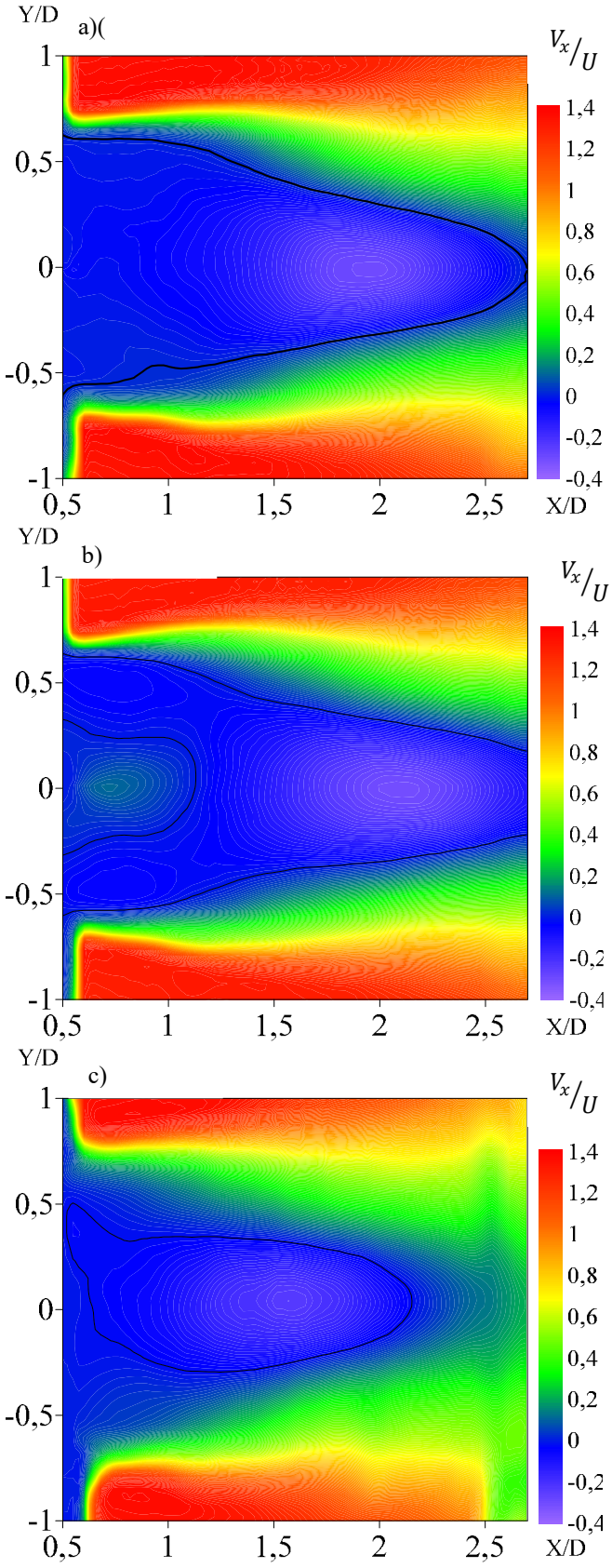


Рис. 5. Продольная компонента средней скорости для случая без пульсаций (a), пульсаций, направленных вдоль потока (b) и пульсаций, направленных поперек потока (c)

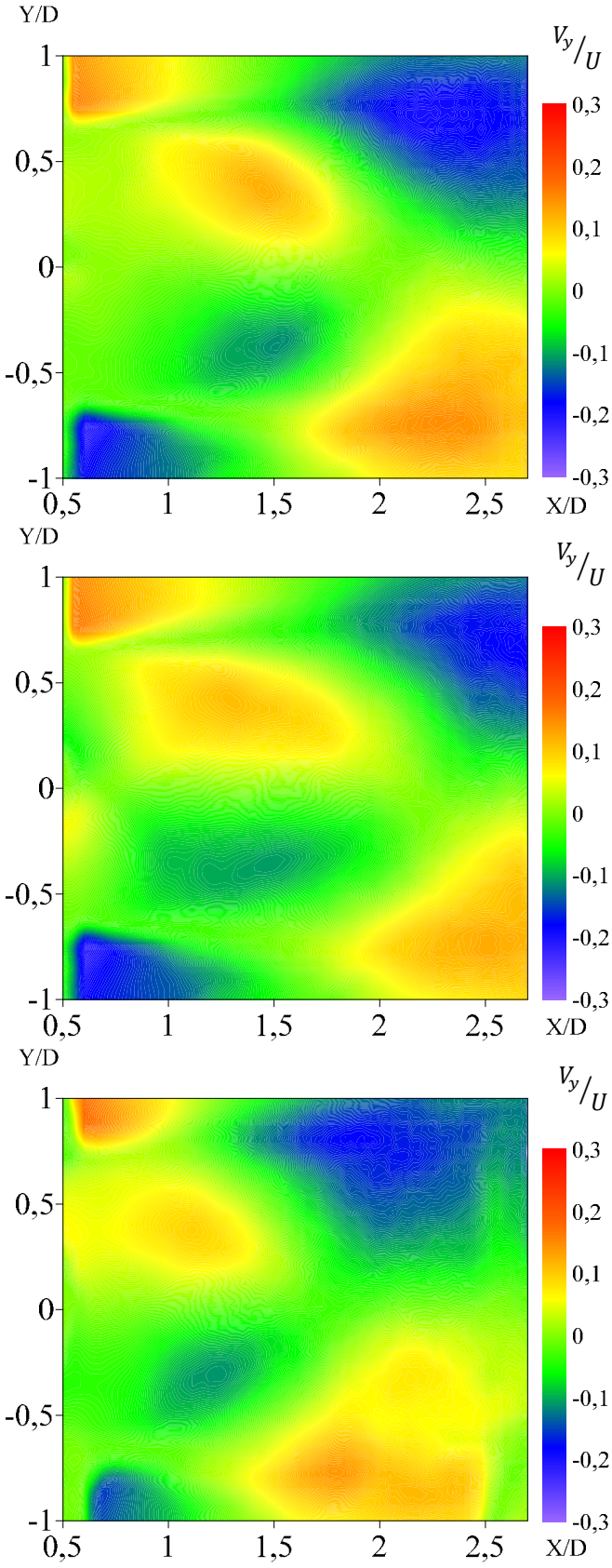


Рис. 6. Поперечная компонента средней скорости для случая без пульсаций (a), пульсаций, направленных вдоль потока (b) и пульсаций, направленных поперек потока (c)

Средние поля продольной и поперечной компонент скорости представлены на рисунках 5 и 6. На рисунках 5.b и 6.b и 4 видно, что периодический выдув в зону рециркуляции увеличивает среднюю скорость в области зоны рециркуляции непосредственно за кормой цилиндра, что может положительно сказываться на уменьшении аэродинамического сопротивления. В случае, когда

пульсирующая струя была направлена поперек потока, зарегистрировано значительное сокращение длины зоны возвратных течений по сравнению со случаем без пульсаций.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе продемонстрировано влияние пульсирующей струи на отрывную зону за цилиндром при числе Рейнольдса Re = 10000. Пульсации генерировались на двойной собственной частоте (для St = 0.21). Направление генерации пульсирующей струи оказывает существенное влияние на форму и размер отрывного пузыря. Наибольший эффект, при заданной конфигурации, когда пульсации были направлены перпендикулярно потоку. Достигнуто сокращение длины зоны рециркуляции на 21% - с 2,15D до 1,7D.

Список литературы:

1. Roshko A. Experiments on the flow past a circular cylinder at very high Reynolds number //Journal of fluid mechanics. – 1961. – Т. 10. – №. 3. – С. 345-356. Glezer A., Amitay M. Synthetic jets //Annual review of fluidmechanics. – 2002. – Т. 34. – №. 1. – С. 503-529.
2. Sarpkaya T., Isaacson M., Wehausen J. V. Mechanics of wave forces on offshore structures. – 1982.
3. Blevins R. D. Flow-induced vibration //New York. – 1977.
4. Fujisawa N., Takeda G., Ike N. Phase-averaged characteristics of flow around a circular cylinder under acoustic excitation control //Journal of Fluids and Structures. – 2004. – Т. 19. – №. 2. – С. 159-170
5. Wu Z., Choi H. Modification of flow behind a circular cylinder by-steady and time-periodic blowing //Physics of Fluids. – 2021. – Т.33. – №. 11. – С. 115126.
6. Бильский А. В. и др. Применение методов цифровой трассерной визуализации для диагностики турбулентного пограничного слоя //Теплофизика и аэромеханика. – 2012. – Т. 19. – №. 4. – С. 401-414.
7. Ахметбеков Е. К. и др. Система управления экспериментом и обработки данных, полученных методами цифровой трассерной визуализации (ActualFlow) //Вычислительные методы и программирование. – 2006. – Т. 7. – №. 3. – С. 79-85.
8. Tokarev M. P., Markovich D. M., Bilsky A. V. Adaptive algorithms for PIV image processing //Vychisl. Tekhnol. – 2007. – Т. 12. – №. 3. – С. 109-131.

Работа выполнена в рамках государственного задания ИТ СО РАН.

DOI: 10.53954/9785604859551_187

УДК 544.452.2

ОН-ВИЗУАЛИЗАЦИЯ ДИФФУЗИОННОГО ФАКЕЛА ПРОПАНА

Леманов В.В, Лобасов А.С., Шаров К.А., Лукашов В.В.

Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН,
630090, Россия, г. Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1
e-mail:luka@itp.nsc.ru

Образование сажи (частицы углерода в твердой фазе) в диффузионном факеле при горении углеводных топлив остаётся актуальной проблемой в настоящее время. Существуют разные технологические процессы, в которых сажеобразование является как полезным, так и нежелательным явлением. По результатам проведенных исследований процесс образования сажи в диффузионном пламени может быть представлен в виде цепочки отдельных стадий превращения углеводородного топлива (УВТ) и состояний топливного углерода [1, 2]: 1) образование радикалов, а затем бирадикалов карбенного типа при пиролизе УВТ; 2) образование мономеров полиароматических углеводородов (ПАУ); 3) образование димеров ПАУ; 4) образование зародышей сажи; 5) рост частиц сажи. Полиароматические углеводороды –органические соединения, молекула которых содержит в своей структуре два или более колец бензола. Как отмечается в [1] происходящие превращения очень сложны и многостадийны, в них участвует огромное число различных соединений, многие из которых невозможно зарегистрировать известными физическими методами. Поэтому в настоящее время рассматриваемые процессы не могут быть полностью описаны с помощью классического аппарата химической кинетики. Одним из традиционных физических методов является регистрация промежуточных компонентов реакции, например радикалов ОН.

Динамика течения в факеле существенно влияет на процессы сажеобразования. Широкое применение для управления образованием частиц сажи находят процессы, использующие принципы обращённого диффузионного пламени [3]. Лазерно-индуцированная флуоресценция (LIF – laser-induced fluorescence) ОН и ПАУ, а также тепловое излучение сажи при 850 нм были измерены [4] в ближней области пламени при горении в воздухе метана и ацетилена. Эти измерения показывают, что взаимное расположение этих различных структурных элементов (ОН и ПАУ) по радиусу факела очень похожи при нормальном и обращенном установившемся пламени для каждого топлива. Кроме того, сигналы ОН почти идентичны при нормальном и обращенном пламени. Сигналы ПАУ обращенного пламени и концентрации сажи несколько меньше, чем для обычного пламени.

Известно, что проявление основных закономерностей процессов, связанных с образованием сажи при горении углеводородов, не зависит от режима диффузионного горения – ламинарного или турбулентного. Вместе с тем, замечено, что низкочастотные пульсации параметров реагирующего потока могут увеличивать максимальную концентрацию сажи в шесть раз [5]. Исследование влияния энергии внешнего акустического воздействия на подавление сажеобразования в диффузионном ацетилено-воздушном пламени показывают [6], что эффективность подавления сажи линейно возрастает с увеличением акустической энергии и зависит от формы воздействующего колебания.

Одним из методов управления горением является воздействие вихревых структур на фронт пламени [7]. Цель данной работы заключалась в исследовании воздействия крупномасштабных вихрей на формирование полиароматических углеводородов в диффузионном пропано-воздушном пламени.

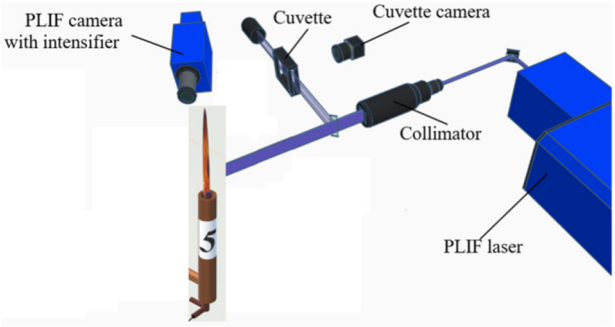


Рис.1. Схема экспериментальной установки

Для проведения экспериментальных исследований динамики течения в факеле пропана была использована PLIF (planarlaser-induced fluorescence) система (см. рис. 1). Возбуждение флуоресценции радикала ОН на длине волны перехода $Q_1(8)$ осуществлялась с использованием перестраиваемого лазера на красителе (Sirah Precision Scan) работающего в комбинации с импульсным лазером накачки Nd:YAG (Quanta Ray). Лазерный луч (средняя энергия импульса в области измерения составляла 12 мДж) с использованием системы сферических и цилиндрических линз разворачивался в коллимированный лазерной нож. Часть лазерного излучения (приблизительно 5 %) была направлена в кварцевую кювету, через которую циркулировал раствор красителя родамина 6Ж в воде. Сигнал флуоресценции красителя в кювете регистрировался с помощью ПЗС-камеры (IMPERX Bobcat IGV-B4820, 16 мегапикселей, 12 бит) и использовался для коррекции пространственной неравномерности распределения энергии в лазерном ноже и учёта изменения энергии в лазерных импульсах. Для регистрации сигнала флуоресценции радикала ОН была использована чувствительная в УФ цифровая камера с электронно-оптическим преобразователем и усилителем (LaVision Imagers CMOS, 16-битные изображения с разрешением 2560×2160 пикселей), оснащенная кварцевым УФ-объективом и полосовым фильтром (310 ±10 нм). Время экспозиции при PLIF изображений составляло 200 нс. Все изображения нормированы на одно и то же число (17000). Обработка изображений флюоресценции ОН включает в себя: вычет фона, коррекцию пространственной чувствительности сенсора матрицы камеры, использование калибровочной

мишени, коррекцию пространственного распределения энергии в лазерном ноже и коррекцию поглощения, проходящего через пламя лазерного излучения. Лазерный нож толщиной 0,8 мм проходил через ось струи. Область измерения составляла $X_{max}xY_{max}$ = 30×40 мм, при этом координата X – отсчитывается по радиусу, а Y – вдоль оси струи.

Факел пропана(C_3H_8) формировался при истечении топлива из кварцевой трубки с внутренним диаметром d=2*R=3 мм и длиной l=1 м в неподвижный воздух. Термодинамические условия истечения соответствуют атмосферному давлению и комнатной температуре. Опыты проводились при постоянном расходе с помощью программно-регулируемого расходомера Bronkhorst.

В опытах контролируемых возмущений на входе в трубку и внутри трубки не вносилось. Число Рейнольдса определялось по расходу и диаметру трубки и составляло Re=1960-3650. В этом диапазоне внутри трубки происходил ламинарно-турбулентный переход через механизм перемежаемости. Такой сценарий характеризуется тем, что ламинарный участок течения случайным образом чередуется с турбулентным участком. Причиной формирования турбулентного участка являются крупномасштабные турбулентные структуры (*puff*), которые образуются внутри трубки в отсутствии искусственных возмущений [8]. В результате на выходе из трубки (в начальном сечении факела) формировались вихревые структуры с продольным размером 20-30 d, которые были устойчивыми на начальном участке факела [9, 10, 11]. Согласно нашим предыдущим исследованиям существует две фазы развития течения по времени в ближней зоне факела пропана: ламинарная и турбулентная. Для ламинарной фазы характерно отсутствие *puff*, а для турбулентной – наоборот присутствие *puff* в ядре струи [11]. Таким образом, в факеле формировался нестационарный характер течения за счет существования крупномасштабных турбулентных структур (*puff*), которые формировались в струйном источнике случайным образом.

Пример распределения мгновенного значения интенсивности свечения в УФ-диапазоне показан на рис. 2 для ламинарной фазы течения факела пропана. Число Рейнольдса составляло Re=2520, в этом случае формировался присоединенный факел. Графическая иллюстрация на рис. 2. представлена в трех координатах: X/X_{max}, Y/Y_{max}, I/I_{max}. Значение X отсчитывается по радиусу струи (ось струи соответствует значению X/X_{max}=0.55), Y - продольная координата отсчитывается вдоль оси струи (Y/Y_{max}=1 – соответствует началу струи), I/I_{max} - нормированная интенсивность свечения. В верхней горизонтальной плоскости представлена мгновенная интенсивность излучения I/I_{max} вдоль оси струи. Цветовая гамма излучения представлена в правой части рисунка. Как видно из рисунка наблюдается удовлетворительная симметрия УФ-изображения относительно оси струи. По радиусу факела существует четыре экстремума интенсивности излучения.

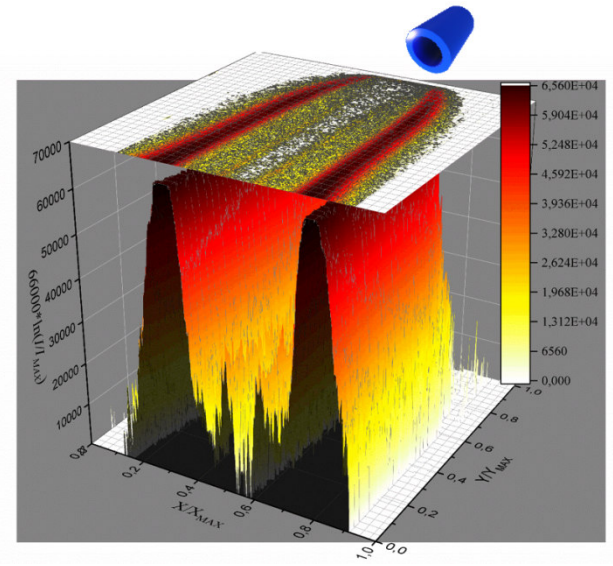


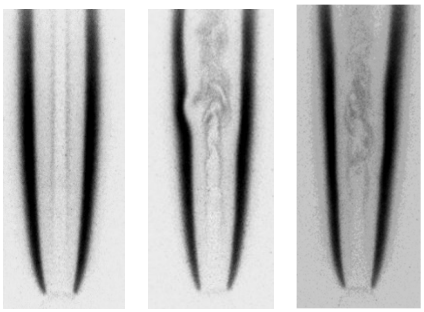
Рис. 2. Распределение нормированной интенсивности свечения в УФ-диапазоне для ламинарного пропано-воздушного факела.

Два наибольших локальных максимума интенсивности свечения при r/R=±2.3 располагаются на фронте пламени (внешняя граница струи) и соответствуют излучению радикала OH. Как известно, флуоресценция OH (промежуточного продукта химической кинетики) характеризует положение области химического реагирования в факеле пропана. Другие два экстремума, с существенно меньшей интенсивностью свечения, при r/R=±1 соответствуют тонкому слою смешения осесимметричной струи. Согласно работе [4] это свечение в приосевой области связано с излучением полиароматических углеводородов (ПАУ). Таким образом, интенсивность свечения в УФ-диапазоне для ламинарной фазы течения демонстрирует высокие значения радикала OH на фронте пламени и низкие значения предвестников образования сажи (свечение ПАУ) в ядре струи. Этот характер взаимного расположения фронта пламени (OH) и ПАУ сохраняется в ближней области факела.

В связи с тем, что авторы [5] обнаружили влияние низкочастотных пульсаций в реагирующем потоке на увеличение концентрации сажи, представляется интересным использовать турбулентную фазу течения в трубке. В наших опытах пульсации скорости происходили случайным образом в результате прохождения структур типа *puff*. Такие данные представлены на рис. 3 в виде интенсивности УФ-излучения: градация серого от светлого фона (минимальное значение излучения) до черного фона (максимальное значение). Здесь течение направлено снизу вверх. Число Рейнольдса составило Re=2520, в этом случае также формировался присоединенный факел пропана. На рис. 3 приведены три разных момента времени. Как и в случае с ламинарным режимом течения (см. рис. 2) две симметричные внешние границы в виде черного фона (большая интенсивность свечения радикалов OH) соответствует фронту пламени. Эти границы (OH) прослеживаются для любого произвольного момента времени.

Как известно УФ – свечение в области ядра струи соответствует формированию полиароматических углеводородов [4]. Согласно нашим предыдущим исследованиям для турбулентной фазы течения характерно присутствие *puff* в приосевой зоне факела пропана [11]. В данной работе наличие крупномасштабных вихревых структур мы идентифицируем по УФ – свечению в ядре струи, которое соответствует излучению ПАУ. После детектирования *puff* мы можем диагностировать две фазы течения на рис. 3: 3а – ламинарная фаза (*puff* отсутствует), 3 б, в – турбулентная фаза (присутствует *puff*). При этом на рис. 3 б зарегистрирован передний фронт *puff*, на рис. 3 в – наблюдается задний фронт *puff*. В данном случае длина крупномасштабной структуры составила примерно 25 d.

Таким образом, в случае ламинарно-турбулентного перехода в струйном источнике наблюдается две различные картины УФ-свечения в ближнем поле факела. На ламинарной фазе диагностируется свечение большой интенсивности радикалов ОН, которое соответствует фронту пламени. В области ядра струи наблюдается слабое свечение ПАУ в тонком слое смешения, при этом крупномасштабных структур типа *puff* не наблюдается. На турбулентной фазе сохраняется интенсивное свечение ОН на фронте пламени. Наиболее заметные изменения наблюдаются в области ядра струи, так как здесь фиксируются крупномасштабные структуры, которые производят свечение ПАУ – предвестников образования сажи. Вихревые структуры - это область с пониженной значением продольной составляющей скорости. В тот момент, когда течение в приосевой области струи существенно снижается, следующая порция ламинарного потока догоняет *puff* и в результате взаимодействия с областью заторможенной среды отклоняется в сторону от оси. Таким образом, осуществляется локальное меандрирование течения и наблюдается нарушение симметрии течения в приосевой области.



а *б* *в*

Рис. 3. Интенсивность УФ-свечения в факеле C_3H_8 на режиме ламинарно-турбулентного перехода в струйном источнике

Сопоставление мгновенной интенсивности УФ-излучения для ламинарной и турбулентной фазы течения при числе Рейнольдса Re=2520 представлено на рис. 4. Сплошной линией представлен вариант течения, когда в струйном источнике крупномасштабных структур не образовывалось. Два различных момента времени с образованием *puff* изображены символами. Небольшое расхождение двух правых экстремумов с *puff* связаны с тем, что взяты мгновенные значения интенсивности излучения. Известно, что параметры *puff* имеют статистическую дисперсию при ламинарно-турбулентном переходе в трубах [12]. Два наибольших локальных максимума интенсивности свечения при r/R=±2.3 располагаются на фронте пламени и соответствуют излучению радикала ОН. Как видно из сопоставления эти экстремумы для разных чисел Рейнольдса имеют практически одинаковые значения.

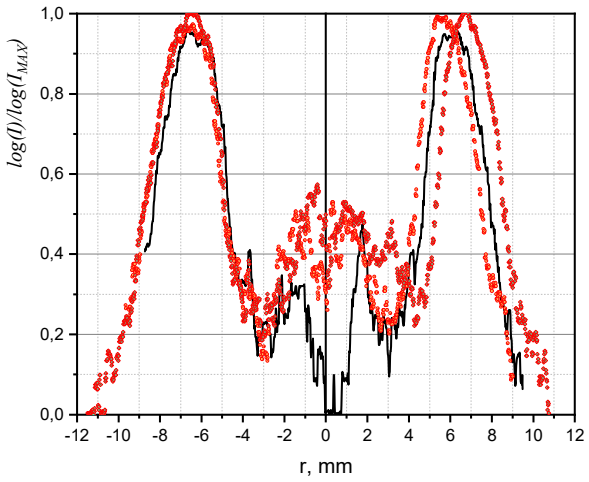


Рис.4. Распределение интенсивности PLIF сигнала в ламинарном пламени (сплошная линия) и при воздействии крупных вихревых структур (круглые символы)(на расстоянии z=30 мм от трубки)

Свечение ПАУ для двух разных фаз течения наблюдается в приосевой зоне струи при r/R<±1. Как видно из рис. 4, для случая присутствия крупномасштабных структур интенсивность УФ-свечения существенно выше, чем для ламинарного варианта без *puff*. При таком сопоставлении наблюдается две особенности. Во-первых, в интегральном плане свечение ПАУ при наличии *puff* существенно выше, так как высокий уровень свечения наблюдается во всей области r/R<±1. Во-вторых, наибольшее отличие двух вариантов по интенсивности излучения регистрируется на оси струи. Такое сопоставление, по-видимому, связано с физико-химической картиной течения в ближнем поле факела пропана.

В заключение рассмотрим возможности применения PLIF– метода для диагностики фронта пламени и сажеобразования при диффузионном горении пропана. В данной работе перестраиваемый лазер на красителе возбуждал флуоресценцию ОН на длине волны перехода $Q_1(8)$. Интенсивность УФ свечения была ограничена полосовым фильтром (310±10 нм). Время регистрации изображений PLIF составляло 200 нс. Выполнена комплексная процедура обработки изображений. Описанный метод регистрации индуцированного УФ свечения позволяет в диффузионном пламени визуализировать излучение радикалов ОН и формирование полиароматических углеводородов.

Вышеописанная методика применялась для изучения процесса образования сажи в диффузионном факеле при горении углеводных топлив. Использовалось истечение пропана в воздух. В гидродинамическом плане изучался режим течения в факеле, когда в струйном источнике (длинная трубка d=3 мм, l/d=333)

происходил ламинарно-турбулентный переход через перемежаемость (Re=1960-3650). Этому диапазону чисел Рейнольдса соответствует присоединенный факел пропана. В ближней зоне струи в этом диапазоне Re существует две фазы развития течения по времени: ламинарная и турбулентная. Для ламинарной фазы характерно отсутствие крупномасштабной структуры *puff*, а для турбулентной – наоборот присутствие *puff* (продольный размер 20-30 d) в ядре струи.

Два наибольших локальных максимума интенсивности УФ-свечения при r/R=±2.3 располагаются на фронте пламени и соответствуют излучению радикала ОН. Эти экстремумы для обеих фаз течения имеют практически одинаковые числовые значения.

Свечение ПАУ для ламинарной и турбулентной фазы течения наблюдается в приосевой зоне струи при r/R<±1. Установлено, что для случая присутствия крупномасштабных структур интенсивность УФ-свечения в этой области существенно выше, чем для ламинарного варианта без *puff*. Известно, что образование полиароматических углеводородов (ПАУ) является частью процесса образования сажи [1-2]. По-видимому, увеличение интенсивности свечения ПАУ на турбулентной фазе течения свидетельствует увеличению количества образующегося вещества ПАУ.

Таким образом, гидродинамический механизм формирования крупномасштабных структур при диффузионном горении пропана в воздухе способствует образованию полиароматических углеводородов, и как следствие, по-видимому, более интенсивному образованию сажи (частиц углерода в твердой фазе).

Список литературы:

1. О моделировании образования сажи при диффузионном горении углеводородных топлив / М. П. Галанин, А. В. Исаев and С. А. Конев; Препринт ИПМ им. М.В.Келдыша. 2019. № 110. 32 с.
2. Исаев А. В. Выявление закономерностей процессов горения углеводородных топлив путём комплексного исследования ламинарных диффузионных пламен //Нефтепереработка и нефтехимия. 1995. Т. 31. С. 14-18.
3. Demarco R., Jerez A., Liu F., Chen L., Fuentes A. Modeling soot formation in laminar co-flow ethylene inverse diffusion flames // Combust. Flame. 2021. V. 232, P. 111513.
4. Shaddix C. R., Williams T. C., Blevins L. G. Schefer R. W. Flame structure of steady and pulsed sooting inverse jet diffusion flames // Proc. of the Combust. Inst. 2005. V. 30, P. 1501-1508.
5. Decroix M. E., Roberts W. L. Transient Flow Field Effects on Soot Volume Fraction in Diffusion Flames // Combust. Sci. Technol. 2000. V. 160, P. 165-189.
6. Guo H., Wu M., Zhu Y., Li Q., Weng K., Suo Y., Ye Y., Tang Y., Fan Z., Li G., Zheng Y., Zhao D., Zhang Z. Influence of acoustic energy on suppression of soot from acetylene diffusion flame // Combust. Flame. 2021. V. 230. P. 111455.
7. Renard P. H., Thévenin D., Rolón J. C., Candel S. Dynamics of flame/vortex interactions // Prog. Energy Combust. Sci. 2000. V. 26. P. 225-282.
8. Avila K., Moxey D., Lozar A., Avila M., Barkley D., Hof B. The onset of turbulence in pipe flow // Science. 2011. 333. P. 192–196.
9. Леманов В.В., Лукашов В.В., Абдрахманов Р.Х., Арбузов В.А., Дубнищев Ю.Н., Шаров К.А. Режимы неустойчивого истечения и диффузионного горения струи углеводородного горючего // Физика горения и взрыва. 2018. Т. 54. № 3. С. 3–12.
10. Леманов В. В., Лукашов В. В., Шаров К. А. Переход к турбулентности через перемежаемость в инертных и реагирующих струях // МЖГ. 2020. № 6. С. 1-10.
11. Lemanov V., Lukashov V., Sharov K. Turbulent Superstructures in Inert Jets and Diffusion Jet Flames // Fluids. 2021. V. 6. P. 459.
12. Mullin T. Experimental studies of transition to turbulence in a pipe // Ann. Rev. Fluid Mech. 2011. V. 43. P. 1–24.

Работа выполнена в рамках государственного задания ИТ СО РАН № 121031800217-8 и 121031100246-5.

DOI: 10.53954/9785604859551_191

УДК 532.6+532.61+532.64

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ МЕЖФАЗНОГО НАТЯЖЕНИЯ И КРАЕВОГО УГЛА СМАЧИВАНИЯ МЕЖДУ НЕФТЬЮ И НАНОСУСПЕНЗИЕЙ СИЛИКАЗОЛИ

Лобасов А.С.[1,2], Минаков А.В.[1,2], Пряжников М.И.[1,2]

[1] Сибирский федеральный университет,
660041, Россия, г. Красноярск, пр. Свободный, 79
[2] Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН,
630090, Россия, г. Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1
e-mail: perpetuityrs@mail.ru

Нефтедобывающая отрасль является одной из основных в нефтегазовой индустрии и играет существенную роль в экономике не только Российской Федерации, но и многих зарубежных стран. Не вызывает сомнений тот факт, что повсеместно происходит постепенное истощение месторождений нефти, поэтому особенное актуальными становятся вопросы разработки и применения новых технологий нефтедобычи, позволяющих значительно увеличить нефтеотдачу уже разрабатываемых пластов, а также использовавшихся и законсервированных месторождений, на которых традиционными методами извлечь значительные остаточные запасы нефти уже невозможно.

Высоким потенциалом в области интенсификации нефтеотдачи обладают технологии применения наножидкостей в качестве вытесняющего агента [1-3]. Одной из основных причин проявления этого эффекта является изменение смачиваемости породы, способствующее вымыванию как пленочной, так и капиллярно-удержанной нефти.

В данной работе были проведены экспериментальные исследования межфазного натяжения и смачиваемости поверхности в системах: наноразмерная суспензия/нефть/горная порода, нефть/вода/горная порода. В экспериментах исследовалось влияние концентрации и размера наночастиц на коэффициент межфазного натяжения и значение краевого угла смачивания в этих системах.

Использовалась дистиллированная вода и образцы нефти «Vn» и «U». Плотности нефти равнялись, соответственно 901,3 кг/м^3 и 830,6 кг/м^3. Вязкости, соответственно, 79,3 сП и 8,34 сП. В качестве горной породы использовались пластинки песчаника, вырезанные из керна. Пористость и проницаемость керна составляла 22% и 250мД. Кроме того, использовались наносуспензии силиказоли со средним размером наночастиц 10 нм, 15 нм и 20 нм, концентрация которых варьировалась в пределах от 0 до 2 мас.%. Для приготовления наносуспензии использовался стандартный двухшаговый метод. Необходимое количество порошка добавляется в жидкость, после чего полученная суспензия тщательно механически перемешивается. Чтобы разрушить конгломераты наночастиц, суспензии подвергаются обработке в ультразвуковом диспергаторе "Волна-М".

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Измерение межфазного натяжения и краевого угла смачивания проводилось с помощью автоматического тензиометра IFT-820-P. Принцип действия тензиометра IFT-820-P основан на методе висячей (или сидячей) капли, при котором поверхностное натяжение определяется по результатам измерений параметров капли исследуемой жидкости и давления, а поскольку размеры постоянно меняются, то измерения и расчеты поверхностного натяжения осуществляются в режиме реального времени. Конструктивно тензиометр состоит из измерительного блока с оптической ячейкой, термостата, системы дозирования жидкости, системы управления давлением, интерфейса для внешнего компьютера, программного обеспечения DropImage Advanced.

Управление режимом измерения, процессом формирования капли, обработка результатов измерений осуществляется с помощью компьютера. Изображение капли, размеры, результаты расчетов выводятся на монитор. Ячейка IFT-820-P работает при величинах давления до 68.95 МПа и температуры до 176°C. В границах этого диапазона можно точно и безопасно смоделировать большинство пластовых условий. Это позволяет производить эксперименты в бескислородной атмосфере, в противовес измерениям межфазных натяжений в условиях обычного помещения. Очень важно измерять межфазное натяжение в условиях пластовых температур, так как оно кардинально зависит от температуры. Измерительная ячейка нагревается с помощью внешних ленточных нагревателей и изолирующего кожуха. Кроме того, ячейка устанавливается на поверхности безвибрационного стола, чтобы уменьшить влияние постоянной низкочастотной вибрации.

В ячейке IFT используется двухштоковый клапан для эффективного управления процессом образования масляной капли. Другие клапаны используются для изолирования системы вовремя замены иглы и закачки различных жидкостей. Дренажный клапан и клапан очистки иглы позволяют производить промывку и очистку камеры ячейки и самой иглы без необходимости снимать стеклянные окна. Регулятор обратного давления, подключенный к верхней части ячейки позволяет промывать систему через верх. Он также выполняет функцию предохранительного клапана, который препятствует наращиванию избыточного давления. Для наблюдения за формированием нефтяной капли и измерения параметров капли используется камера ramé-hart. Высоконапорные, закаленные боросиликатные стеклянные окна, герметизированные уплотнительными полипропиленовыми кольцами с опорными кольцами из нержавейки 316SS, изолируют объем испытательной камеры приблизительно в 41.5 см^3. Иглы подачи жидкой фазы из нержавеющей стали взаимозаменяемы и позволяют варьировать диапазон измерений межфазного натяжения. По одному из методов измерения капли поверхностное натяжение рассчитывается как:

$$\gamma = \Delta\rho g d_e^{\,2} / H \qquad (1)$$

где γ – поверхностное натяжение (мН/м); Δρ – разность плотностей жидкости, (г/см^3); g – локальное ускорение свободного падения (м/с^2); d_e – неувеличенный экваториальный (наибольший) диаметр капли; H – фактор формы капли.

При этом H определяется из соотношения:

$$1/H = f(d_s/d_e) = f(S) \qquad (2)$$

где d_s – это диаметр капли на расстоянии по вертикали d_e от вершины капли, $S = d_s/d_e$. Таблица значений 1/H приведены в соответствующей литературе [4-6].

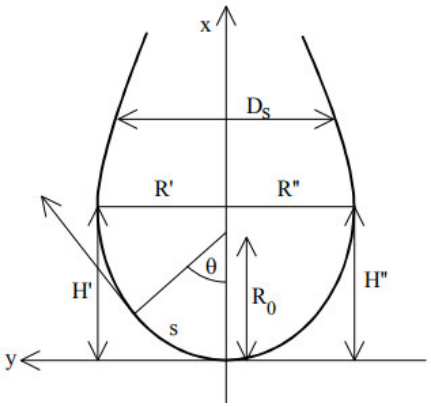


Рис. 1. Методика измерения поверхностного натяжения с помощью метода висячей капли

Итоговые данные получены осреднением по четырем независимым измерениям. Разброс данных в экспериментах не превышал 5%. Методика измерений коэффициента поверхностного натяжения была протестирована на воде и этиленгликоле. Получено хорошее согласие с эталонными данными.

ПОЛУЧЕННЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Сначала было проведено измерение межфазного натяжения нефть/вода/горная и нефть/наносуспензия 10 нм/горная порода для нефти «Vn». Результаты измерений межфазного натяжения показаны на рис. 2,3. В результате эксперимента было показано, что с увеличением концентрации наночастиц межфазное натяжение на границе нефть/наносуспензия снижается, при этом довольно значительно. Так, добавка 2 мас.% наночастиц снижает межфазное натяжение почти в 1,47 раза.

Далее было проведено исследование влияния массовой концентрации наночастиц на межфазное натяжение наносуспензия/нефть и краевой угол смачивания нефть/наносуспензия/горная порода для нефти «U». Массовая концентрация наночастиц со средним размером 10 нм варьировалась от 0 до 2 мас.%. Результаты эксперимента приведены на рис. 4, 5. Из рис. 5а видно, что с увеличением концентрации наночастиц межфазное натяжение на границе нефть/наносуспензия снижается по близкому к гиперболе закону. При этом для данной нефти это снижение ещё более значительно – для 2 мас.% наночастиц межфазное натяжение ниже почти в 2,1 раза по сравнению с водой. Кроме того, было установлено, что добавка наночастиц значительно влияет на характеристики смачивания нефтью горной породы. Анализ рис. 5б показывает, что при наличии наночастиц в жидкости краевой угол (внутренний) возрастает, при этом тоже весьма существенно – со 115° до 155°. При этом, начиная с 0,5 мас. % этот угол практически не меняется с увеличением концентрации наночастиц.

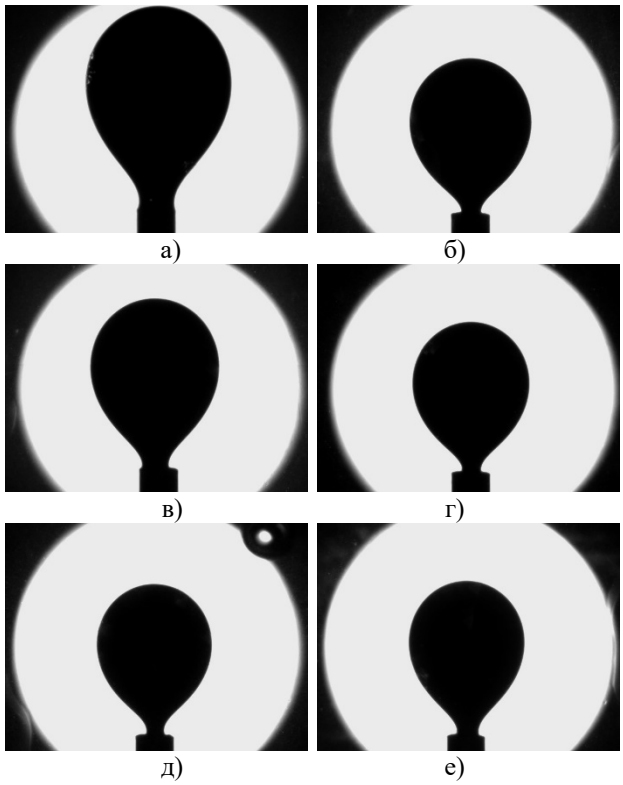


Рис. 2. Фотография висячей капли нефти в жидкости, массовая концентрация наночастиц: а) 0%; б) 0,125%; в) 0,25%; г) 0,5%; д) 1%; е) 2%

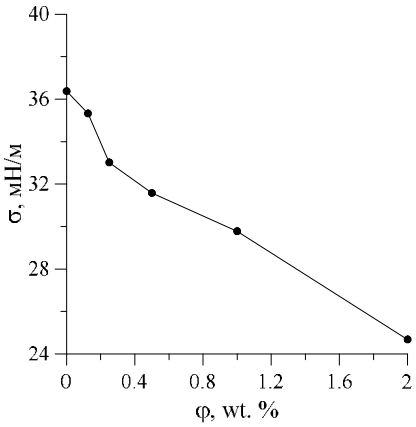


Рис. 3. Зависимость коэффициента межфазного натяжения от массовой концентрации наножидкости

Таким образом, было установлено, что добавка наночастиц в жидкость существенно ухудшает смачиваемость нефтью горной породы. Фактически, добавка даже 0,125 мас.% наночастиц в воду делает песчаник несмачиваемым нефтью. Это обстоятельство является чрезвычайно важным, поскольку, как показано во многих исследованиях, увеличение краевого угла смачиваемости является основным фактором, влияющим

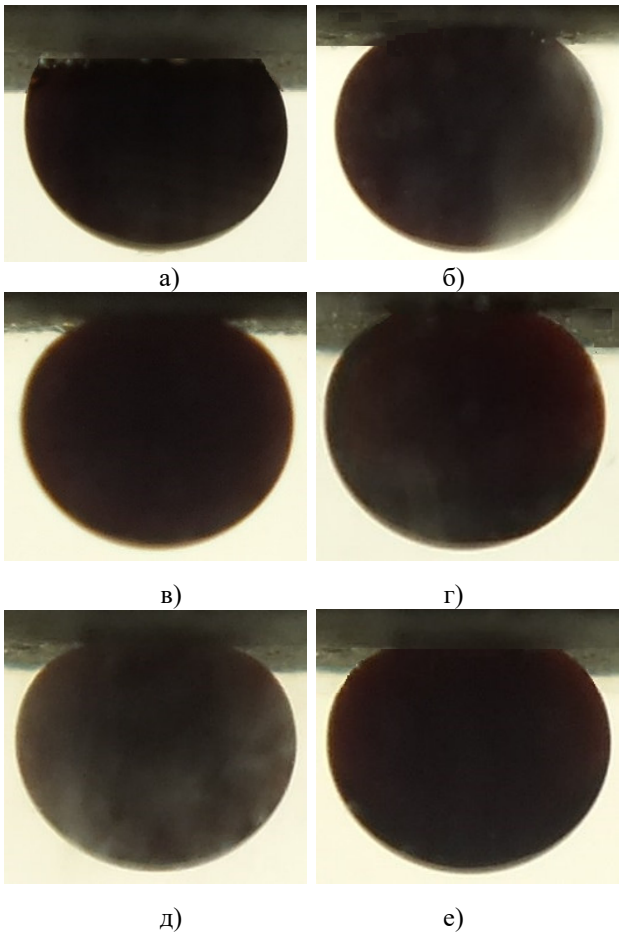


Рис. 4. Фотография лежачей капли, массовая концентрация наночастиц: а) 0%; б) 0,125%; в) 0,25%; г) 0,5%; д) 1%; е) 2%

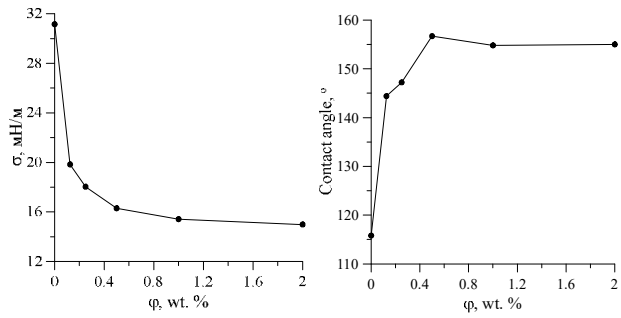


Рис. 5. Зависимость от массовой концентрации наножидкости: а) коэффициента межфазного натяжения; б) контактного угла смачивания

на коэффициент извлечения нефти при заводнении пласта.

Далее исследовано влияние размера наночастиц на межфазное натяжение системы наносуспензия/нефть и краевого угла смачивания нефть/наносуспензия/горная порода. Для этого рассмотрена добавка в воду наночастиц диоксида кремния размером 10, 15 и 20 нм. Типичные результаты экспериментов приведены на рис. 6, 7. Результаты экспериментов показывают, что размер наночастиц также оказывается значимым фактором по влиянию на межфазное натяжение.

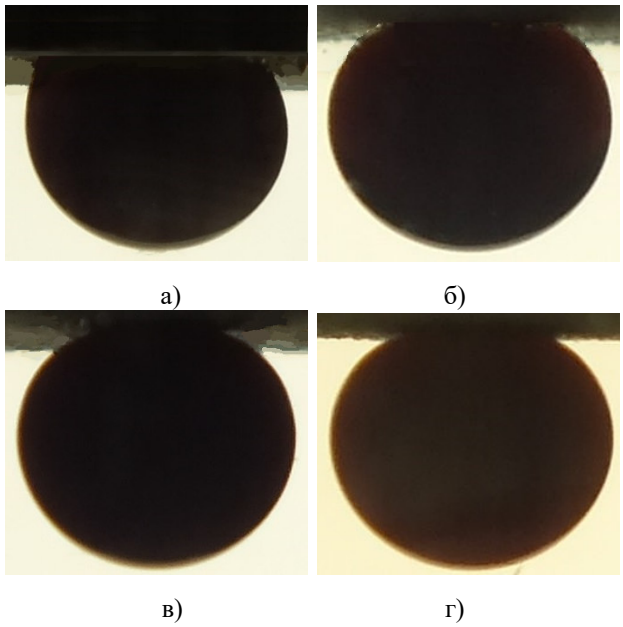


Рис. 6. Фотография лежачей капли, массовая концентрация наночастиц – 2%, средний размер частиц: а) вода; б) 10 нм; в) 15 нм; г) 20 нм

Анализ рис. 7а показывает, что с увеличением размера частиц коэффициент межфазного натяжения также увеличивается, причём почти линейно. Разница в значении этого коэффициента для самых мелких и самых крупных частиц достигает практически трёх раз. Краевой угол смачивания же, как видно из рис. 7б, существенно не меняется с ростом среднего размера наночастиц и колеблется в области 151°-155°.

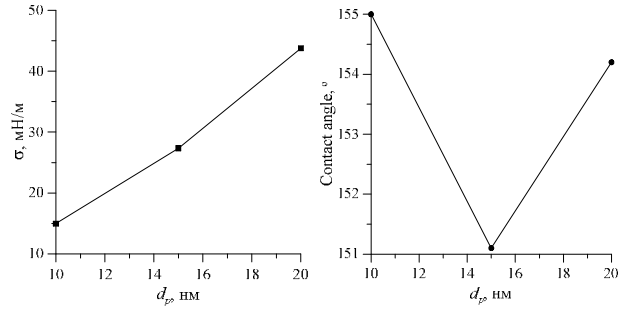
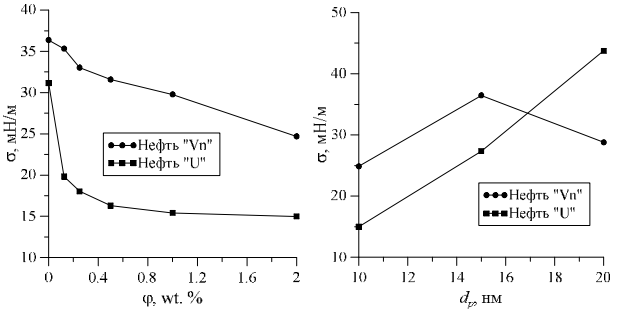


Рис. 7. Зависимость от среднего размера наночастиц: а) коэффициента межфазного натяжения; б) контактного угла смачивания

Полученные данные позволяют сравнить действие наножидкостей на смачивание подложки из песчаника различными нефтями. Сравнительные результаты показаны на рис. 8. Из рис. 8а видно, что для каждой из нефтей добавка наночастиц вызывает уменьшение коэффициента межфазного натяжения, причём зависимости качественно похожи. Влияние среднего размера наночастиц, как это видно из рис. 8б, не столь однозначно, т.к. для одной (менее вязкой) нефти наблюдается существенная зависимость от среднего размера, тогда как для другой (более вязкой) нефти зависимость не столь ярко выраженная, и, кроме того, существенно нелинейная.



а) б)

Рис. 8 Зависимость коэффициента межфазного натяжения для двух различных нефтей от: а) массовой концентрации наножидкости; б) среднего размера наночастиц

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе были проведены экспериментальные исследования влияния концентрации и размера наночастиц на межфазное натяжение и смачиваемость поверхности в системах: наноразмерная суспензия/нефть/горная порода, нефть/вода/горная порода. В исследовании использовались наносуспензии силиказоли со средним размером наночастиц 10 нм, 15 нм и 20 нм, концентрация которых варьировалась в пределах от 0 до 2 мас.%. В качестве горной породы использовались пластинки песчаника, вырезанные из керна.

Для определения коэффициента межфазного натяжения и контактного угла смачивания использовались методы висячей и лежачей капли. В результате эксперимента было установлено, что с увеличением концентрации наночастиц межфазное натяжение на границе нефть/наносуспензия снижается, при этом довольно значительно. Так, добавка 2 мас.% наночастиц снижает межфазное натяжение почти в 1,47 раза для нефти «Vn» и почти в 2,1 раза для нефти «U» по сравнению с водой. Кроме того, было установлено, что добавка наночастиц значительно влияет на характеристики смачивания нефтью горной породы, а именно, для нефти «U» при наличии наночастиц в жидкости краевой угол (внутренний) возрастает тоже весьма существенно – со 115° до 155°. При этом, начиная с 0,5 мас. % этот угол практически не меняется с увеличением концентрации наночастиц.

Кроме того, результаты экспериментов показали, что размер наночастиц также оказывается значимым фактором по влиянию на межфазное натяжение. Так, с увеличением размера частиц коэффициент межфазного натяжения также увеличивается, причём почти линейно, при этом значение этого коэффициента для самых мелких почти в три раза меньше, чем для самых крупных. Краевой угол смачивания же, существенно не меняется с ростом среднего размера наночастиц и колеблется в области 151°-155°.

Таким образом, было установлено, что добавка наночастиц в жидкость существенно ухудшает смачиваемость нефтью горной породы. Фактически, добавка даже 0,125 мас.% наночастиц в воду делает песчаник несмачиваемым нефтью. Это обстоятельство является чрезвычайно важным, поскольку, как показано во многих исследованиях, увеличение краевого угла смачиваемости является основным фактором, влияющим на повышение коэффициента извлечения нефти при заводнении пласта.

Список литературы:

1. Wasan D., Nikolov A., Kondiparty K. The wetting and spreading of nanofluids on solids: Role of the structural disjoining pressure // Curr. Opin. Colloid Interface Sci. 2011. Vol. 16. Is. 4. P. 344–349.
2. Torsater O., Li S., Hendraningrat L. Enhancing oil recovery of low-permeability Berea sandstone through optimised nanofluids concentration // Society of Petroleum Engineers. 2013. art. No SPE-165283-MS.
3. Torsater O., Li S., Hendraningrat L. Effect of some parameters influencing enhanced oil recovery process using silica nanoparticles: An experimental investigation // Society of Petroleum Engineers. 2013. art. No SPE-165955-MS.
4. Физхимия поверхностей / А.В. Адамсон; Под ред. З.М. Зорина, В.М. Муллера. М; Мир, 1979. 568 с.
5. Rotenberg Y., Boruvka L., Neumann A.W. Determination of surface tension and contact angle from the shapes of axisymmetric fluid interfaces // J. Colloid Interface Sci. 1983. V.93. Is. 1. P.169-183.
6. Berry J.D., Neeson M.J., Dagastine R.R., Chance D.Y.C., Tabor R.F. Measurement of surface and interfacial tension using pendant drop tensiometry // J. Colloid Interf. Sci. 2015. V. 454. P.226-237.

Работа выполнена в рамках государственного задания Министерства науки и высшего образования РФ (номер FSRZ-2020-0012)).

DOI: 10.53954/9785604859551_195

УДК 531.3+53.05+532.5

КАВИТАЦИЯ ЗА ЦИЛИНДРОМ, РАСПОЛОЖЕННОМ В МИКРОКАНАЛЕ: МОДЕЛИРОВАНИЕ И ЭКСПЕРИМЕНТ

Лобасов А.С.[1,2], Скрипкин С.Г.[2], Цой М.А.[2], Кашкарова М.В.[2], Кравцова А.Ю.[2]

[1] Сибирский федеральный университет,
660041, Россия, г. Красноярск, пр. Свободный, 79
[2] Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН,
630090, Россия, г. Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1
e-mail: perpetuityrs@mail.ru

Исследования кавитации играют важную роль при решении широкого круга задач, связанных с высокоскоростным движением тел в жидкости [1], технологиями обработки материалов [2], а также с точки зрения получения фундаментальных знаний и развития представлений механики гетерогенных систем [3]. Кавитационные процессы активно изучаются как в нашей стране [4-7], так и за рубежом [8-11]. Вообще, основными трендами в изучении кавитационных процессов являются: исследования эффективности различных моделей кавитации [8]; исследования кавитации и образования спреев в двигателях внутреннего сгорания, в частности, в дизельных двигателях [9]; оптимизация технологий кавитации в МЭМС, индуцированной ультразвуком [10], а также исследование влияния добавления наночастиц в базовую жидкость на кавитационные процессы [11].

В данной работе рассматривается гидродинамическая кавитация, т.е. фазовый переход из жидкости в пар происходит в высокоскоростном потоке жидкости в локальной области – на цилиндре, расположенном в микроканале, – где давление падает ниже давления насыщенных паров. При этом основной недостаток микроканалов, а именно, очень высокое гидродинамическое сопротивление, в случае изучения кавитационных процессов становится их главным достоинством. Суть этого эффекта заключается в следующем: для появления кавитационных пузырьков необходимо как высокое давление в жидкости, так и его резкое падение до значения ниже давления насыщенных паров. В традиционных крупноразмерных установках это достигается за счёт использования высоконапорного оборудования, что требует существенных затрат. В микроканалах же как высокое давление на входе, так и резкое его падение реализуются автоматически просто за счёт их малых размеров.

Несмотря на обширный интерес к кавитационным процессам, систематических исследований возникновения и развития кавитации в микроканалах в широком диапазоне параметров практически нет. Поэтому в данной работе проведено расчётно-экспериментальные исследование процессов возникновения и развития кавитации на микроцилиндре, установленном в микроканале, в широком диапазоне значений давления жидкости на входе.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Экспериментальные исследования проводились на микроканальном кавитационном стенде. Рабочая жидкость из входного отсека при различных входных давлениях подавалась через микроканальный участок, перетекая в выходной отсек, в котором принудительно производилась откачка воздуха вакуумным насосом. На всем протяжении эксперимента разряжение в выходном отсеке составляло 80 кПа. Для организации равномерного потока жидкости во входном отсеке поддерживалось постоянное давление воздуха за счет редуктора, установленного на баллон сжатого воздуха, позволяющего варьировать давление в диапазоне от 0 до 22 атм., а также непрерывной подкачки дистиллированной воды из бака при понижении уровня жидкости в входном отсеке до трети объема. На выходе из выходного отсека расположен расходомер, контролирующий объем проходящей жидкости. В связи с малым размером рабочего участка, в котором проводились исследования, между каналом и выходным баком устанавливался клапан, чтобы избежать влияния подпора жидкости на подводящую ее систему. Рабочая жидкость перед попаданием в микрофлюидный чип фильтровалась.

Оптически прозрачные микрофлюидные чипы были изготовлены из полидиметилсилоксана (PDMS) размером 9,75×9,75 мм. Микроканал имел сложную форму с сужающимся входом и расширяющимся выходом. Вход в микроканал был достаточно широким (800 мкм). Далее было произведено сужение канала по форме трапеции до 120 мкм для того, чтобы избежать возникновения кавитационного течения на входном участке. Глубина микроканала на всем протяжении составляла 120 мкм. Рабочий участок, на расстоянии 1,4 мм от входа которого находился цилиндр с высотой 120 мкм, совпадающей с глубиной самого микроканала, имеет квадратную форму в своем сечении.

Исследование кавитационного течения проводились методом высокоскоростной визуализации. Для освещения потока использовался LED tube со световым потоком 1000 люменов, расположенный на расстоянии 8 мм от рабочего участка. Увеличение рабочего участка производилось с помощью объектива plan 10/0.25. Изображения фиксировались с использованием камеры Leica Summilux с разрешением 4288x2848 пикселей и частотой съемки 960 Гц, размер пикселя 1,5 мкм.

МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

Использование численного моделирования позволяет изучать процессы, происходящие внутри микроканалов, а, кроме того, устанавливать особенности этих процессов и получать результаты, недоступные в эксперименте. Основным подходом к решению поставленной задачи являются методы вычислительной гидродинамики (CFD). В работе рассматриваются течения многокомпонентных жидкостей, для описания которых используется гидродинамический подход, подробно рассмотренный во многих работах [12, 13]. В рамках этого подхода микротечения моделируются

посредством решения системы уравнений Навье-Стокса:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla(\rho \mathbf{v}) = 0 \qquad (1)$$

$$\frac{\partial \rho \mathbf{v}}{\partial t} + \nabla(\rho \mathbf{v}\mathbf{v}) = -\nabla P + \nabla \mathbf{T} \qquad (2)$$

где ρ – плотность жидкости, P – давление, $\mathbf{v}$ – её скорость, а $\mathbf{T}$ – тензор вязких напряжений, компоненты которого определяются как:

$$\mathbf{T}_{ij} = \mu\left(\frac{\partial u_j}{\partial x_i} + \frac{\partial u_i}{\partial x_j}\right),$$

здесь μ – вязкость смеси, $u_{i,j}$ – компоненты вектора скоростей.

Вязкость и плотность смеси определяются через массовую долю компонентов смеси f и молекулярные вязкости $\mu_{1,2}$, а также парциальные плотности $\rho_{1,2}$ чистых компонент:

$$\mu = f\ \mu_1 + (1-f)\ \mu_2, \qquad \frac{1}{\rho} = \frac{f}{\rho_1} + \frac{(1-f)}{\rho_2} \qquad (3)$$

При подходе к моделированию многофазной кавитации базовая модель двухфазной кавитации состоит из использования стандартных уравнений вязкого потока, описывающих перенос смеси или фаз, а также одну из моделей турбулентности. В кавитации массоперенос жидкость-пар (испарение и конденсация) определяется уравнением переноса пара:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\alpha \rho_v) + \nabla(\alpha \rho_v \mathbf{v}_v) = R_e - R_c, \qquad (4)$$

где v – паровая фаза, α – объёмная доля пара, ρ_v – плотность пара, $\mathbf{v}_v$ – скорость паровой фазы, R_e, R_c – источниковые члены массопереноса, связанные с ростом и схлопыванием пузырьков пара, соответственно. В большинстве ситуаций предполагается, что имеется множество зародышей для возникновения кавитации. Поэтому основное внимание уделяется правильному учету роста и схлопывания пузырьков. В текущей жидкости с нулевой скоростью проскальзывания между жидкостью и пузырьками уравнение динамики пузырьков может быть получено из обобщенного уравнения Рэлея-Плессета [14]:

$$R_b \frac{d^2 R_b}{dt^2} + \frac{3}{2}\left(\frac{dR_b}{dt}\right)^2 = \frac{P_b - P}{\rho_l} - \frac{4\nu_l}{R_b} R_b - \frac{2\sigma}{\rho_l R_b}, \qquad (5)$$

где R_b – радиус пузырька, σ – коэффициент поверхностного натяжения жидкости, ρ_l – плотность жидкости, ν_l – кинематическая вязкость жидкости, P_b – давление на поверхности пузырька, P – давление на удалении от пузырька. Пренебрегая членами второго порядка и силой поверхностного натяжения уравнение (5) упрощается:

$$\frac{dR_b}{dt} = \sqrt{\frac{2}{3}\frac{P_b - P}{\rho_l}} \qquad (6)$$

Это уравнение обеспечивает физический подход к введению эффектов динамики пузырьков в модель кавитации. Его также можно рассматривать как уравнение распространения пустот и, следовательно, плотности смеси.

Для моделирования кавитационных процессов использовалась модель кавитации Цварта-Гербера-Беламри (Zwart-Gerber-Belamri) [15]. Предполагая, что все пузырьки в системе имеют одинаковый размер, Цварт-Гербер-Беламри предложили, чтобы общая скорость межфазного массопереноса на единицу объёма (R) рассчитывается с использованием плотности числа пузырьков (n) и скорости изменения массы одного пузырька:

$$R = n\left(4\pi R_b \rho_v \frac{dR_b}{dt}\right) \qquad (7)$$

Связь между объемной долей пара (α), плотностью числа пузырьков (n) и радиусом пузырьков (R_b) может быть определена как:

$$\alpha = n\left(\frac{4}{3}\pi R_b\right) \qquad (8)$$

Тогда, выразив плотность числа пузырьков из (8) и подставив в (4), а также используя (6), получим выражение для чистого массопереноса:

$$R = \frac{3\alpha\rho_v}{R_b}\sqrt{\frac{2}{3}\frac{P_b - P}{\rho_l}} \qquad (9)$$

Уравнение (9) получено в предположении роста пузырьков (испарения). Чтобы применить его к процессу схлопывания пузырьков (конденсации), используется следующая обобщенная формулировка:

$$R_e = \pm F \frac{3\alpha\rho_v}{R_b}\sqrt{\frac{2}{3}\frac{|P_b - P|}{\rho_l}} \qquad (9)$$

где F – эмпирический калибровочный коэффициент, а знак соответствует знаку разности ($P_b - P$). Хотя (9) первоначально получено из испарения, оно хорошо работает только для конденсации. Уравнение физически неверно и численно нестабильно применительно к испарению. Фундаментальная причина заключается в том, что одно из ключевых предположений состоит в том, что кавитационные пузырьки не взаимодействуют друг с другом. Это возможно только на самой ранней стадии кавитации, когда кавитационный пузырь вырастает из места зарождения. По мере увеличения объемной доли пара плотность центров зародышеобразования должна, соответственно, уменьшаться. Для моделирования этого процесса Цварт-Гербер-Беламри предложили заменить в (9) α на $\alpha_{nuc}(1 - \alpha)$. Тогда окончательный вид этой модели кавитации выглядит следующим образом:

$$\begin{aligned} R_e &= F_{vap}\frac{3\alpha_{nuc}(1-\alpha)\rho_v}{R_b}\sqrt{\frac{2}{3}\frac{P_b - P}{\rho_l}}, && \text{при } P \le P_v \\ R_c &= F_{cond}\frac{3\alpha\rho_v}{R_b}\sqrt{\frac{2}{3}\frac{P_b - P}{\rho_l}}, && \text{при } P \ge P_v \end{aligned} \qquad (10)$$

где R_b – диаметр пузырька, равный 10^{-6} м, α_{nuc} – объемная доля центра зародышеобразования, равная 0,0005, F_{vap} – коэффициент испарения, равный 50, F_{cond} – коэффициент конденсации, равный 0,01.

В качестве граничных условий на стенках каналов используются условия прилипания для компонент вектора скорости. Разностный аналог конвективно-диффузионных уравнений находится с помощью метода конечного объёма для структурированных многоблочных сеток. Суть метода заключается в разбие-

нии расчётной области на контрольные объёмы и интегрировании по каждому из них исходных уравнений сохранения для получения конечно-разностных соотношений. Аппроксимация конвективных членов уравнений переноса осуществляется с помощью противопоточных схем второго порядка. Для аппроксимации нестационарных слагаемых уравнений гидродинамики применяется неявная схема второго порядка. Диффузионные потоки и источниковые члены аппроксимируются конечно-объёмными аналогами центрально-разностных соотношений со вторым порядком точности. Связь между полями скорости и давления, обеспечивающая выполнение уравнения неразрывности, реализуется при помощи SIMPLEC процедуры на совмещенных сетках. Для устранения осцилляций поля давления используется подход Рхи-Чоу, заключающийся во введение монотонизатора в уравнения для поправки давления. Полученные в результате дискретизации исходной системы дифференциальных уравнений разностные уравнения решаются итерационным способом с применением алгебраического многосеточного решателя.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ И ПОЛУЧЕННЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Численное моделирование кавитационных явлений в микроканале проводилось в пространственной и нестационарной постановке. Геометрия расчётной области соответствовала эксперименту и состояла из входного и выходного прямоугольных участков и кавитационного прямоугольного участка, соединённых, соответственно, конфузором и диффузором. Угол сужения (расширения) конфузора и диффузора составлял 12 градусов.

Число Рейнольдса, рассчитывалось как соотношение среднерасходной скорости потока $v_{ср}$, умноженной на характерный размер тела обтекания d, и делённой на кинематическую вязкость дистиллированной воды ν, равную $0{,}87\cdot10^{-6}$ м^2/с при температуре жидкости 26°C – $\mathrm{Re}=\dfrac{v_{ср}d}{\nu}$. Число Рейнольдса варьировалось в диапазоне от 3 до ~10^3. Число кавитации, как и при обтекании цилиндра в макромасштабных установках, рассчитывалось согласно следующей формуле:

$$C_N=\frac{2\left(P_{cyl}-P_{vap}\right)}{\rho v_{ср,\,м}^2} \qquad (11)$$

где P_{cyl} – давление перед цилиндром, P_{vap} – давление насыщенных паров, ρ – плотность жидкости, $v_{ср}$, м – среднерасходная скорость потока, рассчитанная с учетом миделевого сечения тела обтекания. Было определено, что число кавитации варьировалось в диапазоне от 0,5 до 4,1.

Количество узлов в сетке для микроканала было порядка 10 млн. Методические расчёты показали, что дальнейшая детализация сетки не приводит к изменению результатов расчётов. Вследствие резкого торможения потока на препятствии, за ним формируются кавитационные пузыри пара. Давление насыщения было равно 3450 Па, давление на входе варьировалось в пределах от 2 бар до 30 бар. Давление на выходе всегда было равно 1 бар. Для расчётов использовалась многоблочная структурированная прямоугольная сетка с неструктурированным участком в области около цилиндра и сгущением в микроканальной области существования паровой кавитационной каверны. Для моделирования турбулентности использовалась LES-модель.

Метод LES существенно зависит от размера сетки, поэтому рассчитанное значение y+ на стенках цилиндра и микроканала было порядка единице или меньше. Конечно, этого параметра недостаточно, чтобы показать, что сетка позволяет разрешать вихри с использованием модели LES во всей области, а не только у стенок. Для этой цели использовался приведённый размер ячейки, который определялся как $\Delta^+=\rho u_\tau\Delta/\mu$, где ρ и μ – плотность и молекулярная вязкость жидкости, соответственно; Δ – средний размер ячейки сетки; u_τ определяется как $u_\tau=(\tau_w/\rho)^{0,5}$, где τ_w – напряжение сдвига стенки, рассчитанное для поверхности цилиндра. Было установлено, что Δ = 2 мкм и $\Delta^+=15$. Для расчетов использовался CFD-пакет Ansys Fluent.

Кавитационный процесс существенно нестационарный, поэтому и расчёты проводились в нестационарной постановке. Для того, чтобы в такой постановке обеспечить сходимость численного решения дифференциальных уравнений Навье-Стокса в частных производных, требуется выполнение определённых условий по критерию Куранта-Фридрихса-Леви (критерий КФЛ (CFL) или число Куранта [16]). Это означает, что временной шаг должен быть меньше определённого значения, иначе результаты будут неправильными. Обычно достаточным условием считается число Куранта, равное единице. Исходя из этого условия, и проведя предварительные расчёты, значение временного шага было выбрано равным 10^{-6} с. При этом сначала проводились расчёты безкавитационного обтекания цилиндра при тех же значениях давлений на входе и выходе, далее для идентичных условий включалась модель кавитации, описанная выше. Полученные результаты сравнивались между собой. В результате расчётов были получены профили скорости, объёмной доли и перепада давлений в рассматриваемом канале.

Всего в расчётах было использовано 13 различных значений давления на входе в канал: 2 бар, 3 бар, 5 бар, 8 бар, 10 бар, 12 бар, 15 бар, 18 бар, 20 бар, 22 бар, 25 бар, 28 бар и 30 бар. Для каждого из расчётов исследовались и анализировались такие величины как давление, скорость и объёмная доля пара. Были получены зависимости этих характеристик в пяти точках. Первая точка расположена на поверхности цилиндра и противоположна лобовой точке (расстояние от цилиндра равно 0 мкм). Вторая точка располагалась на расстоянии одного диаметра цилиндра вниз по потоку (расстояние от цилиндра равно 80 мкм). Третья точка располагалась на расстоянии двух диаметров цилиндра вниз по потоку (расстояние от цилиндра равно 160 мкм). Четвертая точка располагалась на половине расстояния между цилиндром и выходом из микроканала в диффузор (расстояние от цилиндра равно 1270 мкм). Пятая точка располагалась на выходе из микроканала (расстояние от цилиндра равно 2540 мкм). Относительно двух других координат все точки располагались строго по центру микроканала.

Кроме точечных значений этих величин также определялись средние по площади значения давления и объёмной доли пара на входе и выходе из микроканала. Таким образом в результате расчётов было получено по пять графиков зависимостей давления, скорости и объёмной доли паровой фазы от времени.

В результате расчётов было обнаружено, что устойчивая развитая кавитация существует для давлений на входе выше 18 бар. Для давлений на входе меньше 8 бар кавитация не наблюдается вообще. Для давления на входе 8 бар за цилиндром образуется пара периодически возникающих чередующихся паровых каверн, которые почти сразу схлопываются. Начиная с давления на входе в 10 бар за цилиндром начинает развиваться кавитационное паровое облако, которое с повышением давления всё больше заполняет микроканал, и, при достижении давления на входе 18 бар, весь объём микроканала за цилиндром оказывается занят паровым облаком, которое начинает продвигаться в диффузор. При дальнейшем увеличении давления на входе растёт объёмная доля пара на выходе из микроканала и в диффузоре.

Ещё одним подтверждением наличия кавитационного процесса является число кавитации, а именно, если его значение меньше единицы, можно считать, что в канале происходит кавитация. На основании результатов проведённых расчётов, используя формулу (11), были вычислены значения числа кавитации для всех рассмотренных давлений жидкости на входе и обнаружено, что для давлений на входе меньше 8 бар число кавитации было меньше единицы, следовательно, кавитационный процесс в канале отсутствует.

В ходе анализа полученных зависимостей в различных точках было обнаружено, что кавитационное обтекание цилиндра в микроканале приводит к появлению пульсаций как скорости, так и объёмной доли пара. При этом для первых трёх точек (находящихся в области ядра паровой кавитационной каверны) присутствуют две различные частоты пульсаций, а для точек, расположенных в середине и на выходе из канала, остаётся лишь одна частота, которая связана только с гидродинамикой. Все полученные мгновенные характеристики были осреднены. Графики зависимости давления и объёмной доли пара от числа кавитации представлены на рис. 1. Кроме того, были получены осреднённые значения давлений на входе и выходе из кавитационного микроканала, графики зависимости которых от числа кавитации представлены на рис. 2. Также были получены осреднённые значения скорости как в пяти точках, описанных выше, так и её среднее значение в области кавитационного канала до цилиндра. Графики зависимости этих величин от числа кавитации представлены на рис. 3.

Как видно из рис. 1, давление и объёмная доля пара взаимозависят друг от друга. Это проявляется в следующем: давление для первых двух точек мониторинга уменьшается с уменьшением числа кавитации и становится равным 3540 Па при числе кавитации, меньшем единицы, что соответствует началу устойчивого кавитационного процесса и равно давлению насыщения водяных паров (см. рис. 1а). Для третьей точки мониторинга давление сначала также падает до значения порядка 4,5 кПа (что близко к давлению насыщения) при числе кавитации, порядка единицы, а потом начинает постепенно расти, вплоть до значения порядка 17,5 кПа для числа кавитации 0,887. Это объясняется тем, что данная точка мониторинга расположена в области развитой вихревой дорожки, образующейся за цилиндром, и, вследствие её волнового характера движения, данная точка периодически выпадает за пределы ядра паровой кавитационной каверны к её периферии, где давление уже значительно выше.

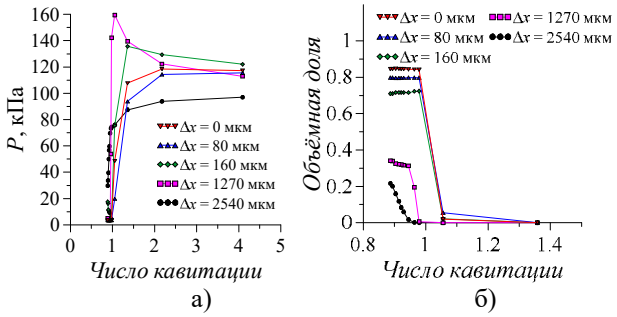


Рис. 1. Зависимость от числа кавитации осреднённых значений величин: а) давление; б) объёмная доля пара

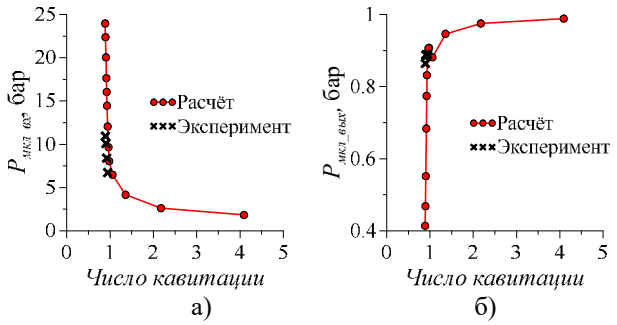


Рис. 2. Зависимость от числа кавитации осреднённых значений величин: а) давление на входе; б) давление на выходе

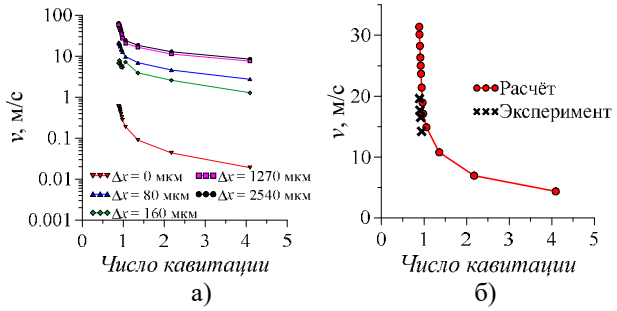


Рис. 3. Зависимость от числа кавитации осреднённых значений скорости: а) в пяти точках; б) в микроканале

Для четвёртой точки, находящейся посередине между цилиндром и выходом из микроканала, давление падает до значения порядка 4,5 кПа при числе кавитации 0,945 и потом незначительно растёт до значений порядка 5 кПа для числа кавитации 0,887. Это происходит вследствие того, что до середины канала паровое облако доходит при больших значениях давления на входе, чем для предыдущих точек, и далее это паровое облако всё больше заполняет канал, соответственно, данная точка мониторинга всё время находится в нём. При этом, в данной точке вихревая дорожка уже успевает частично диссипироваться, по-

этому в ней нет существенного отклонения от давления насыщения. Пятая точка находится на выходе из микроканала, до которого паровое облако доходит не полностью – оно успевает частично схлопнуться, частично смещаться с неиспарившейся водой. Поэтому значения давления в этой точке сильно отличаются от давления насыщения. Аналогичные выводы можно сделать, глядя на рис. 1б: первые три точки попадают в область ядра паровой кавитационной каверны, поэтому в них значение объёмной доли пара близко к единице, для следующих двух точек значение объёмной доли пара уменьшается с увеличением расстояния до цилиндра.

Достаточно интересно выглядит зависимость давления на входе от числа кавитации, представленная на рис. 2б, откуда видно, что с началом кавитационного процесса давление на входе в микроканале начинает расти существенно быстрее, по сравнению с режимом обтекания цилиндра без кавитации. Однако особенный интерес вызывает график зависимости давления на выходе из микроканала от числа кавитации, показанного на рис. 2б, откуда видно, что давление на выходе из микроканала уменьшается вплоть до начала кавитационного процесса, после этого происходит перегиб функции и небольшое повышение давления на выходе из микроканала, и далее давление на выходе из микроканала снова начинает уменьшаться.

Для графиков зависимости скорости от давления на входе (см. рис. 3а) прослеживается та же логика: на самом цилиндре скорость мала, далее при продвижении по микроканалу скорость увеличивается, затем немного уменьшается (для третьей точки), это, как было сказано выше, объясняется тем, что данная точка мониторинга расположена в области развитой вихревой дорожки и периодически выпадает за пределы ядра паровой кавитационной каверны к её периферии. Далее, для четвёртой и пятой точек скорости примерно равны. При этом, как и для зависимости давления на входе от числа кавитации, что графики зависимости скорости в различных точках, что среднее значение скорости в микроканале (см. рис. 3б) испытывают изменение наклона кривой при возникновении кавитационного процесса.

Кроме того, на рис. 2 и рис. 3б также представлены экспериментальные данные для соответствующих величин, при сопоставлении которых с численными можно увидеть, что результаты эксперимента и численного моделирования согласуются с высокой степенью точности – погрешность не превышает 5%.

Анализируя графики зависимости давления, скорости и объёмной доли пара от времени в рассматриваемых точках было обнаружено наличие двух различных частот пульсаций. Как уже было сказано выше, предположительно, первая пульсационная частота связана с кавитацией, её значения варьируются в пределах от 480 до 2200 Гц, причём для режимов развитой кавитации эти частоты регистрируются даже на выходе из кавитационного микроканала. Вторая пульсационная частота связана с гидродинамическим обтеканием цилиндра, её значения варьируются от 26 до 96 кГц. Эти гораздо более мелкие пульсации практически полностью исчезают уже в области середины кавитационного микроканала. Данные значения частот пульсаций были получены с помощью метода быстрого Фурье-преобразования. Зависимость этих частот пульсаций от числа кавитации показана на рис. 4. При этом для гидродинамических пульсаций наблюдалась строгая зависимость частоты числа кавитации – с его уменьшением частота пульсаций увеличивалась. Кроме того, частота гидродинамических пульсаций существенно возрастала при возникновении и развитии кавитационного процесса (см. рис. 4а). Кавитационные пульсации отсутствовали при числе кавитации, большем единицы (см. рис. 4б), как это и должно быть.

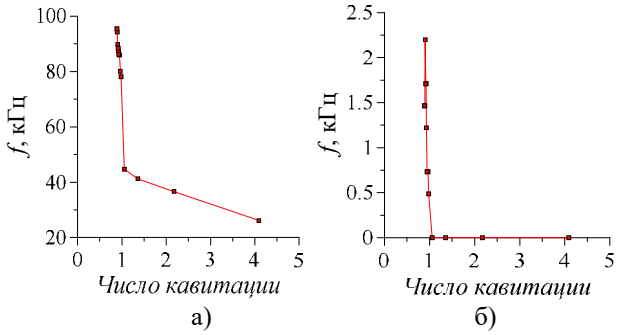


Рис. 4. Зависимость от числа кавитации частоты пульсаций, порождённых: а) кавитацией; б) гидродинамическим обтеканием цилиндра

Одной из основных характеристик любого гидравлического участка является коэффициент гидравлического сопротивления, который складывается из местных сопротивлений, связанных с отклонением течения от прямолинейного (изгибы, вставки, расширения и сужения), и линейных сопротивлений, связанных с трением жидкости о стенки. Для микроканалов, вследствие их очень малого характерного размера, линейные сопротивления преобладают над местными. Тогда можно оценить влияние местного сопротивления цилиндра, перегораживающего микроканал, в виде эффективного линейного сопротивления такой системы, в котором вклад цилиндра в сопротивления учтётся в виде дополнительного коэффициента. Назовём его относительный коэффициент сопротивления. Потери давления определяются по формуле Вейсбаха: $\Delta p = \zeta \cdot \rho U^2/2$, где ρ – плотность жидкости, U – средняя скорость движения жидкости, ζ – коэффициент гидравлического сопротивления. На прямолинейных участках каналов коэффициент гидравлического сопротивления находится как: $\zeta_l = \lambda l/d$, где λ – коэффициент гидравлического трения; l – длина прямолинейного участка канала, d – характерный размер канала. Коэффициент гидродинамического трения для прямоугольного канала определяется следующим образом: $\lambda = 128/\mathrm{Re} \cdot f(\chi)^{-1}$, где $f(\chi)$ – функция, зависящая от отношения ширины канала к его высоте (χ). Для квадратного канала $f(\chi) = 2{,}253$. Таким образом можно найти коэффициент гидравлического сопротивления как для микроканала с цилиндром, так и для аналогичного микроканала без цилиндра: $\zeta = 2\Delta p/(\rho U^2)$, где Δp – перепад давлений между входом и выходом в кавитационный микроканал; $\zeta_l = 128 \cdot l/(2{,}253 \cdot d \cdot \mathrm{Re})$. Отношение коэффициентов сопротивления для микроканала с цилиндром и микроканала без цилиндра и будет равно относительному коэффициенту сопротивления:

$\zeta_r = \zeta/\zeta_l = (2{,}253 \cdot \mathrm{Re} \cdot \Delta p \cdot d)/(64 \cdot \rho U^2 \cdot l)$. Анализ результатов показал, что данная зависимость хорошо аппроксимируется корреляцией вида: $\zeta_r = (2\Delta p)^{0,5}$.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В результате исследования можно сделать вывод о влиянии различных факторов на процесс возникновения и развития кавитации в микроканале, связанных с давлением жидкости на входе, а также взаимном влиянии друг на друга гидродинамических и кавитационных процессов. Такое системное моделирование проводится впервые. Результаты моделирования были сопоставлены с экспериментальными измерениями, проведенными авторами данной статьи, в результате которого было показано достаточно хорошее согласование расчётных и экспериментальных результатов. В результате исследования было обнаружено, что устойчивая развитая кавитация существует для давлений на входе выше 18 бар, а для давлений на входе меньше 8 бар кавитация не наблюдается вообще.

Существенный интерес вызывает тот факт, что при появлении кавитационного процесса возникает некоторая перестройка как самого течения вокруг цилиндра, так и процесса вихреобразования, а именно, с возникновением кавитации скорость течения жидкости за цилиндром возрастает, и основной парный вихрь, срывающийся с кромок цилиндра сужается к центру канала. При этом, в области за цилиндром порождаются периодические пульсирующие вихри, формирующие вихревую дорожку, которые с увеличением давления на входе смещаются всё глубже по каналу. При достаточно больших же значениях давления на входе в канал вихревая дорожка перестраивается в симметричное пульсационное течение, что приводит к некоторому уменьшению длины ядра паровой кавитационной каверны.

В дополнение, из анализа полученных результатов было обнаружено наличие двух различных частот пульсаций. Первая пульсационная частота связана с кавитацией, и её значения варьируются в пределах от 480 до 2200 Гц, причём для режимов развитой кавитации эти частоты регистрируются даже на выходе из кавитационного микроканала. Вторая пульсационная частота связана с гидродинамическим обтеканием цилиндра, её значения варьируются от 26 до 96 кГц. Также было обнаружено влияние явления кавитации на гидродинамику, а именно, с началом кавитационного процесса частота гидродинамических пульсаций претерпевает скачок в сторону увеличения. Таким образом, наличие кавитации смещает частоту гидродинамических пульсаций в область больших значений.

Наконец, необходимо понять, как рассмотренные процессы влияют на одну из основных характеристик любого гидравлического участка – коэффициент гидравлического сопротивления, который складывается из местных сопротивлений, связанных с отклонением течения от прямолинейного, и линейных сопротивлений, связанных с трением жидкости о стенки. Для микроканалов, вследствие их очень малого характерного размера, линейные сопротивления преобладают над местными. Тогда можно оценить влияние местного сопротивления цилиндра, перегораживающего микроканал, в виде эффективного линейного сопротивления такой системы, в котором вклад цилиндра в сопротивления учтётся в виде дополнительного коэффициента. В результате обработки результатов такая зависимость была получена, и было обнаружено, что она хорошо аппроксимируется корреляцией вида: $\zeta_r = (2\Delta p)^{0,5}$.

Список литературы:

1. Федоров С.В., Велданов В.А. К определению размеров кавитационной полости в воде за движущимся с высокой скоростью цилиндрическим телами // ЖТФ. 2013. Т. 83. В. 2. С. 15–20.
2. Столяр С.В., Баюков О.А., Исхаков Р.С., Ярославцев Р.Н., Ладыгина В.П. Модификация магнитных свойств порошков alpha-Fe2O3 в результате ультразвуковой обработки // Письма в ЖТФ. 2017. Т. 43. В. 24. С. 3–8.
3. Волков Г.А., Петров Ю.В., Груздков А.А. Акустическая прочность воды, влияние ультразвука на фазовую диаграмму "жидкость-пар" // ЖТФ. 2015. Т. 85. В. 5. С. 123–126.
4. Сентябов А.В., Тимошевский М.В., Первунин К.С., Гаврилов А.А., Маркович Д.М., Дектерёв А.А. Расчетно-экспериментальное исследование кавитационного обтекания гидрокрыла NACA0015 // Известия Томского политехнического университета. Инжиниринг георесурсов. 2016. Т. 327. № 8. С. 28-43.
5. Kravtsova A.Yu., Markovich D.M., Pervunin K.S., Timoshevskiy M.V., Hanjalić K. High-speed visualization and PIV measurements of cavitating flows around a semi-circular leading-edge flat plate and NACA0015 hydrofoil // Int. J. Multiphase Flow. 2014. V. 60. P. 119-134.
6. Добросельский К. Г. Обтекание цилиндра в начале критической области // ПМТФ. 2016. Т. 57. №2. С. 117-123.
7. Skripkin S.G., Tsoy M.A., Kravtsova A.Y. The features of cavitation flow around a cylinder with a very low aspect ratio // J. Physics: Conference Series. 2021. V. 1867, art. № 012032.
8. Lyu X., Pan S., Hu X., Adams N.A. Numerical investigation of homogeneous cavitation nucleation in a microchannel // Physical review fluids. 2018. V. 3. art. № 064303. P. 1-15.
9. Schümichen M., Rüdiger F., Fröhlich J. Simulation of the cavitating flow in a model oil hydraulic spool valve using different model approaches // Proc. 10th International Fluid Power Conference, 2016. Dresden. Group G – Fundamentals. Paper G-1. P. 321-332.
10. Liu Z., You H., Li L., Lin R., Zhang P. Numerical Simulation and Experiment of a MEMS Ultrasonic Cavitation Model // IOP Conf. Series: Mater. Sci.&Eng. 2020. V. 739. art. № 012036. P. 1-12.
11. Li T., Liu B., Zhou J., Xi W., Huai X., Zhang H. A Comparative Study of Cavitation Characteristics of Nanofluid and Deionized Water in Microchannels // Micromach. 2020. V. 11. Is. 310. P. 1-14.
12. Lobasov A.S., Minakov A.V., Kuznetsov V.V., Rudyak V.Y., Shebeleva A.A. Investigation of mixing efficiency and pressure drop in T-shaped micromixers // Chem. Eng. Proces.: Process Intensific. 2018. V. 134. P. 105-114.
13. Lobasov A.S., Minakov A.V. Analyzing mixing quality in a T-shaped micromixer for different fluids properties through numerical simulation // Chem. Eng. Proces.: Process Intensific. 2018. V. 124. P. 11-23.
14. Cavitation and Bubble Dynamics / C. E. Brennen. Oxford University Press, 1995.
15. Zwart P.J., Gerber A.G., Belamri T. A Two-Phase Flow Model for Predicting Cavitation Dynamics // Proc. Fifth International Conference on Multiphase Flow, Yokohama, Japan. 2004.
16. Courant R., Friedrichs K., Lewy H. Über die partiellen Differenzengleichungen der mathematischen Physik // Mathematische Annalen, 1928. Т. 100. № 1. С. 32-74.

Работа выполнена в рамках государственного задания ИТ СО РАН.

DOI: 10.53954/9785604859551_201

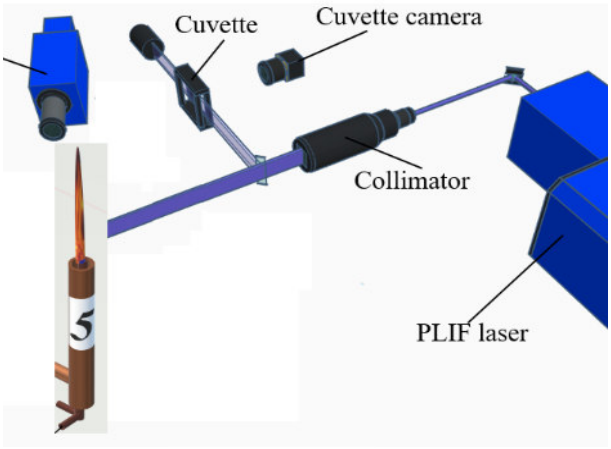
УДК 621.9

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ РАДИКАЛА ОН В ОБРАЩЁННОМ ДИФФУЗИОННОМ ПЛАМЕНИ ВОДОРОДА

Лукашов В.В., Лобасов А.С., Тупикин А.В.

Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН,
630090, Россия, г. Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1
e-mail: luka@itp.nsc.ru

Диффузионное пламя можно классифицировать на два типа: нормальное диффузионное пламя (NDF), где поток топлива истекает в среду окислителя, и обращённое диффузионное пламя (IDF), образованное струей окислителя, окружённой топливной атмосферой. IDF конфигурация обеспечивает более чистое сгорание, улучшение стабильности пламени и более широкие концентрационные пределы горения [1]. IDF используется в различных химических технологиях, например, в некаталитическом парциальном окислении метана [2]. IDF обладает характеристиками, отличными от конфигурации NDF. Так, например, можно наблюдать качественное изменение механизма образования сажи [3], обусловленное различием структуры пламени при различной организации горения. Для водородного топлива в случае IDF отмечен эффект появления областей пламени, в которых температура горения превышает адиабатную температуру горения гомогенной смеси топлива и окислителя [4] [5]. Параметрическая модель [6] пламени в приближении Бурке-Шумана даёт достаточно простые соотношения, позволяющие оценить величину эффекта сверхадиабатного горения в зависимости от числа Льюиса химической системы и интенсивности конвективного переноса вещества через фронт пламени. Оценки [6] удовлетворительно согласуются с результатами измерений [5] параметров горения в воздухе сильно разбавленных смесей водорода с инертным газом. На структуру IDF влияет не только соотношение топлива и окислителя, но и аэродинамика реагирующего потока. В зависимости от коэффициента избытка топлива φ и числа Рейнольдса Re выделяют несколько типов водородно-кислородного обращённого пламени [7]. Результаты [7] указывают на два типа топологии областей реакции в зависимости от соотношения импульса окислителя к топливу: чисто диффузионная зона, расширяющаяся по внешней периферии струи, и центральная реакционная зона, где могут сосуществовать режимы без предварительного смешения и частично с предварительным смешением. Структура факела вблизи передней его кромки весьма чувствительна к особенностям конструкции горелочного устройства и смешения потоков реагентов. Это обстоятельство во многом определяет условия перехода от присоединённого к отсоединённому пламени. Часто факел водородно-кислородного обращённого пламени находится в воздушной среде, что так же необходимо учитывать при анализе режимов горения. В этом случает возникает две зоны реагирования водорода. Внешний фронт пламени, соответствующий горению водорода в воздухе, и внутренний фронт пламени, образующийся при взаимодействии водорода с кислородом. Задачей данной работы было установить изменение структуры зон химического реагирования



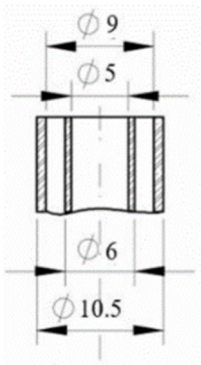


Рис.1. Схема экспериментальной установки

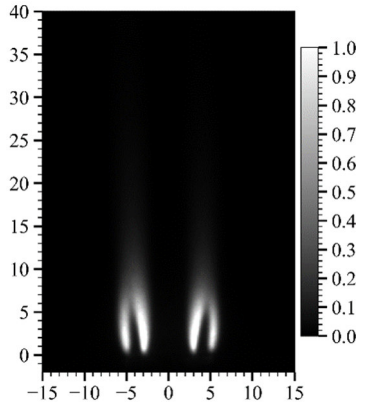
в зависимости от коэффициента избытка топлива и динамических параметров при горении водородно-кислородного обращённого пламени в неподвижной воздушной среде.

Схема эксперимента представлена на Рис.1. Для исследования ламинарного водородного пламени применялась горелка, схематично показанная (5) на рисунке 1 и на сноске ниже. Горелка представляет собой две соосно расположенных трубки из нержавеющей стали. Диаметр внутренней трубки 5 мм, длина 500 мм. Внешняя трубка длиной 180 мм фиксировалась на «холодном» конце с помощью пластикового узла ввода газов, изготовленного методом 3D печати. Узел ввода обеспечивал возможность через четыре симметрично расположенных штуцера равномерно распределять газовый поток в кольцевом канале. Дополнительно для выравнивания потока в выходной части кольцевого канала в качестве хонейкомба была установлена плотная упаковка стальных трубочек (диаметром 0.7 мм, длиной 40 мм). Опыты проводились в диапазоне чисел Рейнольдса $Re=Ud/\nu$=700÷2000. Такие параметры и длина трубки обеспечивали режим установившегося ламинарного течение Пуазейля. В режиме IDF по оси горелки подавался кислород, через

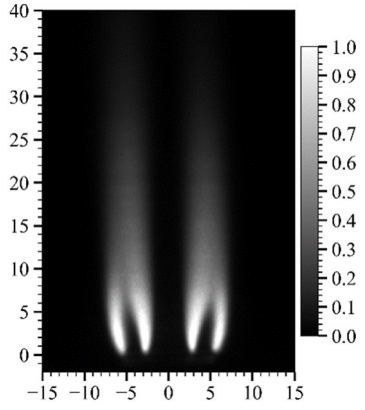
кольцевой канал в пространстве между трубками вводился водород в смеси с азотом. Объёмная доля водорода задавалась в диапазоне X_{H2}=0.25÷1. Топливная смесь подготавливалась с помощью прецизионного генератора газовых смесей УФПГС-2. Расход кислорода фиксировался с помощью цифрового регулятора расхода газа. В режиме IDF число Рейнольдса варьировалось в пределах Re_{H2}=2000÷4200, что соответствовало турбулентному режиму истечения. Как известно, для течений в кольцевом канале критическое число Рейнольдса составляет Re_{KP}≈1600.

В экспериментальных исследованиях были проведены измерения распределения флуоресценции радикала OH с помощью PLIF системы, состоящей из импульсного перестраиваемого лазера на красителях (Sirah Precision Scan), импульсного лазера накачки Nd:YAG (Quanta Ray) и цифровой камеры с электронно-оптическим преобразователем и усилителем чувствительной к ультрафиолетовому излучению (LaVision Imager sCMOS, 16-битные изображения с разрешением 2560×2160 пикселей). Время экспозиции изображений PLIF составляло 200 нс. Все изображения нормированы на одно и то же число (20000). Лазерный луч был преобразован в лазерный нож с помощью коллиматора (LaVision). Перестраиваемый лазер на красителе возбуждал флуоресценцию *OH* на длине волны перехода $Q_1(8)$. Выбор длины волны был обусловлен измерениями флуоресценции *OH*, выполненными для той же экспериментальной установки в условиях реагирующего потока. Средняя энергия лазерного импульса составляла приблизительно 12 мДж. Для учёта неравномерного распределения энергии в лазерном ноже и изменения энергии каждого лазерного импульса, часть лазерного излучения (приблизительно 5 %) была направлена в кювету, через которую осуществляется циркуляция раствора красителя родамин 6Ж в воде. Сигнала флуоресценции красителя внутри кюветы регистрировалось с помощью ПЗС-камеры (IMPERX Bobcat IGV-B4820, 16 мегапикселей, 12 бит). Обработка изображений флуоресценции радикалов OH включает в себя: вычет фонового сигнала, коррекцию пространственной чувствительности сенсора матрицы камеры, использование калибровочной мишени, коррекцию распределения энергии в лазерном ноже и коррекцию поглощения, проходящего через пламя лазерного излучения.

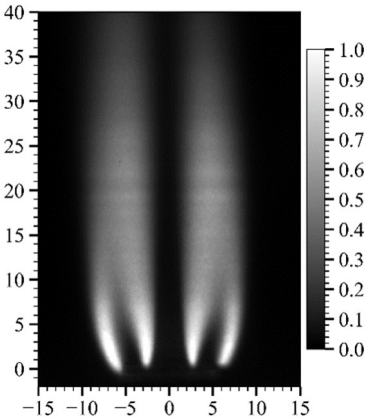
Данные представленне на Рис.2. характеризуют поле нормированной интенсивности свечения *OH* в области z=0–40 мм и -15<r<15 мм, примыкающей к срезу трубки. Область максимальной интенсивности свечения соответствует максимальной концентрации радикалов OH в пламени. Как видно, при при содержании водорода X_{H2}=0.25 (Рис.2.а) зона химического реагирования ограничена областью с поперечным размером 2d. Пламя на оси потока остаётся разомкнутым до X_{H2}=0.65. На высоте ~7.5 калибров, в зоне догорания, по нашим оценкам максимальная температура в продуктах сгорания приближается к T≈3000 К.



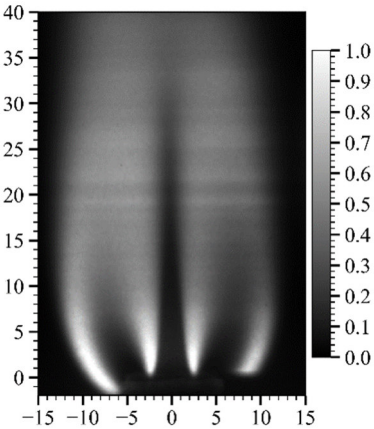
а- X_{H2}=25%, φ=0.2, Re_{H2}=2120, Re_{O2}=700



б - X_{H2}=45%, φ=0.36, Re_{H2}=2120, Re_{O2}=700

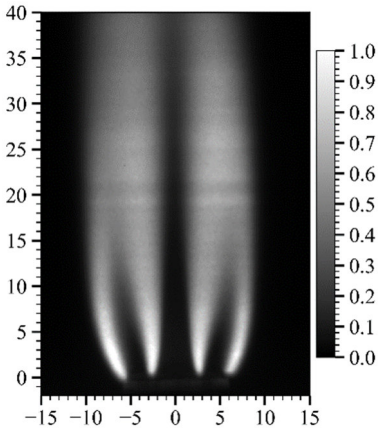


в - X_{H2}=65%, φ=0.52, Re_{H2}=2120, Re_{O2}=700

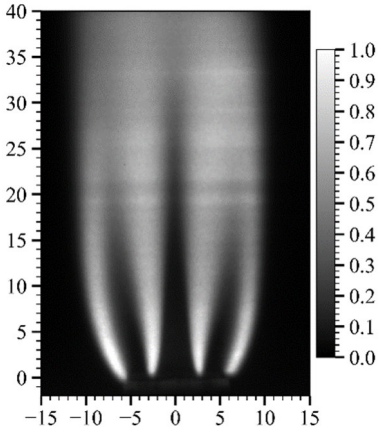


г - X_{H2}=100%, φ=0.8, Re_{H2}=2030, Re_{O2}=700

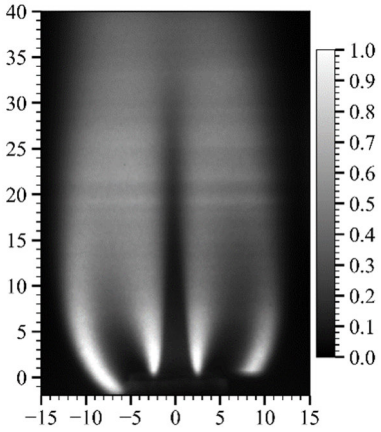
Рис.2 Обращённое диффузионное пламя. Топливо H_2/N_2. По оси – O_2.



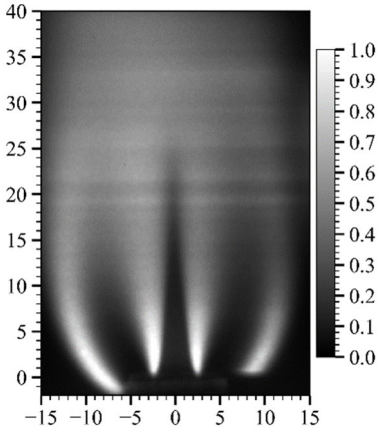
а- X_{H2}=65%, φ=0.78, Re_{H2}=3100, Re_{O2}=700



б - X_{H2}=65%, φ=1.04, Re_{H2}=4150, Re_{O2}=700

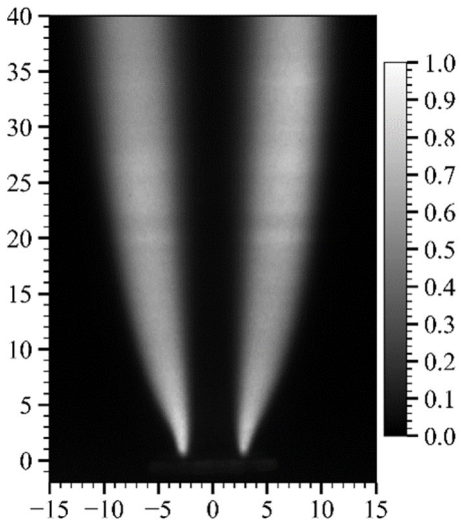


в - X_{H2}=100%, φ=0.8, Re_{H2}=2030, Re_{O2}=700

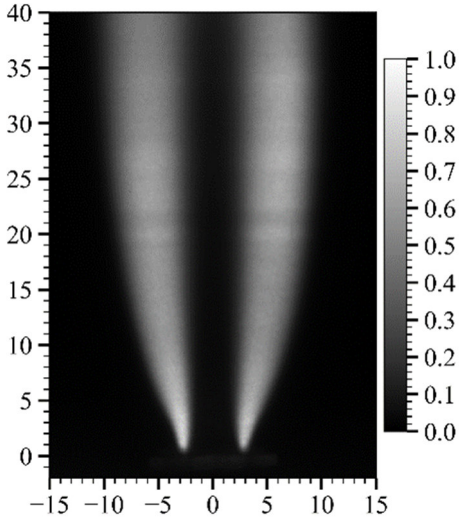


г - X_{H2}=100%, φ=1.1, Re_{H2}=2800, Re_{O2}=700

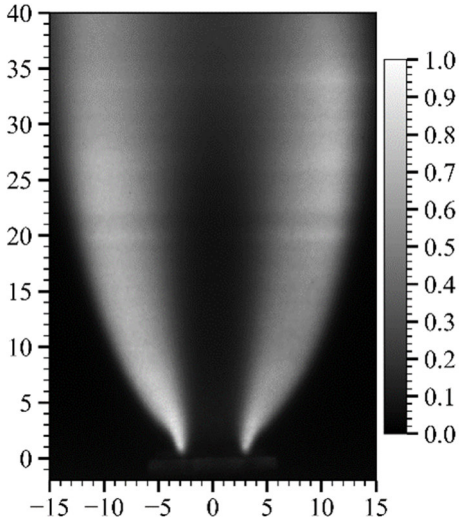
Рис.3. Обращённое водородно- кислородное пламя φ~1



а- X_{H2}=65%, φ=0.65, Re_{H2}=2500, Re_{O2}=1920



б- X_{H2}=65%, φ=0.72, Re_{H2}=1700, Re_{O2}=1200



в- X_{H2}=100%, φ=1.1, Re_{H2}=1670, Re_{O2}=1200

Рис .4. NDF -обычное диффузиолнное горение водорода

В случае использования в качестве топлива чистого водорода (Рис.2г) фронт пламени в приосевой области, где собственно и реализуется IDF, смыкается на высоте z~35–37 мм. Во всех рассмотренных режимах горения передняя кромка пламени не формирует характерной для тройного пламени пространственной структуры. При горении чистого

водорода (Рис. 2г и Рис 3г, д) вблизи среза трубки внешняя часть пламени существенно расширяется, происходит искривление линий тока. Отметим, что на Рис.2г свечение ОН на вешней стороне трубки заметно и при z<0. При высоких концентрациях водорода в топливной смеси, по-видимому, оказывается возможной диффузия водорода вверх по потоку, вдоль поверхности корпуса горелки.

Структура пламени, длина факела зависят как от расходных параметров, так и от состава топливной смеси. Меняя содержание водорода в топливной смеси с инертным разбавителем можно реализовать разомкнутое на оси пламя. Карта режимов зависит и от φ и от соотношения потоков вещества топлива и окислителя. Так в режимах с φ=0.8 показанных на Рис2 г области горения в приосевой области смыкаются при z=30 мм, а на Рис.3 а наблюдается разомкнутое пламя.

В режиме NDF показанном на Рис.4, реализуется присоединённое пламя, фронт пламени образует единственную поверхность вращения, локализованную в приосевой области.

Список литературы:

1. H. S. Zhen, Z. L. Wei, X. Y. Liu, Z. H. Liu, X. C. Wang, Z. H. Huang и C. W. Leung, «A state-of-the-art review of lab-scale inverse diffusion burners & flames: From laminar to turbulent» Fuel Processing Technology. 2021. v. 222. p. 106940.
2. X. Song, R. Wu, Y. Zhou, J. Wang, J. Wei, J. Li и G. Yu, «Understanding the influence of burner structure on the stability and chemiluminescence of inverse diffusion flame» International Journal of Hydrogen Energy. 2021. v. 46. pp. 24461-24471.
3. R. Demarco, A. Jerez, F. Liu, L. Chen и A. Fuentes, «Modeling soot formation in laminar coflow ethylene inverse diffusion flames» Combustion and Flame. 2021. v. 232. p. 111513.
4. T. Takagi, Z. Xu и M. Komiyama, «Preferential diffusion effects on the temperature in usual and inverse diffusion flames,» Combustion and Flame. 1996. v. 106. pp. 252-260.
5. D. Kochergin, R. Abdrakhmanov, V. Lukashov и V. Terekhov., «On the structure of direct and inverse diffusion of the hydrogen-air flame» Science Bulletin of the Novosibirsk State Technical University. 2016. v. 1. pp. 195-204.
6. C. K. Law и S. H. Chung, «Steady State Diffusion Flame Structure with Lewis Number Variations» Combustion Science and Technology. 1982. v. 29. pp. 129-145.
7. K. Utria, S. Labor, M. Kühni, D. Escudié и C. Galizzi, «Experimental study of H2/O2 downward multi-fuel-jet inverse diffusion flames» Experimental Thermal and Fluid Science. 2022. v. 134. p. 110583.

Работа выполнена в рамках государственного задания ИТ СО РАН № 121031800217-8.

DOI: 10.53954/9785604859551_205

УДК 532.526

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ОРГАНОВ УПРАВЛЕНИЯ НА ВИХРЕВУЮ СТРУКТУРУ ОБТЕКАНИЯ МОДЕЛИ БПЛА КЛАССИЧЕСКОЙ КОМПОНОВКИ С ФЮЗЕЛЯЖЕМ

Мельник Е.А., Павленко А.М., Занин Б.Ю., Алпацкий Н.С., Каприлевская В.С.

Институт теоретической и прикладной механики им. С.А. Христиановича СО РАН,
630090, Россия, г. Новосибирск, ул. Институтская, 4/1
e-mail: melnik1999e@mail.ru

ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время во многих странах мира широко используются беспилотные летательные аппараты самого различного назначения с отличающимися лётно-техническими характеристиками [1]. БПЛА позволяют проводить поиск объектов, мониторинг различных территорий, транспортировку грузов. Это далеко не полный список тех задач, которые могут выполнять БПЛА. Область их применения постоянно расширяется и для более успешного использования необходимо проводить фундаментальные исследования таких аэродинамических явлений, как локальные отрывные области и глобальный срыв потока [2].

Необходимость изучения перечисленных явлений на крыле связана со снижением подъемной силы и увеличением лобового сопротивления, что может приводить к быстрой потере высоты, сваливанию самолета в штопор и, соответственно, является неблагоприятным при эксплуатации летательных аппаратов.

Поиск различных способов устранения отрыва потока и улучшения аэродинамических характеристик привел к возникновению различных устройств для управления потоком над крылом. Так для поддержания устойчивого воздушного потока над управляющими поверхностями успешно используются генераторы вихрей. Подробнее ознакомиться с данными устройствами можно в работе [3]. Они устанавливаются перед линией возможного отрыва и препятствуют его возникновению. Также для повышения подъемной силы применяются различные конфигурации органов управления, среди которых можно выделить разрезные элероны. В [4] приводится оптимальная конфигурация разрезного элерона, а также с помощью численного моделирования дается сравнительный анализ аэродинамических характеристик профиля с разрезным элероном и без. Помимо перечисленных выше способов существует акустическое воздействие, вдув или отсос воздуха на поверхности крыла.

Несмотря на появление различных методов управления отрывом потока выделенная проблема до сих пор остается актуальной, поскольку не существует её однозначного решения. Данная работа направлена на экспериментальное исследование влияния закрылков и фюзеляжа на вихревую структуру обтекания на прямом крыле и является логическим продолжением цикла исследований, посвящённых изучению отрывных течений и возможностей управления обтеканием различной компоновки моделей БПЛА [3-4]. Особенностью данной работы является то, что исследования проводились не только на верхней поверхности крыла без фюзеляжа и с ним, но и на нижней поверхности.

МЕТОДИКА ИССЛЕДОВАНИЙ

Исследования проводились в дозвуковой малотурбулентной аэродинамической трубе Т-324 Института теоретической и прикладной механики им. С. А. Христиановича СО РАН в Новосибирске. Труба Т-324 является установкой замкнутого типа и имеет закрытую рабочую часть размерами 1×1 м^2 и длиной 4 м. Данная труба характеризуется малой степенью турбулентности набегающего потока в рабочей части (менее 0,04%), поэтому в основном применяется для проведения экспериментов, направленных на изучение процесса ламинарно-турбулентного перехода.

В экспериментах использовалась модель БПЛА с прямым крылом, спроектированная с помощью программного комплекса SolidWorks (см. рис. 1) и распечатанная на 3D принтере. Модель имеет следующие геометрические размеры: размах крыла 0,4 м, хорда 0,1 м, длина фюзеляжа 0,25 м, максимальный диаметр фюзеляжа 0,04 м.

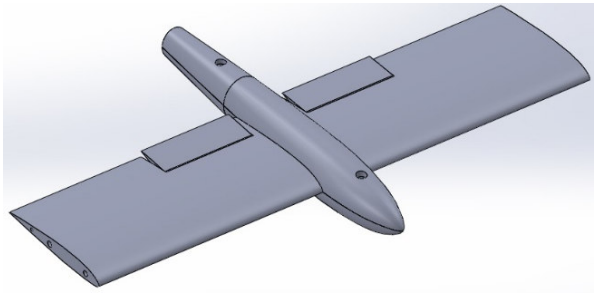


Рис. 1. Проект модели БПЛА

Визуализация течения осуществлялась с помощью метода «саже-масляных» покрытий. Этот метод дает качественную информацию о направлениях течений, отрывах и присоединениях потока, а также о переходе ламинарного движения в турбулентное. Методика заключалась в следующем: поверхность модели крыла покрывалась специальным раствором (смесь порошка двуокиси титана и керосина), затем модель устанавливалась в рабочую часть трубы и оставлялась под воздействием набегающего потока. Постепенно керосин испарялся, а порошок двуокиси титана оставался на поверхности в соответствии с линиями тока, тем самым проявляя структуру течения.

Для обнаружения критического угла атаки наряду с методом «саже-масляных» покрытий применялся метод шелковинок. Шелковинки приклеивались к крылу модели, в интересующих нас местах и под действием набегающего потока отклонялись, демонстрируя направление течения. Это позволяло сделать вывод о возникновении срыва потока.

Для изучения возможности управления обтеканием с помощью локального воздействия вблизи передней кромки крыла, а также на закрылках устанав-

ливались выступы в форме конуса с диаметром основания 8 мм и высотой 10 мм. Также был проведен эксперимент, когда в качестве внешнего источника турбулентности использовалась ворсистая нить диаметром около 1 мм. Она натягивалась в начале рабочей части так, чтобы турбулентный след от нити попадал на модель БПЛА. В ходе экспериментальных исследований расстояние между нитью и моделью изменялось от 0 до 575 мм.

Эксперименты проводились при различных углах атаки, не превышающих 18 °, а также при углах скольжения 0, 15 и 30 °. Скорость набегающего потока в экспериментах варьировалась в диапазоне от 10 до 25 м/с, число Рейнольдса по хорде $Re=0{,}9\text{-}1{,}6\times10^5$.

РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

1. Картины течения при различных углах атаки

В первой серии экспериментов были получены картины течения на поверхности крыла при нулевом угле скольжения и при различных углах атаки от 0 до 18 °. В качестве примера приведены фотографии результатов при α=0 ° и α=5 ° (см. рис.2 и 3), поток направлен сверху вниз. Для лучшего понимания наблюдаемого течения под каждой фотографией прилагается графическая схема.

При нулевом угле атаки и таком же угле отклонения закрылков (см. рис. 2, а) на каждой консоли образуется большой отрывной пузырь вблизи задней кромки крыла. В передней части крыла поток является присоединенным, он течет от передней кромки до пузыря. Известно, что над зоной отрыва имеется область перехода от ламинарного движения к турбулентному [7]. В рассматриваемом случае позади пузыря турбулентный поток не успевает присоединиться и возникает малая область возвратного течения, расположенная около задней кромки. С отклонением закрылков вниз γ=30 ° наблюдается деформация пузыря, что является эффектом подсоса (см. рис. 2, б). На каждом закрылке произошел срыв потока и появилась пара вихрей, вращающихся в противоположных направлениях.

При увеличении угла атаки на каждой консоли отрывная зона смещается вперед ближе к передней кромке (см. рис. 3, а). Позади пузырей восстанавливается прямолинейное течение. Можно заметить, что внутри зоны отрыва на правой консоли формируется вихрь небольших размеров. Отклонение закрылков привело к небольшому сужению отрывного пузыря (см. рис. 3, б). Теперь внутри каждого пузыря имеется вихрь, и картина является симметричной. Это явление требует отдельного исследования. Картина течения на закрылках аналогична картине при α=0 °.

Когда угол атаки достигает 14 ° происходит срыв потока. Почти всю поверхность крыла занимает возвратное течение, а по бокам левой и правой консоли формируются крупномасштабные вихри. Отклонение закрылков не вносит существенных изменений в структуру течения, однако размер вихрей уменьшается.

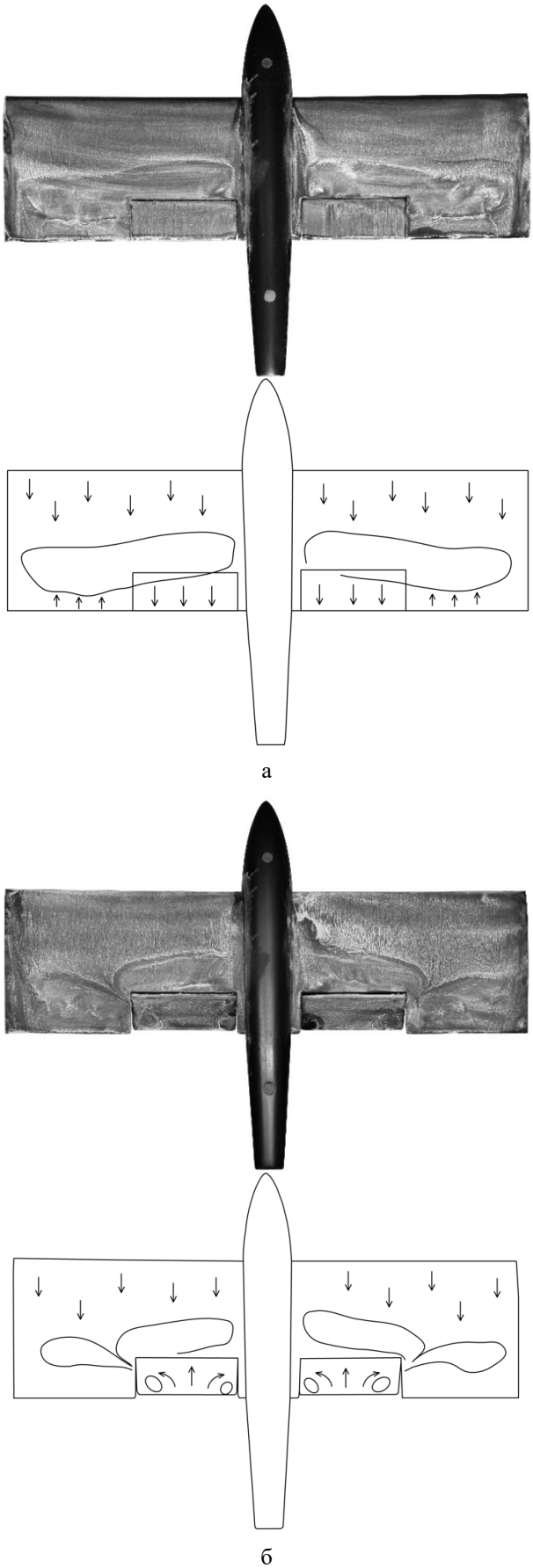
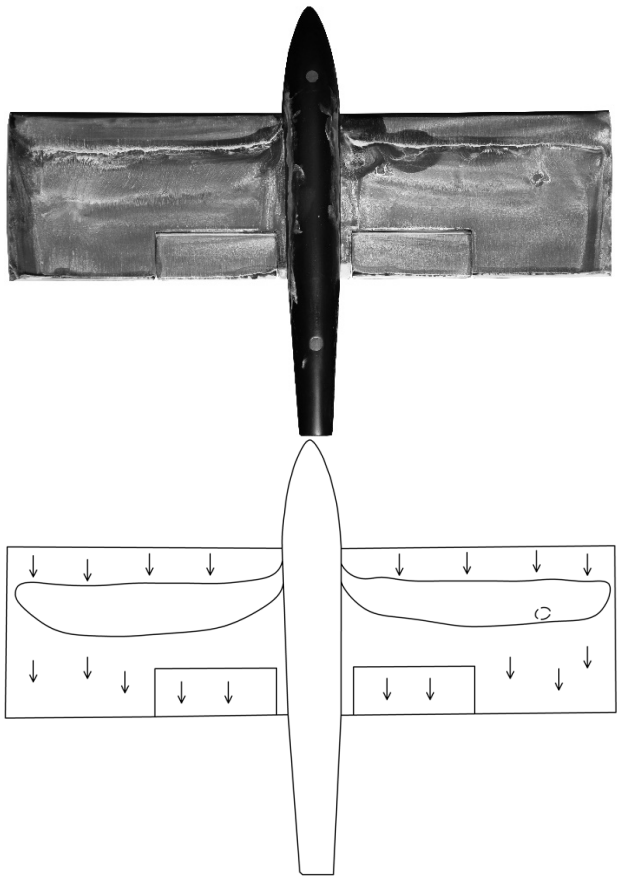
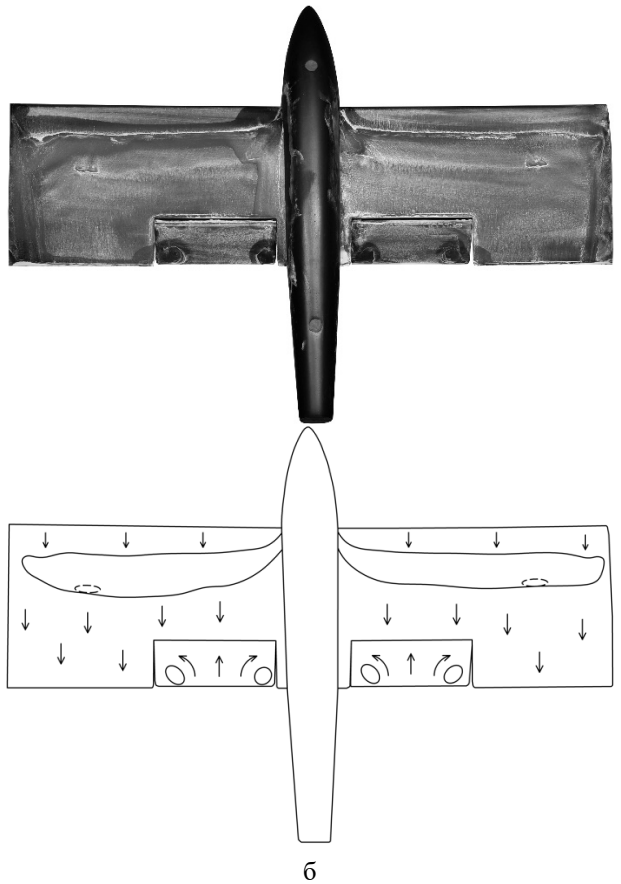


Рис. 2. Течение на поверхности крыла при угле атаки 0 °: а – без отклонения закрылков, б – при отклонении закрылков γ=30 °



а

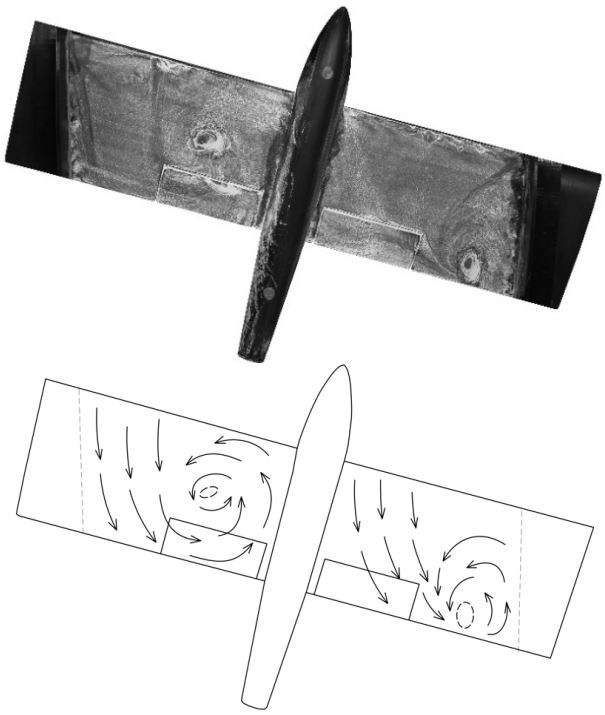


б

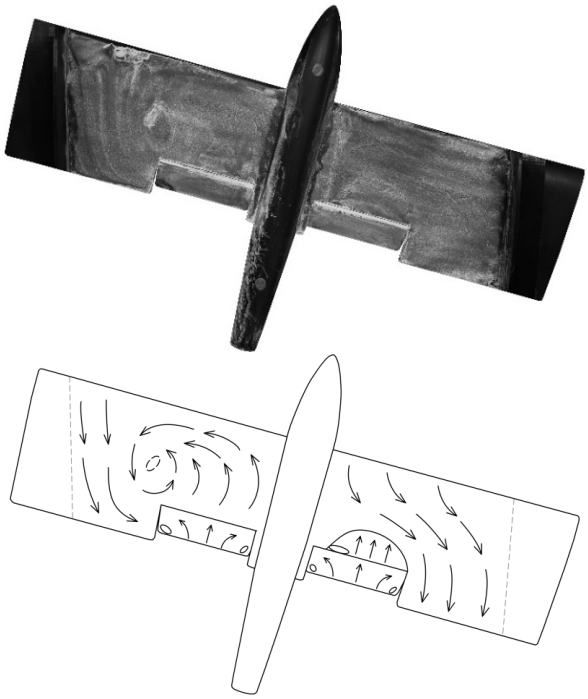
Рис. 3. Течение на поверхности крыла при угле атаки 5 °: а – без отклонения закрылков, б – при отклонении вниз закрылков γ=30 °

2. Картины течения при различных углах скольжения

Следующим этапом было проведение экспериментов при углах скольжения β=15 ° и β=30 °. Были выбраны два значения угла атаки α=5 ° и α=14 °. При повороте модели на ненулевой угол скольжения картина течения существенно изменилась, она стала несимметричной. На этих режимах наблюдались отрывные пузыри или вихревые структуры. Также были обнаружены продольные структуры.



а



б

Рис. 4. Течение на поверхности крыла при β=15 °, α=14 °: а – без отклонения закрылков, б – при отклонении закрылков γ=30 °

На рисунке 4, а приведена фотография визуализации обтекания модели β=15 °, α=14 ° и γ=0 °. На каждой консоли возникает крупномасштабный вихрь. С отклонением вниз закрылков происходит смещение фокуса вихря на левой консоли (см. рис. 4, б). На правой же консоли отклонение приводит к исчезновению вихря и образованию небольшой области отрыва над закрылком.

Результаты визуализации на поверхности модели, полученные при β=30 °, α=5 ° и γ=30 °, и схема течения представлены ниже (см. рис. 5). При нанесении раствора из порошка двуокиси титана и керосина на поверхность крыла попала крупная частичка. Во время эксперимента эта частичка сыграла роль шероховатости, за ней образовался турбулентный след, который разделил отрывной пузырь на две части. Такого же эффекта можно добиться, установив выступ в форме конуса вблизи передней кромки крыла [8].

Следует отметить, что при увеличении угла скольжения за отрывным пузырем появляются возмущения в виде продольных структур, ориентированных вдоль линий тока внешнего потока (см. рис. 5). Появление таких структур связано с наличием поперечного течения, возникающего при ненулевом угле скольжения. Подробнее это явление описывается в работе [9].

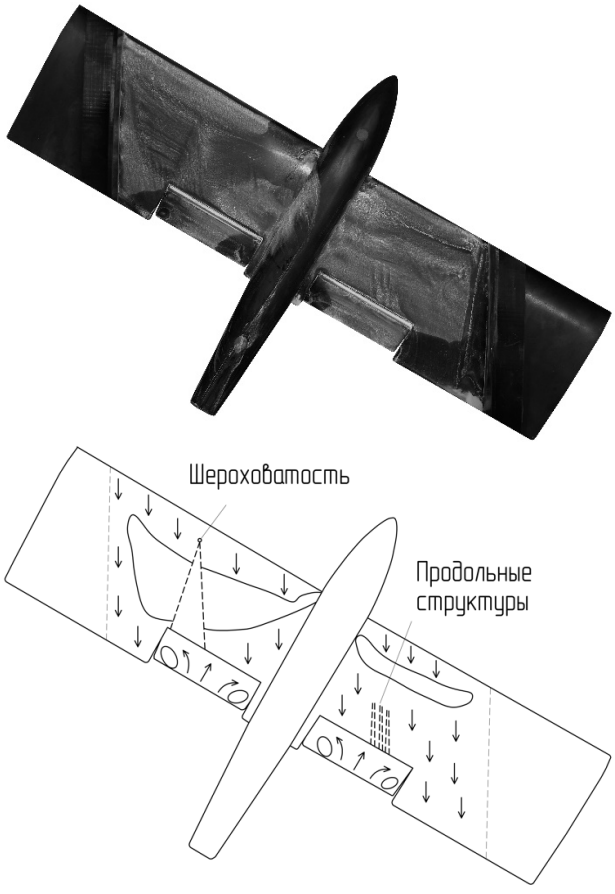


Рис. 5. Течение на поверхности крыла при β=30 °, α=5 ° и γ=30 °

3. Результаты исследований по управлению обтеканием

Следующая серия экспериментов была направлена на исследование влияния набегающих возмущений на обтекание БПЛА. Добиться максимального эффекта удалось лишь на одном режиме полета, а именно при отсутствии угла скольжения и угла атаки.

Нить была установлена на уровне передней кромки на расстоянии 575 мм. Попадание в турбулентный след при γ=0 ° привело к полному исчезновению локально-отрывных пузырей, на всей поверхности крыла сформировалось присоединенное течение. Такого же эффекта удалось добиться на трапециевидной модели в [10]. При отклонении закрылков вниз γ=30 ° отрывные пузыри все же присутствуют, однако они в разы меньше (см. рис 6). В случаях докритических ненулевых углов атаки влияние турбулентного следа проявлялось в уменьшении размеров отрывных пузырей. При вихревой структуре течения эффекта практически не было, в некоторых случаях смещался фокус вихрей и слегка уменьшался их размер.

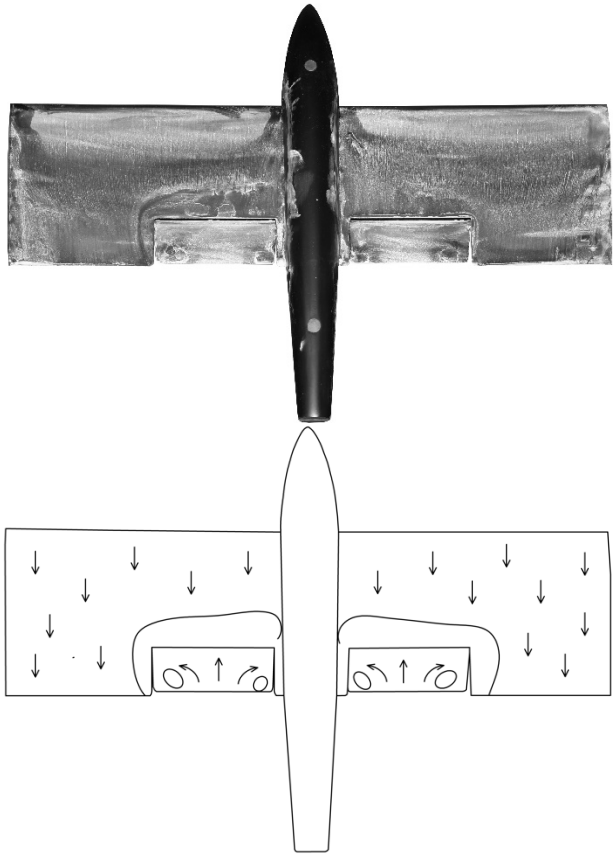


Рис. 6. Влияние следа за тонкой нитью на обтекание модели при α=0 ° и отклонении закрылков вниз γ=30 °

Заключительные эксперименты по управлению обтеканием были проведены с применением точечных выступов в форме конусов, изготовленных из пластилина. Наилучшие результаты были получены на докритических углах атаки, когда выступы устанавливались перед зоной отрыва на передней кромке. Получалось добиться разделения пузырей на несколько частей.

В качестве примера на рисунке 7 приведена картина при β=15 °, α=5 ° и γ=30 °. На середине каждой консоли на передней кромке размещен выступ. За конусом образуется турбулентный след, внутри которого течение является присоединенным. След разделил отрывной пузырь на две части. Можно заметить,

что картина течения на левой консоли схожа с полученной на рисунке 5. Выступ тоже не повлиял на структуру течения на закрылке.

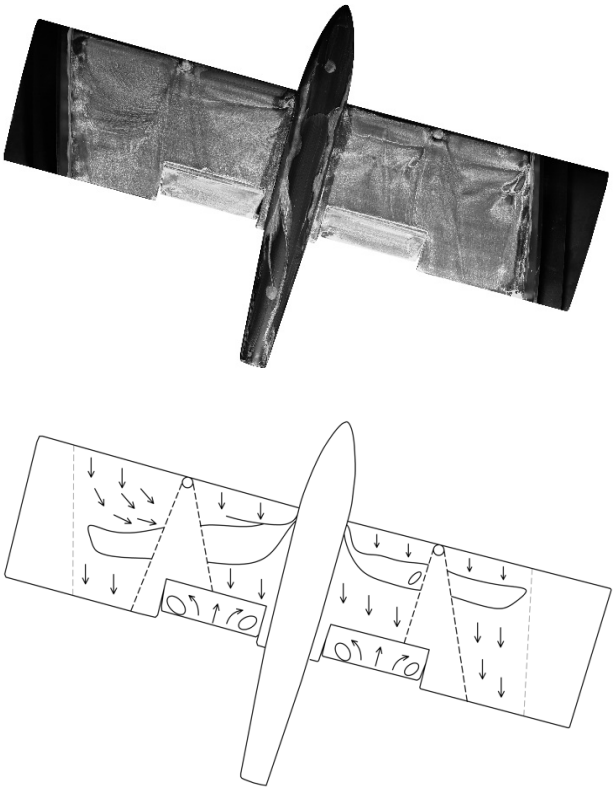


Рис. 7. Влияние выступов на отрывной пузырь при β=15 °, α=5 ° и γ=30 °

4. Течение на нижней поверхности модели

Далее были проведены аналогичные эксперименты на нижней поверхности крыла. Модель перевернули сверху вниз и установили в рабочую часть трубы, соответственно органы управления отклонялись вверх.

Результаты визуализации течения сильно отличаются от полученных для верхней поверхности крыла. На нижней поверхности течение является стабильным. Оно присоединенное на всей поверхности крыла почти при всех режимах, когда органы управления находятся в горизонтальном положении. Это связано с тем, что профиль крыла снизу менее выпуклый. На одном из режимов при β=15 ° α=5 ° и γ=0 ° вблизи задней кромки появилась небольшая область отрыва, которую удалось устранить с помощью натяжения нити перед моделью.

С отклонением органов управления появляется естественный отсос через небольшую щель между крылом и закрылками (см. рис 8). Кроме этого видна область отрыва пограничного слоя вокруг закрылков. Картина повторяется для различных режимов, разница заключается только в размере области отрыва вокруг закрылков. При увеличении угла атаки она сужается.

5. Течение на поверхности крыла без фюзеляжа

Как отмечалось ранее, исследования проводились и без фюзеляжа. Сравнив полученные результаты с представленными выше были выделены некоторые особенности. На докритических углах атаки на поверхности крыла без фюзеляжа вместо двух пузырей возникал один, т.е. фюзеляж делит пузырь на две части. Убедиться в этом можно сравнив рисунок 5 и 9. Более того, можно заметить, что увеличилось количество продольных структур.

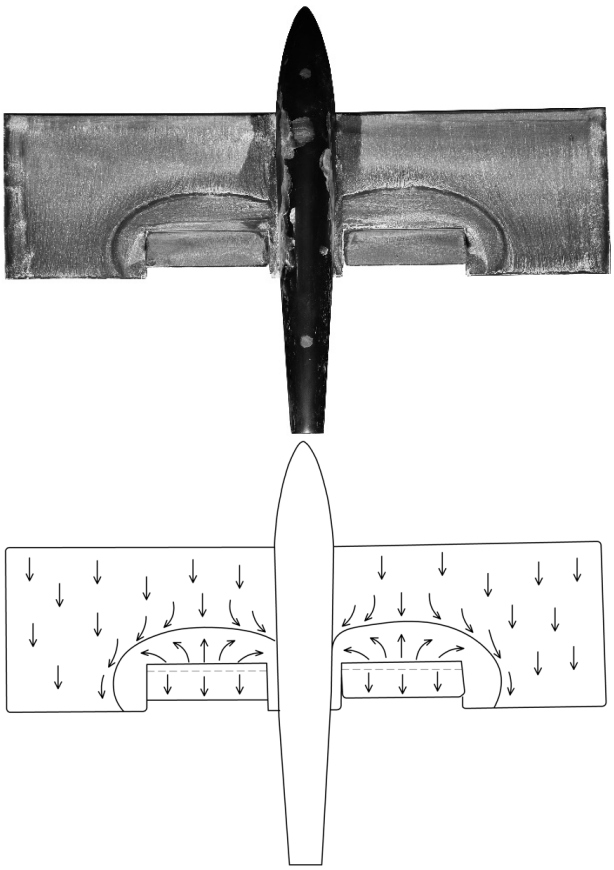


Рис. 8. Течение на обратной поверхности крыла при угле атаки α=5 ° и отклонении закрылков верх γ=-30 °

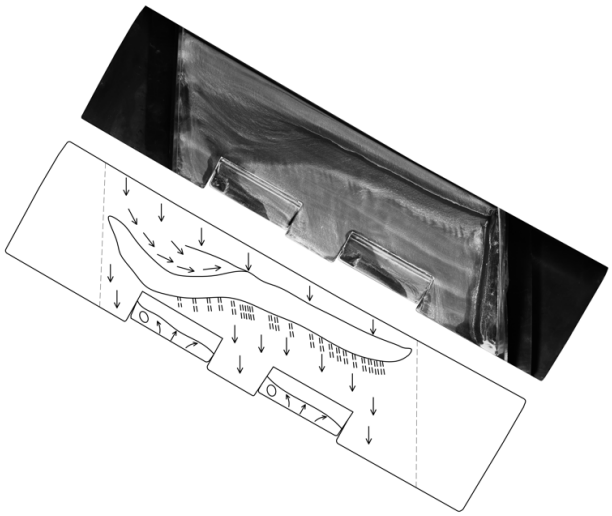


Рис. 9. Визуализации картины течения на поверхности крыла без фюзеляжа при β=30 °, α=5 ° и γ=30 °

При α=14 ° влияние фюзеляжа проявляется в увеличении количества вихрей на поверхности крыла. Из рисунка 4, а видно, что на левой консоли поток упира-

ется в боковую стенку фюзеляжа и происходит его закручивание, в результате чего возникает вихрь. На крыле без фюзеляжа этого не происходит (см. рис 10).

На нижней поверхности крыла отсутствие фюзеляжа не внесло изменений.

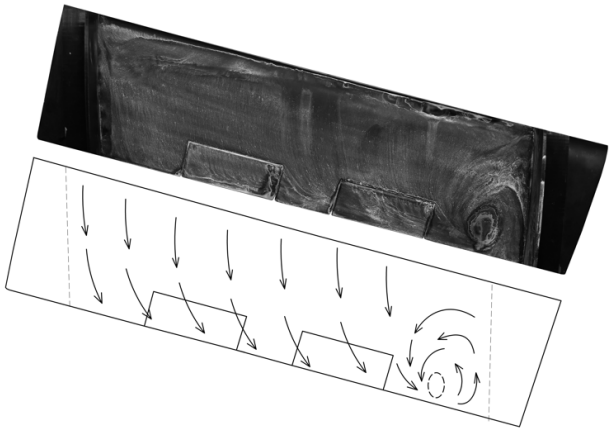


Рис. 10. Визуализации картины течения на поверхности крыла без фюзеляжа при β=15 °, α=14 ° и γ=0 °

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведены экспериментальные исследования влияния закрылков и фюзеляжа на структуру обтекания на прямом крыле при различных углах атаки, не превышающих 18 °, а также при углах скольжения 0, 15 и 30 °.

Полученные картины визуализации позволили сделать вывод, что отклонение вниз закрылков приводит к срыву потока на них. Влияние закрылков проявляется на различных режимах полета по-разному. При отклонении закрылков можно было наблюдать деформацию отрывных пузырей, их незначительное уменьшение, а также смещение фокусов вихрей и их уменьшение.

Показано, что обтеканием можно управлять с помощью набегающих внешних возмущений, а также с помощью точечных выступов вблизи передней кромки крыла. Используя первый метод можно добиться уменьшения области отрыва и полного присоединения потока при β=0 °, α=0 ° и γ=0 °. Применение же второго метода приводит к разбиению отрывных пузырей на части.

Исследования на нижней поверхности модели показали, что течение на обратной стороне крыла является стабильным.

Список литературы:

1. Kellermann R., Biehle T., Fischer L., Drones for parcel and passenger transportation: A literature review // Transportation Research Interdisciplinary Perspectives. 2020. Vol. 1. 100088. DOI:10.1016/j.trip.2019.100088
2. Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя. М.: Наука, Физматлит. 1969. 744 с.
3. Tanapat Paiboolsirichit, 3D Simulation of Wing Fitted with Vortex Generators // The second Asian Conference on Defence Technology (ACDT) 2016 DOI:10.1109/ACDT.2016.7437646
4. Anmin Zhao, Dongyu He, Dongsheng Wen, Structural Design and Aerodynamic Characteristic of an Innovative Split Aileron Configuration // IEEE 10th International Conference on Mechanical and Aerospace Engineering (ICMAE) 2019 DOI:10.1109/ICMAE.2019.8880977
5. Pavlenko A.M., Zanin B.Yu., Katasonov M.M. Flow around a small-sized UAV model in a turbulent trace // XIX International Conference on the Methods of Aerophysical Research (ICMAR 2018) (Novosibirsk, Russia, 13–19 Aug., 2018) : AIP Conference Proceedings. –S.l.: 2018. –Vol. 2027 No. 1. –P. 040004(7). DOI: 10.1063/1.5065278
6. N S Alpatskiy, A M Pavlenko, A V Bykov, B Y Zanin Investigation of the influence of controls on the flow around the UAV model // The XXXVII Siberian Thermophysical Seminar (STS37) 2021 DOI:10.1088/1742-6596/2119/1/012008
7. Занин Б.Ю., Козлов В.В. Вихревые структуры в дозвуковых отрывных течениях: Учебное пособие // Новосиб. Гос. Ун-т. – Новосибирск, 2011. – 116 с. ISBN 978-5-94356942-5
8. Павленко А.М., Занин Б.Ю., Катасонов М.М., Зверков И.Д., Преобразование структуры отрывного течения с помощью локального воздействия // Теплофизика и аэромеханика. 2010 Т. 17, № 1 С. 17–22.
9. Козлов В. В., Грек Г. Р., Лефдаль Л. Л., Чернорай В. Г., Литвиненко М. В. Роль продольных локализованных структур в процессе перехода к турбулентности в пограничных слоях и струях (обзор) // ПМТФ. 2002. Т. 43, № 2. С. 62–76.
10. А.М. Павленко, А.В. Быков, Б.Ю. Занин, М.М. Катасонов. Изучение обтекания трапециевидной модели малоразмерного БПЛА при попадании в турбулентный след // Сибирский физический журнал. 2021. т. 16, № 2. с. 14–28. Doi 10.25205/2541-9447-2021-16-2-14-28

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 22-29-00309, https://rscf.ru/project/22-29-00309/.

DOI: 10.53954/9785604859551_211

УДК 620.186

ВЛИЯНИЕ СКОРОСТИ СИНТЕЗА И ТЕМПЕРАТУРЫ ОТЖИГА НА СРЕДНИЙ РАЗМЕР ЗЕРНА ТОНКОЙ ПЛЕНКИ ПОЛИКРИСТАЛЛИЧЕСКОГО АЛЮМИНИЯ

Меркулова И.Е.

Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН,
630090, Россия, г. Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1
e-mail: itpmerkulova@gmail.com

В настоящее время, получение тонких пленок поликристаллического кремния (поликремния) на стеклянных подложках является актуальной задачей, поскольку позволяет создавать солнечные элементы (СЭ) с высоким КПД и низкой стоимостью, за счет использования недорогих низкотемпературных подложек. Одним из наиболее перспективных методов синтеза тонких пленок поликремния является метод алюминий-индуцированной кристаллизации (АИК). Стоит отметить, что для создания СЭ, критичным является процесс рекомбинации свободных носителей заряда на границах кристаллитов поликремния, который приводит к снижению КПД. Обеспечить дальнейший рост эффективности СЭ можно путем увеличения среднего размера кристаллита кремния в пленке и, соответственно, уменьшения площади границ зерен. Увеличения среднего размера зерна поликремния в процессе АИК можно добиться различными методами, например, понижением температуры отжига [1] или увеличением толщины мембранного слоя [2 - 4], однако оба эти метода приводят к увеличению продолжительности отжига, который составляет десятки часов.

Известно, что формирование зародышей кристаллического поликремния начинается на границах зерен тонкой пленки поликристаллического алюминия (poly-Al) [5], а значит можно сделать вывод, что увеличение среднего размера зерна поликремния может быть достигнуто путем увеличения среднего размера зерна алюминия в методе АИК. В работах [6] [7] авторы показали прямую связь среднего размера зерна тонкой пленки поликремния, сформированной в процессе отжига, с размером зерна исходной пленки poly-Al.

Путем изменения температуры осаждения и скорости синтеза можно получить тонкие пленки алюминия с различным средним размером кристаллита. В работе [8] было показано, что с увеличением скорости осаждения алюминия с 0.1 до 2 нм/с, при постоянной температуре подложки, размеры зерен poly-Al выросли с 15-40 нм до 50-100 нм для разных типов подложек. Влияние температуры подложки на размер зерна poly-Al было подтверждено в работе [9], где с ростом температуры осаждения от 150 до 190ºC продольные размеры поликристаллических структур увеличились с 300 до 600 нм. Кроме возможности увеличения зерна пленок алюминия в процессе синтеза, можно увеличить средний размер зерна с помощью последующего высокотемпературного отжига тонких пленок алюминия в вакууме [10]. В работе [11] было показано, что с увеличением температуры отжига с 100 до 500ºC, средний размер зерна тонких пленок poly-Al увеличился с 128 до 145 нм.

В данной работе было изучено влияние как скорости синтеза тонких пленок алюминия, так и температуры отжига на средний размер зерна poly-Al.

Тонкие пленки poly-Al были синтезированы методом термовакуумного осаждения на подложках из монокристаллического кремния (c-Si), покрытых слоем термического окисла толщиной 100 нм. Скорость роста пленок составляла 10 и 110 нм/мин при температуре подложек 80°C. Значение толщины пленок порядка 260 нм было рассчитано из снимков поперечного сечения образцов, полученных с помощью сканирующего электронного микроскопа. Высокотемпературный отжиг образцов производился в вакуумной печи (10^{-5} Pa) в течение 15 часов при температурах 400 и 550ºC.

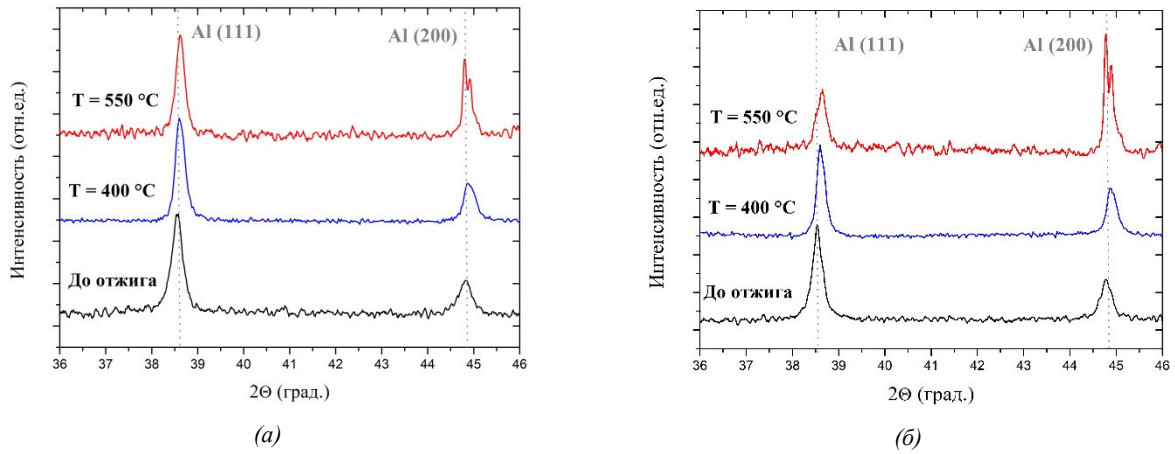
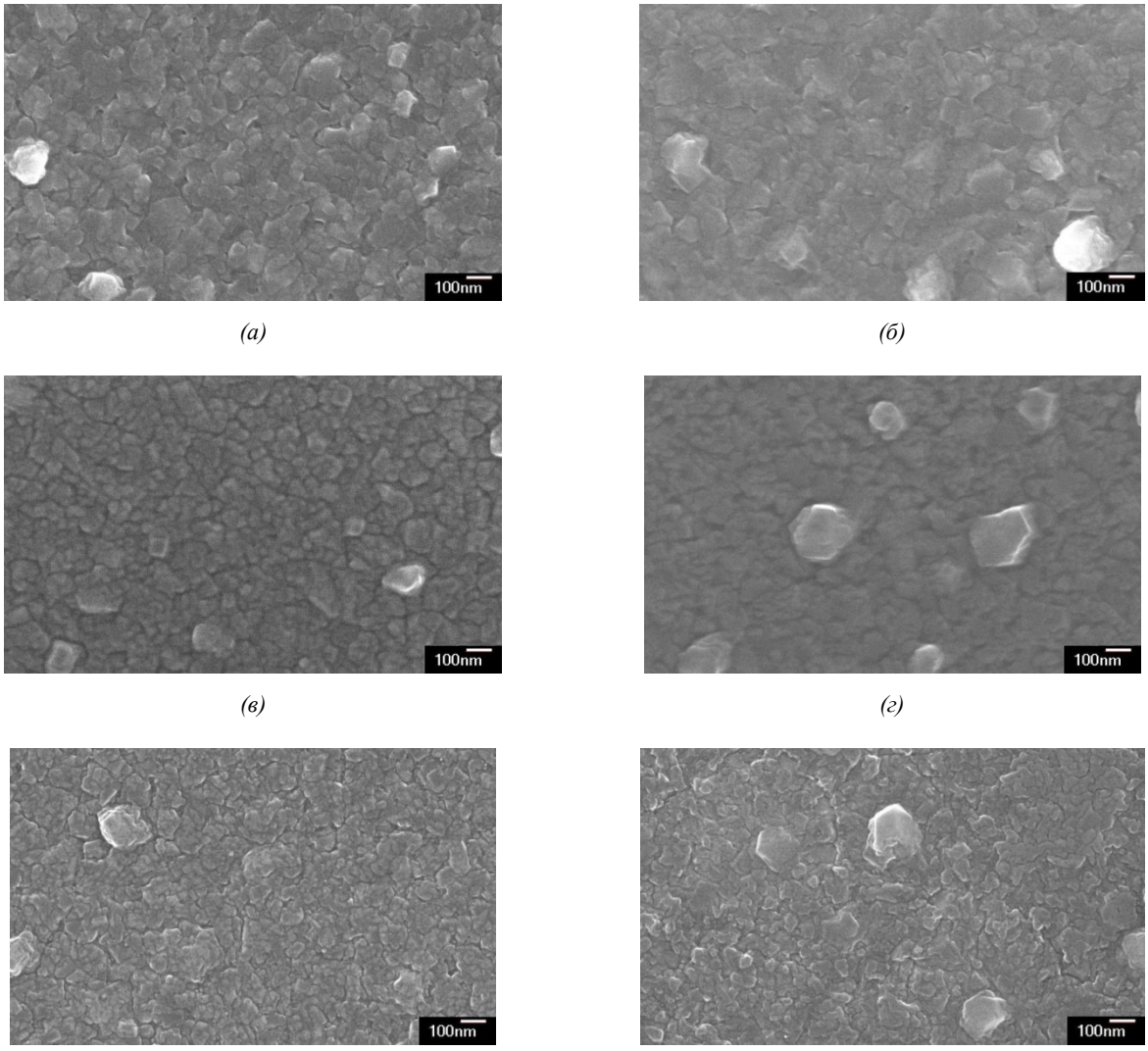


Рис. 1. Спектры РФА тонких пленок poly-Al после осаждения и после отжига при 400 и 550 °C, осажденных со скоростями 10 (а) и 110 нм/мин (б). Спектры разнесены вертикально для лучшего восприятия.



(а) *(б)*

(в) *(г)*

(д) *(е)*

Рис. 2. СЭМ-изображения поверхности тонких пленок Al синтезированных со скоростями 10 и 110 нм/мин: после осаждения (а, б), после отжига при 400 °С (в, г), после отжига при 550 °С (д, е).

Исследование морфологии поверхности выполнялось с использованием сканирующей электронной микроскопии (СЭМ) на микроскопе JEOL JSM-6700F и атомно-силовой микроскопии (АСМ) на АСМ-системе NT-MDT Solver Next. Кристаллическая структура исходных и отожженных пленок была исследована с помощью рентгенофазного анализа (РФА) на дифрактометре Shimadzu XRD-7000 (CoKα-излучение, $2\theta = 20 - 80°$).

Для определения среднего размера зерна тонких пленок poly-Al, как после осаждения, так и после отжига при 400 и 550 °С, были получены спектры РФА, приведенные на рис. 1. На рис. 1а представлены результаты для тонких пленок алюминия, синтезированных со скоростями осаждения 10 нм/мин, а на рис. 1б – результаты для скоростей осаждения 110 нм/мин. Поликристаллическую структуру тонких пленок подтверждает наличие на рентгенограммах рефлексов на 38.5° и 44.8°, что соответствует Al (111) и Al (200) плоскостям. Расчет среднего размера зерна методом определения областей когерентного рассеяния (ОКР) производился для зерен с кристаллической ориентацией Al (111). Согласно значениям, полученным из спектров РФА, увеличение скорости синтеза при одинаковой температуре осаждения приводит к увеличению среднего размера зерна Al в пленке с 50 до 63 нм при скорости осаждения 10 и 110 нм/мин, соответственно. В результате отжига, для тонких пленок, синтезированных при 10 нм/мин средний размер зерна Al после отжига при 400 ºС увеличился от 50 до 70 нм, а для пленок, осажденных при 110 нм/мин - от 63 до 88 нм. Несмотря на различный размер зерна для исходных пленок, в результате отжига при 400 ºС увеличение кристаллита Al составило порядка 40%. При увеличении температуры отжига до 550 ºС средний размер зерна для пленок со скоростями осаждения 10 и 110 нм/мин увеличился с 50 до 78 нм и с 63 до 86 нм, соответственно. Увеличение размера зерна в данном случае составило 56% и 36% и можно сделать вывод, что для пленок с большим исходным размером зерна, рост зерна происходит медленнее при высоких температурах, нежели при низких.

С помощью анализа СЭМ-изображений, было проведено исследование поверхности тонких пленок poly-Al после осаждения и после проведения высокотемпературных отжигов, которые приведены на

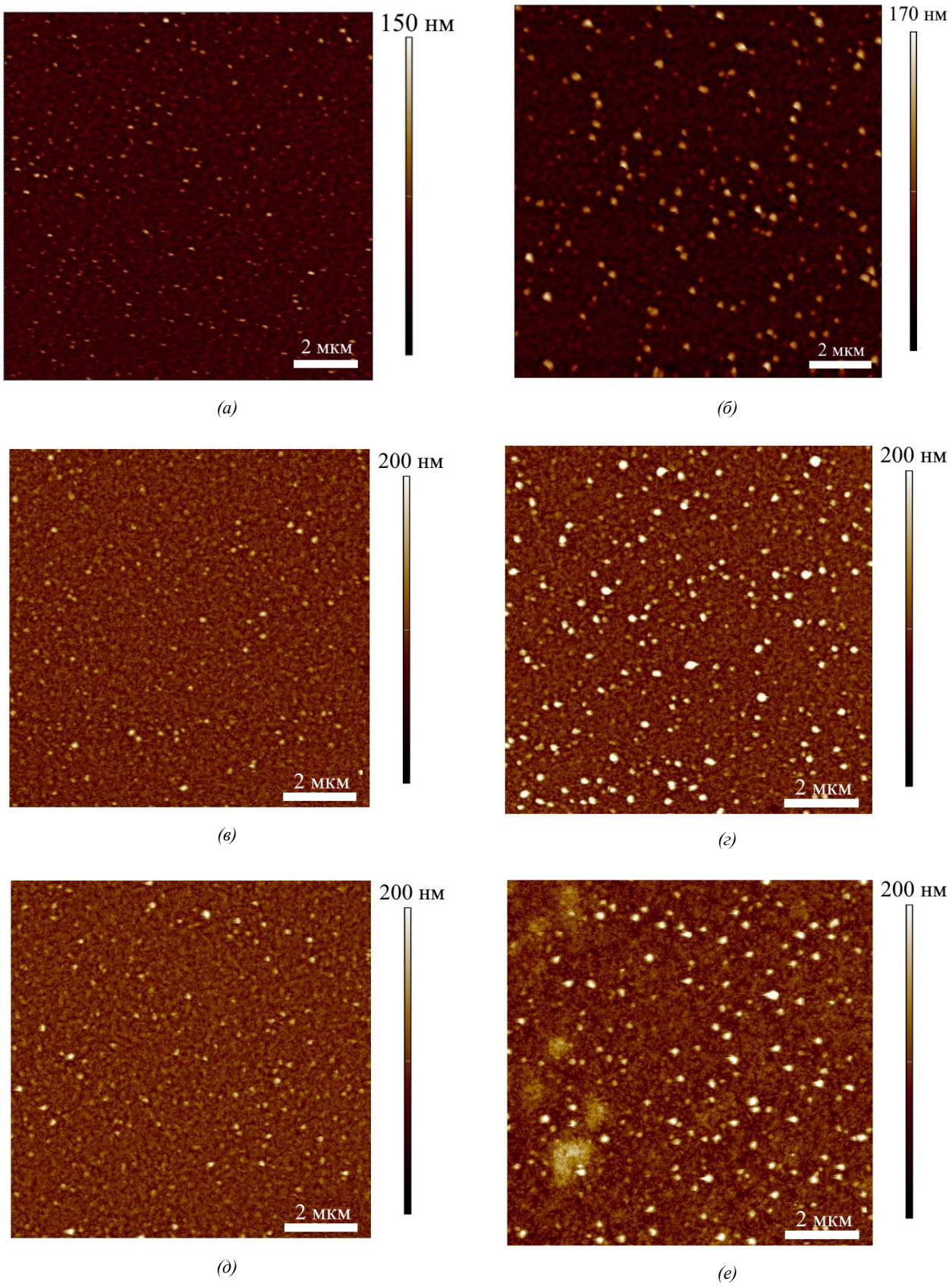


Рис. 3. АСМ-изображения поверхности тонких пленок poly-Al, синтезированных со скоростями 10 и 110 нм/мин: после осаждения (а, б), после отжига при 400 °С (в, г), после отжига при 550 °С (д, е).

рис. 2. Влияние параметров синтеза на поверхностную морфологию тонких пленок poly-Al было подробно рассмотрено в работе [12], где было показано, что с увеличением температуры и скорости осаждения тонких пленок poly-Al увеличивается средний размер зерна Al. Из анализа изображений на рис. 2, показано, что пленка Al является достаточно сплошной, но на

Табл. 1. Значения среднего размера зерна алюминия для тонких пленок poly-Al, полученные методами РФА и АСМ.

		V1 = 10 нм/мин	V2 = 110 нм/мин
		Средний размер зерна Al, нм	
РФА	До отжига	50 ± 5	63 ± 6
	Отжиг при 400 °C	70 ± 7	88 ± 9
	Отжиг при 550 °C	78 ± 8	86 ± 9
АСМ	До отжига	112 ± 12	135 ± 14
	Отжиг при 400 °C	120 ± 12	138 ± 14
	Отжиг при 550 °C	144 ± 15	145 ± 15

поверхности еще присутствуют структуры – «хиллоки» [13] со средним латеральным размером порядка 150-300 нм. Согласно исследованиям в статье [13], «хиллоки» можно считать типичными структурами для пленок такого вида. Предполагается, что данные структуры находятся над поверхностью тонкой пленки. Для образцов, подвергнутых отжигу при более высокой температуре 550 ºС (см. рис. 2в,г), общая картина поверхности алюминиевой пленки не претерпела значительных изменений по сравнению с отжигом при 400 ºС (см. рис. 2д,е).

Полученный результат подтверждается экспериментальными данными из работы [14], где утверждается, что для «хиллоков», сформированных при осаждении пленки, в процессе высокотемпературного отжига происходит только их внутренняя перекристаллизация без изменения геометрических свойств.

Были получены АСМ-изображения поверхности размером 10×10 μм^2 для образцов после осаждения и после отжига, приведенные на рис. 3, и были найдены значения среднеквадратичной шероховатости Sq. Полученные изображения подтверждают факт формирования «хиллоков» над однородной поверхностью тонких пленок. При одинаковой толщине осажденных пленок Al, пленки, осажденные при большей скорости (рис. 3б), имеют больший разброс по высоте структур на поверхности, чем образцы, синтезированные при малой скорости (рис. 3а). Для исходных образцов, Sq составила 12 и 17.5 нм для скорости осаждения 10 и 110 нм/мин, соответственно.

В результате высокотемпературного отжига, высота «хиллоков» уменьшается для всех образцов. При этом, для образцов, осажденных при 110 нм/мин, шероховатость после отжига увеличилась с 17.5 до 20 нм для 400 ºС и до 19.7 для 550 ºС.

В результате обработки АСМ-изображений также были получены средние значения размера зерна Al для тонких пленок poly-Al, синтезированных при 10 и 110 нм/мин, а также после отжига при 400 и 550 °C. Полученные данные, а также результаты ОКР, рассчитанные из спектров РФА, представлены в таблице 1. Независимо от метода измерения, видна тенденция увеличения среднего размера зерна тонкой пленки poly-Al с ростом температуры отжига. Анализ АСМ-изображений показал, что в результате высокотемпературного отжига при 400 средний размер зерна увеличился с 112 до 120 нм для пленок, осажденных со скоростью 10 нм/мин и увеличился от 135 до 138 нм - для пленок, осажденных со скоростью 110 нм/мин. Стоит отметить, что в результате отжига при 550 ºС средний размер зерна Al оказался одинаковый для обоих образцов и составил 145 нм.

Значения среднего размера зерна Al, рассчитанного из АСМ-изображений превышают данные, полученные из рентгенограмм для образцов с разными скоростями синтеза как до, так и после высокотемпературного отжига. Причина такой разницы в значениях заключается в том, что при вычислении среднего размера зерна из АСМ-снимков поверхности разрешающая способность прибора не позволяет учитывать зерна малого размера, которые в том числе находятся на границах крупных зерен Al.

В данной работе были получены тонкие пленки poly-Al при различных скоростях синтеза 10 и 110 нм/мин. Далее полученные образцы были подвергнуты высокотемпературному отжигу при 400 и 550 ºС. Синтезированные пленки имеют особенность морфологии поверхности в виде «хиллоков» с размером порядка 150÷300 нм. Было показано, что увеличение скорости синтеза приводит к увеличению среднего размера зерна Al. Также к увеличению среднего размера зерна Al приводит использование высокотемпературного отжига. Приведены данные по размеру кристаллита алюминия до и после отжига, полученные методами АСМ и РФА. Показано, что значения среднего размера зерна Al, рассчитанного с помощью АСМ превышают значения, полученные методом РФА примерно в два раза. Вероятно, следствием такой разницы в значениях является низкая разрешающая способность метода АСМ, которая не позволяет учитывать зерна малого размера, которые в том числе находятся на границах крупных зерен Al.

Список литературы:

1. Chen J. et al. Control of grain size and crystallinity of poly-Si films on quartz by Al-induced crystallization //CrystEngComm. 2017. Т. 19. №. 17. С. 2305-2311.
2. Jeong H., Boo S. Structural and Electrical Properties of Polysilicon Films Prepared by AIC Process for a Polycrystalline Silicon Solar Cell Seed Layer //International Journal of Photoenergy. 2012. Т. 2012.
3. Duan W. et al. Role of Al_2O_3 intermediate layer for improving the quality of polycrystalline-silicon film in inverted aluminum-induced layer exchange //Applied Surface Science. 2015. Т. 327. С. 37-42.
4. Okada A. et al. Dependence of crystal orientation in Al-induced crystallized poly-Si layers on SiO2 insertion layer thickness //Journal of crystal growth. 2012. Т. 356. С. 65-69

5. Nast O., Hartmann A. J. Influence of interface and Al structure on layer exchange during aluminum-induced crystallization of amorphous silicon //Journal of Applied Physics. 2000. Т. 88. №. 2. С. 716-724.
6. Lee D. W., Bhopal M. F., Lee S. H. Study of SiOx thickness effects on aluminum-induced crystallization //AIP Advances. 2017. Т. 7. №. 9. С. 095207.
7. Sain T. et al. Crystallization kinetics and role of stress in Al induced layer exchange crystallization process of amorphous SiGe thin film on glass //Journal of Applied Physics. 2019. Т. 126. №. 12. С. 125303.
8. Bordo K., Rubahn H. G. Effect of deposition rate on structure and surface morphology of thin evaporated Al films on dielectrics and semiconductors //Materials Science. 2012. Т. 18. №. 4. С. 313-317.
9. Kim B. Y., Li X., Rhee S. W. Microstructure and deposition rate of aluminum thin films from chemical vapor deposition with dimethylethylamine alane //Applied physics letters. 1996. Т. 68. №. 25. С. 3567-3569
10. Feil A. F. et al. The influence of aluminum grain size on alumina nanoporous structure. 2010.
11. Wibowo K. M. et al. Influence of Annealing Temperature on Surface Morphological and Electrical Properties of Aluminum Thin Film on Glass Substrate by Vacuum Thermal Evaporator //IOP Conference Series: Materials Science and Engineering. IOP Publishing, 2017. Т. 226. №. 1. С. 012180.
12. Merkulova I. E. Influence of synthesis parameters and thermal annealing on grain size of polycrystalline aluminum thin film //Journal of Physics: Conference Series. IOP Publishing, 2021. Т. 2119. №. 1. С. 012121.
13. Зимин С. П., Горлачев Е. С., Герке М. Н. Порообразование в алюминиевых пленках на макропористом кремнии при высокотемпературном отжиге //Письма в Журнал технической физики. 2008. Т. 34. №. 4. С. 16-23.
14. Ericson F. et al. A transmission electron microscopy study of hillocks in thin aluminum films //Journal of Vacuum Science & Technology B: Microelectronics and Nanometer Structures Processing, Measurement, and Phenomena. 1991. Т. 9. №. 1. С. 58-63.

Работа выполнены по государственному заданию ИТ СО РАН, проект № 121031800218-5.
Авторы благодарят ЦКП ВТАН НГУ за проведение измерений на научном оборудовании.

DOI: 10.53954/9785604859551_216

УДК 536.24

ИССЛЕДОВАНИЯ КОНДЕНСАЦИИ ПАРА НА ПОВЕРХНОСТИ С КОНТРАСТНОЙ СМАЧИВАЕМОСТЬЮ

Михайлов А.В.[1,2], Зайцев Д.В.[1], Гришков В.А.[1], Никитин А.А.[1], Кабов О.А.[1]

[1] Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН,
630090, Россия, г. Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1
[2] Новосибирский государственный технический университет,
630073, Россия, г. Новосибирск, пр. К. Маркса, 20
e-mail: senya_mik@ngs.ru

Управление тепломассообменом и динамикой жидкости при конденсации пара посредством поверхностей со специальными покрытиями является одной из важнейших нерешенных проблем теплофизики и гидродинамики, которой в данный момент в мире активно занимаются несколько научных групп в США, Германии, Франции, Китае. Конденсация пара на гибридных поверхностях с различной смачиваемостью в последние годы интенсивно исследуется экспериментально [1-6]. Одним из перспективных направлений является создание и использование поверхностей с градиентом смачиванием [4, 5]. Использование данных покрытий наряду с контрастными покрытиями (гидрофобными/гидрофильными) позволяет эффективно отводить конденсат из областей с капельной в область с пленочной. Существует множество методов создания специальных поверхностей с заданными характеристиками (шероховатость, контактный угол смачивания, гистерезис угла смачивания, и т. д.). Одним из востребованных методов является использование технологий нанесения специальных наноуглеродных покрытий. Исследования [7-9] показывают, что наноуглеродные покрытия на теплообменных поверхностях существенно увеличивает интенсивность конденсации в различных условиях. В работе [7] показано, что покрытие из графена на медной поверхности трубы образует гидрофобное покрытие и в 4 раза увеличивает интенсивность конденсации пара на трубе. В работах [8-9] для создания супергидрофобной поверхности использовалось комбинация слоев с наноуглеродным покрытием, тефлоновым покрытием и с использованием оксида титана [8-9], приводящее к существенному увеличению коэффициента теплоотдачи при конденсации пара.

Для исследования процесса конденсации паров воды на поверхностях с различными покрытиями был изготовлен стенд, блок-схема его рабочего участка показана на рисунке 1. Он состоит из пяти основных частей: 1 - теплообменник, 2 – измеритель теплового потока, 3 – конденсатор пара, 4 – узел подготовки пара, 5 – узел сепарации и утилизации пара и конденсата. Корпус (1.1) теплообменника (1) изготовлен из материала с низким коэффициентом теплопроводности (капролон). В верхней части расположена медная пластина – теплообменник (1.2). Заданная температура медной пластины поддерживается за счёт прокачки через внутренний канал воды из криотермостата (1.3). Измеритель теплового потока (2) состоит из пластины нержавеющей стали (2.1) размером 100×20×10 мм с коэффициентом теплопроводности 17,5 Вт/(м·К), вклеенной в окно из капролона (2.2).

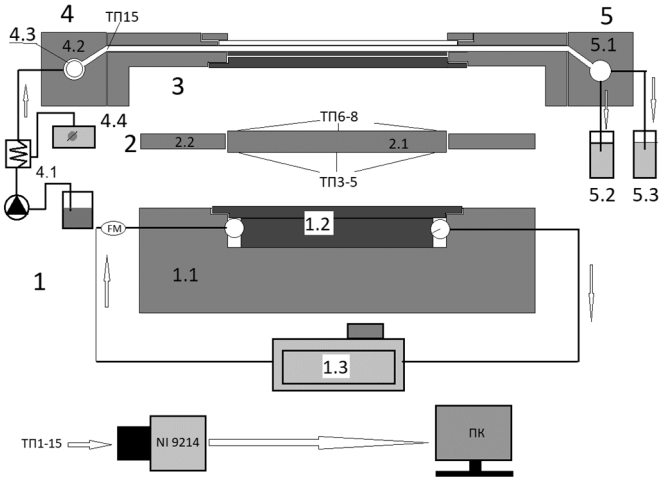


Рис. 1. Блок-схема рабочего участка для исследования процесса конденсации водяного пара на поверхностях с различными свойствами

На верхней и нижней поверхностях в специальных пазах помещены 6 термопар (ТП-3..ТП-8). Корпус конденсатора пара (3) изготовлен из капролона в котором выфрезерованы специальные окна: с торцов для подачи и выхода пара, снизу для крепления медной пластин с различными покрытиями (3.1), сверху для крепления оптического стекла (3.2), через которое ведётся съёмка процесса конденсации пара. Рабочий канал размером 100×18×3 мм сформирован стенками из стекла, медной пластины и корпуса из капролона. Узел подготовки пара (4) состоит из регулируемого парогенератора (4.1), соединённого термоизолированной силиконовой трубкой с блоком подачи пара (4.2) в канал конденсатора. Парогенератор состоит из электрического нагревателя (ТЭН) (4.3) и высокоточного водяного насоса с измерителем массового расхода (Bronkhorst mini Cori-Flow). Потребляемая мощность нагревателя $P_{исп}$ = 280 Вт, массовый расход воды (равен массовому расходу пара) m = 0,1 г/с. Напряжение на ТЭН подаётся с источника питания (4.4), термопара (ТП-15) установлена для контроля температуры на входе в канал. Узел отвода пара (5) состоит из сепаратора конденсата и пара (5.1) которые собираются в соответствующие ёмкости (5.2) и (5.3). Все части стянуты между собой винтами: 1-2-3 через термопасту, 4-3-5 через силиконовый герметик. Свободные зазоры заполнены пористым материалом с низкой теплопроводностью Крепление стенда позволяет плавно менять направление канала конденсации от горизонтального до вертикального. Все термопары подключены к 16-канальному модулю ввода сигнала National

Instruments NI 9214 с управлением от компьютера. На рисунке 2 показана фотография рабочего участка стенда.

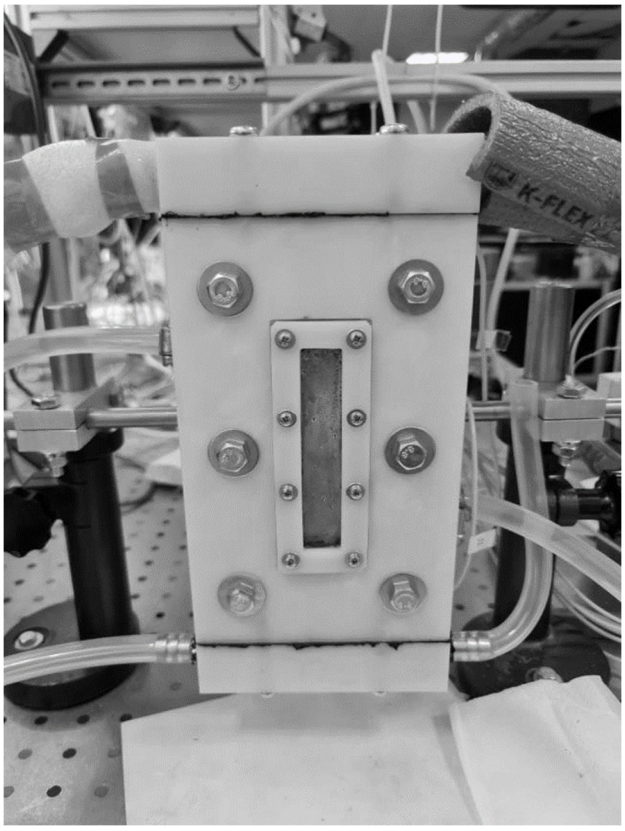


Рис. 2. Фотография рабочего участка для исследования процесса конденсации водяного пара на поверхностях с различными свойствами

Измеритель теплового потока был протарирован при помощи плоского электрического нагревателя, прикрепленного к измерителю. Результаты тарировки приведены на рисунке 3. Из графика видно, что зависимость разности температуры и тепловой поток, проходящий через пластину, является линейной. Значит, можно рассчитать тепловой поток по формуле $q = k\Delta T$, где $k = 2{,}793$ Вт/°С. Температура термостатированной воды была постоянной для всех экспериментов и составляла $t_{вод} = 20$ °С.

Эксперименты по конденсации пара проведены на трех различных подложках: полностью покрытая тефлоном гидрофобная пластина, чистая медная гидрофильная, частично покрытая тефлоном с контрастной смачиваемостью (покрытие нанесено на центральную область медной пластины шириной около 6 мм по всей длине пластины). На рисунке 4 показан внешний вид медной пластинки. Ее размеры составили 100 х 20 мм. Эксперименты проводились при одном и том же расходе пара, но при различных углах наклона поверхности к горизонту.

На рисунке 5 представлены фотографии процесса конденсации для трех поверхностей при горизонтальной ориентации подложки (слева направо: гидрофобная, гидрофильная, с контрастной смачиваемостью).

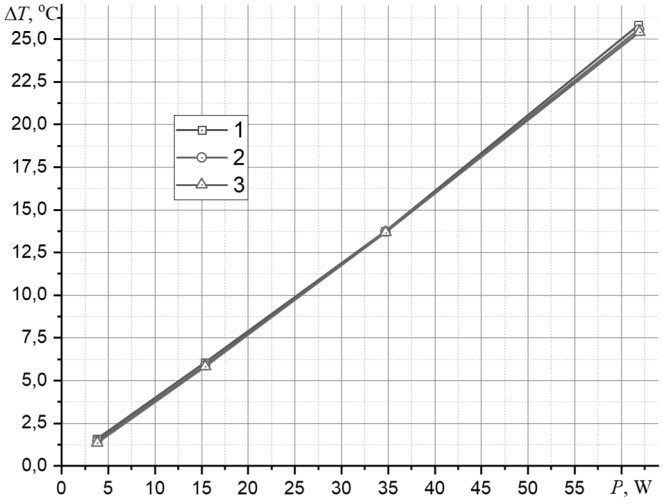


Рис. 3. Результаты тарировки измерителя теплового потока: 1 – измерения при температуре воды в термостате $t_{вод} = 18$ °С; 2 – $t_{вод} = 28$ °С; 3 – $t_{вод} = 38$ °С.
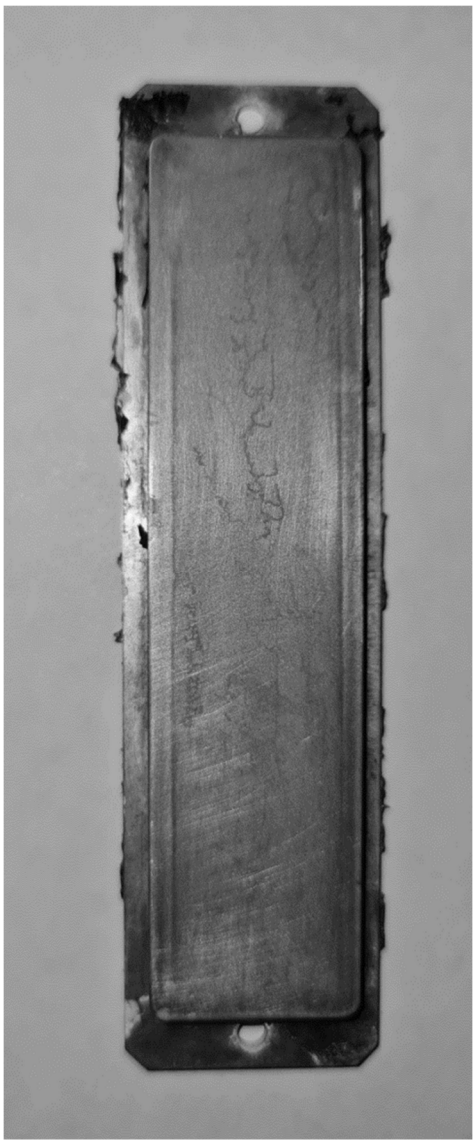


Рис. 4. Внешний вид медной пластины

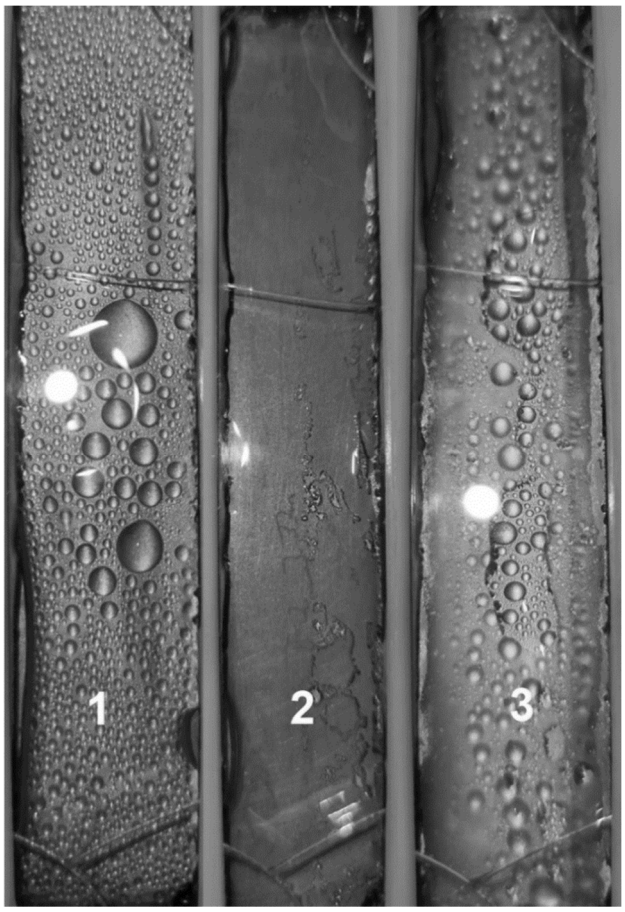


Рис. 5. Конденсация на различных поверхностях при горизонтальном расположении пластин: 1 – гидрофобная поверхность, 2 – гидрофильная поверхность, 3 – поверхность с контрастной смачиваемостью

Выполнено исследование характеристик смачиваемости используемых пластин на измерительном комплексе DSA100 KRUSS. Наступающий и отступающий углы смачивания пластины с гидрофобным покрытием составляют в среднем 127 и 85 градусов, соответственно (рисунок 6). Для пластины с гидрофильным покрытием эти углы составили в среднем 69 и 8 градусов (рисунок 7).

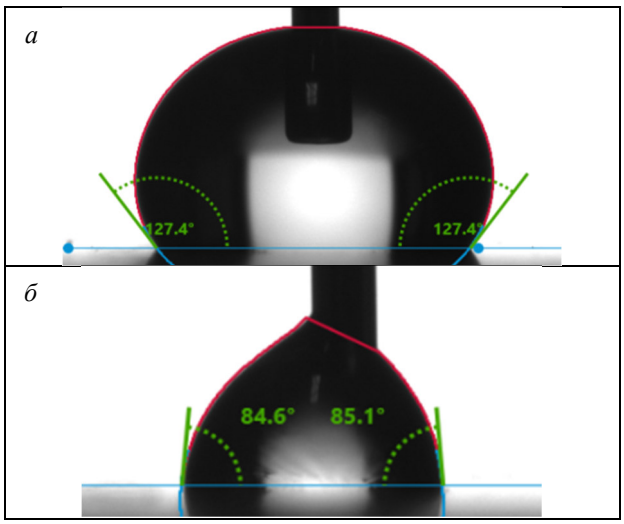


Рис. 6. Результаты измерения углов смачивания для пластинки с гидрофобным покрытием: а – наступающий угол, б – отступающий угол

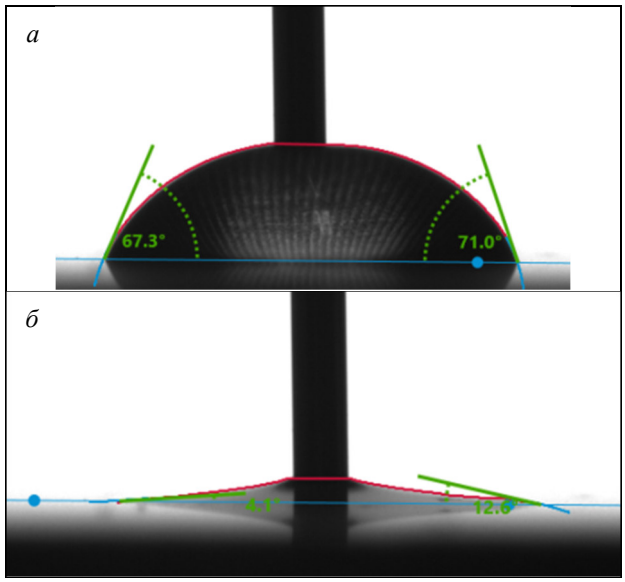


Рис. 7. Результаты измерения углов смачивания для пластинки с гидрофильной поверхностью: а – наступающий угол, б – отступающий угол



Рис. 8. Капельная (справа) и пленочная (слева) конденсация на пластинке с контрастной смачиваемостью

Эксперименты на первой пластинке показали, что имеет место капельная конденсация (рисунок 5, слева). Сначала появляются маленькие капли, затем они объединяются до более крупных и стекают в сторону отделителя конденсата, попутно захватывая другие капли. На второй пластинке (рисунок 5, в центре) капли не образовывались, наблюдалась пленочная конденсация. Третья пластинка была покрыта гидрофобным покрытием посередине вдоль всей поверхности, по бокам покрытие отсутствовало. В результате, капли образовывались в центральной части, а затем

скатывались от центра в сторону гидрофильного покрытия (рисунок 8). При исследовании теплообмена выяснилось, что для первой гидрофобной пластинки тепловой поток от угла наклона изменяется незначительно и имеет зависимость, показанную на рисунке 9.

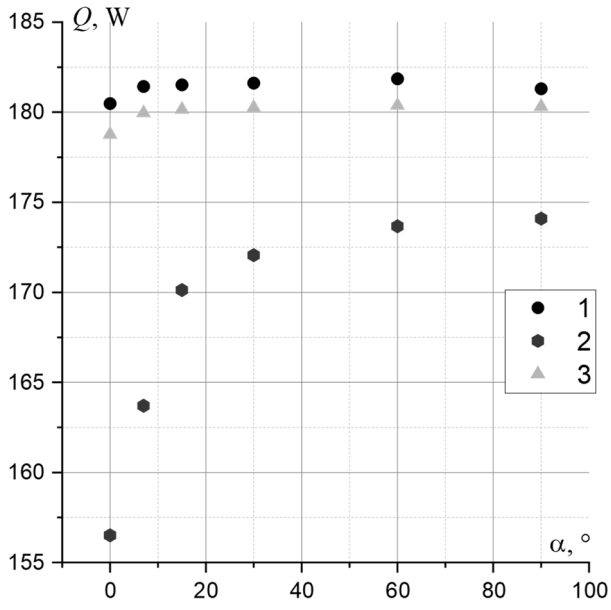


Рис. 9. Зависимость теплового потока от угла наклона для трех пластинок: 1 – гидрофобная поверхность, 2 – гидрофильная, 3 – контрастная

Для второй гидрофильной пластинки значения теплового потока значительно зависели от угла наклона пластинки, причем тепловые потоки гораздо ниже, чем у первой пластинки. Пластинка с контрастной смачиваемостью имеет схожие с гидрофобной поверхностью тепловые потоки и обладает гораздо большей эффективностью в сравнении с гидрофильной.

Таким образом, можно заключить, что создан экспериментальный стенд для исследования конденсации пара на поверхностях с контрастной смачиваемостью. Проведены эксперименты на гидрофильной и гидрофобной поверхностях, а также на поверхности с контрастной смачиваемостью. При помощи макрофотосъемки изучен процесс формирования и отвода капель конденсата с поверхности. Построены зависимости тепловых потоков от угла наклона к горизонту для разных типов поверхностей. Установлено, что эффективность конденсации на гидрофобной поверхности существенно выше, чем на гидрофильной, в особенности для малых углов наклона рабочей поверхности. Конденсация на поверхности с контрастной смачиваемостью имеет схожую эффективность теплообмена с гидрофобной поверхностью.

Список литературы:

1. H.W. Hu, G.H. Tang, D. Niu, Experimental investigation of condensation heat transfer on hybrid wettability finned tube with large amount of noncondensable gas International Journal of Heat and Mass Transfer 85 (2015) 513–523
2. Mahapatra, P.S., Ghosh, A., Ganguly, R., Megaridis, C.M. Key design and operating parameters for enhancing dropwise condensation through wettability patterning (2016) International Journal of Heat and Mass Transfer, 92, pp. 877-883.
3. Aritra Ghosh, Sara Beaini, Bong June Zhang, Ranjan Ganguly, and Constantine M. Megaridis, Enhancing Dropwise Condensation through Bioinspired Wettability Patterning, Langmuir 2014, 30, 13103−13115.
4. Weifeng Shang, Siyan Deng, Shile Feng, Yan Xing, Yongping Hou and Yongmei Zheng, One-step fabricated wettable gradient surface for controlled directional underwater oil-droplet transport, RSC Adv., 2017, 7, 7885–7889
5. Xiaozhu Xie, Qing Weng, Zhiqiang Luo, Jiangyou Long, Xin Wei, Thermal performance of the flat micro-heat pipe with the wettability gradient surface by laser fabrication, International Journal of Heat and Mass Transfer 125 (2018) 658–669
6. Min-Soo Kim, Kristian Arvin L, Oh Kyung Kwon and Chan Woo Park, A comparison of condensation heat transfer performance of MWCNT/Fe composite coatings on steel substrate, Journal of Mechanical Science and Technology 28 (4) (2014) 1589-1596
7. Daniel J. Preston, Daniela L. Mafra, Nenad Miljkovic, Jing Kong and Evelyn N. Wang, Scalable Graphene Coatings for Enhanced Condensation Heat Transfer, Nano Lett. 2015, 15, 2902−2909
8. Romario Araujo Pinheiro, Amanda Araujo Silva, Vladimir Jesus Trava-Airoldi, Evaldo José Corat, Water vapor condensation and collection by super-hydrophilic and super-hydrophobic VACNTs, Diamond and Related Materials, V 87, 2018, P 43-49,
9. Kenneth K. S. Lau, Jose´Bico, Kenneth B. K. Teo, Manish Chhowalla, Gehan A. J. Amaratunga, William I. Milne, Gareth H. McKinley, and Karen K. Gleason, Superhydrophobic Carbon Nanotube Forests, Nano Lett., Vol. 3, No. 12, 2003

DOI: 10.53954/9785604859551_220

УДК 536.242

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ОХЛАЖДЕНИЯ СИСТЕМОЙ ЗАТОПЛЕННЫХ МИКРОСТРУЙ

Мордовской А.С., Шамирзаев А.С., Кузнецов В.В.

Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН,
630090, Россия, г. Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1
e-mail: alexxmort@gmail.com

ВВЕДЕНИЕ

Устройства микросистемной техники, такие как микротеплообменники, микрореакторы и микроэлектромеханические системы, характеризуются размерами элементов меньше нескольких миллиметров [1] и находят широкое применение в различных областях науки и техники. В последнее время появились многочисленные обзорные статьи, в которых рассмотрены наиболее важные физические явления, наблюдаемые в микросистемах [2] и сформировано новое междисциплинарное научное направление, названное микрогидродинамикой (microfluidics), которое описывает поведение микропотоков жидкостей и находится на стыке физики, гидравлики, динамики, химии, биологии и инженерии. Микросистемы находят широкое применение при изготовлении теплообменников, работающих при малых температурных напорах вследствие высоких значений коэффициентов теплоотдачи, в системах охлаждения теплонапряженных элементов солнечной энергетики, лазерной техники и электроники вследствие высоких критических тепловых нагрузок. Одним из преимуществ использования микроканалов является их небольшие размеры, позволяющие облегчить интеграцию с электронным оборудованием, но их применение в случае больших тепловых потоков ограничено неравномерностью распределения жидкости в каналах и возможностью образования сухих пятен [3]. Применение метода охлаждения спреем [4] показало, что охлаждение спреем, по сравнению со струйным охлаждением, позволяет достичь близких значений коэффициента теплоотдачи, но при гораздо большем давлении, чем при струйном охлаждении. Таким образом, анализ различных методов охлаждения теплонапряженной поверхности показал преимущества микроструйного охлаждения [5].

Исследования микроструйного охлаждения с использованием одной струи проводились [6] для ламинарного режима течения жидкости. Было установлено, что коэффициент теплоотдачи принимает наибольшее значение в области соударения с поверхностью непосредственно под отверстием и уменьшается при удалении от зоны воздействия. Применение нескольких струй имеет ряд преимуществ из-за более равномерного распределения коэффициента теплоотдачи по охлаждаемой поверхности. Особого внимания заслуживает работа [7], в которой исследуется теплообмен на круглой медной поверхности диаметром 19,3 мм с использованием дистиллированной воды и FC40 в качестве теплоносителя. Количество струй над нагревателем достигало значений 37, 61 и 271; их диаметр варьировался от 69 до 250 мкм. Максимально допустимый тепловой поток на охлаждаемой поверхности достигал 310 Вт/см2. В работе [8] исследована область пузырькового кипения при микроструйном охлаждении поверхности одиночной струей в диапазоне тепловых потоков от 0.25 до 634 Вт/см2. В отмеченных работах при использовании большого числа струй использован, как правило, конвективный режим охлаждения, а при использовании одиночной струи при высоких тепловых потоках доминирующим механизмом теплообмена является недогретое кипение [8]. Однофазное и двухфазное охлаждение в комбинированной системе с линейно расположенными в микроканале струями, диаметр которых изменялся по длине канала, рассмотрено в [9]. Показано, что уменьшение диаметра струи при подаче в канал недогретой жидкости вызывает уменьшение критической тепловой нагрузки и предложено корреляционное уравнение, которое показывает зависимость коэффициента теплоотдачи от температурного напора и теплового потока. В экспериментах [10] получены значительные температуры стенки, достигающие 100 градусов при тепловых потоках до 1000 Вт/м2. Это показывает необходимость применения методов интенсификации теплообмена при использовании микроструй для охлаждения электронного оборудования. К таким методам относится использованный в работе [11] метод встраивания решетки микроструй в подложку устройства охлаждения, что позволяет существенно увеличить тепловой поток при меньшем перегреве стенки.

Проведенный обзор литературных источников показал, что в настоящее время недостаточно изучены механизмы тепло- и массообмена при газожидкостном течении в микросистемах, что затрудняют обоснованный выбор метода увеличения его эффективности. Поэтому целью данного исследования является определение механизма теплообмена, установление зависимостей коэффициентов теплоотдачи при микроструйном охлаждении теплонапряженной поверхности бидистиллированой водой от величины теплового потока, диаметра струй и массового расхода охлаждающей жидкости. Достижение поставленной цели позволит обосновать универсальные методы повышения эффективности тепло- и массообмена в микросистемах, основанные на целенаправленном воздействии на поток и изменении свойств поверхности.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА И МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЙ

Установка по исследованию микроструйного охлаждения (рис.1) представляет собой замкнутый контур рециркуляции теплоносителя, состоящий из следующих компонентов: плунжерный насос; демпфер пульсаций давления; фильтр; турбинный датчик расхода; теплообменник, устанавливающий температуру охлаждающей жидкости в струях; рабочий участок и охладитель. Эксперименты проводятся в азотной газовой среде с подключением вакуумной линии и баллона с

азотом. Для поддержания стабильного давления в гасителе пульсаций, система дополнительно оборудована байпасной линией с клапаном обратного давления. С целью предотвращения возможного затопления тестовой секции, параллельно установлен индикатор уровня вытекающей жидкости, представляющий собой прозрачный сосуд. Температура охлаждающей жидкости поддерживается постоянной при помощи дополнительного водяного контура с термостатом. На выходе из рабочего участка установлен теплообменник-охладитель, с водяным охлаждающим контуром, подключенный к оборотной воде.

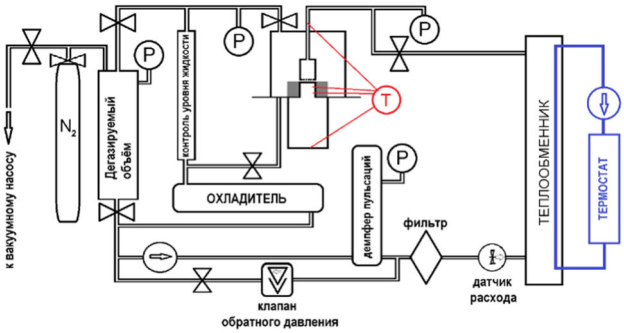


Рис.1. Схема экспериментального стенда для исследования теплообмена при микроструйном охлаждении

На рис.2 изображена схема тестовой секции для исследования теплообмена при микроструйном охлаждении, которая представляет собой циллиндрический медный блок (медь марки М1), верхняя поверхность которого является теплонагруженной поверхностью. На медный блок нанесено гальваническое покрытие из никеля толщиной 5 микрон. В нижнюю часть медного цилиндра (длина 8 см, диаметр 4 см) вмонтированы 6 нагревательных картриджей (длина 6 см.) и одна контрольная изолированная термопара К типа для измерения максимальной температуры блока. Максимальная мощность картриджей - 1200 Вт. Верхняя часть цилиндра получается прямым продолжением и сужением нижней части и имеет следующие параметры: длина 1 см и диаметр 1 см. Верхний зеркально-полированный торец малого цилиндра является теплонагруженной охлаждаемой мишенью. Вдоль оси малого цилиндра, по всей его длине, вмонтированы 4 изолированные термопары К типа диаметром 0.5 мм на расстояниях от внешней охлаждаемой поверхности 1.02; 3.75; 5.94; 8.72 мм. Измерения температур данными четырьмя термопарами используются для расчета теплового потока по градиенту температур и расчету температуры охлаждаемой микроструями поверхности. Медный блок уплотняется через паронитовую прокладку к внешней камере из нержавеющей стали. Торцы малого цилиндра изолированы фторопластовой шайбой с прорезью для подключения термопар. Подвод термопар герметизирован маслобензостойким герметиком. Нижняя часть блока теплоизолирована асбестовым шнуром и закрыта стеклотканью. Нагревательные картриджи подключались к регулируемому автотрансформатору, напряжение и сила тока на которых измерялись независимо.

Калибровка термопар проиводилась при помощи образцового платинового термометра в диапазоне температур от 20 до 150 С, а также по температуре кристаллизации олова и свинца.

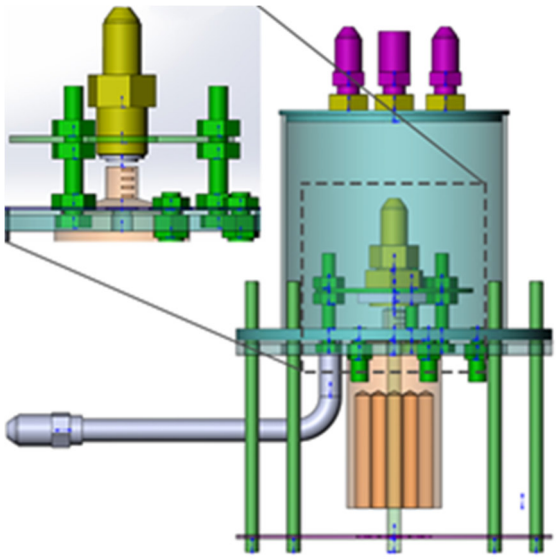


Рис.2. Схема рабочего участка для исследования теплообмена при микроструйном охлаждении.

Перпендикулярно охлаждаемой поверхности, сверху, монтируется на регулируемой высоте крепление для формирователя струй. Зазор между формирователем струй и охлаждаемой поверхностью образует шелевой микроканал. Формирователь струй представляет из себя камеру, в которую помещается сменная латунная головка с просверленными отверстиями, определяющими диаметр струй. Внешний диаметр головки соответствует диаметру охлаждаемой поверхности и равен 1 см. Толщина стенки, в которой просверлены отверстия, равна 0.75 мм. Эксперименты проведены с использованием головок формирователей 2х типов: 1 тип – 6 струй диаметром 327 (±3) микрон расположенных равномерно по кругу диаметром 5 мм; 2 тип – 6 струй диаметром 174(±3) микрон расположенных равномерно по кругу диаметром 5 мм.

Перед началом экспериментов измерительный контур вакуумировался, после чего заполнялся азотом с давлением, превышающим атмосферное, на несколько кПа. Хладагент заливался в дегазируемый объём и подвергалась дегазации с откачкой паров вакуумным насосом, после чего заправлялась в систему. Это сделано для предотвращения окисления охлаждаемой поверхности кислородом из воздуха и растворённым в жидкости при высоких температурах. В ходе экспериментов проводились измерения: температуры охлаждающей жидкости; температуры охлаждаемой мишени; расход охлаждающей жидкости; давление охлаждающей жидкости перед формирователем струй; давление газа в изолирующей камере, а так же проводился контроль давления в демпфере пульсаций расхода и максимальной температуры охлаждаемого блока.

Внешняя температура Tw и тепловой поток q, подводимый к охлаждаемой поверхности, определялся по измеренному градиенту температур методом наименьших квадратов из решения одномерного уравнения теплопроводности в

предположении постоянства теплового потока по длине измерительного цилиндра, учитывая уменьшение теплопроводности меди с ростом температуры.

Для верификации метода расчёта теплового потока проведены серии экспериментов с формирователем струй первого типа по определению зависимости теплового потока от температуры стенки при охлаждении водой при стационарных условиях, когда измеряемые температуры изменяются не более чем на 0.2 С в течение 15 минут. В таких условиях отличие количества тепла снятого охлаждающими струями, определённое как $q \times A$, где А – площадь охлаждаемой поверхности, от вложенной мощности растёт с увеличением мощности, но не превышает 7%, и соответствует тепловым потерям с участка соответствующим 0.06 Вт/К определённым по разнице температур между комнатой температурой и максимальной температурой медного блока определённой на внешней не охлаждаемой стороне.

РЕЗУЛЬТАТЫ

Выполнены серий экспериментов по исследованию теплообмена при охлаждении горячей мишени микроструями воды сформированными на формирователях струй различных описанных выше типов. Определены механизмы теплообмена и установлены зависимости локального коэффициента теплоотдачи и потерь давления при микроструйном охлаждении теплонапряженной поверхности от величины теплового потока, диаметра струй и массового расхода охлаждающей жидкости для системы плотных и высокоплотных микроструй в горизонтальном щелевом микроканале. С использованием многоточечных микротемпературных измерений выявлена зависимость температуры теплонапряженной поверхности, локального градиента температуры, локального коэффициента теплоотдачи и критического теплового потока от расположения и числа микроструй, скорости течения жидкости и величины входного недогрева воды для гладкой поверхности и выходного давления, близкого к атмосферному.

Установлены зависимости теплового потока от перегрева стенки для системы 6 струй диаметром 327 микрон при фиксированной скорости в струях для плавного изменения теплового потока во времени, приведенные рис. 3 (тип формирователя 1). Расстояние от формирователя струй до охлаждаемой поверхности равно 1 мм, температура охлаждающей воды равна 22 °С. Эксперименты проведены при плавном увеличении теплового потока до максимального значения, соответствующего началу кризиса теплоотдачи, с последующим снижением до нуля.

Проведено сравнение полученных данных с расчётом теплообмена при недогретом кипении, предложенном для каналов [12] в виде:

$$q_W^2 = \left(h_{con} F \left(\frac{\mu_{L,W}}{\mu_{W,Sub}} \right)^N (T_W - T_{Sub}) \right)^2 + \left(h_{boil} S (T_W - T_{Sat}) \right)^2 \quad (1)$$

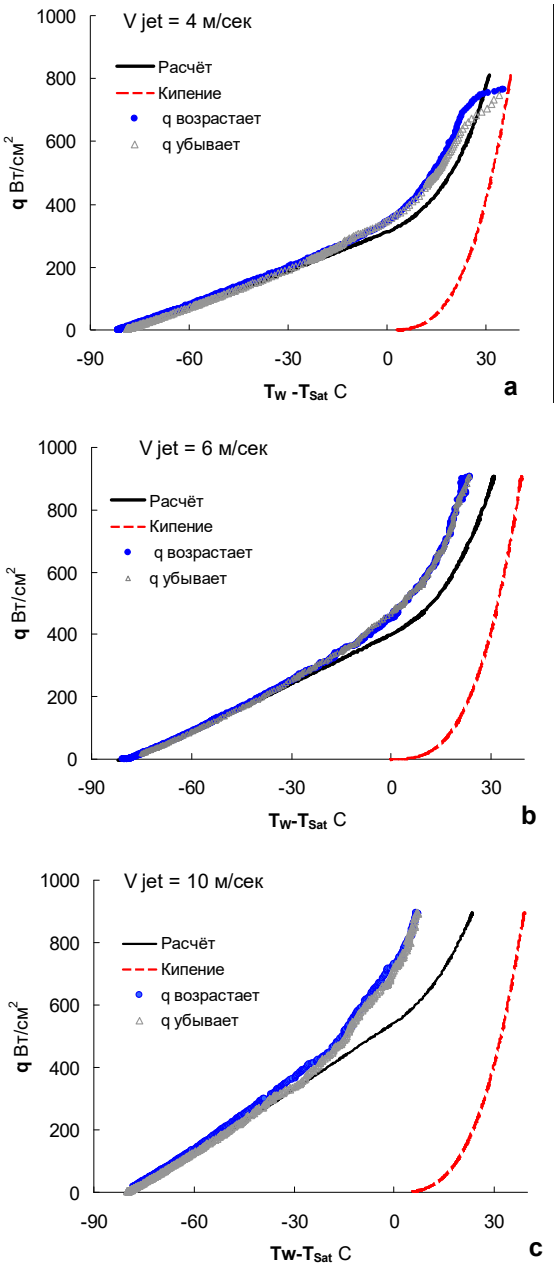


Рис. 3. Кривые кипения для воды, 6 струй диаметром 327 мкм, для скоростей: a) V_{jet}=4 м/сек; b) V_{jet}=6 м/сек; c) V_{jet}=10 м/сек. Сплошная линия - расчёт по уравнению (1), пунктирная - кривая кипения в большем объёме, температура охлаждающей жидкости 20-23 °С

Применительно к расчету микроструйного охлаждения, фактор усиления вынужденной конвекции F и фактор подавления пузырькового кипения S принимаются равными 1, T_W – температура стенки T_{Sat} – температура насыщения, T_{Sub} – температура натекающей жидкости, h_{Boil} – коэффициент теплоотдачи при кипении по уравнению С.С. Кутателадзе (1990) [13] , h_{jet} – коэффициент конвективной теплоотдачи при струйном охлаждении по модели H. Martin (1977) [14], степень N учитывающая интенсификацию конвективной теплоотдачи из за изменения свойств жидкости с температурой равна – 0.14 для ламинарных струй (Re<2000) и –0.11 для турбулентных струй (Re>2000). Сравнение экспериментальных данных с расчетом представлено на рис. 3, кривая насыщенного кипения в большем объёме построена по уравнению из [13].

Установлено, что в диапазоне тепловых потоков до 400 Вт/см^2 и скоростей струй от 4 до 10 м/сек данные хорошо согласуются с расчётом по модели конвективного теплообмена из работы [14] при увеличении скорости в струях расчёт начинает занижать коэффициенты теплоотдачи по сравнению с экспериментальными данными. При скорости струй 4 м/сек, данные хорошо согласуются с расчётом по уравнению (1). С увеличением скорости струй и увеличении теплового потока наблюдается увеличение теплоотдачи по сравнению с расчётом.

Проведена серия экспериментов для определения влияния скорости жидкости в струях на теплоотдачу. На рис. 4 представлено сравнение экспериментальных данных полученных в условиях конвективной теплоотдачи при постоянном тепловом потоке 148 Вт/см^2 при плавном уменьшении массового расхода с расчётом по H. Martin (1977). При больших скоростях жидкости в струях, данные превышают расчёт, но, с уменьшением скорости жидкости отклонение расчёта от экспериментальных данных уменьшается и, при скоростях 4-6 м/сек, экспериментальные данные совпадают с расчётом, что хорошо согласуется с данными на рис. 3 При уменьшении скоростей в струях ниже 4 м/сек наблюдается увеличение теплоотдачи по сравнению с расчётом по H. Martin (1977).

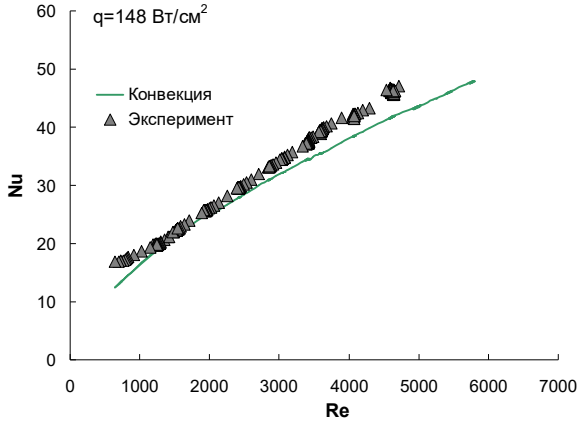


Рис 4. Зависимость числа Nu от числа Re струй (6 струй диаметром 327 мкм) в условиях q const=148 Вт/см^2. Температура охлаждающей жидкости 22 С. Точки - эксперимент, линия - расчёт по [14]

Установлены зависимости теплового потока от перегрева стенки для системы 6 струй диаметром 174 микрон при фиксированной скорости в струях для плавного изменения теплового потока во времени. На рисунке 5 представлено сравнение экспериментальных данных в условиях конвективной теплоотдачи при постоянном тепловом потоке 150 Вт/см^2 с расчётом по [14], полученных при уменьшении диаметра струй до 174 микрон (тип формирователя 2), при том же расположении что и для системы 6 струй диаметром 327 микрон. Здесь так же экспериментальные данные превышают расчётные значения, но, в отличие от формирователя 1 типа, наблюдается улучшение соответствия конвективной теплоотдачи с расчётом при увеличении скорости в струях.

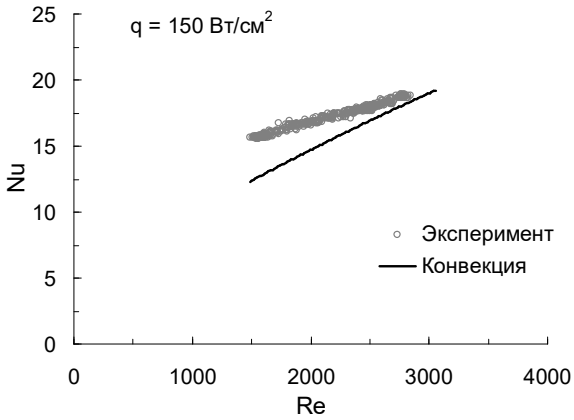


Рис 5. Зависимость числа Nu от числа Re струй (6 струй диаметром 174 мкм) в условиях q const=150 Вт/см^2. Температура охлаждающей жидкости 20 С. Точки - эксперимент, линия - расчёт по [14]

Сравнение данных полученных при уменьшении диаметра струй до 174 микрон, с расчётом по уравнению (1) при скоростях жидкости 17.7 м/сек представлено на рисунке 6. Здесь наблюдается более значительная интенсификация теплоотдачи в условиях, когда температура становится близкой к температуре насыщения, чем для данных полученных на формирователе типа 1. В данных условиях критический тепловой поток не достигался. Максимальный достигнутый тепловой поток составил 962 Вт/см^2, при этом ограничение на величину теплового потока определялось максимальной температурой нагревательных элементов.

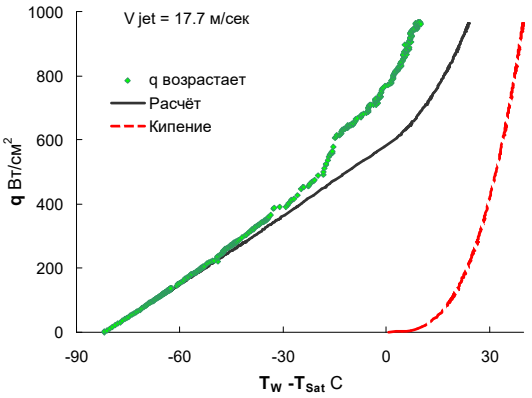


Рис 6. Кривая кипения 6 струй диаметром 174 мкм, для скорости V_{jet}=17.7 м/сек. Точки эксперимент, сплошная линия расчёт по уравнению (1), пунктирная - кипение в большем объёме, температура охлаждающей жидкости 20 ^{o}C

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Полученные данные показывают, что уменьшение диаметра и увеличения скорости струй существенно интенсифицирует теплоотдачу, но при этом так же вырастает перепад давления на формирователе струй. Установлены пределы применимости модели H. Martin (1977) [14] для расчёта конвективного теплообмена для систем микроструй с высокой скоростью жидкости (до 20 м/сек). Установлено, что в диапазоне тепловых потоков до 400 Вт/см2 и скоростей струй от 4 до 10 м/сек данные хорошо согласуются с расчётом по модели конвективного теплообмена из работы [14]

при увеличении скорости в струях расчёт начинает занижать коэффициенты теплоотдачи по сравнению с экспериментальными данными. При скорости струй 4 м/сек, данные хорошо согласуются с расчётом по предложенному уравнению (1). С увеличением скорости струй и увеличении теплового потока наблюдается увеличение теплоотдачи по сравнению с расчётом.

Список литературы:

1. Wörner M. Numerical modeling of multiphase flows in microfluids and micro process engineering: a review of methods and applications //Microfluidics and nanofluidics. – 2012. – Т. 12. – №. 6. – С. 841-886.
2. Squires T.M., Quake S.R. (2005) Microfluidics: fluid physics at the nanoliter scale. Rev Mod Phys 77(3): 977–1026
3. Kandlikar S. G., Bapat A. V. Evaluation of jet impingement, spray and microchannel chip cooling options for high heat flux removal //Heat Transfer Engineering. – 2007. – Т. 28. – №. 11. – С. 911-923.
4. Sleiti A. K., Kapat J. S. An experimental investigation of liquid jet impingement and single-phase spray cooling using polyalphaolefin //Experimental heat transfer. – 2006. – Т. 19. – №. 2. – С. 149-163.
5. Ebadian M. A., Lin C. X. A review of high-heat-flux heat removal technologies //Journal of heat transfer. – 2011. – Т. 133. – №. 11.
6. Elison B., Webb B. W. Local heat transfer to impinging liquid jets in the initially laminar, transitional, and turbulent regimes //International Journal of Heat and Mass Transfer. – 1994. – Т. 37. – №. 8. – С. 1207-1216.
7. Fabbri M., Dhir V. K. Optimized heat transfer for high power electronic cooling using arrays of microjets. – 2005.
8. Wolf D. H., Incropera F. P., Viskanta R. Local jet impingement boiling heat transfer //International Journal of Heat and Mass Transfer. – 1996. – Т. 39. – №. 7. – С. 1395-1406.
9. Sung M. K., Mudawar I. Single-phase and two-phase heat transfer characteristics of low temperature hybrid micro-channel/micro-jet impingement cooling module //International Journal of Heat and Mass Transfer. – 2008. – Т. 51. – №. 15-16. – С. 3882-3895.
10. Sung M. K., Mudawar I. Single-phase and two-phase hybrid cooling schemes for high-heat-flux thermal management of defense electronics. – 2009.
11. Walsh S. M. et al. Embedded microjets for thermal management of high power-density electronic devices //IEEE Transactions on Components, Packaging and Manufacturing Technology. – 2018. – Т. 9. – №. 2. – С. 269-278.
12. Liu Z., Winterton R. H. S. A general correlation for saturated and subcooled flow boiling in tubes and annuli, based on a nucleate pool boiling equation //International journal of heat and mass transfer. – 1991. – Т. 34. – №. 11. – С. 2759-2766.
13. Кутателадзе С.С. Теплообмен и гидравлическое сопротивление. Руководства //М.: Энергоатомиздат. – 1990.
14. Martin H. Heat and mass transfer between impinging gas jets and solid surfaces //Advances in heat transfer. – Elsevier, 1977. – Т. 13. – С. 1-60.

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ №21-19-00626.

DOI: 10.53954/9785604859551_225

УДК 536.24

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ И ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ДЕФОРМАЦИЙ В ТОНКОМ НЕИЗОТЕРМИЧЕСКОМ СЛОЕ ЖИДКОСТИ

Мунгалов А.С.[1,2], Кочкин Д.Ю.[1,3]

[1] Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН,
630090, Россия, г. Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1
[2] Новосибирский государственный университет,
630090, Россия, г. Новосибирск, ул. Пирогова, 2
[3] Новосибирский государственный технический университет,
630073, Россия, г. Новосибирск, пр. К. Маркса, 20
e-mail: a.mungalov@g.nsu.ru

Исследование термокапиллярных явлений в тонком слое жидкости при локальном нагреве в настоящее время является востребованной задачей в области технологических процессов, так как тонкие пленки обеспечивают высокую интенсивность тепломассопереноса и значительную поверхность контакта фаз при малых удельных расходах жидкости. Термокапиллярные явления в слоях жидкости активно изучаются на протяжении последних десятилетий, однако по-прежнему остаются малоизученными. Локальный нагрев тонких слоев жидкости способствует возникновению потоков и поверхностных деформаций, вызванных термокапиллярным эффектом, который создает поверхностные касательные напряжения. Эффект Марангони в тонких слоях жидкости существенно влияет на тепло- и массообмен и может приводить к разрыву пленки. В случае конвекции Марангони в системах со свободной границей обнаружено, что существует ряд неустойчивостей. Неравномерный нагрев тонких слоев жидкости приводит к деформациям свободной поверхности, вызванным термокапиллярным эффектом, создающим поверхностные напряжения сдвига [1]:

$$\vec{\tau}_{sur} = \nabla\sigma, \qquad (1)$$

возникающие из-за зависимости поверхностного натяжения от температуры:

$$\nabla\sigma = \frac{\partial\sigma}{\partial T}\nabla T \qquad (2)$$

для большинства жидкостей $\partial\sigma/\partial T$ отрицательно, т.е. поверхностное натяжение уменьшается с увеличением температуры, следовательно, поверхностная сила, возникающая при нагревании, действует в противоположном направлении по сравнению с градиентом температуры. Поверхностная сила перемещает жидкость из более теплых областей в менее нагретые. Работа [2] была одной из первых в экспериментальном и теоретическом изучении термокапиллярной конвекции в локально нагретом тонком горизонтальном слое жидкости. С увеличением градиента температуры вдоль слоя жидкости деформации свободной поверхности увеличиваются, так что свободная поверхность жидкости может достигать подложки с образованием сухого пятна. В настоящей работе изучаются первичные возмущения поверхности пленки, вызванные неравномерным нагревом.

ЭКСПЕРИМЕНТ

Подробное описание экспериментальной установки представлено в работе [3]. Для измерения деформаций свободной поверхности была произведена адаптация синтетического шлирен метода, предложенного в работе [4], в которой данный метод применялся для определения деформаций в слоях жидкости толщиной около 30 мм. В нашей работе нанесенное на подложку черное покрытие позволило применить метод для тонких пленок жидкости толщиной около 1 мкм и ниже.

Используемый в работе метод основан на анализе изображения фона, который, как и камера, расположены над жидкостью. Фон – прозрачная пленка с точками, закрепленная на LED панели. Подробное описание метода представлено в работе [3]. В присутствии деформации свободной поверхности, луч отклоняется на угол, равный удвоенному углу наклона свободной поверхности.

Для определения смещения точек используется алгоритм цифровой корреляции изображений (DIC). Эталонное изображение, полученное, когда поверхность пленки плоская (ненарушенная поверхность в начале эксперимента), сравнивается в цифровом виде с изображениями, полученными при наличии возмущений. Процедура DIC заключается в следующем: эталонное изображение разбивается на области одинакового размера (окна опроса) с точками внутри. В каждой элементарной области содержится не меньше 5 точек. Затем вычисляется кросскорреляционная функция, ее максимум соответствует наиболее вероятному смещению группы точек в пределах окна опроса. Таким образом, каждое окно опроса содержит один вектор смещения группы точек. Чтобы увеличить разрешение метода, производилось 50% перекрытие элементарных областей. В результате кросскорреляционной обработки изображений, получается векторное поле смещения. Далее, определив поле смещений, численно решается уравнение, позволяющее восстановить профиль свободной поверхности. В качестве граничного условия используется предположение об отсутствии возмущений на краю исследуемой области. Данное предположение оправдано, поскольку на обработанных изображения, на границе области точки не смещаются.

Экспериментальный стенд, (см. рис. 1), представляет собой цилиндрическую кювету с внутренним диаметром 88 мм. В центр кюветы впрессован нагреватель (медный цилиндр, верхняя часть которого

имеет квадратное сечение). Квадратная часть нагревателя покрыта черным покрытием, которое наносилось для устранения паразитного отражения.

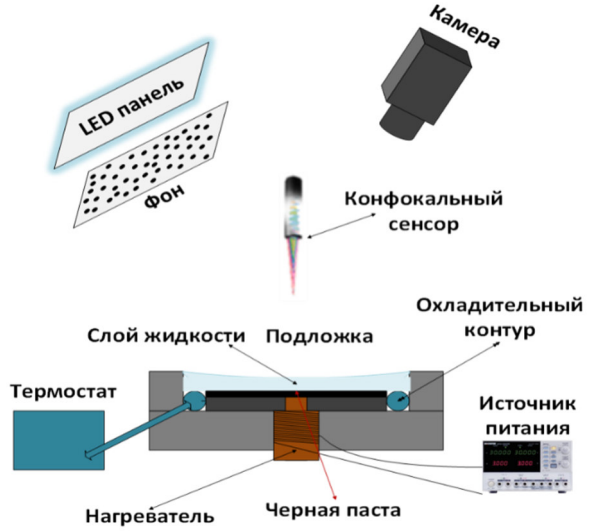


Рис.1. Экспериментальный стенд для исследования деформаций в тонких слоях жидкости

Нанесение черного покрытия позволило расширить область применения синтетического шлирен метода для тонких пленок жидкости, для которых поверхностные эффекты имеют принципиальное значение. По периметру кюветы по трубке циркулирует вода при температуре 22 °C для термостабилизации. Эксперименты проводятся при температуре окружающей среды 22-25°C и относительной влажности около 40%. В качестве исследуемой жидкости используется силиконовое масло PDMS-100 (с кинематической вязкостью 100 cS, плотностью 966 кг/м^3, поверхностным натяжением 20,9 мН/м, показателем преломления 1,403). Оптическая схема состоит из дистанционно управляемой камеры Nikon и светодиодной панели (размер 147 × 147 мм^2, мощность 18 Вт). Для подтверждения полученных результатов измерений локальная толщина пленки дополнительно измеряется с помощью контроллера Micro-Epsilon IFC2451 с конфокальным хроматическим датчиком IFS2405-3 (точность около 1,5 мкм, диапазон измерения около 3 мм и частота измерения 0,3 кГц). Рабочий участок расположен горизонтально на оптическом столе.

Эксперименты проводились с горизонтальным слоем силиконового масла пмс - 100. Начальная толщина слоя составляла 1,25 мм. Мощность, подаваемая на нагревательный элемент, составляла 5 Вт. Расстояния от фона до поверхности и от камеры до поверхности составляют 13 и 17 см соответственно, угол падения составляет около 18°. Фон состоит из случайно распределенных точек размером 0,1 мм, разрешение печати составляло 1400 точек на дюйм. Поле зрения камеры составляло 55 × 67 мм. Разрешение изображения составляло 5568 × 3712 пикселей. Частота регистрации составляла 1 кадр в секунду.

На рисунке 2 представлены восстановленные свободные поверхности в разное время от начала нагрева. Было зарегистрировано, что после начала нагрева над нагревателем образуется выпуклая деформация, за которой следует образование углубления в верхней части выступа. Образование бугорка детально исследовано для относительно толстых слоев жидкости и вызвано эффектом плавучести (конвективные потоки, возникающие из-за зависимости плотности от температуры). В данной работе с помощью численного моделирования исследуется природа данного явления. Кроме того, было зарегистрировано образование волны на краю области нагрева. Такого рода волны предсказываются численной моделью [5] и объясняются смещением жидкости от центра к периферии. Эта модель также предсказывает отсутствие этой волны в стационарных условиях. Амплитуда волны, бугорка наблюдаемой в нашем исследовании, довольно мала и составляет менее одного микрометра. Деформации таких амплитуд удалось зарегистрировать с помощью синтетического шлирен метода, поскольку данный метод имеет высокую разрешающую способность.

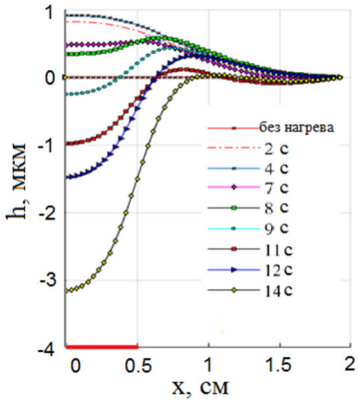


Рис.2. Профиль свободной поверхности в разное время от начала нагрева [3]

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ

Моделирование деформаций свободной поверхности жидкости, вызванных термокапиллярной конвекцией и зависимостью плотности от температуры производилось в несколько этапов. На первом этапе решалась тепловая нестационарная задача: оценивалась температура на верхней части нагревателя в зависимости от времени для конфигурации экспериментального стенда (см. рис. 3). Задача решалась методом конечных объемов. Теплообмен осуществлялся только за счёт теплопроводности. Была построена неструктурированная расчетная сетка. Число элементов составляло 1959846, число узлов - 573025. Были поставлены следующие граничные условия: в область нагрева подавался тепловой поток, величина которого составляла 17684 Вт/м^2, соответствующий мощности 5 Вт, генерируемой источником питания в эксперименте. Предполагалось, что область нагрева теплоизолирована (в эксперименте область нагрева дополнительно теплоизолировалась, а контакт между нихромовой проволокой и медью осуществился через термопасту). На периферии подложки поставлена фиксированная температура 22 °C, равная температуре воды в охладительном контуре. На нижней части подложки, на оставшихся стенках, на необогреваемой нижней части медного стержня, а также на верхней границе слоя жидкости поставлен коэффициент теплоотдачи 20 Вт/м^2 К. Температура окружающей среды составляла

22 °C, эта же температура была поставлена в качестве начального условия. Контакт между интерфейсами считался идеальным (не учитывалось термическое сопротивление). Черное покрытие в моделировании не учитывалось (толщина покрытия составляла около 100 мкм).

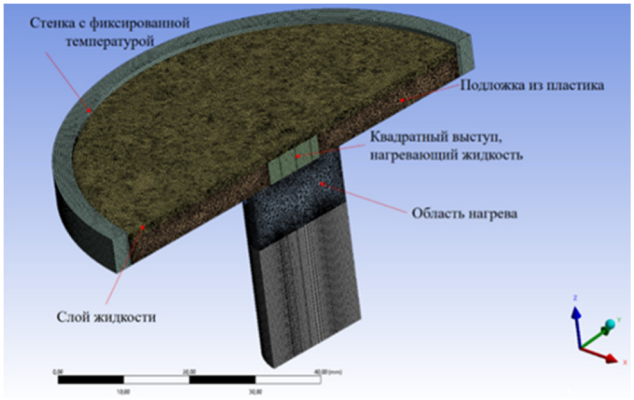


Рис. 3. Расчетная сетка для оценки температуры на верхней части нагревателя

В результате расчета было определено поле температуры на верхней части нагревателя, контактирующей с черным покрытием, в зависимости от времени.

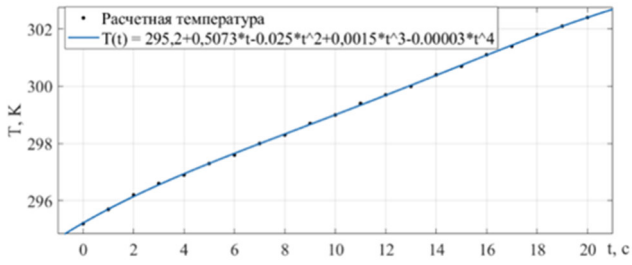


Рис.4. Зависимость температуры на верхней части нагревателя от времени

Данное поле усреднялось и аппроксимировалось полиномом 4 степени по времени (см. рис. 4).

Вторым этапом моделирования стал расчет деформаций свободной поверхности методом VOF (volume of fluid), предложенный Hirt, C. W. & Nichols [6]. В данном подходе движение границы раздела газ–жидкость отслеживается на основе распределения α_{gas}, объемной доли газа в вычислительной ячейке, где $\alpha_{gas} = 0$ - жидкая фаза и $\alpha_{gas} = 1$ - газовая фаза. Следовательно, граница раздела газ–жидкость существует в ячейке, где α_{gas} лежит между 0 и 1. Уравнение сохранения импульса используется для определения поля скорости, решается во всей области и является общим для всех фаз [7]:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla(\rho \vec{v}\vec{v}) = \\ = -\nabla P + \left(\mu(\nabla \vec{v} + \nabla \vec{v}^T)\right) + \rho \vec{g} + \vec{F} \quad (3)$$

где скорость $\boldsymbol{v}$ рассматривается как усредненная по массе переменная:

$$v_m = \frac{\alpha_{liq}\rho_{liq}v_{liq} + \alpha_{gas}\rho_{gas}v_{gas}}{\rho} \quad (4)$$

плотность и вязкость определяются следующими выражениями:

$$\rho(T) = \rho_{liq}(T)\alpha_{liq} + \rho_{gas}(1 - \alpha_{gas}) \quad (5)$$

$$\mu = \mu_{liq}\alpha_{liq} + \mu_{gas}(1 - \alpha_{liq}) \quad (6)$$

В модели учитывалось, что плотность жидкости зависит от температуры. Температурная зависимость плотности для газа не учитывалось, поскольку касательные напряжения, вызванные естественной конвекцией в газе, малы (расчетный перепад температуры в газе составил около 1 K).

Сумма объемных долей равна единице:

$$\alpha_{liq} + \alpha_{gas} = 1 \quad (7)$$

Уравнение сохранения массы с использованием определенных выше переменных имеет стандартный вид:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + div(\rho \vec{v}) = 0 \quad (8)$$

Для учета капиллярных сил в работе использовалась модель CSF (непрерывной поверхностной силы) [8] для вычисления силы поверхностного натяжения для ячеек, содержащих границу раздела газ–жидкость. В этой модели в правую часть уравнения (6) добавляется капиллярная сила $\boldsymbol{F}$:

$$\vec{F} = \frac{2\rho k \vec{n}}{(\rho_{liq} + \rho_{gas})}\sigma, \quad (9)$$

где σ – коэффициент поверхностного натяжения, **n** – нормаль к поверхности, которая оценивается по градиенту объемной доли, k – локальная кривизна, которая определяется следующим образом:

$$k = \frac{1}{|\vec{n}|}\left[\left(\frac{\vec{n}}{|\vec{n}|}\nabla\right)|\vec{n}| - (\nabla, \vec{n})\right] \quad (10)$$

Кроме того, для учета касательных напряжений на межфазной границе (конвекция Марангони) учитывалась зависимость поверхностного натяжения от температуры:

$$\sigma(T) = \sigma_o + \left(\frac{\partial \sigma}{\partial T}\right)_{T=T_o}(T - T_o) \quad (11)$$

Отслеживание границы раздела между газом и жидкостью осуществляется путем решения уравнения неразрывности для объемной доли газа:

$$\frac{\partial \rho_{gas}\alpha_{gas}}{\partial t} + div\left(\rho_{gas}\alpha_{gas}\vec{v}\right) = 0 \quad (12)$$

Объемная доля жидкой фазы определяется из соотношения 7. Уравнения сохранения энергии выглядит следующим образом:

$$\frac{\partial \rho E}{\partial t} + div(\vec{v}(\rho E) + P) = div\left(k_{eff}\nabla T\right) \quad (13)$$

Энергия E в уравнении это усредненная по массе переменная:

$$E = \frac{\sum_{i=1}^{2}\alpha_i\rho_i E_i}{\sum_{i=1}^{2}\alpha_i\rho_i} \quad (14)$$

индекс i отвечает за номер фазы, E_i равна теплоемкости i-ой фазы помноженную на температуру. Эффективная теплопроводность k_{eff} определяется как:

$$k_i = \lambda_{liq}\alpha_{liq} + (1 - \alpha_{liq})\lambda_{gas} \qquad (15)$$

Поскольку моделирование данным методом является затратным с точки зрения вычислительных мощностей, был проведен ряд упрощений. Во-первых, поставлена двумерная задача (в эксперименте задача 3-х мерная, поскольку нагреватель имел квадратную форму). Во-вторых, размер кюветы был ограничен (диаметр кюветы в эксперименте составлял 88 мм) Ряд упрощений был необходим ввиду недостатка вычислительных мощностей, но тем не менее подобрана похожая конфигурация для качественного сравнения с экспериментом. Расчетная область (см. рис. 5) представляла собой прямоугольник: 20x3 мм^2, толщина слоя жидкости составляла 1,25 мм. Сетка является неструктурированной. Количество конечных элементов: 201742, число узлов: 181359. Конечные элементы имеют треугольную форму. Вблизи свободной поверхности произведено сгущение, а также созданы прямоугольные слои. Толщина первого слоя составляла 0,1 мкм, размер по Y каждого последующего слоя увеличивался на 20%, всего слоев 40. Ширина прямоугольных слоев фиксирована и составляла 10 мкм. Были поставлены следующие граничные условия: на левой границе области задавалось условие симметрии. Область нагрева расположена снизу, примыкает к левой границе и имеет длину 5 мм, на ней задавалась зависимость температуры от времени. На всей нижней, а также на правой границах задано условие прилипания и непротекания. На верхней границе задавалось условие фиксированного давления.

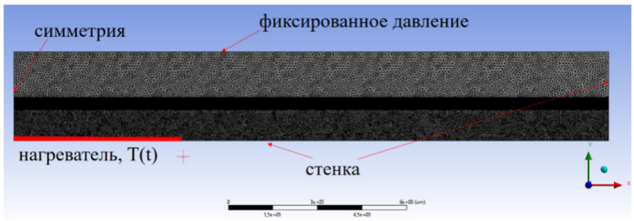


Рис. 5. Конфигурация задачи, а также расчетная сетка для моделирования деформаций свободной поверхности жидкости

Плотность и поверхностное натяжение для силиконового масла ПМС-100 аппроксимировались линейными зависимостями от температуры:

$$\sigma = 0.0387 - 6 * 10^{-5} T$$
$$\rho = 1228.35 - 0.889 T$$

На рисунке 6 представлены расчетные профили деформаций, вызванных термокапиллярным эффектом, а также термическим расширением, полученные методом VOF. Стоит обратить внимание на то, что 0 по оси y отложен на свободной поверхности в отсутствии деформаций. Несмотря на большое количество упрощений, данные моделирования хорошо согласуются с полученной экспериментальной зависимостью, однако влияние правой стенки ощутимо. В эксперименте жидкость свободно растекалась от центра области, не вызывая возмущений на границе. В случае моделирования уровень жидкости в правой части расчетной области заметно увеличился. Это связано с уменьшением размера кюветы, с равенством нулю нормальной

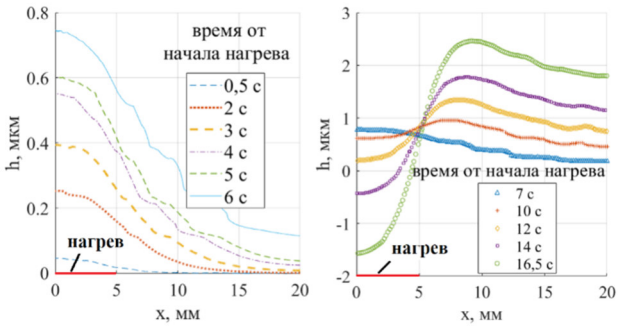


Рис.6. Расчетные профили деформаций, вызванные термокапиллярным эффектом, а также термическим расширением, полученные методом VOF

компоненты скорости на периферии, а также с увеличением объема жидкости из-за термического расширения. Тем не менее видно, что на начальном этапе жидкость расширяется над нагревателем и образуется жидкий бугорок, динамика которого хорошо согласуется с экспериментом. С помощью численного расчета подтверждено предположение о том, что образование выпуклой деформации связано именно с термическим расширением, а не конвекций, как это происходит для толстых слоев жидкости. Кроме того, на границе нагревателя образуются волна (см. рис. 6), которая также была зарегистрирована в эксперименте.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Экспериментальные исследования проводились для пленки силиконового масла, неравномерно нагретой снизу. Проведено численное моделирование деформаций свободной поверхности тонкой пленки жидкости, нагреваемой снизу, методом VOF (volume of fluid). Результаты численного расчета хорошо согласуются с экспериментальными данными. Показано, что расширение жидкости в более горячей области на начальной стадии нагрева вызвано термическим расширением, а не конвекцией, как для относительно толстых слоев жидкости. Кроме того, как и в эксперименте, на краю нагревателя наблюдается волна.

Список литературы:

1. V.G. Levich, Fiziko-khimicheskaya gidrodinamika, 2nd ed., Gos.izd. fiz.-mat. literatury, Moscow, 1959.
2. A.F. Pshenichnikov, G.A. Tokmenina, Deformation of the free surface of a liquid by thermocapillary motion, Fluid Dyn. 18 (3) (1983) 463–465.
3. D. Kochkin, A. Mungalov, D. Zaitsev, O. Kabov. Use of the reflective background oriented schlieren technique to measure free surface deformations in a thin liquid layer non-uniformly heated from below. Experimental Thermal and Fluid Science (2021) 110576
4. Nikolay A. Vinnichenko et al. Measurements of liquid surface relief with moon-glade background oriented Schlieren technique // Experimental Thermal and Fluid Science. – 114 (2020) 110051.
5. I.V. Marchuk, Thermocapillary deformation of a horizontal liquid layer under flash local surface heating, J. Eng. Thermophys. 24 (4) (2015) 381–385, https://doi.org/10.1134/S181023281504013X.
6. Hirt, C. W. & Nichols, B. D. 1981. Volume of fluid (VOF) method for the dynamics of free boundaries. Journal of Computational Physics, 39, 201-225.
7. Batchelor, G. K. 2000 An Introduction to Fluid Dynamics. Cambridge University Press, 2001.
8. Braxkbill, J. U., Kothe, D. B. & Zemach, C. 1992. A continuum method for modeling surface tension. Journal of Computational Physics, 100, 335-354.

DOI: 10.53954/9785604859551_229

УДК 532.525.3+532.525.6

ВЛИЯНИЕ ИМПАКТНОГО ВОЗДУШНОГО ПОТОКА НА ПАРАМЕТРЫ ОХЛАЖДАЮЩЕЙ ПЛЕНКИ ЖИДКОСТИ

Назаров А.Д., Серов А.Ф., Миськив Н.Б., Мамонов В.Н.

Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН,
630090, Россия, г. Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1
e-mail:nazarov@itp.nsc.ru

Охлаждение поверхности струйно-капельной жидкостью со спутным газовым потоком характеризуется высокой интенсивностью теплообмена. Этим объясняется широкое применение такого способа охлаждения в энергетике, машиностроении, металлургии, химической и пищевой промышленности и т.д. [1]. Более эффективное использование данного вида охлаждения требует детального исследования физических процессов связанных с взаимодействием частиц жидкости с поверхностью и пленкой на поверхности, влияние импактной воздушной струи на эффективность охлаждения пленкой жидкости [2].

В работе представлены результаты экспериментального исследования поведения локальных и усредненных значений толщины пленки жидкости, осажденной на вертикальную низкотемпературную изотермическую поверхность из импульсного газокапельного потока и влияния на нее импактной воздушной струи. Измерения локальной толщины пленки были получены многоканальным емкостным измерителем толщины пленки жидкости. Показано, что в режиме подачи короткого импульса диспергированной жидкости в спутном потоке газа на слабо нагретую поверхность в зависимости от удельного расхода образуется жидкостное покрытие типов: однородная ламинарная пленка жидкости и в виде отдельных пленочных областей и капель жидкости.

Представленная на рис. 1 схема экспериментального стенда позволяет проводить исследования влияния параметров газокапельного потока на теплообмен с плоским теплообменником [3]. Источник газокапельного потока и теплообменник были расположены на расстоянии 0,24 м напротив друг друга вертикально относительно горизонта.

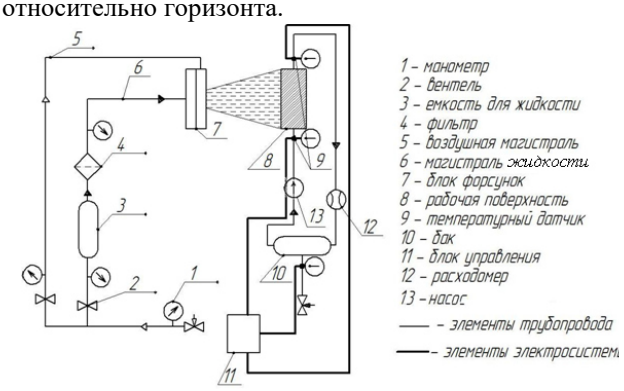


Рис. 1. Схема экспериментальной установки

Управляемый источник газокапельной струи конструктивно выполнен в виде двухкамерного блока: для воздуха и воды. На плоской части источника расположены 16 управляемых электромагнитных жидкостных форсунок в виде матрицы 4 × 4. На этой же поверхности для создания спутного воздушного потока установлены 25 газовых сопла с диаметром выходного отверстия 350 мкм. Жидкостная форсунка представляет собой распылитель из четырех сопел диаметром 125 мкм, включаемых одним электромагнитным клапаном. Расход жидкости определяется давлением на входе блока электромагнитных клапанов (P_L = (0,5 ÷ 3) атм., при этом скорость жидкости в потоке регулируется (0.5 ÷ 30) м/с). Изменение длительности ($T_и$ = (0,002 ÷ 0,01) сек.) и частоты открытия клапана (F = (1 ÷ 50) Гц) позволяет формировать газокапельный поток с заданной массой жидкой фазы. Программное включение клапанов позволяет формировать поток спрея различной интенсивности во времени и координате на поверхности теплообменника.

Расход газовой составляющей не изменяется во времени для конкретного режима, и определяется давлением на входе воздушного блока. Импактный воздушный многоструйный поток формируется 25-ю соплами и создает спутные струи, которые равномерно распределены в капельном потоке. За счет изменения рабочего давления P_a = (0 ÷ 6) атм. скорость воздушного спутного потока на расстоянии 0,1 м от источника может быть установлена в диапазоне (0 ÷ 20) м/с.

Теплообменник, выполненный из высокотеплопроводной меди, имеет размеры рабочей поверхности 140 × 140 мм и толщину 25 мм. Рабочая пластина нагревается водой. В опытах было реализовано граничное условие T_w = const = 70 ^{0}C (температура поверхности теплообменника), справедливость которого подтвердили термопарные измерения теплообменной поверхности в различных ее точках.

В качестве основных методов регистрации гидродинамических и теплообменных процессов применяются проточный калориметр [3], диэлькометрический регистратор локальной толщины пленки авторской разработки [4], традиционные приборы для термометрии и оптические регистраторы (тепловизор, быстродействующие фото- и видеокамеры).

На рисунке 2 показана схема установки зондов диэлькометрического регистратора локальной толщины пленки, врезанных в рабочий объём теплообменника с выходом на поверхность. В эксперименте было использовано три зонда, расположенные в линейку на вертикальной оси теплообменника. От верхней границы теплообменника первый зонд расположен на расстоянии 60 мм. Следующие вниз по оси на 5 мм и 15 мм от первого зонда.

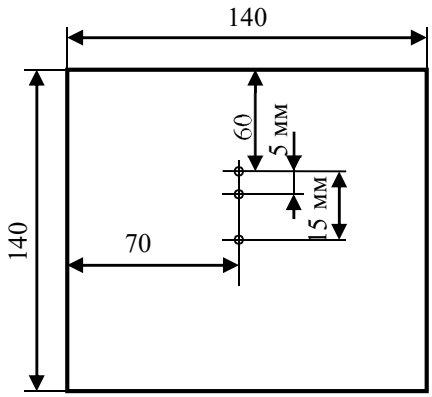


Рис.2. Схема расположения на поверхности теплообменника зондов диэлькометрического измерителя локальной толщины пленки жидкости

Рабочей жидкостью газокапельного потока являлась дистиллированная вода. Для наблюдения за процессом образования пленки жидкости на поверхности теплообменника был определен режим, когда струи импульсного газокапельного потока представляли собой сформированную однородную область капельной массы, движущиеся к теплообменнику в спутном воздушном потоке с заданной скоростьвоздушного потока (V_a = 8 м/с, 84 г/с, при температуре T_a = 20 ^{0}C). Второй режим выполнялся при давлении на входе жидкостной линии газокапельного источника P_L = 3 атм., когда расхода жидкостно-капельной фазы R = (2 ÷ 20) г/с осуществлялся за счет изменения продолжительности импульса капельных областей $T_и$ = (100, 50, 25, 10, 4) мс с периодом T = 200 мс (частота 5 Гц), что соответствует скважности $Q = \frac{T}{T_и}$: 2, 4, 8, 20 и 50.

Фоторегистрация показала, что импактный многоструйный газокапельный поток орошает центральную часть теплообменной поверхности, где установлены емкостные датчики, площадь орошения составляет 80 % от общей площади теплообменника.

Анализу видео наблюдений (рис. 3) и данных о толщине пленки, полученныхс помощью диэлектрического метода измерения, показали, что при расходе жидкой фазы до 5 г/с (с учетом площади орошения удельный расход $R_{уд}$ = 318 г/(с·м^2) на поверхности теплообменника нет однородного пленочного покрытия, особенно при спутном воздушном потоке. Капельные области осаждаются на поверхность в виде капель и отдельных областей тонкой пленки.



Рис. 3. Фотография пленки жидкости, осажденной на поверхность теплообменника при расходе жидкой фазы до 5 г/с

В диапазоне расходов жидкости от 5 г/с до 10 г/с ($R_{уд}$ = 318 г/(с·м^2 ÷ 637 г/(с·м^2)) однородное пленочное покрытие проявляет устойчивость без импактной воздушной струи, но разрушается при ее наличии. На рис. 4 показан профиль локальной толщины пленки жидкости такого переходного режима. Осажденная пленка жидкости на поверхность теплообменника соответствует режиму импульсов капельной фазы $T_и$ = 25 мс и периодом T= 200 мс (расход R = 4,8 гр/с, $R_{уд}$ = 306 г/(с·м^2)) без спутного воздушного потока Va = 0 м/с и с ним скоростью Va = 8 м/с.

Приведенные на рисунке профили локальной толщины пленки осажденной жидкости получены в одной точке. Видно, что при спутном воздушном потоке сплошность пленки нарушается. По нижней кривой рисунка (V = 8 м/с) видно, что вследствие взаимодействия капельной области с поверхностью теплообменника на промежуток времени (порядка 100 мс) образуется пленка жидкости в виде пятна. Затем наблюдается разрыв пленки с границей раздела фаз, находящейся в районе установки зонда.

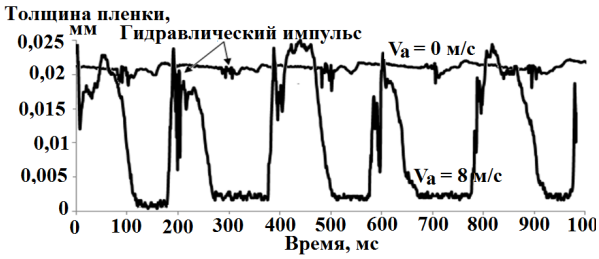


Рис. 4. Профиль локальной толщины пленки при режиме формирования импульса капельной области длительности $T_и$ = 25 мс и периодом T = 200 мс при спутном воздушном потоке: Va = 0 м/с и Va = 8 м/с

При расходе выше 10 г/с, ($R_{уд}$ = 367 г/(с·м^2)), что соответствует длительности открытия клапанов $T_и$> 50 мс, на поверхности теплообменника наблюдается пленочное течение, как без спутного воздушного потока, так и с ним. На рисунке 5а показан профиль локальной толщины пленки жидкости, полученный при длительности открытия клапанов $T_и$ = 50 мс и периодом T = 200 мс (R = 10 г/с). Импульсная капельная масса движется к теплообменнику без спутного воздушного потока. Можно видеть, что режим источника, формирующий капельные области с периодом T = 200 мс и длительностью $T_и$= 50 мс, поддерживает на поверхности теплообменника постоянное пленочное покрытие. На поверхности пленки наблюдается неравномерность амплитудой до 10 микрометров, что говорит о практически безволновой пленочной структуре. На рис. 5б показан профиль локальной толщины пленки для того же режима импульсного струйно-капельного потока, но со спутным воздушным потоком скоростью V_a = 8 м/с. Под действием воздушного потока толщина пленки уменьшается в среднем на 50 ÷ 60 мкм, чем без спутного потока. Амплитуда волн на поверхности пленки, как и в предыдущем случае не превышает 10 микрометров.

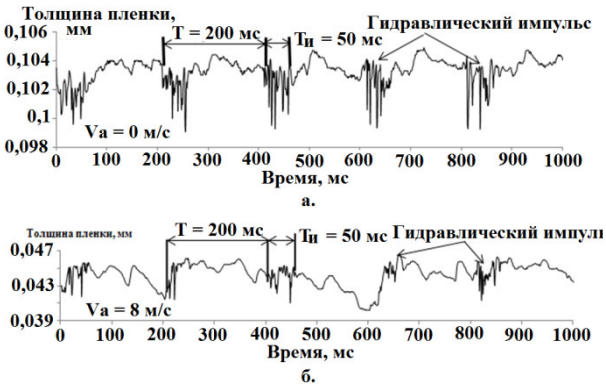


Рис. 5. Профиль локальной толщины пленки жидкости, осажденной из импульсной капельной струи.а -без спутного воздушного потока,V_a = 0 м/с; б – V_a = 8 м/с

На рисунке 6 показана зависимость средней толщины пленки жидкости осажденной на поверхность теплообменника из импульсного аэрозоля без спутного воздушного потока. Экспериментальная кривая соответствует значениям средней толщины, полученным усреднением показаний всех используемых емкостных датчиков. Расчетная кривая отображает среднюю толщину пленки, посчитанную по формуле [White D.A., Tallmadge J.A, [5]]

$$\delta_{res} = 0{,}52(\frac{\mu V}{g})^{\frac{1}{2}},$$

где μ – кинематическая вязкость воды при температуре 70 ^{0}C, V – скорость пленки, полученная в эксперименте по видео данным, g – ускорение силы тяжести.

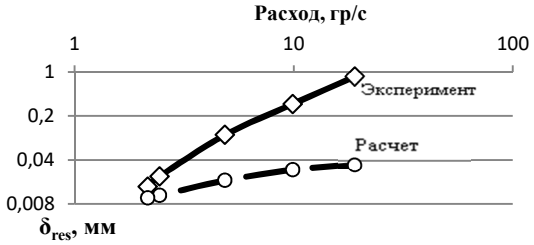


Рис. 6. Средняя толщина пленки жидкости осажденной капельной фазы импульсного аэрозоля без спутного воздушного потока (эксперимент) и расчетные значения средней толщины пленки

Расчетные значения значительно меньше полученных данных в экспериментах. Это можно объяснить тем, что формула для расчета средней толщины пленки была получена для гравитационной пленки, текущей по вертикальной поверхности с источником орошения в верхней части пластины. Кроме того, в нашем случае, при орошении импульсным газокапельным потоком, капельные области осаждаются не на всю поверхность теплообменника, а площадь равную 80 % от общей поверхности.

На рисунке 7 показано сравнение измеренных значений толщины пленки без спутного и со спутным воздушным потоком. По результатам сравнения средней толщины пленки без спутного и с спутным потоком можно сделать вывод, что спутный воздушный поток уменьшает среднюю толщину пленки жидкости. Импактная воздушная струя приводит к растеканию, тем самым утончая пленку [2] и увеличивая площадь жидкости на поверхности.

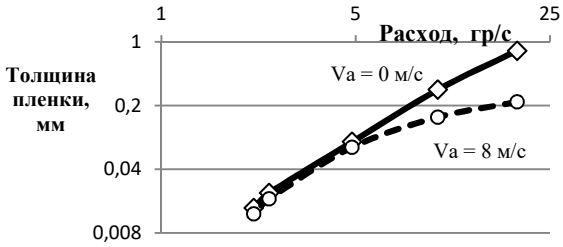


Рис. 7. Средняя толщина пленки жидкости без спутного воздушного потока и со спутным потоком

Влияние воздушного потока на среднюю толщину пленки зависит от начальной толщины пленки, осажденной на поверхность теплообменника. При расходе меньше 5 г/с капли жидкости осаждаются в виде небольших островков пленки и отдельных капель жидкости, и влияние спутного потока на уменьшение толщины, а значит и на увеличение площади жидкостного покрова, не наблюдается.

По измеренным данным средней толщины и скорости движения пленки, и по формуле числа Рейнольдса

$$Re = \frac{V \cdot \delta_{res}}{\mu},$$

где V – скорость пленки; δ_{res} – средняя толщина пленки; μ – кинематическая вязкость воды при температуре 70 ^{0}C), получаем соответствующее этому течению число Рейнольдса, которое в зависимости от расхода имеет диапазон Re = 0 – 20.

Таким образом, в зависимости от удельного расхода жидкой фазы $R_{уд}$ импульсного газокапельного потока на вертикальной поверхности теплообменника формируется пленка жидкости преимущественно следующих типов:

а) до $R_{уд}$ = 318 г/(с·м^2) в виде отдельных областей и капель жидкости;

б) от $R_{уд}$ = 318 ÷ 637 г/(с·м^2) однородная пленка жидкости проявляет устойчивость в отсутствии импактной воздушной струи, и разрушается при воздействии на нее импактной струёй;

в) более $R_{уд}$ = 700 г/(с·м^2) - в виде однородного, без разрывов пленочного покрытия, сохраняющего неразрывность при воздействии на него диспергированной жидкостью и импактной воздушной струёй. На поверхности пленник регистрируется неоднородность порядка 10 мкм, что говорит о слабом волновом режиме.

Уменьшение средней толщины пленки под действием импактной воздушной струи наблюдается только при режимах, когда на поверхности формируется однородная пленка.

При воздействии импактной воздушной струей пленка жидкости движется от центральной части поверхности к периферии во всех направлениях со скоростью до 0,01 м/с. Диапазон чисел Рейнольдса в зависимости от общего расхода жидкой фазы импульсного газокапельного потока равен Re = 0 ÷ 20.

Список литературы:

1. Cader, T.,Westra, L. J., and Eden, R. C. Spray Cooling Thermal Management for Increased Device Reliability, IEEE Trans. Device Mater. Reliab. 2004. 4(4),.P. 605–613.

2. Jungho Kim Spray cooling heat transfer: The state of the art // International Journal of Heat and Fluid Flow. 2007. Volume 28, Issue 4. P. 753-767.
3. Terekhov V.I., Karpov P.N., Nazarov A.D., Serov A.F. Unsteady heat transfer at impinging of a single spray pulse with various durations // International Journal of Heat and Mass Transfer. 2020. Volume 158. 120057
4. Чиннов Е.А., Назаров А.Д., Серов А.Ф. Волновые характеристики нагреваемой пленки при воздействии внешних возмущений // Теплофизика и аэромеханика», 2008, Т. 15, № 4, С. 71-79
5. White D.A. and Tallmadge J.A. Theory of drag out of liquids on flat plates // Chem. Eng. Sci. 1965. 20. P. 33-37

DOI: 10.53954/9785604859551_233

УДК 699.86+699.88

ЗАВИСИМОСТЬ УВЛАЖНЕНИЯ МАТЕРИАЛОВ ФАСАДА ОТ ПАРОПРОНИЦАЕМОСТИ НАРУЖНОЙ ОБЛИЦОВКИ

Низовцев М.И., Стерлягов А.Н.

Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН,
630090, Россия, г. Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1
e-mail: nizovtsev@itp.nsc.ru

ВВЕДЕНИЕ

Фасадные системы современных зданий представляют многофункциональные конструкции, которые обеспечивают комфортные условия для пребывания в них людей. В холодных и умеренных климатических регионах применяют фасадные системы, в состав которых входят слои из теплоизоляционных материалов. В настоящее время широкое распространение получили две основные фасадные системы с наружным утеплением, это вентилируемые фасадные системы (ВФС) [1] и композитные системы наружной теплоизоляции (КСНТ) [2]. Обе эти фасадные системы в летний период года предохраняют внутренние помещения от перегрева и снижают затраты на кондиционирование [3], а в зимнее время обеспечивают низкий уровень тепловых потерь [4].

ВФС при эксплуатации показали себя более устойчивыми к увлажнению по сравнению с КСНТ [5], но уступающими им по теплотехнической однородности [6]. Для повышения теплозащитных характеристик вентилируемых фасадов, а также увеличения скорости и качества монтажа разработана и запущена в производство новая фасадная система на основе панелей с вентилируемыми каналами заводского изготовления [7]. Проведены лабораторные и натурные экспериментальные и расчетные исследования тепло-влажностных параметров панелей с вентилируемыми каналами, которые подтвердили их высокие эксплуатационные характеристики [8,9].

Одной из функций фасадных систем является защита материалов наружных стен от избыточной влажности. Высокое содержание влаги приводит к дополнительным потерям тепла из-за снижения эффективности теплоизоляционных материалов [10], наблюдается рост плесени и водорослей на облицовочных фасадных материалах [11,12]. Ограниченная морозостойкость пористых материалов при высокой влажности может являться причиной нарушения их структуры [13].

Для ограничения влагонакопления в материалах ограждающих конструкций зданий применяют барьерные слои. Обычно в условиях теплого и влажного климата, когда поток парообразной влаги направлен от наружной поверхности фасада внутрь, барьерный слой устанавливается на наружной стороне фасада [14]. В регионах с продолжительным холодным периодом основной поток парообразной влаги в течение года направлен от внутренней поверхности фасада к наружной, и барьерный слой рекомендуют размещать на внутренней поверхности фасада [9]. Однако, внутренние барьеры для паровой влаги очень чувствительны к различным механическим повреждениям [15]. Такие барьеры сложно устанавливать при реновации ранее построенных жилых зданий, так как ее обычно проводят с наружной стороны без отселения жильцов. Внутренние паровые барьеры стараются не использовать при реновации исторических зданий [16]. В научной литературе в настоящее время еще недостаточно освещен вопрос о возможности использования паровых барьерных слоев внутри фасадных систем, хотя, в ряде случаев это положение барьерных слоев может давать определенные преимущества.

Фасад современного здания можно рассматривать, как многослойную конструкцию, состоящую из пористых материалов с различной паропроницаемостью. При разных наружных климатических параметрах, а также определенных температурно-влажностных условиях внутри помещений создается разность парциальных давлений водяного пара наружного и внутреннего воздуха, что в свою очередь, является причиной движения водяного пара через многослойную пористую конструкцию фасада. При движении пара в зависимости от паропроницаемости материалов слоев фасада и их сорбционных свойств может происходить конденсация и накопление влаги.

Большую роль в влагообменных процесса в фасадных системах играет паропроницаемость наружной облицовки фасада (наружного слоя или нескольких слоев, которые расположены с наружной стороны теплоизоляционного слоя фасада). Проводя анализ влияния паропроницаемости наружной облицовки фасада на влагонакопление в материалах фасада, можно абстрагироваться от конкретных особенностей и рассматривать фасады типа ВФС и КСНТ с единых позиций, характеризуя внешнюю облицовку фасада определенным сопротивлением паропроницанию. Для вентилируемых фасадов это сопротивление отражает сопротивление вентилируемых прослоек или каналов и сопротивление входов и выходов из них, а для фасадов КСНТ это сопротивление обусловлено сопротивлением паропроницанию внешних штукатурных слоев или слоя внешней кирпичной облицовки.

Цель данной работы заключается в рассмотрении влияния сопротивления паропроницания внешней облицовки фасада на содержание влаги в его материалах в многолетнем цикле эксплуатации здания в условиях континентального климата с холодной зимой и относительно теплым летом. Также рассмотрена возможность применения внутри фасада тонких слоев с разным сопротивлением паропроницанию при различной паропроницаемости наружной облицовки фасада для снижения влажности теплоизоляционного слоя.

ОПИСАНИЕ МОДЕЛИ И УСЛОВИЙ РАСЧЕТА

Анализ влияния паропроницаемости наружного покрытия на влажностное состояние материалов стены здания проведен на часто встречающейся на практике конструкции наружной стены, показанной на рис.1. Основной конструкционный слой наружной

стены выполнен кирпичной кладкой из глиняного кирпича толщиной 250 мм. Со стороны помещения на кирпичную кладку нанесен слой цементно-песчаной штукатурки толщиной 20 мм, а с наружной стороны кирпичная кладка утеплена слоем минеральной ваты толщиной 160 мм. На наружной стороне минеральной ваты расположено покрытие с заданным сопротивлением паропроницаемости. В качестве наружного покрытия может выступать штукатурный слой, или слой из другого материала, либо наружный слой вентилируемого фасада или панели с вентилируемыми каналами [7].

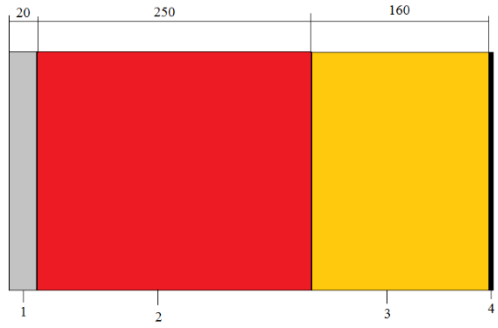


Рис.1. Состав наружной стены: 1-цементно-песчаная штукатурка, 2-кирпичная кладка, 3-минераловатный утеплитель, 4-наружное покрытие

Для проведения тепло-влажностных расчетов использовалась компьютерная программа WUFI [17], которая разработана и поддерживается Институтом строительной физики им. Фраунгофера в Германии. В программе процесс тепло и влагопереносав гидроскопичных многослойных пористых материалах применительно к строительным конструкциям описывается системой из двух уравнений в частных производных для каждого из слоев, решение проводится методом конечных элементов. Уравнение (1) описывает изменение энтальпии влажного материала с течением времени, обусловленное теплопроводностью и тепловыми процессами, связанными с испарением и конденсацией влаги. Уравнение (2) представляет собой баланс влаги в гигроскопичном материале с учетом движения жидкой и парообразной влаги.

$$\frac{dH}{d\vartheta}\frac{\partial\vartheta}{\partial t} = \nabla(\lambda\nabla\vartheta) + h_V\nabla(\delta_p\nabla(\varphi p_{sat})) + S_h \quad (1)$$

$$\frac{dw_V}{d\varphi}\frac{\partial\varphi}{\partial t} = \nabla(D_\varphi\nabla\varphi) + \delta_p\nabla(\varphi p_{sat})) + S_w \quad (2)$$

H – энтальпия [Дж/м^3],

ϑ– температура [К],

w_V – объемная влажность [кг/м^3],

φ – относительная влажность [-],

λ – коэффициент теплопроводности [Вт/мК],

h_V – теплота испарения воды [Дж/кгК],

δ_p – коэффициент паропроницаемости [кг/мсПа],

p_{sat} – давление насыщенного водяного пара [Па],

D_φ – коэффициент движения жидкой влаги [кгм/с],

S_h– плотность дополнительного потока тепла [Вт/м^3],

S_w – плотность дополнительного потока влаги [кг/см^3].

Свойства материалов, и зависимости коэффициентов движения жидкой влаги и коэффициентов теплопроводности от объемной влажности материалов w_v, которые использовались в расчетах, взяты из библиотеки WUFI.

Расчеты проведены для климатических условий регионов с континентальным климатом с относительно холодной зимой и теплым летом. В качестве конкретного пункта был взят г. Эдмонтон (Канада, 53.37ºс.ш.), близкий по климатическим условиям к г. Новосибирску (Россия, 54 ºс.ш.).

Внутри помещения при расчетах температура воздуха принималась 21ºС и его влажность – 55%. За начало расчетов принято 1 октября, при этом влажность кирпичной кладки и штукатурного слоя соответствовала влажности по изотерме сорбции при 80% относительной влажности воздуха, а влажность минеральной ваты – при 55% относительной влажности, что характерно для влажности материалов при окончании строительства.

Расчетная сетка строилась со сгущением к границам от центральной зоны каждого материала (рис.2).



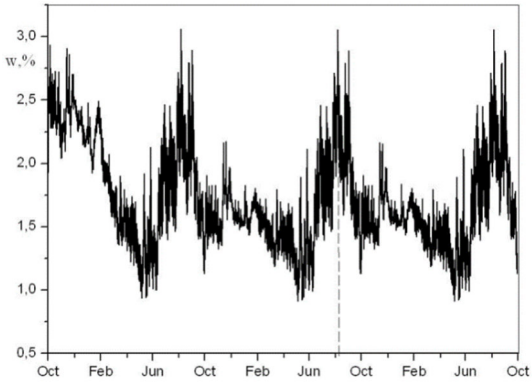
Рис2. Расчетная сетка 1- штукатурный слой, 2- кирпичная кладка, 3 – минеральная вата

Для выбора размера сетки были проведены расчеты с часовым интервалом в течение года для определения средней относительной массовой влажности w_i слоя кирпичной кладки и минеральной ваты при количестве ячеек i= 128, 172, 258, 386. В результате определения $abs(w_{386}-w_i)/ w_{386}\times100\%$ для проведения расчетов была выбрана сетка с 258 ячейками, которая по сравнению с сеткой с 386 ячейками дала отклонение для кирпичной кладки <0.2%, а для минеральной ваты <2%.

РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ И ИХ АНАЛИЗ

Все результаты расчетов, приведенные ниже, выполнены за 3-летий период. На начальном этапе были проведены тепло-влажностные расчеты стеновой конструкции, показанной на рис 3 без наружного покрытия. На рис.3а приведены результаты расчета изменения средней массовой влажности слоя минеральной ваты. Согласно результатам расчета, наблюдались периодические годовые колебания влажности с ее увеличением до 3% в конце лета-начале осени, именно в этот период времени на улице была высокая влажность воздуха при еще высокой температуре воздуха.

а)



б)

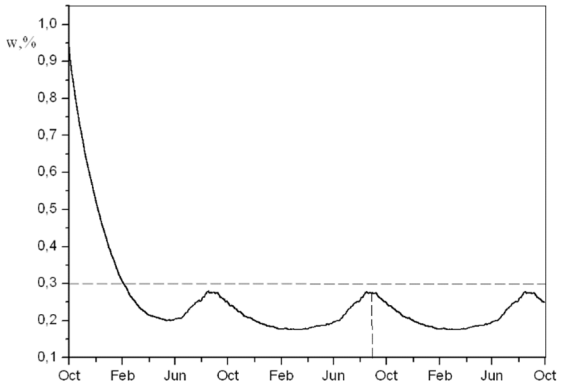


Рис.3. Относительная массовая влажность без наружного покрытия а) минеральная вата, b) кирпичная кладка

Средняя массовая влажность кирпичной кладки за первые полгода после окончания строительства быстро снижалась, и далее происходили ее незначительные годовые колебания с максимальной относительной влажностью <0.3% в сентябре (рис.3b).

Результаты расчета плотности диффузионного потока влаги на границе кирпичная кладка-утеплитель для конструкции стены без наружного покрытия показаны на рис.4.

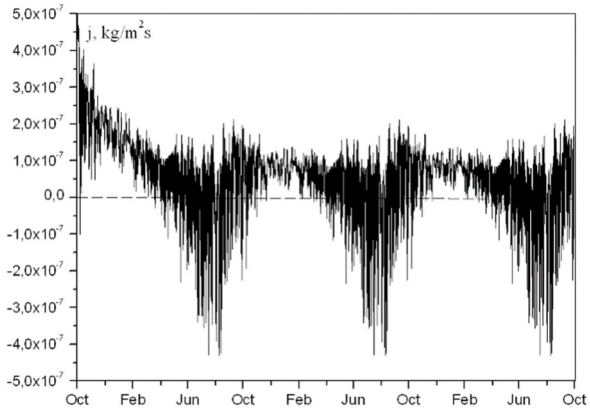
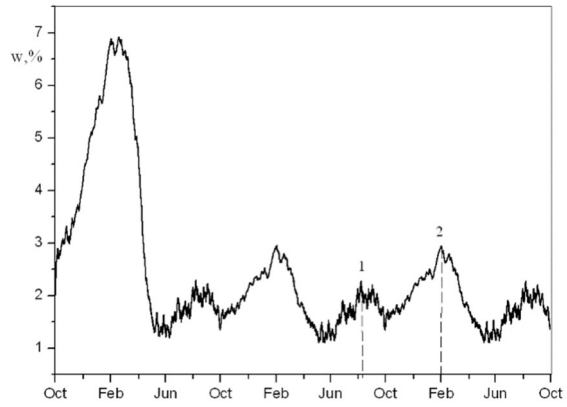


Рис.4. Плотность диффузионного потока влаги на границе кирпичная кладка-утеплитель

По результатам расчета за 3-летний период наблюдалось установившееся периодическое годовое изменение направления диффузионного потока влаги. В летний период года диффузионный поток влаги был направлен в сторону помещения, а в остальной период года – в сторону улицы.

Рассмотрим результаты расчетов влажностного состояния стеновой конструкции при наличии на наружной поверхности покрытия с различным сопротивлением паропроницанию. На рис. 5а показаны результаты расчета изменения средней относительной влажности слоя минеральной ваты при сопротивлении паропроницанию наружного покрытия s_d=0.2 м. (что соответствует сопротивлению паропроницанию 10 мм. слоя цементно-песчаной штукатурки). Величина s_d наружного покрытия показывает какой толщине слоя воздуха эквивалентено по сопротивлению паропроницанию покрытие.

а)



б)

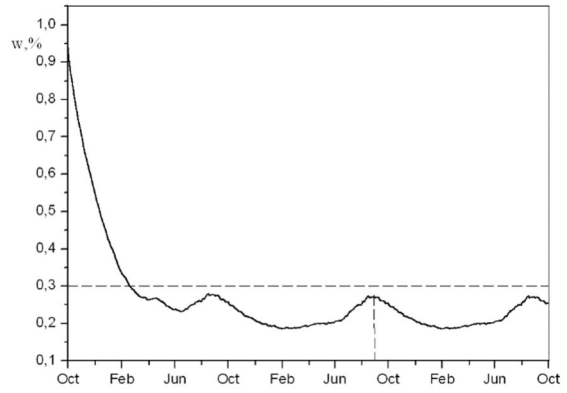


Рис.5. Относительная массовая влажность при сопротивлении паропроницанию покрытия s_d=0.2м а) минеральная вата, 1, 2 – годовые максимумы влажности; б) кирпичная кладка

Согласно результатам расчетов, в первый год после окончания строительства в феврале наблюдалось максимальное повышение средней относительной влажности минеральной ваты до 7%, что связано с влиянием сопротивления паропроницанию покрытия удалению влаги из кирпичной кладки при повышенном ее уровне в начальный период после окончания строительства. В последующие годы уровень влажности в минеральной вате выходит на циклические годовые колебания, но в отличие от ранее рассмотренного случая (рис.3а) в течение года наблюдаются 2 максимума влажности. Максимум 1 аналогичен максимуму на рис.3.а в теплый период года, но меньший по величине. Максимум 2 проявляется в холодный период

года, и его появление связано с наличием сопротивления паропроницанию наружного покрытия.

Изменение средней относительной влажности кирпичной кладки при сопротивлении паропроницанию покрытия s_d=0.2м (рис.5b) мало отличалось от результатов расчета без покрытия (рис.3b).

При дальнейшем увеличении сопротивления паропроницанию наружного покрытия до s_d=0.5м наблюдался дальнейший рост максимальных значений относительной средней влажности слоя минеральной ваты в холодный период года (до 10% в первый год, и до 4% в последующие два года).

Были выполнены расчеты при дальнейшем увеличении сопротивления паропроницанию наружного покрытия в диапазоне s_d=1м÷20м, а также при непроницаемом наружном покрытии (рис.6). В результате расчетов получено, что с увеличением сопротивления паропроницанию покрытия наблюдался последовательный рост максимума средней относительной влажности минеральной ваты в холодный период года, и для паронепроницаемого покрытия он достигал 16% (рис.6 а).

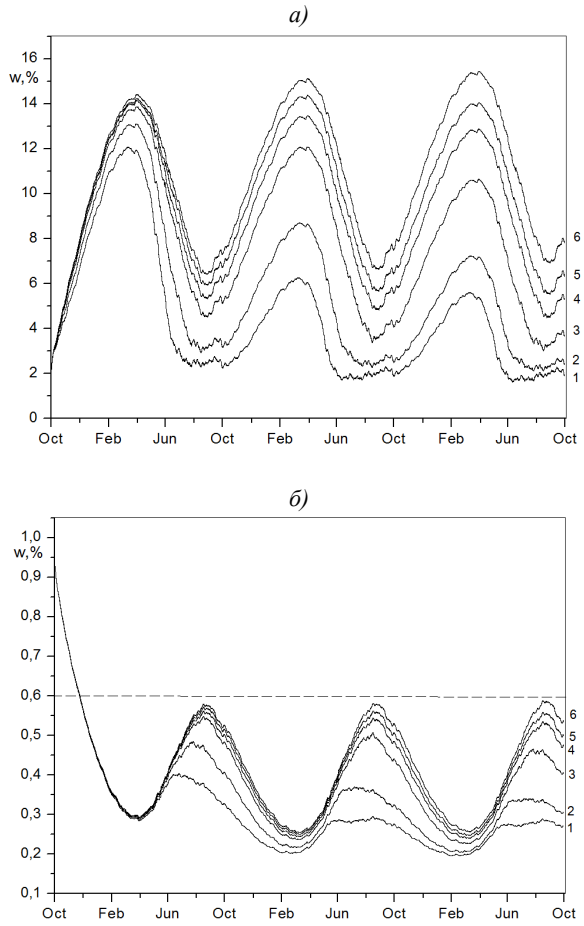


Рис.6. Относительная массовая влажность а)минеральная вата, б)кирпичная кладка при сопротивлении паропроницаемости покрытия: 1-s_d =1m, 2- 2m, 3- 5m, 4-10m, 5- 20m, 6 – непроницаемое

Средняя влажность кирпичной кладки увеличивалась в летне-осенний период с ростом сопротивления паропроницанию покрытия, при этом максимальное значение, полученное для паронепроницаемого покрытия, составило около 0.6% (рис.6b).

Таким образом, в результате расчетов получено, что с увеличением сопротивления паропроницанию наружного покрытия s_d>0.2м средняя влажность минеральной ваты увеличивается более 3% в зимний период года. Для снижения влажности минеральной ваты рассмотрим вариант установки внутренней реторды (тонкого слоя с различным сопротивлением паропроницанию) между кирпичной кладкой и минеральной ватой.

На рис.7 приведены результаты расчетов средней относительной влажности минеральной ваты (рис.7а) и кирпичной кладки (рис.7b) при установке внутренней реторды с сопротивлением паропроницанию s_d=1, 5, 10 и 20 м. и сопротивлением паропроницанию наружного покрытия s_d=1м.

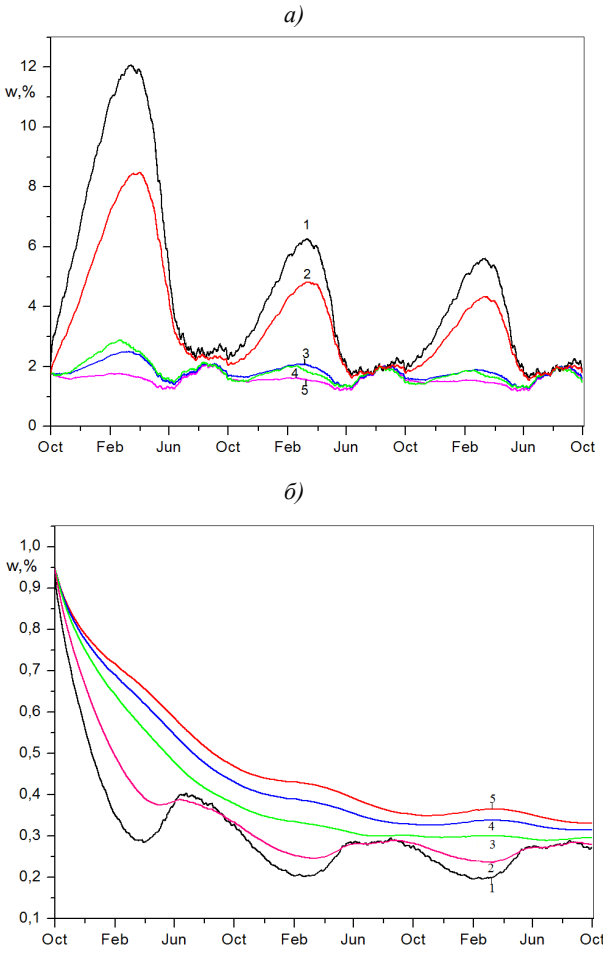


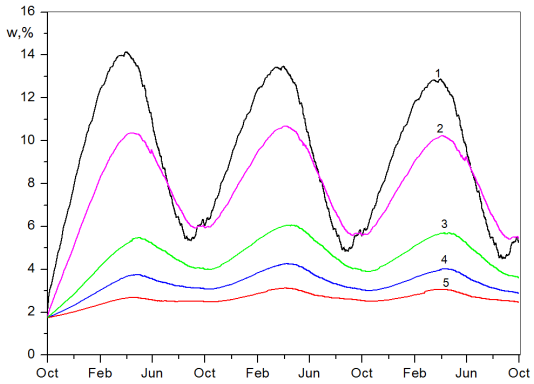
Рис.7. Изменение относительной массовой влажности а) минеральной ваты, б) кирпичной кладки при сопротивлении паропроницанию наружного покрытия s_d=1 м и сопротивлении паропроницанию внутренней реторды: 1- s_d= 0 m, 2- 1m, 3- 5m, 4- 10m, 5- 20m

Согласно результатам расчетов, с увеличением сопротивления паропроницанию внутренней реторды наблюдалось снижение влажности минеральной ваты в зимне-весенний период времени, так как реторда оказывала дополнительное сопротивление потоку водяного пара из кирпичной кладки. При сопротивлении паропроицанию реторды s_d>5 максимум средней влажности снижался ниже 3%. Следует отметить, что при установке внутренней реторды, понижение влажности в минеральной вате сопровождается некоторым повышением влажности в кирпичной кладке (рис.7b),

однако это повышение несущественно и допустимо для кирпичной кладки. Так, для внутренней реторды с s_d=5 средняя влажность кирпичной кладки со 2 года после завершения строительства была менее 0.35%.

На рис.8 приведены результаты расчетов изменения влажности минеральной ваты и кирпичной кладки при сопротивлении паропроницанию наружного покрытия s_d=10 м и при установке внутренней реторды с сопротивлением паропроницанию s_d=1÷20 м.

а)



б)

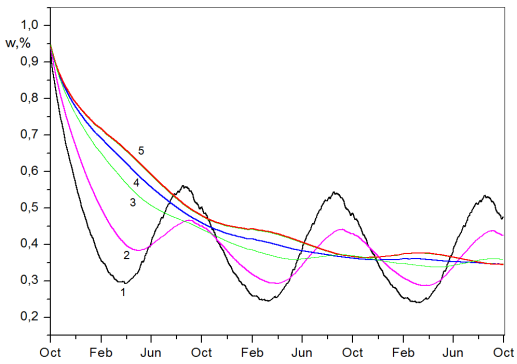


Рис.8. Изменение относительной массовой влажности а) миниральной ваты, б) кирпичной кладки при сопротивлении паропроницанию наружного покрытия s_d=10 м и сопротивлении паропроницанию внутренней реторды: 1- s_d= 0 m, 2- 1m, 3- 5m, 4- 10m, 5- 20m

Из результатов расчетов следует, что применение внутренней реторды с сопротивлением паропронию s_d=10 м позволила снизить среднюю влажность минеральной ваты ниже 4%.

Геотермальное состояние минеральной ваты при сопротивлении паропроницанию наружного покрытия и внутренней реторды s_d=10 м по результатам расчетов за 3 летний период показано на рис.9.

Из представленных на рис.9 результатов следует, что относительная влажность в минеральной вате за 3 летний период не превышала 80% и ее геотермальное состояние характеризовалось точками, располо-женными ниже предельной линии допустимого увлажнения LIM 2, что обеспечивало ей нормальное геотермальное состояние.

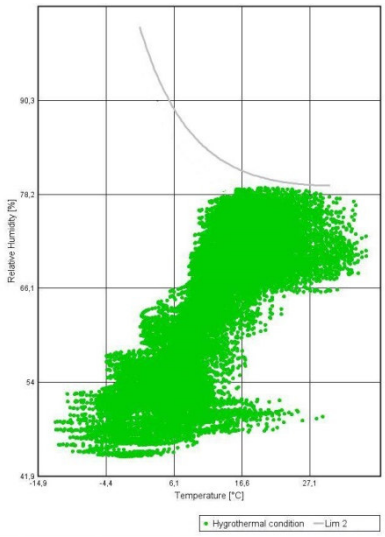


Рис.9. Геотермальное состояние минеральной ваты при сопротивлении паропроницанию наружного покрытия и внутренней реторды s_d=10 м

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Выполнены комплексные тепло-влажностные расчеты типовой наружной стены здания, состоящей из внутреннего конструкционного кирпичного слоя, внешнего минераловатного слоя утепления и наружной облицовки с различным сопротивлением паропроницанию с целью определения влияния паропроницания наружной облицовки на влажностное состояние материалов наружной стены здания при его эксплуатации в условиях континентального климата.

В результате расчетов установлено, что при сопротивлении паропроницанию наружной облицовки $s_d \leq 0.2$ м в минеральной вате слоя утепления средняя влажность <3%, а в кирпичной кладке <0.3%, и специальных мер по предотвращению увлажнения материалов наружной стены не требуется.

С ростом сопротивления паропроницанию наружной облицовки покрытия s_d>0.2 м наблюдался последовательный рост среднего влагосодержания слоя минеральной ваты в зимне-весенний период, а кирпичной кладки в летне-осенний период. Так, при сопротивлении паропроницанию покрытия s_d=0.5 м увеличение средней относительной влажности в минеральной вате в холодный период года составляло около 5%.

Для снижения влажности минеральной ваты при сопротивлении паропроницанию наружной облицовки покрытия s_d>0.2 м рассмотрен вариант расположения между кирпичной кладкой и слоем минеральной ваты реторды (тонкого слоя с различным сопротивлением паропроницанию). В результате расчетов получено, что установка реторды приводила к снижению влажности минеральной ваты в зимне-весенний период, при этом, чем больше было сопротивление паропроницанию наружного покрытия, тем требовалось более высокое сопротивление реторды для снижения влажности. По результатам расчетов можно рекомендовать следующие соотношения между паропроницанием наружного покрытия и паропроницанию реторды:

- покрытие 0.2м<s_d<1м – реторда s_d=1м,
- покрытие 1м< s_d<5м – реторда s_d=5м,
- покрытие 5м< s_d<10м – реторда s_d=10м.

Предлагаемый подход с использованием внутренней реторды может быть применен при разработке различных конструкций фасадов, как вновь строящихся, так и реконструируемых зданий с наружным утеплением для защиты слоя утеплителя от увлажнения в холодный период года в регионах с континентальным климатом.

Список литературы:

1. Maria Ibanez-Puy, Marina Vidaurre-Arbizu, Jose Antonio Sacristan-Fernandez, Cesar Martin-Gomez. Opaque Ventilated Facades: Thermal and energy performance review// Renewable and Sustainable Energy Reviews. – 2017. – T.79. – P 180–191.
2. Eva Barreira and Vasco P. de Freitas. External Thermal Insulation Composite Systems: Critical Parameters for Surface Hygrothermal Behaviour// Advances in Materials Science and Engineering. – 2014. – 16.
3. M.A. Shameri, M.A. Alghoul, K. Sopian, M. Fauzi, M. Zain, O. Elayeb. Perspectives of double skin facade systems in buildings and energy saving// Renewable Sustainable Energy Rev – 2011. – T.15. – 1468 -1475.
4. Cristina Sanjuan, Maria Nuria Sánchez, Maria del Rosario Heras, Eduardo Blanco. Experimental analysis of natural convection in open joint ventilated façades with 2D PIV// Build Environ. – 2011. – T.46. – P. 2314–2325.
5. Tore Kvande, Noralf Bakken, Einar Bergheim and Jan Vincent Thue. Durability of ETICS with Rendering in Norway—Experimental and Field Investigations// Buildings. – 2018 – 8(7). – 93.
6. A.N. Mashenkov, E.V. Cheburkanova. Determination of the coefficient of thermotechnical homogeneity of hinged facade systems with an air gap// Construction materials. – 2007. – T.6. – P. 10-12.
7. M.I. Nizovtsev, V.T. Belyi, A.N. Sterlygov. The facade system with ventilated channels for thermal insulation of newly constructed and renovated buildings// Energy and Buildings. – 2014. – T.75. – P. 60–69.
8. M.I. Nizovtsev, V.N. Letushko, V. Yu. Borodulin, A.N. Sterlyagov. Experimental studies of the thermo and humidity state of a new building facade insulation system based on panels with ventilated channels// Energy and Buildings. – 2020. – T.206. – 109607.
9. V.N. Borodulin, M.I. Nizovtsev. Modeling of the thermal and humidity state of the building facade insulation system based on panels with ventilated channels// Journal of Building Engineering. – 2021. – T.40. – 102391.
10. Asphaug S.K.; Kvande T.; Time B.; Peuhkuri R.H.; Kalamees T.; Johansson P.; Berardi U.; Lohne J. Moisture control strategies of habitable basements in cold climates// Build. Environ. – 2020. – T.169. – 106572.
11. K. Sedlbauer. Prediction of mould growth by hygrothermal calculation. J. Therm. Envelope Build. Sci. – 2002. – T.25. – P. 321–336.
12. W.C. Feist. Outdoor wood weathering and protection// Adv. Chem. – 1989. – T.225(11). – P. 263–298.
13. S. Thelandersson, T. Isaksson. Mould resistance design (MRD) model for evaluation of risk for microbial growth under varying climate conditions// Build. Environ. – 2013. – T.65. – P. 18–25.
14. M. Bendouma, T. Colinart, P. Glouannec, H. Noël. Laboratory study on hygrothermal behavior of three external thermal insulation systems// Energy and Buildings. – 2020. – T.210. – 109742.
15. J. Tomson, A. Vimmrova, R. Cerny. Long-term on-site assessment of hygrothermal performance of interior thermal insulation system without water vapour barrier// Energy Build. – 2009. – T.41(1). – P. 51–55.
16. Mirco Andreotti, Marta Calzolari, PietromariaDavoli, Luísa Dias Pereira. Hygrothermal performance of an internally insulated masonry wall: Experimentations without a vapour barrier in a historic Italian Palazzo// Energy and Buildings. – 2022. – T.260. – 111896.
17. Kunzel H. M. Simultaneous Heat and Moisture Transport in Building Components. – Fraunhofer IRB Verlag, Suttgart, 1995.

Работа выполнена при поддержке мегагранта Министерства науки и высшего образования Российской Федерации № 2020-220-08-1436 (номер договора № 075-15-2021-575).

DOI: 10.53954/9785604859551_239

УДК 532.663+536.658

ТРАНСФОРМАЦИЯ РЕЗОНАНСНЫХ СОЛИТОНОВ НА ГРАНИЦЕ ПУЗЫРЬКОВЫХ СРЕД С РАЗНЫМИ СВОЙСТВАМИ

Огородников И.А.

Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН,
630090, Россия, г. Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1
e-mail: igoro47@yandex.ru

ВВЕДЕНИЕ

Трансформация солитонов под воздействием различных факторов быстро развивающаяся область исследований [1]. Свойства резонансных солитонов в пузырьковых средах [2] практически не исследованы.

Целью работы является определение характеристик трансформации резонансных солитонов большой амплитуды при переходе солитона через границу пузырьковых областей с разными размерами пузырьков.

ФИЗИЧЕСКАЯ ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

В воде находится пузырьковая область, разделенная на две части. В обеих частях одинаковое объемное газосодержание, но различное значение размеров пузырьков. Внутри каждой области пузырьки одинаковые. Размеры пузырьков в этих областях различаются в два раза.

Из чистой жидкости на пузырьковую среду падает возбуждающий импульс, из которого в среде формируется резонансный солитон.

Предметом исследования являются характеристики трансформации резонансного солитона при переходе через границу между средами из одной среды в другую.

Рассмотрены два противоположных направления движения резонансного солитона.

НЕЛИНЕЙНАЯ ВОЛНОВАЯ СИСТЕМА УРАВНЕНИЙ

Расчеты проводились с использованием волновой системы уравнений [2] в одномерной постановке. Система уравнений имеет следующий вид.

$$\frac{1}{c^2}\frac{\partial^2 p}{\partial t^2}-\frac{\partial^2 p}{\partial x^2}=-\frac{1}{c^2}\frac{\partial}{\partial t}\left(p\frac{\partial}{\partial t}ln(1-\alpha)\right) \qquad (1)$$

$$R_k\frac{d^2R_k}{dt^2}+\frac{2}{3}\left(\frac{dR_k}{dt^2}\right)+\frac{4\mu}{\rho_0 R_k}+\frac{2\sigma}{\rho_0 R_k}= =\frac{1}{\rho_0}\left[P_0+\frac{2\sigma}{R_{k0}}\right]\left(\frac{R_{k0}}{R_k}\right)^{3\gamma}-\frac{P_0}{\rho_0}-\frac{p(x_k,t)}{\rho_0} \qquad (2)$$

$$\alpha(x,t)=\sum_k \nu_k(t)\cdot\delta(x-x_k(t)) \qquad (3)$$

$$\nu_k(t)=\frac{4}{3}\pi R_k^3(t) \qquad (4)$$

Здесь целая переменная $k= 1,..., N,$ определяет порядковый номер пузырька в исследуемой области. Несущей средой является вода. Функция $\delta(x-x_k)$ – определяет положение k-го пузырька в пространстве, $p(x,t)$ – давление в волне, P_0 – начальное давление в среде, c – скорость звука в воде, α – объемная концентрация пузырьков в объеме, R_k – радиус k-го пузырька, ν_k - объем k-го пузырька, ρ – плотность воды, σ – поверхностное натяжение воды, μ – вязкость воды, t – время, x – пространственная координата. Газ в пузырьках подчиняется адиабатическому закону, а давление и плотность воды связаны соотношением $p(x,t) = \rho(x,t)c^2$. Последнее условие означает, что рассматриваются такие давления звуковых волн, что для несущей фазы - воды это область линейной, а все нелинейные эффекты связаны с динамикой пузырька.

Для выполнения численных решений система уравнений (1) – (4) приведена к безразмерному виду с помощью выражений

$$\delta R_k = R_k / R_{0k},\ \delta P = P / P_w,$$
$$\delta t = t / (R_0 \sqrt{(\rho_0 / P_w)}),$$
$$\delta x = x / (cR_0 \sqrt{(\rho_0 / P_w)}).$$

Амплитуда возбуждающих импульсов $P_в = 0.3MPa$. Этой величине в безразмерном виде соответствует значение 1. Резонансная частота крупных пузырьков $(R=6\ 10^{-5}\ м)$ равна $54,4\ кГц$, а мелких $(R=3\ 10^{-5}\ м)$ равна $108,8\ кГц$.

Начальное давление в воде $P_0=0.1\ MPa$. Показатель адиабаты для воздуха в пузырьке $\gamma=1.4$. Плотность воды $\rho=1000\ кг/м^3$. Скорость звука в воде $c=1500\ м/с$.

Ширина расчетной области $0.2\ м$. Ширина области, занятой пузырьками $h=0.18\ м$. Каждая область с пузырьками одного размера имеет ширину $0.09\ м$.

Исходные длительности возбуждающих импульсов в расчетах выбирались из условия, чтобы в каждой части пузырьковой среды сформировался один солитон с минимальным уровнем возбуждения самой среды и минимальным уровнем энергии в излучаемом звуковом предвестнике.

Для моделирования безграничной среды, на границах области вычислений, которые совпадают с излучающими поверхностями, поставлены граничные условия, исключающие отражение волны в сторону пузырьковой области.

Алгоритм численного решения системы уравнений (1)–(4) и проверка решений на соответствие экспериментальным данным разных авторов приведена в [2].

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Резонансный солитон, при входе в пузырьковую среду возбуждающего звукового импульса, формируется в приграничной области, практически на самой границе за характерное время, приблизительно равное двойному времени Рэлея $t_c \sim 2\ R_0 \sqrt{(\rho/P_0)}$. При данных значениях выбранных параметров его характерный размер равен $0.9\cdot10^{-2}\ м$. Поэтому от начала пузырьковой среды до границы раздела между средами, на которой меняется размер пузырьков солитон проходит дистанцию, равную 10 своим пространственным размерам. За это время прекращается излучение предвестников и солитон является полностью сформировавшейся структурой.

Резонансный солитон внутри среды сформировался с амплитудой $P_c = 0.51$, значение радиуса в центре солитона $R_n = 0.68R_0$. Полная энергия солитона перед прохождением границы $E = 0.33$ J.

На *Рис.1.*представлен резонансный солитон, подошедший к границе раздела сред, сформировавшийся в среде с более крупными пузырьками.

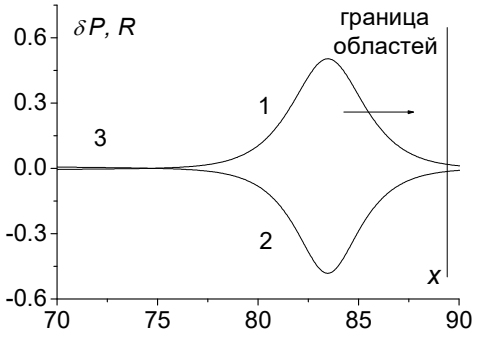


Рис. 1. Сформировавшийся резонансный солитон в среде с крупными пузырьками перед границей раздела между областями.

На данном, и последующих графиках введены обозначения: 1 – резонансный солитон, 2 – радиусы пузырьков, 3 – зона возбуждения пузырьковой среды, 4 – звуковой предвестник. Стрелками обозначено направление движения.

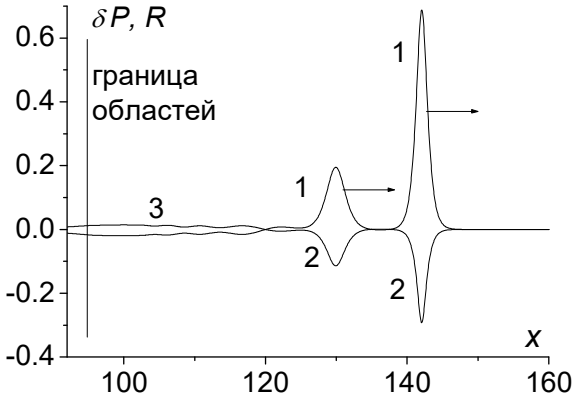


Рис 2. Трансформация резонансного солитона при переходе через границу из среды с большими в среду с меньшими пузырьками.

Для этих двух пузырьковых сред размеры пузырьков различаются в 2 раза. Поэтому внутренний временной масштаб, определяемый временем Рэлея, тоже отличается в два раза. Учитывая, что ширина спектра импульсного сигнала и его длительность подчиняются соотношению $\Delta f \Delta t \approx 1$, получаем, что вся энергия резонансного солитона, сформировавшегося в среде с большими пузырьками, лежит в полосе частот ниже резонансной частоты для среды с маленькими пузырьками. Из этого вытекает, что после прохождения границы раздела, из исходного резонансного солитона сформировалось два солитона. В приграничной зоне раздела сред пузырьковая среда пришла в возбужденное состояние. Решение, соответствующее этим выводам приведено на *Рис. 2.* Энергия возбуждения среды $E = 0.006$ J, что на два порядка меньше энергии солитона. Амплитуда первого солитона больше исходного, а второго, меньше. Суммарная энергия двух солитонов $E = 0.31$ J меньше энергии исходного солитона на величину энергии возбуждения среды. В этом случае звуковой предвестник не излучается, а возбуждение среды минимально.

При движении солитона из области с мелкими пузырьками в область с большими пузырьками картина существенно изменяется. Простран-ственная структура резонансного солитона в среде с пузырьками меньшего размера выглядит анало-гично предыдущему случаю, но пространственный размер более чем в два раза меньше. Резонансный солитон представлен на *Рис. 3*.

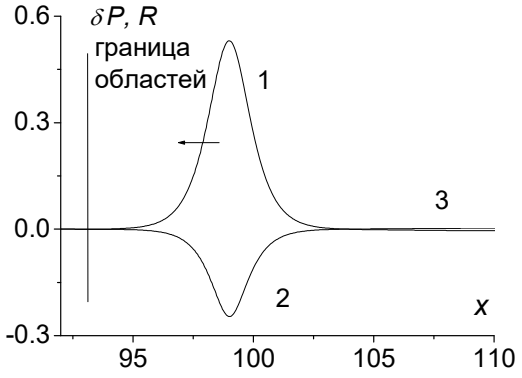


Рис.3. Сформировавшийся в среде с мелкими пузырьками резонансный солитон перед границей раздела между областями с разными пузырьками.

Теперь, в соответствие с соотношением $\Delta f \Delta t \approx 1$, резонансная частота среды с большими по размеру пузырьков находится внутри спектра резонансного солитона, сформировавшегося в среде с маленькими пузырьками. Это приводит существенно иной картине трансформации резонансного солитона при переходе через границу раздела сред.

После перехода границы формируется один солитон, излучается звуковой предвестник и в окрестности границы возникает интенсивная зона возбуждения. На Рис. 4 представлены графики, которые иллюстрируют этот процесс.

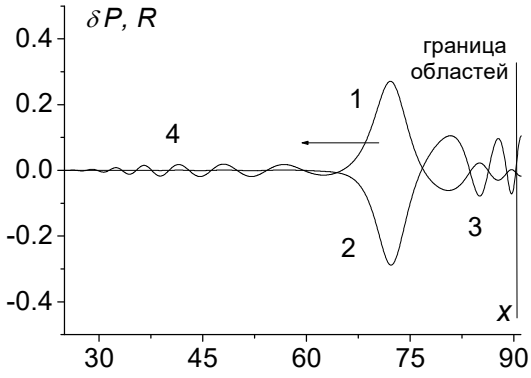


Рис 4. Трансформация резонансного солитона при переходе через границу из среды с меньшими в среду с большими пузырьками.

Полная энергия исходного солитона, который претерпевает трансформацию при переходе через границу $E_c = 0.186$ J, а энергия возбуждения среды $E_{вс} = 0.004$ J. Полная энергия $E = 0.193$ J. В процессе

перехода из приграничной области излучается звуковой предвестник с энергией $E_n = 0.0004$ J. При этом энергия солитона $E_c = 0.137$ J, энергия возбуждения среды $E_{вс} = 0.053$ J, а полная энергия всех составляющих $E = 0,193$ J.

ВЫВОДЫ

На представленных примерах показано, что структурные изменения резонансных солитонов зависят от резонансных характеристик среды, где сформировался солитон и среды, в которую он перешел. Структурные изменения существенно зависят от направления перехода. Если резонансный солитон сформировался в среде с низкой резонансной частотой и переходит в среду с высокой резонансной частотой, то происходит множественное рождение солитонов. При этом не происходит излучения предвестников, но может происходить слабое возбуждение среды. Если солитон, сформировался в среде с высокой резонансной частотой и переходит через границу в среду с низкой резонансной частотой, то рождение новых солитонов не происходит, может происходить излучение интенсивных звуковых предвестников и сильное возбуждение пузырьковых сред около границы раздела сред.

Список литературы:

1. А. М. Гумеров, Е. Г. Екомасов, Р. Р. Муртазин, В. Н. Назаров. Трансформация солитонов уравнения синус гордона в моделях с переменными коэффициентами и затуханием//Журнал вычислительной математики и математической физики. 2015. Т. 55, № 4, С. 631–640.
2. И.А. Огородников, В.Ю. Бородулин. Микроскопическая модель динамики гетерогенной среды. Взаимодействие акустических волн с пузырьковыми слоями// Фундаментальная и прикладная гидрофизика. 2016. Т. 9. № 2. С.70-81.

DOI: 10.53954/9785604859551_242

УДК 536.2

ТЕПЛООТДАЧА И КРИТИЧЕСКИЙ ТЕПЛОВОЙ ПОТОК НА МОДИФИЦИРОВАННОЙ ПОВЕРХНОСТИ ПРИ КИПЕНИИ В ЖИДКОМ АЗОТЕ

Павленко А.Н., Жуков В.Е., Мезенцева Н.Н.

Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН,
630090, Россия, г. Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1
e-mail: zhukov@itp.nsc.ru

Аннотация: Модификация теплоотдающей поверхности (*ТП*) посредством аддитивных технологий (3D печать) является перспективным направлением, поскольку позволяет организовать структуры поверхности любой сложности с высокой воспроизводимостью параметров. В данной работе приведены результаты исследования теплообмена при кипении жидкого азота на плоской латунной поверхности, модифицированной медным покрытием с использованием 3D печати. На модифицированной *ТП* наблюдается существенное различие (5-7 раз) величины температурного напора при повышении и понижении плотности теплового потока, что свидетельствует о сохранении активности центров парообразования при снижении плотности теплового потока. Величина критического теплового потока q_{cr1} на модифицированных *ТП* оказалась в 2 – 2.5 раза выше, чем на не модифицированной *ТП*.

ВВЕДЕНИЕ

Задача по повышению эффективности и надежности теплообменных устройств является актуальной для различных областей промышленности. Использование модифицированных поверхностей теплообмена позволяет повысить эффективность теплоотдачи. Для модификации *ТП* применяются различные технологии (механическое резание, плазменное напыление, гальваническое осаждение и т.д.) [1,2]. Перспективным направлением является использование аддитивных технологий (3D печать) при модификации *ТП* [3]. Появляется возможность создания структуры поверхности любой сложности с высокой воспроизводимостью параметров.

Влияние шероховатости на интенсивность теплообмена в режиме пузырькового кипения была описана в 60-х годах 20 века [4, 5]. В работе [6] показано, что изменение шероховатости *ТП* от 3 – 5 мкм до 20 – 30 мкм при кипении фреона R21 на оребренных трубах приводит к повышению коэффициента теплоотдачи до 1.5 раз. В работе [7] исследовалась теплоотдача на медных поверхностях, модифицированных с помощью проточки микроканалов различной геометрии. Коэффициент теплоотдачи при кипении различных жидкостей на модифицированной поверхности оказался в 3.5 раза выше, чем на гладкой (при постоянном тепловом потоке). В работе [8] исследовано влияние радиального оребрения *ТП* с последующим гидрофобным фторполимерным покрытием на интенсивность теплоотдачи при кипении. Эксперименты проводились на нагревателях с 16 и 32 ребрами. При нанесении фторполимера на образец с 16 ребрами коэффициент теплоотдачи существенно увеличивался. При исследовании теплоотдачи на образце с 32 ребрами наблюдался обратный эффект. Максимальные значения коэффициента теплоотдачи удалось получить на поверхности с крупным оребрением и частичным покрытием фторполимером.

В работе [9] показана возможность применения метода послойного селективного лазерного спекания металлического порошка для нанесения капиллярно-пористых покрытий заданной пористости на тепловыделяющие поверхности. Использование данной технологии позволяет в несколько раз увеличить коэффициент теплоотдачи при кипении на поверхности с капиллярно-пористым покрытием по сравнению с поверхностью без покрытия.

В работе [10] приведены результаты исследования кипения фреона R21 в условиях большого объема на плоской поверхности, модификация которой выполнена методом аддитивных технологий. Для модификации использовались полоски пористой пластины толщиной 500 мкм, изготовленной с помощью 3D печати из медных сферических гранул среднего диаметра 50 мкм. Данные полоски закреплялись на латунной теплоотдающей поверхности с помощью контактной пайки. Эксперименты показали, что для модифицированной поверхности в условиях активированных центров парообразования коэффициент теплоотдачи превышает значение для не модифицированной поверхности в 4 – 5 раз. Наибольший эффект наблюдается в области малых и средних значений плотности теплового потока.

В данной работе приведены результаты исследования теплообмена при кипении жидкого азота на плоской латунной поверхности, модифицированной медным покрытием с использованием 3D печати. Проведение данных исследований обусловлено необходимостью иметь сравнительную базу опытных данных, полученных при кипении в условиях большого объема при нормальной гравитации. В дальнейшем кипение на рабочих участках с модифицированной поверхностью теплоотдачи будет исследовано в условиях высоких центробежных перегрузок (до 5000 ускорений земной гравитации) на экспериментальном стенде вращающийся криостат [11].

ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОГО СТЕНДА И МЕТОДИК

Эксперименты проводились на жидком азоте в условиях большого объема при давлении 0.1 МПа. Рабочий участок располагался в теплоизолированном сосуде, заполненном жидким азотом. Уровень жидкости над теплоотдающей поверхностью был в пределах 15 – 25 мм.

Эксперименты проводились на 3 рабочих участках, которые были изготовлены по одной технологии и различались только покрытием *ТП*. Для достижения идентичности рабочих участков была разработана модульная конструкция, позволяющая осуществлять

простую, хорошо воспроизводимую сборку рабочего участка. Данные модули были изготовлены на станках с ЧПУ. Теплоотдающий блок (1) рабочего участка (см. рис. 1) изготовлен из латуни ЛС59 прямоугольной формы размером 16 × 24 мм и толщиной 3 мм. На расстоянии 1 мм от поверхности теплоотдачи в теле блока установлены 3 полупроводниковых термометра (2) диаметром 1.2 мм и длиной 2.5 мм. Расстояние между термометрами 8 мм. Теплоотдающий блок установлен на блоке нагревателя (4) с 4 элементами объемного тепловыделения (3). Теплоизоляция рабочего участка обеспечена массивным корпусом из стеклотекстолита (5).

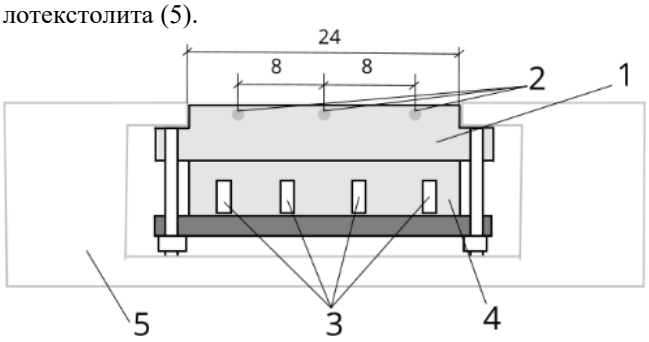


Рис. 1. Схематичное изображение модульной конструкции рабочего участка. 1 – теплоотдающий блок; 2 – полупроводниковые термометры; 3 – тепловыделяющие элементы; 4 – блок нагревателя; 5 – теплоизолирующий корпус

Тепловые потери нагревателя в разных режимах теплообмена составляли различную долю от общего тепловыделения. По оценкам, основанным на соотношении теплопроводящих мостов и коэффициентов теплоотдачи для различных режимов теплообмена, потери тепла в предкризисном режиме составляют величину порядка 1%, в режиме неразвитого кипения порядка 6 – 8%. В представленных в данной публикации данных плотность теплового потока показана без учета тепловых потерь.

Во время эксперимента измерялись следующие параметры: температура теплоотдающего блока вблизи *ТП* (в трех точках), температура жидкости, напряжение и ток на тепловыделяющих элементах. Эксперименты проводились при свободном истечении паров азота в атмосферу.

В качестве термометров использовались кремниевые диоды КД512, которые имеют высокую чувствительность (порядка 2 мВ/К), хорошую линейность и высокую временную стабильность. Авторы имеют многолетний опыт использования данных диодов в качестве термометров [12]. Стабильность поддержания измерительного тока на уровне 100 мкА обеспечивалась интегральным стабилизатором тока REF200. Каждый термометр имел индивидуальную тарировку для данного температурного диапазона.

МОДИФИЦИРУЮЩЕЕ ПОКРЫТИЕ РАБОЧИХ УЧАСТКОВ

Были исследованы три *ТП,* из которых *ТП-1* с шероховатостью R_z1.25 не имела покрытия, а *ТП-2* и *ТП-3* были модифицированы посредством аддитивных технологий. С помощью лазера производилось сваривание бронзовых сферических гранул среднего диаметра 35 мкм. Пористость покрытия составляла 45-50%, толщина покрытия изменялась по синусоидальному закону с периодом 1500 мкм. *ТП-2* имела толщину остаточного слоя (минимум между гребнями покрытия) 150 мкм, а толщину покрытия в гребнях синусоиды 300 мкм. *ТП-3* имела толщину остаточного слоя 150 мкм, а толщину в гребнях 700 мкм. Гребни модифицирующего покрытия ориентированы вдоль короткой стороны *ТП*. Размер пор составляет десятки микрометров. Структура покрытия была определена исходя из проведенных ранее экспериментальных исследований на образцах, изготовленных по такой же технологии. На рис. 2 схематично показаны теплоотдающие блоки *ТП-1*, *ТП-2* и *ТП-3* с геометрическими параметрами структуры модифицирующего покрытия.

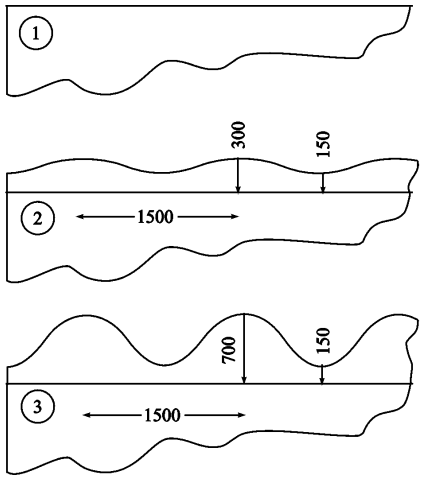


Рис. 2. Геометрические параметры структуры модифицирующего покрытия. 1 – ТП-1; 2 – ТП-2; 3 – ТП-3

Фотография модифицированной поверхности рабочего участка *ТП-3* представлена на рис. 3.

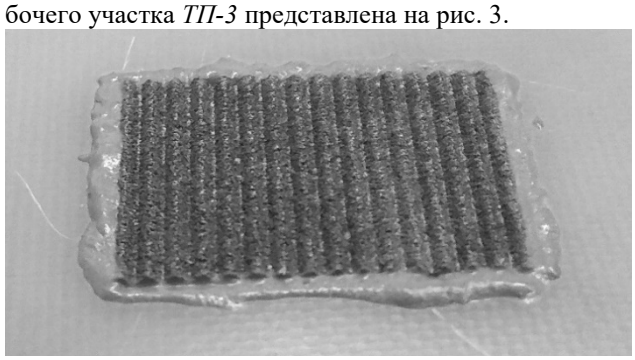


Рис. 3. Фотография модифицированной поверхности рабочего участка ТП-3

ОБСУЖДЕНИЕ ПОЛУЧЕННЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ

Эксперименты проводились на горизонтально ориентированных рабочих участках в жидком азоте в условиях большого объема при давлении 0.1 МПа. Плотность теплового потока изменялась в диапазоне 100 – 330000 Вт/см^2. Тепловой поток увеличивался от минимального значения до достижения околокритического значения. После достижения околокритических значений плотности теплового потока проводилось снижение тепловой нагрузки. На *ТП-1* и *ТП-2* были отдельно проведены измерения до достижения кризиса и затем в области пленочного кипения измерены несколько точек вплоть до разрушения пленки.

Результаты экспериментов представлены на диаграмме (см. рис. 4) в виде зависимости $q(\Delta T)$ (кривая кипения). Температурный напор ΔT определялся как разность показаний среднего термометра и термометра расположенного в объеме жидкости.

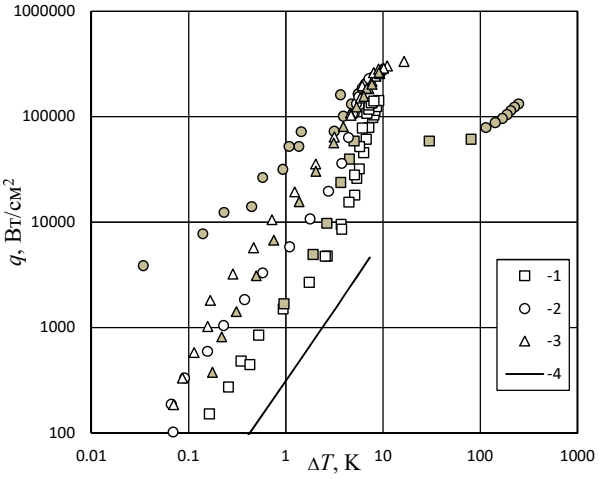


Рис. 4. Зависимость q(ΔT) для различных ТП. 1 – ТП-1; 2 – ТП-2; 3 – ТП-3; 4 – расчет из соотношения (1). Светлые символы – увеличение тепловой нагрузки, темные – снижение

В области малых плотностей теплового потока $q < 10000$ Вт/см^2 на *ТП-1* реализуется режим однофазной турбулентной конвекции, которая для вертикально ориентированных пластин и цилиндрических нагревателей описывается соотношением (1).

$$Nu = C \cdot Ra^{1/3}, \qquad (1)$$

где $C = 0.13 – 0.15$.

На диаграмме (см. рис. 4) показана зависимость $q(\Delta T)$, рассчитанная из соотношения (1) при $C = 0.15$. Как видно на диаграмме, экспериментальные данные для ТП-1 в данной области тепловых потоков располагаются параллельно расчетной зависимости, но значительно выше ее. Это объясняется следующими факторами: 1 – на горизонтальной полуограниченной поверхности интенсивность однофазной конвекции значительно выше расчета по соотношению (1), 2 – приведенные выше значения оценочных потерь для режима однофазной конвекции могут достигать 50%.

Как видно на диаграмме, на не модифицированной поверхности (*ТП-1*) данные при увеличении плотности теплового потока и затем снижении его не значительно различаются по величине ΔT, т.е. активация и дезактивация центров парообразования происходят быстро. В диапазоне $4900 < q < 80000$ Вт/см^2 данные, относящиеся к снижению тепловой нагрузки лежат левее данных, относящихся к повышению нагрузки, что свидетельствует о более интенсивном парообразовании.

На модифицированных *ТП-2* и *ТП-3* в области малых плотностей тепловых потоков при повышении нагрузки наблюдается более высокая интенсивность теплоотдачи по сравнению с *ТП-1*, что связано с началом парообразования во впадинах пористого покрытия. На модифицированных *ТП* переход от области однофазной конвекции к развитому кипению растянут на диапазон плотностей теплового потока $500 < q < 100000$ Вт/см^2. При снижении тепловой нагрузки из области развитого кипения на *ТП-2* наблюдается существенное различие (5-7 раз) величины температурного напора по сравнению с повышением плотности теплового потока, что свидетельствует о сохранении активности центров парообразования при снижении плотности теплового потока. На *ТП-3* при снижении тепловой нагрузки не наблюдается существенного различия по сравнению с увеличением нагрузки. Данный эффект пока не имеет объяснения и в дальнейшем будет более детально рассмотрен в дополнительных экспериментах.

На рис. 5 приведены данные экспериментов в виде зависимости коэффициента теплоотдачи от плотности теплового потока $\alpha(q)$.

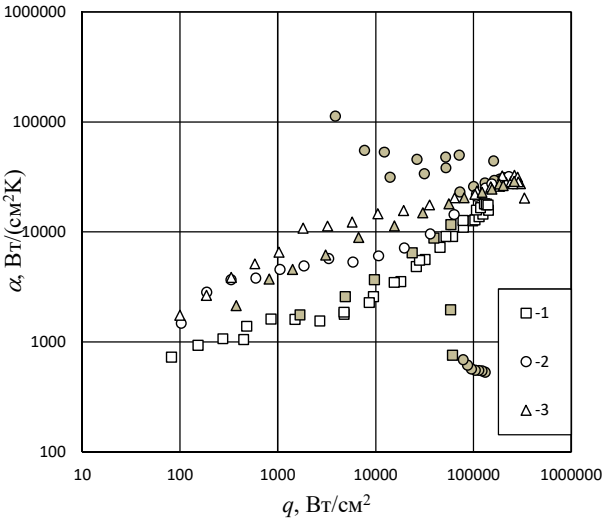


Рис. 5. Зависимость α(q) для различных ТП. 1 – ТП-1; 2 – ТП-2; 3 – ТП-3. Светлые символы – увеличение тепловой нагрузки, темные – снижение

На диаграмме наблюдается существенное расслоение данных для различных рабочих участков. На не модифицированной поверхности *ТП-1* хорошо различимы области конвекции и пузырькового кипения. На модифицированных поверхностях такое разграничение сделать сложно. Причина заключается в том, что на модифицированных поверхностях, имеющих синусоидальную форму толщины покрытия, формирование паровой фазы начинается в зоне минимальной толщины покрытия при плотностях теплового потока меньших, чем начало формирования паровой фазы на не модифицированной поверхности. Формирование паровой фазы на модифицированной поверхности начинается не одновременно по всем впадинам на поверхности, а сначала в одной-двух впадинах, затем, по мере увеличения плотности теплового потока, начинается включение генерации паровой фазы в других впадинах. При снижении плотности теплового потока, после высоких тепловых нагрузок (порядка 200000 Вт/м^2), активность центров парообразования сохраняется, что приводит к значительному (до 5-7 раз) повышению коэффициента теплоотдачи. По сравнению с не модифицированной *ТП* повышение коэффициента теплоотдачи более чем на порядок. На рис. 6 показана эволюция профиля температурного напора вдоль *ТП-2* при повышении тепловой нагрузки. Координата X направлена вдоль стороны *ТП-2* равной 24 мм. Отсчет идет от края теплоотдающей поверхности.

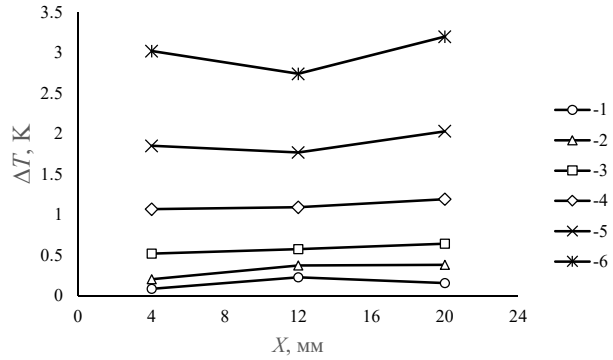


Рис. 6. Эволюция профиля температурного напора вдоль ТП-2 при повышении тепловой нагрузки. 1 – q = 1050 Вт/м^2; 2 – 1850; 3 – 3300; 4 – 5840; 5 – 10700; 6 – 19650

На диаграмме видно, что с ростом плотности теплового потока наблюдается изменение профиля температурного напора вдоль *ТП-2*. При малой плотности теплового потока (1050 и 1850 Вт/м^2) наблюдается более низкое значение температурного напора с левой стороны *ТП-2*. Такое понижение температурного напора может быть следствием формирования паровой фазы в левой части *ТП-2*. При повышении плотности теплового потока (q = 3300 и 5840 Вт/м^2) наблюдается понижение температурного напора в центральной части *ТП-2* по отношению к правой части участка. Это свидетельствует о распространении паровой фазы на центральную часть поверхности. При дальнейшем увеличении плотности теплового потока (q = 10700 и 19650 Вт/м^2) паровая фаза распространяется на всю поверхность теплоотдачи и наиболее интенсивный теплосъем происходит на средней части *ТП-2*.

Достижение критической плотности теплового потока с переходом к пленочному кипению и измерениям при пленочном кипении было реализовано на *ТП-1* и *ТП-2*. В области пленочного кипения данные для *ТП-1* и *ТП-2* лежат в одной области. Разрушение пленки на *ТП-2* при последующем снижении тепловой нагрузки было зарегистрировано при q =70000 Вт/м^2 и температурном напоре 51 К. На *ТП-1* разрушение пленки было зарегистрировано при q =57000 Вт/м^2 и температурном напоре 56 К. На *ТП-1* величина критической плотности теплового потока q_{cr1} = 142000 Вт/м^2, что несколько ниже расчета по формуле Кутателадзе (2) [13]:

$$q_{cr1} = kr\sqrt{\rho''} \cdot \sqrt[4]{g\sigma(\rho' - \rho'')} \qquad (2)$$

Расчетная величина q_{cr1} по соотношению (2) при k = 0.14 равна 17700 Вт/м^2.

На *ТП-2* величина q_{cr1} составляет 260000 Вт/м^2. На *ТП-3* была достигнута критическая плотность теплового потока q_{cr1} = 330000 Вт/м^2.

ВЫВОДЫ

Модификация теплоотдающей поверхности с использованием аддитивных технологий приводит к многократному (более чем на порядок) повышению коэффициента теплоотдачи в широком диапазоне плотности теплового потока (5000 < q < 200000 Вт/м^2).

Величина критического теплового потока q_{cr1} на модифицированных *ТП* оказалась в 2 – 2.5 раза выше, чем q_{cr1} на не модифицированной *ТП*. А именно, q_{cr1} = 14, 26 и 33 Вт/см^2 для *ТП-1*, *ТП-2* и *ТП-3*, соответственно.

Список литературы:

1. Дедов А. В., Забиров А.Р., Федорович С.Д., Ягов В.В. Влияние углеродистого покрытия поверхности на теплообмен при нестационарном пленочном кипении //Теплофизика высоких температур. 2019. Т. 57. № 1. С. 72-82.
2. Товажнянский Л.Л., Ведь В.Е. Новый класс керамических материалов, обеспечивающий энергоэффективность высокотемпературных технологий: Academia de Stiinte a Moldovei. 2012. С. 78-82.
3. Баев С.Г., Бессмельцев В.П., Голошевский Н.В., Горяев Е.П., Кастеров В.В., Смирнов К.К. Лазерная система для исследования аддитивного формообразования изделий из металлических порошков// Интерэкспо Гео-Сибирь. 2017. Т. 5. № 1. С. 29-34.
4. Kurihara H.M., Myers J.E. The effects of superheat and surface roughness on boiling coefficients, AIChE J. 1960. Vol. 6, Iss. 1. P. 83–91.
5. Berenson P.J. Experiments on pool-boiling heat transfer, Intern. J. Heat and Mass Transfer. 1962. Vol. 5, Iss. 10. P. 985–999.
6. Гогонин И.И. Влияние искусственных центров парообразования на теплообмен при кипении пленки, орошающей пучок горизонтальных оребренных труб, Теплофизика и аэромеханика. 2021. Т. 28, № 5. С. 739 –744.
7. Kaniowski, R., Pastuszko, R., and Nowakowski, Ł. Effect of geometrical parameters of open microchannel surfaces on pool boiling heat transfer, EPJ Web of Conferences, 2017, vol. 143, pp. 02049. doi.org/10.1051/epjconf/201714302049.
8. Vladimirov, V.Yu., and Chinnov, E.A. Heat transfer enhancement when boiling on finned surfaces, J.Phys.: Conf. Ser. , 2021, 1867, 012024. doi: 10.1088/1742-6596/1867/1/012024.
9. Bessmeltsev, V.P., Pavlenko, A.N., and Zhukov, V.I. Development of a Technology for Creating Structured Capillary-Porous Coatings by Means of 3D Printing for Intensification of Heat Transfer during Boiling, Optoelectronics, Instrumentation and Data Processing, 2019, vol. 55, no. 6, pp. 554-563. doi: 10.3103/S8756699019060049.
10. Zhukov, V.E., Slesareva, E.Yu., & Pavlenko, A.N. Effect of Modification of Heat-Release Surface on Heat Transfer in Nucleate Boiling at Free Convection of Freon. J. Engin. Thermophys. 30, 1–13 (2021). https://doi.org/10.1134/S181023282101001X.
11. Zhukov V.Ye., Lutcet M.O. Heat transfer in a liquid nitrogen at high centrifugal acceleration fields.// Low Temperature and Cryogenic Refrigeration, 2003, P. 221–240.
12. Pavlenko A.N., Zhukov V.E., Pecherkin N.I., Nazarov A.D., Serov A.F., Mis'kiv N.B., Li X., Jiang B., Sui H., Li H., Gao X. Automated control system for the fluid distributor of a distillation column with a structured packing // Optoelectronics, Instrumentation and Data Processing. 2017. Vol. 53. P. 15–20.
13. Кутателадзе С.С. Основы теории теплообмена. М. 1979. 416 с.

Исследование выполнено при финансовой поддержке проекта Российской Федерацией в лице Минобрнауки России (соглашение № 075-15-2020-770).

DOI: 10.53954/9785604859551_246

УДК 532.54

ВЛИЯНИЕ СЛУЧАЙНЫХ ФАКТОРОВ НА РАСТЕКАНИЕ ЖИДКОСТИ ПО УПАКОВКЕ

Перепелица Б. В.

Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН,
630090, Россия, г. Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1
e-mail: perep@itp.nsc.ru

ВВЕДЕНИЕ

Течение жидкости по волнистым пластинам во многом определяет процессы тепло- и массопереноса в колонах. Структура течения жидкой фракции еще недостаточно изучена [1-9]. Для дальнейшего продвижения вперед, по-видимому, кроме получения подробной информации о гидродинамических характеристиках потока, необходимо иметь достаточно полное представление об общей картине течения жидкости по волнистым пластинам.

Важную роль на распределение жидкости по листам упаковок играет распределение точек орошения. При этом установлено, что даже незначительное смещение точки орошения может приводить к заметному перераспределению жидкости по листам упаковки. Определенную ясность по данному явлению могут дать визуальные методы исследования. Знание детальной структуры потока позволит лучше понять физическую природу механизмов, управляющих течением, и подскажет способы управления потоком с целью повышения эффективности работы колонн. Использование фотографии позволит существенно расширить методические возможности исследования, так как с помощью фотографии можно «остановить» и зафиксировать объект, невидимый глазу.

Представленные в настоящей статье результаты являются очередным этапом исследований, конечная цель которых нахождение связи между локальными значениями коэффициента массоотдачи и структурой турбулентного потока пара и жидкости в ячейке между волнистыми пластинами.

Неоднородность распределения жидкости под первой упаковкой связана с неопределенностью положения точек орошения. Степень неоднородности носит случайный характер и для ее оценок необходимо привлекать аппарат теории вероятностей и статистики экстремальных значений. Убрать элементы неопределенности, связанные с положением места орошения, можно с помощью перераспределителя в виде наклонной пластины

ЦЕЛЬ РАБОТЫ

Цель настоящей работы: найти механизм ликвидировать неоднородность распределения жидкости под упаковкой, связанной с неопределенностью положения точек орошения. Исследовать влияние случайных факторов на характер растекания жидкости по упаковке и найти способы их устранения. В опытах были использованы листы упаковки Gen 2B Round и G1D.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Эксперименты были проведены при течении жидкости между волнистыми пластинами стандарта Gen 2B Round (9 пластин длиной 50 см). Подвод жидкости производился через одиночные сопла диаметром 2,4 мм при наличии одного. Перераспределитель представлял собой наклонную пластину с микротекстурой размещенную между листами упаковки. Высота зажатого участка пластины между листами упаковки равнялась 10мм. Размер пластины, использованной в опытах – ширина около 10 см, высота около 5 см. Угол наклона пластины к горизонтали – 56 градусов. В качестве рабочей жидкости использовался спирт. Распределение расхода жидкости под листами измерялся весовым способом. В качестве приемников жидкости использовалось 22 емкости сечением 25х63 мм. Таким образом, определялось количество жидкости, стекающее с пластин на участках протяженностью 25 мм каждый. Емкости располагались так, что край первой совпадал с краем упаковки. Расход жидкости изменялся от 3-8 мл/с.

РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЙ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Уже первые наблюдения картины течения жидкости, в исследуемой области, показали, что возможно много разнообразных сценариев растекания струи. В потоке происходят сложные нестационарные процессы. Наша задача заключалась выделить наиболее характерные процессы из всего многообразия наблюдаемых явлений. Растекание жидкости по поверхности листа упаковки сильно зависит от места удара струи об упаковку. При натекании струи на упаковку образуются сложные вихревые потоки и разрушение струи с образованием мелких струй и капель. В качестве наиболее характерных точек удара были выбраны три положения, представленные на Рис.1. Точка а) струя натекает на ребро направленное вниз направо в) струя натекает на ребро направленное вниз налево и с) струя натекает на точку контакта. Расстояние между точками орошения составляет всего несколько миллиметров.

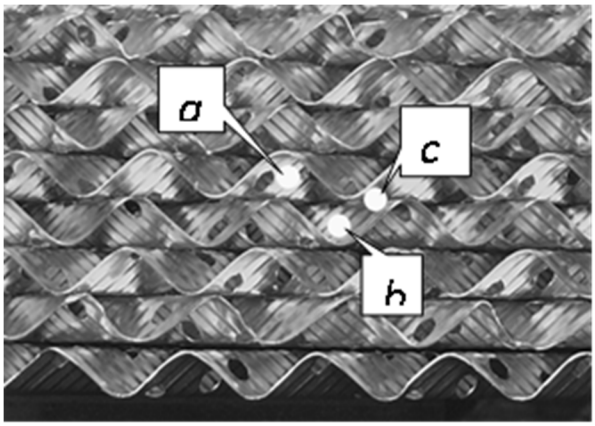


Рис. 1. Точки орошения листов

На Рис.2 приведены данные измерений по распределению жидкости под упаковкой в зависимости от положения точки орошения. Как видно из полученных данных, количество жидкости, стекающее вдоль упаковки, сильно зависит от места орошения. В случае орошения ребра упаковки жидкости предпочтительней двигаться вдоль этого ребра и максимальное количество жидкости собирается на выходе из него. В этом случае наблюдаются характерные максимумы расхода в данных местах. При орошении точки контакта жидкость растекается равномерно между соседними листами и в распределении жидкости на выходе характерных максимумов не наблюдается. Поскольку мы не можем контролировать места падения струи на упаковку, то вероятно возникновение экстремальных ситуаций, когда в области около стенки (или в другом месте упаковки большого диаметра) будет орошаться большое количество листов в точках с направлением ребер в определенную сторону. Такие ситуации маловероятны, но возможны. В этом случае будет возникать большая неоднородность в распределении жидкости под упаковкой, которая затем сохраняется во многих слоях упаковки. Этот процесс носит случайный характер и для его оценки необходимо использовать аппарат теории вероятностей и статистики экстремальных значений.

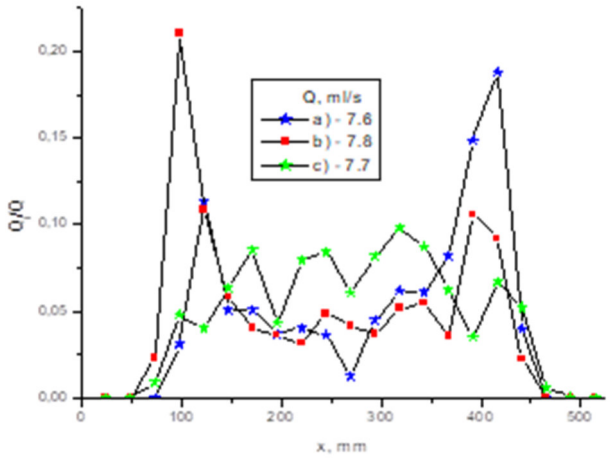


Рис. 2. Распределение жидкости на выходе из упаковки

Решением данной проблемы может служить подход, связанный с устранением неопределенности места удара струи об упаковку. Для этой цели существует много различных способов. Например, если медленно перемешать сопло относительно упаковки на небольшое расстояние в различных направлениях, то распределение жидкости под упаковкой будет более равномерным. Другой способ ликвидации неопределенности может заключаться в создании направленного течения жидкости от сопла к упаковке с использованием перераспределителя. Для решения этой задачи использовалась наклонная пластинка с микротекстурой помещенная между листами упаковки. Использовалась пластина шириной около 10 см, высотой около 5см. Угол наклона пластины к горизонтали 56 градусов. Пластина имеет участок около 10мм зажатый между листами упаковки. Поскольку, жидкость очень хорошо растекается по пластине (Рис. 4) на ширину около 8см и характер растекания мало зависит от места удара струи о пластину, то мы имеем довольно широкую пленку жидкости, подтекающую к листу упаковки с одной стороны. При изменении наклона перераспределителя (Рис.3) жидкость подтекает либо к пластине, ребра которой направлены в одну сторону, либо к соседней пластине, ребра у которой направлены в противоположную сторону.

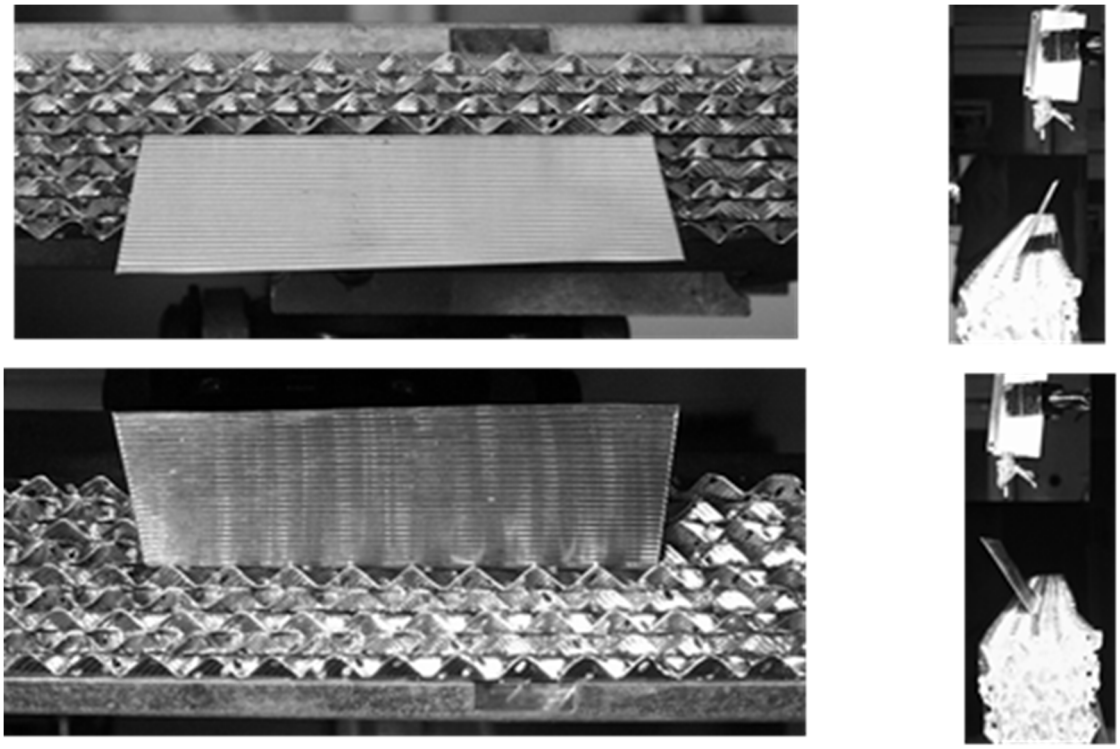


Рис. 3.Редестребьютеры в виде наклонных пластин с микротекстурой

Картина растекания струи жидкости по перераспределителю приведена на Рис. 4. В этом случае, растекание жидкости по упаковке имеет распределение, которое мало меняется для данного типа упаковки и закономерности которого можно хорошо изучать.

На Рис.5 приведены данные измерений по распределению жидкости под упаковкой с подводом жидкости к листу упаковки через перераспределитель. Подвод жидкости осуществлялся в верхней части перераспределителя, расположенного в середине упаковки. Как видно из полученных данных, количество жидкости, стекающее вдоль упаковки, сильно зависит от ориентации наклона перераспределителя поскольку жидкость течет главным образом вдоль орошаемых ребер. Доля жидкости, стекающей вдоль ребер составляет около 30% от полного расхода жидкости и мало зависит от места удара струи о перераспределитель. Поскольку, в данном случае, мы можем контролировать процесс растекания жидкости по упаковке и изменять (выбирать оптимальное) положения наклонных пластин, то мы сможем получать достаточно равномерное или другое нужное нам распределение жидкости под упаковкой.

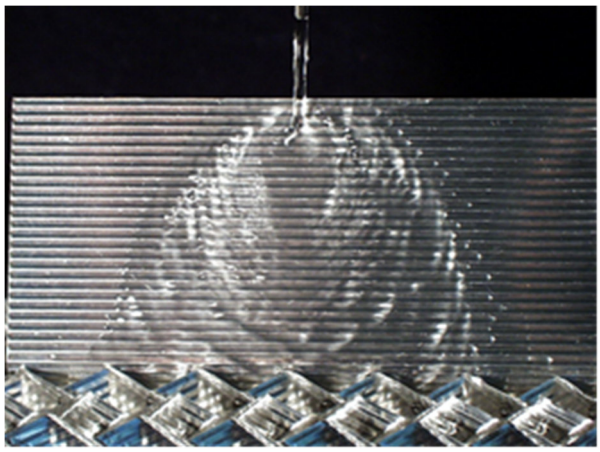


Рис.4. Растекание струи жидкости по наклонной пластинке с микротекстурой

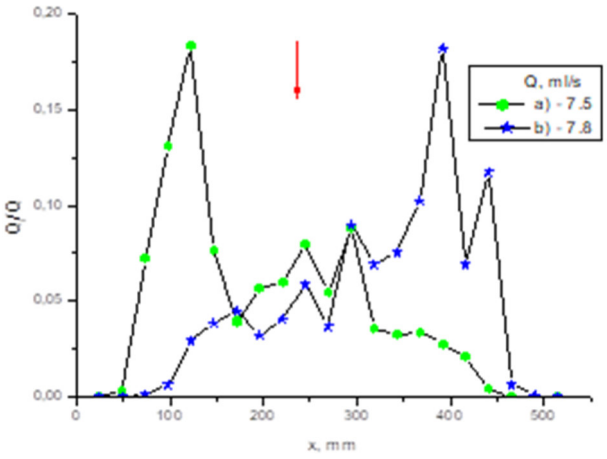


Рис.5. Растекание жидкости по листам упаковки в зависимости от направления микроструктуры

ВЫВОДЫ

1. Неоднородность распределения жидкости под первой упаковкой связана с неопределенностью положения точек орошения. Степень неоднородности носит случайный характер и для ее оценок необходимо привлекать аппарат теории вероятностей и статистики экстремальных значений.

2. Убрать элементы неопределенности, связанные с положением места орошения, можно с помощью перераспределитиля в виде наклонной пластины.

Список литературы:

1. Alekseenko, S. V.; Markovich, D. M.; Evseev, A. R.; et al. Experimental investigation of local film thickness and velocity distribution inside liquid falling films on corrugated structured packings AICHE JOURNAL Volume: 54 Issue: 6 Pages: 1424-1430 Published: JUN 2008
2. A. Pavlenko, N. Pecherkin, V. Chekhovich, and O. Volodin, Hydrodynamics in falling liquid films on surfaces with complex geometry, Microgravity Sci. Technol., 2009, Vol. 21, Suppl. 1, P. 207−213
3. S.V. Alekseenko, V.E. Nakoryakov, and B.G. Pokusaev, Wave Flow of Liquid Films, Begell House, New York, 1994.
4. SJ Gerke, JU Repke - Experimental investigations of the fluid dynamics in liquid falling films over structured packing geometry Chemical Engineering Research and Design, 2019 - Elsevier BV
5. Perepelitsa, The effect of microtexture on evolution of waves on the surface of viscous liquid falling over the outer surface of a vertical cylinder under the action of gravity depending on Reynolds Thermophysics and Aeromechanics, 2011 - Springer
6. Перепелица Б.В. Влияние микротекстуры на формирование пленки жидкости на вертикальной поверхности. Теплофизика и аэромеханика, том 18, № 3, 2011, с.519-522.:
7. Reynolds A.J. Observations of a liquid-to-liquid jet // J. Fluid Mech. – 1962. – Vol. 14. – P. 552 – 556.
8. Becker H.A., Massaro T.A. Vortex evolution in a round jet // J. Fluid Mech. – 1968. – Vol. 31– part 3. – P. 435– 448.
9. Chie Gau, Shen C. H., Wang Z. B. Peculiar phenomenon of micro-free-jet flow // Physics of Fluids. 2009. Vol. 21. №. 092001.P. 1– .

DOI: 10.53954/9785604859551_249

УДК 536

ИССЛЕДОВАНИЕ ИСПАРЕНИЯ ПЛОСКОЙ КАПЛИ ЖИДКОСТИ ШЛИРЕН МЕТОДОМ

Пещенюк Ю.А.[1], Семенов А.А.[1], Айвазян Г.Е.[2], Гатапова Е. Я.[1]

[1] Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН,
630090, Россия, г. Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1
[2]Национальный политехнический университет Армении,
610101, Армения, г. Ереван, ул. Теряна, 105
e-mail: gatapova@itp.nsc.ru

Разработка методов измерения толщины испаряющихся пленок жидкости и деформаций её поверхности является актуальной задачей для изучения процессов тепломассообмена. Для получения двухмерных и трехмерных характеристик быстро испаряющихся тонких пленок жидкости применяются несколько оптических методик. Такие как конфокальная микроскопия [1], интерферометрия [2] и шлирен метод [3].

Шлирен – метод является одним из самых мощных и простых в реализации методов, позволяющий определить деформацию поверхности пленки жидкости хотя и в довольно узком диапазоне кривизны поверхности. Основное преимущество шлирен-метода заключается в том, что его можно использовать для измерения незначительных изменений толщины слоя жидкости, поэтому этот метод имеет очень хороший динамический диапазон. На сегодняшний день существует большое количество разновидностей шлирен методик. Метод разделяют на три основные категории в зависимости от задачи [4]: Шлирен – метод Теплера, широкопольный и фокусирующий шлирен-методы и специализированные шлирен-методы. Каждое направление отличается конфигурацией оптической системы, размерами источника света и рабочим диапазоном. Несмотря на существующие отличия в основе почти каждого метода лежит система уравнений, которая определяет кривизну отраженного светового луча как функцию градиента показателя преломления, через который он проходит.

Шлирен – методы измерения деформации поверхности отличаются максимально измеряемым углом наклона, точностью и применимостью к выбранной поверхности. Шлирен – метод с градуированным/ступенчатым фильтром был изобретен Р.Дж. Норт в 1952 г. Можно найти некоторые модификации метода с использованием ступенчатого фильтра Гаусса или фильтров с отсечкой Лопеса [5]. Использование ступенчатого фильтра может обеспечить более четкое изображение с лучшим пространственным разрешением [4].

Изучению испарения капли жидкости с нагреваемых и не нагреваемых поверхностей посвящено очень много работ [6, 7, 8, 9, 10, 11, 12]. Однако, когда краевой угол смачивания становится менее 5 – 7°, измерение профиля капли становится затруднительным методами, основанными на съемке сбоку. Появляются трехмерные эффекты, которые нельзя описать в предположении осесимметричности капли. Поэтому требуется развитие методов, позволяют производить исследования быстропротекающих процессов тонких пленок жидкости при малых краевых углах смачивания.

При использовании шлирен – метода, когда краевые углы капли малы, а толщина капли порядка нескольких мкм необходимо учитывать вклад отраженного от подложки света. Поэтому в данных экспериментах в качестве подложки использовался черный кремний (b – Si). Для которого характерно отражение света для диапазона длин волн 350 – 750 нм в среднем 6% (см. рис.1). Подробное описание процесса получения данного чёрного кремния можно найти в [13,14]. Свойства смачиваемости, а именно наступающий краевой угол смачивания, гистерезис краевого угла смачивания и свободная энергия поверхности конкретного b-Si, были охарактеризованы на установке DSA--100E (KRUSS). Наступающий краевой угол смачивания для воды составил 73,05±7,34°. Относительно большая погрешность определения обусловлена структурой b-Si. Отступающий краевой угол смачивания был намного меньше 10° и не могла быть измерена прибором по теневому изображению сбоку, так что b-Si имеет большой гистерезис краевого угла смачивания практически равный значению наступающего краевого угла. Свободная энергия поверхности измерялась методом Оуэнса, Вендта, Рабеля и Кельбле (OWRK) [15, 2] с использованием воды в качестве полярной жидкости и дийодметана в качестве неполярной жидкости. Количество нанесенных капель составляло 5 для каждой жидкости. Измеренная свободная энергия поверхности составила 33±7,45 мН/м с дисперсной составляющей 19,14±2,59 мН/м и полярной составляющей 13,86±4,87 мН/м.

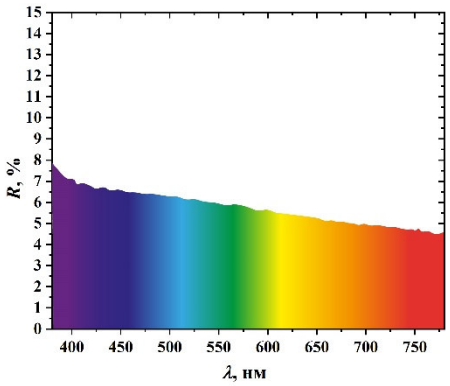


Рис. 1. Динамика изменения спектра отражения для черного кремния в зависимости от длины волны

Подложка из чёрного кремния размещалась на алюминиевой пластине и фиксировалась с помощью термопасты. На нижней стороне алюминиевой пластины располагался элемент Пельтье размером 40х40 мм подключенный к источнику питания GW GPR-3060D. Температура под подложкой измерялась шестью радиально вмонтированными в пластину термопарами К-типа с помощью измерительной системы

National Instruments NI TB-9214 и программного обеспечения LabView SignalExpress. В качестве рабочей жидкости использовалась деионизированная, ультачистая, нанофильтрованная, полученная с помощью очищающего устройства MilliQ. Капли с начальным объемом 5 – 6 мкл высаживались на подложку. Далее с помощью оптической системы, представленной на рисунке 2, были зафиксированы данные в формате интенсивности оттенков серого с диапазоном 256.

Сферически распространяемый поток света от источника Olympus KL 300 LED 1, проходя ступенчатый фильтр 2 попадает на коллимирующую линзу 3. После чего, плоскопараллельный поток света попадает на делить потока 4, установленный под 45° к оптической оси. Часть света проходит делитель и достигает поверхности исследуемой подложки 5, на которой располагается капля жидкости. Другая часть света отклоняется на 90°и попадает на светопоглощающий материал. Отраженный от исследуемой поверхности поток света попадает обратно на делитель 4, где часть потока отклоняется на 90° и затем проходит через шлирен линзу 6. Линза фокусирует свет на щелевой фильтр 7, плоскую пластину с щелью заданного размера в соответствие с размером одной полосы пропускания света на ступенчатом фильтре. Прошедший через фильтр свет благодаря оптическому объективу фокусируется на сенсор матрицы в камере 8.

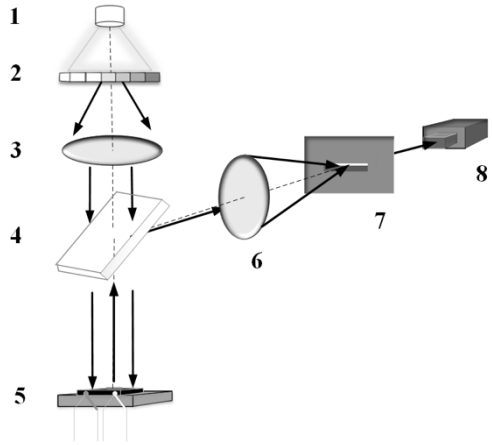


Рис. 2. Оптическая схема шлирен – визуализации.
1 – источник света, 2 – ступенчатый фильтр и матовая пластинка, 3 – коллимирующая линза, 4 – лучевой делитель, 5 – система, состоящая из подложки и нагревателя, 6 – шлирен линза, 7 – щелевой шлирен фильтр, 8 – камера

В работе использовался ступенчатый фильтр с заданным числом градаций серого: $(2n + 1)$, где $n = 3$. Перевод интенсивности света в углы происходил автоматически с помощью предварительно измеренной на плоском зеркале калибровочной кривой. Диапазон измеряемых углов составляет [- 5°, 5°].

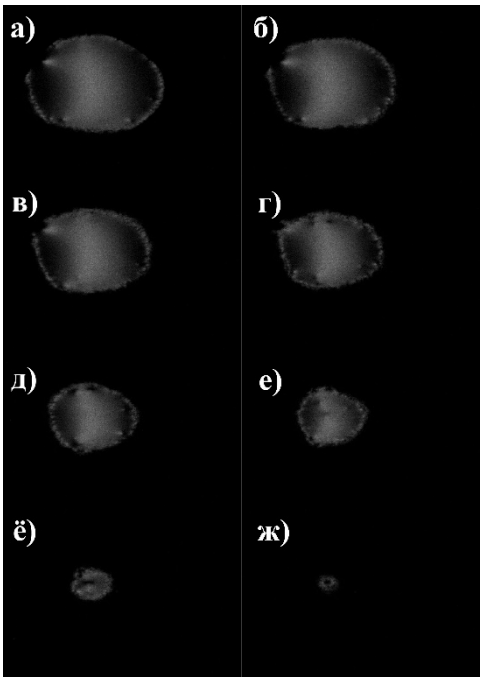


Рис. 3. Исходные данные в оттенках серого для воды при температуре подложки T_w = 20 °C:
а) t = 33 с, б) t = 39 с, в) t = 46 с, г) t = 52 с, д) t = 59 с, е) t = 66 с, ё) t = 72 с, ж) t = 75 с

Производилась видеосъемка испарения капли на подложке с частотой 30 кадров в секунду. Влажность воздуха в помещении составляла 25 – 30 %, температура 20 – 22°C. Было проведено сравнение нескольких экспериментов для воды при одинаковых условиях. Исходные данные в виде фотографий представлены на рисунке 3. В начальный момент времени, когда капля имеет относительно большие размеры (см. рис. 3а), её форма была близка к эллипсу. На последней стадии испарения (см. рис. 3е) капля сжималась в идеальный осесимметричный круг, что подтверждает результаты экспериментов, полученных методом интерферометрии [2]. Данный эффект повторяется, если нет разрывов спровоцированных шероховатостью подложки. Кроме того, кромка капли на протяжении всего времени жизни при ближайшем рассмотрении имеет характерные пальцеобразные структуры. Что также неоднократно наблюдалось для воды без нагрева.

Обработка полученных изображений происходила в среде программирования Matlab. Изображение интенсивности преобразовывалось в матрицу интенсивности. Затем попиксельно от матрицы интенсивности отнимали значения подложки (см. рис. 4) и полученную матрицу преобразовывали в матрицу углов, с помощью калибровочной кривой (см. рис. 5).

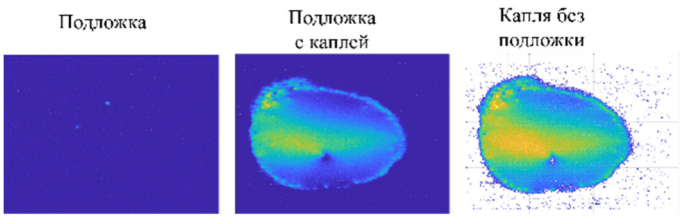


Рис. 4. Преобразование матрицы интенсивности

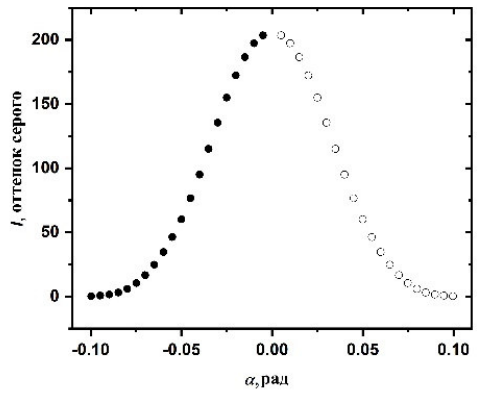


Рис. 5. Калибровочная кривая: соотношение интенсивности и значения угла

Матрицу углов векторным методом преобразовывается в матрицу толщин (см. рис. 6). Матрица толщины представляет интерес не только для определения профиля, но и для дальнейшего расчета скорости с единицы поверхности. Зная толщину, можно рассчитать объем методом элементарных параллелепипедов, а также вычислить площадь поверхности вместе с её деформациями.

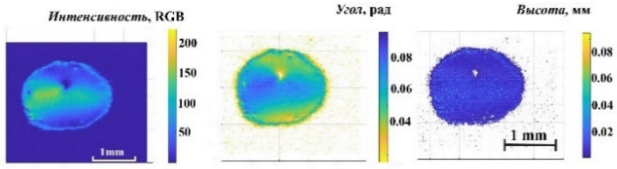


Рис. 6. Преобразование матрицы интенсивности в матрицу углов и толщин

На рис. 7 более наглядно представлено направление разреза профиля. Профили толщины капли в разрезе по этим направлениям в отсутствии нагрева представлены на рис. 8.

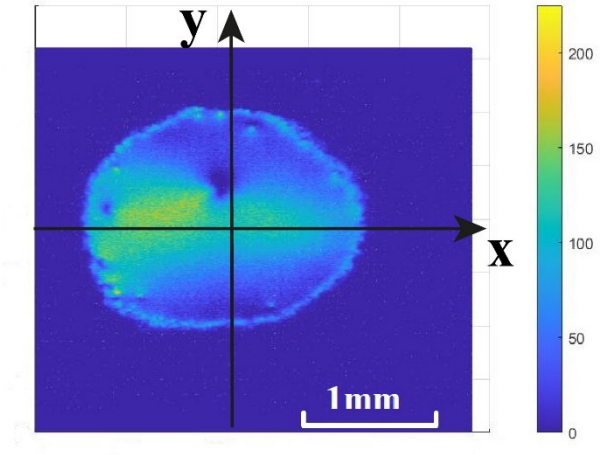


Рис. 7. Матрица интенсивности капли с направлениями x и y в плоскости подложки

Для корректного сравнения профиля в качестве начала отсчета шкалы времени (t=0 сек.) принимаем время полного испарения. Так как начальный объем капли хоть и лежит в достаточно узком диапазоне, но все же не имеет равные значения. Кроме того, срезы профилей проходили через центр капли. Аналогично для профиля в направлении x можно получить профиль в направлении y, а также для любого параллельного направления.

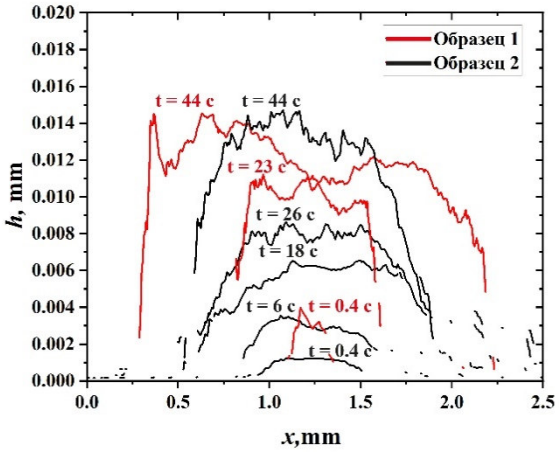


Рис. 8 Профиль воды при температуре T_w = 20 °C для трех серий воды в направлении x.

Для сравнения толщины были выбраны две серии: серия 1 с разрывом и серия 2 без разрыва. Профиль капли без разрывов имеет более сферический профиль, что характерно для процесса испарения без нагрева. Профиль же капли с разрывом имеет более сложный профиль, что также влияет на процесс испарения. Оба профиля не являются идеально гладкими. Это связано с шероховатостью поверхности. Собственная шероховатость поверхности имеет размеры порядка нескольких микрометров. Наличие разрывов также приводит к неоднородности профиля. Для разных образцов при одинаковых условиях значения толщины лежат в достаточно узком диапазоне. Это характеризует хорошую повторяемость экспериментальных данных. Погрешность измерения профиля составляет порядка 0,5 мкм, что не позволяет количественно оценить профиль капли толщиной менее 0,5 мкм (для времен менее 0,4 сек).

По изменению диаметра капли была рассчитана скорость контактной линии (см. рис. 10).

$$U_{CL} = \frac{\Delta d}{\Delta t} \qquad (1)$$

где d – диаметр капли, t – время, соответствующее диаметру.

Образец под номером 1 имеет больший начальный объем, чем образец номер 2. Была проведена синхронизация по времени полного испарения для корректного сравнения данных. Результаты для воды при температуре поверхности T_w = 20 °C хорошо согласуются между собой. Погрешность измерения скорости контактной линии составляет порядка 2%.

Асимптотика удельной скорости испарения на заключительном этапе была представлена в работе [2]. Данные для образца 1 рассчитанные по методу из выше указанной работы хорошо согласуются с результатами, полученными в данной работе (см. рис. 11). Что подтверждает о возможном дальнейшем применении разработанной системы измерения.

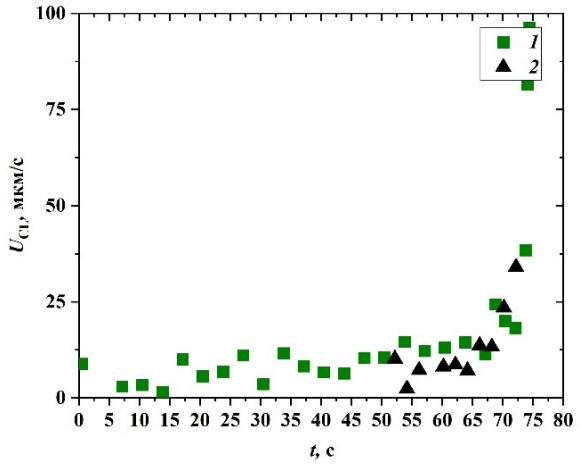


Рис. 10 Скорость контактной линии для воды

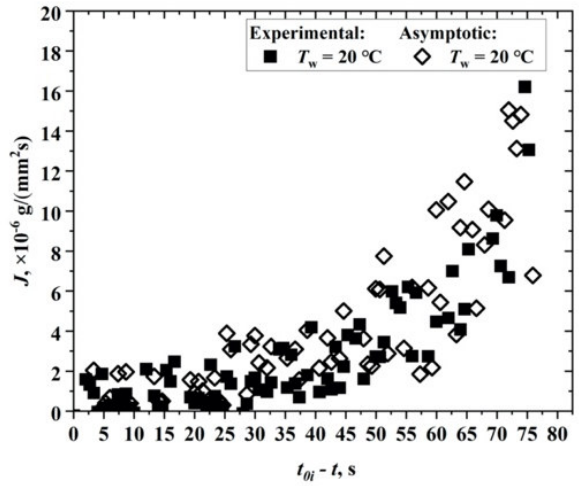


Рис. 11 Удельная расход испарившейся жидкости на конечной стадии испарения капель воды в отсутствии нагрева. Здесь t_{0i} — общее время измерения для каждого экспериментального режима, соответственно $t_{0i} - t$ – реальное время измерений

В данной работе был апробирован метод анализа и обработки данных в среде программирования Matlab данных полученных шлирен-методом со ступенчатым фильтром. Были получены двумерные профили деформации поверхности для капли воды в двух направлениях. Произведен расчет скорости движения контактной линии для испаряющейся капли воды. Экспериментальные данные удельного расхода испарившейся жидкости с единицы поверхности, полученные шлирен-методом, хорошо согласуются с асимптотической моделью. Также результаты, полученные по удельной скорости испарения хорошо, согласуются с данными полученными методами интерферометрии в работе [2]. Что позволяет сделать вывод о корректности работы метода обработки и дальнейшем его потенциальном развитии.

Список литературы:

1. Lefèvre F., Rullière R., Lips S., Bonjour J., Confocal microscopy for capillary film measurements in a flat plate heat pipe //Journal of heat transfer. – 2010. – Т. 132. – №. 3.
2. Gatapova E. Y., Shonina A.M., Safonov A.I., Sulyaeva V.S., Kabov O.A., Evaporation dynamics of a sessile droplet on glass surfaces with fluoropolymer coatings: focusing on the final stage of thin droplet evaporation //Soft Matter. – 2018. – Т. 14. – №. 10. – С. 1811-1821.
3. Kabov O. A., Legros J.K., Marchuk I.V., Sheid B., Deformation of the free surface in a moving locally-heated thin liquid layer //Fluid dynamics. – 2001. – Т. 36. – №. 3. – С. 521-528.
4. Settles G. S. Schlieren and shadowgraph techniques: visualizing phenomena in transparent media. – Springer Science & Business Media, 2001..
5. Zakharin B., Stricker J. Schlieren systems with coherent illumination for quantitative measurements //Applied optics. – 2004. – Т. 43. – №. 25. – С. 4786-4795.
6. Brutin D., Starov V. Recent advances in droplet wetting and evaporation //Chemical Society Reviews. – 2018. – Т. 47. – №. 2. – С. 558-585.
7. Gatapova EY, Semenov AA, Zaitsev DV, Kabov O.A., Evaporation of a sessile water drop on a heated surface with controlled wettability //Colloids and Surfaces A: Physicochemical and Engineering Aspects. – 2014. – Т. 441. – С. 776-785.
8. G¨unay AA, Kim MK, Yan X, Miljkovic N., Sett S., Droplet evaporation dynamics on microstructured biphilic, hydrophobic, and smooth surfaces //Experiments in Fluids. – 2021. – Т. 62. – №. 7. – С. 1-14.
9. Josyula T., Mahapatra P. S., Pattamatta A. Internal flow in evaporating water drops: dominance of Marangoni flow //Experiments in Fluids. – 2022. – Т. 63. – №. 2. – С. 1-15.
10. Mollaret R, Sefiane K, Christy JR, Veyret D., Experimental and numerical investigation of the evaporation into air of a drop on a heated surface //Chemical Engineering Research and Design. – 2004. – Т. 82. – №. 4. – С. 471-480.
11. Shen L., Ren J., Duan F. Surface temperature transition of a controllable evaporating droplet //Soft Matter. – 2020. – Т. 16. – №. 41. – С. 9568-9577.
12. Tsoumpas Y., Dehaeck S., Rednikov A., Colinet P., Effect of Marangoni flows on the shape of thin sessile droplets evaporating into air //Langmuir. – 2015. – Т. 31. – №. 49. – С. 13334-13340.
13. Ayvazyan G.Y., Katkov M.V., Lebedev M.S., Shayapov V.R., Afonin M.Yu., Petukhova D.E., Yushina I.V., Maksimovskii E.A., Aghabekyan A.V. Anti-Reflection Properties of Black Silicon Coated with Thin Films of Metal Oxides by Atomic Layer Deposition //Journal of Contemporary Physics (Armenian Academy of Sciences). – 2021. – Т. 56. – №. 3. – С. 240-246.
14. Katkov M.V., Ayvazyan G.Y., Shayapov V.R., Lebedev M.S. Modeling of the optical properties of black silicon passivated by thin films of metal oxides //Journal of Contemporary Physics (Armenian Academy of Sciences). – 2020. – Т. 55. – №. 1. – С. 16-22.
15. Kaelble D. H. Dispersion-polar surface tension properties of organic solids //The Journal of Adhesion. – 1970. – Т. 2. – №. 2. – С. 66-81.

Исследование выполнено при финансовой поддержке Российского научного фонда (проект 20-19-00722), характеризация свойств смачивания поверхности чёрного кремния выполнено за счет государственного контракта с ИТ СО РАН (121031800213-0) на приборе KRUSS DSA-100E Уникальной научной установки "ТГД комплекс ИТ СО РАН" Института теплофизики СО РАН.

DOI: 10.53954/9785604859551_253

УДК 532.5

ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ВИХРЕВОЙ СТРУКТУРЫ В ЦИЛИНДРИЧЕСКОЙ ТАНГЕНЦИАЛЬНОЙ КАМЕРЕ

Платонов Д.В.[1,2], **Сентябов А.В.**[1,2], **Минаков А.В.**[1,2], **Шторк С.И.**[1], **Скрипкин С.Г.**[1]

[1] Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН,
630090, Россия, г. Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1
[2] Сибирский федеральный университет,
660041, Россия, г. Красноярск, пр. Свободный, 79
e-mail: platonov-08@yandex.ru

Аннотация: Работа посвящена численному исследованию методом моделирования крупных вихрей течения в тангенциальной камере при высоких числах закрутки. Расчеты показывают смену режима с одиночного вихря на формирование устойчивой двухспиральной прецессирующей вихревой структуры по мере увеличения параметра закрутки. Дальнейшее увеличение параметра закрутки приводит к разрушению когерентной структуры.

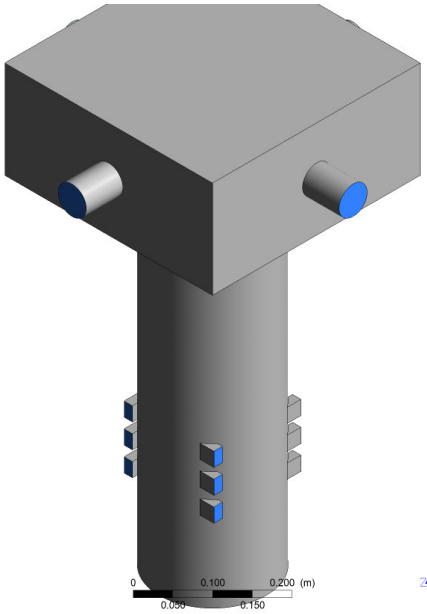
ВВЕДЕНИЕ

Тангенциальная вихревая камера является одним из удобных объектов для изучения разнообразных вихревых структур. В камере прямоугольного сечения наблюдали различные режимы течения, такие как колонообразный вихрь, спиральный вихрь и двойной спиральный вихрь [Alekseenko et al, 2007]. В других экспериментальных работах переход между одиночным и двойным спиральным вихрем изучались в подобной камере круглого сечения [Dremov et al, 2016; Skripkin et al, 2019]. На основе последних исследований в данной работе было проведено численное моделирование различных режимов турбулентного закрученного течения в цилиндрической тангенциальной камере.

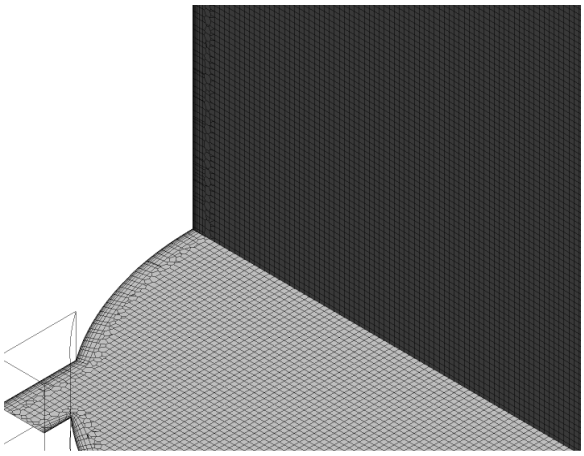
ЧИСЛЕННАЯ МОДЕЛЬ

Для численного моделирования вихревого течения в тангенциальной камере была построена модель, геометрия которой приведена на Рис. 1а. Для формирования закрученного течения на входе через 12 сопел прямоугольного сечения в цилиндрическую камеру подавалась равномерно распределенный поток воды с параметрами плотности и вязкости $\rho = 998$ кг/м^3 и $\mu = 10^{-3}$ Па·с. Поток отводился через верхний бак прямоугольного сечения с помощью четырех круглых патрубков при условии постоянного и одинакового давления на выходах из патрубков.

Расчетная сетка (Рис. 1б) содержала более 11 млн. контрольных объемов. Сетка состояла из кубических ячеек в объеме и призматического пограничного слоя с $y_+ < 5$ и с переходной областью между ними. Расчет турбулентного течения проводился методом LES с подсеточной моделью WALE [Nicoud and Ducros, 1999]. Шаг по времени составлял $4 \cdot 10^{-4}$ с, что соответствует числу Куранта $C_{CFL} < 1$ во всей расчетной области. Использовался алгоритм SIMPLEC расчета поля течения. Для аппроксимации конвективных членов использовалась центрально-разностная схема и неявная схема второго порядка – для дискретизации по времени.



(*а*)



(*б*)

Рис. 1. 3D модель (*а*) и пример расчётной сетки (*б*) тангенциальной камеры

Расчеты были проведены при различных расходах $Q = 8 – 14$ м^3/ч, соответствующих числам Рейнольдса Re = 14900 – 26100, где число Рейнольдса определялось по диаметру тангенциальной камеры и среднерасходной скорости в ней:

$$\mathrm{Re} = \frac{U_0 2R\rho}{\mu}, U_0 = \frac{Q}{\pi R^2},$$

где R – радиус тангенциальной камеры.

Закрутка потока составляла в базовом варианте S = 6.6 и определялась для тангенциальной камеры по формуле:

$$S = \frac{md}{n\sigma}$$

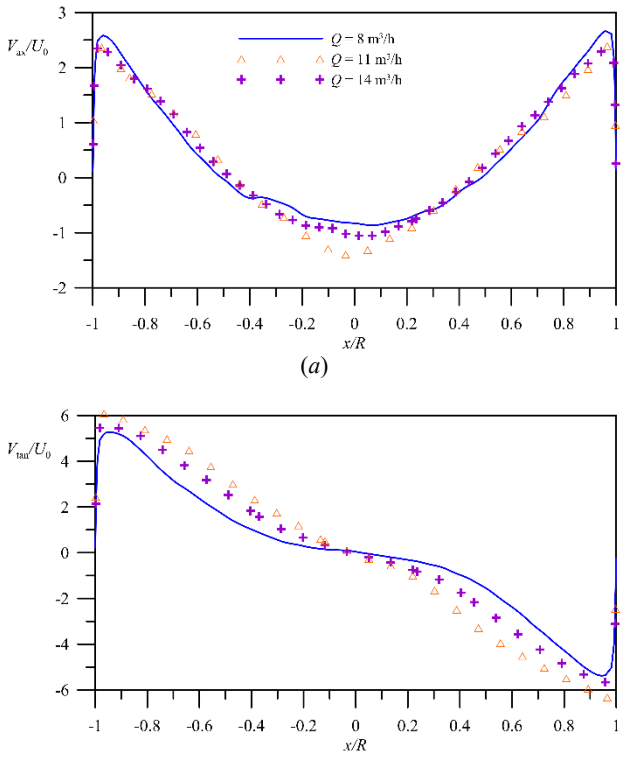
где m – поперечный размер камеры, d – диаметр условной окружности, связанный с углом поворота сопла, n – количество открытых сопел, σ – площадь поперечного сечения каждого сопла.

Закрутка потока варьировалась путем перекрытия одного или двух рядов сопел при неизменном расходе жидкости. Для этого были рассмотрены три режима: режим 1 – все 12 сопел открыты, режим 2 – перекрыт верхний ряд сопел (открыты 8 сопел), режим 3 – перекрыты верхний и средний ряды сопел (открыты 4 сопла). Согласно [Alekseenko et al, 2007] степень закрутки в тангенциальной камере обратно пропорциональна количеству открытых сопел. Согласно формуле закрутки потока для тангенциальной камеры, степень закрутки обратно пропорциональна количеству сопел, поэтому первый вариант соответствует закрутке S = 1,5·6,6 = 9,9 для 8 открытых сопел и S = 3·6,6 = 19,8 для 4 сопел.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЯ

Результаты расчета поля скорости, полученные для различных расходов, в безразмерном виде представлены на рис. 2. В качестве характерной скорости использовалась среднерасходная скорость в сечении тангенциальной камеры. На графиках приведены профили скорости в поперечном сечении на высоте z = 320 мм от нижнего торца камеры. Как видно из графиков, результаты, полученные для разных расходов, в безрамерном виде близки друг к другу, что говорит об автомодельности процесса по числу Рейнольдса.

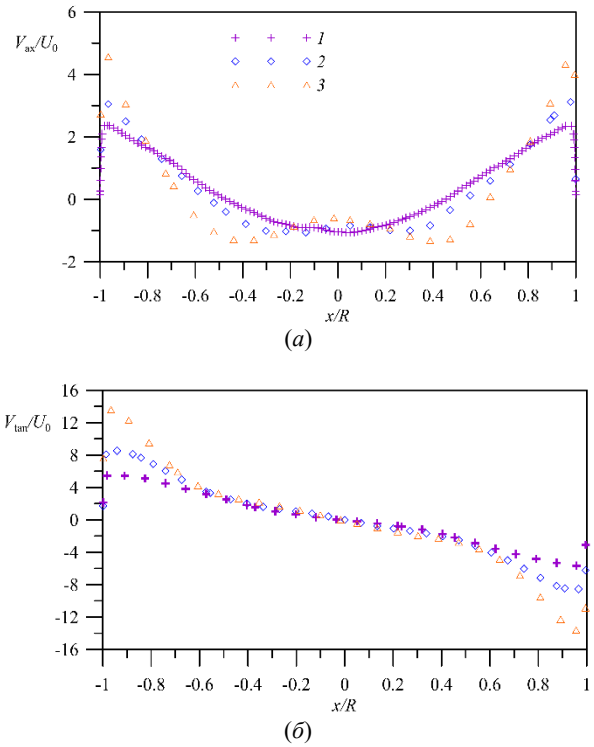
Расчеты режимов с различной закруткой были проведены для расхода Q = 14 м^3/ч. Полученные профили скорости приведены на рис. 3. Как видно, уровень тангенциальной компоненты скорости увеличивается с перекрытием сопел, что соответствует увеличению степени закрутки, причем весь закрученный поток сосредоточен на периферии. Ввиду высокой закрутки, в центре камеры формируется центральная зона рециркуляции, которая тем шире, чем выше закрутка потока. На графике аксиальной компоненты скорости видно формирование интересной закономерности, когда наибольший модуль возвратной скорости в режимах №2 и 3 достигается не на оси камеры, а на расстоянии 0,3 – 0,4R.



(*а*)

(*б*)

Рис. 2. Обезразмеренные профили скорости для режимов с закруткой S = 6,6 при различных расходах (числах Рейнольдса); сечение z = 320 мм: *а*) аксиальная компонента скорости, *б*) тангенциальная компонента скорости

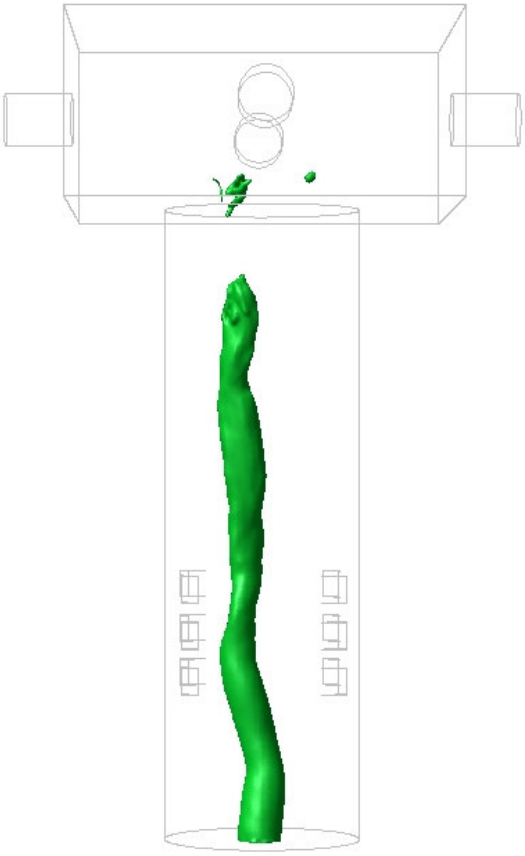


(*а*)

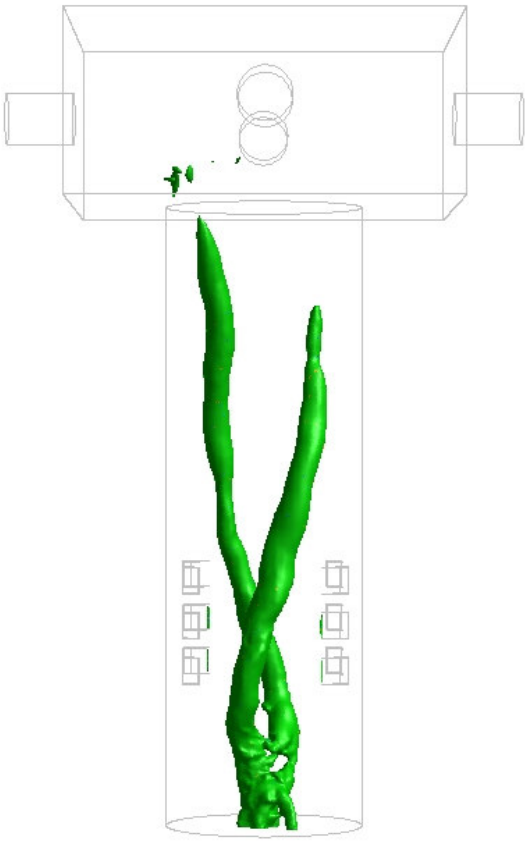
(*б*)

Рис. 3. Обезразмеренные профили скорости для режимов с различной закруткой; сечение z = 320 мм: *а*) аксиальная компонента скорости, *б*) тангенциальная компонента скорости; *1* – 12 сопел открыты, *2* – 8 сопел открыты, *3* – 4 сопла открыты

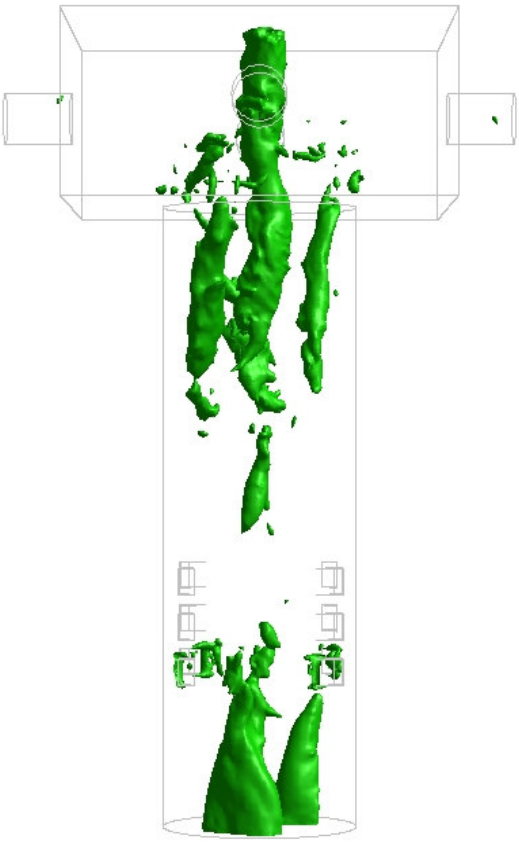
Вихревая картина течения существенно меняется при увеличении параметра закрутки. В режиме № 1 формируется одиночный вихрь вдоль центра тангенциальной камеры. В режиме №2 развивается прецессирующая двухспиральная вихревая структура (рис. 4*б*), которая остается стабильной с течением времени. Похожая структура формируется и при закрутке $S = 19{,}8$, однако она не является стабильной и в другие моменты времени могут наблюдаться разнообразные картины течения с несколькими вихрями. Различия в структуре потока хорошо видны на графиках пульсаций давления, записанных в точке тангенциальной камеры на высоте $z = 470$ мм вблизи стенки (рис. 5). На спектре (рис. 6) в режиме №*2* можно выделить доминантную частоту пульсаций давления $f = 3.8$ Гц. В режиме №3 пик пульсаций давления приходится на частоту $f = 7.5$ Гц, но возле него находится ещё множество других сопоставимых пиков. Как можно заметить, частота пульсаций давления прямо пропорциональна параметру закрутки (рис. 7).



(*а*)

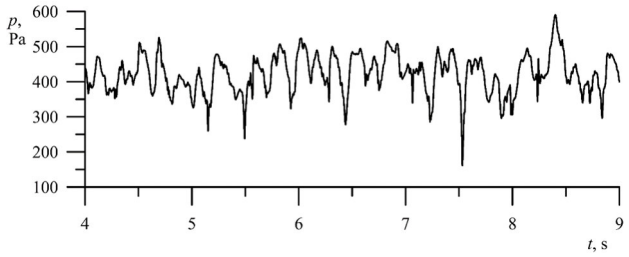


(*б*)

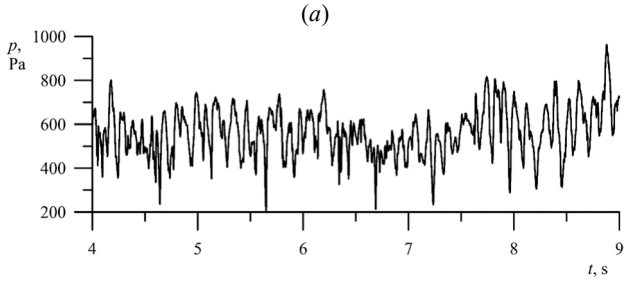


(*в*)

Рис. 4. Вихри в тангенциальной камере (визуализация изоповерхностью давления, а также изолинии давления в вертикальных сечениях): *а* – 12 сопел открыты), *б* – 8 сопел открыты, *в* – 4 сопла открыты

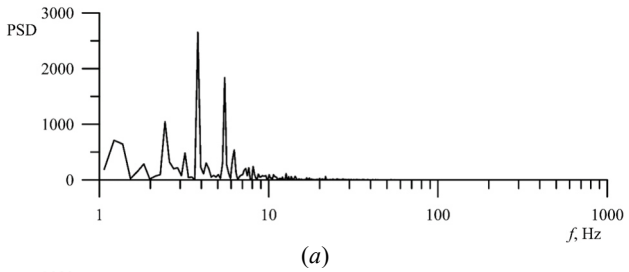


(*а*)

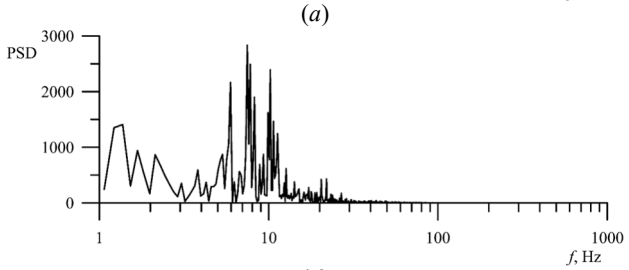


(*б*)

Рис. 5. Пульсации давления в тангенциальной камере: *а*) 8 сопел открыты, *б*) 4 сопла открыты



(*а*)



(*б*)

Рис. 6. Спектральные плотности энергии пульсаций давления в тангенциальной камере: *а*) 8 сопел открыты, *б*) 4 сопла открыты

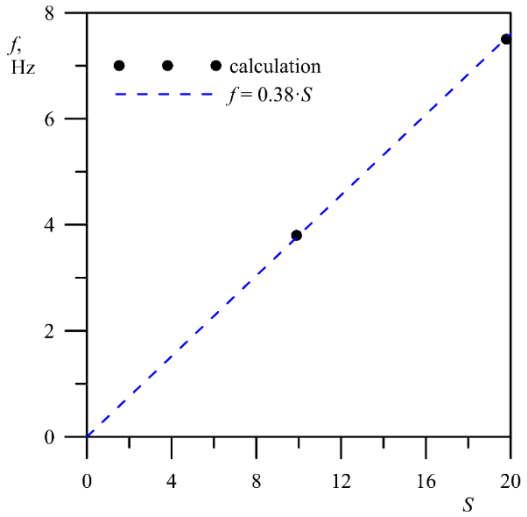


Рис. 7. Зависимость частоты пульсаций давления от закрутки потока

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенные расчеты показывают, что в определенном диапазоне параметра закрутки в тангенциальной камере формируется устойчивая двухспиральная вихревая структура, что согласуется с экспериментальными данными. В расчетах режим с двухспиральной структурой соответствует открытию 4 сопел камеры. В этом режиме спектры пульсаций давления показывают появление доминантной частоты, которая меняется пропорционально закрутке потока.

Список литературы:

1. Alekseenko S.V., Kuibin P.A. and Okulov V.L. Theory of concentrated vortices. An introduction. Berlin, Heidelberg, New York: Springer, 2007.
2. Dremov S.V., Shtork S.I., Skripkin S.G., and Kabardin I.K. An experimental investigation of the interaction between a pair of precessing vortices in a tangential vortex chamber. Journal of Physics: Conference Series 754 (2016) 022003. doi:10.1088/1742-6596/754/2/022003
3. Skripkin S.G., Dremov S.V., and Shtork S.I. Applying phase averaging technique to analysis of unsteady twin vortex structure observed in tangential vortex chamber. Journal of Physics: Conference Series 1382 (2019) 012042. doi:10.1088/1742-6596/1382/1/012042
4. Nicoud, F., and Ducros, F. Subgrid-scale stress modeling based on the square of the velocity gradient tensor. Flow, Turbulence and Combustion 62(3) (1999), 183-200.

Работа была выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (грант № 21-19-00769).

DOI: 10.53954/9785604859551_257

УДК 532.526

УПРАВЛЕНИЕ РАЗВИТИЕМ СОБСТВЕННЫХ ВОЗМУЩЕНИЙ ПОГРАНИЧНОГО СЛОЯ СКОЛЬЗЯЩЕГО КРЫЛА С ПОМОЩЬЮ РАСПРЕДЕЛЕННОГО ОТСОСА ЧЕРЕЗ МЕЛКОПЕРФОРИРОВАННУЮ ПОВЕРХНОСТЬ

Садовский И.А., Катасонов М.М., Козлов В.В.

Институт теоретической и прикладной механики им. С.А. Христиановича СО РАН,
630090, Россия, г. Новосибирск, ул. Институтская, 4/1
e-mail: sadovski.ivan@yandex.ru

Начало работы над проблемой ламинарно – турбулентного перехода обозначается экспериментами Осборна Рейнольдса в 1883 году. С тех пор было сделано много важных шагов в решении этой проблемы. В 1924 году положил начало созданию линейной теории гидродинамической устойчивости Вернер Гейзенберг. В рамках этой теории первые расчеты устойчивости пограничного слоя произвели Уолтер Толлмин и Герман Шлихтинг в начале 1930 – х годов. Экспериментально Шубауэр и Скрэмстед в малошумной аэродинамической трубе впервые обнаружили собственные возмущения пограничного слоя и описали их определяющую роль в процессе ламинарно – турбулентного перехода в 1948 г. В настоящее время ясно, что переход к турбулентности при малой и сравнительно небольшой степени интенсивности внешних возмущений происходит вследствие развития неустойчивости исходного ламинарного течения к определенным возмущениям, которые развиваются в турбулентные пятна и низкочастотные пульсации большой амплитуды. Ламинарно – турбулентный переход при низкой степени турбулентности набегающего потока в пограничном описывается в работе [1].

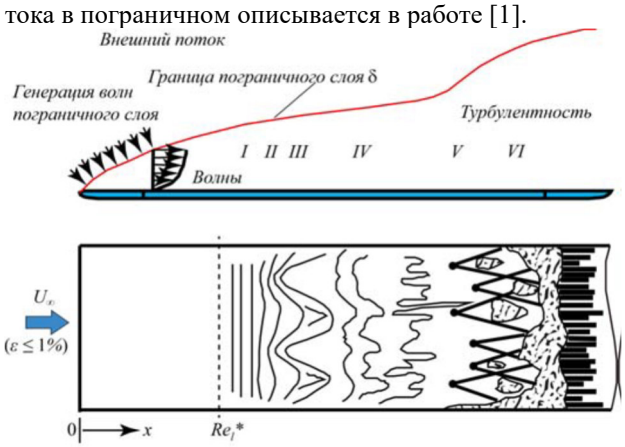


Рис. 1. Сценарий ламинарно-турбулентного перехода при низкой степени турбулентности набегающего потока: I – стадия линейного усиления волн ТШ; II – развитие трехмерных Λ-вихрей; III – образование продольных вихревых структур; IV – появление слоев сильного сдвига; V – область образования турбулентных пятен; VI – взаимодействие и слияние турбулентных пятен [2]

Тремя основными этапами перехода являются:

1) генерация в пограничном слое волн неустойчивости (волн Толлмина – Шлихтинга) и проблема их восприимчивости;
2) усиление этих волн в рамках линейной теории устойчивости;
3) нелинейное разрушение ламинарного течения, сопровождаемое взаимодействием возмущений, образованием нелинейных волновых пакетов, турбулентных пятен и других структур (рис. 1) [3].

Отсасывание пограничного слоя является эффективным способом управления ламинарно-турбулентным переходом. Воздействие отсоса газа на поток проявляется в виде:

1) уменьшения толщины пограничного слоя, а, следовательно, изменение его восприимчивости;
2) искажения профилей скорости, которые в результате обладают большим пределом устойчивости.

В работе [4] проводился анализ эффективности различных способов управления ламинарно – турбулентным переходом, основанных на отсосе воздуха из пограничного слоя через проницаемую стенку. Было обнаружено, что локализованный отсос через единичное отверстие, не подавляет интенсивность вторичных возмущений, в то время как распределенный отсос через несколько расположенных в трансверсальном направлении отверстий снижает интенсивность продольных структур и вторичных возмущений, причем эффективность повышается с увеличением количества задействованных отверстий.

Отверстия, через которое ведется отсос является неровностями поверхности, которые могут вносить возмущения и ускорять переход. В зависимости от расположения неровности на обтекаемой поверхности, её формы и характеристик течения существует такой критический характерный размер неровности h^*, при котором она не будет влиять на поток. Развитие технологий на сегодняшний день позволяет с использованием лазерного сверления производить поверхности с мелкой равномерной перфорацией. Такие поверхности являются гидродинамически - гладкими, то есть перфорация сама по себе не влияет на обтекание. Метод управления ламинарно – турбулентным переходом с помощью отсасывания газа через такие поверхности совмещает в себе преимущества гладкости и распределенного отсоса. В современной авиации этот метод может являться частью КУЛО (комбинированное управление ламинарным обтеканием). В 2014 году самолет Boeing 787-9, стреловидное оперение которого было оснащено КУЛО совершил первый коммерческий рейс.

В работе [4] было исследовано влияние распределенного отсоса через перфорированную вставку в прямом крыле на пространственные возмущения пограничного слоя. Исследовались естественные и усиленные акустикой возмущения. Результатом работы стало присоединение отрывного течения и практически полное подавление естественных и искусственно усиленных возмущений.

Цель данной работы - экспериментально исследовать эффективность подавления естественных и искусственно усиленных акустикой возмущений с помощью распределенного отсоса в пограничном слое скользящего крыла.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

В качестве модели был использован участок скользящего крыла с хордой c = 807 мм и размахом z = 950 мм. Зона отсоса представляла собой вкладыш прямоугольного сечения размером 80x200 мм, вмонтированный параллельно передней кромке крыла на расстоянии 0,5c от неё.

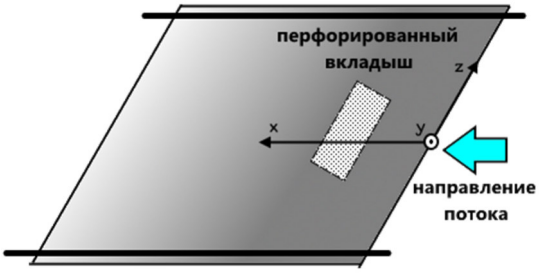


Рис. 2. Схема модели

Эта зона, расположенная на 100 мм дальше координаты максимальной толщины профиля, соответствует началу области неблагоприятного градиента давления x = 150 мм (рис.3).

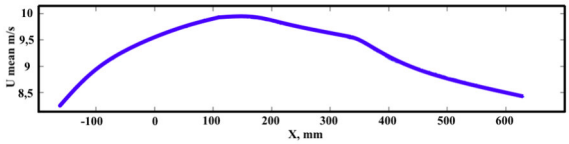


Рис. 3. Распределение средней скорости вне пограничного слоя вдоль хорды крыла при z = -20 мм

Поверхность вставки находится вровень с поверхностью крыла и представляет собой гидродинамически – гладкую проницаемую поверхность, изготовленную с использованием технологий 2 – го поколения. Проницаемость поверхности составляет 17% и достигается за счет пор круглого сечения диаметром 0,17 мм расположенных в шахматном порядке. Коэффициент отсоса в данном случае был равен C_μ = 0,019. Скорость отсасываемого газа у поверхности в отсутствие основного потока была измерена экспериментально и оказалось равна U_s = 1,8 м/с. Неравномерность этой величины вдоль поверхности вставки не превышала 0,05 м/с. Эксперимент проводился в рабочей части малотурбулентной аэродинамической трубы Т-324 ИТПМ СО РАН. Модель была установлена при нулевом угле атаки. Скорость набегающего потока составляла U_∞ = 10,5 м/с. Изучалось воздействие отсоса на собственные возмущения пограничного слоя, развивающиеся в естественных условиях и усиливаемые с помощью акустического воздействия на гармонической частоте естественных возмущений. Генерация и усиление возмущений в пограничном слое на скользящем крыле является апробированным методом, применявшемся, например, в работах [5,6].

РЕЗУЛЬТАТЫ

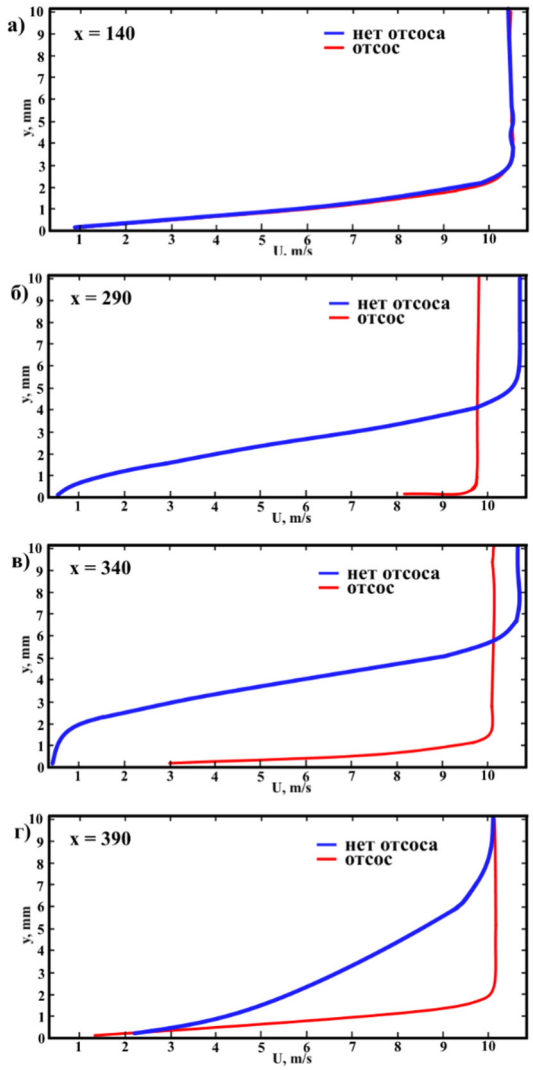


Рис. 4. Профили скорости вдоль направления потока

Результаты измерений профилей скорости вдоль направления потока показали (рис.4), что при заданных параметрах течения на расстоянии около 300 мм от передней кромки формируется отрывной пузырь. Координата x = 140 мм соответствует переднему краю гидродинамически - гладкого вкладыша, через который осуществляется отсос. x = 290 мм соответствует заднему краю вкладыша. Из рис. 4 (б, в, г) видно, что задействование отсоса искажает пограничный слой. Толщина пограничного слоя сильно уменьшается, а профили скорости становятся более устойчивыми. Устраняется отрыв пограничного слоя.

В условиях отрыва интенсивность естественных возмущений, быстро нарастает. Возмущение проходит все стадии эволюции: слабые линейные пульсации (рис.5.а), линейное усиление собственных волн неустойчивости (рис.5.б), рост амплитуд пульсаций и переход в нелинейную стадию в отрыве (рис.5.в) и разрушение структур в турбулентное пятно (рис.5.г). Задействование отсоса изменяет характер течения и практически полностью устраняет рост возмущений. Тенденции к росту интенсивности возмущений в области измерений не были зафиксированы.

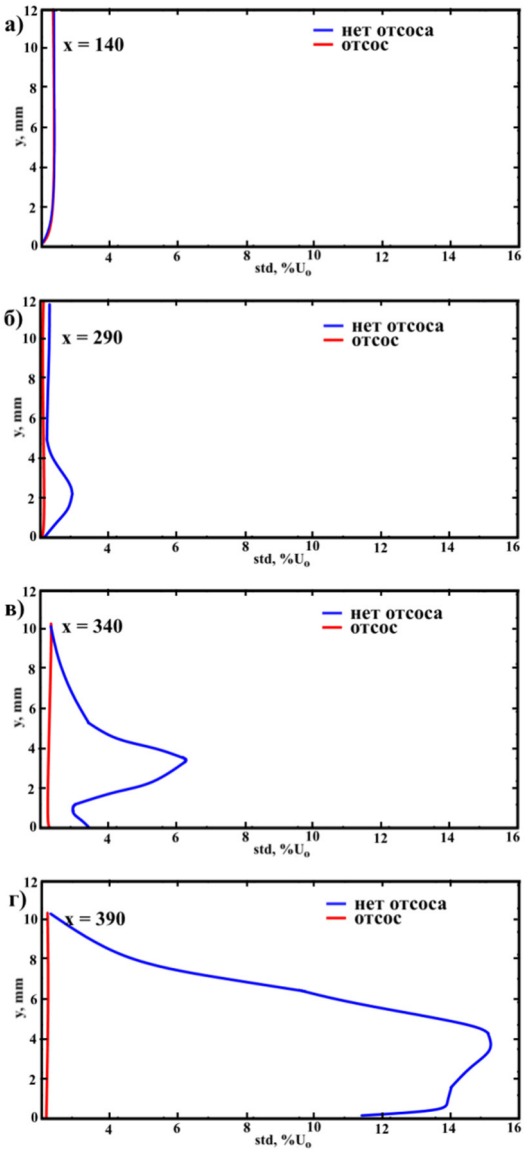


Рис. 5. Профили пульсаций скорости вдоль направления потока без отсоса и с задействованным отсосом

Спектрограмма естественных возмущений (рис.6.а) показывает, что основная частота возмущения составляет около 200 Гц. Характерные частоты вторичных возмущений полученных, например, в [7] больше на порядок, значит при заданных условиях эксперимента в полученном течении преобладают волны неустойчивости. Для искусственного усиления этих волн на несущей частоте было задействовано акустическое поле интенсивностью 90 Дб. Такая интенсивность необходима для устойчивого процесса усиления колебаний на данной частоте. Из рис.6 (б) видно усиление возмущения с появлением гармоник на кратных частотах. Рис. 7 (а) демонстрирует усиление возмущения на линейной стадии развития в 5 раз. Акустическое поле ускоряет эволюцию возмущения и ламинарно – турбулентный переход начинается раньше. Задействование отсоса (рис. 7.б) устраняет рост искусственно усиленных возмущений.

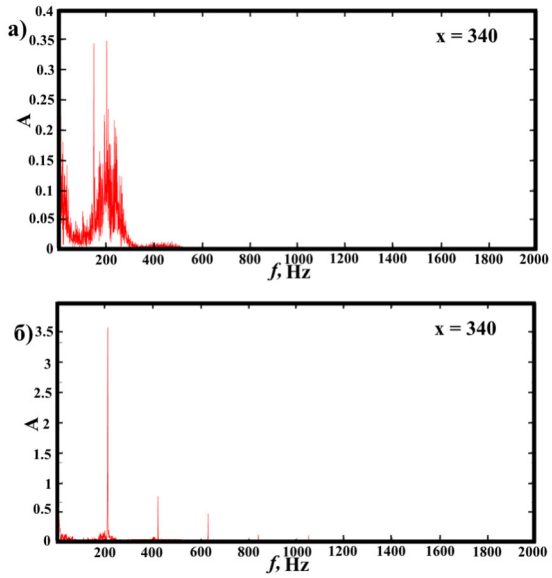


Рис. 6. Спектрограмма возмущения в точке x = 340 мм, y = Ymax в случае естественных возмущений (а) и генерацией акустического сигнала с частотой 200 Hz и интенсивностью 90 Дб (б)

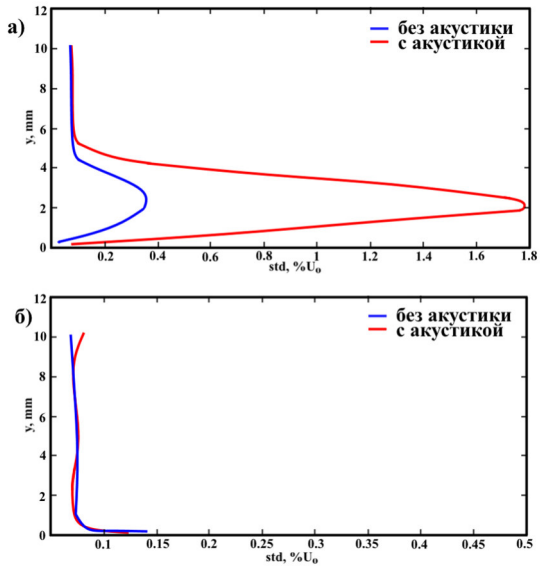


Рис. 7. Сравнение амплитуд пульсаций скорости естественных и усиленных акустикой возмущений при x = 290 мм без отсоса (а) и с задействованным отсосом (б)

Это видно так же из графика эволюции амплитуд пульсаций скорости вдоль потока (рис. 8). На графике отмечены точки максимальных пульсаций скорости вдоль направления течения. Рис.8 (а) показывает, что амплитуда пульсаций скорости усиленных акустикой возмущений нарастают быстрее чем амплитуда естественных пульсаций. При задействовании отсоса в области измерений наблюдается затухание как естественных возмущений, так и усиленных акустическим воздействием.

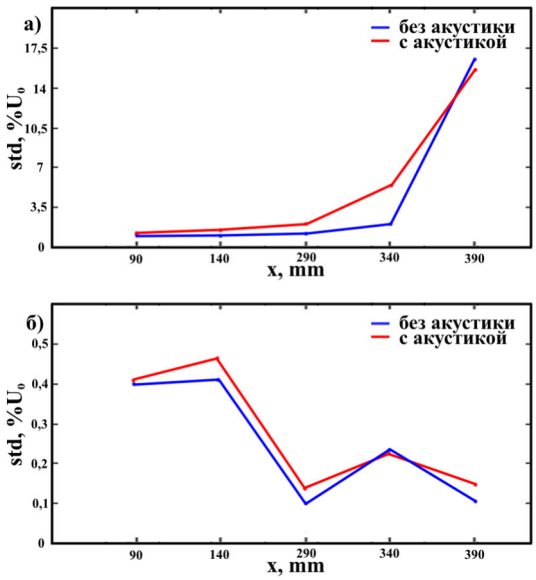


Рис. 8. Эволюция амплитуд пульсаций скорости вдоль потока без отсоса (а) и с задействованным отсосом (б)

ВЫВОДЫ

В работе была исследовано влияние распределенного отсоса через гидродинамически – гладкую проницаемую поверхность на развитие естественных и акустически усиленных возмущений в пограничном слое скользящего крыла. Результаты исследований показали, при заданных параметрах течения на расстоянии порядка 300 мм от передней кромки вдоль хорды крыла формируется отрывной пузырь, что способствует очень быстрому нарастанию возмущений в пограничном слое. Спектральный анализ показал, что при данных условиях преобладают волны Толлмина – Шлихтинга, вторичная неустойчивость не оказывает существенного влияния.

Естественные возмущения в данных условиях активно нарастают и проходят все стадии эволюции вплоть до турбулентного пятна в конце области измерений. Распределенный отсос меняет характер течения, устраняя отрыв. Под воздействием отсоса картина эволюции возмущений меняется и наблюдается их затухание. Распределенный отсос уменьшает уровень естественных интегральных пульсаций в 15 раз в конце области измерений. Звуковое воздействие не влияет на среднее течение, но усиливает скорость роста возмущений. Распределенный отсос так же воздействует на усиленные акустикой собственные возмущения, уменьшая уровень интегральных пульсаций в 24 раза в конце области измерений.

Список литературы:

1. Бойко А.В., Грек Г.Р., Довгаль А.В., Козлов В.В. Возникновение турбулентности в пристенных течениях. Новосибирск: Наука 1999. С. 328.
2. Бойко А. В., Грек Г. Р., Довгаль А. В., Козлов В. В. Физические механизмы перехода к турбулентности в открытых течениях / НИЦ «Регулярная и хаотическая динамика», Ин-т компьютерных исследований. М.; Ижевск, 2005. 304 с.
3. Качанов Ю. С., Козлов В. В., Левченко В. Я. Возникновение турбулентности в пограничном слое. Новосибирск: Наука, 1982. 151 с.
4. Грек Г.Р., Катасонов М.М., Козлов В.В., Корнилов В.И., Крюков А.В., Садовский И.А. Управление ламинарно-турбулентным переходом на крыловом профиле путем распределенного отсоса через мелкоперфорированную поверхность // Сибирский физический журнал 2019. Т.14. №4. С. 28-53.
5. Ю.И. Давыдов, Б.В. Дзюбенко, Г.А. Дрейцер и др.; Теплообмен и гидродинамика в каналах сложной формы Под ред. В.М. Иевлева. М. / Машиностроение, 1986. 200 с.
6. Суржиков С.Т. Перенос излучением в неоднородном слое// ТВТ. 1997. Т. 35. № 3. С. 1-2.
7. Бойко А.В., Козлов В.В., Сызранцев, В.В., Щербаков, В.А. Экспериментальное исследование высокочастотных вторичных возмущений в пограничном слое скользящего крыла. Прикладная механика и техническая физика. 1995. Т. 36. С. 74-83.

Работа выполнена в рамках Программы фундаментальных научных исследований государственных академий наук на 2021–2023 годы (проект АААА-А17- 121030500149-8).

DOI: 10.53954/9785604859551_261

УДК 532.517.4

РАЗВИТИЕ ПСЕВДОТОКОВ В МУЛЬТИКОМПОНЕНТНЫХ МЕТОДАХ LBM

Сальников М.В.[1], Муллядженов Р.И.[1,2]

[1] Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН,
630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1
[2] Новосибирский государственный университет,
630090, Новосибирская область, г. Новосибирск, ул. Пирогова, 2
e-mail: salnikovitsbras@gmail.com

ВВЕДЕНИЕ

Метод решеточных уравнений Больцмана (Lattice Boltzmann Method — LBM) используется для моделирования широкого спектра задач, в том числе для движения мультикомпонентных жидкостей [1] и многофазных течений [2]. Особенностью ЛБМ является локальность нелинейных операторов, то есть нелинейные операторы столкновений действуют в рамках единственной вычислительной ячейки [3]. В результате, LBM обладает достаточно высокой степенью параллелизуемости для вычислений на суперкомпьютерах [4]. Это делает данный метод удобным для описания течений вокруг объектов нетривиальной геометрии [5]. Чаще всего для описания криволинейных границ используется подход Bounce Back [6].

Важный пример модельной задачи для изучения мультикомпонентных жидкостей – цилиндр, который наполнен двумя жидкостями, и торец которого вращается с некоторой угловой скоростью ϖ [7, 8]. Цилиндр является полностью герметичным и не участвует в теплообмене со внешней средой, а его стенки являются непротекаемыми. Качественный вид течения в такой постановке задачи зависит от отношения высоты цилиндра к его радиусу h/R и числа Рейнольдса $\mathrm{Re} = \varpi R^2/\nu$, где ν — кинематическая вязкость жидкости.

В данных условиях экспериментально был обнаружен ряд интересных эффектов, таких как появление устойчивой рециркуляционной зоны возвратного течения на оси цилиндра, при определенных значениях параметров h/R и Re [9, 10], а также образование областей разнонаправленного течения в двух компонентах [11].

Метод LBM способен описать сложные феномены данной задачи. Традиционно, для моделирования мультикомпонентной жидкости используется метод псевдопотенциалов Шан-Чена (Shan-Chen) [12, 13]. Суть данного метода в том, что определяется взаимодействие компонент жидкости на уровне жидких частиц. Это взаимодействие приводит к автоматическому формированию поверхностей перехода (интерфейсов) между двумя жидкостями. Однако ключевым недостатком данного метода является то, что интерфейс является диффузионным, то есть переход между объёмами жидкостей занимает по ширине несколько ячеек. Внутри этого диффузионного интерфейса регистрируют появление псевдотоков [14, 15]. Эти псевдотоки могут быть настолько велики, что может нарушаться принцип Куранта, в результате чего численная нестабильность исследуемой задачи экспоненциально возрастает с каждым шагом вычислений.

В данной работе, на основе открытого кода Palabos [16], сконструирована численная модель для описания задачи вращение двухкомпонентной жидкости в цилиндре. В этой модели методом ЛБМ, течение двухкомпонентной жидкости рассчитывается подходом псевпдопотенциалов Шан-Чена [12, 13]. Проводится описание численных феноменов – характеристик диффузионного интерфейса и величины псевдотоков в зависимости от времени расчёта и выбранного интеграла столкновений

МОДЕЛЬ

В LBM производится расчёт не полей скоростей или плотности, как в классическом классе методов CFD, рассматриваются дискретные функции распределения скоростей $f_i(\vec{x}, t)$, где *i* определяет направление распространения функции распределения. Функций $f_i(\vec{x}, t)$ распространяются согласно набору векторов скорости $\vec{c}_i = (c_{ix}, c_{iy}, c_{iz})$. В этой работе использован набор *D*3*Q*27. Из набора популяции первые два момента восстанавливаются согласно формуле:

$$\rho(\vec{x}, t) = \sum_i f_i(\vec{x}, t), \qquad \rho u_\alpha(\vec{x}, t) = \sum_i c_{i\alpha} f_i(\vec{x}, \quad (1)$$

В наиболее общем виде, в отсутствии внешних сил, уравнение столкновения-переноса ЛБМ выглядит следующим образом:

$$f_i(\vec{x} + \vec{c}_i \Delta t, t + \Delta t) = f_i(\vec{x}, t) + \Omega_i(\vec{x}, t) \qquad (2)$$

Оно определяет изменение в ячейке функций распределения скорости жидких частиц, а затем их движение в соседние ячейке со скоростями $\vec{c}_i$ к точке $\vec{x} + \vec{c}_i \Delta t$, которую функции распределения скорости достигают во время $t + \Delta t$. В (2) $\Omega_i(\vec{x}, t)$ - функция, называемая оператором столкновений.

Если моделируемых сортов жидкости несколько, то уравнение (2) преобразуется в:

$$f_i^{(\sigma)}(\vec{x} + \vec{c}_i \Delta t, t + \Delta t) = f_i^{(\sigma)}(\vec{x}, t) + \Omega_i^{(\sigma)}(\vec{x}, t), \qquad (3)$$

где σ – порядковый номер сорта жидкости.

В подавляющем большинстве численных имплементаций метода ЛБМ, система уравнений (3) подразделяется на две части: столкновение и перенос, которые определены в виде:

$$f_i^{*(\sigma)}(\vec{x}, t) = f_i^{(\sigma)}(\vec{x}, t) + \Omega_i^{(\sigma)}(\vec{x}, t), \qquad (4)$$

$$f_i^{(\sigma)}(\vec{x} + \vec{c}_i \Delta t, t + \Delta t) = f_i^{*(\sigma)}(\vec{x}, t). \qquad (5)$$

Здесь f_i^* – промежуточное значение функции распределения скорости после события столкновения.

В данной работе исследуются три вида интеграла столкновений. Первым является оператор столкновений БГК – Бхатнагара–Гросса–Крука (Bhatnagar–Gross–Krook — BGK). Данный оператор определяется по формуле:

$$\Omega_i(\vec{x},t) = -\omega\left(f_i - f_i^{\mathrm{eq}}\right)\Delta t. \quad (6)$$

Здесь ω – частота релаксации функции распределения скорости, которая связана с вязкостью жидкости по формуле $\nu = c_s^2\left(\frac{1}{\omega} - \frac{\Delta t}{2}\right)$, а $f_i^{\mathrm{eq}}(\vec{x},t)$ - равновесная функция распределения:

$$f_i^{\mathrm{eq}} = w_i\rho\left(1 + \frac{u_\alpha c_{i\alpha}}{c_s^2} + \frac{\left(u_\alpha c_{i\alpha}\right)^2}{2c_s^4} - \frac{u_\alpha u_\alpha}{2c_s^2}\right), \quad (7)$$

где u_α – скорость жидкости (1), $c_s^2 = (1/3)\Delta x^2/\Delta t^2$ - скорость звука.

Вторым оператором является оператор столкновений TPT (TRT – two-relaxation-time). В рамках данного оператора функции распределения подразделяются на два типа, симметричные и ассиметричные:

$$f_i^+ = \frac{f_i + f_{\bar{i}}}{2}, f_i^- = \frac{f_i - f_{\bar{i}}}{2}, \quad (8)$$

Здесь индексы i и $\bar{i}$ соответствуют векторам скоростей $\vec{c}_i = -\vec{c}_{\bar{i}}$. Каждая из этих функций обладает собственным оператором столкновений, идентичным (6):

$$\begin{aligned}\Omega_i^+(\vec{x},t) &= -\omega^+\left(f_i^+ - f_i^{+,\mathrm{eq}}\right)\Delta t,\\ \Omega_i^-(\vec{x},t) &= -\omega^-\left(f_i^- - f_i^{-,\mathrm{eq}}\right)\Delta t.\end{aligned} \quad (9)$$

При этом, частота релаксации ω^+ определяется вязкостью $\nu = c_s^2\left(\frac{1}{\omega^+} - \frac{\Delta t}{2}\right)$, в то время как ω^- является свободным параметром задачи.

Третьим интегралом столкновений был MPT (MRT – Multiple-relaxation-time). Система уравнений, при применении MPT, в случае многокомпонентной жидкости выглядит как:

$$\begin{aligned}&f_i^{(\sigma)}(\vec{x}+\vec{c}_i\Delta t, t+\Delta t) = f_i^{(\sigma)}(\vec{x},t) -\\ &M^{-1,(\sigma)}\hat{S}^{(\sigma)}M^{(\sigma)}[f_i^{(\sigma)}(\vec{x},t) - f_i^{(\sigma),\mathrm{eq}}(\vec{x},t)],\end{aligned} \quad (10)$$

где M – матрица преобразования из множества функций распределения скорости во множество моментов, M^{-1} – обратная матрица, $\hat{S}$ – вектор частот релаксаций.

Идея MPT в преобразовании функций $f_i(\vec{x},t)$ в функции $m_i(\vec{x},t)$, принадлежащие множеству моментов. Затем выполняется релаксация $m_i(\vec{x},t)$ с собственной частотой релаксации момента ω_i. Множество этих частот релаксации определено вектором $\hat{S}$. В данной работе частоты релаксаций выбраны следующими:

$$\omega_{0-3} = 0, \omega_4 = 1, \omega_{5-9} = \left(\frac{\nu}{{c_s}^2\Delta t} + 0.5\right)^{-1}, \omega_{10-26} = 1,$$

В присутствии внешних сил, системы уравнений ЛБГК, ЛТРТ и ЛМТРТ, на основе интегралов стокновения (6), (9) и (10) запишутся как:

$$\begin{aligned}&f_i^{(\sigma)}(\vec{x}+\vec{c}_i\Delta t, t+\Delta t) = f_i^{(\sigma)}(\vec{x},t) -\\ &\omega[f_i^{(\sigma)}(\vec{x},t) - f_i^{(\sigma),\mathrm{eq}}(\vec{x},t)]\Delta t + {\mathrm{S}_{BGK}}^{(\sigma)}\Delta t,\end{aligned} \quad (11)$$

$$\begin{aligned}&f_i^{(\sigma)}(\vec{x}+\vec{c}_i\Delta t, t+\Delta t) = f_i^{(\sigma)}(\vec{x},t) -\\ &\omega^+[f_i^{+(\sigma)}(\vec{x},t) - f_i^{+(\sigma),\mathrm{eq}}(\vec{x},t)]\Delta t + {\mathrm{S}_{TRT}}^{+(\sigma)}\Delta t\\ &\omega^-[f_i^{-(\sigma)}(\vec{x},t) - f_i^{-(\sigma),\mathrm{eq}}(\vec{x},t)]\Delta t + {\mathrm{S}_{TRT}}^{-(\sigma)}\Delta t,\end{aligned} \quad (12)$$

$$\begin{aligned}&f_i^{(\sigma)}(\vec{x}+\vec{c}_i\Delta t, t+\Delta t) = f_i^{(\sigma)}(\vec{x},t) -\\ &M^{-1,(\sigma)}\hat{S}^{(\sigma)}M^{(\sigma)}[f_i^{(\sigma)}(\vec{x},t) - f_i^{(\sigma),\mathrm{eq}}(\vec{x},t)]\Delta t\\ &+{\mathrm{S}_{MRT}}^{(\sigma)}\Delta t,\end{aligned} \quad (13)$$

где S_{BGK}, S_{TRT}, S_{MRT} - источники сил для разных подходов:

$$\begin{aligned}{\mathrm{S}_{BGK}}^{(\sigma)} &= (1-0.5\omega)F_i^{(\sigma)},\\ {\mathrm{S}_{TRT}}^{+(\sigma)} &= (1-0.5\omega^+)F_i^{+(\sigma)},\\ {\mathrm{S}_{TRT}}^{-(\sigma)} &= (1-0.5\omega^-)F_i^{-(\sigma)},\\ {\mathrm{S}_{MRT}}^{(\sigma)} &= M^{-1,(\sigma)}\hat{S}_{force}{}^{(\sigma)}M^{(\sigma)}F_i^{(\sigma)},\\ \hat{S}_{force,i}{}^{(\sigma)} &= 1 - \frac{\hat{S}_i^{(\sigma)}\Delta t}{2},\end{aligned}$$

где $F_i^{(\sigma)}$ – вектор внешних сил, $F_i^{+(\sigma)}$ и $F_i^{-(\sigma)}$ а – его симметричная и ассиметричная часть, определяемая из $F_i^{(\sigma)}$ по формуле аналогичной (8). Существует множество способов определения F_i. В данной работе, для этого используется подход Гуо:

$$F_i = \left(\frac{c_{i,\alpha} - u_{fluid,\alpha}}{c_s^2} + \frac{(c_{i,\beta}\cdot u_{fluid,\beta})c_{i,\alpha}}{c_s^4}\right)F_{ext,\alpha}, \quad (14)$$

где $u_{fluid,\alpha}$ – физическая скорость жидкости, а $F_{ext,\alpha}$ – суперпозиция векторов внешних сил, действующих на рассматриваемую частицу жидкости.

Для моделирования взаимодействия компонент использован метод Шан-Чена [12, 13]. В рамках данного подхода взаимодействие сортов описывается силой:

$$\vec{F}_{SC}{}^{(\sigma)}(\vec{x}) = -\psi^{(\sigma)}(\vec{x})\sum_{\bar{\sigma}\neq\sigma}G_{\bar{\sigma}\sigma}\sum_i w_i\psi^{(\bar{\sigma})}(\vec{x}+\vec{c}_i\Delta t)\vec{c}_i\Delta t. \quad (15)$$

где я $G_{\bar{\sigma}\sigma}$ - коэффициент взаимодействия сортов.

В (15) функция $\psi^{(\sigma)}(\vec{x})$ именуется псевдопотенциалом, который в данной работе определён как:

$$\psi^{(\sigma)}(\vec{x}) = \rho_0[1 - \exp(-\rho^{(\sigma)}(\vec{x})/\rho_0)]$$

Физическая скорость жидкости из (14) задаётся как:

$$\vec{u}_{fluid} = \frac{1}{\rho}\sum_\sigma\left(\sum_i f_i\vec{c}_i + \frac{\vec{F}_{ext}{}^{(\sigma)}\Delta t}{2}\right),\ \rho = \sum_\sigma\left(\sum_i f_i\right) \quad (16)$$

От величины $G_{\bar{\sigma}\sigma}$, вида $\psi^{(\sigma)}$, а также способа учёта сил (Гуо, EDM и др.), зависит качество интерфейса между двумя сортами жидкости.

Формула (14) определяет поведение сортов в объёме. Если к ячейке примыкает твёрдая среда, то внешняя сила дополняется:

$$\begin{aligned}&\vec{F}_{ext}{}^{(\sigma)}(\vec{x}) = \vec{F}_{SC}{}^{(\sigma)}(\vec{x}) + \vec{F}_{SC,solid}{}^{(\sigma)}(\vec{x}) =\\ &\vec{F}_{SC}{}^{(\sigma)}(\vec{x}) + -\psi^{(\sigma)}(\vec{x})G_{\sigma,solid}\sum_i w_i\psi^{(\bar{\sigma})}(\rho_s)\vec{c}_i\Delta t,\end{aligned} \quad (17)$$

где ρ_s – псевдоплотность, определяемая так, чтобы на твёрдой границе области выполнялось условие

симметрии для $\psi^{(\sigma)}$. Это обеспечивает установление контактного угла $\theta = 90^o$ между твёрдой стенкой и компонентами жидкости.

В качестве граничных условий выбрано условие непротекания, моделируемое подходом Bounce Back. Рассмотрим ячейку x_b, к которой примыкает твёрдая среда. Если твёрдая среда покоится, то функции распределения скорости переопределяются в x_b как:

$$f_{\bar{i}}(\vec{x}_b, t+\Delta t) = f_i^*(\vec{x}_b, t), \qquad (18)$$

где индексы i и $\bar{i}$ соответствуют векторам скорости $\vec{c}_i = -\vec{c}_{\bar{i}}$.

Bounce Back также определяет условие Дирихле для постоянной скорости:

$$f_{\bar{i}}(\vec{x}_b, t+\Delta t) = f_i^*(\vec{x}_b, t) - 2w_i\rho_w \frac{c_{i\alpha}u_w}{c_s^2}, \qquad (19)$$

где u_w —скорость границы, ρ_w — плотность жидкости на границе. Криволинейные поверхности определены в качестве ступенчатых структур (“staircase–like structure”).

Алгоритм работы модели следующий:

0. Устанавливаются начальные моменты. Рассчитываются начальные популяции $f_i^{(\sigma)}(\vec{x}, t)$ по формуле (7). Определяются начальные силы (17)
1. Выполнение шагов столкновения (4) и переноса (5) согласно подходу БГК, ТРТ и МРТ в присутствии внешней силы (11-13).
2. Выполнение граничных условий (18), (19)
3. Вычисление плотности (1), силы (17) и скорости (16).
4. Переход к пункту 1.

РЕЗУЛЬТАТЫ

В рамках данной работы проведено исследование пространственных распределений скорости в системе, состоящей из столба двухкомпонентной жидкости, замкнутой в непротекаемом цилиндре, верхний торец которого вращается с угловой скоростью ϖ. Данное исследование проводилось для параметров h/R=2, Re=1. В целях исследования псевдопотоков была выбрана сильно вязкая жидкость, с частотой релаксации ω = 0.02. Данное число является критическим с точки зрения вычислительной стабильности для описанной модели.

На Рисунке 1 представлен двумерный срез, выполненный по центру цилиндра, пространственного распределения скорости. Данное измерение выполнено для трёх приближений интеграла столкновения: БГК, ТРТ и МРТ. Величины на Рисунке 1 представлены в выражении Δx/Δt. Из Рисунка 1 видно, что БГК обладает наиболее широким интерфейсом с наибольшей величиной псевдоскорости в нём. МРТ, напротив, визуально обладает самым узким переходом, а псевдоскорость кажется меньше по значению чем та, что рассчитана имплементацией в модели интеграла столкновений ТРТ.

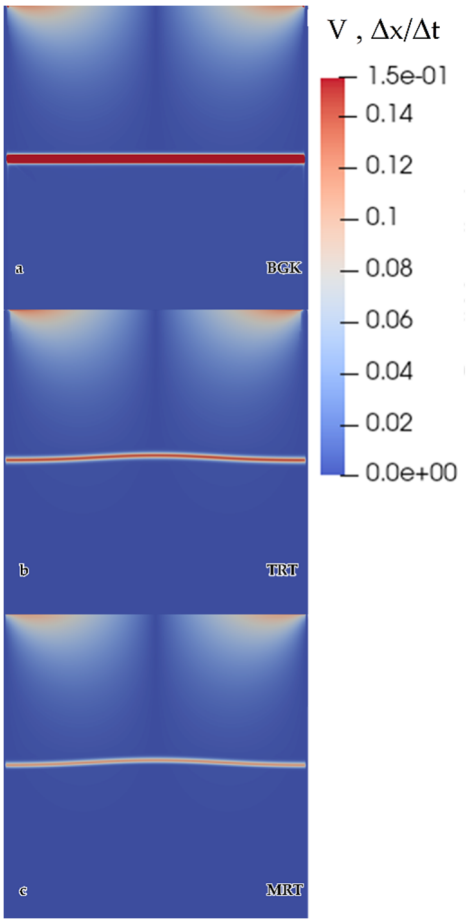


Рис.1. Срез пространственного распределения скорости V(x=0, y, z), рассчитанный для интегралов столкновения a) BGK, b) TRT и c) MRT

Более подробно значения пространственных распределений скоростей можно рассмотреть на Рисунке 2, где представлен срез по центральной оси цилиндра пространственного распределения модуля скорости. Из рисунка 2 становится очевидным абсолютная непригодность динамики БГК для измерения движения двухкомпонентной жидкости в данном интервале параметров. Величина скорости в интерфейсе, измеренном при имплементации данной динамики, превышает величину 1.2 Δx/Δt, что более чем в два раза превосходит критерий Куранта [17]. Это означает, что факт того, что данное вычисление было выполнено до логического завершения является крайне маловероятным событием. Сравнивая теперь пространственные распределения скорости для динамик ТРТ и МРТ видно, что псевдоскорость, полученная в результате моделирования с подходом столкновений МРТ оказывается меньше, чем у двух других динамик.

Ширину перехода можно зафиксировать согласно пространственному распределению плотности жидкости. В системе присутствуют две компоненты. Одну из них можно условно назвать тяжёлой, другой лёгкой. В силу диффузионной сути метода Шан-Чена, в объёме, где доминирует одна из компонент всегда будет присутствовать небольшая доля второй компоненты.

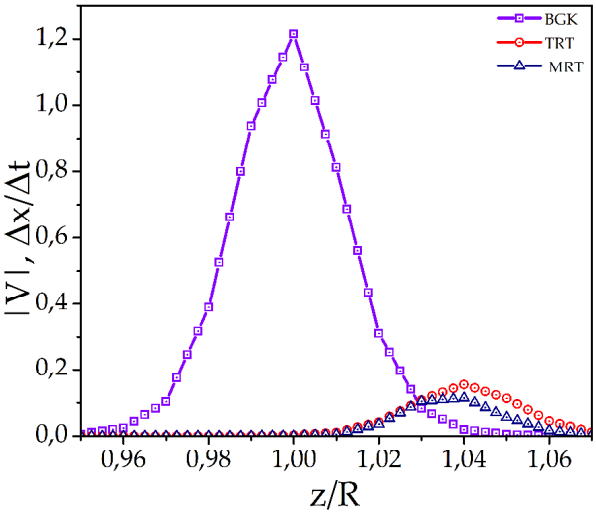


Рис.2. Срез пространственного распределения скорости V(ρ=0, z), рассчитанный для интегралов столкновения BGK, TRT и MRT

На Рисунке 3 представлено пространственное распределение плотности тяжёлой компоненты жидкости, измеренное в близи поверхности раздела компонент для различных интегралов столкновения. Из данной зависимости видно, что ширина перехода, а также «чистота» объёма для подходов TPT и MPT практически эквивалента, при этом переход в случае имплементации БГК оказывается сильно смещённым, а его ширена в полтора раза больше, чем в других приближениях.

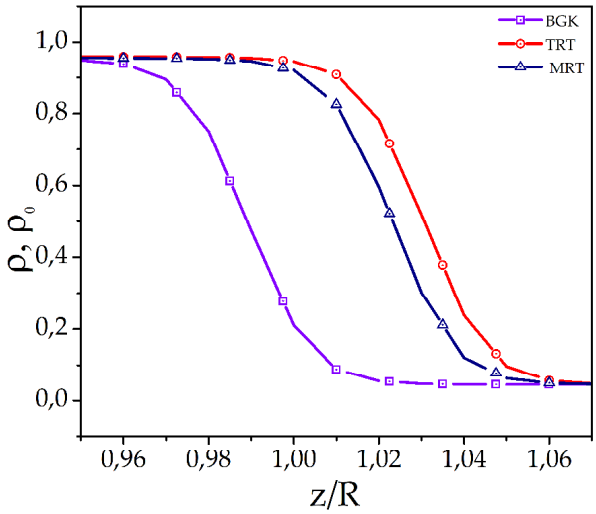


Рис.3. Срез пространственного распределения плотности ρ(ρ=0, z), рассчитанный для интегралов столкновения BGK, TRT и MRT

Важным критерием для исследования методом ЛБМ процессов, где происходит взаимодействие нескольких компонент жидкости является стабилизация интерфейса. Метод Шан-Чена значительно уменьшает численную стабильность расчёта. Наиболее низкой стабильность является при формировании межкомпонентного интерфейса, то есть в самом начале вычисления. Псевдоскорости достаточно длительное время стабилизируются, приходя рано или поздно к стационарному состоянию. Является ли состояние распределения псевдоскорости стационарным можно оценить как по их распределению вблизи границы раздела, так и их распределению во всём пространстве.

На Рисунке 4 представлен срез пространственного распределения псевдоскорости скорости измеренный на разных итерациях. В данной задаче скорость вращения верхней стенки цилиндра была установлена равной нулю. Значения на Рисунке 4 рассмотрены в интервале десятых тысячных долей Δx/Δt. Из Рисунка 4 видно, что во всём пространстве стабилизация псевдоскорости завершается для 300000 итераций, а сама псевдоскорость непосредственно под границей раздела меняет знак.

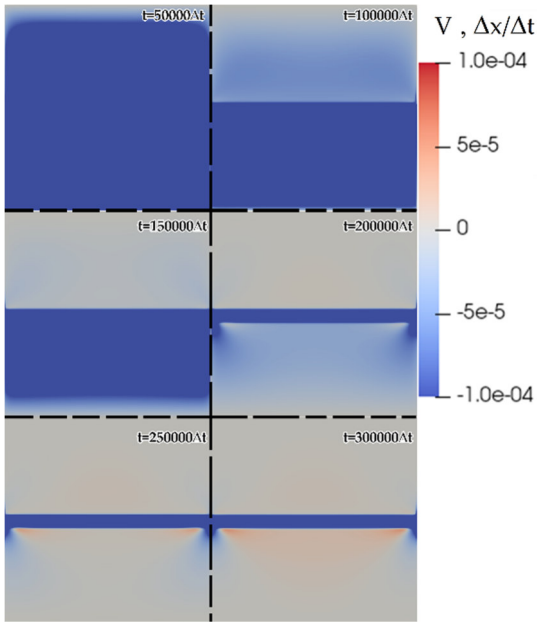


Рис.4. Срез пространственного распределения скорости V(x=0, y, z), зарегистрированный на разных итерациях

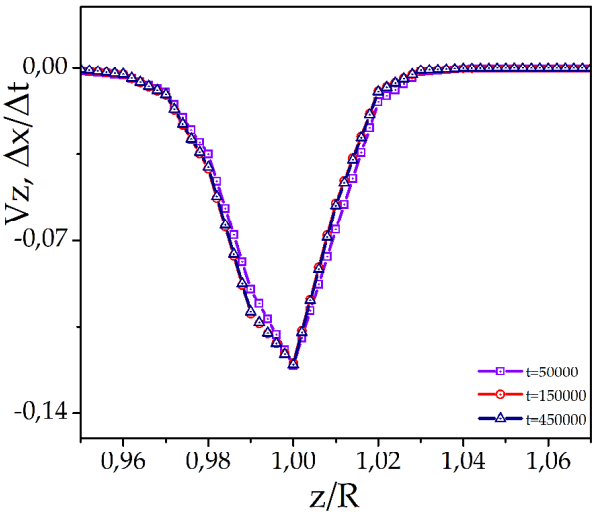


Рис.5. Срез пространственного распределения скорости V(ρ=0, z), зарегистрированный на разных итерациях

Если теперь рассмотреть срез пространственного распределения скорости на границе раздела (см. Рисунок 5) и исследовать поведение максимума данного распределения, то увидим, что непосредственно на интерфейсе, стабилизация происходит уже для 150000 итераций, то есть в два раза быстрее.

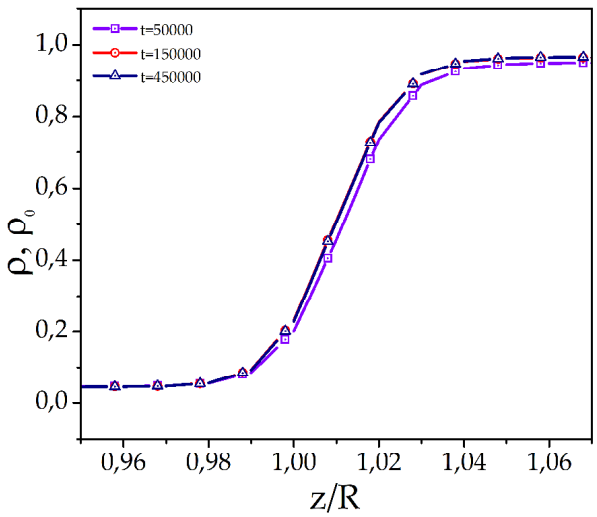


Рис.6. Срез пространственного распределения плотности ρ(ρ=0, z), зарегистрированный на разных итерациях

Пространственное распределение плотности, измеренное в близи интерфейса на разных временах, представлено на Рисунке 6. Видно, что стабилизация интерфейса в плотности также происходит для 150000 итераций, при этом, вся граница целиком слегка смещается.

ВЫВОДЫ

В рамках данной работы проведена методологическая работа по исследованию псевдопотоков, формирующихся в области перехода между двумя жидкостями.

На основе открытого кода Palabos создана численная модель, в которой, в трёх различных приближениях интеграла столкновений: БГК, TPT И MPT, количественно и качественно исследуется моделируемая методом граница раздела двух компонент. В результате показано, что для сильно вязких жидкостей (для очень малых частот релаксации), подход БГК оказывается неработоспособен для описания мультикомпонентных течений. Наилучшим подходом оказывается метод MPT, единственным недостатком которого является низкая численная производительность.

Исследован также критерий стабилизации пространственного распределения псевдоскорости. Показано, что на линии раздела эта стабилизация происходит при достижении 150000 итераций, в то время как для всего пространства это число оказывается равным 300000.

Список литературы:

1. Gunstensen K., Rothman D.H., Zaleski S., Zanetti G. Lattice Boltzmann model of immiscible fluids // Phys. Rev. A., Vol. 43., P. 4320–4327, 1991.
2. Grunau D., Chen S., Eggart K. A lattice Boltzmann model for multi-phase fluid flows // Phys. Fluids A., Vol. 5., P. 2557–2562, 1993.
3. . Higuera F., Jimenez J. Boltzmann approach to lattice gas simulations // Europhys. Lett., Vol. 9, P. 663–668, 1989.
4. Succi S. The Lattice Boltzmann Equation for Fluid Dynamics and Beyond. Oxford: Oxford University Press, 2001. 288 p.
5. Pan C., Luo L.S., Miller C.T., An evaluation of lattice Boltzmann schemes for porous medium flow simulation // Comput. Fluids Vol. 35, № 8-9, P. 898, 2006.
6. Chopard B., Droz M. Cellular automata modeling of physical systems. Cambridge University Press; 1998. 340 p.
7. Наумов И.В., Миккельсен Р.Ф., Окулов В.Л. Формирование застойной зоны на оси замкнутого закрученного течения // Теплофизика и аэромеханика, Т. 21, № 6. С. 799−802, 2014
8. Herrada M.A., Shtern V.N., Torregrosa M.M. The instability nature of vogel-escudier flow // J. Fluid Mech, Vol. 766, P. 590−610, 2015
9. Liow K.Y.S., Tan B.T., Thouas G., Thompson M.C. CFD modeling of the steady-state momentum and oxygen transport in a bioreactor that is driven by an aerial rotating disk // Modern Phys. Letters B, Vol. 23, P. 121−127,
10. Naumov I.V., Herrada M.A., Sharifullin B.R., Shtern V.N. Slip at the interface of a two-fluid swirling flow // Phys. Fluids, Vol. 30, Iss. 7, P. 074101-1–074101-7, 2018
11. Naumov I.V., Herrada M.A., Sharifullin B.R., Shtern V.N. Hysteretic growth and decay of a waterspout column // Phys. Rev. Fluids, Vol. 3, №. 2. P. 024701-1−024701-23. 2018.
12. X. Shan, H. Chen, Lattice Boltzmann model for simulating flows with multiple phases and components // Phys. Rev. E, Vol. 47, № 3, P. 1815, 1993
13. X. Shan, G. Doolen, Multicomponent lattice-Boltzmann model with interparticle interaction // J. Stat. Phys. Vol. 81, № 1, P. 379, 1995
14. Bao J., Schaefer L., Lattice Boltzmann equation model for multicomponent multi-phase flow with high density ratios // Applied Mathematical Modelling Vol 37, P. 1860–1871, 2013.
15. Connington K., and Lee T. A review of spurious currents in the lattice Boltzmann method for multiphase flows // Journal of Mechanical Science and Technology, Vol. 26, № 12, P. 3857~3863, 2012.
16. Latt J., Malaspinas O., Kontaxakis D. et al. Palabos: parallel lattice Boltzmann solver // Computers and Mathematics with Applications, Vol. 81, P. 334–350, 2021.
17. Kruger T., Kusumaatmaja H., Kuzmin A., Shardt O., Silva G., Viggen E.M. The Lattice Boltzmann Method — Principles and Practice, New York: Springer International Publishing, 2017. 694 p

Исследования выполнены в рамках госзадания ИТ СО РАН и проекта НЦФМ «Математическое моделирование на супер-ЭВМ экса- и зеттафлопсной производительности» по теме ««Разработка численных методов моделирования сопряжённого теплообмена в областях произвольной геометрической формы с использованием бессеточного метода на основе решёточных уравнений Больцмана для решения уравнений гидродинамики».

DOI: 10.53954/9785604859551_266

УДК 533

ЛОКАЛЬНАЯ ЛАМИНАРИЗАЦИЯ В УСКОРЕННОМ ТЕЧЕНИИ С СУЩЕСТВЕННО ПОНИЖЕННОЙ ПЛОТНОСТЬЮ ГАЗА ВБЛИЗИ СТЕНКИ

Сахнов А.Ю.

Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН,
630090, Россия, г. Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1
e-mail: aleksei_sakhnov@mail.ru

ВВЕДЕНИЕ

Под ламинаризацией понимают подавление турбулентности и, как следствие, обратный переход к ламинарному режиму течения всего пограничного слоя. В работе [1] на основе достаточно простого анализа интегрального соотношения импульсов для турбулентного пограничного слоя В.М. Кейс получил минимальное значение параметра ускорения K=3.55×10^{-6}, при котором происходит полная ламинаризация турбулентного пограничного слоя. В работах [2, 3] авторы подтвердили это значение экспериментально, получив критическое значение параметра ускорения K=4×10^{-6}. Подход В.М. Кейса был успешно применён нами для определения критического значения параметра ускорения K=1×10^{-6} при предотвращении перехода к турбулентному режиму течения [4]. Напомним, что для течений в сужающихся каналах наиболее часто используется параметр ускорения $K=(\mu_e/\rho_e U_e^2)dU_e/dx$, предложенный Лаундером [5]. Этот параметр может быть определён через геометрические и исходные физические характеристики течения в канале и через распределение скорости вдоль потока.

Локальная ламинаризация представляет собой подавление турбулентности в некоторой ограниченной области течения. Это явление мало изучено. Впервые оно наблюдалось при горении водородо-азотной струи [6]. Значительное подавление турбулентности происходило в области с наибольшей температурой пламени, где имело место сильное локальное ускорение газа.

В работе [7] авторы показали возможность сосуществования ламинарного и турбулентного течений в канале треугольного сечения. Ламинаризация достигалась за счёт уменьшения раствора угла при одной из вершин сечения канала до 11.5 градусов. Данная особенность была использована для геометрической модификации поверхности в трубе [8] и на одной из стенок канала прямоугольного сечения [9] с целью снижения трения на поверхности.

J. Kühnen et al. [10] в своих экспериментах модифицировали профиль скорости в изотермическом течении в трубе, достигая ламинаризации потока при определённых параметрах. Модификация профиля скорости заключалась в том, чтобы придать дополнительное ускорение потоку в пристенной области за счёт параллельного стенке вдува газа. При этом в пристенной области существовал максимум скорости, а турбулентные пульсации снижались. G. Saltar and G. Araya [11] показали, что турбулентные пульсации и кинетическая энергия турбулентности снижаются в условиях ускоренного течения, что и является индикатором ламинаризации.

Течения с максимумом скорости в пристенной области объединены прострелом скорости, когда скорость внутри пограничного слоя превышает скорость основного течения. Это явление может существовать в течениях с химическими реакциями [12-14], при вдуве лёгкого газа [15-17], в условиях смешанной конвекции около нагретой стенки [18-22] и т. п. В перечисленных примерах прострел скорости возникает из-за одновременного присутствия в пограничном слое отрицательного градиента давления и значительной разности в плотности газа между стенкой и основным потоком. Э.П. Волчков [23] предложил формулу для расчёта максимума скорости в течении с горением и отрицательным градиентом давления. В статье [24] мы показали, что предложенное Э.П. Волчковым выражение может быть применено для грубой оценки максимальной скорости в не реагирующих ускоренных потоках на нагретой стенке.

В настоящей статье исследована локальная ламинаризации при незначительном вдуве гелий-ксеноновой смеси в поток ксенона со слабым градиентом давления K=4×10^{-7}. Чтобы исключить влияние вдува на характеристики течения, задавалась нулевая интенсивность вдува $\overline{j_w} \to 0$ и изменялась только концентрация гелия на стенке.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Рассматривалось течение газа в плоском сужающемся канале, в котором параметр ускорения $K=(\mu_e/\rho_e U_e^2)dU_e/dx$ [25] остаётся постоянным по всей его длине (Рис. 1). Предполагалось, что верхняя наклонная крышка канала расположена достаточно далеко от нижней стенки, что позволило рассматривать течение только в области динамического и теплового пограничных слоёв, развивающихся на нижней стенке.

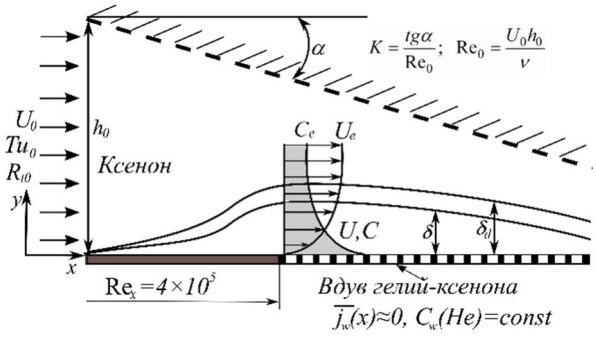


Рис. 1. Схема течения

Температура набегающего потока T_0=300 K. Нижняя стенка канала с T_w=301 K разделена на две части. Входная часть задана твёрдой непроницаемой стенкой, обеспечивающей квазиизотермические условия

до $Re_x=4\times10^5$. Последующая часть является проницаемой стенкой с ничтожно малой интенсивностью вдува лёгкого газа и постоянной по длине массовой концентрацией гелия, варьируемой о 0 до 1.

Рассматриваемое течение хорошо описывается параболизованными двумерными уравнениями движения, неразрывности и энергии для случая стационарного сжимаемого пограничного слоя:

$$\rho U\frac{\partial U}{\partial x}+\rho V\frac{\partial U}{\partial y}=-\frac{dP}{dx}+\frac{\partial}{\partial y}\left((\mu+\mu_t)\frac{\partial U}{\partial y}\right) \quad (1)$$

$$\frac{\partial(\rho U)}{\partial x}+\frac{\partial(\rho V)}{\partial y}=0 \quad (2)$$

$$c_p\rho U\frac{\partial T}{\partial x}+c_p\rho V\frac{\partial T}{\partial y}=\frac{\partial}{\partial y}\left(\lambda_{eff}\frac{\partial T}{\partial y}\right)+U\frac{dP}{dx}+$$

$$+\mu\left(\frac{\partial U}{\partial y}\right)^2+\rho D_{Xe-He}\left(c_{pXe}-c_{pHe}\right)\frac{\partial C_{Xe}}{\partial y}\frac{\partial T}{\partial y}, \quad (3)$$

$$\frac{\partial C_{Xe}}{\partial y}=-\frac{\partial C_{He}}{\partial y},\quad \lambda_{eff}=\lambda+\frac{c_p\mu_t}{\mathrm{Pr}_t},\quad \mathrm{Pr}_t=0.9$$

$$\rho U\frac{\partial C_{Xe}}{\partial x}+\rho V\frac{\partial C_{Xe}}{\partial y}=\frac{\partial}{\partial y}\left[\left(\rho D_{Xe-He}+\frac{\mu_t}{Sc_t}\right)\frac{\partial C_{Xe}}{\partial y}\right], \quad (4)$$

$$C_{He}=1-C_{Xe},\quad Sc_t=0.9$$

Коэффициент диффузии гелий-ксеноновой смеси определялся по следующей формуле:

$$D_{12}=0.6\frac{RT}{P}\frac{A_{12}^*\cdot\mu_{12}\left(M_1+M_2\right)}{M_1M_2},\ A_{12}^*=1.1 \quad (5)$$

где R – газовая постоянная и M – молекулярный вес.

Плотность газа рассчитывалась на основе уравнения состояния идеального газа для температуры в некоторой рассматриваемой точке течения и давлении P_0=0.4 MPa. Свойства гелий-ксеноновой смеси определялись с применением подхода, описанного в работе [26].

На стенке задавались условия проскальзывания, вдува, постоянной температуры и концентрации:

$$y=0: U=0,\ V=\overline{j_w}\rho_e U_e/\rho_w,$$

$$T_w=const, C_w(He)=const$$

На внешней границе пограничного слоя скорость определялась из параметра ускорения $K=(\mu_e/\rho_e U_e^2)dU_e/dx$ с учётом переменных вязкости и плотности газа, и задавался нулевой тепловой поток для поля температуры и чистый ксенон:

$$y\ge\delta:\ U=U_e=-\left(K\int_0^x\rho/\mu dx-1/U_0\right)^{-1},$$

$$\partial T/\partial y=0,\ C_e(Xe)=1.$$

Начальная скорость была задана U_0=5 м/с. Следовательно, все случаи течения рассчитаны при $M_{max}<1$ и $Re_x<7\times10^7$.

Для расчёта турбулентной вязкости μ_t в уравнениях (1) - (5) была применена k-ω-γ модель турбулентности [27], которая применяет коэффициент перемежаемости γ. Данный коэффициент однозначно указывает на режим течения в рассматриваемой точке течения. При этом γ=0 соответствует ламинарному течению, а γ=1 означает полностью турбулентный режим. В качестве начальных условий были заданы интенсивность турбулентности $Tu_0=(2/3k_{t0})^{0.5}/U_0$ и масштаб турбулентности $R_{t0}=\mu_t/\mu=\rho k_{t0}/\omega_0\mu$ в набегающем потоке. Эти параметры соответствовали данным эксперимента ERCOFTAC T3B с Tu_0=6.5% и R_{t0}=100 [28].

Для решения дифференциальных уравнений применялись конечно-разностные методы. Проводились тесты на сеточную сходимость и сравнение с экспериментальными данными T3A ERCOFTAC [28].

РЕЗУЛЬТАТЫ

На рис. 2 представлены профили скорости и концентрации ксенона ($y^+=y(\rho_w\tau_w)^{0.5}/\mu_w$, $U^+=U/(\tau_w/\rho_w)^{0.5}$, $C^+=(C-C_w)(\tau_w/\rho_w)^{0.5}/D_{12}(\partial C_i/\partial y)_w$) в полностью турбулентном пограничном слое при $C_w(He)$=0.16, пограничном слое с локальной ламинаризацией при $C_w(He)$=0.17 и в заведомо ламинарном течении без модели турбулентности при $C_w(He)$=0.17. Близкие значения концентрации гелия на стенке применены с целью минимизировать влияние процессов массообмена и свойств газа на характеристики течения, выделив влияние локальной ламинаризованной области.

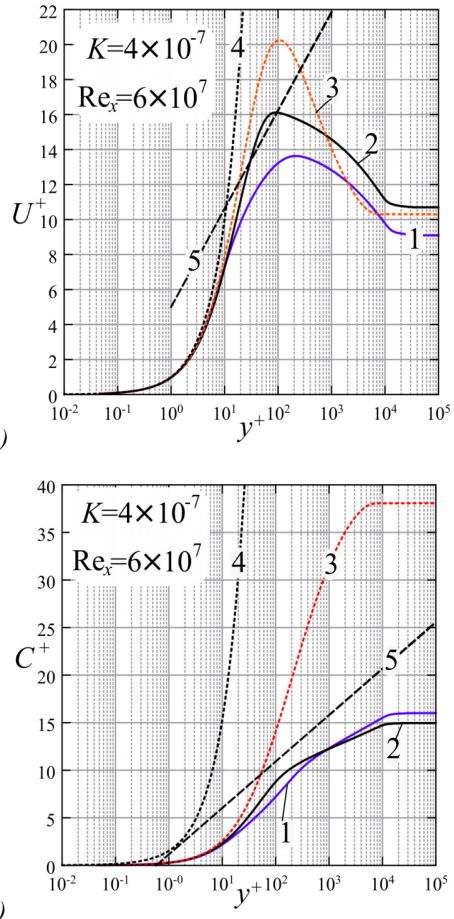


Рис. 2. Сравнение профилей скорости (а) и концентрации ксенона (б) в координатах стенки. 1 — полностью турбулентный пограничный слой при Cw(He)=0.16, 2 — пограничный слой с локальной ламинаризацией при Cw(He)=0.17, 3 — моделирование пограничного слоя без модели турбулентности при Cw(He)=0.17, 4а — ламинарный подслой [29], 5а – логарифмический закон [29], 4б — диффузионный ламинарный подслой [30, 31], 5б – диффузионный логарифмический закон [31, 32].

На рис. 2а видно, что распределения скорости между стенкой и максимумом в заведомо ламинарном течении (профиль 3) и в пограничном слое с локаль-

ной ламинаризацией (профиль 2) практически совпадают друг с другом при $y^+<30$, что соответствует ламинаризованной области. При этом в полностью турбулентном пограничном слое (профиль 1) скорость имеет распределение, коррелирующее с логарифмическим законом (линия 5а) при $15<y^+<90$. Профили 1 и 2 имеют идентичное распределение между максимумом скорости и основным течением.

Профили концентрации ксенона в координатах стенки (рис. 2б) не имеют каких-либо максимумов. При $C_w(He)$=0.16 профиль концентрации состоит из ламинарного подслоя при $y^+<20$, переходной области при $20<y^+<400$ и участка, коррелирующего с логарифмическим законом (линия 5б) при $y^+>400$.

Профиль концентрации 2 вблизи стенки имеет распределение достаточно близкое к заведомо ламинарному профилю 3, сохраняя логарифмический участок с некоторым увеличением угла наклона относительно логарифмического закона 5б. Таким образом, ламинаризованная область вблизи стенки изменяет распределение концентрации ксенона и слабо влияет на турбулентную часть пограничного слоя.

На рис. 3 приведены профили безразмерной кинетической энергии турбулентности ($k_t^+=\rho_w k_t/\tau_w$) при концентрациях гелия на стенке 0.16, 0.17 и 0.999 и числах Рейнольдса 5×10^5, 10^6, 5×10^6, 10^7 и 6×10^7. При массовой концентрацией гелия в смеси 0.16 (рис. 3а) пограничный слой остаётся полностью турбулентным, однако со сниженным уровнем кинетической энергии турбулентности. При этом существует вторичный локальный максимум кинетической энергии турбулентности во внешней части пограничного слоя, существенно меньший по своей величине, чем основной максимум.

В случае увеличения концентрации гелия в смеси до 0.17 (рис. 3б) реализуется явление локальной ламинаризации. При этом основной, ближний к стенке максимум кинетической энергии турбулентности достаточно быстро снижается, тогда как вторичный максимум кинетической энергии турбулентности лишь немного ниже вторичного максимума при $C_w(He)$=0.16.

В случае вдува чистого гелия в ускоренный поток ксенона (рис. 3в) основной максимум кинетической энергии турбулентности существенно удалён от стенки и при $Re_x>10^6$ сливается с вторичным максимумом. При всех концентрациях гелия величина вторичного максимума несколько снижается при $Re_x>10^7$.

На рис. 4 показаны профили коэффициента перемежаемости при концентрациях гелия на стенке 0.16, 0.17 и 0.999 и числах Рейнольдса 5×10^5, 10^6, 5×10^6, 10^7 и 6×10^7. При $C_w(He)$=0.16 (рис. 4а) значения коэффициента перемежаемости остаются равными единице, исключая профили при $Re_x=5\times10^5$ и $Re_x=10^6$, где коэффициент перемежаемости несколько снижается.

В случае $C_w(He)$=0.17 (рис. 4б) вблизи стенки возникает область с нулевыми значениями коэффициента перемежаемости, т. е. область ламинаризованного течения. При $Re_x>5\times10^6$ размер этой области в координатах стенки остаётся постоянным $y^+\approx30$. Внутри ламинаризованной области кинетическая энергия турбулентности равна нулю (линии 3-5 на рис. 3б). При $30<y^+<100$ коэффициент перемежаемости увеличивается. Здесь в профилях кинетической энергии турбулентности можно заметить остатки первичного максимума. В этой же переходной области находятся максимумы скорости. При $y^+>100$ коэффициент перемежаемости равен единице, что указывает на развитый турбулентный режим течения. Здесь расположены вторичные максимумы кинетической энергии турбулентности.

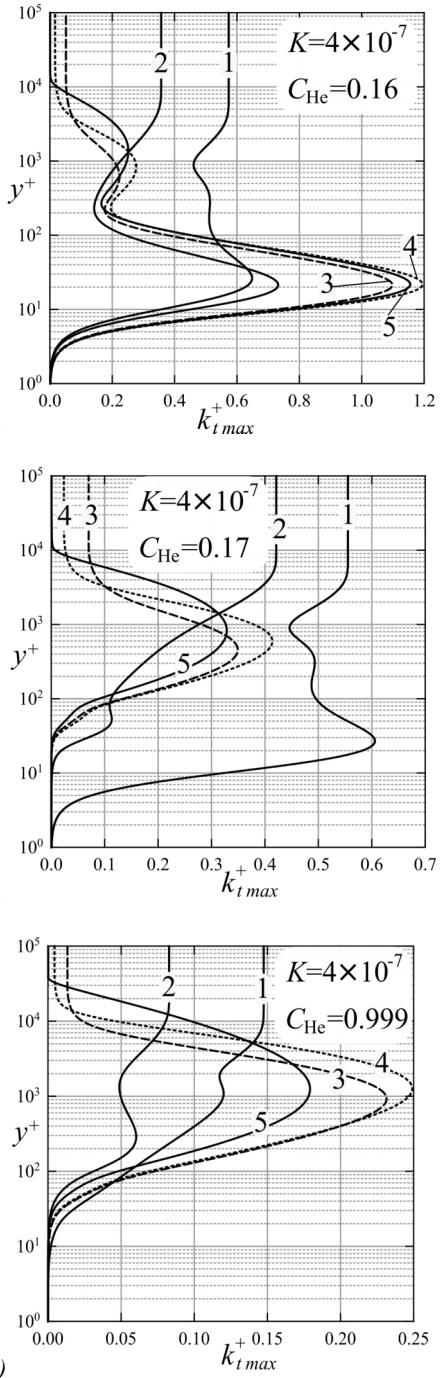


Рис. 3. Профили кинетической энергии турбулентности в ускоренном пограничном слое при концентрациях гелия на стенке а) 0.16, б) 0.17 и в) 0.999. 1 — 5 – сечения пограничного слоя при $Re_x\times10^{-6}$ = 0.5, 1, 5, 10, 60 соответственно.

При вдуве чистого гелия (рис. 4в) размер области с нулевыми значениями коэффициента перемежаемости остаётся тем же, что и при $C_w(He)$=0.17. Таким образом, концентрация гелия на стенке не влияет на величину области пограничного слоя с локальной ламинаризацией, представленной в координатах стенки.

Размеры переходной области несколько увеличиваются до $30<y^+<130$. В остальном характеристики пограничного слоя с локальной ламинаризацией не изменятся. В целом можно сказать, что применение координат стенки позволяет получить хорошее обобщение для течений с локальной ламинаризацией.

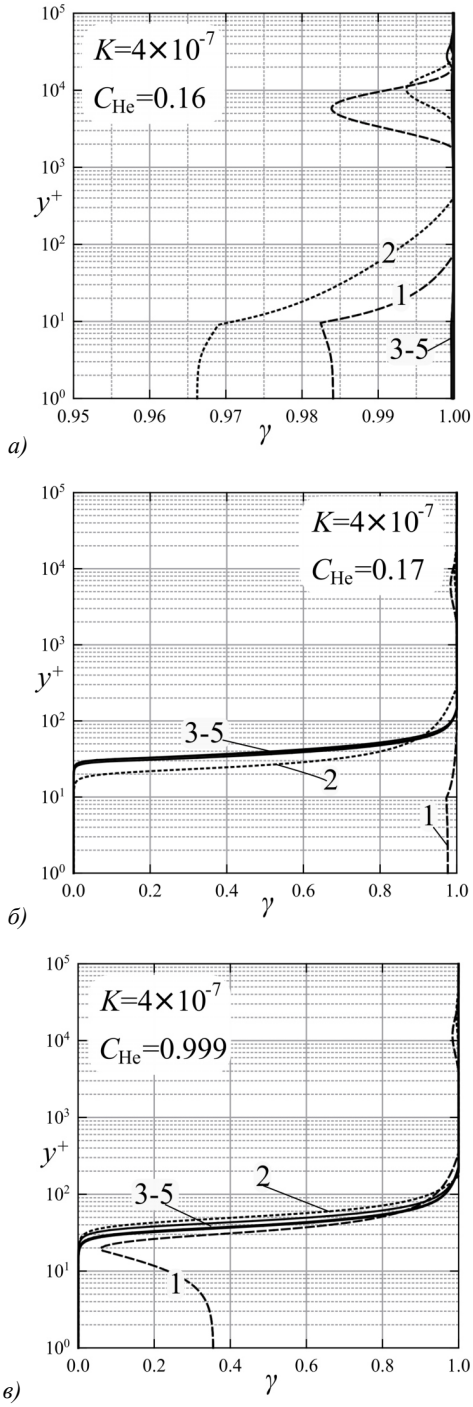


Рис.4. Распределения коэффициента перемежаемости в ускоренном пограничном слое при концентрациях гелия на стенке а) 0.16, б) 0.17 и в) 0.999. 1 — 5 – см. рис.3.

На рис. 5а приведены зависимости коэффициента трения от числа Рейнольдса в ускоренном пограничном слое ксенона при различной концентрации гелия на стенке ($c_f=2\tau_w/\rho_e U_e^2$, $\mathrm{Re}_x=\rho_e U_e x/\mu_e$). Согласно данным по кинетической энергии турбулентности (рис. 3) и фактору перемежаемости (рис. 4) при $C_w(He)$=0.001-0.16 пограничный слой сохраняет полностью турбулентный режим, а при $C_w(He)$=0.17-0.999 в пограничном слое возникает ламинарная область вблизи стенки. Это оказывает значительное влияние на поведение коэффициента трения. В полностью турбулентном течении (линии 1 — 3) коэффициент трения снижается с увеличением концентрации гелия на стенке. При наличии локальной ламинаризации в пограничном слое изменение концентрации гелия на стенке практически не влияет на распределение коэффициента трения. Независимо от режима течения коэффициент трения увеличивается с ростом числа Рейнольдса, за исключением $C_w(He)$=0.001. Это увеличение является следствием эффекта прострела скорости внутри пограничного слоя.

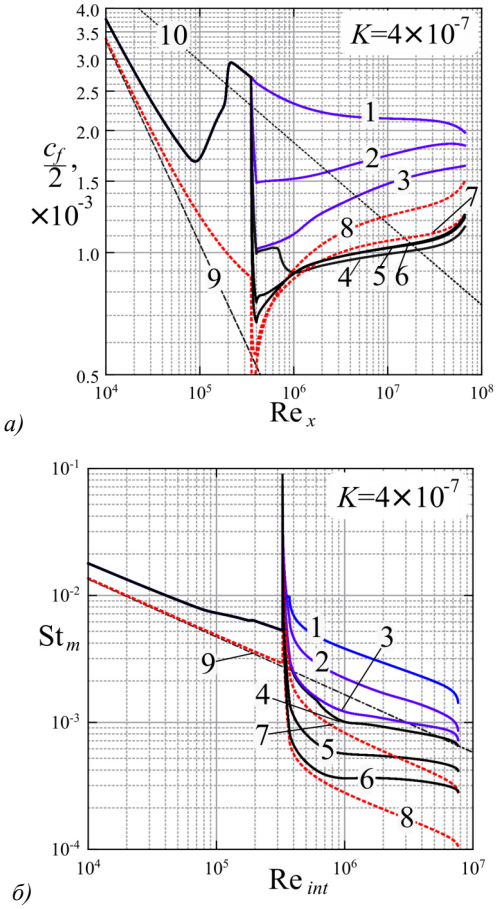


Рис. 5. Влияние концентрации гелия на стенке на коэффициент трения (а) и диффузионное число Стантона (б) в ускоренном пограничном слое ксенона. 1 — 6 – течения с C_w(He)=0.001, 0.05, 0.16, 0.17, 0.5, 0.999 соответственно; 7, 8 – расчёт течения без модели турбулентности при C_w(He)= 0.17, 0.999 соответственно; 9a – закон Блазиуса, 9b – $\mathrm{St_m}=0.332\mathrm{Re_{int}}^{-0.5}\mathrm{Sc}^{-2/3}$ [29], 10 – $c_f=0.059\mathrm{Re_x}^{-0.2}$ [29].

Линии 7 и 8 показывают коэффициент трения в заведомо ламинарном ускоренном течении, рассчитанном без модели турбулентности при $C_w(He)$= 0.17, 0.999 соответственно. В этих случаях коэффициент трения заметно превышает коэффициент трения в пограничном слое с локальной ламинаризацией (ср. линии 4,7 и 6,8). Другими словами, турбулентность приводит к снижению коэффициента трения. Это объясняется тем, что турбулентность снижает прострел скорости в пограничном слое. В свою очередь, меньшие значения максимальной скорости снижают градиент

скорости на стенки и, следовательно, коэффициент трения.

На рис. 5б приведены зависимости диффузионного числа Стантона от интегрального числа Рейнольдса. В [33] мы показали, что при описании теплообмена в потоках с переменной скоростью основного течения необходимо использовать интегральное число Рейнольдса $\mathrm{Re}_{\mathrm{int}} = \mathrm{Re}_L \int_0^{\bar{x}} U_e / U_0 d\bar{x}$, где $\bar{x} = x / L$, $\mathrm{Re}_L = \rho_e U_e L / \mu_e$ и L – длина стенки. Это также справедливо и при описании процессов массообмена. Как видно, диффузионное число Стантона снижается с увеличением концентрации гелия на стенке. При этом локальная ламинаризация оказывает слабый эффект на диффузионное число Стантона (линии 3 и 4). С увеличением концентрации гелия на стенке уменьшается зависимость диффузионного числа Стантона от интегрального числа Рейнольдса. При $C_w(He)>0.5$ число Стантона практически не зависит от интегрального числа Рейнольдса.

В случае заведомо ламинарных течений, рассчитанных без модели турбулентности (линии 7 и 8), зависимости диффузионного числа Стантона расположены существенно ниже зависимостей числа Стантона, полученных для пограничного слоя с локальной ламинаризацией (линии 4 и 6). Таким образом, как можно было ожидать, турбулентность увеличивает массообмен. Этот эффект усиливается с ростом числа Рейнольдса.

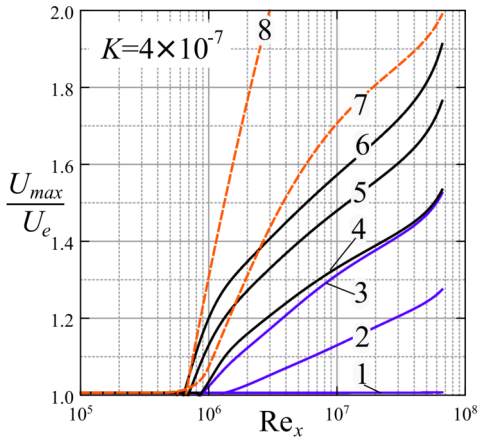


Рис. 6. Развитие максимума скорости в ускоренном пограничном слое при различных концентрациях гелия на стенке. 1 — 8 – см. рис.5.

Как было указано во введении, одновременное присутствие в течении отрицательного градиента давления и разности плотности газа вблизи стенки и во внешнем потоке способно провести к появлению максимума скорости внутри пограничного слоя. На рис. 6 приведены зависимости максимальной скорости от числа Рейнольдса при фиксированном значении параметра ускорения $K=4\times10^{-7}$. С увеличением концентрации гелия на стенке возрастает максимальная скорость внутри пограничного слоя. В области возникновения и начального развития прострела скорости значения максимума возрастают интенсивнее в пограничных слоях с локальной ламинаризацией (линии 4 — 6), чем в полностью турбулентном течении (линии 2 и 3). Расчёт течения без модели турбулентности (линии 7 и 8) также показывает, что максимальная скорость в заведомо ламинарном течении существенно выше значений этого параметра как в полностью турбулентном пограничном слое (линии 2 и 3), так и при наличии локальной ламинаризации (линии 4 — 6). Таким образом, можно сказать, что турбулентность подавляет развитие максимума скорости.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведено численное моделирование сжимаемого ускоренного пограничного слоя ксенона на проницаемой стенке с различной концентрацией гелия в гелий-ксеноновой смеси. При этом задавалась нулевая интенсивность вдува через стенку и слабый отрицательный градиент давления с $K=4\times10^{-7}$. В таких условиях возможно возникновение ламинаризованного течения вблизи стенки, тогда как внешняя часть пограничного слоя сохраняет турбулентный режим. Моделирование дало следующие результаты:

- одновременное присутствие в пограничном слое отрицательного градиента давления и разности плотности газа между стенкой и основным потоком приводит к возникновению эффекта прострела скорости, выражающегося в развитии максимума скорости внутри пограничного слоя. Величина максимума скорости увеличивается вместе с ростом концентрации гелия на стенке, а также при увеличении числа Рейнольдса. При определённых условиях это локальное ускорение потока приводит к возникновению локальной ламинаризованной области вблизи стенки. Для рассмотренного значения параметра ускорения локальная ламинаризация возникает при концентрации гелия $C_w(He)>0.17$;

- область ламинаризованного течения однозначно определяется посредством нулевых значений коэффициента перемежаемости γ. В координатах стенки размер ламинаризованной области составляет $y^+<30$ и практически не зависит от концентрации гелия на стенке. Здесь кинетическая энергия турбулентности равна нулю, а профили скорости и концентрации имеют ламинарный характер распределения;

- в небольшой переходной области ($30<y^+<100\ldots130$) коэффициент перемежаемости увеличивается от нуля до единицы. Здесь расположен максимум скорости и остатки первичного максимума кинетической энергии турбулентности. Эффект прострела скорости приводит к возникновению вторичного максимума кинетической энергии турбулентности. В случае полностью турбулентного пограничного слоя ($C_w(He)<0.16$) сохраняются оба максимума кинетической энергии турбулентности, а при возникновении локальной ламинаризации в пограничном слое первичный максимум кинетической энергии турбулентности подавляется;

- при $y^+>100$ реализуется полноценный турбулентный режим течения с $\gamma=1$. В этой части пограничного слоя профили скорости и концентрации имеют турбулентный характер распределения. Здесь же расположен вторичный максимум кинетической энергии турбулентности;

- в пограничном слое с локальной ламинаризацией коэффициент трения практически не зависит от кон-

центрации гелия на стенке, тогда как в полностью турбулентном течении коэффициент трения снижается с увеличением концентрации гелия на стенке. Это связано с уменьшением кинетической энергии турбулентности. Увеличение коэффициента трения с ростом числа Рейнольдса объясняется увеличением максимальной скорости внутри пограничного слоя;

- локальная ламинаризация слабо влияет на диффузионное число Стантона. А увеличение концентрации гелия на стенке приводит к снижению диффузионного числа Стантона в 5 раз.

Моделирование заведомо ламинарного течения без модели турбулентности показало, что в пограничном слое с локальной ламинаризованной пристенной областью наличие внешней турбулентной части существенно увеличивает диффузионное число Стантона и снижает максимальное значение скорости внутри пограничного слоя и, как следствие, коэффициент трения.

Список литературы:

1. W.M. Kays, Convective Heat and Mass Transfer, McGraw-Hill, New York, 1966.
2. C. Bourassa, F.O. Thomas An experimental investigation of a highly accelerated turbulent boundary layer // Journal of Fluid Mechanics. 2009. V. 634. P. 359 – 404.
3. Sh.A. Dixit and O.N. Ramesh Large-scale structures in turbulent and reverse-transitional sink flow boundary layers // Journal of Fluid Mechanics. 2010. V. 649. P. 233-273.
4. E.P. Volchkov, M.S. Makarov, A.Yu. Sakhnov Boundary layer with asymptotic favorable pressure gradient // International Journal of Heat Mass Transfer. 2010. V. 53. P. 2837–2843.
5. B.E. Launder Laminarization of the Turbulent Boundary Layer in a Severe Acceleration // J. Appl. Mech. 1964. V. 31. №4.P. 707–708.
6. T. Takagi, H.-D. Shin, A. Ishio Local laminarization in turbulent diffusion flames// Combustion and Flame. 1980. V. 37. P. 163-170.
7. G. Daschiel, B. Frohnapfel, J. Jovanović Numerical investigation of flow through a triangular duct: The coexistence of laminar and turbulent flow // International Journal of Heat and Fluid Flow. 2013. V. 41. P. 27–33.
8. G. Daschiel, V. Krieger, J. Jovanović, and A. Delgado Numerical simulation of turbulent flow through Schiller's wavy pipe// J. Fluid Mech. 2014. V. 761. P. 241–260.
9. V. Krieger, R. Perić, J. Jovanović, H. Lienhart and A. Delgado Toward design of the antiturbulence surface exhibiting maximum drag reduction effect // J. Fluid Mech. 2018. V. 850. P. 262–303.
10. J. Kühnen, D. Scarselli, M. Schaner, B. Hof Relaminarization by Steady Modification of the Streamwise Velocity Profile in a Pipe // Flow Turbulence Combust. 2018. V. 100. P. 919–943.
11. G. Saltar, G. Araya Reynolds shear stress modeling in turbulent boundary layers subject to very strong favorable pressure gradient // Computers and Fluids. 2020. V. 202. Paper 104494.
12. T. Hirano, K. Iwai, Y. Kanno Measurement of the Velocity Distribution in the Boundary Layer over a Flat Plate with a Diffusion flame // Astronautica Acta. 1972. V. 17. P. 811–818.
13. T. Ueda, A. Ooshima, N. Saito and M. Mizomoto Aerodynamic Structure of a Laminar Boundary Layer Diffusion Flame over a Horizontal Flat Plate (Experimental Analysis) // JSME International Journal, Series II. 1991. V. 34. № 4. P. 527–532.
14. Бояршинов Б.Ф., Волчков Э.П., Лукашов В.В. Теплообмен в ускоренном химически реагирующем пограничном слое // ДАН 1996. Т. 350. № 6. С. 763–765.
15. H. Fox and P.A. Libby Helium Injection into the Boundary Layer at an Axisymmetric Stagnation Point, Journal of the Aerospace Sciences. August 1962. P. 921–935.
16. D. C. Baxter and I. Flügge-Lotz The solution of Compressible Laminar Boundary Layer Problems by a Finite Difference Method, Stanford Univ., AFOSR TN 58-1, AD 148 040, Oct. 1957.
17. Гершбейн Э.А. Об автомодельных численных и асимптотических решениях уравнений пограничного слоя при больших вдувах // Механика жидкости и газа. 1971. №3. С. 49 – 52.
18. T.R. Seetharam, K.N. Seetharamu, G.K. Sharma and Saravanan Venkatesh Laminar forced and mixed convection heat transfer from a plane vertical isothermal surface to near-critical carbon dioxide // International Journal of Heat and Mass Transfer. 2013. V. 59. P. 393–406.
19. M.Z. Abedin, T. Tsuji and J. Lee Effects of freestream on the characteristics of thermally-driven boundary layers along a heated vertical flat plate // International Journal of Heat and Fluid Flow. 2012. V. 36. P. 92–100.
20. P. J. Singh, S. Roy and R. Ravindran Unsteady mixed convection flow over a vertical wedge // International Journal of Heat and Mass Transfer. 2009. V. 52. № 2. P. 415–421.
21. S.V. Subhashini, N. Samuel and I. Pop, Double-diffusive convection from a permeable vertical surface under convective boundary condition // International Communications in Heat and Mass Transfer. 2011. V. 38. P. 1183–1188.
22. P.M. Patil, E. Momoniat and S. Roy Influence of convective boundary condition on double diffusive mixed convection from a permeable vertical surface // International Journal of Heat and Mass Transfer. 2014. V. 70. P. 313–321.
23. E.P. Volchkov Concerning the heat and mass transfer features on permeable surfaces // International Journal of Heat Mass Transfer. 2006. V. 49. № 3-4. P. 755–762.
24. A.Yu. Sakhnov Evolution of accelerated laminar boundary layer subjected to isothermal wall heating // International Journal of Heat and Mass Transfer. 2015. V. 82. P. 348–356.
25. R.J. Moffat, W.M. Kays, A review of turbulent boundary layer heat transfer research at Stanford 1958–1983 // Adv. Heat Transfer. 1984. V. 16. P. 242–365.
26. J.-M. P. Tournier, M.S. El-Genk Properties of noble gases and binary mixtures for closed Brayton Cycle applications // Energy Conversion and Management. 2008. V. 49. P. 469–492.
27. X. Ge, S. Arolla, P. Durbin A Bypass Transition Model Based on the Intermittency Function // Flow Turbulence Combust. 2014. V. 93. P. 37–61.
28. L. Wei, X. Ge, J. George and P. Durbin An Intermittency Transport Model for Transitional Flows on Smooth and Rough Walls // ERCOFTAC Bulletin. 2016. V. 106. P. 54–59.
29. H. Schlichting, K. Gersten, Boundary Layer Theory, eighth ed., Springer, Berlin, 2003.
30. D.A. Shaw, T.J. Hanratty Turbulent mass transfer rates to a wall for large Schmidt number, AIChE J. 1977. V. 23. P. 28–35.
31. Yu-Hong Dong, Xi-Yun Lu, Li-Xian Zhuang Large eddy simulation of turbulent channel flow with mass transfer at high-Schmidt numbers // Int. J. Heat and Mass Transfer. 2003. V. 46. P. 1529–1539.
32. B.A. Kader, A.M. Yaglom Heat and mass transfer laws for fully turbulent wall flows // Int. J. Heat Mass Transfer. 1972. V. 15. P.2329–2342.
33. E.P. Volchkov, M.S. Makarov, A.Yu. Sakhnov Heat transfer in the boundary layer with asymptotic favorable pressure gradient // Int. J. Heat and Mass Transfer. 2012. V. 55. № 4. P. 1126–1132.

Работа выполнена в рамках государственного задания ИТ СО РАН №121031800217-8.

DOI: 10.53954/9785604859551_272

УДК 532.517.4+532.574.7

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ СТАРШИХ СТАТИСТИЧЕСКИХ МОМЕНТОВ СКОРОСТИ И ЕЕ ПРОИЗВОДНОЙ В СВОБОДНОЙ ЗАТОПЛЕННОЙ СТРУЕ

Северин А.С.[1,2], Илюшин Б.Б.[1], Первунин К.С.[1,3]

[1] Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН,
630090, Россия, г. Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1
[2] Новосибирский государственный университет,
630090, Россия, г.Новосибирск, ул. Пирогова, 1
[3] Clean Energy Processes (CEP) Laboratory, Department of Chemical Engineering, Imperial College London,
SW7 2AZ, United Kingdom, London
e-mail: a.severin@g.nsu.ru

Аннотация: Исследование свободной затопленной струи является важной фундаментальной задачей физической гидродинамики, поскольку такое течение жидкости или газа представляет собой относительно простой и хорошо изученный объект для моделирования, а также в виду того, что струи часто встречаются в природе и имеют ряд важных практических приложений в науке и технике. В настоящее время в литературе накоплен большой объем экспериментальных данных по струйным течениям, однако информация о распределении старших статистических моментов скорости (выше второго порядка) практически отсутствует. В данной работе исследуется турбулентная структура свободной однофазной затопленной осесимметричной струи на основе имеющихся мгновенных PIV полей скорости. В работе представлены полученные распределения коэффициентов асимметрии и эксцесса для продольной и поперечной компонент скорости. Для удаления ошибочных измерений (паразитного сигнала) из анализа данных применялся метод статистической фильтрации. Такие паразитные выбросы, особенно в хвостах функции распределения флуктуаций скорости, сильно влияют на вычисляемые значения старших моментов и могут вносить значительную ошибку. Дополнительно было получено распределение асимметрии пространственной производной продольной скорости в продольном направлении, характеризующее каскадный перенос энергии по спектру, на основе которого были выявлены зоны обратного переноса энергии.

ВВЕДЕНИЕ

Разработка новых математических моделей сложных турбулентных течений зависит непосредственно от наличия комплексной экспериментальной информации. Такая информация необходима для того, чтобы, с одной стороны, установить базовые корреляции для правильного замыкания математических моделей численного моделирования таких течений, а, с другой стороны, использовать большие массивы данных для верификации самих моделей. Некоторые модели замыкания второго порядка, основанные, например, на зависимости градиента давления от скорости или диссипации энергии, уже всесторонне проверены и удовлетворительно описывают ряд простых течений. В то же время для адекватного описания более сложных течений (например, имеющих области контрградиентного переноса и/или обратного каскада переноса энергии турбулентности) обычно применяются более совершенные модели, требующие более подробной информации о структуре течения (статистические моменты третьего и четвертого порядка, дифференциальные характеристики, такие как скорость диссипации кинетической энергии турбулентности и другие).

Экспериментальные данные по старшим моментам флуктуаций скорости и дифференциальным характеристикам представлены лишь в нескольких работах. Так, в [1] были рассчитаны старшие статистические моменты для свободной воздушной турбулентной струи при числе Рейнольдса $\mathrm{Re} = 1{,}1 \cdot 10^4$, показана несостоятельность базовой модели третьего момента, включающей генерацию турбулентности, модель диссипации и изотропность корреляций с пульсациями давления. В [2] для течения импактной струи при помощи термоанемометра (Hot-Wire Anemometer – HWA) был получен большой набор различных характеристик, включая распределения компонент средней и флуктуационной составляющей скорости, а также касательных напряжений Рейнольдса при $\mathrm{Re} = 2{,}3 \cdot 10^4$ и $7 \cdot 10^4$. Это позволило дополнительно верифицировать и доработать существующие модели турбулентности. В [3] при помощи метода стробоскопической трассировки частиц (Particle Tracking Velocimetry – PTV) для импактной струи при $\mathrm{Re} = 1{,}3 \cdot 10^4$ было установлено, что нормальные напряжения для продольной компоненты скорости вносят значительный вклад в увеличение статического давления вблизи импактной поверхности. В [4] было обнаружено, что в свободной струе при низких числах Рейнольдса ($850 \leq \mathrm{Re} \leq 6750$) возникают хорошо выраженные вихревые структуры в сдвиговом слое. В [5] путем термоанемометрических измерений были обнаружены и описаны характерные особенности турбулентной эллиптической воздушной струи при $\mathrm{Re} = 2{,}08 \cdot 10^5$, возникающие вследствие асимметричности течения. В [6] при помощи метода HWA была выявлена тесная связь между распределением средней скорости, интенсивностью турбулентности и сдвиговыми напряжениями для круглой свободной струи при числах Рейнольдса $6 \cdot 10^3 \leq \mathrm{Re} \leq 3 \cdot 10^4$. Каждая экспериментальная методика, использованная в указанных работах, будь то HWA, или PTV, имеет свои принципиальные ограничения и область применимости. Как следствие, это не позволило авторам упомянутых статей получить исчерпывающую информацию о течении, в частности поля старших статистических моментов скорости и ее производной.

Стробоскопическая трассерная визуализация (Particle Image Velocimetry – PIV) является, пожалуй,

самым удобным и универсальным по своим характеристикам из современных неинтрузивных количественных методов измерения скорости течения. Метод PIV наряду с возможностью мгновенных измерений распределений скорости позволяет также получать широкий спектр характеристик потока за счет последующей статистической обработки данных: пространственные производные скорости, одно- и двухточечные корреляции флуктуаций скорости и другие. Кроме того, PIV данные могут непосредственно использоваться для сравнения с результатами моделирования методом больших вихрей (Large Eddy Simulation – LES). Однако для корректного расчета статистических моментов высшего порядка необходим ряд процедур постобработки, таких как, например, методы валидации и фильтрации данных, подходы к интерполяции полей скорости, необходимость применения которых обусловлена наличием неверных векторов в общей статистической выборке. Помимо этого, требуются соответствующие схемы дифференцирования, предполагающие физически обоснованный баланс между фильтрацией низких и высоких частот. В современной научной литературе существует много работ [7–12], в том числе и экспериментальных [13, 14], по исследованию сдвиговых течений в самых различных конфигурациях. Однако несмотря на это, информация о распределении статистических моментов высшего порядка отсутствует из-за практической сложности их вычисления ввиду их значительной чувствительности к ошибочным измерениям вне зависимости от объема исходной выборки.

Целью настоящей работы является анализ турбулентной структуры свободной однофазной затопленной осесимметричной струи по полученным с помощью метода PIV ансамблям полей мгновенной скорости, подверженным процедуре статистической фильтрации [15]. Анализ структуры течения осуществляется путем расчета коэффициентов асимметрии и эксцесса. Кроме того, данный статистический анализ включает расчет асимметрии производной продольной компоненты скорости в продольном направлении – важной характеристики теории турбулентности, связанной с каскадным переносом энергии вдоль спектра.

ЭКСПЕРИМЕНТ

Эксперименты по исследованию свободной затопленной струи проводились на гидродинамическом струйном стенде в Институте теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН. Стенд имеет замкнутый контур и является установкой непрерывного действия. Его рабочий участок выполнен из органического стекла со следующими размерами (В×Ш×Д): 425×300×300 мм (см. рис. 1). В качестве рабочей жидкости использовалась дистиллированная вода, которая приводилась в движение центробежным насосом, оснащенным модулем управления для изменения скорости вращения ротора. Объемный расход жидкости измеряется ультразвуковым расходомером. Температура воды в рабочей части установки поддерживается постоянной на уровне 30±0,1 °C с помощью термостатического регулятора, заполненного водопроводной водой в качестве теплоносителя и содержащего трубчатый электронагреватель, контур охлаждения и аквариумный насос для постоянного перемешивания теплоносителя. Охлаждение и нагрев в термостате осуществляется с помощью ПИД-регулятора, приводящего в действие электромагнитный клапан для включения/выключения подачи хладагента в контур охлаждения и переключающий реле для замыкания/размыкания электрической цепи к нагревателю. Температура жидкости измеряется датчиками термосопротивления, размещенными в рабочей части, теплообменнике и накопительном баке.

Затопленная осесимметричная струя с ударным профилем формировалась круглым соплом, выполненным по профилю Витошинского, высотой 110 мм и внутренним выходным диаметром $D = 15$ мм. Отношение площади входного и выходного сечений сопла было равно 16. Число Рейнольдса, рассчитанное по среднерасходной скорости струи на срезе сопла $V_0 = \frac{4Q_W}{\pi D^2} = 0{,}663$ м/с, где Q_W – объемный расход воды (погрешность измерения 2%), составляло $\mathrm{Re} = 12{,}5 \cdot 10^3$. Для освещения и регистрации пузырьков в потоке использовалась измерительная система с высоким временным разрешением, состоящая из импульсного Nd:АИГ лазера Photonics Industries DM-532-50 (длина волны 532 нм, частота 15 кГц, длительность импульса 10 нс, энергия в импульсе 15 мДж), камеры Photron FASTCAM SA5 с объективом Nikon AF Micro-Nikkor 60 mm f/2.8D и с оптическим фильтром нижних частот (край полосы пропускания на 570 нм) и генератором сигналов Berkeley Nucleonics Corporation (модель 575) для внешней синхронизации. Расстояние между камерой и измерительным сечением, проходящим через ось струи, составляло около 360 мм. Толщина лазерного светового ножа не превышала 1 мм. Размер области измерения соответствовал примерно 63,5×63,5 мм. Частота съемки была равна 2 кГц.

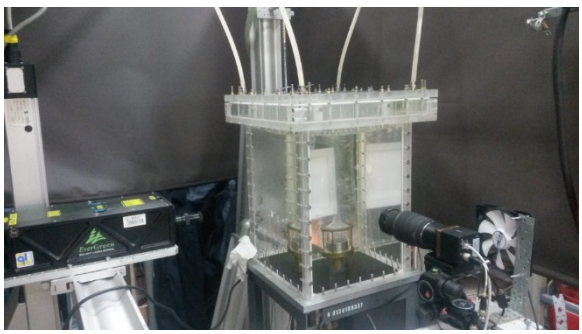


Рис. 1. Фотография рабочего участка гидродинамического струйного стенда ИТ СО РАН

Исходные данные (серия из примерно 10 000 PIV изображений), регистрируемые непрерывно в течение 5 секунд, обрабатывались программным обеспечением "ActualFlow" [16]. Перед расчетом полей скорости сначала последовательно применялись две процедуры обработки изображений: вычитание среднего поля интенсивности, вычисляемого по всем реализациям, и маскирование для удаления областей, соответствующих соплу и теням, из последующих расчетов. Поля скорости рассчитывались с использованием итерационного кросскорреляционного алгоритма с непрерывным смещением и деформацией расчетных ячеек и 75% перекрытием между ними. Кроме того, на этом этапе обработки учитывалась локальная концентрация трассеров. Для того чтобы иметь относительно

большой динамический диапазон по скорости, начальный размер расчетной ячейки был выбран равным 64×64 пикселя, но впоследствии расчетная область дробилась на более мелкие расчетные области. Конечный размер расчетных ячеек составил 8x8 пикселей, что обеспечило достаточно высокое пространственное разрешение. Затем полученные мгновенные векторные поля скорости подвергались последовательно трем процедурам валидации: Peak Validation с порогом 2,0, Adaptive Median 7×7 Filter и Cluster Validation с коэффициентом 50 (подробности обработки PIV-данных можно найти в [17]).

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Выборочные статистические моменты третьего (коэффициент асимметрии) и четвертого (коэффициент эксцесса) порядка определяются соответственно следующим образом:

$$S(v) = \frac{1}{N\sigma^3}\sum_{i=1}^{N}(v_i - \langle v\rangle)^3,$$

$$E(v) = \frac{1}{N\sigma^4}\sum_{i=1}^{N}(v_i - \langle v\rangle)^4 - 3,$$

где $\langle v\rangle = \frac{1}{N}\sum_{i=1}^{N} v_i$, $\sigma^2(v) = \frac{1}{N}\sum_{i=1}^{N}(v_i - \langle v\rangle)^2$ – выборочное среднее и выборочная дисперсия соответственно, N – объем выборки.

Для получения информации о распределении старших статистических моментов обеих компонент скорости была проведена статистическая фильтрация в соответствии с [15]. Для этого был разработан программный код, позволяющий удалять из общей выборки векторы, хотя бы одна из компонент которых признается статистически ошибочной (критерий см. в [15]). В основном это выбросы на хвостах функции распределения. Данный итерационной алгоритм основан на сравнении распределений каждой компоненты скорости в отдельной расчетной ячейке с модельным распределением, параметры которого оцениваются при помощи рассчитанных на предыдущем шаге статистических моментов. Итерационный алгоритм работает до тех пор, пока количество отфильтрованных векторов на какой-либо итерации не станет равным нулю. На рис. 2 показан пример действия данного алгоритма фильтрации. Необходимость применения этой процедуры обусловлена значительной чувствительностью статистических моментов старших порядков даже к малым отклонениям измеряемой величины от предполагаемого теоретического распределения. Большой объем исходных данных (10 000 мгновенных реализаций) позволяет корректно рассчитывать старшие статистические моменты скорости в исследуемом потоке, используя различные методы валидации и верификации данных, в том числе и данный итерационный алгоритм фильтрации.

После проведения статистической фильтрации были рассчитаны поля старших статистических моментов для обеих компонент скорости (рис. 3). По полученным распределениям видно, что статистическая фильтрация позволяет корректно вычислять коэффициенты асимметрии и эксцесса в ядре струи и в слое смешения, удаляя нефизичные значения большой амплитуды. Кроме того, для данного случая старшие статистические моменты во всех без исключения точках измерительной области удовлетворяют условию Шварца [18]: $S^2 \leq E + 2$. В целом, как можно видеть на рис. 3, распределения коэффициентов асимметрии и эксцесса становятся более гладкими, что соответствует реальной статистической картине непрерывного течения затопленной струи.

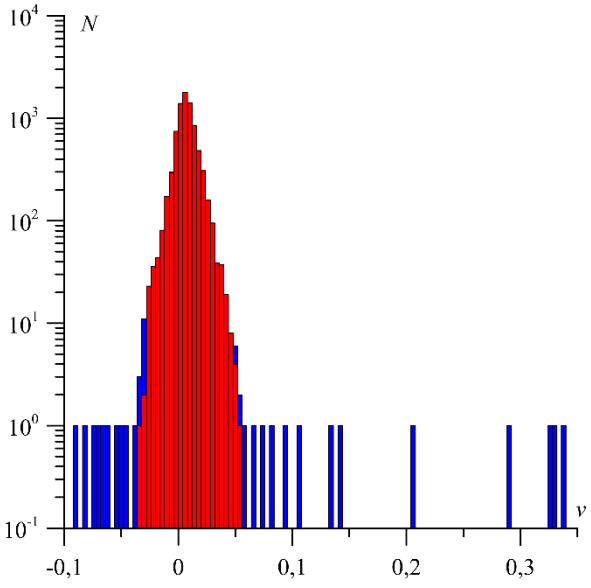


Рис. 2. Сравнение исходной (синий) и отфильтрованной (красный) гистограмм поперечной компоненты скорости течения в точке $x/D = 0{,}52$, $y/D = 0{,}33$ (рис. 3)

Также, благодаря фильтрации стало возможным вычислить асимметрию пространственной производной продольной компоненты скорости в продольном направлении:

$$S_\partial = \frac{\langle(\partial_L v)^3\rangle}{\langle(\partial_L v)^2\rangle^{3/2}}.$$

Данная характеристика с точностью до знакопостоянного множителя совпадает с продольной структурной функцией третьего порядка, характеризующей каскадный перенос энергии по спектру [19]. Знак структурной функции определяет направление потока энергии по спектру: отрицательные значения указывают на перенос энергии от крупномасштабных вихревых структур к мелким, а положительные – наоборот, от мелких к крупным. Распределение асимметрии производной показано на рис. 4. Следует отметить, что в этом течении есть зоны с положительным значением структурной функции (выделены в градациях серого на рис. 4), а, следовательно, в слое смешения имеет место обратный перенос энергии по спектральному каскаду. Данный эффект был ранее также зафиксирован в LES расчетах и экспериментах [19].

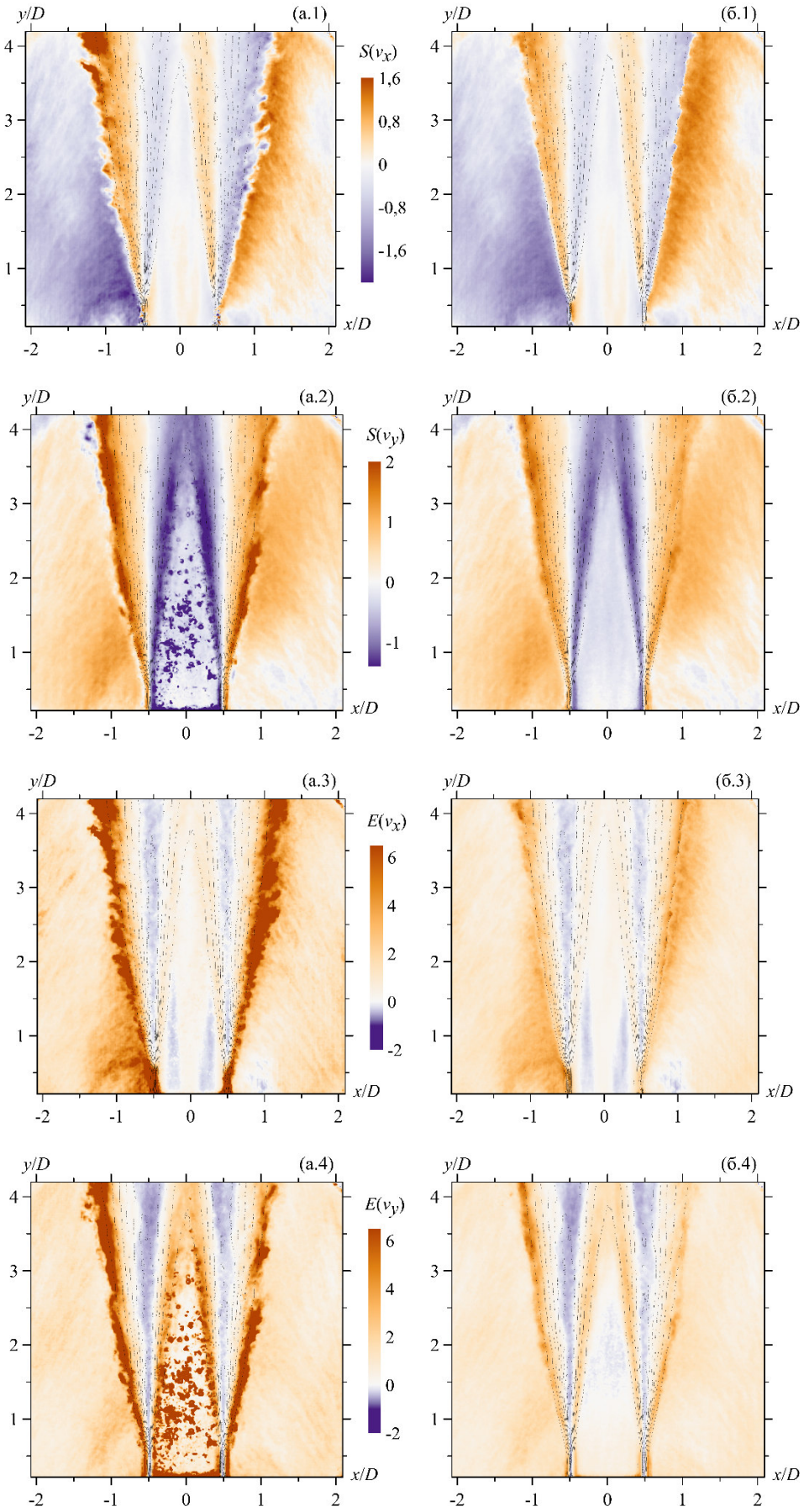


Рис. 3. Распределения коэффициентов (1, 2) асимметрии для (1) поперечной и (2) продольной компоненты скорости и (3, 4) эксцесса для (3) поперечной и (4) продольной компоненты скорости в случае (а) без фильтрации, (б) с фильтрацией. Линиями обозначены уровни кинетической энергии турбулентности

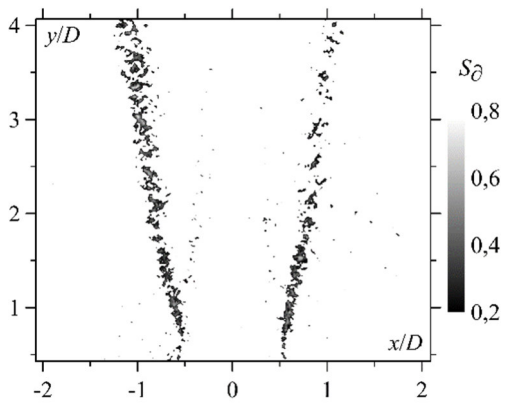


Рис. 4. Распределение положительных значений коэффициента асимметрии производной продольной компоненты скорости в продольном направлении

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Анализ турбулентной структуры свободной однофазной затопленной осесимметричной струи проводился путем построения полей старших статистических моментов флуктуаций скорости (коэффициентов асимметрии и эксцесса) по PIV данным. Перед вычислением этих величин была проведена статистическая фильтрация полей мгновенной скорости. Расчет коэффициентов асимметрии и эксцесса по отфильтрованным данным и без фильтрации показал, что метод статистической фильтрации способен качественно улучшить конечные данные, существенно уменьшая количество областей с экстремально большими значениями (нефизичными выбросами) в ядре струи, а также в области смешения. Процедура фильтрации позволяет подготовить данные для последующего расчета статистических моментов пространственной производной вдоль различных направлений. На примере распределения коэффициента асимметрии продольной производной скорости в продольном направлении, характеризующей каскадный перенос энергии по спектру, были обнаружены зоны с положительными значениями структурной функции. Это свидетельствует о наличии обратного переноса энергии по спектральному каскаду, то есть передачи энергии от мелких вихревых структур к крупным.

Список литературы:

1. Panchapakesan N.R., Lumley J.L. Turbulence measurements in axisymmetric jets of air and helium. Part 1. Air jet // Journal of Fluid Mechanics. 1993. Vol. 246. P. 197-223.
2. Cooper D., Jackson D.C., Launder B.E., Liao G.X. Impinging jet studies for turbulence model assessment—I. Flow-field experiments // International Journal of Heat and Mass Transfer. 1993. Vol. 36. Iss. 10. P. 2675-2684.
3. Nishino K., Samada M., Kasuya K., Torii K. Turbulence statistics in the stagnation region of an axisymmetric impinging jet flow // International Journal of Heat and Fluid Flow. 1996. Vol. 17. Iss. 3. P. 193-201.
4. Todde V., Spazzini P.G., Sandberg M. Experimental analysis of low-Reynolds number free jets // Experiments in Fluids. 2009. Vol. 47. Iss. 2. P. 279-294.
5. Quinn W.R. On mixing in an elliptic turbulent free jet // Physics of Fluids A: Fluid Dynamics. 1989. Vol. 1. Iss. 10. P. 1716-1722.
6. Fellouah H., Ball C.G., Pollard A. Reynolds number effects within the development region of a turbulent round free jet // International Journal of Heat and Mass Transfer. 2009. Vol. 52. Iss. 17-18. – P. 3943-3954.
7. Zhou X., Sun Z., Durst F., Brenner G. Numerical simulation of turbulent jet flow and combustion // Computers & Mathematics with Applications. 1999. Vol. 38. Iss. 9-10. P. 179-191.
8. Kleiser L., Zang T.A. Numerical simulation of transition in wall-bounded shear flows // Annual Review of Fluid Mechanics. 1991. Vol. 23. P. 495-537.
9. Chung Y.M., Luo K.H., Sandham N.D. Numerical study of momentum and heat transfer in unsteady impinging jets // International Journal of Heat and Fluid Flow. 2002. Vol. 23. Iss. 5. P. 592-600.
10. Uzun A., Bin J., Hussaini M.Y. High-fidelity numerical simulation of a chevron nozzle jet flow // International Journal of Aeroacoustics. 2011. Vol. 10. Iss. 5-6. P. 531-564.
11. Stanley S.A., Sarkar S., Mellado J.P. A study of the flow-field evolution and mixing in a planar turbulent jet using direct numerical simulation // Journal of Fluid Mechanics. 2002. Vol. 450. P. 377-407.
12. Gohil T.B., Saha A.K., Muralidhar K. Large eddy simulation of a free circular jet // Journal of Fluids Engineering. 2014. Vol. 136. Iss. 5.
13. Alekseenko S.V., Dulin V.M., Markovich D.M., Pervunin K.S. Experimental investigation of turbulence modification in bubbly axisymmetric jets // Journal of Engineering Thermophysics. 2015. Vol. 24. Iss. 2. P. 101-112.
14. Pervunin K.S., Timoshevskiy M.V. Bubbly free and impinging jets: experimental study by means of PIV and PFBI // Journal of Physics: Conference Series. – IOP Publishing. 2016. Vol. 754. Iss. 3. Art. 032016.
15. Heinz O.M., Ilyushin B.B., Markovich D.M. Application of a PDF method for the statistical processing of experimental data // International Journal of Heat and Fluid Flow. 2004. Vol. 25. Iss. 5. P. 864-874.
16. Akhmetbekov Ye.K., Lozhkin Yu.A., Bilsky A.V., Markovich D.M., Tokarev M.P., Tyuryushkin A.N. Software for experiment management and processing of data obtained by digital flow visualization techniques (ActualFlow) // Numerical Methods and Programming. 2006. Vol. 7. P. 79-85.
17. Kravtsova A.Yu., Markovich D.M., Pervunin K.S., Timoshevskiy M.V., Hanjalić K. High-speed visualization and PIV measurements of cavitating flows around a semi-circular leading-edge flat plate and NACA0015 hydrofoil // International Journal of Multiphase Flow. 2014. Vol. 60. P. 119-134.
18. André J.C., De Moor G., Lacarrère P., du Vachat R. Modeling the 24-hour evolution of the mean and turbulent structures of the planetary boundary layer // Journal of Atmospheric Sciences. 1978. Vol. 35. Iss. 10. P. 1861-1883.
19. Hrebtov M.Yu., Ilyushin B.B., Krasinsky D.V. Inverse energy cascade in a turbulent round jet // Physical Review E. 2010. Vol. 81. Iss. 1. Art. 016315.

Исследование выполнено при финансовой поддержке Российского научного фонда в рамках научного проекта № 19-79-30075. Проведение эксперимента обеспечено финансированием в рамках государственного контракта ИТ СО РАН.

DOI: 10.53954/9785604859551_277

УДК 536.24

ИСПАРЕНИЕ КАПЕЛЬ ВОДЫ НА НАГРЕВАЕМЫХ ПОДЛОЖКАХ, ПОКРЫТЫХ ОДНОСТЕННЫМИ И МНОГОСТЕННЫМИ КАРБОНОВЫМИ НАНОТРУБКАМИ

Семенов А.А., Зайцев Д.В., Кабов О.А.

Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН,
630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1
e-mail: semenov.itp@gmail.com

ВВЕДЕНИЕ

Испарение капель, помещенных на нагретую твердую поверхность, повсеместно применяется в промышленных процессах, таких как охлаждение с помощью спреев [1], струйные системы и технологии нанесения покрытий, производство новых электронных и оптических устройств и медицинские тесты. Также изучение испаряющихся капель жидкости важно для понимания механизмов, происходящих в сложных системах [2]. Наибольший интерес вызывает тот факт, что испарение капель жидкости существенно интенсифицирует теплообмен и влияет на течение внутри капли.

Во многих экспериментах изучалось испарение достаточно крупных капель при относительно небольшой разнице температур между нагретой подложкой и окружающей средой [3-6]. В нашей работе исследуется процесс испарения капель жидкости, имеющих начальный объем менее 2 мкл, при разности температур между твердой подложкой и атмосферой до 70 К. Основная цель – сравнить влияние покрытия подложки с различной ориентацией углеродных нанотрубок на динамику испарения капель жидкости в квазистационарных условиях при ее нагреве со стороны подложки. Предполагается, что в силу различных факторов (изменение смачиваемости, повышение теплопроводности поверхностного слоя подложки, структура поверхности на микро- и наноуровне) использование покрытия из нанотрубок может интенсифицировать процесс испарения.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА И МЕТОДИКИ ЭКСПЕРИМЕНТА

Исследования испарения неподвижных капель жидкости проводились с использованием системы анализа формы капель DSA100 производства KRUSS (рис.1). Этот прибор состоит из трех основных частей: высокоточной дозирующей системы с шагом дозирования 0,1 мкл, моторизованного предметного столика с программным перемещением по 2-м горизонтальным осям и оптической теневой системы, включающей в себя источник света мощностью 50 Вт и CCD-камера с разрешением 780x580 пикселей (поле зрения может варьироваться от 3,7x2,7 мм до 23,2x17,2 мм). Для нагрева подложек использовалась открытая в атмосферу камера Пельтье. Она позволяет поддерживать заданную температуру нижней стенки с точностью около 0,1 К. В качестве рабочей жидкости использовалась чистая вода Milli-Q.

Измерение температуры поверхности медной подложки проводили с помощью платинового термометра сопротивления, закрепленного на расстоянии 1-2 мм от капли жидкости. Использовались специальные платиновые термометры сопротивления pt100 диаметром 2,5 мм производства KRUSS. Точность pt100 составляла 1/3 DIN класса B (от ±0,1 °C при 0 °C до 0,8 °C при 400 °C). Температура поверхности подложки в каждом эксперименте поддерживалась постоянной. Температура и относительная влажность окружающего воздуха во время опытов составляли 24-27 °C и 20-30 % соответственно. Рабочая жидкость в экспериментах – сверхчистая дегазированная дистиллированная вода (Merck Millipore) с начальной температурой 22°C. Начальный объем капли жидкости составлял около 2 мкл. Программное обеспечение Kruss DSA Advance позволило обрабатывать теневые изображения испаряющихся капель жидкости в полностью автоматическом режиме (определение объема капель, диаметра основания и краевых углов в реальном времени).

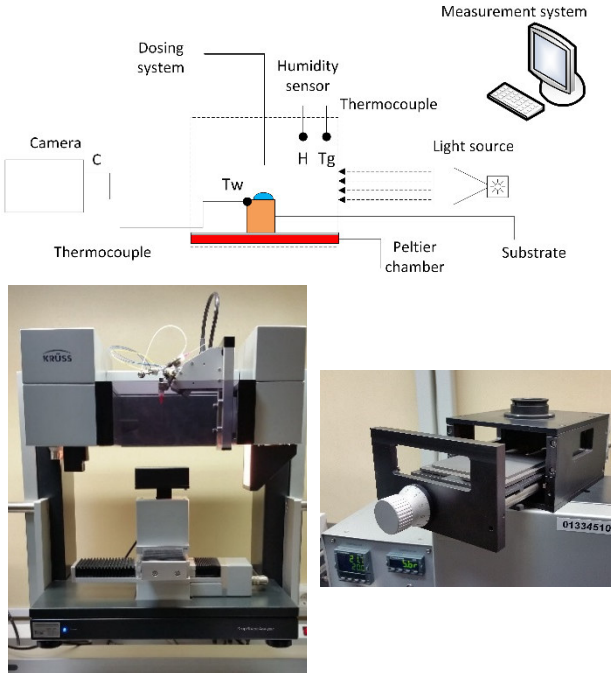
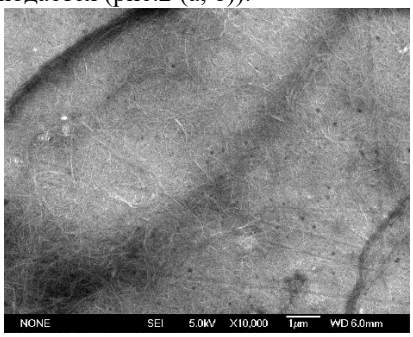


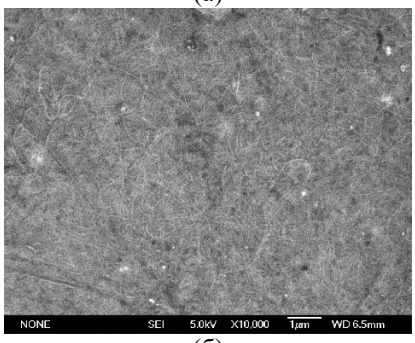
Рис. 1. Схема и фотографии экспериментального стенда

Были исследованы три подложки из меди марки М1. Один из них не имел покрытия и был отполирован до среднеквадратичной шероховатости около 20 нм. Для полировки медной подложки использовали алмазный порошок с зернистостью от 0,1 до 1 мкм. Две другие подложки имели покрытия с разной ориентацией углеродных нанотрубок. Первый имел покрытие из многостенных углеродных нанотрубок с вертикальной ориентацией. Синтез массивов нанотрубок осуществлялся в реакторе электронно-лучевого химического осаждения из паровой фазы. Толщина полученного леса углеродных нанотрубок составляет около 10 мкм. На поверхность второй подложки напыляли горизонтально ориентированные одностенные углеродные нанотрубки (среднеквадратичная шероховатость 62 нм). Толщина покрытия оценивается порядка 1

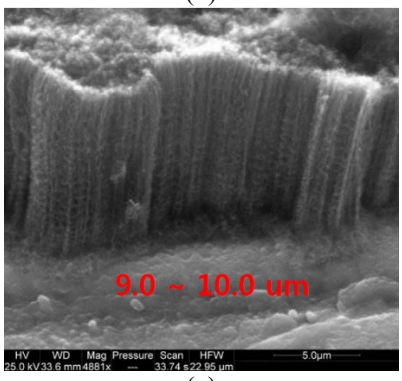
мкм. Морфологию рабочих поверхностей анализировали до и после экспериментов с помощью сканирующего электронного микроскопа (HITACHI S3400N) и атомно-силового микроскопа (Solver Pro NT MDT), рис. наблюдается (рис.2 (а, б)).



(а)



(б)



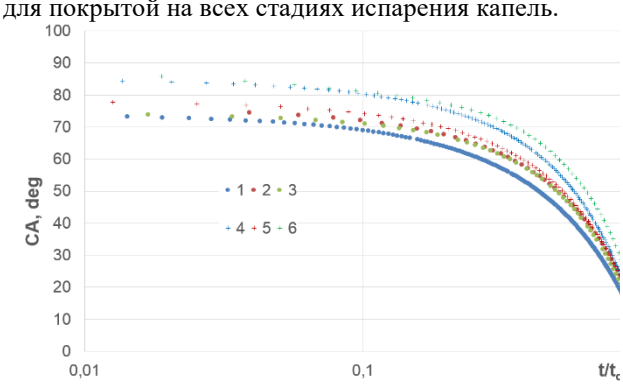
(в)

Рис. 2. Изображения подложки с покрытием из нанотрубок полученные сканирующим электронным микроскопом. Покрытие из горизонтально ориентированных однослойных углеродных нанотрубок показано до (а) и после (б) экспериментов. Вертикально ориентированное покрытие из многостенных углеродных нанотрубок показано на (с)

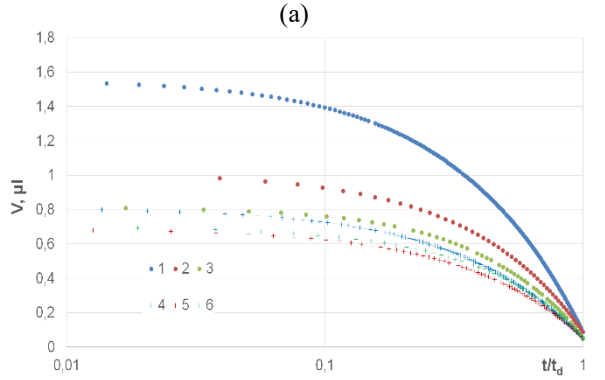
РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Результаты на подложке, покрытой горизонтально ориентированными одностенными углеродными нанотрубками.

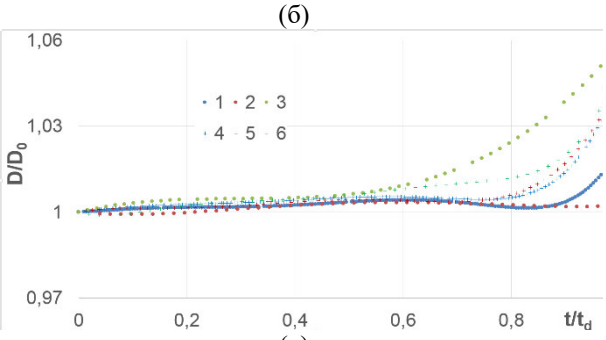
Первая часть экспериментов проводилась с использованием двух подложек: полированной медной подложки без покрытия и такой же медной подложки, покрытой горизонтально ориентированными одностенными углеродными нанотрубками. В результате обработки данных были получены зависимости различных параметров сидячей капли жидкости (краевого угла, объема, диаметра основания и др.) в процессе испарения от безразмерного времени (рис. 3. (а, б, в, г)), где t_d – момент последнего измерения перед полным испарением капли. Эксперименты проводились при температуре подложки от 24 до 100 °C. Результаты представлены для температур подложки 40, 60 и 90 °C. Видно (рис. 3, а), что краевые углы для медной поверхности несколько меньше краевых углов для покрытой на всех стадиях испарения капель.



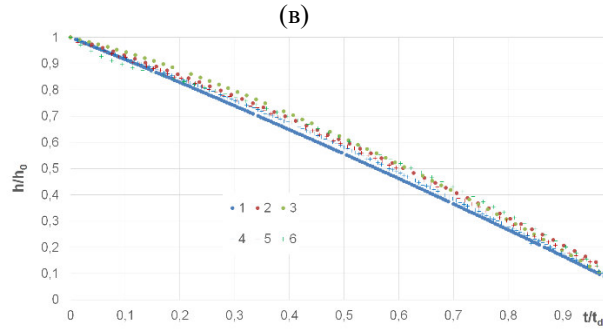
(а)



(б)



(в)



(г)

Рис. 3. Основные параметры сидячей капли жидкости при испарении в зависимости от безразмерного времени для различных температур подложек. (а) краевой угол, (б) объем капли, (в) безразмерный контактный диаметр капли, (г) безразмерная высота капли. Температуры: 1, 4 – 40 °C; 2, 5 – 60 °C; 3, 6 – 90 °C. Закрашенные круги (1, 2, 3) – поверхность без покрытия; кресты (4, 5, 6) – поверхность с покрытием из одностенных углеродных нанотрубок

Объем капель при испарении представлен на рис. 3(б). Начальный объем капли из дозирующей системы составлял около 2 мкл. Разница в начальном объеме

капель на рис. 3(б) связана с тем, что требовалось некоторое время для растекания капли и закрепления линии контакта, после чего начиналась запись. На рис. 3(в) видно, что испарение капли происходит в режиме с постоянным диаметром линии контакта (линия контакта закреплена, D0 – начальный диаметр капли). Когда отступающий краевой угол достигает величины около 10°, контактная линия начинает двигаться так, что уменьшаются как диаметр контакта, так и краевой угол (на рис. 3 не показано). К сожалению, программное обеспечение DSA100 KRUSS не может точно измерять краевые углы менее 10° (рис. 3(а)). Поэтому мы приводим здесь данные только для режима испарения капель с постоянным диаметром контакта. Небольшое увеличение (менее 5 %) диаметра контакта, наблюдаемое на рис. 3(в) на самой последней стадии режима испарения с закрепленной контактной линией, связано с систематической погрешностью измерения программного обеспечения при малых углах. Из рис. 3 (а, б, в, г) видно, что качественно динамика испарения на обеих поверхностях не различается. Однако количественное сравнение наборов данных, представленных на рис. 3 (а, б, в, г), затруднено, поскольку у нас есть некоторые различия в начальном диаметре, краевом угле и объеме капель. Известно (см., например, [7]), что для сидячей капли жидкости в режиме испарения с постоянным диаметром потеря массы в единицу времени пропорциональна диаметру капли и не зависит от ее объема и контактного угла. Этот факт позволяет количественно сравнивать данные для капель с разными начальными параметрами. На рис. 4 показана потеря массы капель в единицу времени, деленная на диаметр капель, в зависимости от температуры подложки для обеих поверхностей и для всех исследованных температур.

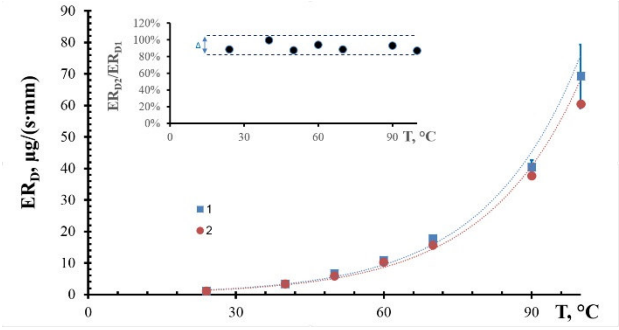


Рис. 4. Потеря массы капель в единицу времени, деленная на диаметр капель в зависимости от температуры подложки. Синие квадраты (1) – поверхность без покрытия; Красные кружки (2) – поверхность с однослойным покрытием из нанотрубок. Для каждой экспериментальной точки данные усредняются по всему времени испарения капли. На подрисунке показано отношение скорости испарения для поверхности с покрытием к скорости испарения для поверхности без покрытия в зависимости от температуры

Каждая точка на рис. 4 получена путем усреднения всех данных за все время испарения каждой капли (например, для температуры 24 °C было проведено и усреднено 620 измерений). В пределах погрешности эксперимента влияния нанотрубочного покрытия на скорость испарения не наблюдается. Разница между данными для поверхностей с покрытием и без покрытия (см. подрисунок на рис. 4) находится в пределах ±6 %. Можно сделать вывод, что для макроскопических сидячих капель покрытие из одностенных углеродных нанотрубок практически не влияет как на краевой угол, так и на скорость испарения.

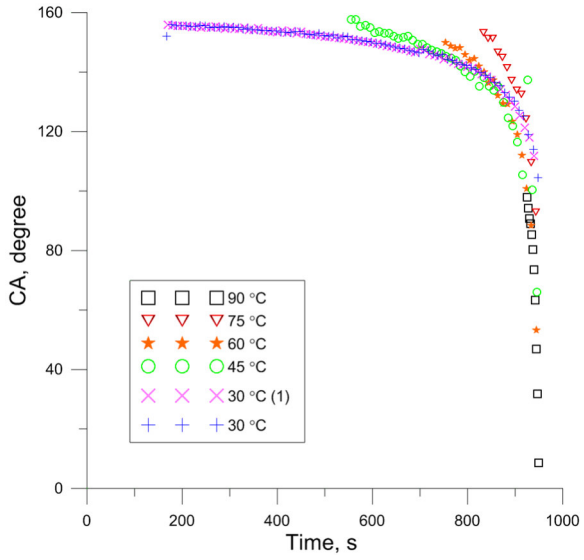
Результаты на подложке, покрытой горизонтально ориентированными одностенными углеродными нанотрубками

Вторая часть экспериментов проводилась с использованием медной подложки с покрытием из многостенных углеродных нанотрубок вертикальной ориентации. Результаты представлены для температур поверхности подложки 30, 45, 60, 75 и 90 °C.

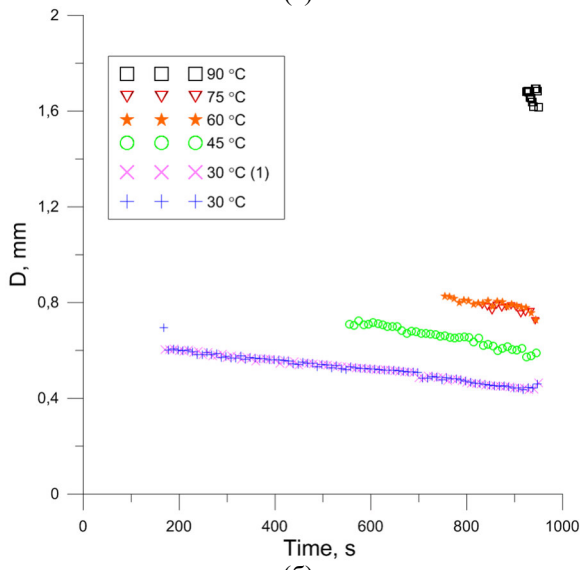
Для проверки повторяемости экспериментальных данных были проведены два цикла испарения капель при 30 °C (рис. 5).

Как видно, заметной разницы между этими двумя прогонами нет. Как видно из рис. 5(а), краевые углы для подложки с вертикально ориентированным покрытием из нанотрубок в начале испарения капли составляют около 160 градусов, тогда как для горизонтально ориентированного покрытия из нанотрубок и для непокрытой подложки начальный контакт углы находятся в пределах 75-90 градусов и меньше. Таким образом, покрытие из вертикально ориентированных нанотрубок обладает супергидрофобными свойствами, тогда как покрытие из горизонтально ориентированных нанотрубок обладает гидрофильными свойствами, как типичные металлические поверхности (например, полированная медь). На рис. 5(б) показана зависимость диаметра основания капли от времени. Диаметр основания немного уменьшается при испарении, т.е. линия контакта движется достаточно медленно. Объем капель при испарении представлен на рис. 5(в). Чтобы выявить влияние покрытия нанотрубок на скорость испарения, сравним полученные данные с данными для подложки без покрытия, представленными на рис. 3. На рис. 6 показана потеря массы капель в единицу времени, деленная на диаметр капель, в зависимости от температуры подложки для обеих поверхностей и для всех исследованных температур. Каждая точка на рисунке получена путем усреднения всех данных за все время испарения каждой капли (например, для температуры 30 °C было проведено и усреднено 780 измерений).

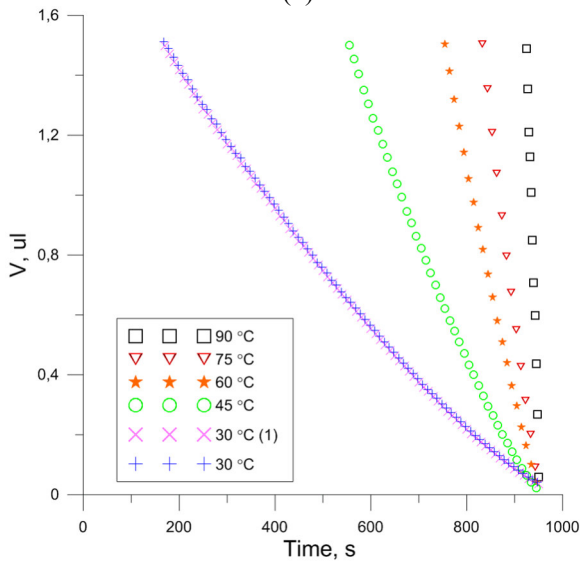
Ось Y на рис. 6 представлена в логарифмическом масштабе для лучшей читаемости данных. На рис. 7 представлено отношение скорости испарения для поверхности с покрытием к скорости испарения для поверхности без покрытия в зависимости от температуры подложки. Из рис. 7 видно, что при более низких температурах скорость испарения на покрытой подложке примерно в 2 раза выше, чем на непокрытой подложке, тогда как при более высоких температурах приведенные скорости испарения практически одинаковы.



(а)



(б)



(в)

Рис. 5. Основные параметры покоящейся капли жидкости при испарении в зависимости от времени для различных температур медных подложек с вертикально ориентированным покрытием из нанотрубок: (а) краевой угол, (б) диаметр капли, (в) объем капли. Температура подложки указана на графиках. Данные синхронизированы на момент полного испарения капли

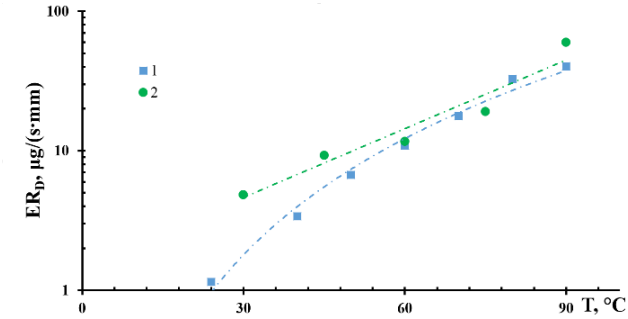


Рис. 6. Потеря массы капель в единицу времени, деленная на диаметр капель, в зависимости от температуры подложки: Синие квадраты (1) – полированная медная поверхность без покрытия. Зеленые кружки (2) – поверхность с покрытием из вертикально ориентированных нанотрубок. Для каждой экспериментальной точки данные усредняются по всему времени испарения капли.
Линии тренда нанесены

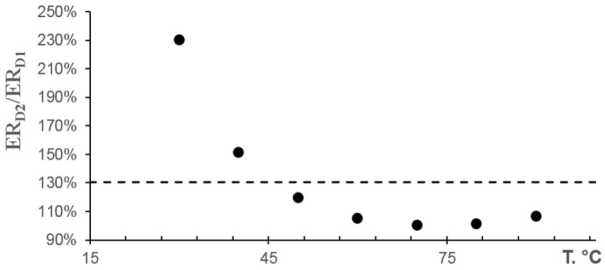


Рис. 7. Отношение скорости испарения для поверхности с покрытием к скорости испарения для поверхности без покрытия в зависимости от температуры. Штриховая линия показывает уровень среднего отношения во всем диапазоне температур

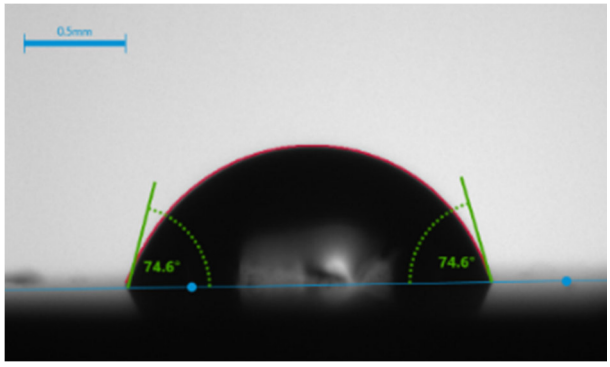
Штриховой линией на рис. 7 показано среднее отношение во всем диапазоне температур. В среднем покрытие из вертикально ориентированных нанотрубок обеспечивает повышение теплопередачи примерно на 30%.

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

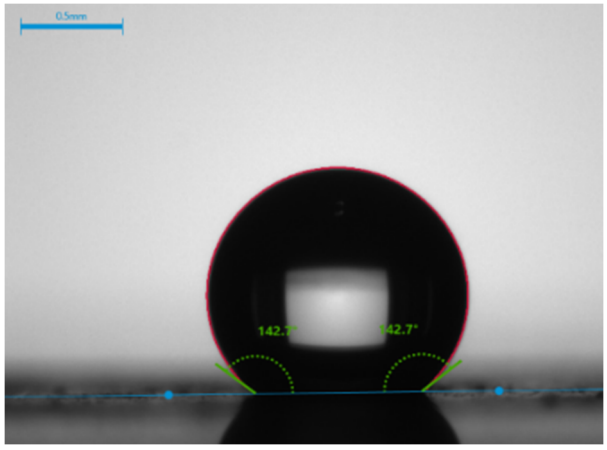
Анализ данных, представленных на рис. 3, показывает, что динамика испарения капель на поверхности, покрытой горизонтально ориентированными углеродными нанотрубками, и на гладкой поверхности меди без покрытия одинакова: в обоих случаях контактная линия закреплена с начальным краевым углом около 80°. Динамический краевой угол уменьшается почти до 0 градусов по мере испарения капель, так как линия контакта остается неподвижной почти все время испарения капель. Также не обнаружено заметной разницы в скорости испарения капель для этих двух поверхностей, рис. 4. Это свидетельствует о том, что для макроскопических капель покрытие с горизонтально ориентированными одностенными углеродными нанотрубками практически не влияет как на смачивающие свойства подложки, так и на и теплообмен в подложке.

Однако поверхность, покрытая вертикально ориентированными углеродными нанотрубками, обладает гидрофобными свойствами, особенно при меньших температурах подложки: начальный краевой угол растекания составляет около 160 градусов при температуре подложки 30°C, рис. 5. Как видно из рис. 7, скорость испарения капель (потеря массы капель в единицу времени, деленная на диаметр капель) для этой

поверхности при меньших температурах подложки до двух раз выше, чем для гладкой медной поверхности. Вероятно, это связано с увеличением краевого угла при меньших температурах подложки (рис. 5): чем больше краевой угол, тем больше площадь свободной поверхности капли при данном контактном диаметре капли. Фотографии капли воды на подложке с покрытием из горизонтально ориентированных одностенных углеродных нанотрубок и покрытием из многостенных углеродных нанотрубок с вертикальной ориентацией при одинаковых условиях (Tw=60°C, V=1,0 мкл) представлены на рис.8.



(а)



(б)

Рис. 8. Фотографии капли воды на подложке с покрытием из горизонтально ориентированных одностенных углеродных нанотрубок (а) и покрытием из многослойных углеродных нанотрубок с вертикальной ориентацией (б). (Tw=60°C, V=1,0 мкл для обоих случаев)

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Динамика испарения сидячих капель воды изучалась в широком диапазоне температур подложки на трех медных подложках: 1) гладкая подложка, 2) подложка, покрытая горизонтально ориентированными одностенными углеродными нанотрубками, 3) подложка, покрытая вертикально ориентированными многостенными углеродными нанотрубками. Установлено, что нанесение покрытия с горизонтально ориентированными углеродными нанотрубками практически не влияет как на смачивающие свойства подложки, так и на скорость испарения капель. При нанесении покрытия с вертикально ориентированными углеродными нанотрубками ситуация резко меняется: поверхность становится супергидрофобной, а скорость испарения капель увеличивается до двух раз.

Список литературы:

1. Kim, J., Spray Cooling Heat Transfer: The State of the Art, Int. J. Heat Mass Transf., vol. 28, pp. 753–767, 2007.
2. Erbil, H. Y., Evaporation of pure liquid sessile and spherical suspended drops: A review. Advances in colloid and interface science, vol. 170, nos. 1-2, pp.67-86, 2012.
3. Gatapova, E. Y., Semenov, A. A., Zaitsev, D. V., Kabov, O. A., Evaporation of a sessile water drop on a heated surface with controlled wettability. Colloids and Surfaces A: Physicochemical and Engineering Aspects, vol. 441, pp. 776-785, 2014.
4. Kabov, O. A., Gatapova, E. Y., Semenov, A. A., Jutley, M. S., Ajaev, V. S., Kirichenko, E. O., Zaitsev, D. V., Experimental and numerical studies of evaporation of a sessile water drop on a heated conductive substrate. Interfacial Phenomena and Heat Transfer, vol. 6, no. 4, 2018.
5. Kuznetsov, G. V., Feoktistov, D. V., Orlova, E. G., Batishcheva, K. A., Regimes of water droplet evaporation on copper substrates. Colloid Journal, vol. 78, no. 3, pp. 335-339, 2016.
6. Semenov, A. A., Feoktistov, D. V., Zaitsev, D. V., Kuznetsov, G. V., Kabov, O. A., Experimental investigation of liquid drop evaporation on a heated solid surface. Thermophysics and Aeromechanics, vol. 22, no.6, pp. 771-774, 2015.
7. Sobac, B., Brutin, D., Triple-line behavior and wettability controlled by nanocoated substrates: influence on sessile drop evaporation. Langmuir, vol. 27, no. 24, pp. 14999-15007, 2011.

DOI: 10.53954/9785604859551_282

УДК 621.9

ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ МЕХАНИЗМОВ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ КАПЛИ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОГО РАСПЛАВА С ВОДОЙ

Сиваков Н.С., Якуш С.Е.

Институт проблем механики им. А.Ю. Ишлинского РАН,
125430, Россия, г. Москва, пр. Вернадского, 101/1
e-mail: sivakov@ipmnet.ru

ВВЕДЕНИЕ

Одной из актуальных проблем безопасности в атомной энергетике является изучение явления парового взрыва. Под паровым взрывом понимается возникновение интенсивных волн давления при тяжелых авариях на атомных реакторах вследствие взаимодействия между расплавом высокотемпературного кориума, являющегося результатом плавления активной зоны реактора, и водяным теплоносителем [1].

Паровой взрыв – явление теплового и гидродинамического взаимодействия между холодной и горячей жидкостями, происходящее при их смешении. Результатом взаимодействия является превращение внутренней энергии горячей жидкости в механическую с формированием ударной волны, которая усиливается с течением времени в результате дальнейшего взаимодействия жидкостей (самоподдерживающаяся волна термической детонации).

Важнейшей стадией парового взрыва является стадия предварительного перемешивания, в результате которой образуется взрывоопасная смесь крупных капель расплава (порядка 1 см), окруженных тонкой пленкой пара. В ходе дальнейшего взаимодействия происходит дальнейшая (тонкая) фрагментация этих капель с формированием мелкодисперсных дебрисов субмиллиметрового размера.

В литературе было предложено несколько возможных механизмов фрагментации капель расплава при взаимодействии с водой. Для изучения фундаментальных аспектов взаимодействия проведен ряд маломасштабных экспериментов. В частности, исследование взрыва одиночных капель [2] позволило рассматривать в качестве одного из основных механизмов взаимодействия гидродинамический механизм, связанный с формированием микроструек воды, их ударом по поверхности жидкой капли и возникновением ответных всплесков расплава.

Однако проведение большого количества таких экспериментов затруднительно, поэтому современной тенденцией является развитие вычислительных моделей взаимодействия. Применение численных расчетов позволяет понять физические причины фрагментации капли и получать количественные характеристики взаимодействия, которые трудно или невозможно измерить экспериментально. К таким характеристикам взаимодействия можно отнести, включая временные масштабы процессов, размеры парового пузыря, площадь поверхности теплообмена.

В недавней расчетной работе [3] рассматривается двумерная фрагментация капли олова, вызванная внешним импульсом давления. Результаты показали, что процесс фрагментации капли можно разделить на несколько этапов, в целом было получено удовлетворительное качественное совпадение расчетов с экспериментом [2].

В данной работе представлены результаты трехмерных расчетов взаимодействия капли горячего расплава с водой. Рассматриваются варианты как с покоящейся, так и с движущейся относительно воды каплей расплава. Схлопывание тонкой паровой пленки, окружающей каплю расплава, происходит за счет резкого роста давления в окружающей жидкости, имитирующее триггеринг (инициирование взаимодействия) за счет внешнего источника.

МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

Для описания трехфазной среды «расплав-водапар» с резкими границами между фазами применяется модель VOF (Volume of Fluid), реализованная в программной среде OpenFOAM [4]. Для описания процесса взаимодействия был разработан оригинальный вычислительный модуль («решатель»), учитывающий как сжимаемость всех фаз, так и процессы испарения-конденсации воды на межфазных границах. В стандартных «решателях» OpenFOAM возможен расчет течений с фазовыми переходами только для несжимаемых жидкостей, а расчет с учетом сжимаемости возможет только без фазовых переходов.

В модели VOF рассматривается «эффективная» жидкость, свойства которой являются средневзвешенными по объемным долям фаз α_k, удовлетворяющим условию совместности фаз:

$$\sum_{k=1}^{K} \alpha_k = 1 .$$

Соответствующие свойства эффективной жидкости, зависящие от свойств фаз α_k, определяются следующим образом:

$$\rho = \sum_k \alpha_k \rho_k , \qquad \rho h = \sum_k \alpha_k \rho_k h_k ,$$

$$\eta = \sum_k \alpha_k \eta_k , \qquad \lambda = \sum_k \alpha_k \lambda_k ,$$

где ρ – плотность, h – удельная энтальпия, η – динамическая вязкость, λ – теплопроводность.

Для эффективной жидкости в модели VOF справедливы следующие законы сохранения:

$$\frac{\partial \rho_k \alpha_k}{\partial t} + \nabla\left(\rho_k \alpha_k \mathbf{U}\right) = \Gamma_k ,$$

$$\rho\frac{D\mathbf{U}}{Dt}=-\nabla P+\nabla\boldsymbol{\tau}+\mathbf{F}_s\ ,$$

$$\rho\frac{Dh}{Dt}=\frac{DP}{Dt}+\nabla\lambda\nabla T-\Gamma\Delta h_{ev}\ ,$$

где t – время, P и T – давление и температура, $\boldsymbol{\tau}$ – тензор вязких напряжений, $\mathbf{F}_s$ – сила поверхностного натяжения, Γ_k – источниковый член, описывающий фазовый переход, для данной задачи $\Gamma_m=0$, $-\Gamma_w=\Gamma_v=\Gamma$, где Γ – массовая скорость фазового перехода на единицу объема, Δh_{ev} – скрытая теплота испарения воды. Индексы m, w и v здесь и ниже относятся к расплаву, воде и пару, соответственно.

Уравнение неразрывности для эффективной жидкости получается суммированием уравнений неразрывности для составляющих фаз, оно приводится к обобщенному уравнению для дивергенции скорости:

$$\nabla\mathbf{U}=-\sum_{k=1}^{K}\frac{\alpha_k}{\rho_k}\frac{D\rho_k}{Dt}+\Gamma\left(\frac{1}{\rho_v}-\frac{1}{\rho_w}\right),$$

где слагаемые в правой части описывают источниковые члены, учитывающие эффекты сжимаемости фаз и расширения из-за испарения соответственно.

Уравнение переноса объемной доли получается из уравнения неразрывности:

$$\frac{\partial\alpha_k}{\partial t}+\left(\mathbf{U}\cdot\nabla\right)\alpha_k+\alpha_k\left(\nabla\mathbf{U}\right)=-\frac{\alpha_k}{\rho_k}\frac{D\rho_k}{Dt}+\frac{\Gamma_k}{\rho_k}$$

В созданном расчетном модуле для скорости испарения используется усовершенствованная модель:

$$\Gamma=\frac{3\sqrt{2}\lambda_w\nabla\alpha_k}{5\Delta x\Delta h_{ev}}\max(T-T_{sat},0)\ ,$$

где λ_w– теплопроводность воды, Δx – характерный размер расчетной сетки, $T_{sat}(P)$ – температура насыщения, зависящая от локального давления. Валидация полученной модели проводилась решением плоской задачи Стефана о распространении фронта испаряющейся жидкости.

Разработанный солвер был успешно применен в предыдущих исследованиях взаимодействия воды с расплавом [5–7].

ПАРАМЕТРЫ РАСЧЕТОВ

В настоящей работе рассмотрено взаимодействие расплава с водой для двух основных случаев – покоящейся и подвижной капли.

Для задачи с покоящейся каплей расплава расчет проводился в трехмерной постановке на сетке, содержащей по 200 ячеек в каждом направлении (моделировалась 1/8 часть объема в предположении о симметрии течения). В случае движущейся капли, рассматривалась трехмерная область, разделенная на 150×150×300 (моделировалась 1/4 часть объема).

Все границы расчетной области, кроме задающих симметрию, были приняты открытыми. Давление на этих границах изменялось в соответствии с постановкой задачи: для покоящейся капли задавалось резкое повышение давления до 80 бар с последующим его спаданием по экспоненциальному закону $P_{bnd}=P_a+(P_0-P_a)\exp(-t/t_0)$, а для движущейся капли – резким повышением давления до 10 бар с последующим его затуханием по линейному закону в течение 20 мкс.

Неустойчивость паровой пленки для покоящейся капли учитывается заданием на границе паровой пленки с водой небольших периодических возмущений, для движущейся капли искусственных возмущений не вносилось.

Для состояния пара используется уравнение состояния идеального газа, для воды и расплава используются слабосжимаемая линейная модель

В расчетах использовались следующие начальные свойства материалов:

плотность расплава ρ_m = 6689 кг/м^3, удельная теплоемкость c_{m} = 263 Дж/(кг·К), динамическая вязкость η_{m} = 10^{-3} Па·с, коэффициент поверхностного натяжения σ_{m} = 0.52 Н/м, теплопроводность λ_{m}= 38.4 Вт/(м·к).

Соответствующие свойства воды:

ρ_{w} = 1027 кг/м^3, c_{w} = 4181 Дж/(кг·К),

η_{w} = $0.3\cdot10^{-3}$ Па·с, λ_{w}= 0.65 Вт/(м·К),

σ_w= 0.06 Н/м.

Свойства пара:

$c_{\mathrm{p,v}}$ = 1800 Дж/(кг·К), η_{v} = $3.5\cdot10^{-5}$ Па·с,

λ_{v}= 0.09 Вт/(м·К),

скрытая теплота парообразования Δh_{ev}= 2.26 МДж/кг.

Начальные температуры расплава, воды и пара: $T_{\mathrm{m}}=950$ К, $T_{\mathrm{w}}=293$ К, и $T_{\mathrm{v}}=373$ К (насыщенный пар), соответственно.

РЕЗУЛЬТАТЫ

Для вариантов с покоящейся каплей расплава наблюдается сферически симметричное схлопывание паровой пленки, обусловленное высокой разницей давлений между расплавом и водой. Схлопывание приводит к возникновению зон прямого контакта расплава с водой, что сопровождается ростом давления, вскипанием воды и утолщением паровой пленки. Возмущения расплава, обусловленные ударом воды по расплаву, приводят к формированию мелких струек, которые в дальнейшем фрагментируются на более мелкие частицы.

На рис. 1 изображена эволюция поверхности расплава, представленная изоповерхностью объемной доли расплава α_m. Хорошо видны возникшие струйки расплава и мелкие фрагментированные частицы.

Стоит отметить, что полученная форма капли качественно согласуется с формами капель, полученными в результате эксперимента [2].

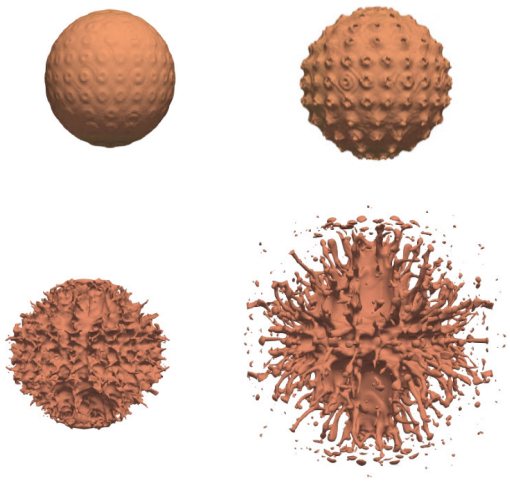


Рис. 1. Поверхность расплава покоящейся капли, α_m = 0.2, t = 10 ,50, 200, 800 мкс

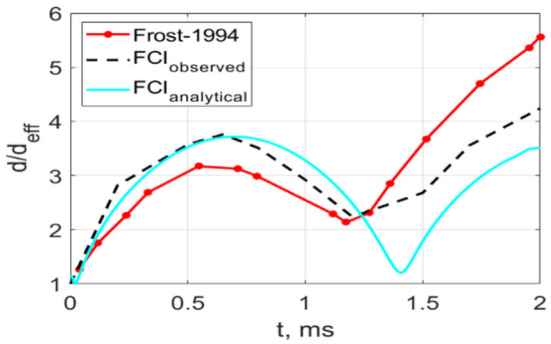


Рис. 2. Зависимость отношения диаметра пузыря к его начальному значению от времени

Проводилось количественное сравнение результатов с экспериментальными. На рис. 2 приведены отношения диаметра пузыря к его начальному значению, здесь результаты *Frost-1994* – оценка диаметра из эксперимента [2], $FCI_{observed}$ и $FCI_{analytical}$ – результаты численного расчета, полученные оценкой наблюдаемого диаметра пузыря в ходе расчета и путем использования математической зависимости $\frac{d}{d_{eff}} = \sqrt[3]{\frac{V_{vap}}{V_{melt}} + 1}$ соответственно.

Результаты сравнения позволяют говорить о приемлемом соотношении данных численных расчетов с экспериментальными для первого коллапса пузыря, различия обусловлены сильной деформацией паровой пленки и поверхности расплава.

Результаты работы [6] показали, что количество колебаний паровой пленки, а, следовательно, интенсивность возмущений поверхности расплава, зависят от параметров, формирующих закон спадания давления. Чем выше скорость спадания давления, тем большее количество колебаний совершает паровой пузырь.

Движение капли расплава относительно воды приводит к другому механизму взрыва капли – после повышения давления за каплей возникает осевая струя воды, пробивающая каплю расплава по центру (рис. 3). Скорость капли расплава в представленном варианте – 0.3 м/с.

При движении капли в воде образуется зона низкого давления около кормовой поверхности капли, и, вследствие резкого повышения давления, возникает струя воды, пробивающая каплю в осевом направлении. В капле начинает формироваться каверна, этот процесс сопровождается фрагментацией капли на мелкие частицы. Далее струя пробивает каплю насквозь, что приводит к формированию цилиндрической оболочки расплава, которая с течением времени полностью распадается на мелкодисперсные фрагменты. (см. рис. 3, момент времени 4 мс). Такое взаимодействие наблюдалось в работе [8].

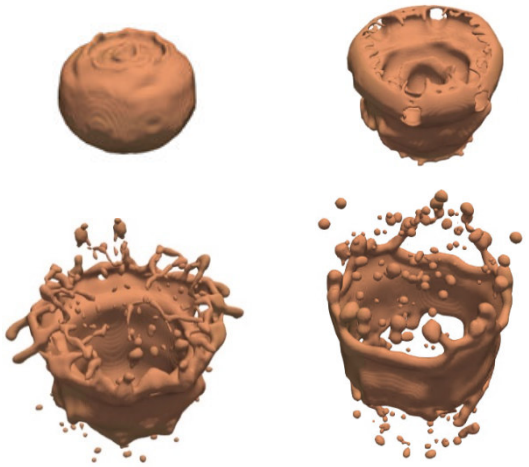


Рис. 3. Поверхность расплава движущейся капли, α_m = 0.2, t = 0.1 ,1,2,4 мс

С целью анализа количественных характеристик взаимодействия было рассмотрено несколько вариантов значений скорости капли v = 0.15, 0.3, 0.5 м/с.



Рис. 4. Поверхность расплава движущейся капли, t =2 мс, v = 0.15, 0.3, 0.5 м/с

Поверхности расплава, представленные на рис. 4 для момента времени 2 мс, показывают, что быстрее всего насквозь пробивается капля, движущаяся с наибольшей скоростью. Действительно, при оценке максимальных значений скорости возникающей водяной струи, регистрируемых в ходе расчета, были получены следующие значения: 119 м/с, 140 м/с , 162 м/с.

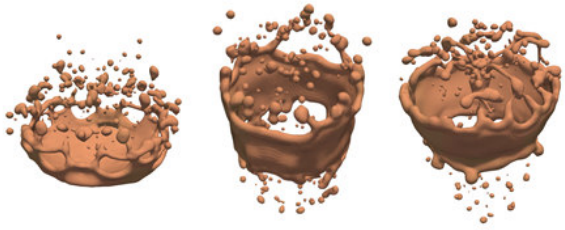


Рис. 5. Поверхность расплава движущейся капли, t =4 мс, v = 0.15, 0.3, 0.5 м/с

В свою очередь поверхности расплава, представленные на рис. 5 для момента времени 4 мс, позволяют сделать следующие выводы: капля, движущаяся с наименьшей скоростью, не пробивается насквозь, капля сворачивается в часть сферической поверхности. Две остальные капли, движущиеся с большей скоростью, пробиваются насквозь, из капли формируется цилиндрическая оболочка, причем для скорости капли $v = 0.3$ м/с площадь поверхности этой оболочки превышает соответствующую площадь для скорости капли $v = 0.5$ м/с.

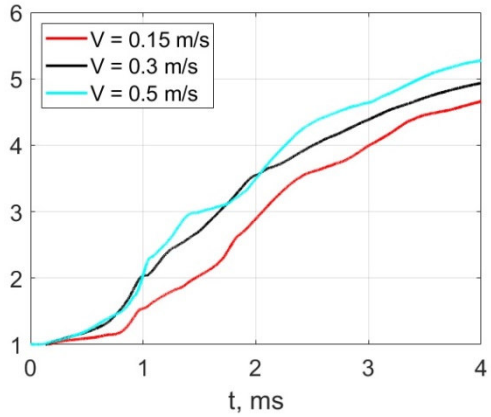


Рис. 6. Зависимость отношения площади расплава к ее начальному значению от времени

На рис. 6 изображены зависимости от времени для отношения площади расплава к ее начальному значению.

Это объясняется более интенсивной фрагментацией капли расплава на мелкие частицы, что видно из графика, приведенного

При этом наблюдается, что для вариантов со скоростями $v = 0.3$ и $v = 0.5$ м/с площадь поверхности расплава начинает серьезно отличаться от соответствующей площади для капли со скоростью $v = 0.15$ м/с уже в самом начале развития каверны, приблизительно в момент времени 0.8 мс с момента прихода импульса давления. Именно в этот момент времени в расчете наблюдается удар струи воды по расплаву с ее дальнейшим проникновением вглубь расплава (см. рис. 7), а также регистрируются упомянутые выше максимальные значения скорости струи.



Рис. 7. Формирование струи воды перед ударом по расплаву, момент времени t = 0.8855 мс

Путем сравнения отношений площадей поверхности расплава для различных механизмов взаимодействия было получено, что для варианта сферически симметричного схлопывания площадь поверхности расплава изменяется наименьшим образом (см. рис. 8). Резкие скачки площади обусловлены ударами паровой пленки по расплаву, т.е. в данном случае изменение площади поверхности расплава серьезным образом зависит от параметров волны давления, инициирующей взаимодействие.

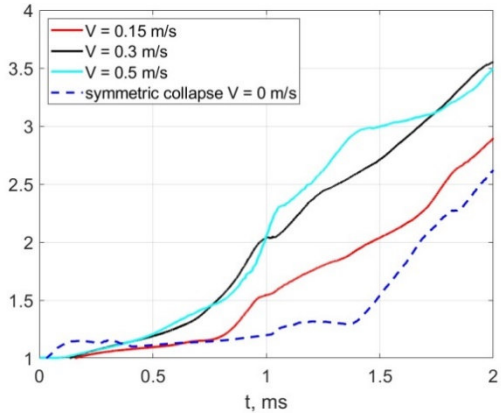


Рис. 8. Сравнение зависимостей отношения площади расплава к ее начальному значению от времени для различных механизмов взаимодействия воды с раплавом

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Путем численного моделирования взаимодействия капли расплава с водой методом VOF были изучены различные механизмы взаимодействия расплава с водой, а именно – взрыв покоящейся капли и «пробитие» движущейся. В первом случае на поверхности капли возникают интенсивные всплески расплава, вызванные ударами множественных микроструй воды. Во втором же случае фрагментация капли расплава происходит вследствие удара одиночной струи, возникающей сзади капли.

Полученные результаты качественно согласуются с экспериментальными наблюдениями: в процессе взаимодействия происходит значительное нарушение целостности поверхности капли, сопровождающееся разбрызгиванием расплава и мелкой фрагментацией. На протекание взаимодействия существенным образом оказывает влияние триггеринг системы – параметры волны давления, скорость капли. Получение многочисленных количественных результатов является предметом дальнейших подробных исследований.

Список литературы:

1. Мелихов В.И., Мелихов О.И., Якуш С.Е. Теплофизика и гидродинамика паровых взрывов. М.: ИПМех РАН, 2020. 276 с.
2. G. Ciccarelli, D.L. Frost. Fragmentation mechanisms based on single drop steam explosion experiments using flash X-ray radiography // Nucl. Eng. Des. 1994. V. 146. P. 109–132
3. Zhou Y., Zhang Z., Lin M., Minghao Y., & Xiao Y. Numerical simulation of fragmentation of melt drop triggered by external pressure pulse in vapor explosions // Annals of Nuclear Energy. 2013 V. 57(July). P. 92–99.
4. OpenFOAM. The open source CFD toolbox 2019 URL https://www.openfoam.com

5. Yakush S. E., Sivakov N. S., Melikhov V. I., Melikhov O. I. Hot melt splash upon impingement of a water jet // J. Phys. Conf. Ser. 2020. V. 1666. Article. 012060
6. Yakush S. E., Sivakov N. S., Melikhov V. I., Melikhov O. I. Melt splashes due to the impact of water jets // J. Phys. Conf. Ser. 2021. V. 2119. Article. 012073.
7. Yakush S. E., Sivakov N. S., Melikhov V. I., Melikhov O. I. Numerical modelling of melt droplet interaction with water // J. Phys. Conf. Ser. 2021. V. 2057. Article. 012057.
8. S. Thakre, W. Ma. 3D simulations of the hydrodynamic deformation of melt droplets in a water pool // Ann. of Nuc. En. 2015. V. 75. P. 123-131.

Работа поддержана РНФ (проект № 18-19-00289).

DOI: 10.53954/9785604859551_287

УДК 536.46

МОДЕЛИРОВАНИЕ ПЛАМЕНИ МЕТАНОВОЗДУШНОЙ СМЕСИ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ДЕТАЛЬНЫХ КИНЕТИЧЕСКИХ МЕХАНИЗМОВ

Сластная Д.А.[1,2], Хребтов М.Ю.[1,2], Мулляджанов Р.И.[1,2]

[1] Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН,
630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1
[2] Новосибирский государственный университет,
630090, Россия, Новосибирск, ул. Пирогова, 1
e-mail: da.slastnaya@gmail.com

Аннотация: Работа посвящена прямому численному моделированию процессов газового горения предварительно перемешанных углеводородосодержащих пламен с использованием детальных кинетических механизмов. Объектом исследования является метановоздушная смесь с соотношением топлива к окислителю 1:19 (CH4 – 5 %, воздух – 95 %). Проведена валидация расчетного пакета laminarSMOKE, которая показала, что данный модуль обладает достаточной степенью точности и позволяет разрешать характеристики пламени с минимальными значениями погрешностей. Для изучения влияния выбранного кинетического механизма на полученное решение, было проведено сравнение полей температуры, полученных с помощью двух различных кинетических механизмов, разной степенью детализации: GRI-MECH 3.0, включающий 53 реагента и 256 химических реакций; SIMPLE: 18 реагентов и 30 реакций. Кроме этого, изучено поведение пламени метановоздушной смеси при наличии начальных возбуждений в потоке вида: $U = U_0$. Процесс сажеобразования был оценен с помощью упрощенного G – критерия.

ВВЕДЕНИЕ

Получение энергии путем сжигание ископаемого топлива является основной отраслью современной энергетики. При неполном сгорании углеводородосодержащего газа происходит образование частиц сажи. Выделение сажи или дыма свидетельствует о недостаточно корректно подобранных условиях сжигания топлива, а также приводит к потере эффективности и к затруднениям в техническом обслуживании оборудования. Помимо этого, наличие частиц сажи в атмосфере Земли способствует развитию экологических и токсикологических проблем.

Находясь в воздухе во взвешенном состоянии, частицы сажи способны менять оптические свойства атмосферы и ухудшать видимость. Поглощая солнечную радиацию, нагревать окружающий воздух, тем самым способствовать *глобальному потеплению* [1]. Осаждаясь на ледниках, приводить к активному таянию льда и повышению уровня воды в океане [2]. Облака, модифицированные частицами сажи, вызывают меньшее количество осадков и являются более яркими, что влияет на их отражающие способности. Активное влияние на растительный и животный мир, загрязнение водоемов, отложение на поверхности зданий и многое другое, все это является последствиями наличия сажи в атмосфере Земли [3].

Частицы сажи похожи на крошечные губки, которые впитывают токсические органические вещества при сжигании ископаемого топлива. Вследствие своих малых размеров, они способны глубоко проникать в ткани человека при вдыхании. Сажа способна оказывать воздействие на: раздражение глаз, носа, горла, хронические респираторные заболевания, сердечно-сосудистые и сердечно-легочные заболевания, аллергические болезни, инфекции, *раковые заболевания и преждевременную смерть* [3]. Некоторые исследования показывают, что частицы сажи способны вызывать изменения в молекулах ДНК, что приводит к наследуемым мутациям, осложнениям в развитии плода и смертям на ранних сроках [4].

МОТИВАЦИЯ К ИЗУЧЕНИЮ

Сажа, продукт неполного сгорания углеводородного топлива*, не считается однозначно определенным веществом*. Основными составляющими являются атомы углерода, но кроме того сажа содержит до 10 мольных процентов водорода, а также следы других элементов [5]. Образование сажи представляет собой чрезвычайно сложный процесс: молекула топлива, содержащая несколько атомов углерода, преобразуется в углеродистый агломерат, содержащий несколько миллионов атомов углерода. Это своего рода фазовый переход газ – твердое тело, при котором твердая фаза не имеет уникальной химической и физической структуры.

Основные химические процессы и кинетика образования сажи были подробно рассмотрены Хеннингом Бокхордом в 2013 году [6]. Инициализация процесса сажеобразования происходит за счет *зародышеобразования частиц*. После образования линейных углеводородов путем присоединения молекул углерода и других углеводородных соединений происходит образование *молекулярных прекурсоров сажи: полициклических ароматических углеводородов* (*ПАУ*) [7]. Сложность в изучении образования ПАУ заключается в том, что образование частиц зависит от локальных концентраций зародышей, концентрация которых напрямую зависит от вида сжигаемого топлива [8]. Химическая кинетика в свою очередь включает сотни промежуточных химических реакций и тысячи стадий реакций [9].

После образования первичных частиц сажи начинается их массовый рост за счет коагуляции с другими молекулами газовой фазы, таких как ацетилен и ПАУ, включая радикалы ПАУ. Кроме того, происходит коагуляция за счет столкновений первичных частиц сажи, при этом увеличивается масса и размеры частиц и уменьшается общее число частиц без изменения массы присутствующей сажи. Окончательный состав и размер частицы сажи в основном определяются *фазами роста поверхности и окислением* [11]. В результате размеры агломератов сажи могут находиться в

широком диапазоне величин. Кроме того, эксперименты показали, что частицы сажи могут быть как *сферическими* [12], так и *фрактальными агрегатами*, представляющими собой частицы, состоящие из множества мелких сфер [13].

Численное моделирование образование частиц сажи считается одной из наименее изученных тем в области сгорания углеводородного топлива и представляет множество трудностей. Помимо сложностей в моделировании зарождения, роста и динамики частиц сажи, существенной проблемой является корректное описание газового горения. Реалистичное численное моделирование явлений горения обязательно требует не только точного подробного моделирования гидродинамических аспектов, но и включения *детальных кинетических механизмов* с учетом физических и химических свойств газовой смеси [14]. В последние годы химиками было разработано огромное множество кинетических механизмов с различными уровнями детализации и полноты. Достаточно реалистичные и всеобъемлющие кинетические механизмы обычно состоят из тысяч реакций и компонент реакций [15].

Самые современные механизмы включают более 10 000 компонент реакций и более 50 000 элементарных реакций [16]. Несмотря на то, что большие химические механизмы могут предоставлять очень подробную информацию очень подробную информацию о химической активности, они являются очень дорогими (с точки зрения процессорного времени) для использования их в численном моделировании. Вычислительные затраты на моделирование могут быть непомерно высокими, даже если моделировать простую геометрию и одномерные задачи. Как следствие, численное моделирование большинства практических систем сгорания, представляющих промышленный интерес, с использованием подробных кинетических механизмов становится практически невозможным даже на машинах с массивно – параллельной структурой. Существенное сокращение подробных кинетических механизмов, вероятно, является единственным способом, позволяющим их сделать применимыми в ближайшем будущем [17].

Еще одной проблемой численного моделирования горения является жесткость нелинейных химических уравнений, управляющих развитием процессов горения. Жесткость, связанная с существованием широкого диапазона химических времен, представляет фундаментальную роль в контроле производительности и надежности численных алгоритмов. Для решения жесткой системы уравнений используют два основных способа: полностью связанные алгоритмы [18] и алгоритмы, основанные на методах разделения операторов [19-20]. Преимущество полностью связанных алгоритмов заключается в том, что все процессы рассматриваются одновременно, поэтому все физические взаимодействия учитываются вместе. Однако результирующая система уравнений является чрезвычайно большой. Алгоритм разделения операторов предполагает разделение жестких химических реакций от нежестких процессов переноса. Преимуществом данного подхода является возможность избежать многих дорогостоящих матричных операций и позволяет использовать наилучший численный метод для каждого члена уравнений.

ПАРАМЕТРЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ

Для моделирования реагирующего потока с использованием детального кинетического механизма в ламинарном потоке необходимо решить следующую систему уравнений [21]: уравнение неразрывности, закон сохранения импульса, закон сохранения массы отдельных компонент смеси Y_k и закон сохранения энергии:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho u) = 0, \tag{1}$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho u) + \nabla \cdot (\rho u u) = -\nabla p + \nabla \cdot \tau + \rho g, \tag{2}$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho Y_k) + \nabla \cdot (\rho Y_k u) = -\nabla(\rho Y_k V_k) + \dot{\omega}_k, \tag{3}$$

$$\begin{aligned} \rho C_p \frac{\partial T}{\partial t} + \rho C_p u \nabla T \\ = -\nabla \cdot q - \sum_{k=1}^{N} h_k \dot{\omega}_k, \\ - \rho \nabla T \sum_{k=1}^{N} C_{(p,k)} Y_k V_k \end{aligned} \tag{4}$$

где t – время, $\nabla = \left(\frac{\partial}{\partial x}, \frac{\partial}{\partial y}, \frac{\partial}{\partial z}\right)$, ρ – плотность смеси, p – давление смеси, , T – температура смеси, $\boldsymbol{u}$ – скорость смеси, τ – тензор вязких напряжений, V_k – скорость диффузии, q – вектор теплового потока.

В качестве основного инструмента моделирования был выбран расчетный пакет **laminarSMOKE** [22-23], построенный на основе открытого вычислительного кода **OpenFOAM** [24]. Для разрешения гидродинамики модуль OpenFOAM использует метод конечных объемов (**FVM** от английского **Finite Volume Method**) в сжимаемой постановке: разбивает расчетную область на многогранники, при этом уравнения движения записываются в интегральной форме, дальнейшее использование теоремы Остроградского---Гаусса позволяет переписать получившиеся уравнения через производные по пространству и времени для проведения дальнейшей дискретизации.

Расчетный пакет laminarSMOKE получен из решателя pisoFoam для нестационарных, сжимаемых, нереагирующих потоков, который доступен в стандартном пакете OpenFOAM. Для того чтобы стало возможным моделирование реагирующих потоков с подробными кинетическими механизмами, решатель pisoFoam был должным образом изменен путем введения так называемого подхода разделения операторов для правильного разрешения членов переноса и реакций в уравнениях на массовые доли и температуру.

Одной из целей данного исследования являлась валидация расчетного пакета laminarSMOKE, для этого в численном расчете были реализованы основные условия ранее проведенного эксперимента в лаб. 7.4 ИТ СО РАН [25]. Исследуется метановоздушная смесь с соотношением топлива к окислителю 1:19 (CH_4 - 5%, Воздух – 95%), втекающая в сужающееся на выходе сопло Витошинского. Геометрия расчетной области изображена на рисунке 1. Сопло состоит из форкамеры с внутренним радиусом 30 мм и длиной 40 мм, в которой установлены выпрямители потока (на

рисунке обозначенные пунктирной линией). Наличие выпрямителей потока обеспечивает к моменту достижения сужения ламинарный предварительно перемешанный поток. Следом за форкамерой расположен осесимметричный сужающийся участок, предназначенный для обеспечения ударного профиля скорости на выходе из сопла.

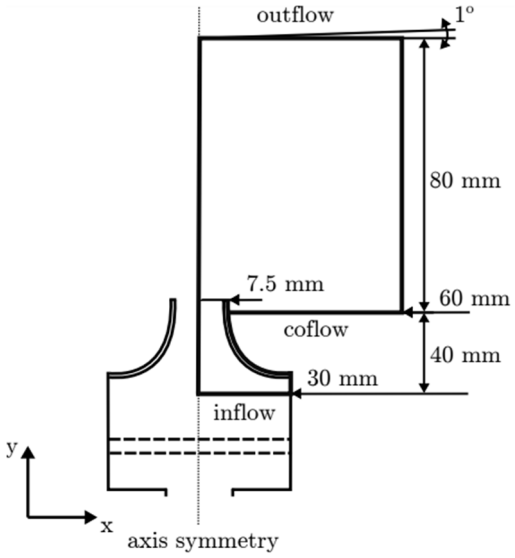


Рис. 1. Геометрия расчетной области

Вычислительная область, на рисунке выделенная жирной линией, представляет собой осесимметричный сектор с размерами по осевой координате 120 мм и по радиальной 60 мм с углом раствора 1^0. Поджиг задавался на горизонтальной кромке сопла с температурой 2200 К. Смесь поджигалась спустя 0.5 сек после запуска расчета, для того чтобы поток успел установиться. Подогрев продолжал осуществляться в течении следующих 0.5 сек. Дальнейшее установление потока происходило примерно за 0.7 сек. После установления потока, чтобы избежать наличия различного рода возмущений в потоке и убедиться в стационарности полученного решения, расчет продолжался считаться еще 0.3 сек.

Задача решалась в нестационарной постановке. Для дискретизации по времени и пространству использовались схемы второго порядка точности *backward* и *linear*, соответственно. Уравнения набора элементарных химических реакций, собранных в единый кинетический механизм, задавался как внешний файл с описанием реакций в формате *CHEMKIN*. Рассмотрено два кинетических механизма разной степенью детализации: GRI-MECH 3.0, включающий 53 реагента и 256 химических реакций; SIMPLE: 18 реагентов и 30 элементарных реакций, предоставленный институтом кинетики СО РАН. Расчетная сетка была построена с помощью построителя сетки *CUBIT*. При построении сетки учитывалась геометрия сужающего сопла, а также требования к точности интерполяции значений расчетных величин и аппроксимации дифференциальных операторов (линейные размеры соседних ячеек не должны отличаться более чем на 5 %). Используемая сетка состояла из $2 \cdot 10^5$ узлов, разрешение сетки на фронте пламени составляло 8-10 ячеек.

РЕЗУЛЬТАТЫ

Валидация laminarSMOKE

Для проверки достоверности получаемого решения, была проведена верификация расчетного пакета laminarSMOKE на экспериментальных данных. Рассматривался режим горения при числе Рейнольдса Re = 1500 ($\Re = \rho u/\nu$), расходы составляли: воздух – 16.2 л/мин, CH_4 – 1.51 л/мин, коэффициент избытка топлива: $\phi = 0.9$. Экспериментальные данные этого режима опубликованы в работах [25-26] и включают поля скорости (PIV: Particle Image Velocimetry) и профили температуры (термопара). На рисунке 2 представлено сравнение осевой компоненты скорости (слева: эксперимент, справа: численное моделирование). Высота фронта пламени как в эксперименте, так и в численном моделировании, в пределах погрешностей, совпадают, кроме того, наблюдается однозначная структура пламени: все видимые и различимые зоны обладают схожими размерами. Важной особенностью поля скорости является заметное уменьшение скорости над верхней точкой фронта пламени, что также прослеживается и в эксперименте, и в моделировании. Что касается значений амплитуды осевой компоненты скорости: в экспериментальных данных максимальная скорость наблюдается ближе к краю пламени и увеличивается по мере распространения пламени, в результате численного моделирования максимум скорости находится в верхней точке фронта пламени.

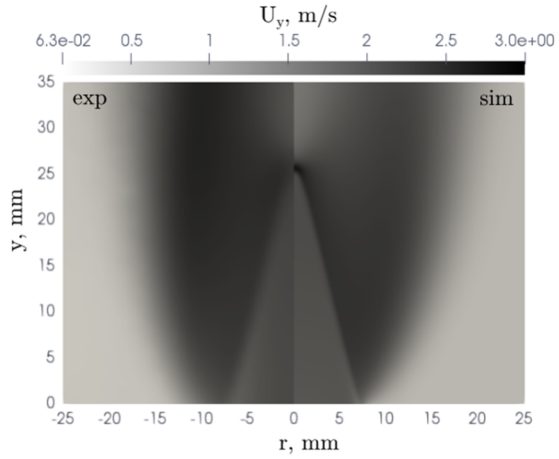


Рис. 2. Сравнение результатов численного моделирования(справа) осевой компоненты скорости с результатами эксперимента (слева)

Для подтверждения корректности вычисления горения метановоздушной смеси, было проведено сравнение профилей температуры. Экспериментаторами было предоставлено три профиля температуры на разных высотах от кромки сопла: 7.5 мм, 22.5 мм и 37.5 мм. Результаты сравнения представлены на рисунке 3. На высоте равной радиусу сопла, 7.5 мм, данные численного моделирования с хорошей точностью повторяют экспериментальную зависимость. Максимальное значение температуры и расположение ее в пространстве полностью совпадают с данными эксперимента. При увеличении высоты появляется незначительная погрешность, но при этом основные особенности изменения температуры от радиуса повторяются. На высоте 37.5 мм значение температуры численного моделирования становится ниже значений

эксперимента, но изменение температуры в зависимости от радиуса происходит по одному степенному закону. Что говорит о достоверности полученных данных.

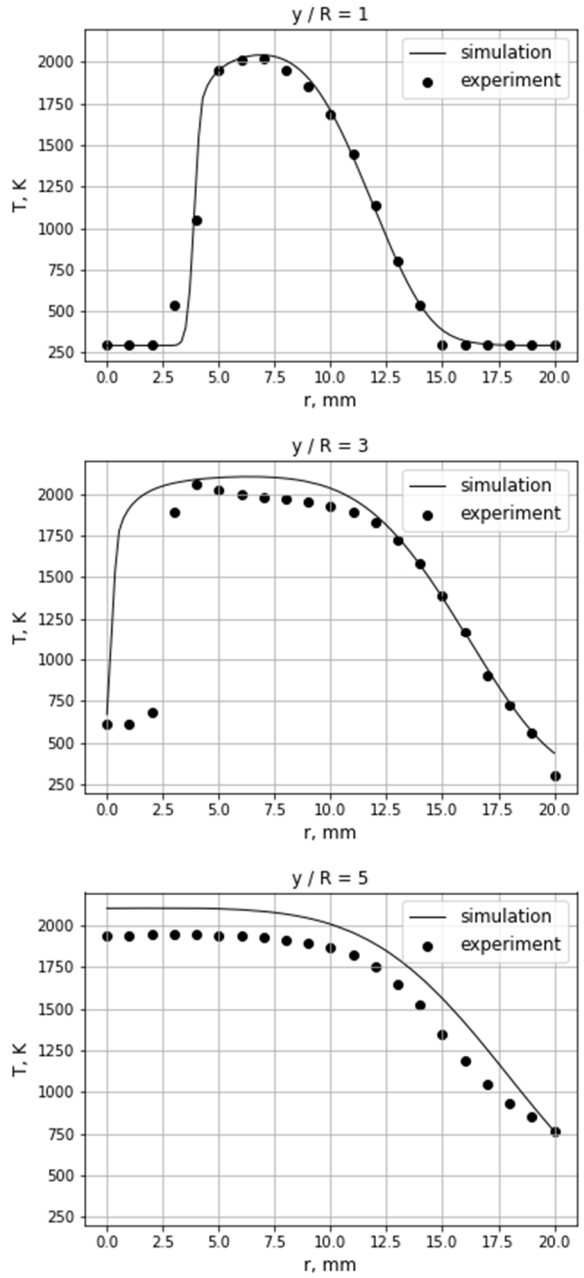


Рис. 3. Сравнение установившихся профилей температуры на трех различных высотах от кромки сопла: 7.5 мм, 22.5 мм и 37.5 мм; прямой линией изображены результаты численного моделирования, точками – результаты эксперимента

Влияние выбранного кинетического механизма

Для изучения влияния выбранного кинетического механизма на характеристики пламени были проведены дополнительные расчеты с упрощенным кинетическим механизмом SIMPLE, состоящим из 30 химических реакций и 18 реагентов. Сравнение результатов численного моделирования с двумя различными кинетическими механизмами приведено на рисунке 4. Использование упрощенного кинетического механизма, как и ожидалось, повлияло на высоту установления потока. Вероятно, это связано с тем, что в данный кинетический механизм входят не все реакции, представляющие наибольший интерес и влияющие на основные параметры горения метановоздушной смеси. Поле температуры, полученное с помощью GRI-MECH 3.0, обладает более качественным распределением. При рассмотрении поля температуры SIMPLE в распределении наблюдается некое дребезжание, чаще всего такое случается при рассмотрении сеток недостаточного разрешения. Но в обоих расчетах вычислительная сетка имела одни и те же параметры. Значит это связано с используемым кинетическим механизмом, в следствие этого было сделано заключение: упрощенный кинетический механизм не позволяет получить гладкое и равномерное распределение температуры. Кроме этого, максимальная температура, достигаемая в результате моделирования менее детализированного механизма, имеет пониженное значение, что приводит к выводу, что использование упрощенного кинетического механизма не позволяет с достоверной точностью получить основные характеристики потока. Применение менее детализированной химии значительно уменьшает время расчета, но в свою очередь это отражается на результате. Помимо этого, использование упрощенных механизмов не дает возможностей для дальнейшего моделирования сажеобразования.

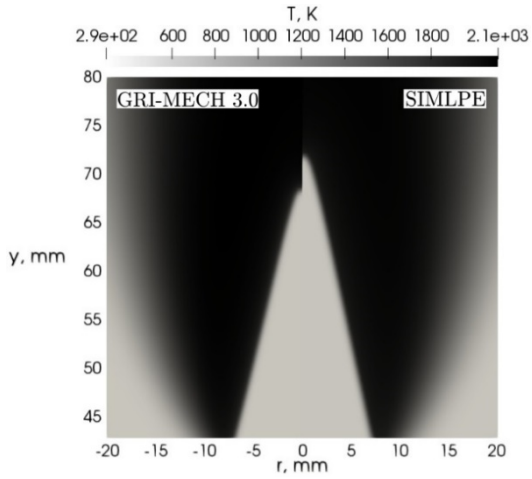


Рис. 4. Сравнение полей температуры, полученных в результате численного моделирования при использовании кинетических механизмов: GRI-MECH 3.0 (слева) и SIMPLE (справа)

Наличие начальных возбуждений в потоке

Следующей задаче являлось изучение влияния наличия начальных возбуждений в потоке на установление течения и характеристики пламени. Для этого скорость потока на входе в сопло задавалась как: $U = U_0$, где $U_0 = 0.08\,\text{м/сек}$ – начальная скорость потока при Re = 1500; ω – характерная частота, для определения которой были использованы экспериментальные наблюдения. В соответствии с ранее проведенными экспериментами при частоте 1 – 10 Гц наблюдаются пульсации фронта пламени (увеличение и последующее уменьшение высоты конуса с периодом, соответствующим частоте). При дальнейшем увеличении частоты амплитуда колебаний уменьшается и в итоге к частоте 100 Гц решение выходит на стационар. Для того чтобы избежать наличия нулевой скорости потока, в начальную скорость был добавлен коэффициент ε, значение которого подбиралось из

условия равенства минимально возможной скорости потока со скоростью фронта пламени: $U_0(1-\varepsilon)=s_l$, где s_l– скорость фронта пламени, которая взята из эксперимента $s_l = 0.035\,\text{м/сек}$. Была проведена серия расчетов с различными значениями коэффициентов ω и ε. В любом из выбранных случаев наблюдался проскок фронта пламени внутрь сопла (рисунок 5). Основной особенностью являлось уменьшение высоты конуса в первый момент моделирования. Расчет начинался с установившегося решения и при первом же шаге по времени фронт пламени устремлялся вниз. Что говорит о том, что скорость фронта пламени преобладает над скоростью смеси.

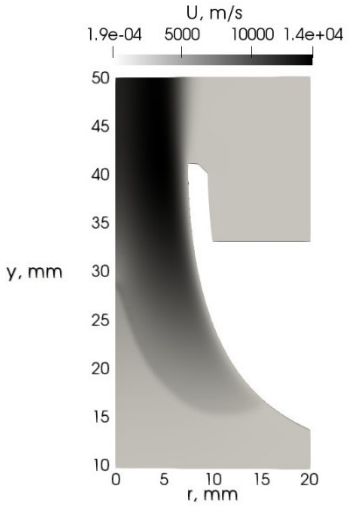


Рис. 5. Поле мгновенной скорости при наличии возбуждения во входящем потоке вида: $U = U_0$

Для исследования наличия проскока фронта пламени вне зависимости от параметров ω и ε, было рассмотрен случай: наличия возбуждений в потоке без горения. Из которого было выяснено, что максимум скорости в возмущенном случае имеет меньшее значение, чем максимум скорости в невозмущенном потоке. Вероятно, это связано с тем, что в сопле Витошинского часть потока, которая двигается с большей скоростью, догоняет поток с меньшей скоростью, происходит смешение, за счет чего уменьшается максимально возможная скорость потока. На выходе из сопла поток распространяется пульсациями, но его скорости не хватает для того, чтобы уравновесить скорость фронта пламени.

Изучение динамики образования сажи

Для изучения процесса сажеобразования в настоящий момент существует большое множество различных моделей, предсказывающих образование частиц сажи и ее прекурсоров. Прекурсорами сажи являются все углеводородосодержащие соединения, начиная с ацетилена C_2H_2 и заканчивая полициклическими ароматическими углеводородами (ПАУ). В данной работе рассматриваются одни из самых простых моделей сажеобразования, связано это с тем, что при режиме горения: Re = 1 500, $\phi = 0.9$ сажи практически не образуется, а данный режим в первую очередь был выбран для валидации расчетного пакета с экспериментом.

Основным элементом, играющим существенно важную роль в формировании частиц сажи, является ацетилен. C_2H_2 участвует во многих химических реакциях и способствует увеличению массы и размера частиц. Во многих работах именно ацетилен рассматривается как основной прекурсор сажи. Для оценки интенсивности сажеобразования может быть рассмотрен упрощенный критерий:

$$G = \exp\{-(T[K]-1400)^2/200^2\}\cdot c_{prec} \qquad (5)$$

где c – массовая концентрация прекурсора сажи. Данный критерий показывает концентрацию прекурсора в области с наиболее интенсивным процессом сажеобразования. На рисунке 7 представлено распределение G - критерия с использованием массовой концентрации ацетилена C_2H_2. Видно, что небольшое количество сажи образуется на фронте пламени. Основная же часть частиц сажи сосредоточена на периферии пламени и связано это с наличием существенного градиента температуры в данной области.

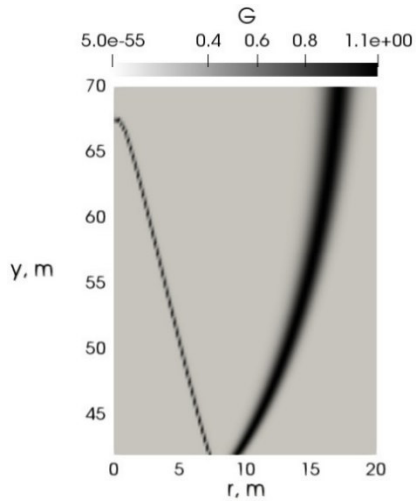


Рис. 7. Распределение G – критерия, рассчитанного с помощью массовой концентрации ацетилена при горении метановоздушной смеси

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В ходе работы был изучен расчетный пакет laminarSMOKE, построенный на основе открытого вычислительного кода OpenFOAM. Основным преимуществом данного кода является возможность моделировать реагирующие потоки с использованием детальных кинетических механизмов. Это осуществляется за счет введения так называемого оператора расщепления Стрэнга, основанного на разделении слагаемых переноса и химических реакций.

Основной задачей настоящего исследования являлось проведение валидации расчетного модуля laminarSMOKE. Для этого были воспроизведены основные параметры и условия ранее проведенного эксперимента в ИТ СО РАН. Для расчета был использован кинетический механизм GRI-MECH 3.0 (53 соединения, 256 элементарных реакций). Сравнение полей температуры, осевой и радиальной компоненты скорости, а также профилей температуры на трех высотах от кромки сопла показали достаточное согласие с экспериментальными зависимостями. Пакет laminarSMOKE позволил разрешить горение метановоздушной смеси с минимальными отклонениями от

экспериментальных данных, что подтвердило его способность моделировать реагирующие потоки.

Проведено моделирование реагирующей струи с использованием упрощенного кинетического механизма SIMPLE (18 соединений, 30 реакций), предоставленного ИК СО РАН. Полученное решение имело меньшую высоту конуса пламени, а также максимальная температура пламени была ниже. Это обстоятельство привело к выводу, что упрощенный кинетический механизм не способен воссоздать динамику пламени. Скорее всего связано это с отсутствием некоторых химических реакций, представляющих наибольший интерес при горении метановоздушной смеси.

Исследовано поведение пламени при наличии возмущений во входящем потоке. Для этого была проведена серия расчетов: с горением и без, с различными значениями параметров возмущений, но в любом из этих случаев происходил проскок пламени внутрь сопла. Что также может быть связано со степенью детализации сетки и разрешение этой проблемы требует последующих исследований.

Для изучения процесса сажеобразования было рассмотрено распределение основного прекурсора сажи - ацетилена C_2H_2, а для отображения областей, где происходит наиболее интенсивный процесс сажеобразования, был рассмотрен упрощенный критерий G. Было получено, что в основном сажа образуется на периферии пламени, а также небольшое ее количество наблюдается на кромке сопла.

Список литературы:

1. Hansen J., Nazarenko L. Soot climate forcing via snow and ice albedos //Proceedings of the national academy of sciences. – 2004. – Т. 101. – №. 2. – С. 423-428.
2. Xu B. et al. Black soot and the survival of Tibetan glaciers //Proceedings of the National Academy of Sciences. – 2009. – Т. 106. – №. 52. – С. 22114-22118.
3. Prasad R., Bella V. R. A review on diesel soot emission, its effect and control //Bulletin of Chemical Reaction Engineering & Catalysis. – 2010. – Т. 5. – №. 2. – С. 69.
4. Pope Iii C. A. et al. Lung cancer, cardiopulmonary mortality, and long-term exposure to fine particulate air pollution //Jama. – 2002. – Т. 287. – №. 9. – С. 1132-1141.
5. Wagner H. G. Soot formation in combustion //Symposium (International) on Combustion. – Elsevier, 1979. – Т. 17. – №. 1. – С. 3-19.
6. Bockhorn H. (ed.). Soot formation in combustion: mechanisms and models. – Springer Science & Business Media, 2013. – Т. 59.
7. Yuen A. C. Y. et al. Comparison of detailed soot formation models for sooty and non-sooty flames in an under-ventilated ISO room //International Journal of Heat and Mass Transfer. – 2017. – Т. 115. – С. 717-729.
8. Mauss F. et al. Soot formation in partially premixed diffusion flames at atmospheric pressure //Soot formation in combustion. – Springer, Berlin, Heidelberg, 1994. – С. 325-349.
9. Dworkin S. B. et al. Application of an enhanced PAH growth model to soot formation in a laminar coflow ethylene/air diffusion flame //Combustion and Flame. – 2011. – Т. 158. – №. 9. – С. 1682-1695.
10. Richter H., Howard J. B. Formation of polycyclic aromatic hydrocarbons and their growth to soot—a review of chemical reaction pathways //Progress in Energy and Combustion science. – 2000. – Т. 26. – №. 4-6. – С. 565-608.
11. Jurgen Warnatz, Ulrich Maas, Robert W Dibble, and J Warnatz.Combustion. Springer, 2006.
12. Zhao B. et al. Particle size distribution function of incipient soot in laminar premixed ethylene flames: effect of flame temperature //Proceedings of the Combustion Institute. – 2005. – Т. 30. – №. 1. – С. 1441-1448.
13. Jensen K. A., Suo-Anttila J. M., Blevins L. G. Measurement of soot morphology, chemistry, and optical properties in the visible and near-infrared spectrum in the flame zone and overfire region of large JP-8 pool fires //Combustion science and technology. – 2007. – Т. 179. – №. 12. – С. 2453-2487.
14. Lu T., Law C. K. Toward accommodating realistic fuel chemistry in large-scale computations //Progress in Energy and Combustion Science. – 2009. – Т. 35. – №. 2. – С. 192-215.
15. Sarathy S. M. et al. Comprehensive chemical kinetic modeling of the oxidation of 2-methylalkanes from C7 to C20 //Combustion and flame. – 2011. – Т. 158. – №. 12. – С. 2338-2357.
16. CRECK Modeling group website: http://creckmodeling.chem.polimi.it/menu-kinetics/menu-kinetics-detailed-mechanisms.
17. Lu T., Law C. K. Linear time reduction of large kinetic mechanisms with directed relation graph: n-Heptane and iso-octane //Combustion and flame. – 2006. – Т. 144. – №. 1-2. – С. 24-36.
18. Smooke M. D., Mitchell R. E., Keyes D. E. Numerical solution of two-dimensional axisymmetric laminar diffusion flames //Combustion Science and Technology. – 1986. – Т. 67. – №. 4-6. – С. 85-122.
19. Duarte M. et al. New resolution strategy for multiscale reaction waves using time operator splitting, space adaptive multiresolution, and dedicated high order implicit/explicit time integrators //SIAM Journal on Scientific Computing. – 2012. – Т. 34. – №. 1. – С. A76-A104.
20. Nonaka A. et al. A deferred correction coupling strategy for low Mach number flow with complex chemistry //Combustion Theory and Modelling. – 2012. – Т. 16. – №. 6. – С. 1053-1088.
21. Charest M. R. J., Groth C. P. T., Guelder O. L. A computational framework for predicting laminar reactive flows with soot formation //Combustion Theory and Modelling. – 2010. – Т. 14. – №. 6. – С. 793-825.
22. Cuoci A. et al. Numerical modeling of laminar flames with detailed kinetics based on the operator-splitting method //Energy & fuels. – 2013. – Т. 27. – №. 12. – С. 7730-7753.
23. Cuoci A. et al. A computational tool for the detailed kinetic modeling of laminar flames: Application to C2H4/CH4 coflow flames //Combustion and Flame. – 2013. – Т. 160. – №. 5. – С. 870-886.
24. OpenFOAM (free, open source cfd software with an extensive range of features to solve anything from complex fluid flows involving chemical reactions, turbulence and heat transfer, to acoustics, solid mechanics and electromagnetics) home page. 2004. available online: http://www. openfoam.com (accessed on 26.11.2021).
25. Dulin V. M. et al. On impact of helical structures on stabilization of swirling flames with vortex breakdown //Flow, Turbulence and Combustion. – 2019. – Т. 103. – №. 4. – С. 887-911.
26. Sharaborin D. K., Markovich D. M., Dulin V. M. Planar spontaneous Raman-scattering spectroscopy for reacting jet-flow diagnostics using Lyot–Ehman tunable filter //Technical Physics Letters. – 2018. – Т. 44. – №. 1. – С. 53-56.

Работа выполнена в рамках государственного задания ИТ СО РАН.

DOI: 10.53954/9785604859551_293

УДК 536.3+536.42

МОДЕЛИРОВАНИЕ СЛОЖНОГО ТЕПЛООБМЕНА СИСТЕМЫ «ПОДЛОЖКА-ЛЕД»

Слепцов С.Д.[1], Саввинова Н.А.[2]

[1] Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН,
630090, Россия, г. Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1
[2] Северо-Восточный федеральный университет им. М.К. Аммосова,
677000, Россия, г. Якутск, ул. Белинского, 58
e-mail: sleptsov@itp.nsc.ru

ВВЕДЕНИЕ

Лед – распространенный в природе полупрозрачный материал. Прикладное применение результатов численного моделирования тепловых процессов в системе подложка-лед в условиях проникающего теплового излучения, может быть направлено на решение проблем, связанных с технологией устранения, разупрочнения льда на различных поверхностях. В работах [1, 2] авторы показали экспериментально влияние материала подложек на интенсивность радиационного нагрева слоя льда до температуры плавления. В [3] авторы проводили эксперименты в климатической камере, где слой льда закреплен на вертикальной подложке и левая граница бакелитовой подложки поддерживалась при постоянной низкой температуре. В работе исследовалась интенсивность таяния льда в зависимости от спектрального состава источника теплового излучения и оптических свойств льда. Математическое моделирование и верификация численных результатов работы [3] приведены в работах [4-6]. В [7] для установления температуры сопряжения подложки и льда использовалось решение для полуограниченного тела со стороны подложки с заданным на границе тепловым потоком. В математической постановке задачи, использованной в [5-6], влияние теплопереноса в самой подложке не учитывалось, исходя из адиабатного условия на левой непрозрачной границе слоя льда.

Целью данной работы является численное исследование температурного режима системы подложка-лед с учетом теплофизических свойств непрозрачных подложек.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ И РЕЗУЛЬТАТЫ

Геометрически схема задачи представлена на рис. 1. В климатической камере с постоянной температурой T_∞ на вертикальной непрозрачной подложке толщиной L_1, по нормали к падающему потоку излучения от источника с температурой нити накаливания 3200 К и с постоянным падающим потоком E_v^*, закреплен слой анизотропно рассеивающего свет плоский слой льда с начальной толщиной L_2. Свет рассеивается от пузырьков воздуха со средним радиусом r_b и равномерно распределенных по объему с долей f_v. Спектральный состав излучения аналогичен [6]. Левая граница подложки поддерживается при постоянной температуре T_{sub} [3].

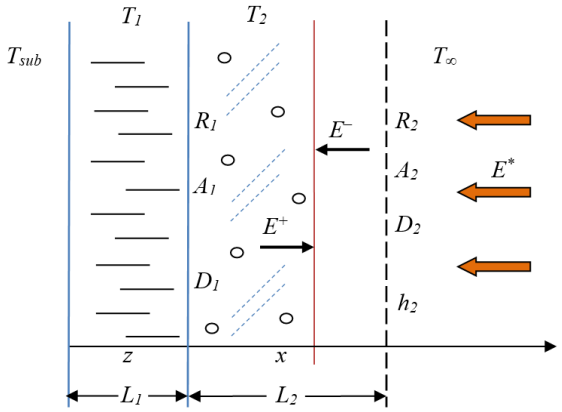


Рис. 1. Геометрическая схема задачи

Решение задачи радиационно-кондуктивного теплообмена в плоском слое льда проводится в два этапа. На первом этапе рассматривается нагрев плоского слоя льда до достижения правой облучаемой границей температуры таяния T_f. Далее начинается второй этап – таяние льда, процессе которого температура правой границы остается постоянной и равной температуре плавления: $T(L(t),t)=T_f$ и выполняется условие Стефана. Образующаяся на поверхности вода, с температурой $T_{fil}>T_f$, стекает под влиянием силы тяготения, оставляя за собой тонкую пленку воды. Предполагаем, что толщина пленки пренебрежима мала по сравнению с толщиной льда и изотермична $T_{fil}=\text{const}$. При таком подходе, наличие пленки воды учитывается дополнительными параметрами, входящими в граничное условие и задачу можно рассматривать в рамках однофазной задачи Стефана.

Нестационарные уравнения энергии для непрозрачной подложки $T_1(z,t)$, где $0<z<L_1$, и плоского слоя льда $T_2(x,t)$, где $0<x<L_2$, записываются следующим образом [4]:

$$c_1\rho_1\frac{\partial T_1(z,t)}{\partial t}=\lambda_1\frac{\partial^2 T_1(z,t)}{\partial z^2},$$
$$c_2\rho_2\frac{\partial T_2(x,t)}{\partial t}=\frac{\partial}{\partial x}\left(\lambda_2\frac{\partial T_2(x,t)}{\partial x}-E_v(x,t)\right). \quad (1)$$

Здесь c_i – теплоемкость, ρ_i – плотность, λ_i – коэффициент теплопроводности, $a_i=\lambda_i/(c_i\rho_i)$ – температуропроводность (i=1, 2, подложка и лед, соответственно), $E(x,t)=E^+(x,t)-E^-(x,t)$ – плотность

потока результирующего излучения, ν – частота излучения.

Граничные условия для этапа нагрева льда:

$$T_1 = T_{sub},\ z = 0,$$
$$-\lambda_1 \frac{\partial T_1}{\partial z} = -\lambda_2 \frac{\partial T_2}{\partial x} + A_1 E^-(x,t),\ z = L_1,\ x = 0, \qquad (2)$$
$$\lambda_2 \frac{\partial T_2}{\partial x} - h\left(T_2 - T_\infty\right) - \left|E_{res,2}\right| = 0,\ x = L_2.$$

Здесь h – коэффициент теплоотдачи, $\left|E_{res,2}\right| = A_2\left[E^+(x,t) + E^*\right] - \varepsilon_2\sigma_0\left(T_2^4(x,t) - T_\infty^4\right)$, σ_0 – постоянная Стефана-Больцмана. Уравнения (1) и (2) дополняются начальным условием: $T_1(z,0) = T_2(x,0) = T_{sub}$.

На втором этапе граничные условия (2) для подложки и левой поверхности льда не меняются, температура облучаемой поверхности льда фиксирована: $T_2(x,t) = T_f$, где $x = L_2(t)$, а граничное условие правой поверхности трансформируются в условие Стефана с учетом образующейся пленки воды:

$$\lambda_2 \frac{\partial T_2}{\partial x} + h\left(T_{fil} - T_\infty\right) - \left|E_{res,fil}\right| = \rho_2 \gamma \frac{\partial L_2}{\partial t} \qquad (3)$$

Здесь $\left|E_{res,fil}\right| = A_2\left[E^+ + E^*\right] - \varepsilon_2\sigma_0\left(T_2^4 - T_{fil}^4 - T_\infty^4\right)$, γ – скрытая теплота фазового перехода. Уравнение (3) дополняется начальными условиями: $T_2(x,0) = f(x)$ и $L_2(0) = L_2$.

Входящие в уравнения (1) – (3) плотности результирующих радиационных потоков излучения $E^\pm$, $E_\nu = \sum_j \left(E_j^+ - E_j^-\right)$ определяются из решения уравнения переноса излучения в плоском слое излучающей, поглощающей и рассеивающей среды с известным распределением температур по слою, j – номер спектральной полосы. Расчет переноса излучения проводится с использованием простого, но достаточно точного модифицированного метода средних потоков [7, 8]. Согласно этому подходу интегродифференциальное уравнение переноса излучения сводится к системе двух дифференциальных уравнений для плоского слоя полупрозрачной поглощающей и рассеивающей среды. Дифференциальный аналог уравнения переноса для полусферических потоков $E_j^\pm$ с учетом рассеяния излучения записывается в виде [7]:

$$\frac{d}{d\tau}\left(E_j^+ - E_j^-\right) + \left(1 - \omega_{j,\mathrm{tr}}\right)\left(m_j^+ E_j^+ - m_j^- E_j^-\right) = \left(1 - \omega_{j,\mathrm{tr}}\right) n^2 B_j,$$
$$\frac{d}{d\tau_j}\left(m_j^+ l_j^+ E_j^+ - m_j^- l_j^- E_j^-\right) + \left(1 - \omega_{j,\mathrm{tr}}\right)\left(E_j^+ - E_j^-\right) = 0. \qquad (4)$$

Соответствующие (4) граничные условия имеют вид:

$$\tau_{j,\mathrm{tr}} = 0:\ E_j^+ = \varepsilon_1 \frac{B_j}{4} + R_1 E_j^-,$$
$$\tau_{j,\mathrm{tr}} = \tau_j:\ E_j^- = \left(1 - R_2\right) E_j^* + \left(1 - \frac{n^{*2}}{n^2}\left(1 - R_2\right)\right) E_j^+. \qquad (5)$$

Здесь B_j – функция Планка; $\omega_{j,\mathrm{tr}} = \beta_{\mathrm{tr}} / \kappa_{j,\mathrm{tr}}$ – транспортное альбедо однократного рассеяния; n – показатель преломления среды, n^* – воздуха; β_{tr} – транспортный коэффициент рассеяния; $\kappa_{j,\mathrm{tr}} = \beta_{\mathrm{tr}} + \alpha_j$ – транспортный коэффициент ослабления; α_j – коэффициент поглощения; $\tau_{j,\mathrm{tr}} = \kappa_{j,\mathrm{tr}} L(t)$ – оптическая толщина. Значения коэффициентов $m_j^\pm$, $l_j^\pm$ определяются из рекуррентного соотношения, полученного с помощью формального решения уравнения переноса излучения [8].

Анизотропное рассеяние решается простым и эффективным методом транспортного приближения. Соотношение для сферических рассеивающих частиц, приведенное в [9, 10], имеет следующий вид:

$$\beta_{\mathrm{tr}} = 0{,}675\left(n - 1\right) f_\nu / r_b \qquad (6)$$

Здесь f_ν – доля пузырьков в объеме льда, r_b – средний радиус пузырьков.

Решение комбинированной задачи сводится к определению динамики таяния льда и роста температуры необлучаемой поверхности льда, представляющей собой плоский слой селективно поглощающей, излучающей и рассеивающей среды.

Ниже приведен анализ результатов численного расчета системы «подложка-лед», численные значения параметров задачи соответствуют [6].

На рисунке 2 приведены результаты численного расчета динамики тающего льда $L_2(t)$ на подложке из бакелита ($\Lambda = A \approx 0{,}1$) и на модельных подложках с значениями A=Λ=0,01; 1; 100. Также для сопоставления приведены экспериментальные данные [3] и расчетные [6]. Здесь $\Lambda = \lambda_1 / \lambda_2$ – отношения теплопроводностей, $A = a_1 / a_2$ – температуропроводностей подложки и льда соответственно. Видно, что практически все кривые совпадают. Таким образом, теплофизические свойства подложки мало влияют на скорость таяния льда.

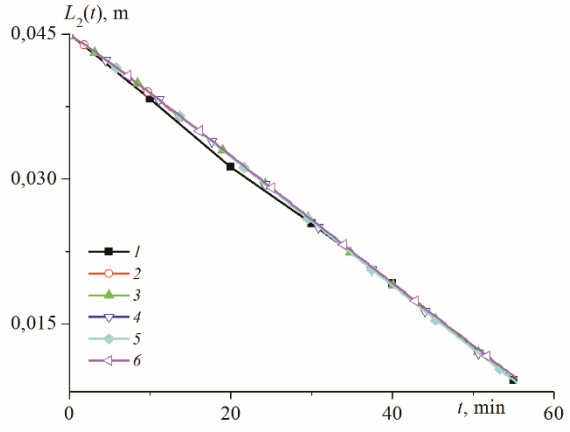


Рис. 2. Динамика таяния льда на разных подложках (1 – данные [3], 2 – A=Λ=0,01, 3 – подложка из бакелита, 4 – при A=Λ=1, 5 – при A=Λ=100, 6 – расчет по [6])

Рост температуры левой необлучаемой границы $T_2(0,t)$, представленный на рисунке 3, имеет расхождение при значении A и Λ равной 0,01 и почти одинаков для более теплопроводящих подложек. При A=Λ=0,01 температура достигает положительного

значения на 13 минуте и по условию задачи расчет останавливается. Дальше возможен перегрев, который не моделируется в данной постановке. Таким образом, для данной постановки задачи системы подложка-лед, есть пороговое значение A и Λ, ниже которого необходимо реализовать математическую модель радиационно-кондуктивного теплообмена в слое льда с учетом появления других физических процессов.

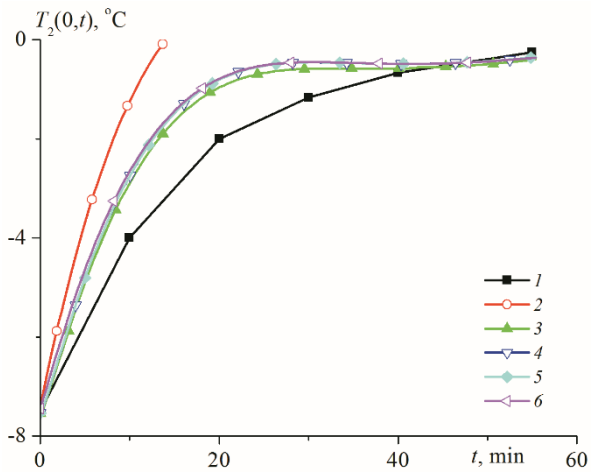


Рис. 3. Динамика роста температуры левой поверхности льда на разных подложках (обозначения те же, что и на Рис. 1)

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Методами численного моделирования, в рамках однофазной задачи Стефана, проведена оценка теплового влияния подложки на таяние льда. При решении тепловой задачи использовались свойства как реального материала, так и модельные свойства материалов с разными теплофизическими свойствами. Радиационная часть задачи радиационно-кондуктивного теплообмена решалась модифицированным методом средних потоков, учет анизотропного рассеяния осуществлялся транспортным методом [6]. Получены численные результаты скорости таяния льда и роста температуры необлучаемой поверхности льда при разных непрозрачных подложках. Показано, что при наличии теплопроводящих и непрозрачных подложек в математической постановке задачи таяния льда при радиационном нагреве нет необходимости учета теплофизических свойств подложки. Однако, для проницаемых для излучения подложек теплообмен существенно будет определяться оптическими свойствами. Для подложек с низкими теплопроводящими свойствами становится важным учет теплофизических свойств подложки и развитие математической постановки задачи радационно-кондуктивного теплообмена для изолирующих материалов.

Список литературы:

1. Savvinova N.A., Timofeev A.M., Malyshev A.V., Sleptsov S.D. Radiation Heating of Ice Formed on the Substrate // IEEE Xplore. 2020. 4 p. DOI: 10.1109/FarEastCon50210.2020.9271295
2. Song B., Viskanta R. Deicing of solids using radiant heating // J. Thermophysics and Heat Transfer. 1990. Vol. 4. No. 3. P. 311–317.
3. Seki N., Sugawara M., Fukusaki S. Radiative Melting of Ice Layer Adhering to a Vertical Surface // Wärme- und Stoffübertragung, 1979. Vol. 12. Iss. 2. P. 137-144.
4. Слепцов С.Д., Рубцов Н.А., Саввинова Н.А. Моделирование нагрева и таяния льда в приближении задачи Стефана с учетом излучения // ТиА. 2018. Т. 25. №3. С. 439-446.
5. Sleptsov S. D., Savvinova N. A., Rubtsov N. A. Ice melting with allowance for selective absorption in the medium // J. Engng. Thermophys. 2019. V. 28. N 1. P. 114–122.
6. Слепцов С.Д., Саввинова Н.А., Гришин М.А. Численное исследование теплового состояния льда содержащего пузырьки воздуха // ПМТФ. 2021. Т. 62. №3. С. 118-125.
7. Тимофеев А.М. Моделирование радиационного нагрева снежно-ледяного покрова // ТиА. 2018. Т. 25, №5. С. 797-804.
8. Рубцов Н.А., Тимофеев А.М., Саввинова Н.А. Комбинированный теплообмен в полупрозрачных средах. Новосибирск: Изд-во СО РАН, 2003. 197 с.
9. Dombrovsky L.A., Kokhanovsky A.A. Solar heating of ice sheets containing gas bubbles // JQSRT. 2020. V. 250. Article 106991.
10. Dombrovsky L.A., Kokhanovsky A.A., Randrianalisoa J.H. On snowpack heating by solar radiation: A computational model // JQSRT. 2019. V. 227. P. 72-85.

Исследования выполнены в рамках государственного задания ИТ СО РАН 121031800219-2.

DOI: 10.53954/9785604859551_296

УДК 539.217

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ВДУВА ВОЗДУХА НА ИСПАРЕНИЕ КАПЕЛЬ ВОДЫ С ПОВЕРХНОСТЕЙ ПОРИСТЫХ МАТЕРИАЛОВ

Стерлягов А.Н., Низовцев М.И.

Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН,
630090, Россия, г. Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1
e-mail: sterlyagov@itp.nsc.ru

ВВЕДЕНИЕ

Исследование процесса испарения капель жидкости является актуальной научной задачей. Интерес к исследованиям испарения капель жидкости связан с различными практическими приложениями: выбор оптимальных режимов сушки, разработка современных методов печати, создание наноструктур и рядом других [1-4]. При этом большинство исследований, как правило, относится к испарению капель, лежащих на непроницаемой поверхности. В тоже время, значительный интерес представляет исследование испарения капель на проницаемых поверхностях пористых материалов при вдуве через них газов, что может внести существенные особенности в процессы тепло- и массопереноса при испарении [5-7]. Данная задача представляет интерес, в частности, применительно к защите рабочих поверхностей различных энергетических устройств от воздействия высокотемпературных потоков газа [8-11]. Таким образом, исследование испарения капель жидкостей на поверхностях пористых материалов имеет научную и практическую значимость.

Цель работы заключалась в экспериментальном исследовании влияния вдува воздуха на испарение капель воды с поверхности пористых материалов.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Экспериментальные исследования испарения капель жидкости на горизонтальных поверхностях пористых материалов были проведены на экспериментальном стенде, Института теплофизики СО РАН (рис. 1).

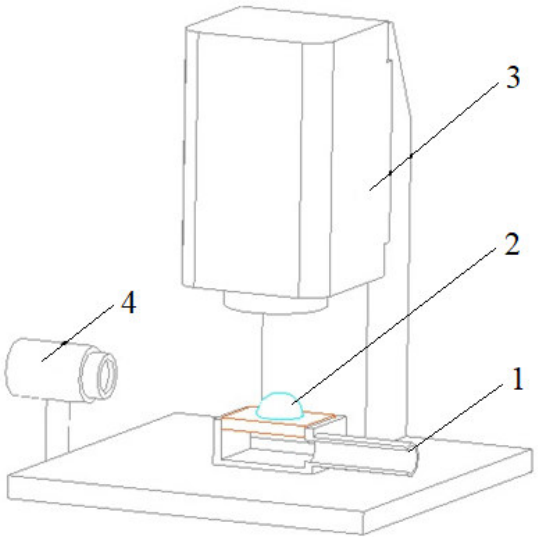


Рис. 1. Схема экспериментального стенда: 1 – рабочий участок; 2 – капля жидкости; 3 – тепловизионная камера; 4 – скоростная цифровая видеокамера

В вертикальном положении над рабочим участком экспериментального стенда располагалась тепловизионная камера, сбоку от рабочего участка в горизонтальном положении находилась скоростная цифровая видеокамера. На рис. 2 представлена схема рабочего участка.

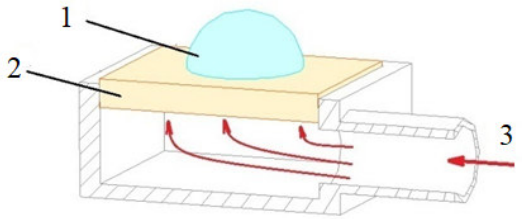


Рис. 2. Схема рабочего участка: 1 – капля; 2 – пористый материал; 3 – воздушный поток

В экспериментах каплю воды помещали на поверхность пористого материала. Эксперименты проводились с каплями воды объемом 5 мкл. Для формирования капель жидкости использовался капельный дозатор «Thermo Scientific», позволяющий получать капли жидкости заданного объема с точностью 0,1 мкл. Воздушный поток, имеющий постоянную температуру и влажность ($t = 24^0C$, $\varphi = 24\%$), поступал под пористый материал и продувался сквозь него в направлении снизу-вверх. Воздушный поток формировался с помощью компрессора, при этом средняя по поверхности скорость воздуха V в эксперименте варьировалась от 0 до 1 м/с. Исследовалось 2 типа пористых материалов: пластина из пористой меди и пластина из волокнистого полипропилена. Пластина из пористой меди имела толщину 3 мм и среднюю пористость 51% при характерном размере пор 0,1 мм. Пластина из волокнистого полипропилена имела толщину 3 мм и среднюю пористость 84% при размере пор 1 мм.

ИЗМЕНЕНИЕ ДИАМЕТРА КОНТАКТНОГО ПЯТНА ИСПАРЯЮЩИХСЯ КАПЕЛЬ

Эксперимент проводился следующим образом: после создания воздушного потока с фиксированной скоростью на поверхность пористого материала помещалась капля воды. В процессе экспериментов с применением скоростной микрофотосъемки фиксировалось изменение геометрических параметров испаряющейся капли. В результате было получено изменение диаметра контактного пятна капель, при различной скорости вдува. Полученные данные показали, что диаметр контактного пятна капель, лежащих на пластине из пористой меди, оставался практически неизменным в течение всего процесса испарения (рис. 3).

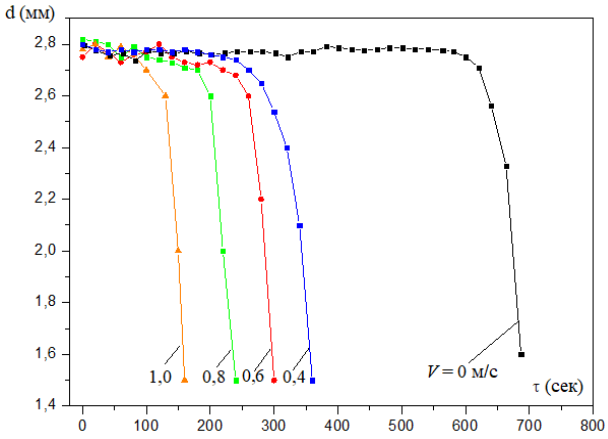


Рис. 3. Изменение диаметра контактного пятна капель воды, испаряющихся на медной пористой пластине при различной скорости вдува

Полученные данные показали, что при увеличении скорости вдува сокращалось время испарения капель, но диаметры контактных пятен капель в течение основного времени испарения не изменялись. Таким образом, на пористой медной поверхности реализовался режим испарения капель при постоянной контактной линии – режим «пиннинга». Данный режим наблюдается при хорошей смачиваемости поверхности материала исследуемой жидкостью [8].

Экспериментальные данные по изменению диаметра контактного пятна для испаряющихся капель воды, лежащих на пластине из волокнистого полипропилена представлены на рис. 4.

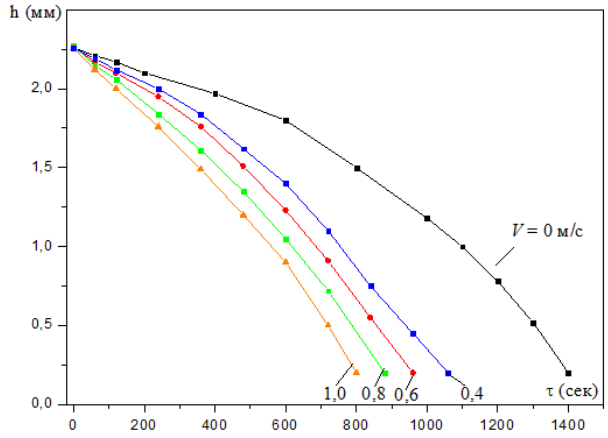


Рис. 4. Изменение диаметра контактного пятна капель, испаряющихся на пластине из волокнистого полипропилена при различной скорости вдува

Как видно из представленных данных, при испарении капель воды на пластине из волокнистого полипропилена наблюдалось постепенное уменьшение диаметров контактных пятен капель при всех скоростях вдува. Также можно отметить, что при увеличении скорости вдува сокращалось время испарения капель. На пластине из волокнистого полипропилена реализовался режим испарения, при котором происходило движение контактной линии – режим «депиннинга» [8]. Депиннинг при испарении капель жидкости наблюдается при плохой смачиваемости поверхности материала.

ИЗМЕНЕНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ ИСПАРЯЮЩИХСЯ КАПЕЛЬ

В экспериментах с помощью тепловизионной камеры определялось распределение температуры на поверхности капель в различные моменты времени. Из полученных данных следует, что распределение температуры на поверхности капли было неравномерное и изменялось с течением времени, что существенно усложняло анализ. Поэтому в качестве количественного критерия была выбрана средняя температура поверхности капли. На основании полученных данных были получены зависимости изменения средних температур поверхностей испаряющихся капель воды при различной скорости вдува. На рис. 6 представлены данные для пластины из пористой меди, а на рис. 7 - для пластины из волокнистого полипропилена.

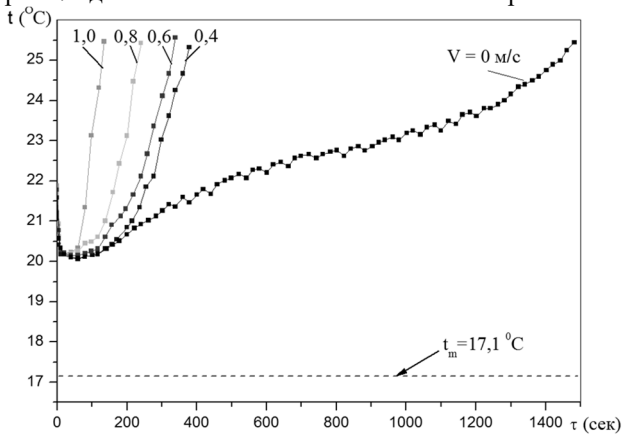


Рис. 6. Изменение средней температуры поверхности капель воды на пористой пластине из меди при различной скорости вдува

Полученные данные показывают, что в начальный период при всех скоростях вдува температура капель резко снижалась, что было обусловлено процессами испарения. При этом температура капель не достигала температуры адиабатного испарения 17,1 ^{0}C, вследствие подвода тепла к каплям от поверхности. В дальнейшем наблюдалось постепенное повышение температуры капель до их полного испарения. При наличии вдува происходил более быстрый рост температуры капель, и существенно уменьшалось время их испарения, причем, чем больше была скорость вдува воздуха, тем меньше было время испарения.

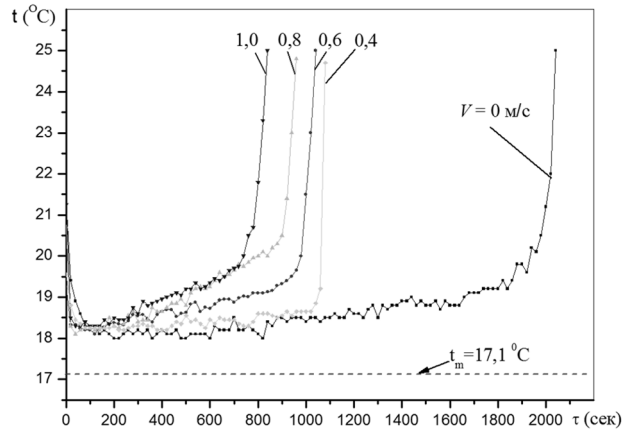


Рис. 7. Изменение средней температуры поверхности капель воды на пластине из волокнистого полипропилена при различной скорости вдува

Представленные на рис. 7. результаты показывают, что на пластине из волокнистого полипропилена

также в начальный период температура капель резко снижалась при всех скоростях вдува. При этом температура поверхностей капель опускалась до более низких значений по сравнению с пористой пластиной из меди, что было связано с меньшей теплопроводностью полипропилена по сравнению с медью, меньшей площадью контактного пятна и соответственно существенно меньшим подводом тепла к каплям от поверхности. В отличие от испарения на медной пластине для капель воды при испарении на волокнистом полипропилене характерно более плавное повышения температуры после начального падения и соответственно более продолжительная стадия относительно низких температур, близких к температуре адиабатного испарения. Можно также отметить, что капли воды на поверхности волокнистого полипропилена испарялись медленнее, чем на поверхности медной пластины, как при наличии вдува, так и без вдува. Для капель воды на поверхности полипропилена также, как и для пластины из меди, наблюдалась закономерность: чем больше была скорость вдува, тем меньше было время испарения. Таким образом, вдув воздуха интенсифицировал процессы испарения на поверхностях пористых материалов.

АНАЛИЗ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ

На основании полученных в экспериментах данных были получены зависимости времени испарения капель воды на пластине из волокнистого полипропилена и медной пористой пластине при различных скоростях вдува (рис. 8).

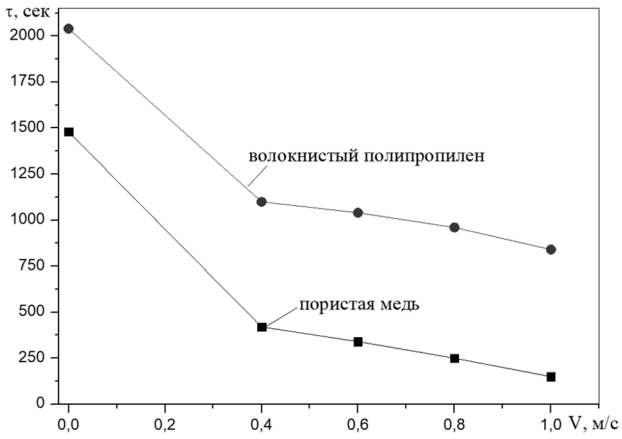


Рис. 8. Время испарения капель на поверхности пористых материалов при различных скоростях вдува

Полученные данные показывают, что испарение капель воды на пластине из полипропилена проходило медленнее, чем на пористой пластине из меди при одинаковых скоростях вдува воздуха. Как показали измерения температуры с применением тепловизионной камеры, это связано с разной температурой капель в процессе испарения на поверхностях материалов, что было обусловлено различиями в режимах испарения капель, а также различными коэффициентами теплопроводности пластин [9, 10]. При увеличении скорости вдува время испарения капель уменьшалось, как на пористой медной поверхности, так и на поверхности волокнистого полипропилена.

Для сопоставления процесса испарения капель воды на поверхностях разных пористых материалов было определено отношение времени испарения каплель воды на пластине из волокнистого полипропилена $\tau_{полтпр}$ ко времени испарения на пористой медной пластине $\tau_{медь}$ при одинаковых скоростях вдува воздуха (рис. 9).

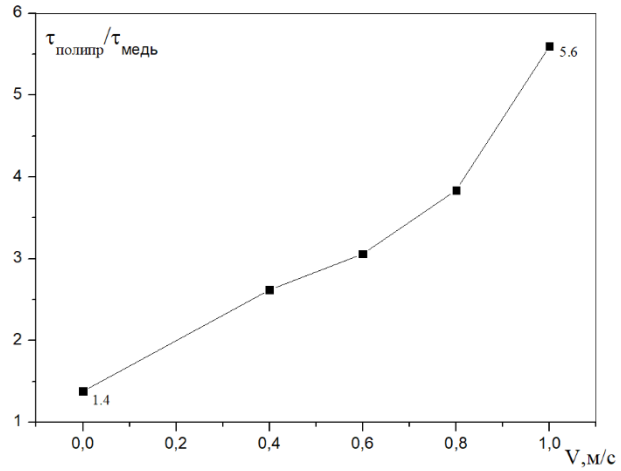


Рис. 9. Отношение времени испарения капель воды на пластине из волокнистого полипропилена ко времени испарения на пористой медной пластине при различных скоростях вдува

Результаты, представленные на рис. 9, показывают, что при увеличении скорости вдува наблюдается увеличения отношения времени испарения капель на пластине из волокнистого полипропилена ко времени испарения на пористой медной пластине. Таким образом, чем больше скорость вдува, тем больше ее влияние на время испарения капель воды на пористой медной пластине по сравнению с пластиной из волокнистого полипропилена.

Для анализа влияния вдува воздуха на процесс испарения было определено снижение относительного времени испарения капель воды при вдуве, как отношение времени испарения капли без вдува τ_0 (V=0 м/с) ко времени испарения при различных скоростях вдува τ_v для каждой из пластин (рис. 10).

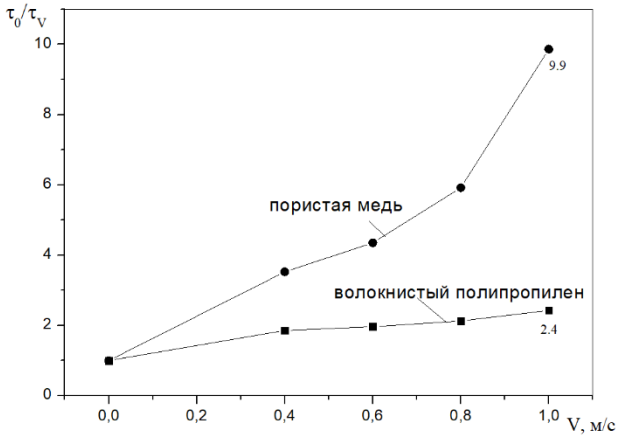


Рис. 10. Снижение относительного времени испарения капель воды на поверхностях пористых материаллов при различной скорости вдува

Данные, представленные на рис. 10, показывают, что на медной пористой пластине снижение относительного времени испарения при скорости вдува 1 м/с

составляло 9,9. То есть при увеличении скорости вдува до 1 м/с время испарения капель на медной пористой пластине уменьшилось в 9,9 раз по сравнению с временем испарения без вдува. Для пластины из волокнистого полипропилена наблюдалось снижение времени испарения в 2,4 раза при скорости вдува 1 м/с. Таким образом на пластине из пористой меди наличие вдува оказывало более сильное влияние на испарения капель воды, чем на пластине волокнистого полипропилена при одних и тех же скоростях вдува.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе выполнен цикл экспериментальных исследований испарения капель воды, лежащих на различных поверхностях пористых материалов, продуваемых воздухом. В результате выполненных исследований получены экспериментальные данные по изменению геометрических параметров и температуры поверхности испаряющихся капель воды, испаряющихся на пластине из волокнистого полипропилена и на медной пористой пластине при различной скорости вдува.

В экспериментах обнаружено, что при всех рассмотренных скоростях вдува воздуха на пористой медной поверхности реализовался режим испарения капель при постоянной контактной линии – режим «пиннинга», а на пластине из волокнистого полипропилена режим испарения с движением контактной линии – режим «депиннинга».

С использованием тепловизионной камеры выявлено снижение температуры поверхности капли на начальном периоде испарения, как на пористой медной пластине, так и на пластине из волокнистого полипропилена. При этом температура капель на поверхности волокнистого полипропилена снижалась до более низких значений по сравнению с температурой на пористой пластине из меди, что было связано с более низкой теплопроводностью полипропилена по сравнению с медью, меньшей площадью контактного пятна и соответственно существенно меньшим подводом тепла к каплям от поверхности волокнистого полипропилена. В отличие от испарения на медной пластине, для капель воды при испарении на волокнистом полипропилене характерно более плавное повышения температуры после начальной стадии ее падения и соответственно более продолжительный период относительно низких температур капель, близких к температуре адиабатного испарения.

На основании полученных в экспериментах данных были определены зависимости времени испарения капель воды на рассмотренных пористых поверхностях при различной скорости вдува. Полученные данные показывают, что испарение капель воды на пластине из полипропилена происходило медленнее, чем на медной пластине при одинаковых скоростях продуваемого воздушного потока. При увеличении скорости воздушного потока время испарения капель уменьшалось, как на поверхности пористой медной пластины, так и на поверхности волокнистого полипропилена. Таким образом, изменением скорости вдува воздуха через пористые материалы можно регулировать время испарения капель, лежащих на их поверхностях. В работе показано, что чем больше была скорость вдува, тем больше было ее влияние на время испарения капель воды на пористой медной пластине по сравнению с пластиной из волокнистого полипропилена. Соответственно эффективность регулирования временем испарения капель воды вдувом воздуха на поверхности пористой меди была выше, чем на поверхности волокнистого полипропилена. С увеличением скорости вдува воздуха это различие в эффективности увеличивалось.

Список литературы:

1. Sazhin S. Droplets and sprays. – London: Springer, 2014. – T. 345.
2. Starinskaya E. M. et al. Evaporation of water/ethanol droplets in an air flow: Experimental study and modelling //International Journal of Heat and Mass Transfer. – 2021. – T. 177. – pp. 121502.
3. Korenchenko A. E., Zhukova A. A. Sessile droplet evaporation in the atmosphere of different gases under forced convection //Physics of Fluids. – 2022. – T. 34. – №. 4. – pp. 042102.
4. H.D. Shin, K.C. Choi, T.Y. Kang, H.S. Lee / Local aggregation characteristics of a nanofluid droplet during evaporation / Int. J. Heat Mass Transf., 72 (2014), pp. 336–344.
5. Леонтьев А.И. и др. Тепловая защита стенок плазмотронов/Низкотемпературная плазма //Т. 15. Новосибирск: ИТ СО РАН, 1995. 335 с. – 1995.
6. Kabeya-Mukeba L., Vandewalle N., Dorbolo S. The evaporation of sessile droplets onto solid surfaces: experiments and simulations of the contact line pinning-depinning //Sensors and Actuators. – 1997. – T. 60. – pp. 202-207.
7. Sazhin S. S. Modelling of fuel droplet heating and evaporation: Recent results and unsolved problems //Fuel. – 2017. – T. 196. – pp. 69-101.
8. Kovalchuk N. M., Trybala A., Starov V. M. Evaporation of sessile droplets //Current Opinion in Colloid & Interface Science. – 2014. – T. 19. – №. 4. – pp. 336-342
9. Летушко В.Н., Низовцев М.И., Стерлягов А.Н., Шлюпиков М.Ю. Влияние фильтрации воздуха на испарение капель воды с поверхности пористых материалов // Ползуновский вестник. – 2016. – №. 3. С. 137-143.
10. Dunn G. J. et al. The strong influence of substrate conductivity on droplet evaporation //Journal of Fluid Mechanics. – 2009. – T. 623. – pp. 329-351.

Работа выполнена при поддержке мегагранта Министерства науки и высшего образования РФ № 2020-220-08-1436 (номер договора № 075-15-2021-575).

DOI: 10.53954/9785604859551_300

УДК 532.529.5

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ РАЗВИТИЯ ГАЗОЖИДКОСТНОГО ТЕЧЕНИЯ В МОДЕЛИ БИОРЕАКТОРА

Тимкин Л.С., Горелик Р.С., Курдюмов А.С.

Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН,
630090, Россия, г. Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1
e-mail: timkin@itp.nsc.ru

Оптимизация биотехнологического оборудования и повышение производительности аппаратов возможны при развитии интенсивной аэрации выращиваемой биологической популяции кормовыми газовыми смесями. Для расчета оптимальных аппаратов нужны верифицированные данные по гидродинамике и массообмену течения в элементах биореактора, а именно - данные по режимам течения двухфазного течения в трубах разного диаметра, при различных скоростях смеси и газосодержаниях [1-6].

По гидродинамике двухфазных течений опубликовано большое количество экспериментальных и теоретических работ. Исследования обычно выполнялись в установившихся режимах течения. Предложено несколько моделей расчета установившихся течений.

Одна из основных моделей предложена Sato Y. & Sekoguchi K. [7]. Постулируется аддитивность собственной турбулентности жидкости и пульсаций жидкости, вызванных пузырями (псевдотурбулентностью), как полностью независимых компонент. Гипотеза позволила рассчитать профили скорости жидкости и сравнить их с экспериментальными.

Wang и др. [8], моделированием и экспериментами подтвердили, что отличительной чертой опускного течения является концентрация газовой фазы в центральной части трубы. Профили скорости и турбулентная структура потока существенно зависят от дисперсности газовой фазы.

Результаты исследования пузырьковых потоков в вертикальных каналах [7-10] показывают, что монодисперсные сферические пузырьки в установившемся течении, распределяются по сечению канала таким образом, что смесь находится в гидростатическом равновесии. В восходящем потоке пузырьки могут мигрировать к стенкам трубы, образуя насыщенный пузырьками пристенный слой. В опускном течении пузырьки втягиваются в центр канала, что приводит к образованию свободного от пузырьков пристенного слоя жидкости.

Двухфазная турбулентность пузырькового потока с искусственной решеточной турбулентностью в канале представлена Lance M. и Bataille J. [11]. Обнаружено, что турбулентная кинетическая энергия течения сильно увеличивается с ростом газосодержания. Вводится критическое газосодержание α_c = 1% и фиксируются два различных режима течения, зависящие от объемного газосодержания. При газосодержании меньше α_c динамическое взаимодействие между пузырями пренебрежимо мало, а псевдотурбулентность и турбулентность, сгенерированная специально установленной металлической решеткой, аддитивны (работает гипотеза Sato). При большем газосодержании (α_c > 1%) выделен второй режим течения, когда пузырьки сильно взаимодействуют и передают существенное количество турбулентной энергии в жидкость. При этом наклон спектра пульсаций скорости вызванных движением пузырей в пузырьковом потоке изменяется от классического турбулентного значения -5/3 до -8/3.

Точно измеренные профили скорости, газосодержания, трения на стенке и скорости скольжения пузырьков в восходящем и опускном режимах установившегося течения получены с помощью лазерного доплеровского измерителя скорости (ЛДИС'а) и электродиффузионной диагностики [12-16].

В докладе представлены экспериментальное исследование развития газожидкостного опускного течения в вертикальной модели биореактора, в верхнем и нижнем сечениях установки, в том числе и в переходном от кольцевого до снарядно-пузырькового режимов течения.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Экспериментальная установка состояла из вертикальной стальной трубы внутренним диаметром D = 14,8 мм, высотой 6,5 м, с баком, насосом, ротаметрами для измерения расхода жидкости и системой термостабилизации в соответствии с Рис. 1. Газ и жидкость подавались в газожидкостный смеситель, установленный на входе в трубу. Измерительный блок включал в себя модуль с электродиффузионными датчиками трения, модуль для измерения скорости и газосодержания смеси с электрохимическим датчиком скорости и иммерсионный модуль для проведения фотосъемки. Блок мог устанавливаться на расстоянии L_m = 0,6 и 5м от газожидкостного смесителя (это верхнее и нижнее сечение установки, здесь и далее). В модуле для измерения трения использовалось восемь двойных датчиков для регистрации амплитуды и знака трения на стенке. Размер электродов датчиков трения составлял 40×700 мкм. Датчики заполированы в стенку трубы и подсоединялись к компьютеру через усилители и 16-битный амплитудный преобразователь АЦП L-Card L-502. Датчики тарировались в рабочей установке. Точность измерения трения в однофазном потоке в пределах 5 ÷ 7%. Измерения профилей скорости и газосодержания проводились электрохимическим датчиком скорости типа «лобовая точка» с контактным диаметром датчика около 60 мкм [15]. Профили измерялись от стенки трубы (первая точка на y = 50 мкм) и до оси трубы (y = 7,4 мм) на расстояниях 0,6 м и 5,6 м от газожидкостного смесителя (в верхнем и нижнем измерительных сечениях).

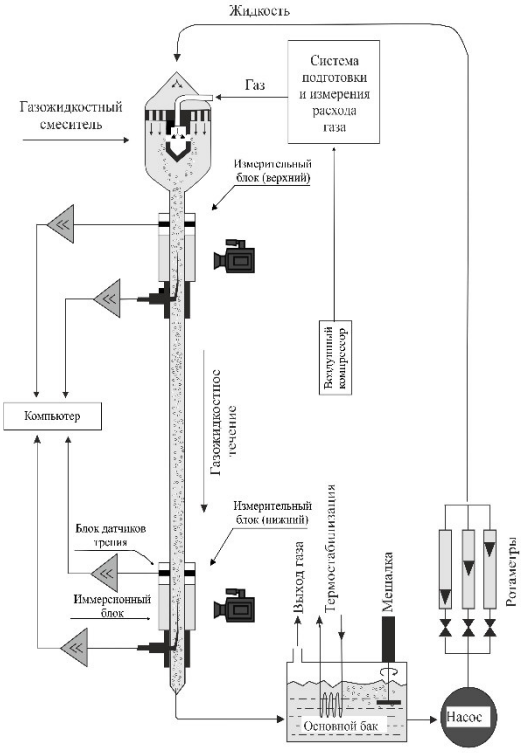


Рис. 1. Схема установки

Тарировка датчиков осуществлялась в нижнем сечении трубы в однофазном течении, где, по предварительно полученным данным, течение является установившимся. При измерении скорости жидкости проводилась оцифровка сигнала датчика в каждой точке измерений, с частотой 20 кГц, в течении 50 сек, так что объем данных в одной реализации составлял 10^6 точек. Далее файлы обрабатывались в программном режиме. Водный ферри- и ферроцианидный раствор использовался как рабочая жидкость.

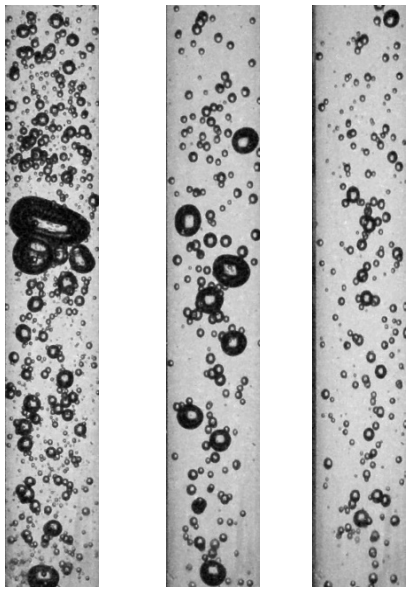
При температуре $20 \pm 0{,}2$°C, плотность раствора $\rho = 1031$ кг/м^3, динамическая вязкость $\nu = 1{,}06 \cdot 10^{-6}$ м^2/с. Фотоаппарат CASIO Exlim Ex-F1 использовался для фото и видео съемки потока. Image J software (http://imagej.nih.gov/ij) применялась для определения среднего диаметра и дисперсии пузырей.

РЕЗУЛЬТАТЫ

Исследовались режимы течения с числами Рейнольдса жидкости 6180, 9300 и 12750, ($Re_L = WL \cdot D/\nu$, где WL - среднерасходная скорость жидкости). В двухфазном потоке использовался один и тот-же объемный расход газа Qg = 2 см^3/сек.

Как видно из измерений (ниже), в верхнем сечении трубы течение может быть неустановившимся, и как следствие, характеристики течения в верхней и нижней части установки могут существенно отличаться.

Фотографии полидисперсных пузырьков в исследованных режимах в нижнем сечении приведены на Рис. 2.



а) б) с)

Рис. 2. Нижнее сечение, а) - Re = 6180, $d_b = 0{,}98 \pm 0{,}5$ мм; б) - Re = 9300, $d_b = 0{,}98 \pm 0{,}5$ мм; с) - Re = 12750, $d_b = 1{,}27 \pm 0{,}5$ мм

Результаты измерений профилей течения:

Профили Re_L:	L_m, m	τ_0, N/m^2	τ_w, N/m^2	$\overline{Fi}$	$\overline{V_l}$, m/sec	WL, m/sec	d_b, мм
12750	0,6	3,77	3,06	0,0252	0.87	1,0	1.66±0.6
12750	5	3,77	4,11	0,014	1.03	1,0	1.27±0.5
9300	0,6	2,172	1,78	0,0373	0.654	0,730	1.35±0.5
9300	5	2,172	2,49	0,0148	0.764	0,730	0.98±0.5
6180	0,6	1,06	11,7	0,709	1.13	0,485	кольцевое течение
6180	5	1,06	1,183	0,508	0.508	0,485	0.98±0.5 +снаряды

Сравнение профилей локальной скорости жидкости – $Vl_{(y)}$, пульсаций скорости – $vl'_{(y)}$ и профилей газосодержания – $Fi_{(y)}$ для $Re_L = 6180$ и 9300 в одно- и двухфазных течениях, на расстоянии $L_m = 5$ м от газового смесителя (в нижнем сечении), в установившемся режиме, приведено на Рис. 3 и 4. Здесь и далее, для проинтегрированного по измеренному профилю $Fi_{(y)}$ газосодержания, используется обозначение – $\overline{Fi}$, проинтегрированной по измеренному профилю скорости жидкости скорости – $\overline{V_l}$, τ_0 – трение в однофазном течении, τ_w – в двухфазном течении.

Для $Re_L = 6180$ напряжение трения на стенке трубы в однофазном течении 1,062 Н/м^2, напряжение трения в двухфазном течении 1,04 Н/м^2. Среднерасходная скорость жидкости 0,485 м/с, скорость жидкости, проинтегрированная по профилю в однофазном течении 0,490 м/с, в двухфазном течении 0,51 м/с, проинтегрированное по профилю газосодержание $\overline{Fi} = 0{,}0258$. Измеренный профиль скорости в однофазном течении лежит достаточно близко к профилю Никурадзе – $Vl_{(y)} = WL \cdot (2y/D)^{\wedge(1/6)}$, где y – расстояние от стенки трубы (здесь и далее).

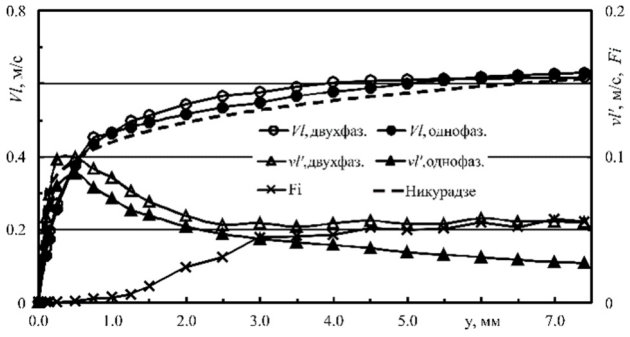


Рис. 3. WL = 0,485 м/с, Re_L = 6180, нижнее сечение

Измеренный профиль скорости в однофазном течении лежит достаточно близко к профилю Никурадзе – $Vl_{(y)} = WL\cdot(2y/D)^{\wedge(1/6)}$, где y – расстояние от стенки трубы (здесь и далее). Для Re_L =9300 напряжение трения на стенке трубы в однофазном течении 2,172 Н/м^2, в двухфазном течении 1,82 Н/м^2. Среднерасходная скорость жидкости 0,730 м/с, скорость жидкости, проинтегрированная в однофазном потоке 0,756 м/с, в двухфазном потоке 0,764 м/с, проинтегрированное по профилю газосодержание $\overline{Fi}$ = 0,0148.

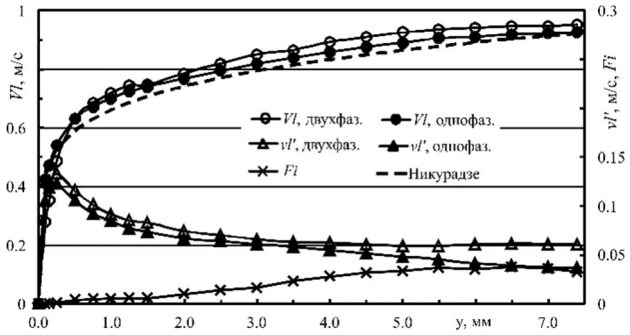


Рис. 4. WL = 0,73м/с, Re_L = 9300, нижнее сечение

В однофазном течении измеренные средние напряжения трения практически совпадают со значениями, рассчитанными по известной формуле Блазиуса. Из-за небольшого газосодержания, скорости жидкости, проинтегрированные по измеренному профилю, практически совпадают со значениями в двухфазном. Профили скорости в однофазном и двухфазном течении в нижнем сечении практически совпадают вблизи стенки. В течении, с Re_L = 9300, скорость в приосевой части двухфазного течения несколько выше, чем в однофазном. В течении с меньшей среднерасходной скоростью WL = 0,485 м/с, (Re_L = 6180) влияние пузырьков более значительно. Это приводит к заметному выполаживанию профиля скорости и значениям скорости ниже однофазных значений. Двухфазные пульсации скорости жидкости несколько выше, чем однофазные, пристенный пик пульсаций в двухфазном потоке ближе к стенке.

Сравнительные результаты измерений профилей скорости, пульсаций скорости и газосодержания в двух сечениях датчиков для трех чисел Рейнольдса: Re_L = 12750, 9300 и 6180, при одном газосодержании Qg = 2 см^3/сек приведены на Рис. 5 - 7.

В двухфазном потоке измеренное напряжение трения на стенке трубы в верхнем сечении 3,06 Н/м^2, в нижней 4,11 Н/м^2 (значение в однофазном потоке 3,77 Н/м2).

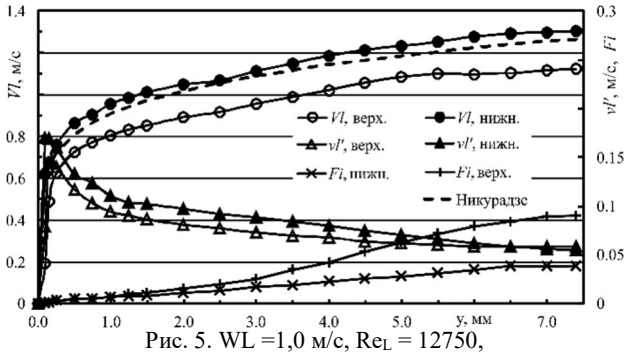


Рис. 5. WL =1,0 м/с, Re_L = 12750,
сравнение в верхнем и нижнем сечениях

В двухфазном потоке измеренное напряжение трения на стенке трубы в верхнем сечении 3,06 Н/м^2, в нижней 4,11 Н/м^2 (значение в однофазном потоке 3,77 Н/м^2). Среднерасходная скорость жидкости WL = 1,0 м/с. Для верхнего датчика проинтегрированная по профилю скорость жидкости 0,87 м/с, а проинтегрированное газосодержание $\overline{Fi}$ = 0,0252, для нижнего 1,03 м/с и $\overline{Fi}$ = 0,014.

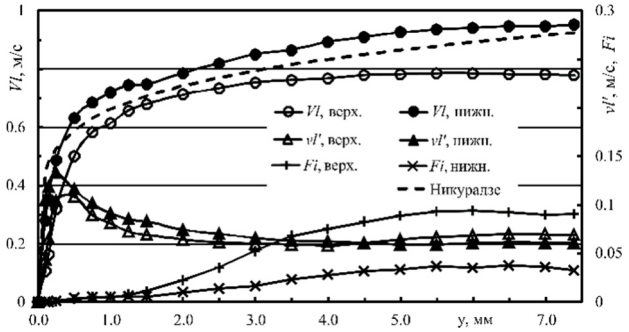


Рис. 6. – WL = 0,73 м/с, Re_L = 9300,
сравнение в верхнем и нижнем сечениях

В двухфазном потоке измеренное напряжение трения на стенке в верхнем сечении 1,78 Н/м^2, в нижнем 2,49 Н/м^2 (значение в однофазном потоке 2,172 Н/м^2). Среднерасходная скорость жидкости WL = 0,730 м/с. Для верхнего сечения проинтегрированная по профилю скорость жидкости 0,654 м/с и проинтегрированное газосодержание $\overline{Fi}$ = 0.0373, для нижнего 0,764 м/с и $\overline{Fi}$ = 0,0148.

Для двухфазного течения с Re_L = 12750 и 9300 напряжение трения на стенке в верхнем сечении ниже, а в нижнем выше однофазного. Статическое давление в нижнем сечении выше давления в верхнем приблизительно на 5 м водяного столба. Поэтому в нижнем сечении газосодержание существенно меньше. Так, для течения с Re_L = 12750 в верхнем сечении $\overline{Fi}$ = 0,0252, а в нижнем $\overline{Fi}$ = 0,014. А для течения с Re_L = 9300 в верхнем сечении $\overline{Fi}$ = 0,0373, а в нижнем $\overline{Fi}$ = 0,0148. Повышенное давление приводит к уменьшению размеров дисперсных газовых включений и уменьшению их скорости скольжения.

Значения скорости жидкости в верхнем сечении приблизительно на 20% ниже скорости в нижнем. Пульсации скорости жидкости в нижнем сечении, как правило выше, и пристенный пик пульсаций ближе к стенке. Очевидно, что происходит существенная перестройка структуры течения между двумя сечениями, изменение размера газовой фазы потока, что заметно

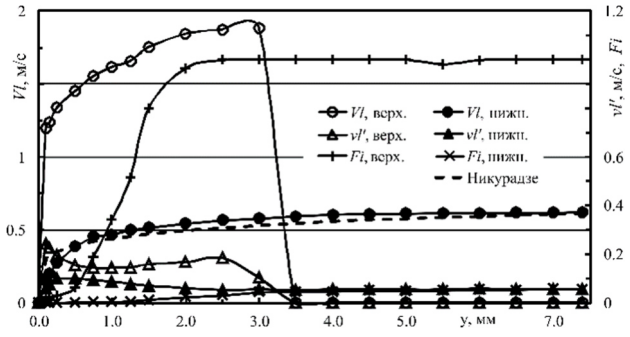


Рис. 7. WL = 0,485 м/с, Re_L = 6180,
сравнение в верхнем и нижнем сечениях.

изменяет и средний профиль скорости жидкости, и среднее напряжение трения.

В двухфазном потоке измеренное напряжение трения на стенке в верхнем сечении для Re_L = 6180 равно 11,7 Н/м^2, в нижнем 1,183 Н/м^2 (значение в однофазном потоке 1,06 Н/м^2). Таким образом трение в верхнем сечении на порядок выше, чем в нижнем. Локальная скорость жидкости в верхнем сечении вблизи стенки почти в 3 раза выше, чем в нижнем, а в ядре потока жидкость отсутствует. Среднерасходная скорость жидкости WL = 0,485 м/с. Для верхнего датчика проинтегрированная по профилю скорость жидкости 1,13 м/с, а проинтегрированное газосодержание $\overline{Fi}$ = 0,709, для нижнего 0,508 м/с и $\overline{Fi}$ = 0,0259. В верхнем сечении регистрируется газонасыщенная пленка жидкости на стенке трубы, толщиной около 3,5 мм. В приосевой зоне течения (y > 3,5 мм) жидкость отсутствует, а газосодержание потока равно 1. При этом, в нижнем сечении газовая фаза практически равномерно распределена по сечению трубы, за исключением узкой пристенной области. Визуально газовая фаза представляет собой пузырьковую смесь с отдельными газовыми снарядами, среднее газосодержание на оси трубы составляет около 0,057. Очевидно, что для Re_L = 6180 режим течения изменяется от кольцевого в верхнем сечении до снарядного пузырькового в нижнем. Таким образом режим течения в верхнем сечении является существенно неустановившимся. При кольцевом режиме течения вся жидкость сосредоточена в толстой пленке (толщиной 3,5 мм), см. Рис.7, напряжение трения на стенке выше на порядок, а скорость в пленке выше в три раза чем в нижнем сечении, в снарядно - пузырьковом режиме. Измерения в неустановившемся кольцевом газожидкостном течении электрохимическим методом проведены впервые.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведены экспериментальные исследования газожидкостного опускного течения в вертикальной модели напорной части биореактора, в верхнем и нижнем сечениях рабочей трубы, в том числе и в неустановившемся кольцевом режиме течения. В режимах течения с числами Рейнольдса 9300 и 12750 происходит плавная перестройка течения, выражающаяся в развитии трения на стенке трубы, профилей скорости и газосодержания. В течении с Рейнольдсом 6180 режим течения в верхней позиции является существенно неустановившимся. По высоте трубы происходит переход от кольцевого течения в верхней позиции до пузырьково-снарядного в нижней. При этом измеренное двухфазное напряжение трения на стенке в верхнем сечении на порядок больше, чем в нижнем. Максимальная скорость в пленке почти в три раза выше, чем в нижнем сечении.

Впервые проведены электрохимические измерения скорости жидкости и газосодержания в кольцевом неустановившемся газожидкостном течении, в условиях наличия толстой газонасыщеной пленки жидкости на стенках трубы. Получено, что в данном течении трение в верхнем сечении аппарата на порядок выше, чем в нижнем, а локальная скорость жидкости вблизи стенки, соответственно выше, почти в 3 раза. В ядре потока жидкость практически отсутствует.

Поскольку профили скорости, профили газосодержания в верхне и нижнем сечения модели биореактора существенно отличаются, необходим тщательный расчет массобмена в биореакторе по его высоте.

Список литературы

1. Гидродинамика и процессы переноса в биореакторах. Сборник научных трудов. Новосибирск: ИТ СОРАН, 1989. 191 с.
2. Strong P.J., Kalyuzhnaya M., Silverman J., Clarke W.P. A methanotroph-based biorefinery: Potential scenarios for generating multiple products from a single fermentation // Bioresource Technology. 2016. Vol. 215. P. 314-323.
3. Li X., Griffin D., Li X., Henson M.A. Incorporating hydrodynamics into spatiotemporal metabolic models of bubble column gas fermentation // Biotechnology and bioengineering. 2019. Vol. 116, No. 1. P. 28–40.
4. Krychowska A., Kordas M., Konopacki M., et al. Mathematical Modeling of Hydrodynamics in Bioreactor by Means of CFD-Based Compartment Model // Processes. 2020. Vol. 8(1301). P. 1 - 12.
5. Tikhomirova T.S. and But S.Y. Laboratory scale bioreactor designs in the processes of methane bioconversion // Mini-review. Biotechnology Advances. 2021. Vol. 47. 107709.
6. Nizovtseva I., Starodumov I., Schelaev A., Aksenov A., Zhluktov S., Sazonova M., Kashinsky O., Timkin L., Gasenko V., Gorelik R., Chenushkin D., Oshkin I. Simulation of two-phase air-liquid flows in a closed bioreactor loop: numerical modeling, experiments and verification // Mathematical Methods in the Applied Sciences. 2021. P. 1-17. DOI: 10.1002/mma.8132.
7. Sato Y. and Sekoguchi K. Liquid velocity distribution in two-phase bubble flow // IJMF. 1975. Vol. 2, No. 1. P. 79 - 95.
8. Wang S.K., Lee S.J., Jones O.C., Lahey R.T. 3 - D turbulence structure and phase distribution measurements in bubbly two-phase flows // IJMF. 1987. Vol. 13, No. 3. P. 327 - 343.
9. Herringe R.A. and Davis M.R. Flow structure and distribution effects in gas-liquid mixture flows // IJMF. 1978. Vol. 4, No. 5-6. P. 461-486.
10. Lu J., Biswas S., Tryggvason G. A DNS study of laminar bubbly flows in a vertical channels // IJMF. 2006. Vol. 32, No. 6. P. 643 - 660.
11. Lance M., and Bataille J. Turbulence in the liquid phase of a uniform bubbly air-water flow // JFM. 1991. Vol. 222. P. 95 - 118.
12. Ohba K., Yuhara T., Matsuyama, H. Simultaneous measurements of bubble and liquid velocities in two-phase bubbly flow using laser doppler velocimeter // Bulletin of JSME. 1986. Vol. 29, No. 254. P. 2487 - 2494.
13. Kashinsky O.N. and Timkin L.S. Slip velocity measurements in upward bubble flow by combined LDA and electrodiffusional techniques // Experiments in Fluids. 1999. Vol. 26, No. 4. P. 305-314.
14. Timkin L.S. and Gorelik R.S. Local bubble slip velocity in a downward laminar tube flow // Thermophysics and Aeromechanics. 2020. Vol. 27, No. 2. P. 259 - 268.
15. Nakoryakov V.E., Burdukov A.P., Kashinsky O.N., Geshev P.I. Electrodiffusional method for studing local structure of turbulent flows. Novosibirsk: Institute of Thermophysics, 1986. 248 p.
16. Vorobyev M.A., Kashinsky O.N., Randin V.V. Downword bubble flow in f pipe at subcritical Reynolds numbers // Fluid Dynamics. 2019. №2. P. 262 - 267.

DOI: 10.53954/9785604859551_304

УДК 532.574.7+519.85

ОЦЕНКА ДВИЖЕНИЯ ЖИДКОСТИ В РЕАЛЬНОМ ВРЕМЕНИ ПО ИЗОБРАЖЕНИЯМ ЧАСТИЦ НА ОСНОВЕ СВЕРТОЧНЫХ НЕЙРОННЫХ СЕТЕЙ

Токарев М.П.[1], Зарипов Д.И.[1]

[1] Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН,
630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1
e-mail: mtokarev@itp.nsc.ru

ВВЕДЕНИЕ

Задача оценки движения может быть найдена в различных областях, от систем безопасности видеонаблюдения, промышленного контроля и неразрушающего контроля до компьютерной графики, увеличивающей скорость отрисовки и визуального захвата движения. Дополнительно можно упомянуть панорамную количественную оценку механических напряжений и скорости в тензодатчиках и датчиках скорости жидкости. Алгоритмы обработки оптического потока часто применяются при использовании оценки попиксельного поля движения объектов на их последовательных во времени изображениях [1]. Этот метод основан на сохранении локальной интенсивности для отслеживания перемещений движущихся объектов внутри изображения [1] (см. рис. 1). Двумерная оценка движения жидкостей обычно выполняется при мощном импульсном лазерном освещении, и трудно гарантировать одинаковые профили интенсивности между импульсами. Актуальна разработка альтернативных высокопроизводительных алгоритмов оценки полей скорости, которые могут быть скорректированы для конкретных условий изменения интенсивности.

В настоящее время ресурсы массовых параллельных устройств (GPU), созданных для быстрой отрисовки сложных трехмерных CAD моделей и виртуальных сцен, широко используются для вычислений общего назначения. Одним из направлений использование GPU стала обработка изображений и видео данных в реальном времени, в том числе с применением нейросетевых моделей. Так как оптическая диагностика течений работает с потоком изображений, то она так же может получить преимущество от GPU устройств для возможности быстрой оценки структуры течения, например, для решения задач управления.

Среди первых опубликованных работ по использованию нейросетевых моделей для оценки оптического потока можно выделить [2] с моделями FlowNetS & FlowNetC. Далее появились модификации этой модели в виде FlowNet2 [3], SpyNet [4], PWC-Net [5] и LiteFlowNet [6]. Также через некоторое время исследователи в области механики жидкости стали использовать сверточные архитектуры [7] и упомянутые выше решения для оценки полей скорости течения PIV-FlowNetS [8] и PIV-LiteFlowNet [9].

В данной работе была взята модель нейронной сети PWC-Net, не применявшаяся до сих пор в задачах механики жидкости и имеющая хорошие перспективы в плане использования для анализа полей течения в реальном времени. Рассмотрены особенности задачи обучения модели и применения ее для работы с экспериментальными данными.

ОПИСАНИЕ МЕТОДА

Первая часть названия выбранной для работы модели нейронной сети PWC-Net связано с тремя основными операциями выполняющимся в процессе вычисления оптического потока (см. рис. 2): Pyramid – пирамида извлечения признаков (отличается от методов с пирамидой изображений, см. рис. 1), Warping – блок деформации парного изображения признаков по грубому перемещению, рассчитанному на более высоком уровне пирамиды и Cost volume – блок оценки стоимости данного перемещения.

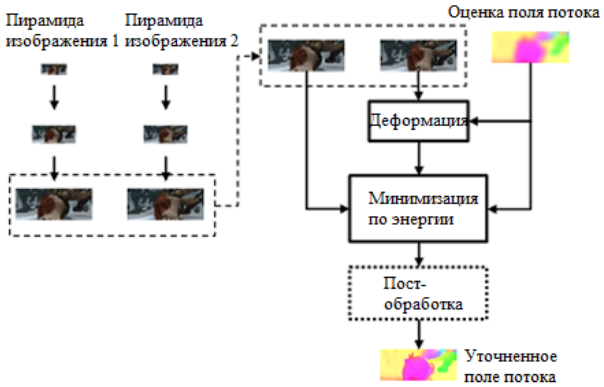


Рис. 1. Схема алгоритма расчета оптического потока

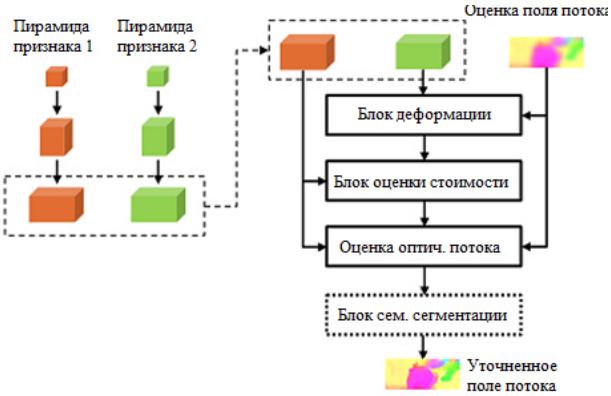


Рис. 2. Общая схема оценки потока сетью PWC-Net

Последние два блока W&C являются структурными и не содержат обучаемых коэффициентов. Обучаются фильтры на всех уровнях пирамиды извлечения признаков, блок оценки оптического потока и фильтры блока семантической сегментации. Количество уровней пирамиды l иерархической оценки оптического потока определяет максимальное перемещение, доступное модели для оценки, а также производительность модели и количество параметров, требующих обучения.

Обычно для обучения нейросетевой модели, оценивающей оптический поток общего назначения, используются последовательные кадры из движущихся предметов и динамические сцены из компьютерных

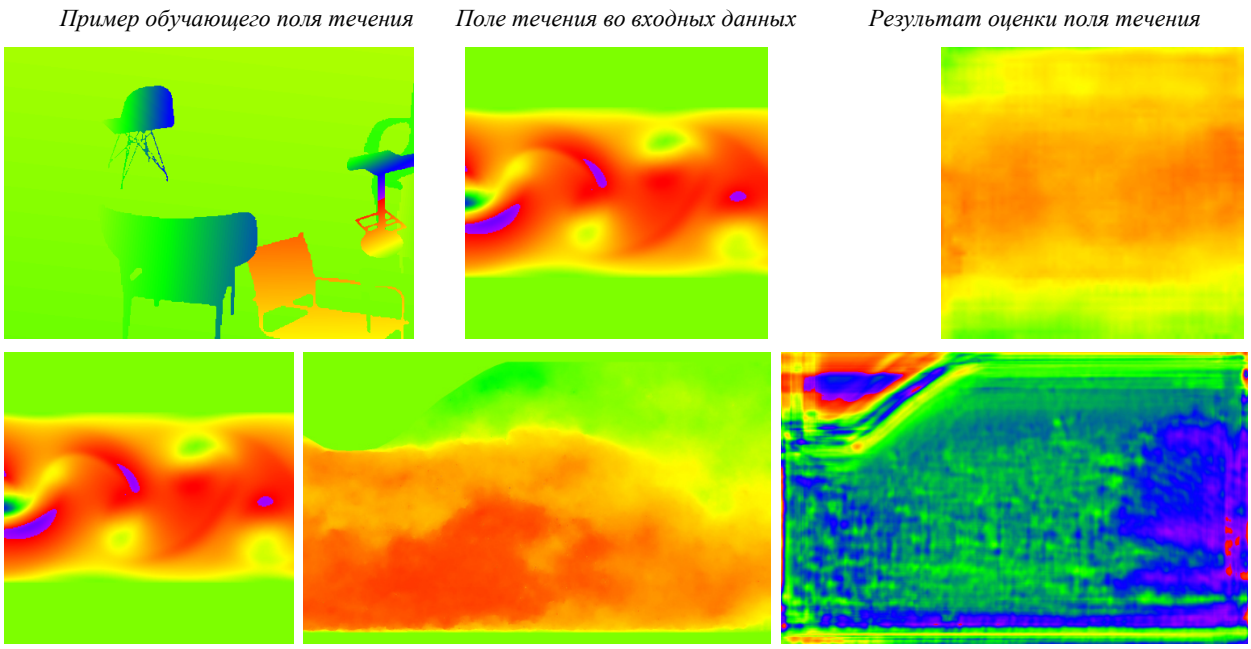


Рис. 3. Пример неудовлетворительной оценки поля течения при вариации обучающих данных: (сверху) обучение на базе Flyingchairs оценка на синтетических изображениях из PIV dataset, (снизу) обучение на Flyingchairs+ PIV dataset оценка на изображениях частиц из эксперимента PIV Challenge 4B [16]

игр, например как в публичных базах данных: MPI Sintel, KITTI, Flyingchairs (см. рис. 3) и др. Так, например, база Flyingchairs [10] состоит из 22872 цветных изображения с разрешением 512x384 пикс и глубиной цвета 8 бит.

Для задач оценки поля течения в механике жидкости также не так давно исследователи составили похожие обучающие базы данных. Например, в работе [13] авторы использовали набор синтетических PIV изображений (PIV dataset) и точных CFD полей скорости из 8-ми различных типов течений: однородное, течение за уступом и цилиндром для нескольких чисел Рейнольдса, гомогенный изотропный турбулентный поток, турбулентное течение в канале и др. Всего данная база состоит из 15050 полей течения с соответствующими парами PIV изображений частиц размером 256x256 пикс и разрядностью 8 бит.

Новизной данной работы является то, что для тренировки нейросетевой модели помимо синтетических изображений упомянутых выше были использованы реальные открытые экспериментальные данные из четвертого международного соревнования 4th PIV Challenge, а конкретно из случая B (PIV Challenge 4B) для течения в канале с периодическими холмами [11]. Особенностью экспериментальных данных является отсутствие точного решения для распределения скорости, поэтом для возможности их использовании в обучении и оценке результатов поля скорости оценивались CPU реализацией высокоточного, хотя относительно медленного, алгоритма оптического потока Dual TV L1 [15]. Дополнительно для оценки точности также использовались данные, которые были отправлены командой ИТ СО РАН в 2014 году по время проведения 4th PIV Challenge. Всего из этих данных было использовано 1043 поля скорости и с изображениями размером 1280x800 пикс разрядностью 16 бит.

Для оценки точности работы алгоритмов использована метрика $EPE = \left\langle \left\| \mathbf{v}_{GT} - \mathbf{v} \right\| \right\rangle$ - средняя по полю норма разности между точным решением и результатом оценки (EndPoint Error). Для работы была взята открытая реализация PWC-Net [12] для библиотеки TensorFlow, при этом эта сеть впервые использовалась для работы с PIV изображениями частиц. Обучение и работа нейросети выполнялась на следующем аппаратном обеспечении: CPU Intel Core i7-3770 (16 Гб) + GPU GTX 1080 (8 Гб).

В ходе работы были протестированы несколько вариантов обучения и использования нейросетевой модели. На рис. 3 представлены показательные неудачные варианты. Результаты в первой строке демонстрируют обучение на Flyingchairs с оценкой поля течения по синтетическим изображениям. Видно, что итоговое поле скорости только отдаленно показывает контуры истинного течения за цилиндром без детализации вихревой дорожки. Величина ошибки составила EPE = 0,66 пикс. Результат во второй строчке демонстрирует пример обучения на Flyingchairs с дополнительным обучением на PIV dataset. В итоге применение обученной модели на примере PIV Challenge 4B приводит к значительной ошибке в итоговом поле скорости EPE = 2,26 пикс. Вероятно, это связано с другим распределением яркости на экспериментальных изображениях, так что блок извлечения признаков PWC-Net не оптимизированный для экспериментальных PIV изображении плохо выполняет свою функцию на этих данных.

На рис 4. представлены характерные истории для четырех вариантов обучения. На верхнем графике показаны варианты с глубиной модели l=6. При обучении на данных PIV dataset ошибка со временем не уменьшается. Как оказалось, это связано с несогласованностью глубины сети l = 6, равной количеству раз снижения пространственного разрешения входных

данных вдвое, и малым максимально возможным перемещением на изображениях PIV dataset. При той же глубине l = 6 с предварительным обучением на Flyingchairs и последующем дообучении на PIV dataset процесс сходился, но длился в общей сложности 8 дней (при скорости 2 сек на шаг) на указанном.

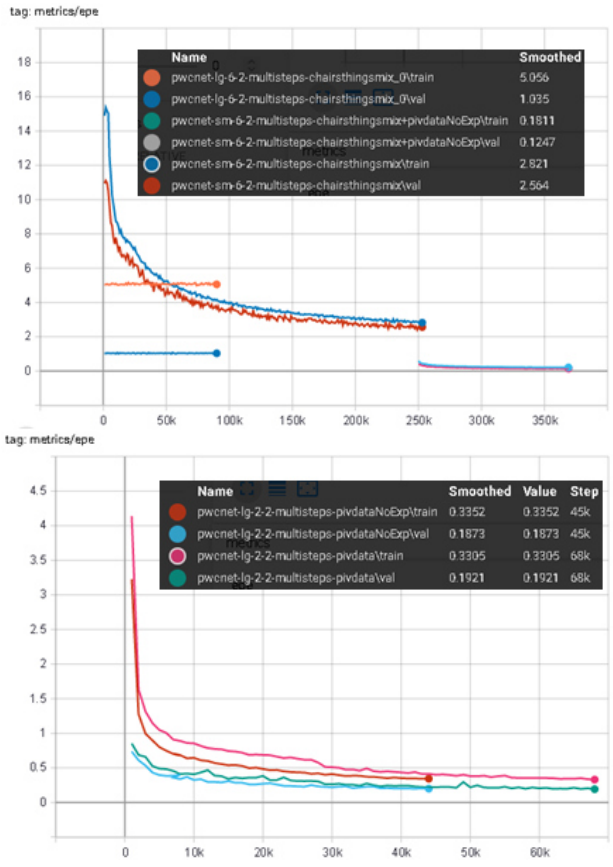


Рис. 4. Примеры истории обучения: (вверху) PIV dataset и Flyingchairs+PIV dataset при l = 6, (внизу) PIV dataset и PIV dataset+ PIV Challenge 4B при l = 2

Далее после согласования глубины сети $l = 2$ с величиной перемещения частиц на изображениях обучение на PIV dataset стало возможным с нуля (см. рис. 4 внизу) в том числе при добавлении в тренировочный набор экспериментальных данных из PIV Challenge 4B. При этом время обучения до сходимости уменьшилось до более приемлемых 24 часов.

Таким образом, по результатам тестов основной стратегией использования нейросетевого анализа для оценки полей скорости в реальном времени является согласование архитектуры модели сети с величиной перемещения на используемых данных и обязательное включение целевых экспериментальных данных, анализ которых предполагается выполнять, в обучающий набор, например, в объеме 1000 пар изображений частиц. При этом поля скорости для обучения на части экспериментальных данных придется получать явно с использованием других высокоточных алгоритмов, например, такого как Dual TV L1.

РЕЗУЛЬТАТЫ

Точность финальной обученной нейросетевой модели PWC-Net протестирована на синтетических данных из PIV dataset обтекания кругового прямого цилиндра Re=400 на базе CFD расчета [13] и экспериментальных данных PIV Challenge 4B [16]. На рис. 5 видно, что *EPE* ошибка анализа поля течения для синтетических данных ниже, чем экспериментальных данных: 0,08 и 0,26 пикс, как для GPU алгоритма оптического потока [14], так и обученной нейросетевой модели: 0,11 и 0,17 пикс относительно точного решения. В этом случае точность, полученная с использованием нейросетевого алгоритма выше, чем точность алгоритма оптического потока [14]. Это также видно по распределениям ошибки, где на результате классического алгоритма наблюдаются артефакты в виде квадратов с размерами равными размерам области фильтрации в 15 пикс, и отсутствием таковых на распределении, полученном моделью PWC-Net. Артефакты проявляются в правой части поля вследствие меньшей концентрации и большей контрастности изображений частиц. При этом результат нейронной сети имеет более гладкое распределение продольной скорости, по-видимому, за счет дополнительной предобработки распределения яркости блоком пирамиды извлечения признаков. Для экспериментальных данных ошибка анализа составила 0,39 и 0,3 пикс относительно данных отправленных во время соревнования [16] для классического и нейросетевого алгоритма соответственно, что подтверждает качество работы алгоритма оценки скорости на основе сверточных нейронных сетей. Дополнительно на рис. 5 показано время вычислений каждой GPU реализации алгоритмов. На данный момент скорость вычислений нейросети PWC-Net близка к скорости классического алгоритма, хотя за счет большего количества выполняемых операций уступает ей в 2,2 раза для синтетических данных и в 1,35 раз для экспериментальных данных. Протестированная скорость вычислений при обработке пар изображений с цифровой камеры с размером кадра VGA формата составила 54,4 Гц и 27,4 Гц для классического и нейросетевого алгоритма, что демонстрирует возможность обработки PIV данных в реальном времени с использованием GPU.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В результате проведённых исследований показано, что сверточная нейронная сеть PWC-Net с количеством уровней пирамиды $l = 2$, позволяет анализировать движение частиц на PIV изображениях с частотой 27 Гц на рассмотренном вычислительном оборудовании. Среднеквадратичное отклонение на полученной модели 0,17 пикс, превосходит алгоритм оптического потока [14] 0,26 пикс с подобранными параметрами. При обучении нейронной сети подобной PWC-Net с пирамидальной структурой количество уровней пирамиды l должно быть согласовано с максимальным перемещением в обучающей выборке. Для использования нейронной сети ее необходимо обучить на датасете, дополненном ограниченным набором данных (~1000 пар изображений) из аналогичной конфигурации или эксперимента с полями скорости, посчитанными наиболее точным алгоритмом.

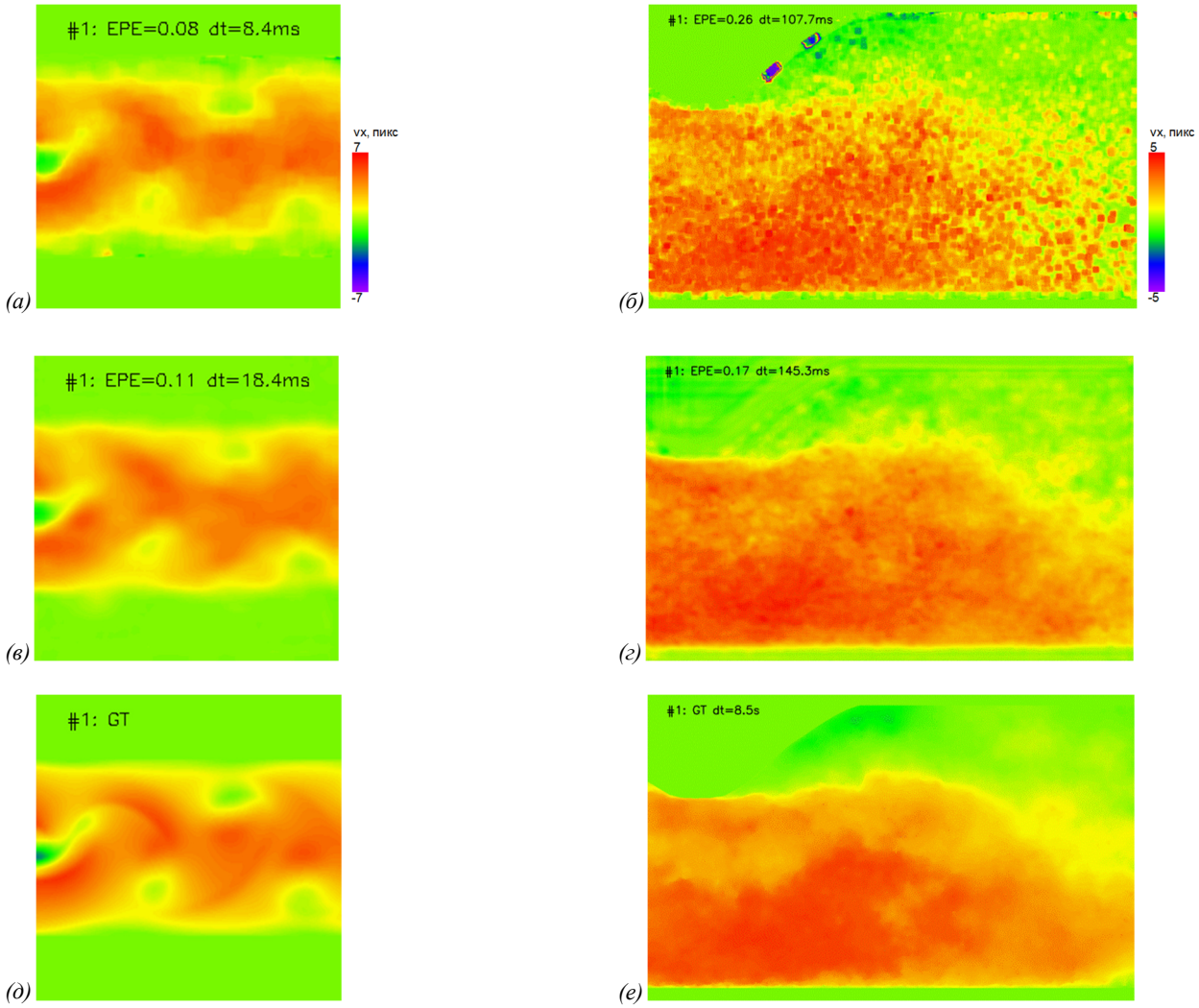


Рис. 5. Пример расчета распределения компоненты скорости вдоль потока (vx) для течения за цилиндром (а), (в), (д) и течения в канале за холмом (б), (г), (е). В верхней строке (а), (б) результат расчета использованным в разработанной онлайн PIV системе алгоритмом [14] на GPU, в средней строке (в), (г) результат расчета скорости обученной нейронной сетью PWC-Net, а в нижней строке точное решение для CFD (д) и результат, полученный более медленным и более надежным алгоритмом Dual TV L1 [15] на CPU (е)

Список литературы:

1. Horn B. K. P., Schunck B. G. Determining optical flow // Artif. Intell. - 1981. - Т. 17. - С. 185–203.
2. Dosovitskiy A., Fischer P., Ilg E., Hausser P., Hazirbas C., Golkov, V., Brox T. Flownet: Learning optical flow with convolutional networks //Proceedings of the IEEE international conference on computer vision. – 2015. – С. 2758-2766.
3. Makansi O., Ilg E., Brox T. End-to-end learning of video super-resolution with motion compensation //German conference on pattern recognition. – Springer, Cham. - 2017. – С. 203-214.
4. Ranjan A., Black M. J. Optical flow estimation using a spatial pyramid network //Proceedings of the IEEE conference on computer vision and pattern recognition. – 2017. – С. 4161-4170.
5. Sun D., Yang X., Liu M. Y., Kautz J. PWC-Net: CNNs for Optical Flow Using Pyramid, Warping, and Cost Volume // Proceedings of the IEEE conference on computer vision and pattern recognition. - 2018. - С. 8934-8943.
6. Hui T. W., Tang X., Loy C. C. Liteflownet: A lightweight convolutional neural network for optical flow estimation //Proceedings of the IEEE conference on computer vision and pattern recognition. – 2018. – С. 8981-8989.
7. Lee Y., Yang H., Yin Z. PIV-DCNN: cascaded deep convolutional neural networks for particle image velocimetry //Experiments in Fluids. – 2017. – Т. 58. – №. 12. – С. 1-10.
8. Cai S., Liang J., Gao Q., Xu C., Wei R. Particle image velocimetry based on a deep learning motion estimator //IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement. – 2019. – Т. 69. – №. 6. – С. 3538-3554.
9. Yu C., Bi X., Fan Y., Han Y., Kuai, Y. LightPIVNet: An effective convolutional neural network for particle image velocimetry //IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement. – 2021. – Т. 70. – С. 1-15.
10. https://lmb.informatik.uni-freiburg.de/resources/datasets/FlyingChairs.en.html.
11. https://www.pivchallenge.org/pivchallenge4.html.
12. https://github.com/philferriere/tfoptflow.
13. Cai S., Zhou S., Xu C., Gao Q. Dense motion estimation of particle images via a convolutional neural network. // Experiments in Fluids. - 2019. Т. 60(4). - С. 1-16.
14. Farnebäck G. Two-frame motion estimation based on polynomial expansion //Scandinavian conference on Image analysis. – Springer, Berlin, Heidelberg, - 2003. – С. 363-370.
15. Pérez J. S., Meinhardt-Llopis E., Facciolo G. TV-L1 optical flow estimation //Image Processing On Line. – 2013. – Т. 2013. – С. 137-150.
16. Kähler, C. J., Astarita, T., Vlachos, P. P., Sakakibara, J., Hain, R., Discetti, S., Cierpka, C. Main results of the 4th International PIV Challenge //Experiments in Fluids. – 2016. – Т. 57. – №. 6. – С. 97.

Работа выполнена при финансовой поддержке проекта РНФ № 19-79-30075 и в рамках государственного задания ИТ СО РАН в плане предоставления оборудования.

DOI: 10.53954/9785604859551_308

УДК 544.452.4+543.42

ИЗМЕРЕНИЕ ПОЛЯ ТЕМПЕРАТУРЫ В ЛАМИНАРНОМ ПЛАМЕНИ НА ОСНОВЕ ЛИФ ГИДРОКСИЛЬНОГО РАДИКАЛА

Толстогузов Р.В.[1, 2]

[1] Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН,
630090, Россия, г. Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1
[2] Новосибирский государственный университет,
630090, Россия, г. Новосибирск, ул. Пирогова, 1
e-mail: enot.roman@gmail.com

ВВЕДЕНИЕ

Импактное горение встречается в большом количестве промышленных и технических приложений: при нагреве поверхностей, резке металлов, в камерах сгорания, горелочных устройствах, двигателях самолетов, химической промышленности и многих других областях. Однако, в настоящее время накладываются значительные требования к современным горелочным устройствам и энергетическим установкам: уменьшение образования сажи, увеличение полноты сгорания топлива и многие другие. При разработке новых моделей горелочных устройств или модернизации уже существующих крайне важны достоверные модели процессов тепломассообмена и необходимо однозначное представление физических процессов, протекающих в камерах сгорания. Для таких целей в настоящее время все чаще используют методы численного моделирования, поскольку проведение физического эксперимента в реальных условиях затруднено с финансовой и технической точки зрения. Однако, численные методы моделирования, в особенности процессов горения, нуждаются в верификации результатов на более простых объектах. Данные, полученные с помощью эксперимента с применением современных оптических методов, позволяют дополнить базу информации о процессах, протекающих при горении на модельных объектах.

С помощью современных оптических методов измерений температуры в пламени возможно получить информацию об основных процессах горения в потоке: образовании вредных веществ, сажи, особенностях химического реагирования, скорости выделения энергии и полноте сгорания топлива. В сравнении с термопарными измерениями температуры, бесконтактные методы обладают рядом преимуществ: не вносят изменений в поток, обладают хорошим временным и пространственным разрешением, а также способны обеспечить измерения двумерных мгновенных распределений в турбулентных потоках. Особое место среди бесконтактных оптических методов занимает метод PLIF (англ. Planar Laser-Induced Fluorescence), принцип которого основан на возбуждении молекул с помощью лазерного излучения в выбранной плоскости исследуемого потока с последующей регистрацией интенсивности флуоресценции. Данный метод позволяет регистрировать 2D-распределения температуры в потоке. Используя лазер на красителе и изменяя его длину волны, в реализации метода PLIF, возможно возбудить различные типы молекул, являющихся интермедиатами (HCHO, HCO, CH, CO, OH и др.), исходными реагентами (углеводороды, O2), или продуктами горения (NO, NO2 и др.). Метод PLIF эффективно используется для определения пространственного распределения концентрации различных типов молекул, которые образуются или присутствуют в областях тепловыделения или визуализируют зоны химического реагирования [1-3]. Один из используемых методов, в том числе и в данной работе, Thermally-assisted LIF (TA LIF) основан на сравнении изменения интенсивности различных участков спектра флуоресценции гидроксильного радикала (OH) в зависимости от температуры [4]. Более популярный метод, также используемый в работе, Two-line LIF (TL LIF) основан на регистрации отношения интенсивности сигнала флуоресценции при возбуждении двух линий перехода в одно верхнее электронное состояние.

В настоящей работе проведено измерение полей температуры в импактном пламени Бунзена предварительно-перемешанной метавоздушной смеси с помощью методов, основанных на OH PLIF при возбуждении перехода (1-0) электронной системы $A^2\Sigma^+–X^2\Pi$. С помощью компьютерного моделирования проведен анализ оптимальных линий возбуждения.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Для организации импактного пламени Бунзена использовалось осесимметричное сужающиеся сопло с внутренним диаметром d = 15 мм. Предварительно перемешанная смесь топлива (метана) и воздуха подавалась через трубу смешения (длиной 70 см) в сопло. В качестве импактной поверхности использовался металлический герметичный сосуд, наполненный водой, с плоским дном, диаметр которого был равен 300 мм. Внутри сосуда поддерживалась постоянная циркуляция воды с помощью термостата, температура воды была постоянной и была равна 96°C. С помощью механизированного координатного устройства, точность позиционирования которого равняется 0.1 мм, изменялось расстояние между соплом и импактной поверхностью. Характерные расстояния между соплом и импактной поверхностью (H), используемые в эксперименте, равнялись 15, 30 и 45 мм. (H/d = 1, 2 и 3 калибра соответственно). С помощью массовых расходомеров Bronkhorst El-Flow осуществлялся контроль расходов воздуха и метана. Число Рейнольдса было равно Re = 1000, коэффициент избытка топлива был равен Φ = 0.92.

Для оценки температуры методами Thermally-assisted LIF (TA LIF) и Two-line LIF (TL LIF) использовалась комплексная система из лазерной и регистрирующей техники. Для реализации данных методов были использованы импульсные лазеры накачки, перестраиваемые импульсные лазеры на красителях и

интенсифицированные камеры с усилителями на основе электронно-оптических преобразователей. На рис. 1 представлена схема экспериментальной установки. В случае применении метода TA LIF использовался лазер накачки Nd:YAG QuantaRay (532 нм, 1 Дж) и лазер на красителе Sirah Precision Scan (283 нм, 70 мДж), который возбуждал флуоресценцию OH на длине волны перехода $Q_1(8)$ (283.55 нм) полосы (1-0) системы $A^2\Sigma^+–X^2\Pi$ со средней энергией импульса 12 мДж. Для регистрации сигнала флуоресценции полосы (2-0) использовалась ПЗС-камера LaVision Imager sCMOS (2560×2160 пикселей, 16-бит), для полос (0-0) и (1-1) использовалась ПЗС-камера Princeton instruments PI-MAX-4 (16-бит, 1280×1024 пикселей). Обе камеры были подключены к усилителям на основе ЭОП с фотокатодом S20 (multialkali). Каждый усилитель дополнительно был оснащен УФ-объективом и полосовым фильтром: 265 ± 5 нм для полосы (2-0) и 310 ± 10 нм для полос (0-0) и (1-1). В ходе эксперимента, рассеяние лазерного излучения (как и собственное свечение пламени и переотражения от сопла) вносило нежелательный вклад в фоновый сигнал. Данный эффект удалось уменьшить благодаря применению оптических фильтров.

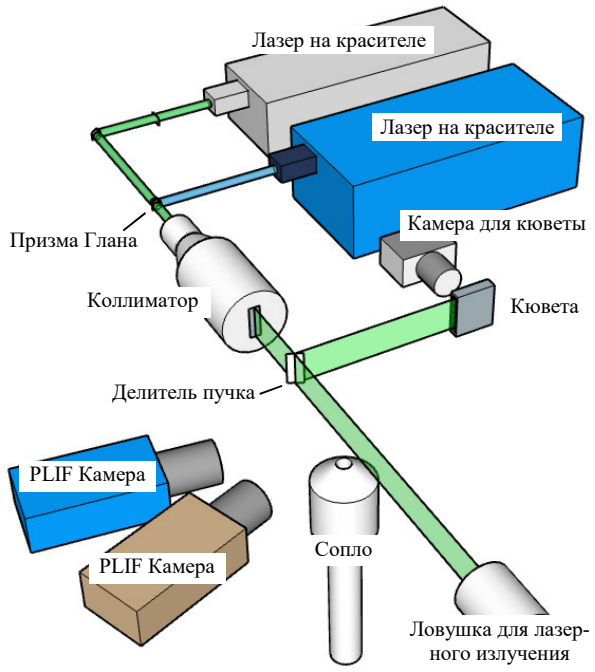


Рис. 1. Схема экспериментальной установки.

В случае применения метода TL LIF были задействованы две независимые OH PLIF системы. Одна из систем включала в себя лазер накачки Nd:YAG QuantaRay и лазер на красителях Sirah Precision Scan. Так же в данной системе была использована чувствительная в УФ диапазоне ПЗС-камера PCO Dicam Pro (12-бит, 1024 × 1024 пикселей). Вторая система состояла из лазера накачки Nd:YAG Quantel YG980 (532 нм, около 0.5 Дж) и лазера на красителях Quantel TDL+. В данной системе использовалась камера LaVision Imager sCMOS, подключенная к усилителю LaVision IRO. Обе интенсифицированные камеры также были оснащены УФ-объективами и полосовыми оптическими фильтрами. Для реализации метода TL LIF для перехода (1-0) электронной системы $A^2\Sigma^+–X^2\Pi$ использовалась комбинация линий $Q_1(5)$ и $Q_1(14)$ в качестве одной из наиболее эффективных пар (согласно работе [5]) со средней энергией в импульсе равной 3 и 15 мДж, соответственно. Контроль соответствия длины волны лазеров длинам волн возбуждения обеспечивался сканированием спектра возбуждения радикала OH совместно с калибровкой путем сравнения с результатами моделирования с помощью ПО LifBase [6]. Синхронизация всех систем осуществлялась с помощью восьмиканального генератора импульсов (BNC model 575). Два лазерных импульса системы были разделены во времени на 400 нс. Время экспозиции камер составляло 200 нс при применении каждого из рассматриваемых методов.

С помощью коллимирующей оптики LaVision, состоящей из системы цилиндрических и сферических линз, производилось формирование лазерного ножа. Лазерный нож возбуждал флуоресценцию OH в области измерения (толщина такой области составляла 0.8 мм с высотой 50 мм.), проходя через вертикальную ось симметрии сопла. Учет неравномерности распределения энергии в лазерном ноже осуществлялся регистрацией ПЗС-камерой (ImperX Bobcat IGV-B4820, 12-бит) части излучения, которое отражалась (примерно 5%) полупрозрачным зеркалом в кювету (заполненную раствором родамина 6G), размещенной после коллиматора. Все полученные LIF изображения были обработаны с помощью математических алгоритмов: удаление фона, маскирование, коррекция искажений перспективы, коррекция пространственной неоднородности распределения энергии в лазерном ноже и чувствительности регистрирующих матриц камер.

РЕЗУЛЬТАТЫ

Зависимость интенсивности флуоресценции для переходов (2-0) и (0-0), (1-1) от температуры была проанализирована в ходе численного моделирования с использованием программного пакета LASKIN [7]. При моделировании использовался состав газа, имитирующий состав продуктов горения пламени стехиометрической метановоздушной смеси (Ф = 1) с соответствующими молярными долями: N_2 – 72%, H_2O – 18%, CO_2 – 9%, OH – 1%. Плотность энергии лазерного импульса на единицу площади была равной 5×10^{-2} Дж/см^2 и моделировала реальную энергию лазера в эксперименте. Флуоресценция OH была также смоделирована при возбуждении переходов $Q_2(7)$, $Q_1(8)$, $R_1(14)$, $P_1(2)$ полосы (1-0) системы $A^2\Sigma^+–X^2\Pi$ для сравнения между собой.

На рис. 2 представлено отношение интегрированной интенсивности флуоресценции для диапазонов спектра 260-270 нм (I_1) и 300-320 нм (I_2). Данный график демонстрирует, что с увеличением температуры отношение интенсивностей рассматриваемых переходов также увеличивается. На рис. 2 также показано, что переход $Q_1(8)$ имеет самую высокую температурную чувствительность среди протестированных переходов (выше 1:5 в диапазоне 1200-2200 К). Поэтому этот переход был подробно рассмотрен в ходе экспериментальной работы.

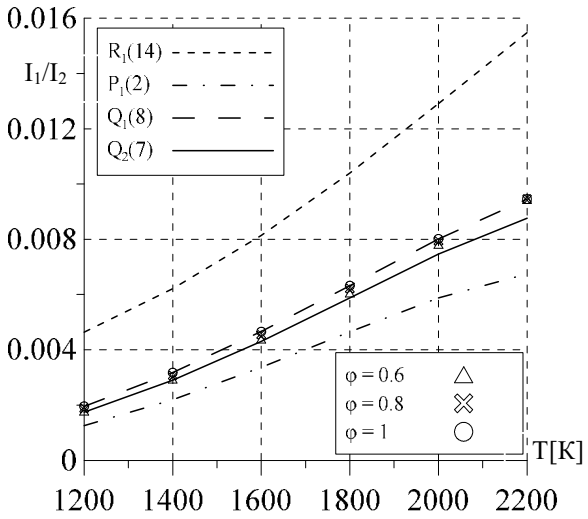


Рис. 2. Отношение интегральной интенсивности флуоресценции OH для диапазонов спектра: 260–270 нм (I_1) к 300–320 нм (I_2) для различных переходов в зависимости от температуры. Зависимость отношения I_1/I_2 при возбуждении перехода $Q_1(8)$ при различных Ф.

На рис. 2 также представлено влияние концентрации кислорода, содержащегося в продуктах горения, на соотношение интенсивностей используемого в эксперименте перехода. Концентрация кислорода составляла 4% и 8%, моделируя общую реакцию для смесей с коэффициентом избытка топлива 0.8 и 0.6 соответственно. Установлено, что наблюдается незначительное влияние эффекта тушения на соотношение интенсивностей двух участков спектра.

Далее представлены результаты измерений среднего поля температуры с использованием методов TA и TL LIF. Полученные средние поля температуры для метановоздушного предварительно-перемешанного импактного пламени (Ф = 0.92, Re = 1000, H/d = 1, 2, 3) представлены на рис. 3. Также на рис. 3 представлены изолинии температуры, и, в случае результатов, полученных с помощью метода TA LIF, к представленным изолиниям для их сглаживания был применен медианный фильтр, так как сигнал флуоресценции для данного метода обладает более низким отношением сигнал/шум по сравнению с методом TL LIF. Осреднение производилось по выборке в 500 изображений для каждого исследуемого расстояния между соплом и импактной поверхностью. На рисунке температура определена только в тех местах, где регистрируется сигнал флуоресценции OH. Получение данных вблизи поверхности затруднено из-за охлаждения молекул OH поверхностью.

В случае метода TA LIF с помощью лазера на красителе происходило возбуждение линии $Q_1(8)$ (283.55 нм) перехода (1-0) электронной системы $A^2\Sigma^+–X^2\Pi$. Далее происходила регистрация сигнала флуоресценции двумя камерами перехода (2-0) (260-270 нм) и переходов (1-1), (0-0) (300-320 нм), и определялось отношение сигналов флуоресценции двух участков спектра. Перерасчет отношения сигналов флуоресценции в температуру осуществлялся с помощью калибровки измерительной системы, которая была проведена с помощью термопары типа B в ламинарном предварительно перемешанном метановоздушном коническом пламени. После термопарных измерений пламени в различных сечениях была построена калибровочная кривая, позволяющая соотнести различные значения отношения сигналов флуоресценции к температуре. В случае метода TL LIF лазер на красителе производил возбуждение двух различных переходов – $Q_1(5)$ (282.67 нм) и $Q_1(14)$ (286.37 нм). Далее, с помощью камеры, производилась регистрация сигнала в диапазоне длин волн 300-320 нм. Полученные отношения интенсивности сигналов флуоресценции были соотнесены с температурой в соответствии с населенностью основных состояний по распределению Больцмана [8, 9]. Данные, полученные ранее в работе [10], свидетельствуют о незначительной разнице (±50 K) в измеряемой температуре между двумя методами в свободном ламинарном предварительно-перемешанном метановоздушном пламени.

Результаты исследования свидетельствуют о наличии зоны обратного течения с холодными продуктами горения вблизи импактной поверхности, расположенной на пути распространения пламени, для случая H/d = 3. Ранние исследования также свидетельствуют о наличии зоны рециркуляции [11]. Из представленных данных видно, что максимум температуры наблюдается в области горячих продуктов горения в зоне за фронтом пламени. Результаты двух методов измерения температуры показывают хорошее соответствие между собой в случае измерений в импактном пламени. Также установлено, что для всех исследуемых расстояний между соплом и импактной поверхностью температура вблизи фронта пламени обладает близкими значениями в сравнении с температурой вблизи фронта пламени для свободного пламени при тех же параметрах [10]. В случае H/d = 1 температура в пламени в среднем ниже относительно других расстояний, что связано с отводом тепла к поверхности и уменьшением площади фронта пламени.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

С использованием методов Thermally-assisted и Two-line LIF было проведено измерение полей температуры в импактном коническом пламени (Ф = 0.92, Re = 1000). Средние поля температуры получены для различных расстояний от сопла до импактной по верхности H/d = 1, 2, 3. Было установлено, что максимальная температура наблюдается за фронтом пламени на границе внешнего слоя смешения. Полученные данные указывают на то, что при H/d = 3 возникает зона обратного течения с холодными продуктами сгорания. Установлено, что температура вблизи фронта пламени для всех случаев расстояний сопоставима с температурой вблизи фронта пламени для свободного бунзеновского пламени. Для случая H/d = 1 наблюдается пониженная температура (относительно других случаев), что связано с отводом тепла к поверхности и уменьшением площади фронта пламени. По результатам численного моделирования было установлено, что отношение сигналов

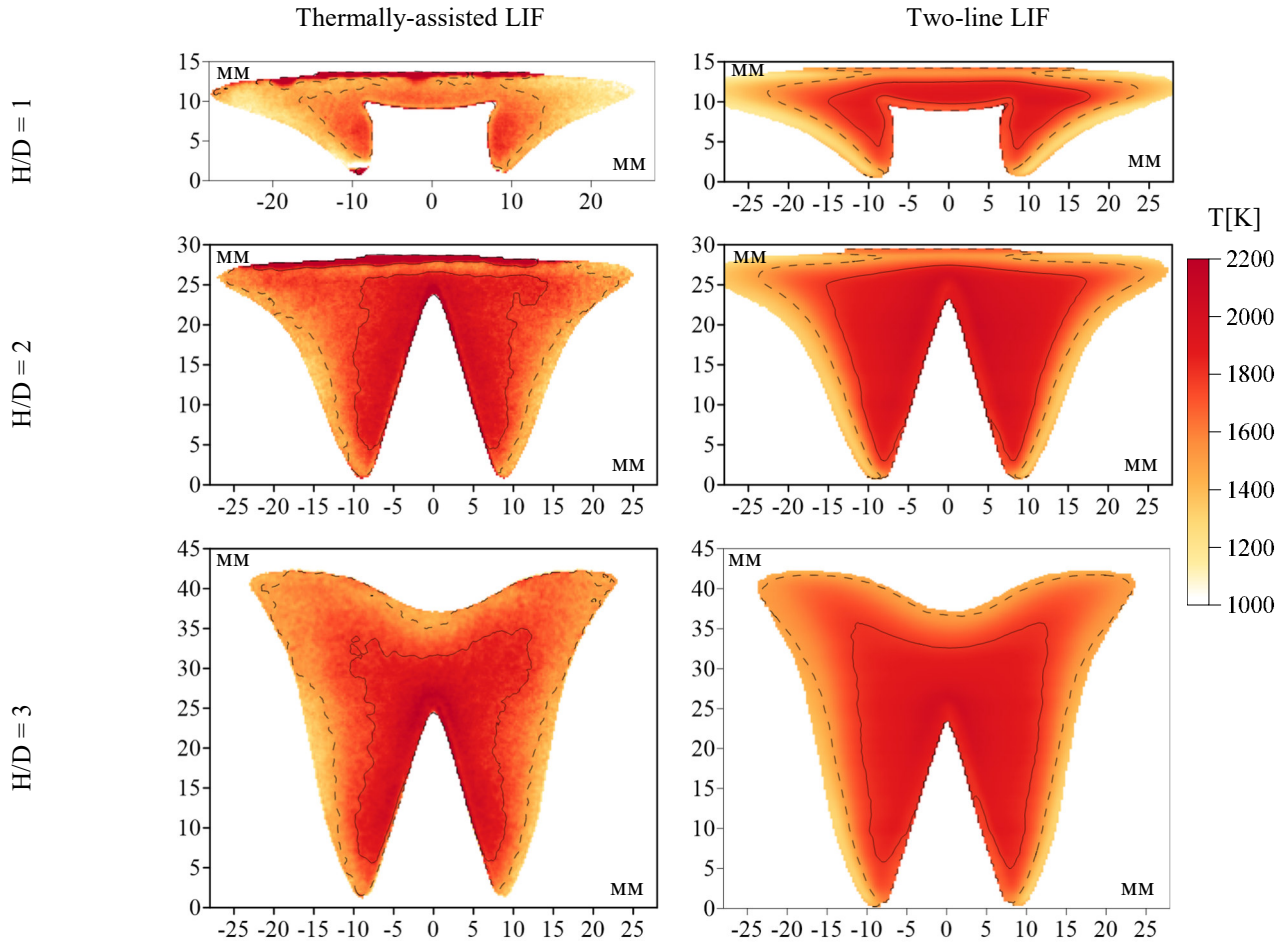


Рис. 3. Средние поля температуры, полученные с помощью термометрии на основе PLIF OH для режима Ф = 0.92, Re = 1000, H / d = 1, 2, 3. Изолинии: пунктирная – 1500 K, сплошная – 1800 K.

флуоресценции полос (2-0) и (0-0), (1-1) обладает высокой чувствительностью к температуре (а именно, выше 1:5 для диапазона 1200–2200 K) и не подвержено существенному влиянию тушения флуоресценции при возбуждении перехода $Q_1(8)$.

Список литературы:

1. Fayoux A., Zähringer K., Gicquel O., Rolon J. Experimental and numerical determination of heat release in counterflow premixed laminar flames // Proceedings of the Combustion Institute. – 2005. – T. 30(1). – C. 251–257.
2. Ayoola B.O. et al, Spatially resolved heat release rate measurements in turbulent premixed flames // Combustion and Flame. – 2006. – T. 144(1-2). – C. 1–16.
3. Gordon R.L., Masri A.R., Mastorakos E. Heat release rate as represented by [OH]×[CH2O] and its role in autoignition // Combustion Theory and Modelling. – 2009. – T. 13(4). – C. 645–670.
4. Copeland C., Friedman J., Renksizbulut M. Planar temperature imaging using thermally assisted laser induced fluorescence of OH in a methane–air flame // Exp. Thermal Fluid Sci. 2007. T. 31. C. 221–236.
5. Lobasov A. S., Tolstoguzov R. V., Sharaborin D. K., Chikishev L. M., Dulin V. M. On the efficiency of using different excitation lines of (1−0) two-line OH fluorescence for planar thermometry // Thermophysics and Aeromechanics. – 2021. – T. 28(5). – C. 751–755.
6. Luque J., Crosley D. Lifbase: Database and spectral simulation (version 1.5) // SRI International Report, MP. – 1999. – C. 99–009.
7. Bülter A., Lenhard U., Rahmann U., Kohse-Höinghaus K., Brockhinke A. LASKIN: Efficient simulation of spectra affected by energy transfer // Optical Society of America, Laser Applications to Chemical and Environmental Analysis. – 2004.
8. Devillers R., Bruneaux G., Schulz C. Development of a two-line OH-laser-induced fluorescence thermometry diagnostics strategy for gas-phase temperature measurements in engines // Applied Optics. – 2008. – T. 47 (31). – C. 5871–5885.
9. Dieke G. H., Crosswhite H. M. The ultraviolet bands of OH fundamental data // Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer. – 1962. – T. 2(2). – C. 97–199.
10. Dulin V.M. et al, Assessment of single-shot temperature measurements by thermally-assisted OH PLIF using excitation in the A2∑+-X2Π (1-0) band // Proceedings of the Combustion Institute. – 2021. – T. 38 (1). – C. 1877 –1883.
11. Sharaborin D. K., Tolstoguzov R. V., Dulin V. M., Markovich D. M. On the Structure of an Impact Jet with Flow Swirling and Combustion // Combustion, Explosion and Shock Waves. – 2020. – T. 56(2). – C. 131–136.

Работа выполнена в рамках государственного задания ИТ СО РАН и при частичной поддержке РФФИ (№ 20-38-90164).

DOI: 10.53954/9785604859551_312

УДК 536.46

ВОССТАНОВЛЕНИЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ТЕМПЕРАТУРЫ И СОСТАВА В ДИФФУЗИОННОМ ФАКЕЛЕ ПО ПОКАЗАТЕЛЮ ПРЕЛОМЛЕНИЯ

Тупикин А.В., Лукашов В.В.

Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН,
630090, Россия, г. Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1
e-mail: tupikin@itp.nsc.ru

В настоящее время активно развиваются оптические методы исследований, позволяющие производить невозмущающую диагностику фазовых и температурных полей в неизотермических средах переменного состава, таких как растворы или реагирующие газовые потоки. В обзоре [1] представлен обзор современных достижений в области регистрации, обработки, анализа динамических процессов в жидкостях, газах, плазме и многофазных средах, реализующихся в природе и технике. Методы количественной визуализации структуры потока и бесконтактного определения параметров среды основаны на физических процессах: рассеянии, интерференции, поглощении, дисперсии, люминесценции и пр. С одной стороны, с помощью таких методов можно получать новые данные о течениях и пламёнах. С другой, идет накопление информации о динамических полях теплофизических параметров потока, что позволяет создавать базы для верификации расчетных моделей. При диагностике процессов горения применяются калориметрия и газовый анализ (обычно зондовые), спектрозональные и спектрометрические методы, PLIF. Пространственная структура пламени может быть получена с применением метода полихроматической гильбертовой визуализации полей фазовой оптической плотности [2]. Возникает вопрос интерпретации измеренного показателя преломления с целью получения информации о распределении температуры и состава по пространству. Для интерпретации данных требуется физически обоснованное начальное приближение, которое позволит провести корректировку результатов, получаемых при использовании простейших представлений (восстановление температуры по плотности среды с постоянным химическим составом). Такое приближение может быть получено из условия химического равновесия при адиабатическом процессе подвода тепла от реакций.

Показатель преломления является функцией температуры и состава $(n-1)=f(T,\alpha)$ (состав определяется локальным значением коэффициента избытка окислителя $\alpha(x)$), поэтому за основу одномерной методики восстановления распределений при диффузионном горении взято предположение, что связь между этими параметрами в любой точке измерения однозначна.

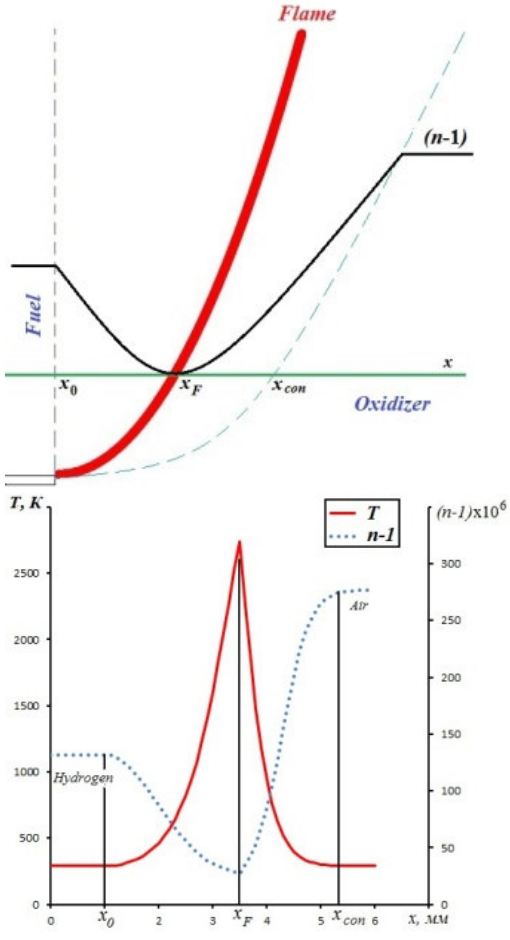
На рис.1 представлена в общем виде схема диффузионного факела. В распределении по составу можно выделить характерные области: $x \le x_0$ –топливо; $x \ge x_{con}$ – окислитель и $x=x_F$ – фронт пламени, разделяющий их. Пусть известно пространственное распределение показателя преломления $(n-1)=f(x)$. Для инициирования процедуры восстановления температуры и состава требуются стартовые распределения. Тривиальным начальным распределением является ступенчатая функция коэффициента избытка окислителя: $\alpha=0$ при $x<x_F$ и $\alpha=Const >>1$ при $x>x_F$.

Из уравнения Гладстона-Дэйла определяем температуру:

$$T(x)=\frac{T_{c.y.}}{(n-1)}\sum_k A_k\left(1+B_k/\lambda^2\right)r_k \ ,$$

где r_k – мольная (объемная) доля k-ого компонента, $T_{c.y.}$=273 К и p=0.1 МПа – стандартные условия, λ=533 нм, тем самым создавая стартовое распределение температуры. Далее строим безразмерный профиль:

$$\theta(x)=\frac{T(x)-T_0}{T_{\max}-T_0}$$



а

б

Рис. 1. Схема диффузионного факела (*а*) и тестовые распределения температуры и показателя преломления (*б*)

Запишем функцию тепловыделения на единицу массы смеси:

$$\Delta Q = \frac{Hu}{1+\alpha L_0} \text{ для } \alpha>1 \quad \Delta Q = \frac{\alpha Hu}{1+\alpha L_0} \text{ для } \alpha<1,$$

где Hu – теплотворная способность топлива, L_0 – стехиометрический коэффициент.

С другой стороны, функцию тепловыделения можно определить как: $\Delta Q = C_{Pav}(T(x) - T_0)$, где $C_{Pav}(\alpha) = g_f C_{Pf} + g_{ox} C_{Pox}$ – средняя по процессу теплоемкость при постоянном давлении (g_f и g_{ox} –весовые доли топлива и окислителя для замороженного состава). Отсюда получаем распределение $\alpha(x)$, по которому в дальнейшем определяем равновесный состав и температуру.

Если пренебречь влиянием температуры на теплоемкость топлива и окислителя, тогда новое распределение коэффициента избытка воздуха будет:

$$\text{для } x>x_F \quad \alpha(x) = \frac{1+\frac{C_{Pf}}{L_0 C_{Pair}}(1-f(x))}{\theta(x)}$$

$$\text{и при } x<x_F \quad \alpha(x) = \frac{\frac{C_{Pf}}{L_0 C_{Pair}}\theta(x)}{\frac{C_{Pf}}{L_0 C_{Pair}}+1-\theta(x)}.$$

Влияние температуры на теплоемкость можно учесть. Для этого следует заменить отношение теплоемкостей топлива и окислителя на интегральное соотношение:

$$\vartheta(x) = \left.\frac{C_{Pf}}{L_0 C_{Pair}}\right|_{T=T(x)} = \frac{1}{L_0}\frac{\int_{T_0}^{T(x)} C_{Pf}(T)dT}{\int_{T_0}^{T(x)} C_{Pair}(T)dT}$$

Тогда распределение по коэффициенту избытка воздуха запишется, как:

$$\alpha(x) = \frac{1+\vartheta(x)(1-\theta(x))}{\theta(x)} \text{ для } x>x_F$$

$$\text{и } \alpha(x) = \frac{\vartheta(x)\theta(x)}{\vartheta(x)+1-\theta(x)} \text{ при } x<x_F.$$

Для тестирования возьмем некоторое пространственное распределение по коэффициенту избытка окислителя, в котором имеются области чистых сред (топлива и окислителя). Например, окислителем будет воздух, топливом водород, а пространственное распределение по коэффициенту избытка воздуха задается следующим образом:

$$\alpha(x) = \frac{1-\exp(-\beta(x-x_0)^2)}{L_0 \exp(-\beta(x-x_0)^2)},$$

$$\text{где } \beta = \frac{\ln(1+L_0)}{(x_F-x_0)^2}, x \in [x_0, \infty).$$

Данным распределением по коэффициенту избытка воздуха можно, в какой-то мере, промоделировать диффузионное расплывание плоской водородной струи в покоящемся воздухе. Тогда рассматриваемое распределение $\alpha(x)$ можно считать приближенным решением для плоской горелки. В качестве исходных условий были выбраны: скорость истечения водорода v_{H2}=0.5 м/с, расстояние от среза горелки h=3.5 мм. Из $\beta = \frac{v_{H2}}{4D_{H2}h}$ (D_{H2}=0.65 см^2/с – коэффициент диффузии водорода в воздухе) следует, что в этом случае стехиометрический состав возникает на расстоянии $\delta = (x_F - x_0) \approx 2.5$ мм от границы водородной струи. За границу водородной струи было принято x_0=1 мм. На границах чистых сред температура воздуха и водорода брались равными $T_{air}(x_{con}) = T_{H2}(x_0) = 290$ K.

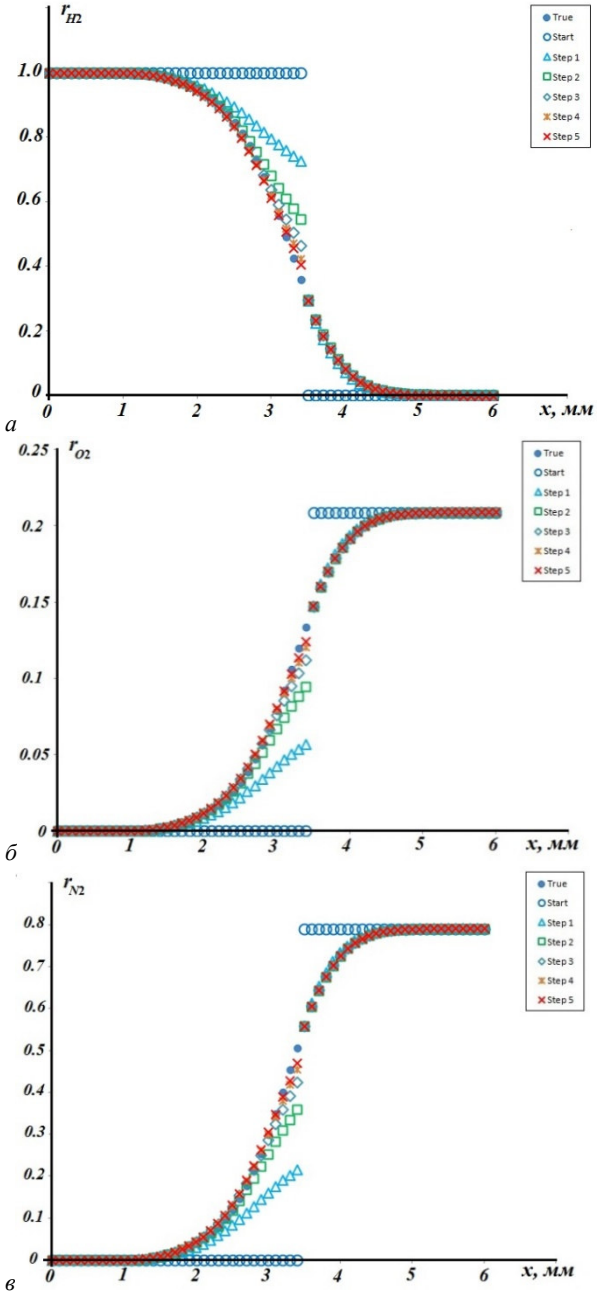


Рис.2. Распределение компонент «замороженного состава» (объемные доли): водород (*а*), кислород (*б*) и азот (*в*)

На рис.1 *б* приведены распределения температуры и показателя преломления для такого распределения по составу в условиях химического равновесия.

При расчете равновесного состава использовалась программная система TERRA, разработанная в ОИВТ РАН [2] и находящаяся в свободном доступе.

Процедуру требуется повторить несколько раз, до схождения к решению с заданной величиной отклонения (точностью).

В качестве начального приближения можно использовать различные стартовые функции распределения коэффициента избытка воздуха от координаты.

1) «Ступенчатая»:

α=0 при $x<x_F$ и α=Const >>1 при $x>x_F$.

2) «Степенная»:

$$\alpha(x)=\left(\frac{x-x_0}{x_F-x_0}\right)^m \text{ при } x_0<x<x_F$$

$$\text{и } \alpha(x)=\left(\frac{x_{con}-x_F}{x_{con}-x}\right)^m \text{ при } x>x_F,\ (1<m<2).$$

3) «Экспоненциальная»:

$$\alpha(x)=\exp\left(-\frac{x_F-x}{x-x_0}\right) \text{ при } x_0<x<x_F$$

$$\text{и } \alpha(x)=\exp\left(\frac{x-x_F}{x_{con}-x}\right) \text{ при } x>x_F.$$

На примере стартовой ступенчатой функции продемонстрируем сходимость решения. На рис. 2 представлено изменение распределений при повторении процедуры. Наблюдаем схождение решения к истинному распределению по всем компонентам. Полученное решение соответствует «замороженному составу».

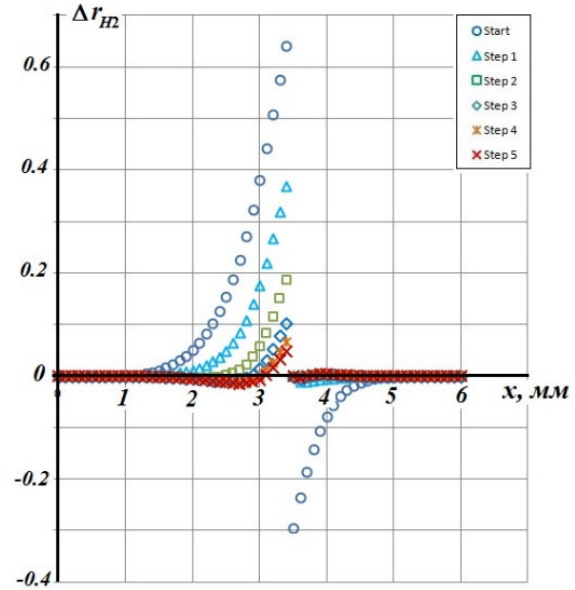


Рис.3. Отличие содержания водорода в «замороженном составе» при повторениях процедуры

Данные на рис.3 показывают приближение решения по самой чувствительной компоненте (водороду). Заметим, что со стороны бедных составов схождение происходит быстрее. Возможно, это связано с тем фактом, что в качестве рабочего параметра выбран коэффициент избытка воздуха, который в богатой смеси плохо отслеживает изменение топливной компоненты. Т.е. малое отклонение коэффициента избытка воздуха ведет к значительным изменениям по концентрации водорода. Если за рабочий параметр взять коэффициент избытка топлива, то, скорее всего ситуация поменяется, и проблемным (с сильными отклонениями) станет расчет со стороны окислителя.

В ходе процедуры находятся распределения по температуре и компонентам «замороженного состава», которые далее используются в расчете «равновесного состава». На рис.4 даны «исходные» и полученные при восстановлении распределения температуры и равновесного состава по координате. При переходе к химически равновесным параметрам наблюдается немного более высокий уровень температуры, чем в исходном распределении (в максимуме примерно на 0.5%). Максимальное расхождение параметров приходится на фронт горения. При этом наибольшие значения принимает погрешность в определении концентраций водорода, по причинам, отмеченным выше. Так в полученном равновесном составе вблизи фронта пламени концентрация водорода примерно на 2.5% ниже, чем в исходном распределении. По остальным компонентам имеется превышение по содержанию: по воде около 2%; по кислороду и азоту в пределах 0.5%.

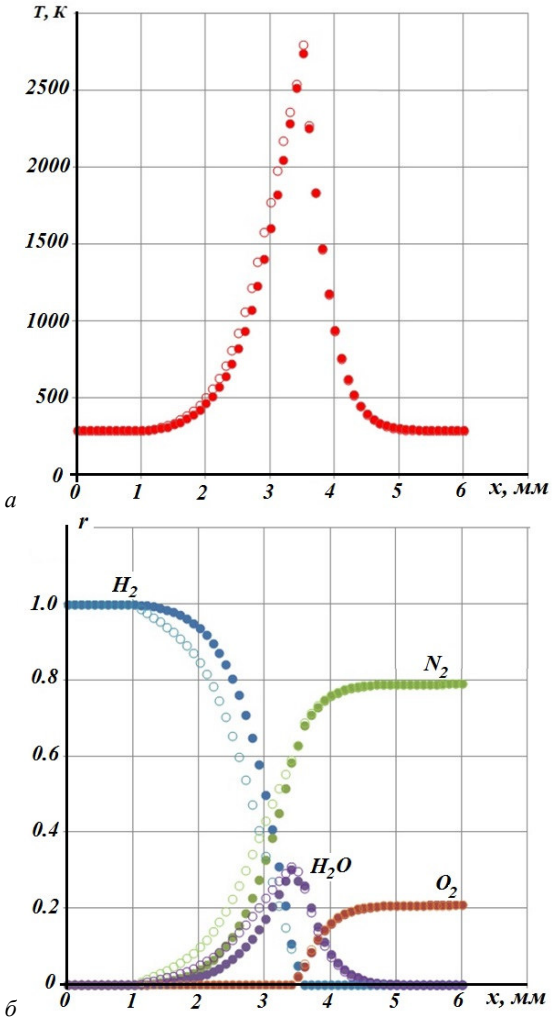


Рис.4. Распределения температуры и «равновесного состава»: сплошные точки – тестовое распределение; полые – восстановленное распределение

Было проверено влияние стартовой функции коэффициента избытка воздуха на результат восстановления распределений температуры и состава. На рис.5 представлена функция температуры после единич-

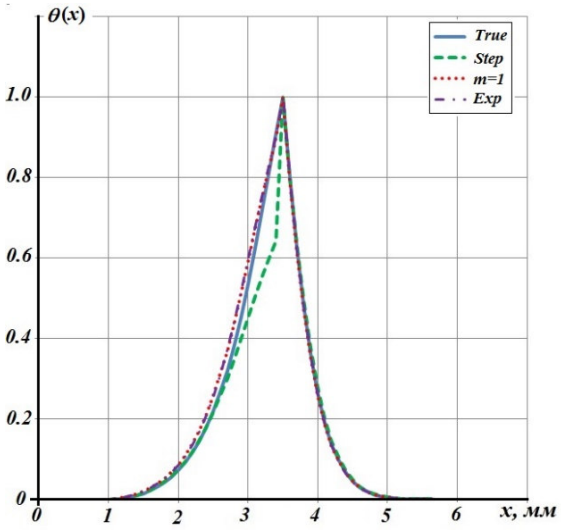


Рис.5. Безразмерный профиль температуры

ного применения процедуры при различных стартовых функциях. В случаях степенной (m=1) и экспоненциальной стартовых функций схождение к установившемуся распределению температуры и состава идет быстрее, чем при ступенчатой функции.

Хорошее приближение к истинному распределению уже после первого шага. С другой стороны, в случае произвольных данных о показателе преломления логичного объяснения для их выбора нет. Ступенчатая функция, в свою очередь, является универсальной, задавая полное начальное разделение сред. Для получения на ней аналогичных результатов просто требуется большее количество повторений процедуры.

Как видим, предложенная процедура показала хорошую работоспособность на тестовой задаче. Но следует учесть, что в качестве теста были взяты искусственно сконструированные распределения температуры и состава, полученные в условиях химического равновесия.

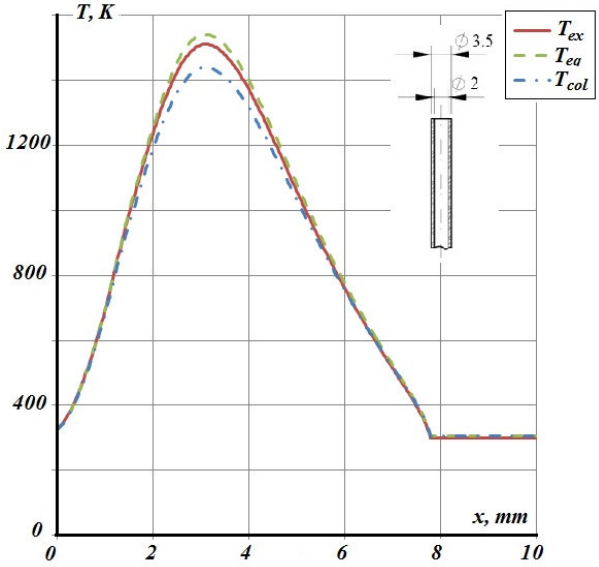
Для апробации на экспериментальных данных рассмотрим распределение для диффузионного факела (n–1)=f(x) из работы [4]. По условиям опытов топливная смесь водорода с азотом {H_2(25%)+N_2(75%)} истекает из трубки с внешним диаметром 3.5 мм и внутренним 2 мм в атмосферу. Т.к. имеются области с чистыми средами (топливом и воздухом) стартовым распределением по составу возьмем ступенчатую функцию: α=0 при x<2 мм (отсутствует окислитель) и α=*Const* >>1 при x>2 мм (нет топлива). Как показано выше, 5-тикратного повторения процедуры восстановления достаточно для получения удовлетворительных результатов. Таким образом, имеем «замороженный» состав при температуре T_{col}, из которых программой системы TERRA определяются равновесные параметры: равновесный состав и температура T_{eq}. На рис.6 *а* представлены полученные температуры в сравнении с восстановлением по воздуху с применением регуляризации Тихонова T_{ex} [4]. Отметим, что графики равновесной температуры и полученной с применением регуляризации лежат достаточно близко. В то время как замороженный состав дает занижение в температуре.

На рис. 5 *б*. приведены распределения компонент для «замороженного» (пунктирные линии) и равновесного (сплошные линии) составов. Левая шкала относится к объемным долям водорода, кислорода и воды. По правой шкале отложено распределение для азота.

Если на распределения температуры носят гладкий характер, то восстановленные распределения составов имеют шероховатости. Возможно, увеличение повторов процедуры позволит убрать изъяны в распределениях. При этом особое внимание необходимо уделять границе топливной струи и положению максимума температуры.

Таким образом, как можно заметить, представленная методика работает достаточно корректно в случае диффузионного горения при наличии областей пространства с чистыми средами (топливом и окислителем).

а



б

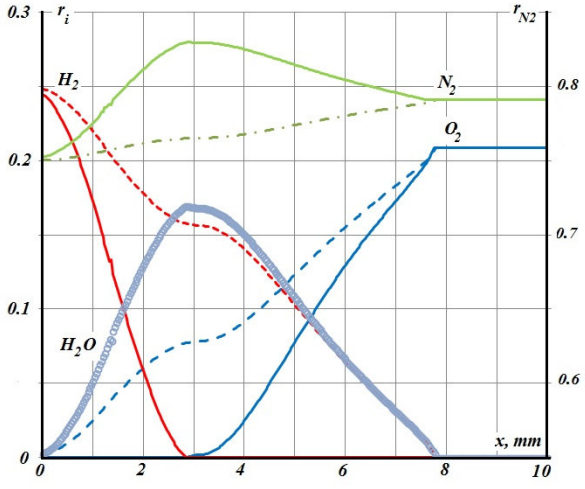


Рис.6. Распределения температуры (*а*) и состава (*б*)

Список литературы:

1. И.А Знаменская Методы панорамной визуализации и цифрового анализа теплофизических полей. Обзор. // Научная визуализация. 2021. Т. 13. № 3, С. 125 – 158
2. Yu. N. Dubnishchev, V. A. Arbuzov et al. Optical Hilbert Diagnostics of Hydrogen Jet Burning // Optoelectronics, Instrumentation and Data Processing. 2019. V. 55. No 1. P. 16-19.
3. Б.Г.Трусов Программная система моделирования фазовых и химических равновесий при высоких температурах // Вестник МГТУ им. Н.Э. Баумана. Сер.: «Приборостроение». 2012. С. 240-249.
4. Yu. N. Dubnishchev, V. A. Arbuzov et al. Polychromatic diagnostics of the flame with Hilbert verification of the visualized phase structure // Scientific Visualization. 2021. V. 13. No 4, p. 1-8

Исследование профинансировано Министерством науки и высшего образования РФ (грант № 075-15-2020-806, соглашение от 29 сентября 2020 года).

DOI: 10.53954/9785604859551_317

УДК 544.452.4+543.42

ОРГАНИЗАЦИЯ ОПТИЧЕСКОЙ ДИАГНОСТИКИ ГОРЕНИЯ В МОДЕЛЬНОЙ КАМЕРЕ СГОРАНИЯ ГТУ ПРИ ПОВЫШЕННОМ ДАВЛЕНИИ

Чикишев Л.М.[1]

[1] Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН,
630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1
e-mail: chlm@itp.nsc.ru

В работе представлен опыт проведения оптических измерений в модельной камере сгорания газотурбинного типа при повышенном давлении и температуре окислителя. Проведена высокоскоростная диагностика динамики фронта пламени методом регистрации хемилюминесценции радикала OH. Представлены результаты для пламен газового топлива, стабилизированных с использованием двухконтурного фронтового устройства модельной геометрии. Выявлены характерные особенности механизма стабилизации пламени для двух различных типов газового топлива.

ВВЕДЕНИЕ

При проектировании современных энергетических и транспортных газотурбинных двигателей наибольшую сложность представляет разработка «горячей части» [1]. В частности, современные вычислительные инструменты не позволяют достоверно предсказывать даже общий тренд – снижение или рост выбросов NOx, после внесения изменений в конструкцию КС ГТУ и фронтового устройства. В связи с этим большую важность представляет получение достоверных экспериментальных данных, позволяющих верифицировать используемые численные коды, а также способные выявлять особенности механизмов стабилизации пламени в КС ГТУ. С данной точки зрения представляется целесообразным проведение детальных экспериментальных исследований в модельных камерах сгорания с оптическим доступом в условиях близких к натурным по температуре и давлению.

Применение панорамных оптических методов диагностики потоков позволяет за достаточно малое время получать массив экспериментальных данных о структуре течения, положении фронта пламени и характеристиках массопереноса, необходимых для верификации моделей численного расчета, а также позволяет выявлять особенности механизма стабилизации пламени. В рамках данной работы представлен опыт высокоскоростной оптической диагностики горения газового топлива в модельной камере сгорания.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

На Рисунке 1 представлена 3D-схема экспериментальной установки с установленным фронтовым устройством. Камера сгорания разработана при помощи методов вычислительной гидродинамики для условий изотермического течения. Основной поток воздуха подается в цилиндрическую предварительную камеру через четыре радиальных патрубка и проходит через перфорированную пластину с коэффициентом стеснения потока 81 %. Длина предварительной камеры составляет 120 мм после перфорированной пластины и была выбрана такой, чтобы избежать азимутальной неоднородности потока, подаваемого через каналы радиального завихрителя. Топливо может подаваться по двум каналам [2]. Сужение внутри пилотного канала завихрителя аналогично работе [3].

Нижняя стенка камеры сгорания, соединенная с завихрителем, может охлаждаться водой для поддержания хорошо контролируемых начальных условий в случае потока с горением. Внутренний периметр камеры сгорания в форме восьмиугольника отделен от нижней стенки щелью размером 4 мм для организации пленочного охлаждения/защиты внутренних поверхностей стекол, поток может разбавляться холодным воздухом, подаваемым через еще одну щель размером 4 мм. Конфузор камеры сгорания представляет собой деталь сложной геометрии, изготовленную с применением метода 3D печати по металлу, он установлен вниз по потоку после рубашки водяного охлаждения. На выходе из камеры сгорания установлено осесимметричное охлаждаемое сопло внутренним диаметром 26 мм.

Измерения проводились с использованием высокоскоростной КМОП камеры Photron FASTCAM SA5 с усилителем яркости изображения High Speed IRO. Для регистрации сигнала хемилюминесценции радикала OH регистрирующая аппаратура была оснащена кварцевым объективом, пропускающим излучение в ультрафиолетовом диапазоне. На кварцевый объект был установлен полосно-пропускающий оптический фильтр (310 ± 10 нм) для блокировки свечения сажи, других радикалов, представленных в пламени и фоновой засветки. Время экспозиции каждого кадра составляло 90 мкс.

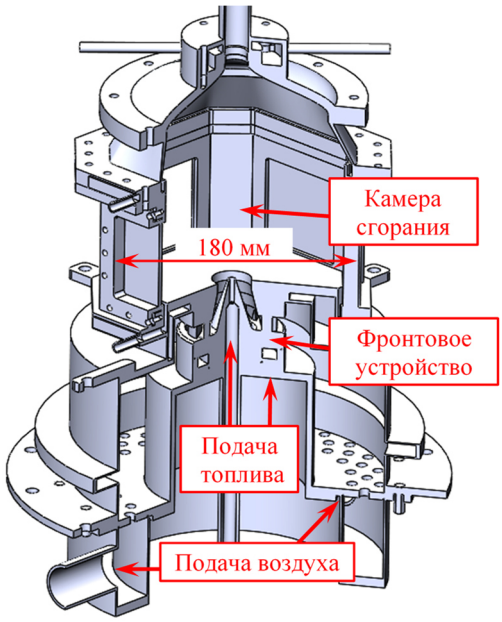


Рис. 1. Схема экспериментальной установки

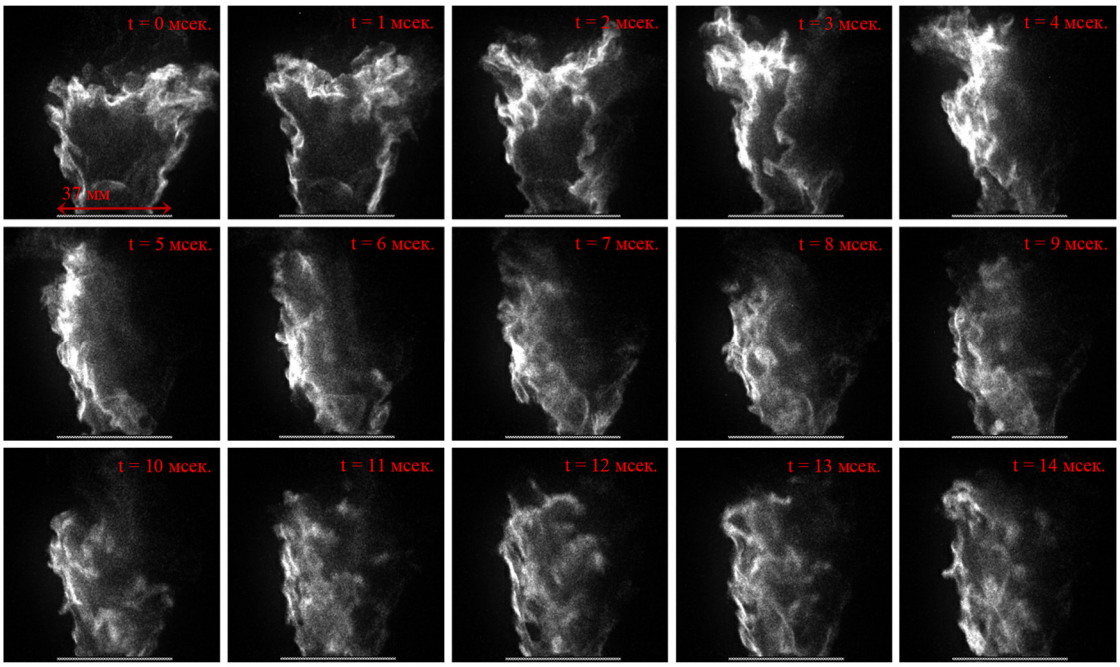


Рис. 2. Высокоскоростная визуализация радикала OH при горении закрученного метано-воздушного пламени при нормальных условиях (эквивалентное отношение 0,33)

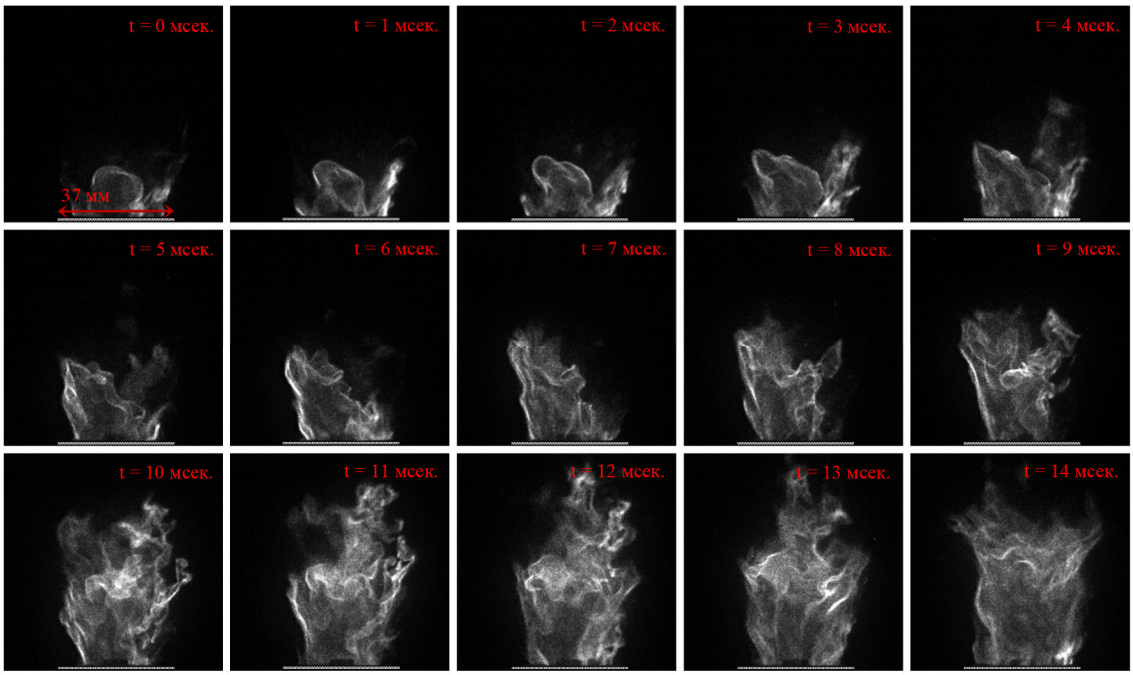


Рис. 3. Высокоскоростная визуализация радикала OH при горении закрученного метано-воздушного пламени при давлении 2 атмосферы и при температуре подогрева воздуха 500 K (эквивалентное отношение 0,33)

РЕЗУЛЬТАТЫ

Результаты скоростных измерений динамики нестационарных режимов горения закрученных турбулентных пламен метан/воздух и синтез-газ/воздух при различных температуре и давлении в камере сгорания представлены на рисунках 2-5. Для всех исследуемых режимов горения, на рисунках, представлено каждое 10-е изображение из серийной съемки. Каждая серия (по одной серии на режим) включает в себя 15 000 мгновенных изображений. Скоростная хемилюминесценция радикала OH показывает, что при горении смеси метана и воздуха при атмосферном давлении без подогрева воздуха закрученное пламя стабилизуется на выходе из фронтового устройства. Имеет место периодический частичный отрыв пламени от кромки фронтового устройства, однако, в этом случае, стабилизация пламени поддерживается горением топлива, поданного через центральный канал. При горении смеси метана и воздуха при повышенной температуре подогрева смеси и давлении в камере сгорания атмосферы пламя так же стабилизируется на выходе из фронтового устройства. При этом, скоростная хемилюминесценция показывает, что могут реализоваться условия, при которых пламя полностью открывается от фронтового устройства. Однако, на расстояние менее одного калибра от фронтового устройства происходит стабилизация пламени за счёт топлива, поданного через центральный канал. При горении смеси синтез-газа и воздуха реализуется стабильное закрученное пламя. Отрывы пламени от

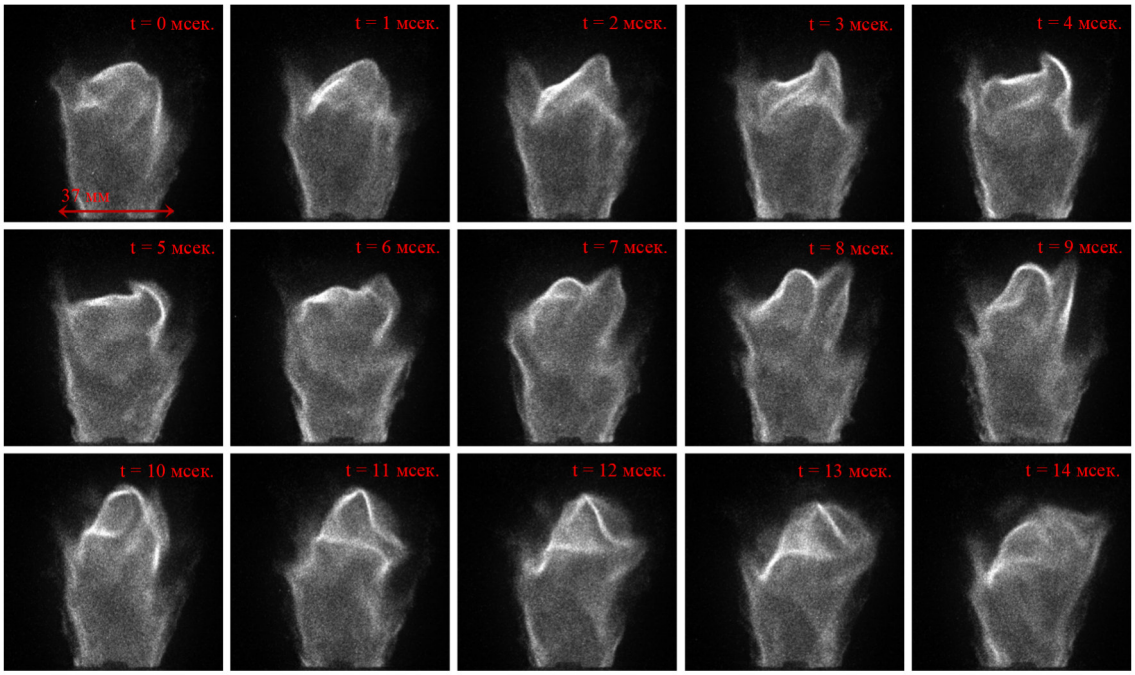


Рис. 4. Высокоскоростная визуализация радикала OH при горении закрученного пламени синтез-газа при нормальных условиях (эквивалентное отношение 0,2)

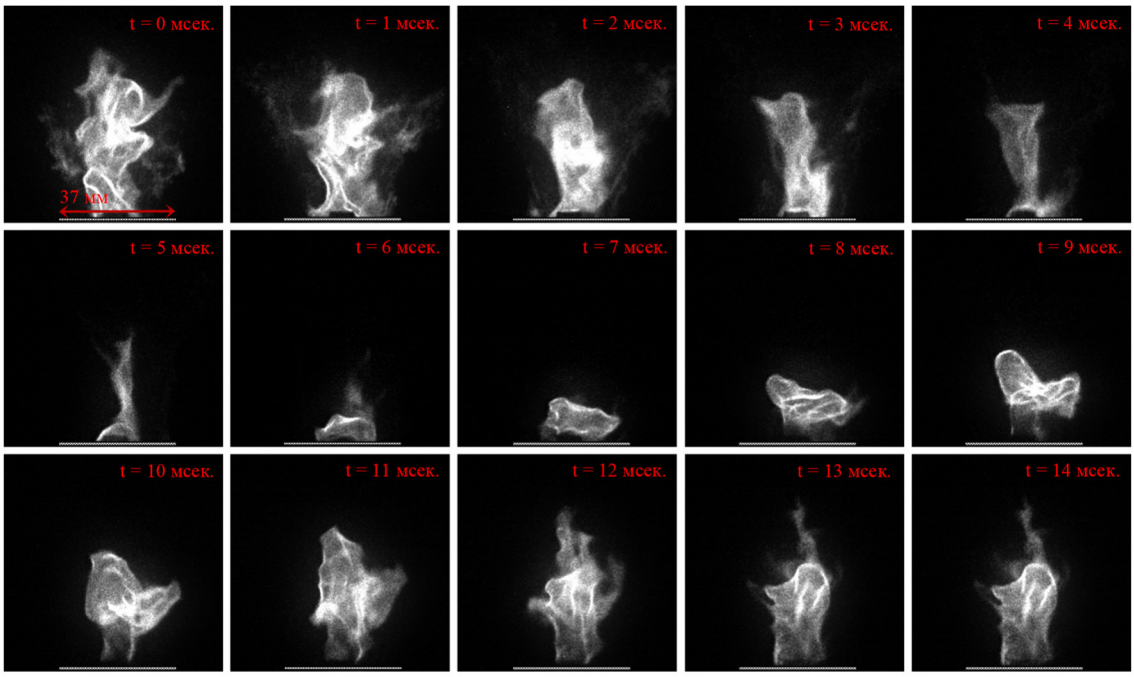


Рис. 5. Высокоскоростная визуализация радикала OH при горении закрученного пламени синтез-газа при давлении 2 атмосферы и при температуре подогрева воздуха 500 K (эквивалентное отношение 0,2)

кромки фронтового устройства – не зафиксированы. Можно наблюдать, что пламя сомкнулось на расстояние, порядка 1,5 D от фронтового устройства. Скоростная хемилюминесценция радикала OH при горении смеси синтез-газа и воздуха при повышенной температуре подогрева смеси и давлении в камере сгорания показывает реализацию неустойчивого режима горения. Наблюдаются периодические пульсации пламени. При попытках проскока пламени внутрь фронтового устройства, происходит стабилизация пламени в области около выхода из центрального канала.

Скоростная визуализация показывает существенное влияние подаваемого через центральное отверстие топлива на стабилизацию пламени. Так же, для случая горения смеси синтез-газа и воздуха при повышенной температуре подогрева смеси и давлении в камере сгорания наблюдаются существенные пульсации пламени, связанные с акустическими эффектами.

Был проведен анализ пульсаций интенсивности хемилюминесценции радикала OH методом главных компонент (см. рисунок 6). Было обнаружено, что для метана при повышенном давлении и температуре первая мода связана с поперечным движением, в то время как продольное движение проявляется во второй и третьей модах. Продольные осцилляции соответствуют пику вблизи 22 Гц в спектре, полученном быстрым преобразованием Фурье от соответствующего временного коэффициента, что соответствует числу Струхаля St=0,15. Для пламен синтез-газа при

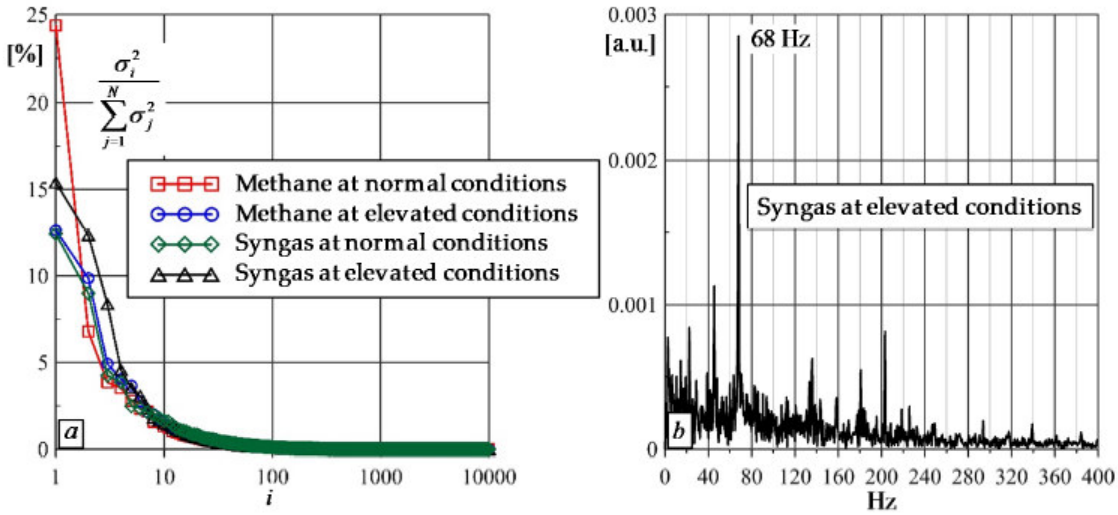


Рис. 6. Спектры изображений хемилюминесценции радикала OH, полученные методом главных компонент (a) и спектр временных коэффициентов первой моды для пламени синтез-газа при повышенном давлении (b)

нормальных условиях основное движение в поперечном и продольном направлениях соответствует первой и второй модам. Фурье спектры временных коэффициентов этих мод не имеют ярко выраженных пиков с определенной частотой. Для повышенного давления и температуры, продольное движение связано с первой и третьей модами, для которых наблюдается выделенный пик на частоте 68 Гц (St=0,46) в спектрах временных коэффициентов. Поперечное движение как целого было также обнаружено для данного случая (вторая мода), но спектр в этом случае также не содержит выделенных частот.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Пламена исследовались как при нормальных условиях, так и при повышенном давлении и температуре для эквивалентного отношения вблизи бедного срыва. Динамика фронта пламени была исследована при помощи высокоскоростной регистрации хемилюминесценции радикала OH*. Данные анализировались методом главных компонент, чтобы определить когерентные структуры и оценить движение турбулентного пламени как целого.

Анализ хемилюминесценции радикала OH показал схожие пространственные моды для движения пламени как целого. Фурье-анализ временных коэффициентов для этих мод показывает, что для атмосферного давления в случае пламен метана, которые менее устойчивы чем пламена синтез-газа, мода, связанная с поперечным движением, соответствует числу Струхаля St=0,15. Для повышенного давления, нестационарная динамика пламени связана с продольным осцилляциями турбулентного пламени как целого. Для пламен синтез-газа с интенсивными пульсациями Фурье-спектр характеризуется наличием нескольких пиков с различными частотами, наиболее интенсивная частота соответствует числу Струхаля St=0,46.

Можно отметить, что динамика бедного метанового пламени вблизи срыва связана с событиями асимметричного отрыва фронта пламени от сопла, накоплением метана внутри области центральной зоны рециркуляции (вследствие наличия центральной пилотной струи), и последующим проникновением фронта пламени внутрь сопла завихрителя. Тем не менее, обнаруженные поперечные и продольные пространственные моды для этого пламени связаны с событиями отрыва пламени и последующего обратного присоединения фронта к соплу. Для условий повышенного давления наблюдался отрыв метанового пламени как целого с последующим проскоком в завихритель с погасанием внутри и последующим воспламенением внутри камеры сгорания за счет диффузии центральной струи. Нестационарная динамика пламени синтез-газа при повышенном давлении, связанная с интенсивными термоакустическими пульсациями, связана с периодическими событиями проскока пламени внутрь сопла, погасания внутри сопла и последующего воспламенения, но без отрыва пламени, вследствие более высокой скорости распространения.

Показано, что сценарий нестационарной динамики бедного пламени синтез-газа может существенно отличаться от пламени метана. Таким образом, горение бедных пламен синтез-газа в модельной камере сгорания заслуживает отдельного исследования для более широкого диапазона параметров с целью развития эффективных методов подавления термоакустических пульсаций в бедных камерах сгорания.

Список литературы:

1. Dunn-Rankin, D. Lean Combustion: Technology and Control; Academic Press: Cambridge, UK, 2008.
2. Janus B., Dreizler A., Janicka J. Experiments on swirl stabilized non-premixed natural gas flames in a model gas-turbine combustor. Proc. Combust. Inst. – 2007. – V. 31(2). – P. 3091-3098.
3. Midgley K., Spencer A., McGuirk J.J. Unsteady Flow Structures in Radial Swirler Fed Fuel Injectors. ASME J. Eng. Gas Turbines Power.- 2005.- , 127.- P. 755–764.

Работа выполнена в рамках государственного задания ИТ СО РАН.

DOI: 10.53954/9785604859551_321

УДК 544.452.4+543.42

О РЕЖИМАХ ГОРЕНИЯ ПРЕДВАРИТЕЛЬНО ПЕРЕМЕШАННОЙ СМЕСИ В ВИХРЕВОЙ КАМЕРЕ СГОРАНИЯ

Чикишев Л.М.[1], Дулин В.М.[1]

1 Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН,
630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1
e-mail: vmd@itp.nsc.ru

В работе описаны результаты исследования структуры потока при горении предварительно перемешанной смеси в модельной камере сгорания. Представлены результаты визуализации характерных режимов горения, измерения пределов соотношения топливо-окислитель для уноса пламени в цилиндрической камере сгорания и измерений структуры течения для характерных режимов горения (для метановоздушной смеси при атмосферном давлении). Геометрические параметры камеры сгорания выбраны таким образом, чтобы избежать асимметричного присоединения струи к внутренней поверхности цилиндра и минимизировать влияние стесненного пространства на турбулентную структуру на начальном участке закрученных потоков без горения.

ВВЕДЕНИЕ

Принудительная закрутка потока струи приводит к более интенсивному тепломассообмену на начальном участке, что позволяет повысить эффективность смесителей, горелочных и других устройств. Согласно Ахмедову и др. (1977), закрученные турбулентные струи можно классифицировать на три типа: струя со слабой закруткой, для которой эффект закрутки сказывается на интенсивности турбулентных пульсаций, угле раскрытия струи, скорости вовлечения окружающей среды в поток; струя с умеренной степенью закрутки, для которой сохранение момента импульса расширяющейся в затопленное пространство струи приводит к наиболее быстрому торможению продольной скорости на оси струи, где образуется область дефекта скорости; струя с сильной закруткой, когда на начальном участке расширяющейся струи под влиянием градиента давления возникает центральная зона возвратных токов. Данный процесс, сопряженный с локальной турбулизацией потока, называют распадом вихревого ядра, и он имеет место не только в закрученных струях.

Закрутка потока обеспечивает компактную область горения для широкого диапазона расходов и соотношения топливо-окислитель. Это обусловлено формированием центральной области пониженной скорости на оси струи, а в случае сильной закрутки зоны рециркуляции. Недавние работы показывают, что умеренная закрутка, при которой не формируется центральная зона рециркуляции также эффективна для стабилизации пламени, как и сильная закрутка.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

В исследованиях потока в модельной камере сгорания на сопловой блок с d = 15 мм монтировался специальный пьедестал (см. Рис. 1), на котором вертикально располагался цилиндр из кварцевого стекла (внутренний диаметр D_0 = 77 мм, высота варьировалась от 120 мм до полутора метров). Выбор диаметра цилиндра осуществлялся из условия незначительного превышения соотношения D_0/d величины 5, чтобы избежать асимметричного присоединения незакрученной или умеренно закрученной струи к внутренней поверхности цилиндра и прецессии (вероятность этого возрастает с увеличением числа Рейнольдса и D_0/d, см., например, Nathan et al. 1998), при этом исследовать модификацию сильно закрученного потока в камере сгорания.

Для организации закрутки потока были использованы лопастные завихрители, монтируемые в предвключенном участке сопла как показано на Рис. 1. Степень закрутки S, определяющее соотношение между моментом импульса и импульсом струи, может быть (грубо) оценено из геометрических параметров завихрителя (Гупта и др. 1987):

$$S=\frac{2}{3}\left(\frac{1-(d_1/d_2)^3}{1-(d_1/d_2)^2}\right)\mathrm{tg}(\psi)$$

Здесь, d_1 = 7 мм – это диаметр центрального, тела поддерживающего лопасти, d_2 = 27 мм – это внутренний диаметр корпуса завихрителя, и ψ - это угол наклона лопастей. Исследована структура течения с умеренной (S = 0.41) и сильной (S = 1.0) закруткой.

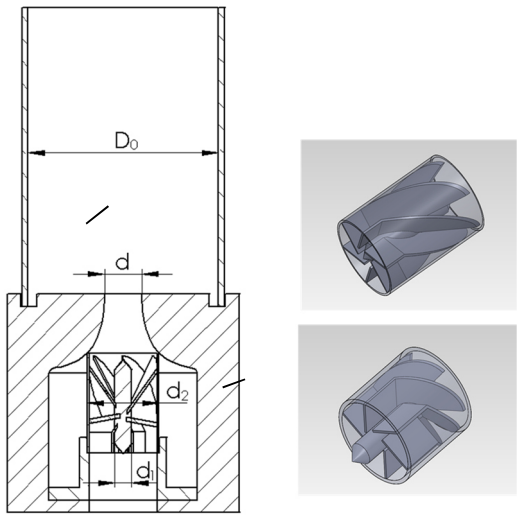


Рис. 1. Организация модельной камеры сгорания (в разрезе) со стабилизацией пламени при закрутке потока. Примеры геометрии завихрителей с разными углами наклона лопастей (30 и 55 градусов)

Для измерений поля скорости в модельной камере сгорания использовалась скоростная стереоскопическая PIV система, состоящая из двух объединенных импульсных Nd:YLF лазеров (Pegasus PIV, 2×20 мДж с частотой 2 кГц) и пары КМОП камер (PCO 1200hs). Камеры были оснащены объективами Sigma (50 mm, f/1.4D) с узкополосными оптическими фильтрами Dantec, пропускающими излучение в диапазоне

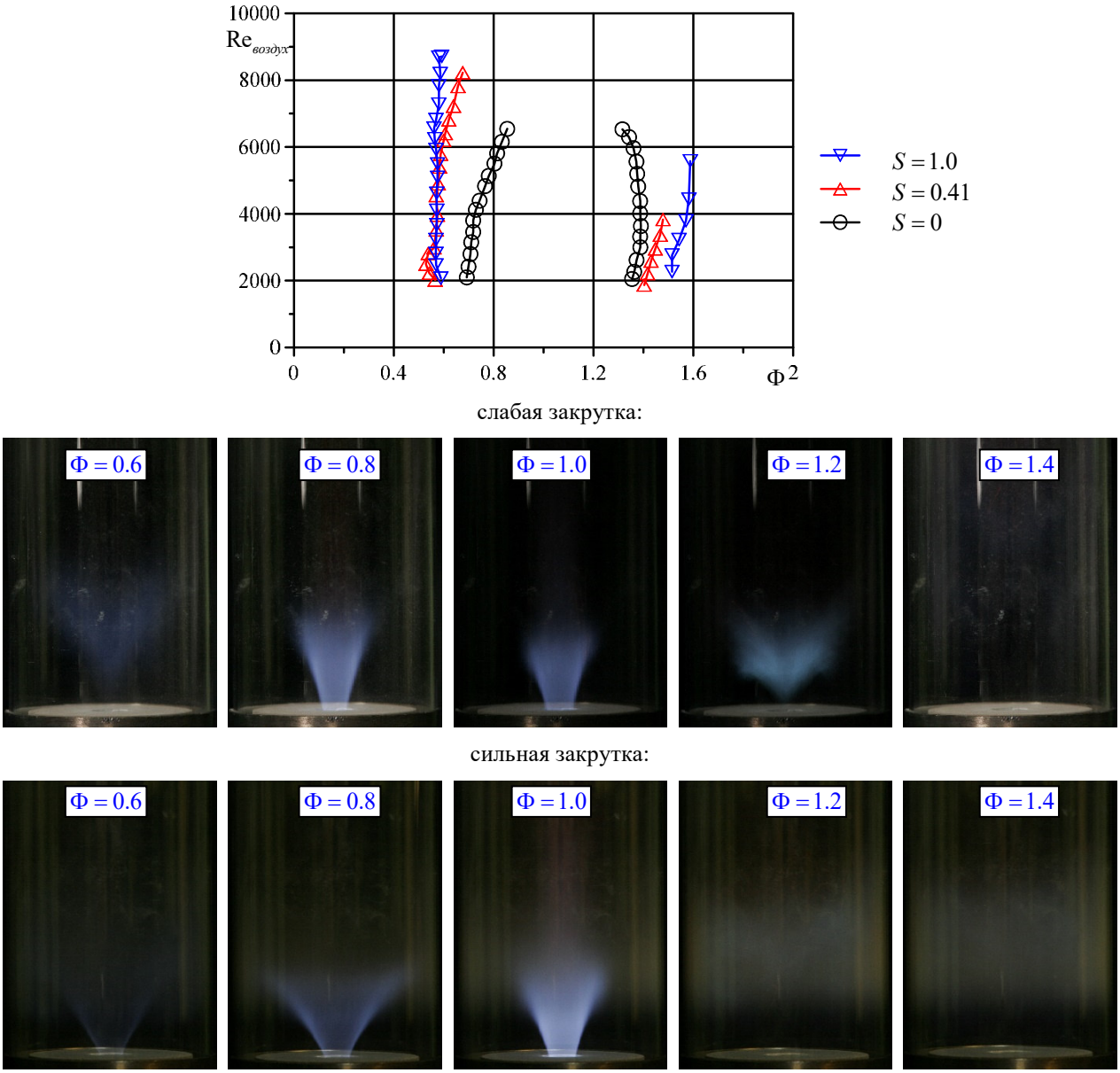


Рис. 2. Влияние закрутки на пределы устойчивого горения метановоздушного пламени в цилиндрической камере сгорания

532±10 нм. Система работала в двухкадровом режиме с частотой измерений в 770 Гц (размер кадра 1280×256, 10 бит). Задержка между двумя вспышками, определяющая смещение частиц на паре кадров, составляла 40 мкс. Плоскость лазерного ножа проходила в центральном сечении потока и имела толщину в области измерения 0.8 мм. Необходимость использовать скоростную PIV системы была вызвана быстрым осаждением частиц –трассеров (TiO_2 со средним размером 0.5 мкм) на поверхность цилиндра.

РЕЗУЛЬТАТЫ

В данном разделе представлены результаты исследования режимов устойчивого горения для метановоздушной смеси, приведены фотографии характерных типов пламени. Область устойчивого горения соответствует диапазону соотношения топливо-окислитель (Ф – коэффициент избытка топлива) поступающей в камеру смеси между бедным и богатым пределами. Кривые получены при изменении расхода горючего газа, в то время как расход воздуха был фиксирован. При пересечении бедного предела пламя либо гаснет, либо уносится из камеры сгорания в связи с недостатком топлива. При пересечении богатого предела имеет место недостаток окислителя, но горение может продолжаться вне камеры сгорания, когда пламя стабилизируется на выходной кромке кварцевого цилиндра. Как и в случае открытого пламени, для малых расходов смеси возможен проскок пламени внутрь сопла. Линии уноса/погасания метановоздушного пламени для различных степеней закрутки показаны на Рис. 2. Можно видеть, что в случае сильной закрутки область горения ограничена предельными соотношениями топливо-окислитель близким к богатому и бедному пределам воспламенения для однородно перемешанной смеси при нормальных условиях. Основываясь на форме пламени, режимы горения можно условно разделить на следующие типы: горение М-образного поднятого пламени, которое характерно для условий, близких к уносу или погасанию пламени; обращенное конусовидное пламя, вершина которого находится либо внутри сопла, либо на некотором расстоянии

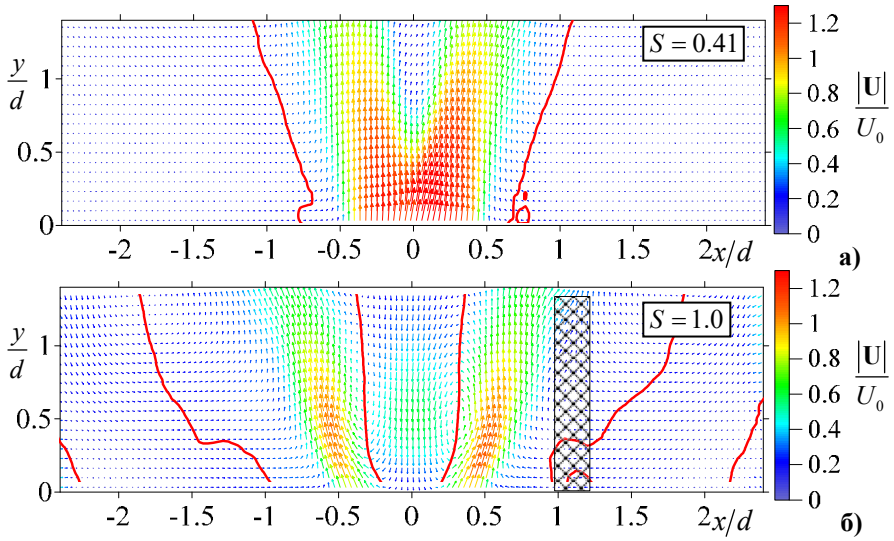


Рис. 3. Распределения средней скорости для (а) умеренно и (б) сильно закрученного течения в цилиндрической камере без горения ($Re_{воздух}$ = 5 000, U_0 = 5.0 м/с)

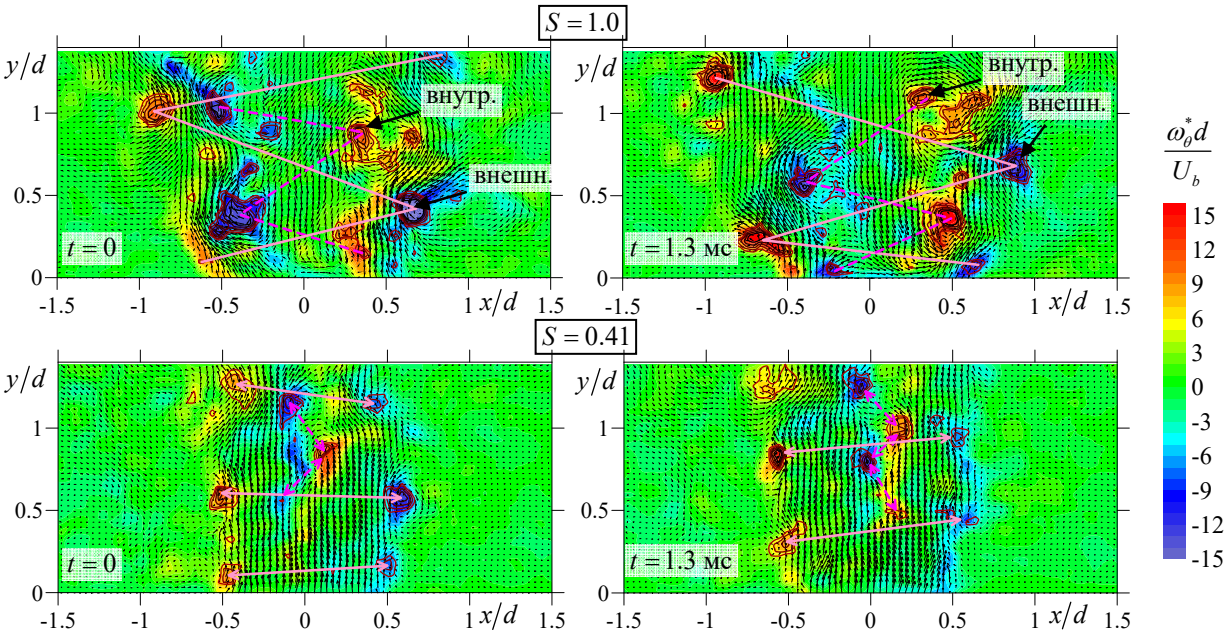


Рис. 4. Распределения средней скорости для (а) умеренно и (б) сильно закрученного течения в цилиндрической камере без горения ($Re_{воздух}$ = 5 000, U_0 = 5.0 м/с)

вниз по потоку от выходного отверстия сопла.

На Рис. 3 представлены распределения средней скорости для умеренно и сильно закрученных потоков без горения. Области с положительными и отрицательными значениям продольной скорости разделены непрерывной линией. В случае сильной закрутки в поле скорости присутствуют центральная зона рециркуляции и внешняя зона рециркуляции в форме тора. В случае умеренной закрутки на поле средней скорости присутствует только внешняя зона рециркуляции.

На Рис. 4 показаны примеры реализация поля мгновенной скорости и завихренности (области, содержащие большие положительные значения Q критерия, выделены контурами) для сильно и умеренно закрученных потоков в цилиндрической камере без горения. Пара реализаций соответствует временному интервалу в 1.3 мс. Исходя из анализа динамики поля скорости сечения вихревых нитей, которые наиболее вероятно соответствуют одной вихревой структуре, соединены линиями. Для сильнозакрученной струи сделан вывод, что вихревые структуры с наибольшей кинетической энергией соответствуют двум вторичным винтовым вихрям: один вихрь расположен во внутреннем слое смешения, другой противоположный вихрь расположен во внешнем слое смешения.

В случае умеренной закрутки вихри во внешнем слое смешения соответствовали тороидальным вихрям, которые вниз по потоку наклоняются, деформируются и эволюционируют в продольные вихревые структуры. На основе фазового анализа сделан вывод, что наблюдаемые во внутреннем слое смешения вихревые структуры соответствуют вихревому ядру струи, которое принимало форму спирали и поэтому несколько раз пересекало плоскость измерения.

На Рис. 5 показана структура течения для характерных режимов горения умеренно и сильно закрученного пламени в камере сгорания. Далее рассмотрены только случаи горения смеси без избытка топлива. Структура течения для обращенного метановоз душного пламени при Ф = 0.6 схожа с потоком без горения. В случае Ф = 0.8 имеет место проскок пламени

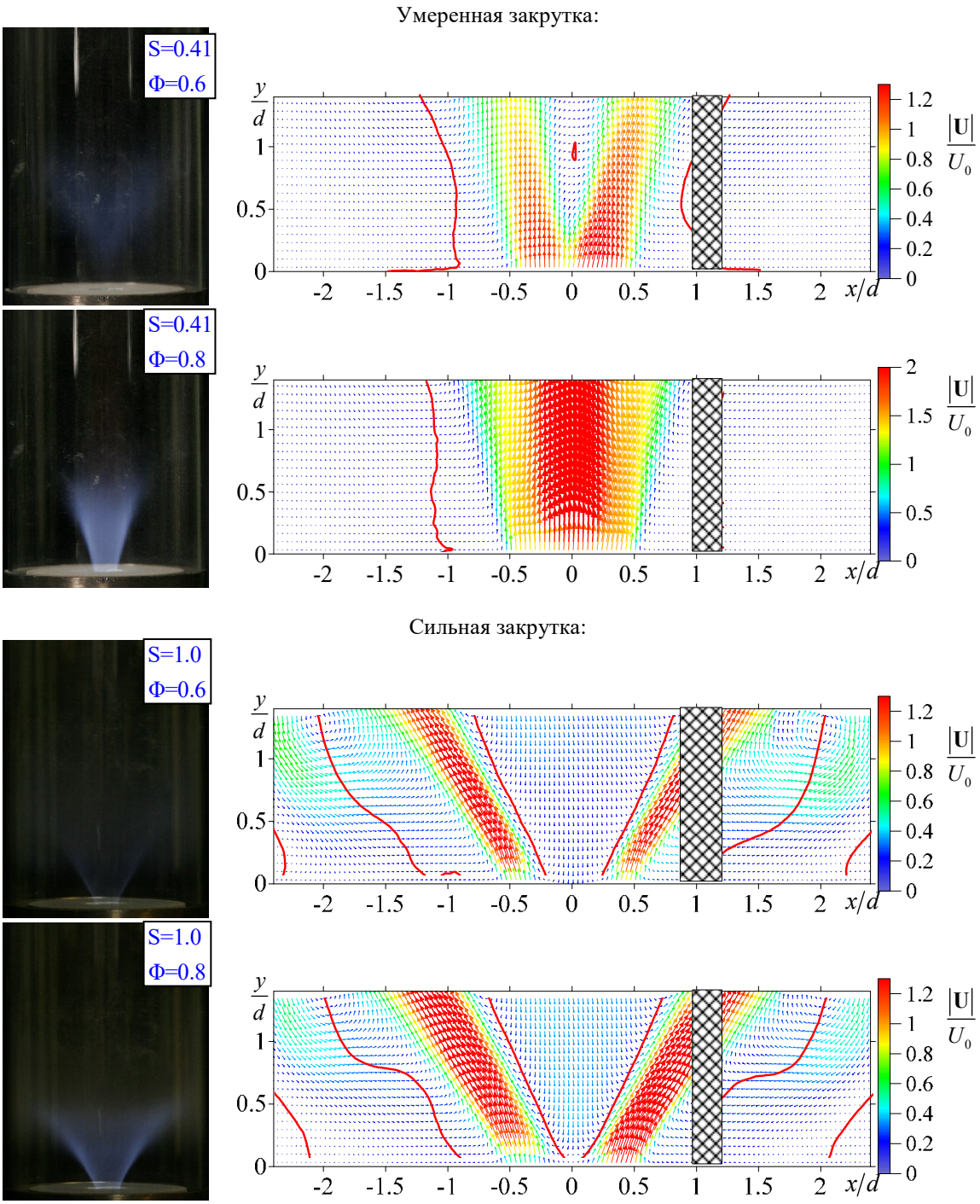


Рис. 5. Фотографии пламени и распределения средней скорости для умерено и сильно закрученного пламени в камере сгорания ($Re_{воздух}$ = 5 000)

и горение происходит внутри сопла.

В случае сильной закрутки пламя имеет форму конуса, как и центральная зона рециркуляции, внутри которой значение продольной скорости соответствует практически постоянной отрицательной величине.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В результате проведенного исследования установлено, что пределы соотношения топливо-окислитель при горении предварительно перемешанной смеси в цилиндрической камере сгорания с умеренной и с сильной закруткой потока близки к пределам воспламенения однородно перемешанной смеси. В условиях, близких к уносу/погасанию пламени, режимы горения соответствуют поднятому пламени, и структура и динамика течения схожи со случаем потока без горения. В остальных случаях, как правило, фронт пламени имеет (в среднем) форму конуса. В случае сильной закрутки потока для пламени в форме конуса зона рециркуляции также принимает форму обращенного конуса, внутри которого имеет место слаботурбулентное возвратное течение.

Список литературы:

1. Ахмедов Р.Б., Балагула Т.Б., Рашидов Ф.К., Сакаев А.Ю. Аэродинамика закрученных струй. М: Энергия. 1977
2. Гупта А., Лилли Д., Сайред Н. Закрученные потоки. М:Мир. 1987
3. Nathan G.J., Hill .S.J, Luxton R.E. An axisymmetric ‘fluidic’ nozzle to generate jet precession //J.Fluid Mech. 1998. Vol. 370. P. 347–80

Работа выполнена в рамках государственного задания ИТ СО РАН.

DOI: 10.53954/9785604859551_325

УДК 544.452.42+536.462

ИЗМЕРЕНИЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ТЕМПЕРАТУРЫ В ЛАМИНАРНОМ БЕДНОМ ПЛАМЕНИ ЭТИЛЕНА МЕТОДОМ ПЛИФ

Шараборин Д.К., Лобасов А.С., Дулин В.М.

Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН,
630090, Россия, г. Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1
e-mail: shdk@itp.nsc.ru

Этилен является ключевым промежуточным продуктом в окислении высших алканов и алкенов и, таким образом, играет важную роль в химии сгорания большинства видов топлива, используемых на практике. Помимо этого, этилен является очень реакционноспособный топливом и одним из важнейших продуктов нефтехимии, получаемый путем парового крекинга [1,2]. Проектирование и оптимизация энергоэффективных, компактных и соответствующих современным экологическим требованиям к выбросам энергетических установок невозможно без применения методов численного моделирования физических процессов, протекающих в камерах сгорания. Несмотря на значительные успехи численных методов в области гидродинамики в задачах, связанных с горением, расчеты остаются сложными и затратными из-за большого количества химических реакций (от нескольких десятков до сотен), и необходимости учитывать изменение плотности и состава газовой смеси. Используемые численные модели нуждаются в валидации, для которой могут быть использованы экспериментальные данные, полученные в более простых условиях, чем на реалистичных горелочных устройствах.

Большое количество работ [3–6] посвящено оценке пространственного распределения температуры в продуктах сгорания с использованием метода плоскостной лазерно-индуцированной флуоресценции (planar laser-induced fluorescence, PLIF), а именно, основанного на возбуждении двух различных переходов гидроксильного радикала (two-line OH PLIF). При этом для реализации метода в разных работах используются различные пары переходов для возбуждения сигнала флуоресценции [7–10]. Среди наиболее часто используемых пары переходов $P_1(2)$:R_2[11] и $Q_1(5)$:$Q_1(14)$ [5–8]. В предыдущей работе коллектива авторов [12] проводилось сравнение отношение регистрируемых сигналов для встречающихся в литературе переходов. Пара $Q_1(5)$:$Q_1(14)$ из всех рассмотренных является наиболее предпочтительной для измерений температуры основанных на возбуждении (1-0) переходов системы $A^2\Sigma^+$–$X^2\Pi$. Эта пара имеет самое большое отношение сигналов и дает хорошее совпадение по температуре со значениями, измеренными методом на основе спонтанного комбинационного рассеяния.

В работе проведено экспериментальное измерение пространственного распределения температуры в ламинарном пламени предварительно перемешанной смеси этилен/воздух со значительным избытком окислителя. Оценка температуры проводилось с использованием метода, основанного на возбуждении двух различных переходов электронно-колебательных состояний гидроксильного радикала (two-line OH PLIF).

Измерения проводились в ламинарном коническом пламени Бунзена, стабилизированном на кромке осесимметричного сужающегося сопла. Число Рейнольдса для струи, истекающей из сопла диаметром d = 15 мм, составляло Re = 1000, коэффициент избытка топлива $\varphi = 0.68$. Схема экспериментальной установки и фотография пламени представлены на иллюстрации (см. рис.1 а). Метод термометрии был реализован с использованием двух независимых OH PLIF систем, синхронизированных генератором импульсов (модель BNC 575). Первая из PLIF систем состояла из перестраиваемого лазера на красителях (Quantel TDL+), лазера накачки Nd: YAG (Quantel YG980 с энергией 0.5 Дж в импульсе на длине волны 532 нм) и чувствительной в ультрафиолетовом диапазоне интенсифицированной ПЗС-камеры (PCO Dicam Pro, 12-бит изображения с разрешением 1024 × 1024 пикселей). Другая система также состояла из перестраиваемого лазера на красителях (Sirah Precision scan), импульсного лазера накачки Nd: YAG (QuantaRay, энергия приблизительно 0.7 Дж в импульсе на длине волны 532 нм) и камеры (LaVision Imager sCMOS, 16-бит изображения с разрешением 2560 × 2160 пикселей), подключенной к усилителю (LaVision IRO). Интенсифицированные камеры были оснащены УФ-объективами (LaVision 100 мм, f# = 2.8) и полосовыми оптическими фильтрами (LOT-Oriel с коэффициентом пропускания 17% на 310 нм с шириной на полувысоте 11 нм). Лазерные пучки приводились к единому оптическому пути перед попаданием в коллимирующую оптику для формирования плоского лазерного ножа. Полуволновая пластина поворачивала ориентацию линейной поляризации пучка лазера Quantel TDL+ таким образом, чтобы максимальная часть излучения отражалась внутри призмы Глана-Тейлора и совмещалась с проходящим насквозь пучком лазера Sirah с другой ориентацией поляризации. После формирования лазерного ножа для каждого лазера характерна индивидуальная неоднородность распределения энергии, изменяющаяся от вспышки к вспышке. Для учета этих изменений на пути распространения лазерного ножа была установлена кварцевая пластина, отражающая около 4% энергии лазерного излучения в прозрачную кювету, через объем которой циркулировал раствор флуоресцентного красителя Родамин 6G. Перпендикулярно кювете была установлена ПЗС-камера (ImperX Bobcat IGV-B4820, 12-бит изображения) способная работать в двухкадровм режиме с задержкой между кадрами 0.5 мкс.

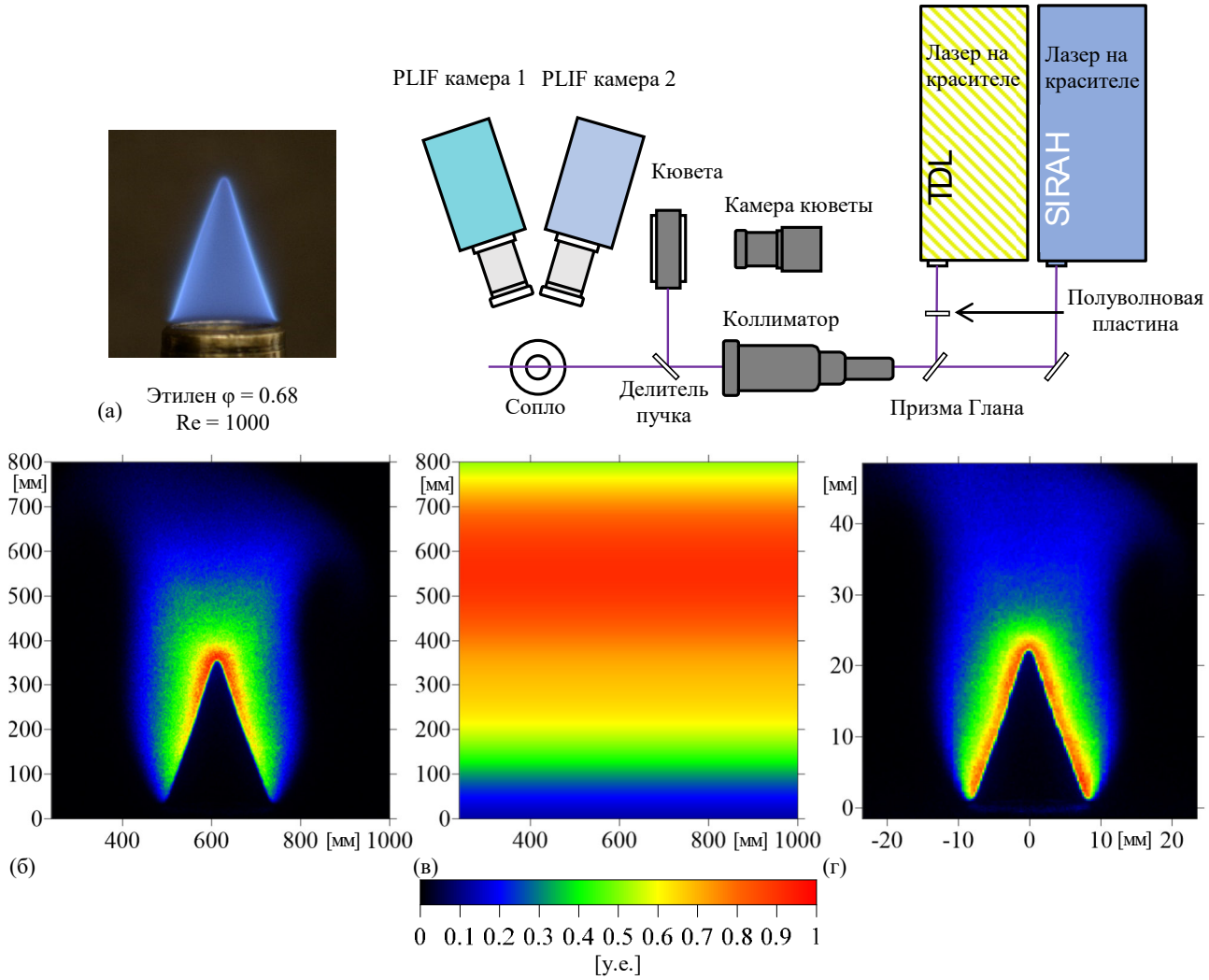


Рис. 1. Схема экспериментальной установки и фотография пламени представлены на иллюстрации (а), исходное мгновенное распределение сигнала до обработки (б), матрица для коррекции ножа (в) и распределение сигнала после всех процедур обработки (г)

Для реализации метода two-line OH PLIF использовалась комбинация двух линий $Q_1(5)$ и $Q_1(14)$ полосы переходов (1-0) электронной системы $A^2\Sigma^+–X^2\Pi$ в качестве одной из наиболее эффективных пар, согласно работе [12]. Средняя энергия импульсов перестраиваемых лазеров для этих переходов составляла приблизительно 3 и 15 мДж, соответственно. Мгновенные распределения интенсивности сигнала флуоресценции радикала OH зарегистрированные интенсифицированными камерами (см. рис.1 б, сигнал нормирован на максимальное значение) нуждаются в дополнительной обработке прежде, чем на их основании возможно будет провести оценку температуры. К изображениям применялись процедуры удаления фона, теневого тока и переотражений, для этого регистрировался сигнал без пламени. Обе интенсифицированные камеры были расположены под углом относительно плоскости лазерного ножа. Поэтому в плоскости лазера была установлена мишень с маркерами, нанесенными в узлах периодической сетки. В дальнейшем изображения мишени были использованы для учета искажений перспективы и приведения изображений к единым пространственным координатам. Камера, направленная на кювету, регистрировала сигнал флуоресценции красителя, возбужденный лазером. На основании этого сигнала для каждого мгновенного распределения сигнала флуоресценции OH подготавливалась матрица, (см. рис.1 в) позволяющая скорректировать пространственную неоднородность распределения энергии в лазерном ноже для каждого импульса лазера. Пример мгновенного распределения сигнала для одной камеры после применения всех процедур обработки приведен на иллюстрации (см. рис.1 г).

Распределение температуры возможно оценить на основании отношения интенсивности сигналов двух сигналов флуоресценции, так как их отношение зависит от населенности вращательных состояний и описывается распределением Больцмана [7]:

$$\frac{S_1}{S_1} = \frac{B_1 I_1 (2J_1+1)}{B_2 I_2 (2J_2+1)} \exp\left(-\frac{E_1 - E_2}{kT}\right), \qquad (1)$$

где J_1, J_2 – вращательные квантовые числа возбужденных переходов 1 и 2 для состояний с энергиями E_1, E_2 соответственно. B_1, B_2 – коэффициенты поглощения Эйнштейна; I_1, I_2 – локальные значения плотности энергии лазерного излучения, полученные из оценки на основе изображений в кювете. Полученные в эксперименте 500 распределений отношения сигна

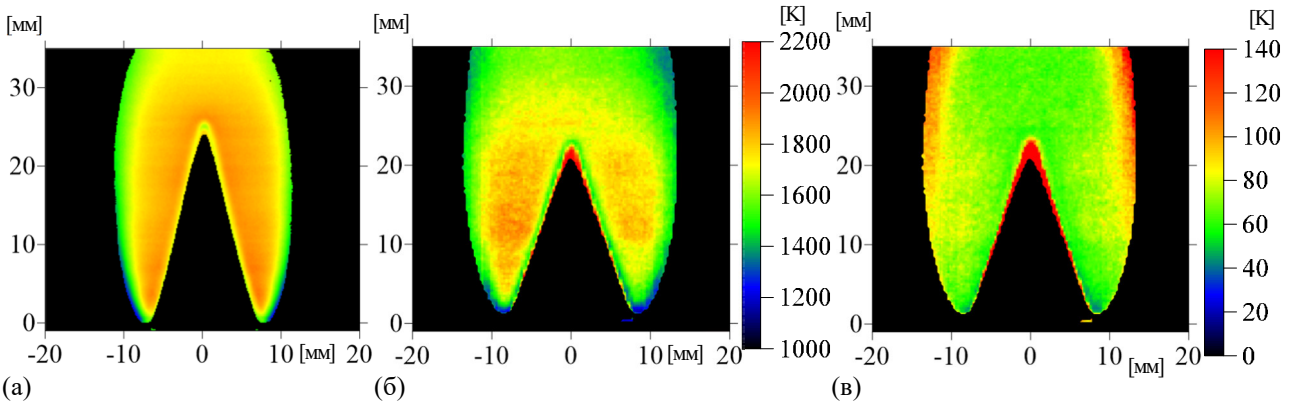


Рис. 2. Пространственное распределение температуры в ламинарном пламени Бунзена Re = 1000 метан φ = 0.9 [13] (а), этилен φ = 0.68 (б) и среднеквадратическое отклонение температуры в пламени этилена (в)

лов, основанные на мгновенных распределений сигнала флуоресценции, с использованием выражения (1) были пересчитаны в температуру и осреднены, так же было рассчитано среднеквадратичное отклонение температуры (см. рис.2 б и в, соответственно). Температура рассчитывалась только в тех областях потока, где присутствовал радикал OH, остальное пространство на распределении размечено черным цветом.

Коэффициент избытка топлива φ = 0.68 для этилена в работе был выбран таким образом, чтобы провести качественное сравнение полученных распределений температуры с результатами предыдущей работы [13], в которой были проведены аналогичные измерения для ламинарного пламени смеси метан/воздух с коэффициентом избытка топлива φ = 0.9 и Re = 1000 (см. рис.2 а). Для выбранного коэффициента избытка топлива этилена скорость распространения ламинарного пламени в разных работах определяют в диапазоне 34-39 см/с [2,14–18] что пересекается со скоростью ламинарного пламени для метана 33-35 см/с [15,19]. При сравнении высоты конуса фронта пламени метана и этилена (см. рис.2 а и б), которая связана с ламинарной скоростью пламени, заметно что конус пламени этилена на 3-4 мм ниже. Тем не менее, полученное распределение температуры в пламени этилена качественно повторяет распределение в метане - наибольшая температура локализована вблизи конуса фронта пламени, при смещении к области смешения горячих продуктов с окружающим воздухом наблюдается значительное снижение температуры. Заметным отличием является область в горячих продуктах пламени этилена выше отметки 30 мм над срезом сопла, где температура снижается до 1500 K, в то время как в пламени метана в этой же области все еще сохраняется высокая температура как в области вблизи конуса. Одним из объяснений может служить предположение, что в этой области повышается плотность энергии лазера, из-за неоднородного распределения, что переводит лазерно-индуцированную флуоресценцию из линейного режима в режим с насыщением. Другим объяснением снижения температуры в этой области могло бы быть подмешивание холодного окружающего воздуха, однако это не характерно для ламинарных пламён и не подтверждается распределением среднеквадратичного отклонения температуры (см. рис.2 в), где максимальные значения достигаются только во внешнем слое смешения. При сравнении измеренных значений температуры в областях вблизи конуса фронта пламени можно наблюдать небольшое отличие, для метана около 1900 K и для этилена около 1800 K. Это отличие хорошо объясняется тем, что адиабатические температуры отличаются: для метана при φ = 0.9 составляет T_{ad} = 2118K, а для этилена при φ = 0.68 составляет T_{ad} = 1942 (температуры рассчитаны с использованием механизма GRI-MECH 3.0). Пульсации в области высоких температур, представленные на распределении среднеквадратического отклонения температуры, составляют порядка 75-80 K, что сопоставимо с характерной погрешностью для метода two-line OH PLIF.

В рамках выполнения работы были оценены пространственные распределения температуры в ламинарном пламени предварительно перемешанной смеси этилен/воздух со значительным избытком окислителя. Представлено осредненное распределение температуры и среднеквадратическое отклонение температуры, проведено сравнение с аналогичными результатами для ламинарного пламени метана. Полученный массив данных, состоящий из мгновенных и среднего распределения температуры могут быть в дальнейшем использованы для верификации численных моделей.

Список литературы:

1. Ren T., Patel M.K., Blok K. Steam cracking and methane to olefins: Energy use, CO2 emissions and production costs // Energy. Elsevier Ltd, 2008. Vol. 33, № 5. P. 817–833.
2. Xu C., Konnov A.A. Validation and analysis of detailed kinetic models for ethylene combustion // Energy. Elsevier Ltd, 2012. Vol. 43, № 1. P. 19–29.
3. Ayoola B. et al. Temperature response of turbulent premixed flames to inlet velocity oscillations // Experiments in Fluids. 2009. Vol. 46, № 1. P. 27–41.
4. Yang Z. et al. Effects of N2, CO2 and H2O dilutions on temperature and concentration fields of OH in methane Bunsen flames by using PLIF thermometry and bi-directional PLIF // Experimental Thermal and Fluid Science. Elsevier Inc., 2017. Vol. 81. P. 209–222.
5. Halls B.R. et al. Two-color volumetric laser-induced fluorescence for 3D OH and temperature fields in turbulent reacting flows // Optics Letters. The Optical Society, 2018. Vol. 43, № 12. P. 2961.
6. Giezendanner-Thoben R. et al. Phase-Locked Temperature Measurements by Two-Line OH PLIF Thermometry of a Self-Excited Combustion Instability in a Gas Turbine Model Combustor. 2005. Vol. 75. 317–333 p.
7. Devillers R., Bruneaux G., Schulz C. Development of a two-line OH-laser-induced fluorescence thermometry diagnostics strategy

for gas-phase temperature measurements in engines // Applied Optics. 2008. Vol. 47, № 31. P. 5871.
8. Kostka S. et al. Comparison of line-peak and line-scanning excitation in two-color laser-induced-fluorescence thermometry of OH // Applied Optics. 2009. Vol. 48, № 32. P. 6332.
9. Seitzman J.M. et al. Application of quantitative two-line OH planar laser-induced fluorescence for temporally resolved planar thermometry in reacting flows. 1994.
10. Welle E.J. et al. The response of a propane-air counter-flow diffusion flame subjected to a transient flow field // Combustion and Flame. Elsevier Inc., 2003. Vol. 135, № 3. P. 285–297.
11. Burgoyne J. H., Cohen L. The effect of drop size on flame propagation in liquid aerosols // Proceedings of the Royal Society of London. Series A. Mathematical and Physical Sciences. 1954. Vol. 225, № 1162. P. 375–392.
12. Lobasov A.S. et al. On the efficiency of using different excitation lines of (1−0) two-line OH fluorescence for planar thermometry // Thermophysics and Aeromechanics. 2021. Vol. 28, № 5.
13. Dulin V. et al. Assessment of single-shot temperature measurements by thermally-assisted OH PLIF using excitation in the A2Σ+–X2Π (1-0) band // Proceedings of the Combustion Institute. Elsevier Ltd, 2021. Vol. 38, № 1. P. 1877–1883.
14. Hirasawa T. et al. Determination of laminar flame speeds using digital particle image velocimetry: Binary fuel blends of ethylene, n-butane, and toluene // Proceedings of the Combustion Institute. Elsevier Ltd, 2002. Vol. 29, № 2. P. 1427–1434.
15. Egolfopoulos F.N., Zhu D.L., Law C.K. Experimental and numerical determination of laminar flame speeds: Mixtures of C2-hydrocarbons with oxygen and nitrogen // Symposium (International) on Combustion. 1991. Vol. 23, № 1. P. 471–478.
16. Kumar K. et al. An experimental investigation of ethylene/O 2 /diluent mixtures: Laminar flame speeds with preheat and ignition delays at high pressures // Combustion and Flame. 2008. Vol. 153. P. 343–354.
17. Jomaas G. et al. Experimental determination of counterflow ignition temperatures and laminar flame speeds of C2–C3 hydrocarbons at atmospheric and elevated pressures // Proceedings of the Combustion Institute. 2005. Vol. 30, № 1. P. 193–200.
18. Hassan M.I. et al. Properties of Laminar Premixed Hydrocarbon/Air Flames at Various Pressures // Journal of Propulsion and Power. American Institute of Aeronautics and Astronautics Inc., 1998. Vol. 14, № 4. P. 479–488.
19. Vagelopoulos C.M., Egolfopoulos F.N. Direct experimental determination of laminar flame speeds // Symposium (International) on Combustion. 1998. Vol. 27, № 1. P. 513–519.

Работа выполнена в рамках государственного задания ИТ СО РАН.

DOI: 10.53954/9785604859551_329

УДК 532.6+004.89

СОЗДАНИЕ СИСТЕМЫ ОНЛАЙН-МОНИТОРИНГА РЕЖИМА ТЕЧЕНИЯ НЕСМЕШИВАЮЩИХСЯ ЖИДКОСТЕЙ В МИКРОКАНАЛАХ

Ягодницына А.А.[1,2], Серёдкин А.В.[1,2]

1 Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН,
630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1
2 Новосибирский государственный университет,
630090, Россия, Новосибирск, ул. Пирогова, 2
e-mail: yagodnitsinaaa@gmail.com

ВВЕДЕНИЕ

В последние десятилетия микрогидродинамика стала одной из важнейших областей науки в связи с бурным развитием микроканальных устройств и технологий. Экстремальное высокое отношение площади поверхности к объему позволяет использовать микроканальные течения для снятия высоких тепловых потоков, проведения высокоэффективных реакций, а также создания лабораторий на чипе и органов на чипе. Газожидкостные течения и течения несмешивающихся жидкостей используются в различных приложениях в химии, биологии, медицине, материаловедении для проведения химических реакций [1] и процессов экстракции [2], инкапсулирования и сортировки биологических объектов [3], создания нано- и микрочастиц [4]. На текущий момент происходит активное внедрение микроканальных технологий в промышленности, например, в системах охлаждения процессоров, в топливных ячейках, в технологиях 3D печати, проточных биореакторах и аналитических системах. Большинство предлагаемых подходов, связанных с применением двухфазных микроканальных потоков, основываются на использовании характерных для них режимов течения – сегментированного (капельного и снарядного), либо непрерывного (параллельного, кольцевого, ривулетного и т.д.). Использование снарядного режима течения обусловлено такими преимуществами как высокое отношение площади межфазной поверхности к объему и циркуляция скорости внутри снарядов и перемычек, что в значительной степени интенсифицирует процессы тепло- и массообмена [5], [6]. Кроме того, отдельные капли или снаряды дисперсной фазы могут служить в качестве контейнеров для биологических объектов для последующей их сортировки [7]. Параллельный режим течения несмешивающихся жидкостей предпочтителен при проведении реакций экстракции веществ в микроканалах в случае, когда в системе присутствуют наночастицы, препятствующие коалесценции капель и дальнейшему разделению фаз [8].

Для разработки и корректной работы микрофлюидных устройств с применением двухфазных течений требуется информация о режиме течения. В зависимости от скоростей потока, физических свойств жидкостей и свойств материала микроканала и его геометрии в нем формируются разные режимы течения. Установление определенного режима течения обусловлено силами, преобладающими в системе при заданных значениях управляющих параметров. Отношение сил может быть выражено безразмерными параметрами: капиллярным числом, числом Вебера, числом Онезорге, числом Рейнольдса. Сложная взаимосвязь большого числа параметров с режимами течения приводит к невозможности построения аналитической модели, позволяющей подобрать комбинацию регулируемых параметров для получения необходимого режима работы системы. В этих случаях применяют таблицы режимов или полуэмпирические модели. Построение карты режимов двухфазного течения в микроканале – достаточно трудоемкий процесс, так как требует проведения многочасовых экспериментов с вариацией расходов фаз и свойств жидкостей, с одновременным анализом картин течения экспериментатором для определения режима течения. Кроме того, работа микроканальных устройств в двухфазном режиме требует онлайн-мониторинга режима течения для корректной работы устройства, предотвращения контаминации жидкостей и своевременной остановки и/или подстройки рабочих параметров системы.

Машинное обучение, в том числе искусственные нейронные сети, хорошо зарекомендовали себя для решения широкого круга задач микрофлюидики. Большинство приложений машинного обучения решают задачи классификации или регрессии. Среди задач классификации отдельно стоит задача прогнозирования режима течения. Предсказание режимов газожидкостного течения в микроканалах по безразмерным параметрам течения проводилось в [9]. Задачи регрессии направлены на предсказание числовых значений. В [10] нейронная сеть используется для прогнозирования скорости потока и концентрации по изображениям капель в микрофлюидном устройстве. Предсказание дисперсного состава эмульсии на основе числа Рейнольдса и капиллярного числа выполнено с помощью нейронной сети в [11]. В [12] с помощью нейронной сети прогнозируются размеры капель и частиц PLGA, образующихся после их высыхания, в качестве входных параметров для нейронной сети служат скорости потока дисперсной и несущей фаз в микроустройстве и концентрация PLGA. В работе [13] применены методы машинного обучения для автоматизации проектирования микрофлюдиных генераторов капель.

В настоящей работе искусственная нейронная сеть была применена для автоматического определения режима течения по изображениям потока несмешивающихся жидкостей в микроканалах.

БАЗА ДАННЫХ КАРТИН ТЕЧЕНИЯ НЕСМЕШИВАЮЩИХСЯ ЖИДКОСТЕЙ В МИКРОКАНАЛАХ

Для решения задачи классификации режима течения по изображениям потока была подготовлена база данных картин течения, состоящая из более 4 тысяч

изображений, полученных посредством скоростной визуализации режимов течения несмешивающихся жидкостей в микроканалах. Схема экспериментальной установки представлена на Рис. 1. В качестве рабочих участков использовались прямые и серпантинные микроканалы с Т-образным входом с гидравлическим диаметром 267 мкм и отношением радиуса кривизны микроканала к его ширине от 1 до 2,5. Поток несмешивающихся жидкостей создавался с помощью двойного шприцевого насоса KDS Gemini 88, микроканал освещался галогенной лампой, визуализация межфазной границы проводилась в проходящем свете за счет разницы в показателях преломления фаз. Фокальная плоскость объектива располагалась по центру микроканала. Картины течения записывались на скоростную видеокамеру pco 1200.hs с частотой кадров от 1 до 500 Гц, подключенную к порту инвертированного микроскопа Zeiss Axio Observer.Z1 с объективом с увеличением 5x и числовой апертурой 0,12. Картины течения записывались как в области натекания жидкостей – Т-образной области микроканалов, так и вниз по течению в прямой и криволинейной частях.

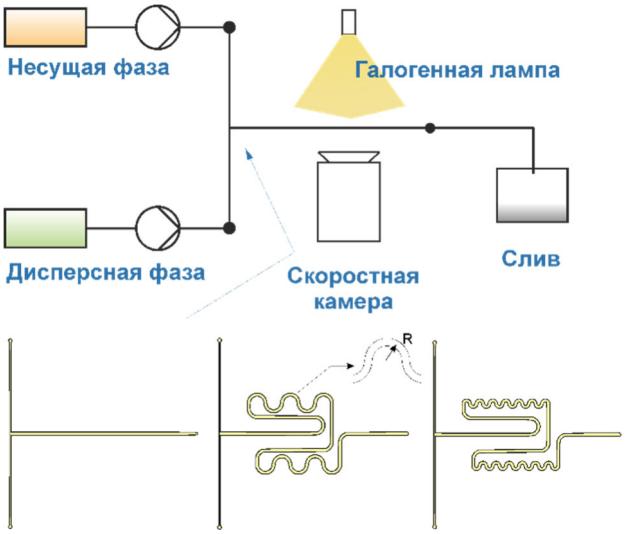


Рис. 1. Схема экспериментальной установки и геометрия микроканалов

В экспериментах варьировались приведенные скорости фаз и физические свойства жидкостей. В качестве дисперсной фазы использовались: дистиллированная вода, водоглицериновые растворы в концентрациях 50%, 85% и 95%, водный раствор карбоксилметилцеллюлозы в концентрации 0,5%, водный раствор ксантановой камеди в концентрации 1,5%, парафиновое масло. В качестве несущей фазы использовались ионная жидкость, касторовое и силиконовое масла. Вязкость дисперсной фазы варьировалась от 1 до 500 сПуаз, вязкость несущей фазы – от 27 до 670 сПуаз. Отношение показателей преломления фаз варьировалось от 0,904 до 0,997, таким образом видимая ширина межфазной границы на изображениях варьировалась от 4 до 25 пикселей. Всего в базе данных было представлено более 80 экспериментов. Более детальное описание экспериментов можно найти в работах [14]–[17].

Характерные картины течений из базы данных представлены на Рис. 2. Изображения имели разный размер и максимальную яркость, из-за разницы в отношении показателей преломления фаз резко различается видимая толщина межфазной границы. В базу данных были включены как режимы снарядного режима со стандартной Тэйлоровской формой снарядов (Рис. 2 f), так и снаряды с деформацией межфазной границы из-за экстремального низкого отношения вязкости дисперсной и несущей фаз (Рис.2 g). Ряд изображений также включали в себя искажения из-за растрескивания нижней стенки микроканальной сборки или воздействия растворителя на стенку микроканала. Эти шумы на изображениях, а также различия в показателях преломления, смачиваемости материала стенки канала и форме снарядов позволили составить исчерпывающую базу данных для дальнейшего обучения нейронной сети.

ОБУЧЕНИЕ И ТЕСТИРОВАНИЕ ИСКУССТВЕННОЙ НЕЙРОННОЙ СЕТИ

Все режимы течения были разделены на два класса: сегментированный режим течения (капельный/снарядный) и непрерывный режим течения (параллельный/кольцевой). 2350 изображений соответствовало сегментированному режиму течения, 2082 изображения – непрерывному режиму течения.

Изображения режимов течения имели одинаковую ширину 1280 пикселей, но разную высоту, в градации серого от 0 до 255. Для предотвращения визуальных искажений все изображения были дополнены серым цветом (128 градаций серого) до высоты 1280. Далее изображения сжимались до разрешения 256x256 пикселей и в таком виде подавались на вход нейронной сети, как в процессе обучения, так и для тестов. Целевое значение для изображений с непрерывным режимом устанавливалось равным нулю, а для изображений с сегментированным режимом устанавливалось равным единице.

В работе использовалась нейронная сеть ResNet 50 [18], предобученная на базе данных ImageNet. Данная нейронная сеть хорошо зарекомендовала себя для решения задач классификации изображений, состоит из 50 свёрточных блоков и одного полносвязного слоя в конце. Сеть обучалась алгоритмом Adam [19] с шагом обучения равным 0,0001. В качестве функции потерь использовалась бинарная перекрёстная энтропия (Binary Cross-Entropy), ввиду сбалансированности базы данных в качестве метрики использовалась точность (Accuracy). Решение быстро сошлось уже после двух эпох, точность достигла 100% (см. Таблицу 1). На тестовых изображениях, не входящих в исходную базу данных для обучения, сеть также показала точность 100%.

Таблица 1. Процесс обучения нейронной сети

№ эпохи	Точность	Значение функции потерь
0	0,99	0,03764
1	1	$1{,}54 \cdot 10^{-5}$
2	1	$5{,}7 \cdot 10^{-6}$
3	1	$8{,}85 \cdot 10^{-7}$

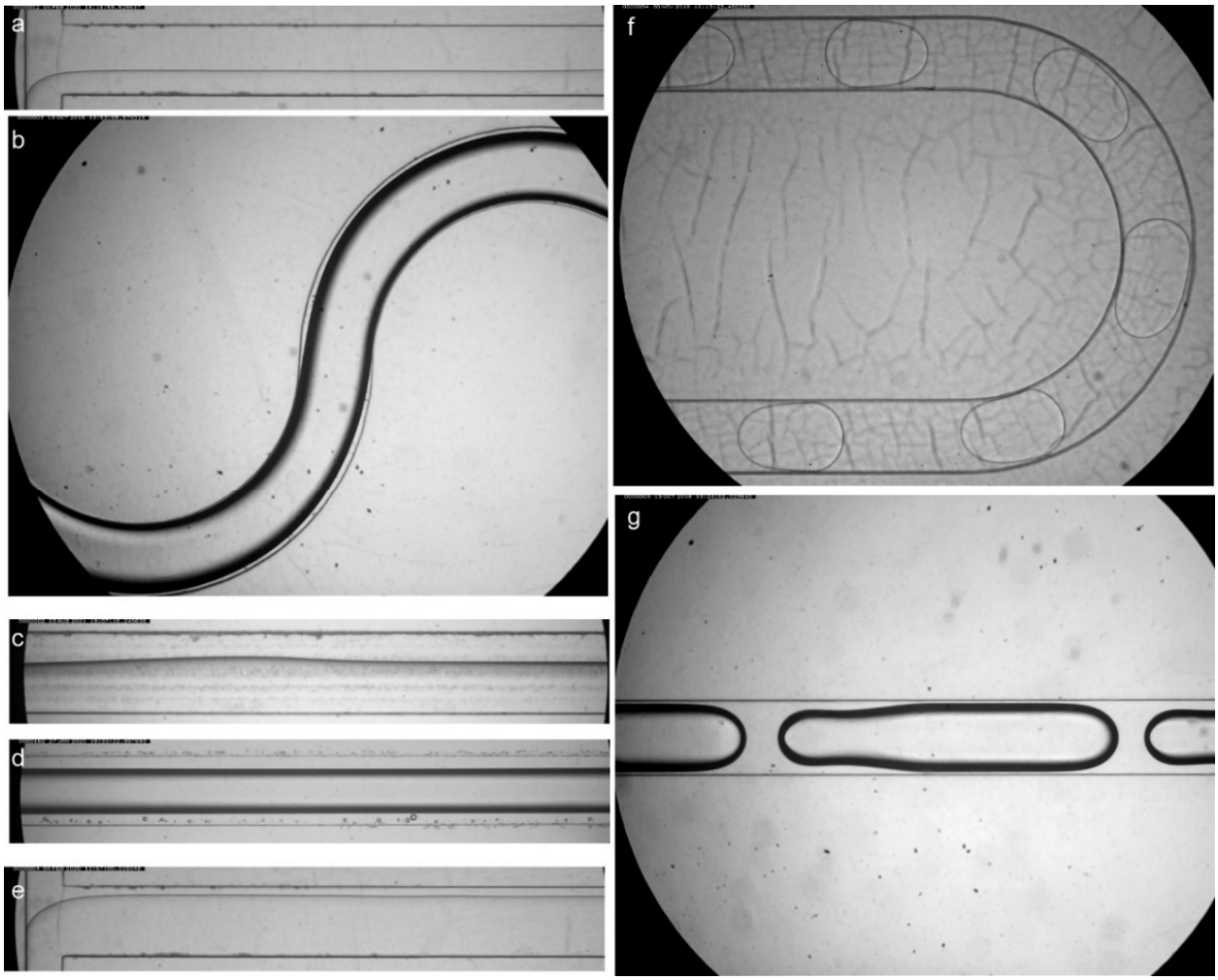


Рис. 2. Характерные изображения из базы данных для обучения нейронной сети для классификации режимов течения: a) параллельный режим течения, водоглицериновый раствор (95%) – касторовое масло, Т-область микроканала; b) кольцевой режим течения, дистиллированная вода – касторовое масло, криволинейный участок микроканала; c) параллельный режим течения, водоглицериновый раствор (95%) – силиконовое масло, прямой участок микроканала; d) кольцевой режим течения, водный раствор карбоксилметилцеллюлозы – касторовое масло, прямой участок микроканала; e) параллельный режим течения, водоглицериновый раствор (85%) – касторовое масло, Т-область микроканала; f) снарядный режим течения, парафиновое масло – касторовое масло, криволинейный участок микроканала; g) снарядный режим течения, дистиллированная вода – касторовое масло, прямой участок микроканала.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Решена задача классификации режима течения несмешивающихся жидкостей в микроканалах различной геометрии на основе нейросетевого подхода. Разработанное решение можно использовать автоматически в системах онлайн-анализа и управления потоком. Кроме того, разработанная методика может быть использована для исключения трудоемких классических методов при обработке экспериментальных данных. В зависимости от производительности графического процессора предлагаемый подход позволяет обрабатывать изображения в режиме реального времени с частотой несколько десятков Гц в секунду.

Список литературы:

1. Wang K., Li L., Xie P., Luo G. Liquid-liquid microflow reaction engineering // Reaction Chemistry and Engineering. 2017. № 5(2). C. 611–627. DOI:10.1039/c7re00082k.

2. Kriel F.H., Holzner G., Grant R.A., Woollam S., Ralston J., Priest C. Microfluidic solvent extraction, stripping, and phase disengagement for high-value platinum chloride solutions // Chemical Engineering Science. 2015. (138). C. 827–833. DOI:10.1016/j.ces.2015.08.055.

3. Samiei E., Tabrizian M., Hoorfar M. A review of digital microfluidics as portable platforms for lab-on a-chip applications // Lab on a Chip. 2016. № 13(16). C. 2376–2396. DOI:10.1039/c6lc00387g.

4. Liu Y., Li Y., Hensel A., Brandner J.J., Zhang K., Du X., Yang Y. A review on emulsification via microfluidic processes // Frontiers of Chemical Science and Engineering. 2020. № 3(14). C. 350–364. DOI:10.1007/s11705-019-1894-0.

5. Kim S., Wang H., Yan L., Zhang X., Cheng Y. Continuous preparation of itraconazole nanoparticles using droplet-based microreactor // Chemical Engineering Journal. 2020. (393). C. 124721. DOI:10.1016/j.cej.2020.124721.

6. Angeli P., Ortega E.G., Tsaoulidis D., Earle M. Intensified Liquid-Liquid Extraction Technologies in Small Channels: A Review // Johnson Matthey Technology Review. 2019. № 4(63). C. 299–310. DOI:10.1595/205651319X15669171624235.

7. Schneider T., Kreutz J., Chiu D.T. The potential impact of droplet microfluidics in biology // Analytical Chemistry. 2013. № 7(85). C. 3476–3482. DOI:10.1021/ac400257c.

8. Priest C., Zhou J., Klink S., Sedev R., Ralston J. Microfluidic Solvent Extraction of Metal Ions and Complexes from Leach Solutions Containing Nanoparticles // Chemical Engineering & Technology. 2012. № 7(35). C. 1312–1319. DOI:10.1002/ceat.201100602.

9. Timung S., Mandal T.K. Prediction of flow pattern of gas-liquid flow through circular microchannel using probabilistic neural network // Applied Soft Computing Journal. 2013. № 4(13). C. 1674–1685. DOI:10.1016/j.asoc.2013.01.011.

10. Hadikhani P., Borhani N., H. Hashemi S.M., Psaltis D.

Learning from droplet flows in microfluidic channels using deep neural networks // Scientific Reports. 2019. № 1(9). С. 1–7. DOI:10.1038/s41598-019-44556-x.

11. Mahdi Y., Daoud K. Microdroplet size prediction in microfluidic systems via artificial neural network modeling for water-in-oil emulsion formulation // Journal of Dispersion Science and Technology. 2017. № 10(38). С. 1501–1508. DOI:10.1080/01932691.2016.1257391.

12. Damiati S.A., Rossi D., Joensson H.N., Damiati S. Artificial intelligence application for rapid fabrication of size-tunable PLGA microparticles in microfluidics // Scientific Reports. 2020. № 1(10). С. 1–11. DOI:10.1038/s41598-020-76477-5.

13. Lashkaripour A., Rodriguez C., Mehdipour N., Mardian R., McIntyre D., Ortiz L., Campbell J., Densmore D. Machine learning enables design automation of microfluidic flow-focusing droplet generation // Nature Communications. 2021. № 1(12). DOI:10.1038/s41467-020-20284-z.

14. Kovalev A., Yagodnitsyna A., Bilsky A. Plug flow of immiscible liquids with low viscosity ratio in serpentine microchannels // Chemical Engineering Journal. 2021. (417). С. 127933. DOI:10.1016/j.cej.2020.127933.

15. Kovalev A. V., Yagodnitsyna A.A., Bilsky A. V. Viscosity Ratio Influence on Liquid-Liquid Flow in a T-shaped Microchannel // Chemical Engineering and Technology. 2021. № 2(44). С. 365–370. DOI:10.1002/ceat.202000396.

16. Yagodnitsyna A., Kovalev A., Bilsky A. Experimental study of flow of immiscible liquds with non-Newtonian properties in a T-shaped microchannel // Interfacial Phenomena andHeat Transfer. 2020. № 1(8). С. 49–58. DOI:10.1088/1742-6596/1867/1/012033.

17. Yagodnitsyna A., Kovalev A., Bilsky A. Ionic liquid-water flow in T-shaped microchannels with different aspect ratios // Chemical Engineering Research and Design. 2020. (153). С. 391–400. DOI:10.1016/j.cherd.2019.11.008.

18. He K., Zhang X., Ren S., Sun J. Deep residual learning for image recognition // Proceedings of the IEEE Computer Society Conference on Computer Vision and Pattern Recognition. 2016. (2016-Decem). С. 770–778. DOI:10.1109/CVPR.2016.90.

19. Kingma D.P., Ba J.L. Adam: A method for stochastic optimization // 3rd International Conference on Learning Representations, ICLR 2015 - Conference Track Proceedings. 2015. С. 1–15.

Работа поддержана РНФ (грант №21-79-10307). Часть экспериментов для базы данных выполнены в рамках государственного задания ИТ СО РАН.

DOI: 10.53954/9785604859551_333

УДК 532.517

ВИБРАЦИОННОЕ ВОЗБУЖДЕНИЕ ДЛЯ УПРАВЛЕНИЯ СТРУЙНЫМИ ТЕЧЕНИЯМИ

Яковенко С.Н., Козлов В.В.

Институт теоретической и прикладной механики им. С.А. Христиановича СО РАН,
630090, Россия, г. Новосибирск, Институтская, 4/1
e-mail: s.yakovenko@mail.ru

ВВЕДЕНИЕ

Возрастающий интерес к методам управления струйными течениями связан с их востребованностью в технических приложениях, в частности, для уменьшения шума, расхода топлива, вредных примесей от работы авиадвигателей за счет направленного воздействия на вихревые структуры потока и интенсификации смешения и горения. При относительно низкой частоте возбуждения струи перемешивание усиливается [1], приводя к росту теплообмена, что применимо, например, для охлаждения нагретых поверхностей малоразмерных устройств в электронике. Акустическое или механическое воздействие на область течения вблизи сопла способствует усилению расширения струи, ее меандрированию и расщеплению [2-5] (см., напр., рис. 1). В [1-5] упомянуты основные результаты физических и численных экспериментов по расщеплению струи при ее возбуждении.

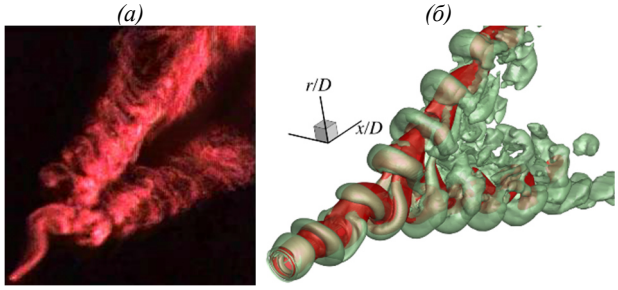


Рис. 1. Вихревая структура течения в круглой струе при наложении возмущений: (а) визуализация в эксперименте с акустическим воздействием при Re = 160 и St = 0,013 [3]; (b) изоповерхности мгновенной концентрации пассивного скаляра □= 0,4 (красным) и критерия λ_2 = 25U/D в расчете с вибрационным возбуждением при Re = 500 и St = 0,2 [5]

Работ по вибрационному возбуждению струй гораздо меньше, чем по акустическому воздействию. В [1] рассмотрено влияние поперечных вибраций (частотой f) сопла струи, вытекающей из отверстия диаметром D с осредненной по сечению скоростью U при числе Струхаля St = $f D/U$ от 0,2 до 5,5 и числе Рейнольдса Re = UD/ν = $5{,}2\times10^4$. При St < 1,5 наблюдалась, как для акустического возбуждения, интенсификация перемешивания, сопровождаемая уменьшением скорости на оси струи по сравнению с невозбужденной струей. Однако эффект усиления перемешивания оказался слабее, чем при акустическом воздействии, и с ростом амплитуды вибраций имело место насыщение. При этом, более слабый эффект вибраций, по-видимому, был связан с малостью амплитуды наложенных колебаний поперечной скорости (V_0/U < 0,2%).

В [2] выполнен анализ процессов расщепления струй при управлении течением в лабораторных экспериментах. Как и в [1], упомянуто, что эффекты акустического и вибрационного воздействия аналогичны, и что более эффективный способ воздействия – акустическое поле, для которого разветвление струй происходит в большем диапазоне Re, по крайней мере, от 20 [3, 4] до 10^5 [2]. При этом, наибольшие угол бифуркации струи, интенсивность перемешивания, падение скорости на оси наблюдаются для двухмодового возмущения, состоящего из комбинации продольных колебаний частотой $2f$ и поперечных или спиральных колебаний частотой f при 0,2 < St < 0,3 [1, 4, 6]. Это связано с резонансной настройкой на собственные частоты развивающихся на начальном участке симметричной моды неустойчивости Кельвина–Гельмгольца и антисимметричной (синусоидальной) моды, соответствующей меандрированию струи, при взаимодействии которых формируется раздвоение струи (рис. 1).

В [6] круглая струя при Re = 10^4 и 2×10^4 возбуждалась комбинацией продольного (частотой $2f$) и поперечного (частотой f) акустических полей при St ≈ 0,3, что приводило к наибольшему углу расширения, определявшемуся из визуализации струи по внешним кромкам ее ветвей. При фиксированной амплитуде продольного возбуждения с ростом амплитуды поперечного воздействия угол расширения изменялся от 24° (для слабой амплитуды, без расщепления струи) до 52°. Также получена тенденция к выходу на насыщение при увеличении уровня поперечного акустического поля. Кроме того, установлено [1], что и без продольных колебаний при наложении одночастотного (St ≈ 0,5) поперечного возбуждения от одного излучателя звука угол раскрытия струи возрастает в полтора раза по сравнению с невозмущенной струей и, как и в [6], – в два раза для двух размещенных по обе стороны струи динамиков с нулевым сдвигом фаз.

Одночастотное поперечное поле (0,001 < St < 0,2) от одного излучателя звука было наложено на ламинарные струи и в [4], где при 200 < Re < 2000 приведены диапазоны частот с реализацией расщепления струи, вызванного развитием синусоидальной моды. Показано, что угол бифуркации зависит от частоты и интенсивности воздействия: при малых амплитудах эффект расщепления не наблюдается, а оптимальное число Струхаля, соответствующее наибольшему углу расширения струи, оцениваемому по данным визуализации, падает при уменьшении числа Рейнольдса.

В [5] численно исследовано расщепление круглой струи при введении осевых и спиральных колебаний входного профиля скорости, а также механических вибраций сопла для 500 ≤ Re ≤ 750. Показано, что вибрационное возбуждение – более эффективный способ управления. Данные расчета [5] оказались аналогичны (рис. 1) результатам [3] визуализации экспериментов, где расщепление круглой, прямоугольной и плоской струй получено для 20 ≤ Re ≤ 160 при наложении одночастотного поперечного акустического поля.

В настоящей работе численно исследована трансформация струи при 50 ≤ Re ≤ 500 в зависимости от

параметров поперечных вибраций входного сечения. Этот способ аналогичен покачиванию входного профиля скорости [7, 8] или наложению поперечного акустического поля [1-4, 6] и впервые применен в [9], где в двумерной постановке изучалось поведение плоской струи ($24 \le \mathrm{Re} \le 160$) под действием вибраций сопла.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Для расчета струи использованы уравнения Навье–Стокса и пакет OpenFOAM. Детали численного алгоритма и граничные условия приведены в [5]. Валидация алгоритма расчета круглой струи с гармоническим возмущением на входе показала [5] согласие с измеренными профилями скорости [1] и данными визуализации [3] (см. рис. 1).

Во входном сечении, как и в [5], задан «ударный» профиль продольной скорости, $u(x = 0) = U = $ const при $r < R$ и $u(x = 0) = 0$ при $r \ge R$ (где $R = D/2$ – радиус сопла), к которому добавляются колебания входной стенки [9], подобные акустическому воздействию:

$$u(x = 0, y, z^*, t) = U \quad \text{при } y < [R^2 - (z^*)^2]^{1/2},$$

$$u(x = 0, t) = 0 \quad \text{при } y \ge [R^2 - (z^*)^2]^{1/2},\ z^* = z - Z(t),$$

$$v(x = 0, t) = \omega Z_0 \cos(\omega t), \quad \omega = 2\pi f, \quad Z(t) = Z_0 \sin(\omega t).$$

Функция $Z(t)$ определяет вертикальное перемещение стенки, f и Z_0 – частота (в Гц) и амплитуда вибрации.

Согласно расчету при $500 \le \mathrm{Re} \le 3000$ [5, 8], на эффекты расщепления почти не влияет введение случайных возмущений, кроме случаев, когда их уровень гораздо выше, чем у когерентного возбуждения [7]. Однако при небольших $\mathrm{Re} < 500$ наличие случайных возмущений способствует уменьшению длины ламинарного «нерасщепленного» участка струи и размеров расчетной области. В настоящей работе к входному профилю скорости, помимо вибрационного возбуждения, добавлен «белый шум» амплитудой 10% от U.

Прямоугольная область расчета и неравномерная сетка построены в программе gmsh. Размеры области $30D \times 10D \times 24D$ и число узлов $117 \times 109 \times 247$ по x-y-z выбраны с учетом предшествующих работ [5, 7, 8]. Струя расширяется и расщепляется в плоскости x-z, тогда как по y ее ширина почти не меняется [1, 2, 5], поэтому по x и z, в направлениях входного потока и вибраций, область расчета увеличена, а в направлении y уменьшена. Размер ячеек сетки у отверстия, откуда вытекает струя, минимален ($0{,}08D \times 0{,}04D \times 0{,}04D$) и постоянен в квадрате $3D \times 3D$ в плоскости y-z. Сетка растягивается по геометрической прогрессии с коэффициентами 1,02, 1,10 и 1,02 при удалении от сопла в направлениях $x > 0$, $|y| > 1{,}5D$ и $|z| > 1{,}5D$. При $\mathrm{Re} = 50$ длина области по x была увеличена до $60D$, чтобы прояснить развитие струи вниз по потоку, высота по z – уменьшена из-за снижения угла расширения струи, а размер ячеек удвоен. При снижении Re усиливается влияние вязкости, и возрастает относительный масштаб наименьших вихревых структур. Их разрешение уже не требует слишком мелкой сетки из [5, 7, 8], где $\mathrm{Re} \ge 500$.

Распределения средней скорости $\langle u \rangle$ вычислялись при осреднении по большому интервалу $T \ge 200D/U$, не включавшему начальный период $T_0 \ge 100D/U$ [5], после которого характер течения уже не зависит от начальных условий. Оптимальные значения T_0 и T возрастали пропорционально 1/St в связи с ростом характерных масштабов настройки течения на квазистационарное состояние – уменьшением частоты f. Например, при $\mathrm{Re} = 500$, $\mathrm{St} = 0{,}2$ и $Z_0/\mathrm{D} = 0{,}05$ выбор $T = 200\mathrm{D/U}$ оказывается достаточным.

РЕЗУЛЬТАТЫ

Изучено поведение струи с вибрациями при $\mathrm{Re} \le 500$ в зависимости от St и Z_0 для поиска оптимальных параметров, при которых угол расширения оказывается максимальным. Получено, как и в [1, 3-8], расщепление струи в широких диапазонах чисел Струхаля, Рейнольдса ($\mathrm{Re} > 50$), амплитуды ($Z_0/D \ge 0{,}01$). По распределениям осредненной по времени скорости $\langle u \rangle_{ma}$) – расстояние в плоскости бифуркации $y = 0$ от оси струи до точки $z > 0$, где скорость $\langle u \rangle$ равна максимуму в сечении $x =$ const. Угол расширения $\alpha/2$ оце-) и умножен на два, чтобы учесть нижнюю часть струи. Для примера приведем данные при $\mathrm{Re} = 250$ (рис. 2-5), показывающие эффективность вибраций для $\mathrm{St} \approx 0{,}1$, тенденцию к трифуркации при $Z_0/D \ge 0{,}25$ и отмеченный в [6] эффект насыщения ростом амплитуды.

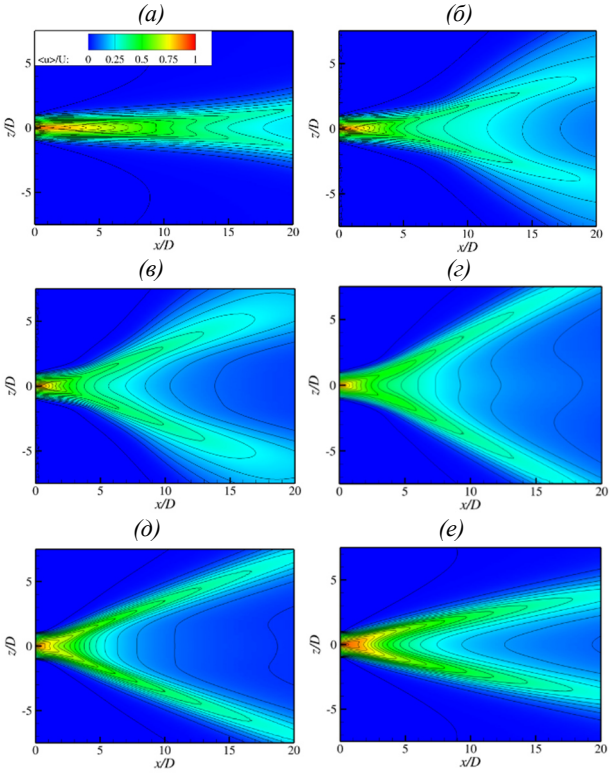


Рис. 2. Осредненная по большому периоду скорость <u>/U в плоскости бифуркации (y = 0) при Re = 250, Z = 0,5D для St = 0,01 (а), 0,025 (б), 0,05 (в), 0,1 (г), 0,2 (д), 0,5 (е)

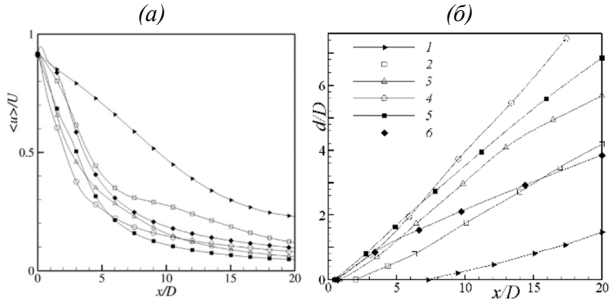


Рис. 3. Значения <u> (а), d (б) вдоль оси при $Z_0/D = 0,5$ для St = 0,01 (1), 0,025 (2), 0,05 (3), 0,1 (4), 0,2 (5), 0,5 (6)

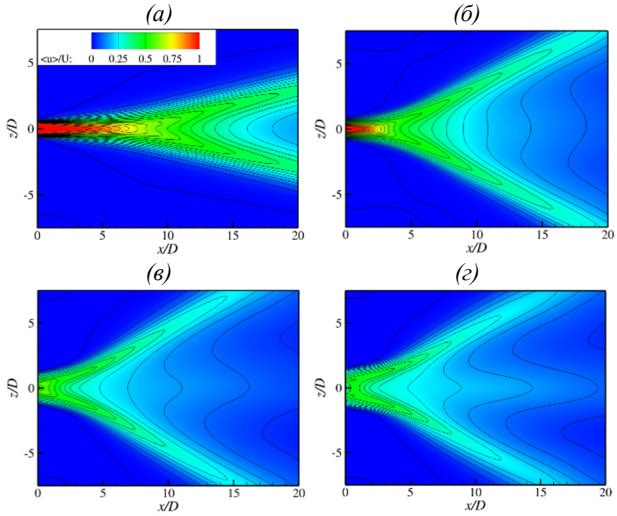


Рис. 4. Изолинии <u>/U при Re = 250, St = 0,1 для амплитуды вибраций $Z_0/D = 0,05$ (а), 0,25 (б), 0,75 (в), 1,00 (г)

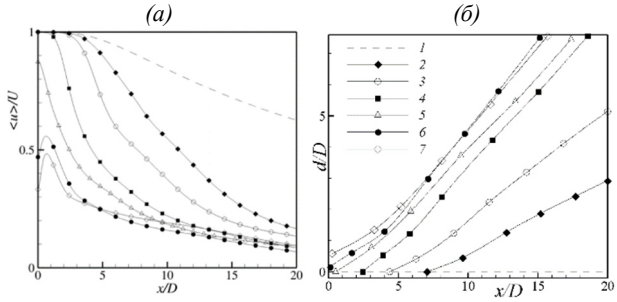


Рис. 5. Значения <u> (а), d (б) вдоль оси при St = 0,1 для Z_0=0 (1), 0,05 (2), 0,1 (3), 0,25 (4), 0,5 (5), 0,75 (6), 1 (7)

Отметим, что бифуркация струи в условиях вибрационного возбуждения высокой амплитуды происходит при Re ~ 250 в широком диапазоне чисел Струхаля (рис. 2). Для оптимального значения St = 0,1 при колебаниях сопла с амплитудой $0,5 \le Z0/D \le 1,0$ амплитуда поперечной скорости во входном сечении составляет $0,3 \le V0/U \le 0,6$. Для сравнения, в лабораторных экспериментах [3] расщепление круглой, псевдоплоской и плоской струй при небольших числах Рейнольдса также наблюдалась в весьма широких интервалах частот поперечного акустического поля высокой интенсивности, соответствующей колебанию скорости вблизи входа в струю с близким значением амплитуды $V0/U \approx 0,5$.

Рассмотрим далее мгновенное поле скорости u(□,z) при St = 0,1, Z0/D = 0,5 в плоскости бифуркации y = 0 в некоторый момент времени из периода осреднения и соответствующее осредненное по времени распределение скорости <u> (рис. 6а,б), откуда видно, что и для мгновенной скорости сохраняется полное расхождение ветвей струи, взаимодействие которых прекращается при □/D > 5. Для сравнения также приведено поле средней скорости <u>, нормализованной на максимум скорости <u>ma□ в каждом сечении □ = □onst (рис. 6в), по которому находятся толщины (рис. 3, 5). Проверка λ2-критерия для визуализации вихревых структур иллюстрирует (рис. 6г) механизм взаимодействия вихревых колец, указанный в качестве причины бифуркации потока с наложением поперечного акустического и механического возмущения при больших числах Re [1, 5] (см. также рис. 1б).

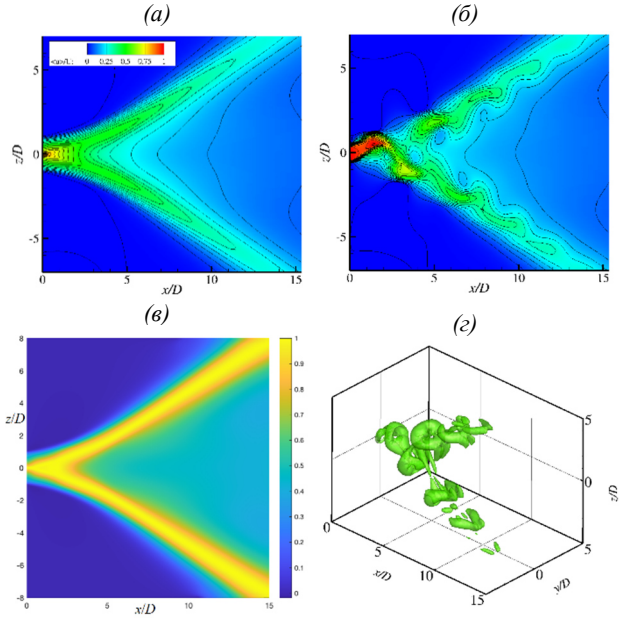


Рис. 6. Изолинии <u>/U (а), u/U (б), <u>/<u>ma□(□) (в) и критерия $\lambda_2 D/U = 0,5$ (г) при Re = 250, St = 0,1, $Z_0/D = 0,5$

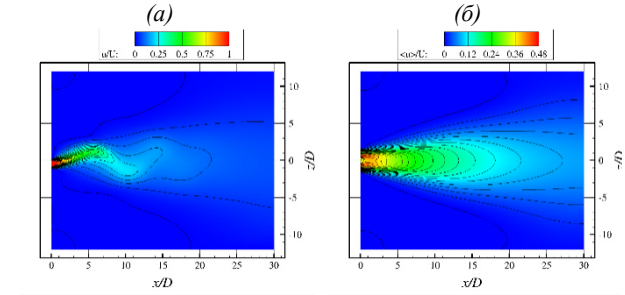


Рис. 7. Изолинии u/U (а), <u>/U (b) при $Z_0/D = 1$, St = 0,01 и низком числе Рейнольдса Re = 50

При Re = 50 расщепление струи под влиянием вибраций сопла даже при высокой амплитуде Z0/D = 0,5 или 1,0 уже не происходит. Под влиянием вязкости наложенные на входе колебания быстро затухают вниз по течению, и после осреднения по времени остается одна нерасщепленная струя (рис. 7). Подобное поведение вполне ожидаемо: угол расширения при фиксированных St, Z0 или V0 резко падает при снижении Re от 250 до 100 (рис. 8), и α = 0 отвечает экстраполяции этой тенденции для Re = 50.

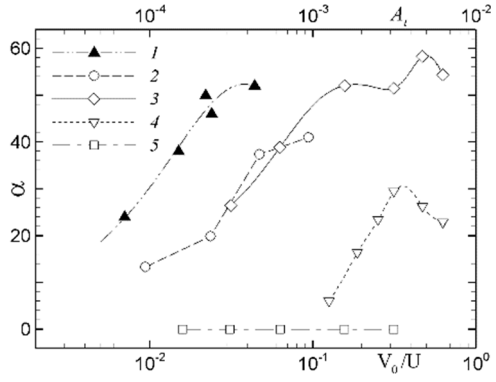


Рис. 8. Угол расширения α в плоскости бифуркации как функция амплитуды A_t поперечной скорости, оцененной по интенсивности звука в [6] при Re = 10^4 и St = 0,275 (1), или амплитуды V_0/U скорости колебаний входного сечения в настоящих расчетах при Re = 500 и St = 0,15 (2), Re = 250 и St = 0,1 (3), Re = 100 и St = 0,1 (4), Re = 50 и St ≤ 0,1 (5)

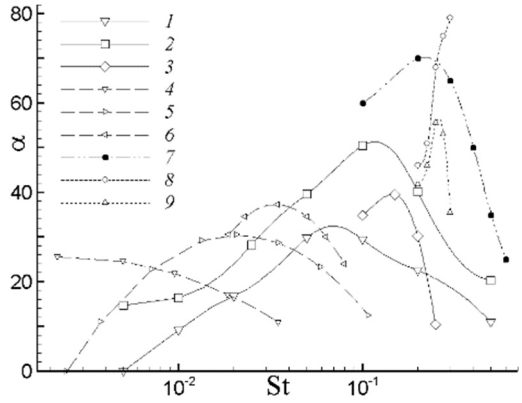


Рис. 9. Кривые α(St) в настоящих расчетах при Re = 100 и Z = 0,5D (1), Re = 250 и Z = 0,5D (2), Re = 500 и Z = 0,05D (3) с оценкой α по d(□); в опытах [4] с оценкой α по d(□) при Re = 491 (4), 679 (5), 875 (6), DNS при Re = 10^3 и V_0 = 0,15U с оценкой α по изолиниям <u>/U = 0,1 (7), в опытах [1] при Re = 3600 с оценкой α по внешним кромкам ветвей струи (8), в LES при Re = 10^4 и V_0 = 0,05U с оценкой α по d(□) (9)

В целом, из проведенных исследований в настоящей и других работах, оценки угла расширения α показывают его рост с увеличением числа Re [5], амплитуды Z_0 и эффект насыщения после некоторых пороговых значений амплитуды (Z_{sat}). Величина Z_{sat} возрастает при снижении Re (см. рис. 8), что указывает на возможность эффективного низкоамплитудного воздействия только при относительно больших числах Рейнольдса. Выявлены оптимальные значения St_{opt}, соответствующие максимальным углам α (рис. 9).

Проведенные расчеты и данные из других работ указывают на отсутствие зависимости оптимальных чисел St от амплитуды и типа воздействия (в частности, для одно- и двухчастотных акустических или механических продольных, поперечных, крутильных возмущений). С другой стороны, обнаружен эффект числа Рейнольдса в диапазоне Re < 3000 (рис. 10): при снижении Re до 100 величины St_{opt} заметно падают. Кроме того, оптимальные значения чисел St, по-видимому, меняются, если вместо воздуха из отверстия испускается другое вещество (гелий, углекислый газ, водород, метан и т.д.), или

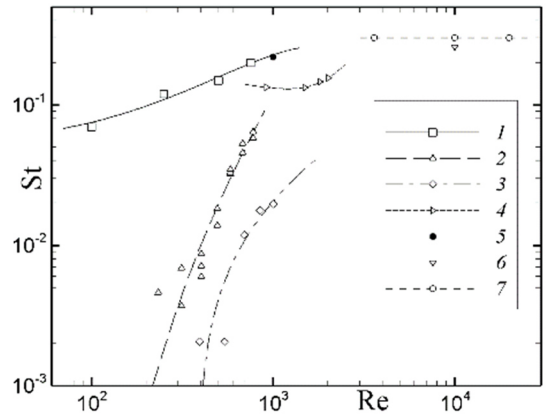


Рис. 10. Карта оптимальных параметров St(Re), полученных в круглой струе воздуха при 100 ≤ Re ≤ 750 с оценкой α по d(□) в настоящих расчетах и в [5] (1); в истекающей в воздух струе гелия при 233 ≤ Re ≤ 1002 в измерениях [4] для D = 1 мм (2), D = 0,58 мм (3); в струе углекислого газа при 915 ≤ Re ≤ 2009 в [4] (4); DNS [8] при Re = 10^3 (5), LES [7] при Re = 10^4 (6), опытах [1, 6] при 3 600 ≤ Re ≤ 2×10^4 (7)

если критерии и точность оценок α и St_{opt} сильно отличаются в разных работах.

Также рассмотрена импактная неизотермическая струя, натекающая на пластину, расположенную на различных расстояниях вниз по потоку от входа. Результаты моделирования пассивного скаляра (температуры, концентрации) показывают [10] расщепление струи с интенсификацией перемешивания и тепломассообмена под действием вибрационного возбуждения.

Список литературы:

1. Reynolds W., Parekh D., Juvet P., Lee M. Bifur□ating and blooming jets // Annu. Rev. Fluid Me□h. 2003. Vol. 35. P. 295-315.
2. Акустическое управление турбулентными струями / А.С. Гиневский, Б.В. Власов, Р.К. Каравосов. М.: ФИЗМАТЛИТ, 2001.
3. Козлов В.В., Грек Г.Р., Литвиненко Ю.А., Козлов Г.В., Литвиненко М.В. Дозвуковые круглая и плоская макро- и микроструи в поперечном акустическом поле // Вест. НГУ. Серия: Физика. 2010. Т. 5, вып. 2. С. 28-42.
4. Кривокорытов М.С., Голуб В.В., Моралев И.А. Развитие неустойчивостей в газовых микроструях при акустическом воздействии // Письма в ЖТФ. 2013. Т. 39, вып. 18. С. 38-44.
5. Шевченко А.К., Яковенко С.Н. Численное исследование методов управления потоком и эффектов расщепления в круглой затопленной струе // Теплофиз. аэромех. 2021. Т. 28. С. 379-395.
6. Parekh D.E., Reynolds W.C., Mungal M.G. Bifur□ation of round air jets by dual-mode a□ousti□e□itation // AIAA Paper 87-0164. 1987.
7. Tylisz□ak A., Geurts B.J. Parametri□analysis of e□□ited round jets – Numeri□al study // Flow, Turbul. Combust. 2014. Vol. 93. P. 221-247.
8. Gohil T.B., Saha A.K. Numeri□al simulation of for□ed □ir□ular jets: effe□t of flapping perturbation // Phys. Fluids. 2019. Vol. 31. # 083602. P. 1-20.
9. Яковенко С.Н. Нестационарные численные решения для плоской струи, истекающей из узкой щели в затопленное пространство // Теплофиз. аэромех. 2019. Т. 26, № 5. С. 761-772.
10. Shev□henko A.K., Yakovenko S.N. Development of flow □ontrol methods in free and impinging jets //J. Phys. Conf. Ser. 2021. Vol. 2119. # 012003.

Работа поддержана РНФ (проект № 22-19-00151)

DOI: 10.53954/9785604859551_337

УДК 532.529

ВИЗУАЛИЗАЦИЯ ГАЗОВЫХ И ГАЗОКАПЕЛЬНЫХ СТРУЙ ПРИ ИСТЕЧЕНИИ В ВАКУУМ

Ярыгин В.Н., Приходько В.Г., Ярыгин И.В.

Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН,
630090, Россия, г. Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1
e-mail: igor.yarygin@mail.ru

ВВЕДЕНИЕ

Методы диагностики потоков разреженного газа весьма разнообразны и специфичны. Там, где это возможно – при умеренных разрежениях, примерно до 10^3 Па успешно используются традиционные методы аэрогазодинамики – оптические, зондовые измерения статического и полного давления, массовой скорости, энтальпии и температуры торможения, термоанемометрия и т.д. Однако при возрастании эффектов разреженности эти методы становятся либо непригодными, либо требуют введения поправок, превышающих зачастую измеряемую величину. В данной работе обсуждаются возможности и ограничения электронно-пучковой и лазерной диагностики сверхзвуковых газовых и газокапельных струйных течений малой плотности. Основное внимание уделено методам измерения локальных параметров потока, в первую очередь плотности и визуализации общей структуры течения.

Визуализация, как и измерение локальных параметров, являются одними из эффективных и востребованных экспериментальных методов исследования течений в самых разнообразных условиях по составу, температуре, давлению, режимам и т.д. Предметом исследований данной работы являются газовые и газокапельные струи, формирующиеся при истечении в вакуум из звуковых и сверхзвуковых сопел.

МЕТОД ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА

Этот метод к настоящему времени в известной мере стал традиционным в динамике разреженных газов. Достаточно полную библиографию по электронно-пучковой диагностике можно найти в обзоре [1]. Основная идея метода электронного пучка состоит в анализе процессов, сопровождающих прохождение пучка быстрых электронов (с энергией порядка 20 кЭв) через исследуемую среду. Возбуждение энергетических уровней молекул и атомов, диссоциация, ионизация, рассеяние электронов на ядрах атомов, а также торможение их в кулоновском поле ядра приводит к появлению излучения в широком спектральном диапазоне – от инфракрасного до рентгеновского. Метод обладает хорошим пространственным разрешением (порядка 1 мм^3) и позволяет определять такие параметры как плотность, парциальные концентрации компонентов, температуры внутренних степеней свободы и др., а также обеспечивает визуализацию структуры потока в выбранных сечениях. На рис. 1 показан пример визуализации недорасширенной струи Ar за звуковым соплом для двух режимов истечений – без конденсации и с конденсацией. Отчетливо видна возникающая структура течения недорасширенной струи за звуковым соплом при истечении в вакуум – боковые и замыкающий (диск Маха) скачки

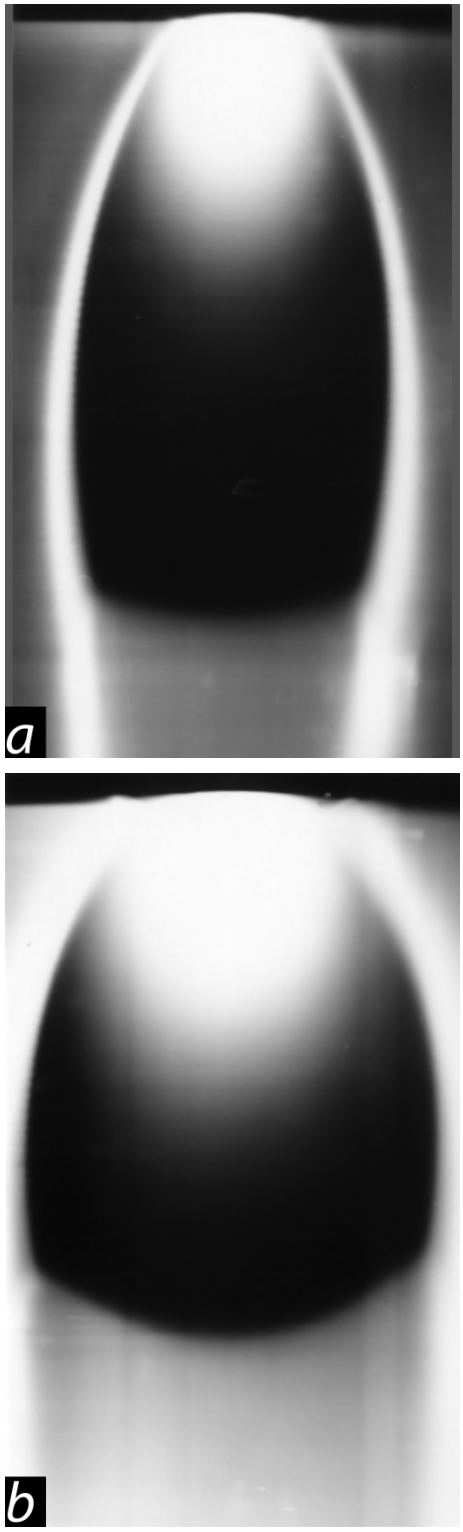


Рис. 1. Электронно-пучковая визуализация струи Ar за звуковым соплом в вакууме. a – без конденсации, b – с конденсацией

уплотнения, а также область свободного сверхзвукового расширения. Можно видеть также, что гомогенная конденсация приводит к увеличению поперечных размеров начального участка струи, что связано с выделением теплоты конденсации в расширяющуюся струю Ar.

Что касается пространственной локализации измерений и диапазона измеряемых плотностей (концентраций) методом электронного пучка, то это зависит от выбранной области спектра, возбуждаемого электронным пучком – оптической или рентгеновской. Минимальная длина волны рентгеновского излучения (тормозного или характеристического), возбуждаемого электронным пучком, зависит от энергии первичных электронов пучка и при энергии 20 кЭв составляет около 0,6 А (область ультрамягкого рентгеновского излучения), в то время как оптическая область спектра включает весь диапазон от ультрафиолетового до инфракрасного. Заметим также, что использование коротковолновой – рентгеновской области излучения, возбуждаемого пучком быстрых электронов, имеет некоторые преимущества для измерения локальной плотности по сравнению с использованием излучения в видимой и ультрафиолетовой областях спектра. Эти преимущества состоят в отсутствии влияния на результаты измерений температуры, химического состава, степени диссоциации и ионизации, поэтому этот метод может применяться для диагностики высокотемпературных, включая плазменные, потоков малой плотности. В целом, как показали выполненные оценки и методические эксперименты, электронно-рентгеновский метод измерения локальной плотности по сравнению с электронно-оптическим обладает лучшей локализацией измерений и большим диапазоном измеряемых плотностей (концентраций). Соответствующий верхний предел по концентрации в локальных измерениях составляет величину порядка 10^{15} см^3 для оптической области спектра и 10^{16} – для рентгеновской.

Сказанное иллюстрируют рис. 2, на котором представлен поперечный профиль электронного пучка в оптической и рентгеновской областях спектра. Можно видеть, что характерные поперечные размеры «оптического» и «рентгеновского» электронного пучка различны. Причина уширения «оптического» электронного пучка состоит во влиянии вторичных электронов, также вызывающих излучение в оптическом диапазоне спектра, в то время как рентгеновское излучение возбуждается только первичными высокоэнергетичными электронами пучка. Этот эффект следует иметь ввиду при проведении электронно-оптических измерений и интерпретации полученных результатов, особенно в областях течений с большими градиентами плотности, например, в скачках уплотнения.

На рис. 3 представлена универсальная тарировочная зависимость интенсивности тормозного рентгеновского излучения от плотности (концентрации) для различных газов.

Универсальный характер полученной зависимости интенсивности тормозного рентгеновского излучения от определяющих параметров

$$I = c \cdot i \cdot n \cdot z^2,$$

где i – ток пучка, n – концентрация, z – порядковый номер элемента мишени, c – константа, позволяет расчетным путем получать тарировочные зависимости для любых сред, включая смеси, если известен их атомарный состав. Это обстоятельство является принципиальным, так как открывает возможность применения электронно-рентгеновского метода для исследований сверхзвуковых струй паров жидкостей, для которых практически невозможно традиционным электронно-оптическим методом получить тарировочную зависимость в статических условиях. Перспективно использование этого метода для исследования струй паров металлов и других рабочих материалов известного атомарного состава.

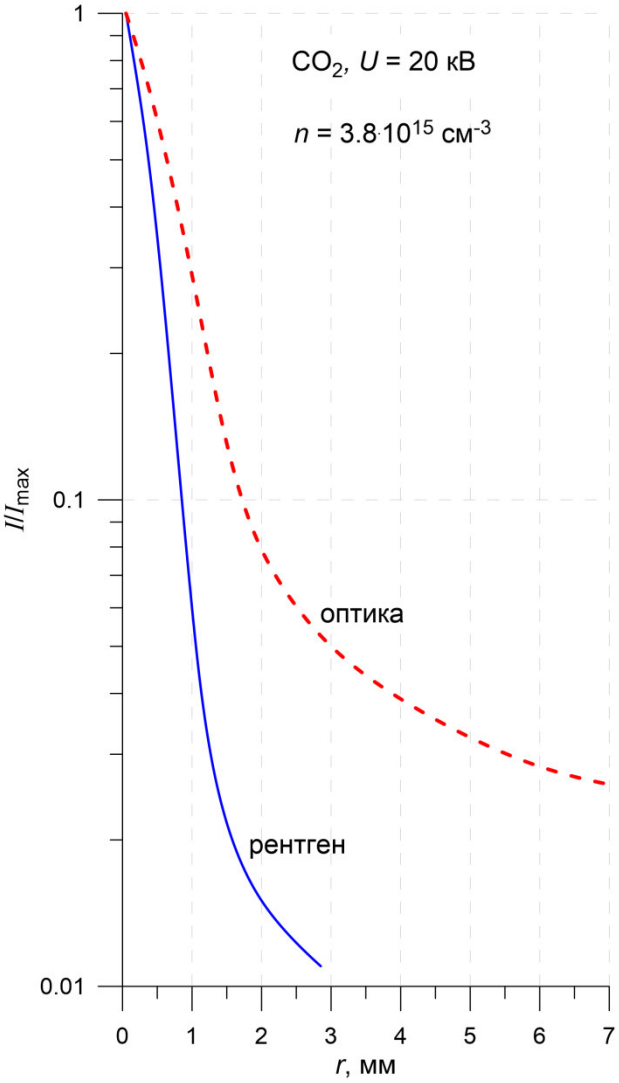


Рис. 2. Поперечные профили «рентгеновского» и «оптического» электронного пучка

Можно также заметить, что наряду с использованием для целей диагностики тормозного рентгеновского излучения, возникающего при взаимодействии быстрых электронов с кулоновским полем ядра атома, возможно использование и характеристического рентгеновского излучения, возникающего вследствие ударной ионизации быстрыми электронами внутренних оболочек атома, например K-оболочки с последующим испусканием γ-кванта при переходе электрона с какого-либо внешнего уровня на вакантное место в этой внутренней оболочке. При этом, естественно,

возможна одновременная регистрация излучения, возбуждаемого электронным пучком и в оптической области спектра, что повышает достоверность и информативность электронно-пучковой диагностики исследуемых течений.

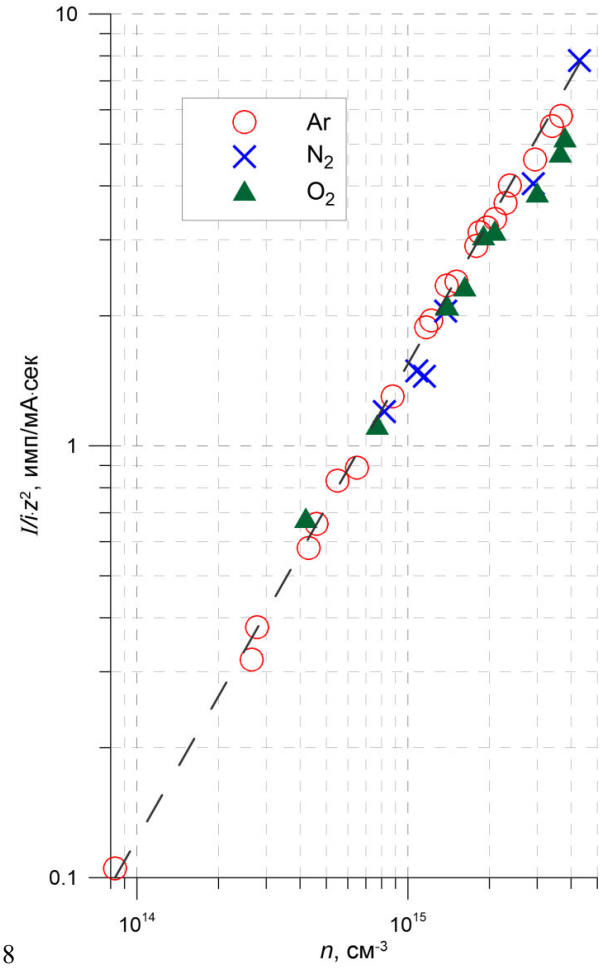


Рис. 3. Универсальная тарировочная зависимость интенсивности тормозного рентгеновского излучения

Обладая широкими возможностями для исследования газовых потоков, метод электронного пучка имеет и определенные ограничения, в частности, этот метод мало пригоден для визуализации газокапельных течений, часто встречающихся в практических приложениях, связанных, например, с работой дренажных устройств систем дозаправки топливом космических станций, двигателей ориентации космических аппаратов, сбросом отработанной воды в забортное пространство. Это обусловлено разрушением (дезинтеграцией) капель при взаимодействии с высокоэнергетичным электронным пучком.

ЛАЗЕРНЫЕ МЕТОДЫ

Для диагностики капельной фазы в газокапельном потоке используются как контактные методы, так и бесконтактные. Примером контактного метода является осаждение капель на какую-либо мишень с последующим анализом размеров капель и их количества или концентрации. В качестве такой мишени могут выступать бумажные подложки, закрепляемые на некотором расстоянии в струе за соплом, что позволяет получать количественные данные по угловому распределению капельной фазы за срезом сопла [2]. С помощью бесконтактных методов можно проводить измерения какого-либо параметра как в определенной точке в области течения капельной фазы, так и всего поля течения. Примером такого полевого метода является PIV диагностика [3]. Однако, обычно такая диагностика предъявляет целый ряд требований к качеству получаемых изображений, выполнить которые не всегда возможно. В то же время, визуализация течения сама по себе может дать много полезной информации об исследуемом процессе. Для визуализации газокапельных струйных течений малой плотности наиболее подходящими являются оптические методы, основанные на рассеянии зондирующего излучения на каплях. При этом в качестве источника излучения могут использоваться как лампы накаливания, так и лазеры, луч от которых с помощью линз «разворачивается» в плоскость, образуя «лазерный нож». На рис. 3 на примере истечения пристенной пленки жидкости (этанола) со спутным газовым потоком (воздуха) из сверхзвукового сопла в вакуум представлена визуализации течения пленки, разворачивающейся на выходной кромке сопла и поднимающейся по его внешней поверхности, и капель с подсветкой галогенными лампами (*a*) и по методу «лазерного ножа» (*b*).

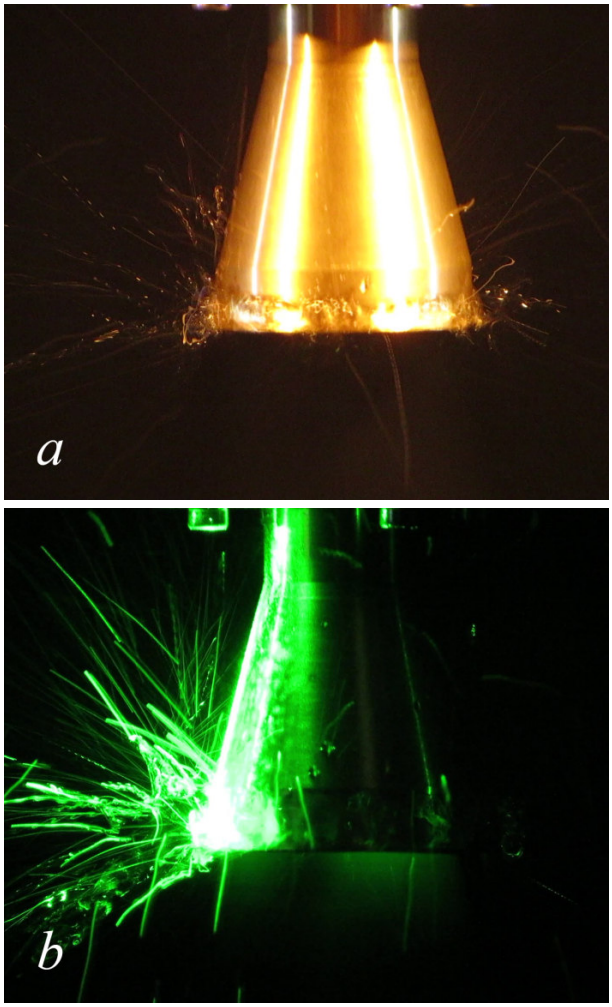


Рис. 4. Визуализация двухфазного потока (воздух-этанол) за сверхзвуковым соплом в вакууме: a – подсветка лампами накаливания, b – по методу «лазерного ножа»

Видно, что подсветка лампами накаливания, хотя и позволяет увидеть общую структуру течения капельной фазы с разрушением пристенной пленки жидкости на отдельные капли, но не может обеспечить высокой детализации, как это делает «лазерный нож». В рассматриваемой задаче это может оказаться критически важным, поскольку структура течения капельной фазы за сверхзвуковым соплом весьма сложна: она состоит из капель, размеры которых варьируются от нескольких микрон до нескольких миллиметров, их скорости лежат в диапазоне от 1 м/с в периферийной области струи до сотен метров в секунду в приосевой области течения, а углы разлета капель образуют полную сферу от 0 до 180°. Тем не менее, даже в таких условиях узкое поперечное сечение светового потока позволяет получать довольно полную информация о параметрах капель, движущихся в плоскости "лазерного ножа", а именно размерах, скоростях и направлениях их разлета [4].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Реализованные методы диагностики – электронно-пучковый и лазерный расширяют возможности постановки и проведения физических и прикладных исследований на вакуумных газодинамических установках, а также могут использоваться в различных вакуумных технологиях для контроля процесса.

Исследования с использованием развитых в данной работе методов диагностики позволили также установить особенности истечения пристенной пленки жидкости совместно с газовым потоком из сверхзвукового сопла в вакуум, связанные в частности с возникновение возвратного движения пленки жидкости по наружной поверхности сопла и обратного потока капель, что позволило понять причину загрязнения внешней поверхности Международной космической станции струями двигателей управления и ориентации и предложить способы минимизации эффектов загрязнения [5].

Представленные в данной статье исследования проведены на Вакуумном газодинамическом комплексе ИТ СО РАН, отнесенном к классу уникальных научных установок [6].

Список литературы:

1. Gochberg L.A. The electron beam fluorescence technique in hypersonic aerothermodynamics // 18th AIAA Aerospace ground Testig conf. – AIAA-94-2635. – 1994. – 42 p.
2. Prikhodko V.G., Yarygin I.V., Vyazov Yu.N. Spectrophotometry technique for droplet phase spatial distribution measurements in gas-droplet flow behind a supersonic nozzle in a vacuum // Interfacial Phenomena and Heat Transfer. – 2019. – Vol. 7. – P. 105-111.
3. Alekseenko M.V., Bilsky A.V., Dulin V.M., Kozinkin L.A., Markovich D.M., Tokarev M.P. Diagnostics of jet flows by using tomographic particle image velocimetry // Optoelectronics, Instrumentation and Data Processing. - 2014. - Vol. 50, No.5. - P.457-465.
4. Ю.Н. Вязов, В.Г. Приходько, И.В. Ярыгин, В.Н. Ярыгин. Экспериментальное исследование истечения пристенных пленок жидкости со спутным газовым потоком из сопла в вакуум. 2. Течение за срезом сопла // Физико-химическая кинетика в газовой динамике. – 2019. – Т. 20, № 3. – 12 С.
5. Yarygin V.N., Gerasimov Yu.I., Krylov A.N., Prikhodko V.G., Skorovarov A.Yu., and Yarygin I.V. Model and on-orbit study of the International space station contamination processes by jets of its orientation thrusters // Journal of Physics: Conference Series. – 2017. – Vol. 925. – P. 012003. http://ckp-rf.ru/usu/200981/?sphrase_id=9066483

DOI: 10.53954/9785604859551_341

УДК 532.529

ИНТЕГРАЛЬНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ НЕДОРАСШИРЕННЫХ СТРУЙ МАЛОЙ ПЛОТНОСТИ И ВОПРОСЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ

Ярыгин В.Н., Приходько В.Г., Ярыгин И.В.

Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН,
630090, Россия, г. Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1
e-mail: igor.yarygin@mail.ru

ВВЕДЕНИЕ

При глубоком адиабатическом истечении газа в область пониженного давления (в пределе – в пустоту) из звукового либо сверхзвукового сопел возможна ситуация, когда давление на срезе сопла существенно, на порядки, будет превышать давление в окружающем пространстве. При дальнейшем расширении газа до давления в окружающем пространстве за срезом сопла возникает так называемая недорасширенная струя, при формировании которой существенным становится проявление эффектов вязкости, разреженности и неравновесности. Эти эффекты полностью определяются геометрическими характеристиками сопла, родом газа, температурами и давлениями в форкамере сопла и в окружающем пространстве. Наличие вязкости приводит к возникновению пограничного слоя на стенках сверхзвуковой части сопла, а также слое смешения вдоль границы струи. При этом режимы течения в струе за соплом могут меняться от турбулентного до свободно-молекулярного (режимы рассеяния) в зависимости от определяющего числа Рейнольдса $\mathrm{Re}_L = \mathrm{Re}_*/(N)^{1/2}$, где Re_* – число Рейнольдса по параметрам в критическом сечении сопла, а $N = p_0/p$ – отношение давления в форкамере сопла к окружающему. Согласно [1] при $\mathrm{Re}_L > 10^4$ режим течения в слое смешения носит турбулентный характер; при $10^3 < \mathrm{Re}_L < 10^4$ – переход от ламинарного к турбулентному течению в слое смешения; при $10^2 < \mathrm{Re}_L < 10^3$ – режим течения носит ламинарный характер; при $\mathrm{Re}_L < 10^2$ – переход от ламинарного течения к режимам, при которых проявляются эффекты разреженности; при $\mathrm{Re}_L < 10$ в струе происходит переход к режиму рассеяния с вырождением ударных волн по плотности (диска Маха и боковых скачков уплотнения).

Практический интерес к сильно недорасширенным струям разреженного газа возник в конце 40-х годов прошлого столетия под влиянием интересов авиационной и ракетно-космической техники. Интерес этот сохранился и поныне и даже усилился в связи с появление новых задач в освоении ближнего и дальнего космоса. В то же время примерно с середины 60-х годов резко расширились фундаментальные исследования течений разреженного газа и их приложений к различным вакуумным технологиям, включая электронно-пучковые и лазерные.

В данной работе экспериментально исследуется влияние неравновесных процессов (в первую очередь неравновесной конденсации и колебательной релаксации) на газодинамику свободного сверхзвукового струйного истечения атомарных и молекулярных газов вакуум. Все представленные ниже экспериментальные исследования выполнены на Вакуумном газодинамическом комплексе ИТ СО РАН, отнесенном к классу уникальных научных установок [2].

ГАЗОДИНАМИКА НЕРАВНОВЕСНЫХ СВЕРХЗВУКОВЫХ СТРУЙНЫХ ТЕЧЕНИЙ

Основная часть результатов исследований сверхзвуковых струй малой плотности получена на основе измерений локальной плотности с использованием развитого в работе метода электронно-пучкового зондирования (электронно-рентгеновского метода). Плотность среды является одним из важнейших параметров, характеризующих протекание в ней каких-либо физических процессов. Применительно к сверхзвуковым неизобарическим струям газа измерения плотности с высокой точностью позволяют судить о влиянии неравновесных процессов на газодинамику свободного расширения. Формальным подтверждением этому может служить приведенная на рис. 1

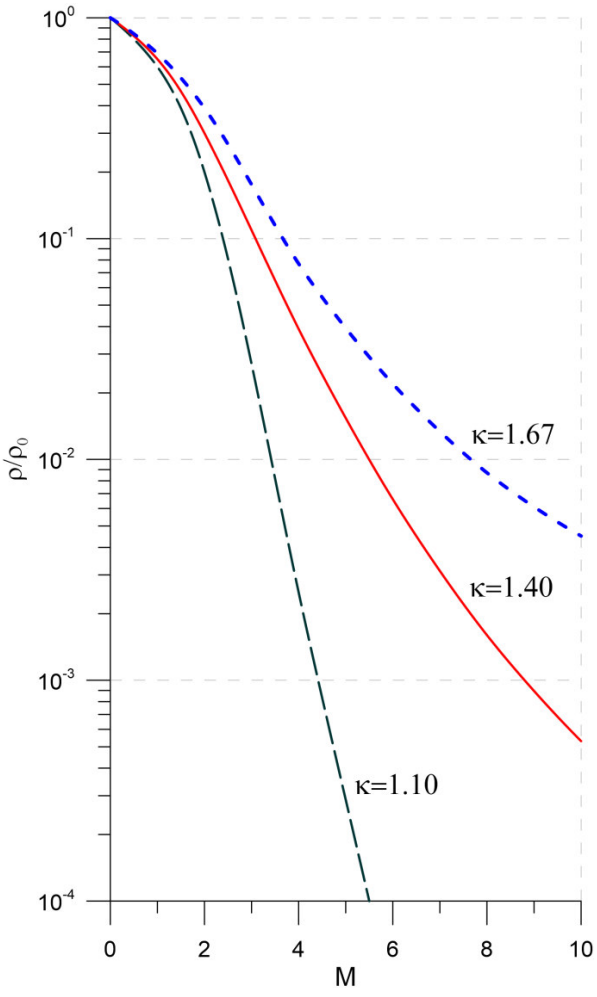


Рис. 1 Зависимость относительной плотности от числа Маха

зависимость относительной плотности от числа Маха для различных отношений удельных теплоемкостей κ.

Видно, что при числах M ≤ 1 плотность малочувствительна к изменению κ, в то время как для сверхзвуковых течений влияние κ на изменение плотности существенно. Например, при изменении κ от 1,67 до 1,10 в струе с числом Маха около 4 локальная плотность падает примерно на 2 порядка. В экспериментах использовались как атомарные (в основном Ar), так и молекулярные (в основном N_2 и CO_2) газы, что позволило получить количественные данные о влиянии неравновесных процессов гомогенной конденсации и колебательной релаксации на формирование недорасширенных струй за звуковыми и сверхзвуковыми соплами. Все измерения проведены на начальном (до центрального скачка уплотнения) участке струй. В качестве примера на рис. 2 представлена полученная по результатам экспериментов с Ar зависимость относительной плотности ρ/ρ_0 (ρ - плотность в фиксированной точке на оси струи, а ρ_0 – плотность в форкамере сопла) от температуры торможения для сопла с геометрическим числом Маха M = 5,9.

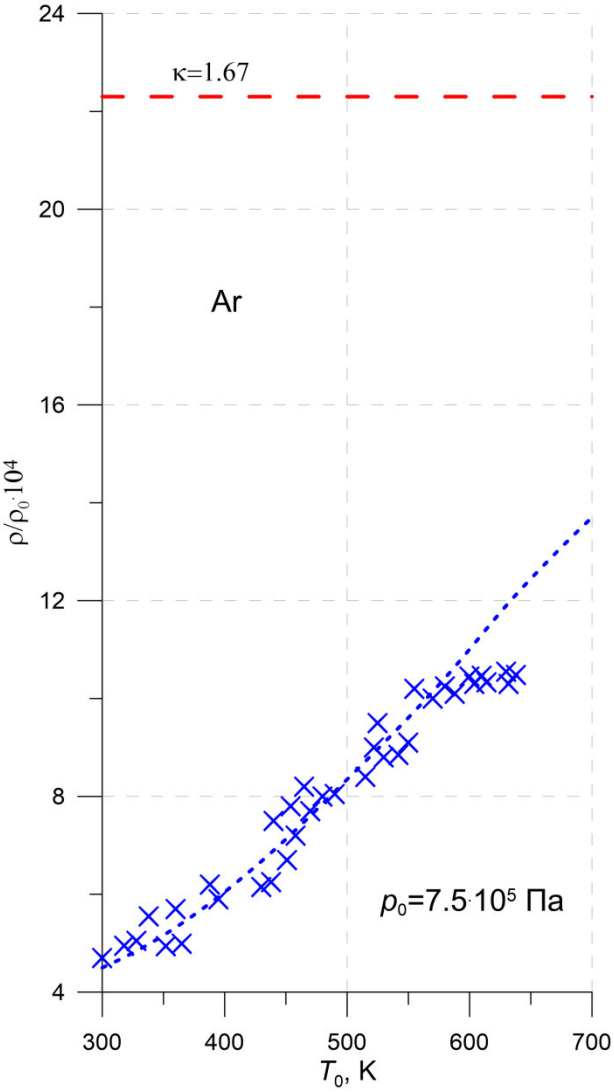


Рис. 2. Влияние конденсации на струю Ar

Единственным процессом, который может оказать влияние на изменение плотности в рассматриваемых условиях является гомогенная конденсация. Видно, что это влияние может быть очень существенным: для условий данного эксперимента относительная плотность в струе Ar примерно в 7 раз отличается от соответствующих изэнтропических значений для струи с κ = 1,67.

Для молекулярных газов кроме гомогенной конденсации на формирование течения в струе может оказывать влияние колебательная релаксация. Иллюстрацией сказанному является рис. 3, на котором представлены результаты экспериментов по влиянию температуры торможения на относительную плотность в недорасширенных струях CO_2 и N_2. В этих экспериментах подогрев газа до температур около 1200 К осуществлялся с помощью омического подогревателя, до более высоких температур – с помощью электродугового подогревателя (плазмотрона).

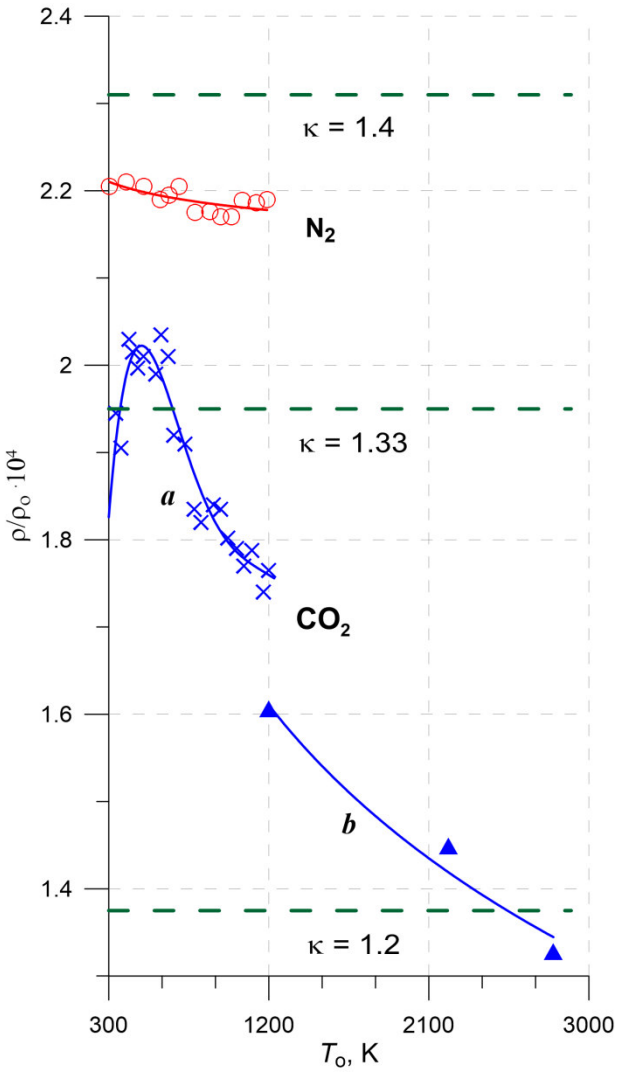


Рис. 3. Влияние температуры торможения на относительную плотность на оси струи за звуковым соплом

Для исследованных молекулярных газов роль внутренних степеней свободы в формировании течения наиболее ярко обнаруживается в опытах с CO_2, а именно появление максимума на зависимости $\rho/\rho_0(T_0)$. Появление максимума обусловлено конкуренцией процессов конденсации и колебательной релаксации, а именно: при относительно низких температурах торможения определяющим процессом в формировании расширения CO_2 является гомогенная конденсация; в дальнейшем по мере роста T_0 становится

заметным возбуждение колебательных степеней свободы, приводящее сначала к замедлению роста ρ/ρ_0 в области влияния конденсации, а затем после переход через максимум – к понижению относительной плотности. Область максимума $\rho/\rho_0(T_0)$ характерна одновременным протеканием процессов гомогенной конденсации и колебательной релаксации, противоположно влияющих на изменение ρ/ρ_0. На рис. 3 для сравнения представлены также опытные данные по зависимости $\rho/\rho_0(T_0)$ для N_2. Как видно из рис. 3 относительная плотность сохраняется постоянной при изменении T_0 и близка к значениям, соответствующим расширению с κ = 1,40. Это результат представляется естественным, поскольку времена колебательной релаксации N_2 значительно больше, чем в CO_2, что приводит к замораживанию колебательной энергии N_2 в области чисел M ≤ 1.

Из представленных на рис. 2 и 3 результатов отчетливо видно влияние процессов гомогенной конденсации и колебательной релаксации на изменение отношения удельных теплоемкостей к в расширяющихся сверхзвуковых струях. Этот результат является очень важным при экспериментальном моделировании в вакуумных камерах струй реальных двигателей управления и ориентации космических аппаратов.

ИНТЕГРАЛЬНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ СТРУЙ МАЛОЙ ПЛОТНОСТИ

Кроме фундаментальных исследований кинетики неравновесных процессов недорасширенные струи малой плотности достаточно широко, как отмечалось, используются в различных вакуумных технологиях (получение ультрадисперсных, включая наноразмерные, новых материалов различного назначения, пленок, функциональных покрытий и т.д.). Другое практически важное направление исследований недорасширенных струй малой плотности связано с моделированием струй двигателей управления и ориентации космических аппаратов и орбитальных станций. В настоящее время основным видом двигателей, используемых для управления пространственным положением и ориентации космических аппаратов и орбитальных станций, являются жидкостные ракетные двигатели малой тяги. Такие двигатели работают на токсичных компонентах топлива, например, несимметричный диметилгидразин и тетраоксид азота, а температура в их камере сгорания превышает 3500 К, что сильно ограничивает возможности натурных испытаний двигателей ориентации в вакуумных камерах. Если говорить о моделировании в вакуумных камерах работы жидкостных ракетных двигателей малой тяги, то речь фактически идет об истечении газа с пристенной пленкой жидкости из сверхзвукового сопла в вакуум. В реальном двигателе пристенная пленки жидкости необходима для охлаждения стенок сопла и создается из компонентов топлива. При этом определяющим является выбор параметров сопла и модельной жидкости.

При постановке и проведении экспериментов, в которых моделируются струи натурных двигателей космических аппаратов, возникают вопросы о выборе критериев моделирования по параметрам сверхзвукового сопла – геометрии, числа Маха, рода газа, его температуры и расхода или давления торможения. В модельных исследованиях обычно стараются воспроизвести натурные значения числа Маха сопла M и отношение удельных теплоемкостей газа к. Если воспроизведение числа Маха особых сложностей не представляет, то обеспечить в модельном эксперименте натурное значение к для высокотемпературных продуктов сгорания зачастую оказывается весьма сложной задачей, как демонстрируют представленные выше результаты проведенных экспериментов. В этой ситуации целесообразно перейти от воспроизведения отдельных параметров к интегральным характеристикам струй, истекающих в вакуум. В наших исследованиях принята концепция моделирования по характерному углу расширения струи θ_+, определяемому через относительный импульс струи $\bar{J}$ [3]. Эта концепция была предложена ранее в работах [4,5]:

$$\theta_+ = \operatorname{arctg}\left(\frac{1-\bar{J}}{\bar{J}}\right)^{0,5},$$

$$\bar{J} = \left(1+\frac{1}{\kappa \mathrm{M}^2}\right)\left(1+\frac{2}{(\kappa-1)\mathrm{M}^2}\right)^{-0,5},$$

где $\bar{J} = J_a / G V_{\max}$, J_a, G, $V_{\max}$ — импульс газа на срезе сопла, расход и максимальная скорость газа в струе соответственно, M — число Маха, κ — отношение удельных теплоемкостей.

При таком подходе нет необходимости в модельных экспериментах воспроизводить по отдельности κ и M, а достаточно сохранить величину относительного импульса жидкостного ракетного двигателя малой тяги путем комбинации κ и M. Что касается параметров пристенной пленки жидкости, то в качестве основных критериев моделирования могут быть приняты её толщина и средняя скорость в выходном сечении сопла, либо её толщина и величина касательного напряжения на границе раздела газ-жидкость.

Как показывают результаты проведенных исследований, с помощью неравновесных процессов гомогенной конденсации и колебательной релаксации можно управлять распределением параметров в недорасширенных струях и таким образом воспроизводить в модельных экспериментах значение импульса газа натурных двигателей ориентации и управления космических аппаратов.

Проведенные эксперименты показали также, что величина конденсата может служить мерой влияния процесса гомогенной конденсации на газодинамику сверхзвукового истечения, так как она непосредственно определяет количество тепла, выделяющегося в поток при конденсации. Иллюстрацией сказанному является рис. 4, на котором по результатам экспериментов приведена зависимость изменения относительного импульса струи по сравнению с равновесными значениями без конденсации. Видно, что эффект влияния гомогенной конденсации на импульс струи может быть значительным.

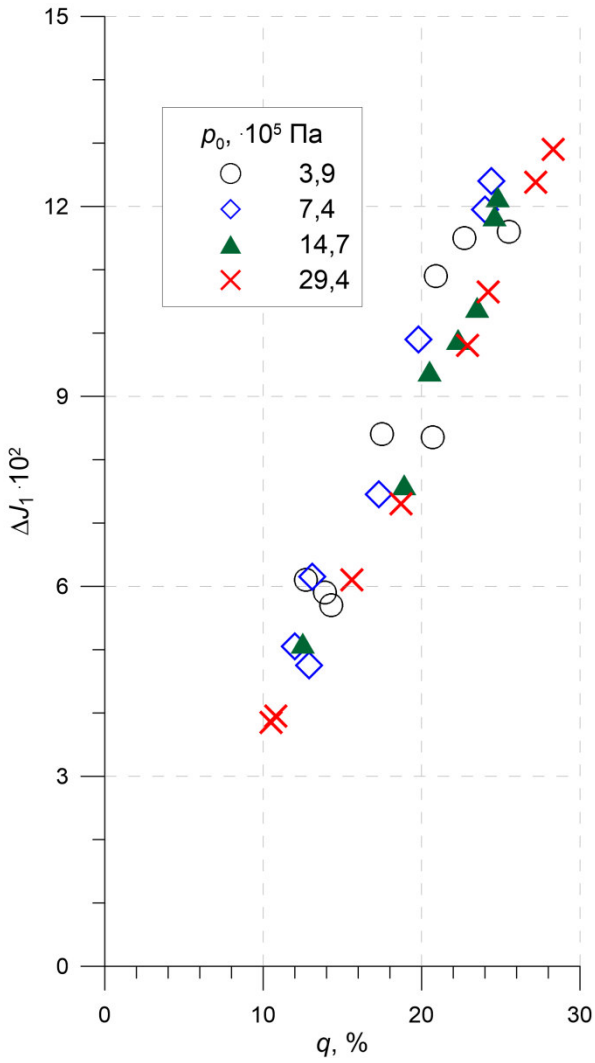


Рис. 4. Влияние конденсации на относительный импульс струи

С использованием развитых подходов на ВКГ ИТ СО РАН были выполнены эксперименты по моделированию струй двигателей ориентации и управления Международной космической станции [3], результаты которых подтвердили проведенные натурные эксперименты [6].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Основной вывод из представленных выше результатов состоит в том, что целенаправленное использование процессов неравновесной конденсации и колебательной релаксации в недорасширенных струях малой плотности принципиально расширяет возможность моделирования струй реальных двигателей, в первую очередь, двигателей управления и ориентации космических аппаратов. Полученные экспериментальные данные о структуре неравновесных сверхзвуковых струйных течений могут использоваться для углубления и развития теоретических моделей таких струй и для анализа параметров течения в различных устройствах и аппаратах, и в вакуумных струйных технологиях.

Список литературы:

1. Авдуевский В.С., Иванов А.В., Карпман И.М. и др. Влияние вязкости в начальном участке сильно недорасширенных струй // Доклады Академии наук АН СССР, 1971, Т.197, №1, С.46-49.
2. http://ckp-rf.ru/usu/200981/?sphrase_id=9066483
3. Ярыгин В.Н., Приходько В.Г., Ярыгин И.В., Герасимов Ю.И., Крылов А.Н. Газодинамические аспекты проблемы загрязнения Международной космической станции. 1. Модельные эксперименты // Теплофизика и Аэромеханика. 2003. Т. 10, № 2. –С. 279-296.
4. Мурзинов И.Н. Параметры подобия при истечении сильно недорасширенных струй в затопленное пространство // Изв. АН СССР. МЖГ. 1971. №4. С. 143-148.
5. Герасимов Ю.И. Параметры подобия в задаче о взаимодействии свободно расширяющейся струи с пластиной // Изв. АН СССР, МЖГ, N2, 1981, с.169-173.
6. Герасимов Ю.И., Крылов А.Н., Соколова С.П., Приходько В.Г., Ярыгин В.Н., Ярыгин И.В., Ребров С.Г., Буряк А.К. Газодинамические аспекты проблемы загрязнения Международной космической станции. 2. Натурные эксперименты // Теплофизика и Аэромеханика, 2003, Т. 10, №4, С. 575-586

Оглавление

Математическое моделирование диффузионного горения метана при наличии внешних пульсаций давления
Агафонцев М.В., Луценко А.В., Рейно В.В., Лобода Е.Л. 3

Вихревая структура обтекания трапециевидной модели бпла в зависимости от геометрических размеров и углов отклонения органов управления
Алпацкий Н.С., Павленко А.М., Занин Б.Ю., Мельник Е.А., Каприлевская В.С. 7

Изготовление электронагревателя плазменным напылением порошковых материалов
Аньшаков А.С., Алиферов А.И., Домаров П.В., Урбах А.Э., Фалеев В.А. 11

Исследование волновых характеристик кольцевого газожидкостного течения в прямоугольном микроканале
Барткус Г.В., Кузнецов В.В. 14

Кипение в микроканалах с однородным и неоднородным нагревом
Белослудцев В.В., Зайцев Д.В., Кабов О.А. 18

Численное и физическое моделирование течения расплава с числом Прандтля 40.4 и теплообмена в методе Чохральского
Бердников В.С., Винокуров В.А., Винокуров В.В. 24

Моделирование распространения дисперсных примесей от цементного завода Лагранжевым методом
Бобров М.С., Хребтов М.Ю. 28

Интенсификация теплообмена при кипении на текстурированных бифильных поверхностях
Владимиров В. Ю., Чиннов Е.А., Хмель С.Я., Емельяненко К.А., Емельяненко А.М., Бойнович Л.Б. 32

Моделирование распыления закрученной струи керосина
Вожаков И.С., Хребтов М.Ю., Мулляджанов Р.И. 36

Численное моделирование турбулентного обтекания круглого цилиндра при числе Рейнольдса Re = 140 000 методами PANS и URANS на основе модели k-ε-ζ-a
Гаврилов А.А., Дектерев А.А., Сентябов А.В. 41

Применение методов машинного обучения к моделированию турбулентности в развитом течении в плоском канале с потоком тепла на стенках
Гармаев С.С., Мулляджанов Р.И., Яковенко С.Н. 45

Новая система уравнений для турбулентно-волновой пленки жидкости
Гешев П.И. 50

Развитие метода измерения внутри трубы ранка с помощью термисторов
Гордиенко М.Р., Кабардин И.К., Какаулин С.В., Правдина М.Х., Полякова В.И., Зезюлин И.В., Зуев В.О., Двойнишников С.В., Яворский Н.И. 55

Влияние угла наклона на распределение диаметров газовых пузырей в неподвижной жидкости в наклонной трубе
Гореликова А.Е., Кашинский О.Н., Чинак А.В. 59

Численный метод для прямой задачи рассеяния многосолитонного решения уравнения КдФ
Гудько А.С., Гелаш А.А, Мулляджанов Р.И 63

Моделирование шлакования поверхностей нагрева топочной камеры с четырехвихревой схемой сжигания пылеугольного топлива
Дектерев А.А., Кузнецов В.А., Тэпфер Е.С. 69

Пиксельная аэродинамическая труба
Дектерев Ар.А., Дектерев А.А., Дектерев Д.А. 73

Методы и подходы в исследовании циклоидальных роторов
Дектерев Д.А., Дектерев Ар.А., Дектерев А.А., Лобасов А.С., Платонов Д.В., Необъявляющий П.А., Вавилов Д.В., Сентябов А.В. 77

Экспериментальное исследование теплообмена при двухфазном течении диэлектрической жидкости и парогазовой смеси в плоском микроканале
Дементьев Ю.А., Роньшин Ф.В., Чиннов Е.А. 81

Внутренние волны большой амплитуды в стратифицированном по плотности сдвиговом течении
Держо О.Г. 85

Паровая конверсия метана в микроканальном реакторе
Димов С.В., Гасенко О.А. 89

Экспериментальное исследование теплообмена при газо-спрейном охлаждении
Димов С.В., Пуховой М.В., Сибиряков Н.Е., Кабов О.А. 93

Особенности течения и взаимодействия вертикальных струй в поперечном потоке при малых относительных скоростях
Добросельский К.Г. 97

Сравнение распада закрученной струи жидкости для различных чисел Рейнольдса
Жерибор М.О., Хребтов М.Ю. 101

Теплоотдача при кипении на модифицированной поверхности во фреоне R21 и смеси фреонов R114/R21
Жуков В.Е., Мезенцева Н.Н., Павленко А.Н. 106

Горение в сверхзвуковом потоке с M = 1.7 при управлении теплогазодинамическими импульсами
Замураев В.П., Калинина А.П. 112

Экспериментальное исследование динамики деградационных процессов в вольфрамовых нитях накала
Захаров Ю.А., Гоц С.С., Бахтизин Р.З., Шарипов Т.И. 116

Численное исследование эффективности различных теплоносителей
Иващенко В.А., Мулляджанов Р.И. 120

Управление кавитационным обтеканием гидрокрыла посредством тангенциальной подачи жидкости
Иващенко Е.И., Козюлин Н.Н., Хребтов М.Ю., Мулляджанов Р.И. 124

Газоразрядный источник УФ излучения на основе низкочастотного индукционного разряда в парах кадмия
Исупов М.В. 128

Расчет охлаждения тепло-нагруженных устройств рабочих станций строящегося сибирского кольцевого источника фотонов
Кабов О.А., Золотарев К.В., Зубавичус Я.В., Винокуров В.В., Винокуров В.А., Фиников К.А., Пуховой М.В., Быковская Е.Ф., Кочкин Д.Ю., Роньшин Ф.В., Мунгалов А.С., Димов С.В., Марчук И.В. 132

Исследование процессов образования наледи на модели лопасти ветрогенератора
Какаулин С.В., Кабардин И.К., Гордиенко М.Р. 137

Исследование эффективности распределенного отсоса на течением за цилиндрическим трехмерным элементом шероховатости на модели прямого крыла
Каприлевская В.С., Павленко А.М., Катасонов М.М., Козлов В.В. 141

Пульсационная структура напряжения трения на стенке в турбулентном течении в кольцевых каналах
Кашинский О.Н., Курдюмов А.С., Воробьев М.А. 145

Исследования влияния величины отношения массовых расходов во входных каналах Т-микромиксера на картину течения
Кашкарова М.В., Кравцова А.Ю. 148

Исследование полета микрокапель жидкости над линией контакта в горизонтальной пленке жидкости, нагреваемой снизу
Кириченко Е.О., Кириченко Д.П., Зайцев Д.В., Кабов О.А. 152

Влияние высоты слоя воды на формы фронта кристаллизации льда при охлаждении вертикальной стенки полости
Кислицын С.А., Михайлов А.В., Золотухина О.С. 156

Исследование взаимодействия микроструй водорода в процессе диффузионого горения
Козлов В.В., Литвиненко М.В., Литвиненко Ю.А., Тамбовцев А.С., Шмаков А.Г. 159

Эффект гармонической модуляции потока в тепловой завесе над плоской пластиной
Козюлин Н.Н., Хребтов М.Ю. 163

Характеристики сжигания жидкого топлива с добавлением наночастиц алюминия в распылительном горелочном устройстве
Копьев Е.П., Садкин И.С., Шадрин Е.Ю., Мухина М.А. 167

Динамика парогазового пузыря под нагреваемой подложкой
Кочкин Д.Ю., Мунгалов А.С., Деревянников И.А. 171

Многомасштабная гидродинамика при вытеснении нефти с различной вязкостью водой в слоисто-неоднородной пористой среде
Кузнецов В.В. 175

Численное исследование управления закрученным турбулентным потоком в модельной камере сгорания при помощи дополнительной инжекции газа
Кундашкин А.Д., Палкин Е.В., Хребтов М.Ю., Мулляджанов Р.И. 179

Управление отрывом потока за цилиндром с использованием пульсирующей струи
Лебедев А.С., Сорокин М.И., Токарев М.П., Дулин В.М. 183

OH-визуализация диффузионного факела пропана
Леманов В.В, Лобасов А.С., Шаров К.А., Лукашов В.В. 187

Экспериментальные исследования межфазного натяжения и краевого угла смачивания между нефтью и наносуспензией силиказоли
Лобасов А.С., Минаков А.В., Пряжников М.И. 191

Кавитация за цилиндром, расположенном в микроканале: моделирование и эксперимент
Лобасов А.С., Скрипкин С.Г., Цой М.А., Кашкарова М.В., Кравцова А.Ю. 195

Распределение радикала OH в обращённом диффузионном пламени водорода
Лукашов В.В., Лобасов А.С., Тупикин А.В. 201

Исследование влияния органов управления на вихревую структуру обтекания модели БПЛА классической компоновки с фюзеляжем
Мельник Е.А., Павленко А.М., Занин Б.Ю., Алпацкий Н.С., Каприлевская В.С. 205

Влияние скорости синтеза и температуры отжига на средний размер зерна тонкой пленки поликристаллического алюминия
Меркулова И.Е. 211

Исследования конденсации пара на поверхности с контрастной смачиваемостью
Михайлов А.В., Зайцев Д.В., Гришков В.А., Никитин А.А., Кабов О.А. 216

Экспериментальное исследование охлаждения системой затопленных микроструй
Мордовской А.С., Шамирзаев А.С., Кузнецов В.В. 220

Экспериментальное и численное исследование деформаций в тонком неизотермическом слое жидкости
Мунгалов А.С., Кочкин Д.Ю. 225

Влияние импактного воздушного потока на параметры охлаждающей пленки жидкости
Назаров А.Д., Серов А.Ф., Миськив Н.Б., Мамонов В.Н. 229

Зависимость увлажнения материалов фасада от паропроницаемости наружной облицовки
Низовцев М.И., Стерлягов А.Н. 233

Трансформация резонансных солитонов на границе пузырьковых сред с разными свойствами
Огородников И.А. 239

Теплоотдача и критический тепловой поток на модифицированной поверхности при кипении в жидком азоте
Павленко А.Н., Жуков В.Е., Мезенцева Н.Н. 242

Влияние случайных факторов на растекание жидкости по упаковке
Перепелица Б. В. 246

Исследование испарения плоской капли жидкости шлирен методом
Пещенюк Ю.А., Семенов А.А., Айвазян Г.Е., Гатапова Е.Я. 249

Численное исследование вихревой структуры в цилиндрической тангенциальной камере
Платонов Д.В., Сентябов А.В., Минаков А.В., Шторк С.И., Скрипкин С.Г. 253

Управление развитием собственных возмущений пограничного слоя скользящего крыла с помощью распределенного отсоса через мелкоперфорированную поверхность
Садовский И.А., Катасонов М.М., Козлов В.В. 257

Развитие псевдотоков в мультикомпонентных методах LBM
Сальников М.В., Мулляджанов Р.И. 261

Локальная ламинаризация в ускоренном течении с существенно пониженной плотностью газа вблизи стенки
Сахнов А.Ю. 266

Распределение старших статистических моментов скорости и ее производной в свободной затопленной струе
Северин А.С., Илюшин Б.Б., Первунин К.С. 272

Испарение капель воды на нагреваемых подложках, покрытых одностенными и многостенными карбоновыми нанотрубками
Семенов А.А., Зайцев Д.В., Кабов О.А. 277

Численное исследование механизмов взаимодействия капли высокотемпературного расплава с водой
Сиваков Н.С., Якуш С.Е. 282

Моделирование пламени метановоздушной смеси с использованием детальных кинетических механизмов
Сластная Д.А., Хребтов М.Ю., Мулляджанов Р.И. 287

Моделирование сложного теплообмена системы «подложка-лед»
Слепцов С.Д., Саввинова Н.А. 293

Экспериментальное исследование влияния вдува воздуха на испарение капель воды с поверхностей пористых материалов
Стерлягов А.Н., Низовцев М.И. 296

Экспериментальное исследование развития газожидкостного течения в модели биореактора
Тимкин Л.С., Горелик Р.С., Курдюмов А.С. 300

Оценка движения жидкости в реальном времени по изображениям частиц на основе сверточных нейронных сетей
Токарев М.П., Зарипов Д.И. 304

Измерение поля температуры в ламинарном пламени на основе ЛИФ гидроксильного радикала
Толстогузов Р.В. 308

Восстановление распределения температуры и состава в диффузионном факеле по показателю преломления
Тупикин А.В., Лукашов В.В. 312

Организация оптической диагностики горения в модельной камере сгорания ГТУ при повышенном давлении
Чикишев Л.М. 317

О режимах горения предварительно перемешанной смеси в вихревой камере сгорания
Чикишев Л.М., Дулин В.М. 321

Измерение распределения температуры в ламинарном бедном пламени этилена методом ПЛИФ
Шараборин Д.К., Лобасов А.С., Дулин В.М. 325

Создание системы онлайн-мониторинга режима течения несмешивающихся жидкостей в микроканалах
Ягодницына А.А., Серёдкин А.В. 329

Вибрационное возбуждение для управления струйными течениями
Яковенко С.Н., Козлов В.В. 333

Визуализация газовых и газокапельных струй при истечении в вакуум
Ярыгин В.Н., Приходько В.Г., Ярыгин И.В. 337

Интегральные характеристики недорасширенных струй малой плотности и вопросы моделирования
Ярыгин В.Н., Приходько В.Г., Ярыгин И.В. 341

АВТОРСКИЙ УКАЗАТЕЛЬ

Агафонцев М.В. 3
Айвазян Г.Е. 249
Алиферов А.И. 11
Алпацкий Н.С. 7, 205
Аньшаков А.С. 11
Барткус Г.В. 14
Бахтизин Р.З. 116
Белослудцев В.В. 18
Бердников В.С. 24
Бобров М.С. 28
Бойнович Л.Б. 32
Быковская Е.Ф. 132
Вавилов Д.В. 77
Винокуров В.А. 24, 132
Винокуров В.В. 24, 132
Владимиров В.Ю. 32
Вожаков И.С. 36
Воробьев М.А. 145
Гаврилов А.А. 41
Гармаев С.С. 45
Гасенко О.А. 89
Гатапова Е.Я. 249
Гелаш А.А. 63
Гешев П.И. 50
Гордиенко М.Р. 55, 137
Горелик Р.С. 300
Гореликова А.Е. 59
Гоц С.С. 116
Гришков В.А. 216
Гудько А.С. 63
Двойнишников С.В. 55
Дектерев А.А. 41, 69, 73, 77
Дектерев Ар.А. 73, 77
Дектерев Д.А. 73, 77
Дементьев Ю.А. 81
Деревянников И.А. 171
Держо О.Г. 85
Димов С.В. 89, 93, 132
Добросельский К.Г. 97
Домаров П.В. 11
Дулин В.М. 183, 321, 325
Емельяненко А.М. 32
Емельяненко К.А. 32
Жерибор М.О. 101
Жуков В.Е. 106, 242
Зайцев Д.В. 18, 152, 216, 277
Замураев В.П. 112
Занин Б.Ю. 7, 205
Зарипов Д.И. 304
Захаров Ю.А. 116
Зезюлин И.В. 55
Золотарев К.В. 132
Золотухина О.С. 156
Зубавичус Я.В. 132
Зуев В.О. 55
Иващенко В.А. 120
Иващенко Е.И. 124
Илюшин Б.Б. 272
Исупов М.В. 128
Кабардин И.К. 55, 137
Кабов О.А. 18, 93, 132, 152, 216, 277
Какаулин С.В. 55, 137
Калинина А.П. 112
Каприлевская В.С. 7, 141, 205
Катасонов М.М. 141, 257
Кашинский О.Н. 59, 145
Кашкарова М.В. 148, 195
Кириченко Д.П. 152
Кириченко Е.О. 152
Кислицын С.А. 156
Козлов В.В. 141, 159, 220, 257, 333
Козюлин Н.Н. 124, 163
Копьев Е.П. 167
Кочкин Д.Ю. 132, 171, 225
Кравцова А.Ю. 148, 195
Кузнецов В.А. 96
Кузнецов В.В. 14, 175
Кундашкин А.Д. 179
Курдюмов А.С. 145, 300
Лебедев А.С. 183
Леманов В.В. 187
Литвиненко М.В. 159
Литвиненко Ю.А. 159
Лобасов А.С. 77, 187, 191, 195, 201, 325
Лобода Е.Л. 3
Лукашов В.В. 187, 201, 312
Луценко А.В. 3
Мамонов В.Н. 229
Марчук И.В. 132
Мезенцева Н.Н. 106, 242
Мельник Е.А. 7, 205
Меркулова И.Е. 211
Минаков А.В. 191, 253
Миськив Н.Б. 229
Михайлов А.В. 156, 216
Мордовской А.С. 220
Мулляджанов Р.И. 36, 45, 63, 120, 124, 179, 261, 287
Мунгалов А.С. 132, 171, 225
Мухина М.А. 167
Назаров А.Д. 229
Необъявляющий П.А. 77
Низовцев М.И. 233, 296
Никитин А.А. 216
Огородников И.А. 239
Павленко А.М. 7, 141, 205
Павленко А.Н. 106, 242
Палкин Е.В. 179
Первунин К.С. 272
Перепелица Б.В. 246
Пещенюк Ю.А. 249
Платонов Д.В. 77, 253
Полякова В.И. 55
Правдина М.Х. 55
Приходько В.Г. 337, 341,
Пряжников М.И. 191
Пуховой М.В. 93, 132
Рейно В.В. 3
Роньшин Ф.В. 81, 132
Саввинова Н.А. 293
Садкин И.С. 167
Садовский И.А. 257
Сальников М.В. 261
Сахнов А.Ю. 266
Северин А.С. 272
Семенов А.А. 249, 277
Сентябов А.В. 41, 77, 253
Середкин А.В. 329
Серов А.Ф. 229
Сибиряков Н.Е. 93
Сиваков Н.С. 282
Скрипкин С.Г. 195, 253
Сластная Д.А. 287
Слепцов С.Д. 293
Сорокин М.И. 183
Стерлягов А.Н. 233, 296
Тамбовцев А.С. 159
Тимкин Л.С. 300
Токарев М.П. 183, 304
Толстогузов Р.В. 308
Тупикин А.В. 201, 312
Тэпфер Е.С. 69
Урбах А.Э. 11
Фалеев В.А. 11
Фиников К.А. 132
Хмель С.Я. 32
Хребтов М.Ю. 28, 36, 101, 124, 163, 179, 287
Цой М.А. 195
Чикишев Л.М. 317, 321
Чинак А.В. 59
Чиннов Е.А. 32, 81
Шадрин Е.Ю. 167
Шамирзаев А.С. 220
Шараборин Д.К. 325
Шарипов Т.И. 116
Шаров К.А. 187
Шмаков А.Г. 159
Шторк С.И. 253
Яворский Н.И. 55
Ягодницына А.А. 329
Яковенко С.Н. 45, 333
Якуш С.Е. 282
Ярыгин В.Н. 337, 341
Ярыгин И.В. 337, 341

Научное издание

Всероссийская конференция
с элементами научной школы для молодых учёных
XXXVIII «Сибирский теплофизический семинар»
посвящённой 65-летию Института теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН
29 – 31 августа 2022 г.,
Новосибирск, Россия

Труды конференции

Ответсвенный за выпуск С.Г. Скрипкин
Технический редактор А.Е. Гореликова

Минимальные системные требования:
Тип компьютера, процессор, сопроцессор Pentium 4
Оперативная память (RAM) 512 Мб
Необходимо на винчестере 10 Гб
Операционные системы Windows XP
Дополнительные программные средства Adobe Acrobat 7.0

Сибирское отделение РАН
630090, просп. Акад. Лаврентьева, 17