

Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН

ВСЕРОССИЙСКАЯ КОНФЕРЕНЦИЯ



XXXIX

СИБИРСКИЙ
ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИЙ
СЕМИНАР,

посвященный 90-летию
академика РАН А.К. Реброва

28–31 августа 2023 г.,
Новосибирск, Россия

ТРУДЫ КОНФЕРЕНЦИИ

Новосибирск
2023

УДК 532+533+534+535+536+537
ББК 22.253+22.32+22.34+22.317+22.33

Ответственные редакторы: Д.М. Маркович, С.В. Алексеенко, А.А. Морозов

Всероссийская конференция «XXXIX Сибирский теплофизический семинар, посвященный 90-летию академика А.К. Реброва»: Труды конференции (28–31 августа 2023 г., Новосибирск, Россия) / отв. редакторы Д.М. Маркович, С.В. Алексеенко, А.А. Морозов; Орг. комитет: Д.М. Маркович [и др.]; Програм. комитет С.В. Алексеенко, А.К. Ребров [и др.]; Сиб. отд-ние РАН [и др.]. – Новосибирск: СО РАН, 2023. 267 с.

Сборник содержит труды Всероссийской конференции «XXXIX Сибирский теплофизический семинар, посвященный 90-летию академика А.К. Реброва», которая проводилась 28–31 августа 2023 года в Новосибирске.

Организационный комитет

Председатель

Маркович Д.М., академик РАН

Заместители председателя

Морозов А.А., д.ф.-м.н.

Сиковский Д.Ф., к.ф.-м.н.

Учёные секретари

Пинаев В.А., к.ф.-м.н.

Юдин И.Б.

Председатель технического комитета

Тимошенко Н.И., к.ф.-м.н.

Зубова С.В., ООО «Научный сервис»

Батаев А.А., д.т.н.

Бердников В.С., д.ф.-м.н.

Бондарь Е.А., к.ф.-м.н.

Горчакова Н.Г., к.ф.-м.н.

Дулин В.М., д.ф.-м.н., проф. РАН

Елистратов С.Л., д.т.н.

Ерманюк Е.В., д.ф.-м.н.

Зарвин А.Е., к.ф.-м.н.

Зайковский А.В., к.ф.-м.н.

Зайцев Д.В., к.ф.-м.н.

Кабов О.А., чл.-корр. РАН

Кашинский О.Н., д.ф.-м.н.

Козлов В.В., д.ф.-м.н.

Кузнецов В.В., д.ф.-м.н.

Куйбин П.А., 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

Пармон В.Н., академик РАН

Пахомов М.А., д.ф.-м.н., проф. РАН

Плотников М.Ю., к.ф.-м.н.

Прибатурин Н.А., чл.-корр. РАН

Смовж Д.В., д.ф.-м.н.

Станкус С.В., д.ф.-м.н.

Терехов В.В., д.ф.-м.н., проф. РАН

Терехов В.И., д.т.н.

Тулупов А.А., чл.-корр. РАН

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.

Чекмарев С.Ф., д.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.

Шгорк С.И., д.ф.-м.н.

Яворский Н.И., д.ф.-м.н.

Ярыгин В.Н., д.т.н.

Программный комитет

Сопредседатели

Алексеенко С.В., академик РАН (ИТ СО РАН, Новосибирск)

Ребров А.К., академик РАН (ИТ СО РАН, Новосибирск)

Алифанов О.М., академик РАН

Аннин Б.Д., академик РАН

Аристов В.В., д.ф.-м.н.

Байдаков В.Г., д.ф.-м.н.

Большов Л.А., академик РАН

Булгаков А.В., д.ф.-м.н.

Булгакова Н.М., д.ф.-м.н.

Бурдуков А.П., д.т.н.

Вараксин А.Ю., чл.-корр. РАН

Васильев А.А., д.ф.-м.н.

Виноградов А.В., д.ф.-м.н.

Востриков А.А., 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., чл.-корр. РАН

Дедов А.В., чл.-корр. РАН

Драгунов Ю.Г., академик РАН

Дмитриев А.С., д.т.н.

Егоров И.В., чл.-корр. РАН

Запрягаев В.И., д.т.н.

Исаев С.А., д.ф.-м.н.

Кедринский В.К., д.ф.-м.н.

Клименко А.В., академик РАН

Кирдяшкин А.Г., д.т.н.

Ковалёв К.Л., д.т.н.

Коротеев А.А., академик РАН

Кривцов А.М., чл.-корр. РАН

Кузнецов Г.В., д.ф.-м.н.

Кустова Е.В., д.ф.-м.н., проф. РАН

Левин В.А., академик РАН

Любимова Т.П., д.ф.-м.н.

Матвиенко В.П., академик РАН

Мессерле В.Е., д.т.н.

Мильман О.О., д.т.н.

Минаев С.С., д.ф.-м.н.

Михеев Н.И., д.т.н.

Морозов Н.Ф., академик РАН

Нагнибеда Е.А., д.ф.-м.н.

Нигматулин Р.И., академик РАН

Пенязьков О.Г., академик НАНБ

Петреня Ю.К., чл.-корр. РАН

Петров О.Ф., академик РАН

Покусаев Б.Г., чл.-корр. РАН

Попов Г.А., академик РАН

Предтеченский М.Р., академик РАН

Пухначев В.В., чл.-корр. РАН

Рогалёв Н.Д., д.т.н.

Рудяк В.Я., д.ф.-м.н.

Сапожников С.З., д.т.н.

Сильников М.В., чл.-корр. РАН

Смирнов Е.М., д.ф.-м.н.

Стенников В.А., академик РАН

Суржииков С.Т., академик РАН

Сухинин Г.И., д.ф.-м.н.

Тестоедов Н.А., академик РАН

Фёдоров М.П., академик РАН

Филиппов С.П., академик РАН

Фомин В.М., академик РАН

Хомич В.Ю., академик РАН

Шарафутдинов Р.Г., д.ф.-м.н.

Шахов Е.М., д.ф.-м.н.

Шиплюк А.Н., чл.-корр. РАН

Шмотин Ю.Н., д.т.н.

Якуш С.Е., чл.-корр. РАН

Jiang P.-X., Prof.

Hanjalić K., Prof.

Lengrand J.C., Prof.

Li X., Prof.

Markides C.N., Prof.

Sazhin S.S., Prof.

Travnicek Z., Prof.

Wang Q., Prof.

Издается в авторской редакции

ISBN 978-5-6049900-4-9

© Институт теплофизики СО РАН, 2023

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССА ГОРЕНИЯ МЕТАНА ПРИ НАЛИЧИИ ВНЕШНЕГО ИСТОЧНИКА ВОЗМУЩЕНИЙ

Агафонцев М.В.¹, Луценко А.В.², 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 проведено исследование диффузионного горения метана (CH_4) при наличии внешних пульсаций давления малой интенсивности. С помощью программного комплекса «Ansys» были проанализированы поля температуры и скорости в факеле пламени, образующимся при горении метана, при наличии пульсаций давления, условия для которого были заданы на боковой стенке расчетной области. В результате анализа полученных данных были получены качественные и количественные оценки влияния пульсаций давления на факел пламени. Показано, что влияние акустических колебаний на факел пламени приводит к появлению в спектре пульсаций скорости и температуры характерной частоты, соответствующей частоте внешних пульсаций давления. Проведена оценка изменения значений максимумов амплитуд пульсаций температуры и скорости в зависимости от частоты пульсаций давления.

Ключевые слова: математическое моделирование, горение, метан, пульсации давления, поле температуры

STUDY OF METHANE COMBUSTION PROCESS UNDER EXTERNAL PERTURBATION SOURCE

Agafontsev M.V.¹, Lutsenko A.V.², Reyno V.V.², Loboda E.L.^{1,2}

¹ *National Research Tomsk State University,
36 Lenin Ave., Tomsk, 634050, Russia.*

² *V.E. Zuev Institute of Atmospheric Optics SB RAS,
634021, Russia, Tomsk, Akad. Zuev Pl., 1*

Abstract. In this paper, the diffusion combustion of methane (CH_4) in the presence of external pressure pulsations of low intensity has been studied. Temperature and velocity fields in the flame plume formed during methane combustion in the presence of pressure pulsations, the conditions for which were set on the side wall of the computational domain, were analyzed using the Ansys software package. As a result of analyzing the obtained data, qualitative and quantitative estimates of the influence of pressure pulsations on the flame plume were obtained. It is shown that the influence of acoustic oscillations on the flame plume leads to the appearance in the spectrum of velocity and temperature pulsations of a characteristic frequency corresponding to the frequency of external pressure pulsations. The change in the values of maximum amplitudes of temperature and velocity pulsation amplitudes depending on the frequency of pressure pulsations has been evaluated.

Keywords: mathematical modeling, combustion, methane, pressure pulsations, field of temperature

ВВЕДЕНИЕ

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. Метан (CH_4) является одним из наиболее перспективных видов топлива для электростанций в различных отраслях. Поскольку метан обладает высокой теплотой сгорания, низкой стоимостью, нетребовательностью к эксплуатационным свойствам горелок, применение метана широко распространено в различных отраслях промышленности. При его сжигании отношение массовой доли водяного пара к массовой доле углекислого газа является довольно большим, что способствует к снижению образованию сажи на внутренних стенках камеры сгорания.

Проведено множество исследований, посвященных изучению процессов, протекающих при горении метановоздушных смесей. Обеспечение эффективного сжигания метана и разработка соответствующих методик являются сложной научно-технической проблемой. Актуальной темой для исследований остается проведение расчетных и экспериментальных работ по поиску различных способов воздействия на факел пламени, способствующих к интенсификации смешения и горения метана с окружающим воздухом. В отдельный класс таких воздействий можно отнести внесение к основному горючему газу различных добавок. Например, в работах [1–11] отмечено, что добавление водорода в основное горючее приводит к увеличению коэффициента полноты сгорания метана. Кроме того, авторы отмечают увеличение температуры горения у основания факела, что является след-

ствием уменьшения реакционной зоны факела и приводит к его уменьшению, а также снижению образования вредных продуктов горения. Помимо различных газообразных добавок также используют и твердые, в виде различных порошков [12, 13]. Например, в работе [12] отмечается, что добавление субмикронных частиц алюминия (Al) уменьшает скорость горения пламени. Добавлению частиц хлорида натрия (NaCl) микронного размера также приводит к более значительному уменьшению скорости горения с увеличением концентрации частиц. В еще один класс внешних воздействий можно отнести влияние пульсации давления в виде звуковых колебаний на факел пламени, а также воздействие на него электромагнитным полем. 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. Существует достаточное количество работ, посвященных изучению данного типа воздействия [14-20]. Одной из возможных формулировок задачи может являться местоположение источника акустических колебаний. Он может быть расположен в газовом канале, вызы-

вая 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 [21, 22]. В работе [14] авторы отмечают значительное изменение высоты факела пламени в диапазоне частот внешнего воздействия 60–100 Гц. При этом звуковые волны частотой 60 Гц способствуют срыву факела пламени, что может быть использовано на практике при тушении пожаров. В работе [23] определены характерные частотные режимы, при которых происходит значительное изменение факела пламени. Авторы отмечают, что при частоте воздействия от 20 до 240 Гц в факеле пламени присутствует неоднородная область («wrinkled flame domain»), при котором граница факела совершает волнообразные движения вокруг центральной оси горелки, колеблющиеся с характерной частотой воздействия. В [24] 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 [25–29], что приводит к интенсификации смешения топлива с окислителем. В работе [23] было показано, что наличие пульсаций давления с частотой около 60 Гц приводит к изменению цвета пламени. 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.

На основании вышеизложенного следует отметить, что изучение и разработка способов управления процессом горения является актуальной задачей для исследователей. В данной работе рассматривается влияние пульсаций давления на факел пламени, который образуется при диффузионном горении метана. Одним из способов численного описания процессов горения является численное решение системы уравнений Навье-Стокса для реагирующего газа в нестационарной постановке. С помощью программного комплекса Ansys Fluent были получены поля температуры, скорости и других характеристик потока при наличии пульсаций давления малой интенсивности.

Описание расчетной области и численного метода решения. Моделирование процесса горения метано-воздушной смеси осуществлялось с использованием программы «Ansys SpaceClaim» для построения геометрии расчетной области и «Ansys Meshing» для задания сетки, а также решатель «Ansys Fluent» [15]. При моделировании нестационарного горения решалась двумерная система уравнений Рейнольдса (модель RANS), уравнение энергии, уравнение состояния газа и уравнения для скалярных величин, описывающих концентрацию химических веществ, участвующих в реакции горения [16], стандартные уравне-

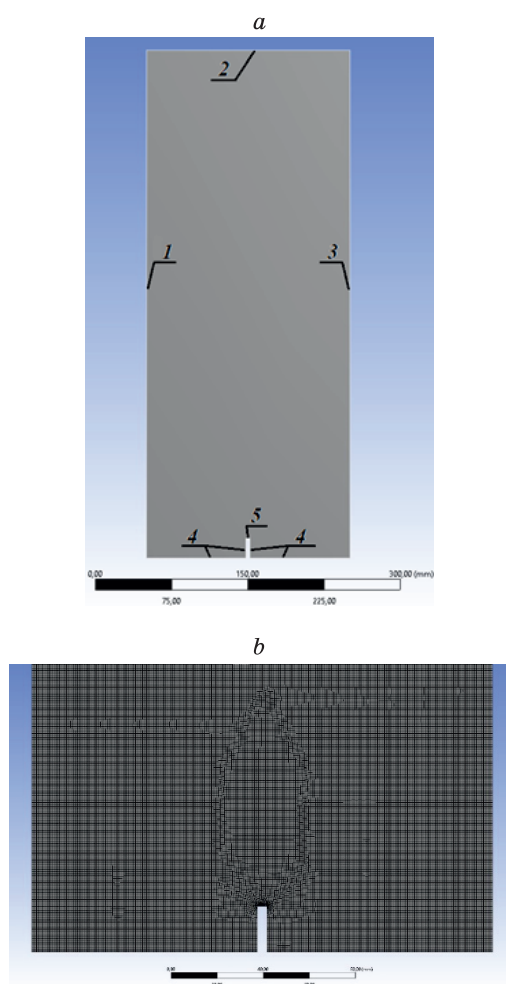


Рис. 1. Геометрия расчетной области (a) и элемент расчетной сетки (b)

ния для моделирования турбулентных течений (к-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.

Для математического моделирования использовались следующие настройки: модель, описывающая турбулентное течение – стандартная к-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 горячего 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. Флуктуации давления задавались с помощью функции, определяемой пользователем (UDF). Шаг по времени, используемый при настройке решателя, был равен 0,001 с.

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

Для анализа спектра изменения температуры и скорости были получены распределения соответствующих величин в каждый момент времени (шаг по времени составлял 0,01 с), в 5 точках над границей

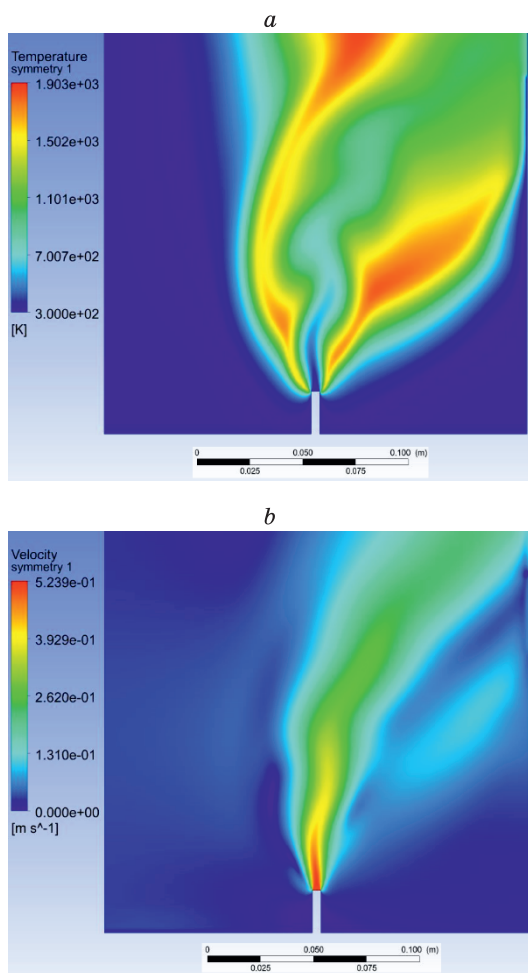


Рис. 2. Изменение температуры (а) и модуля вектора скорости (б) в факеле пламени метана при наличии внешних пульсаций давления: $f = 4$ Гц

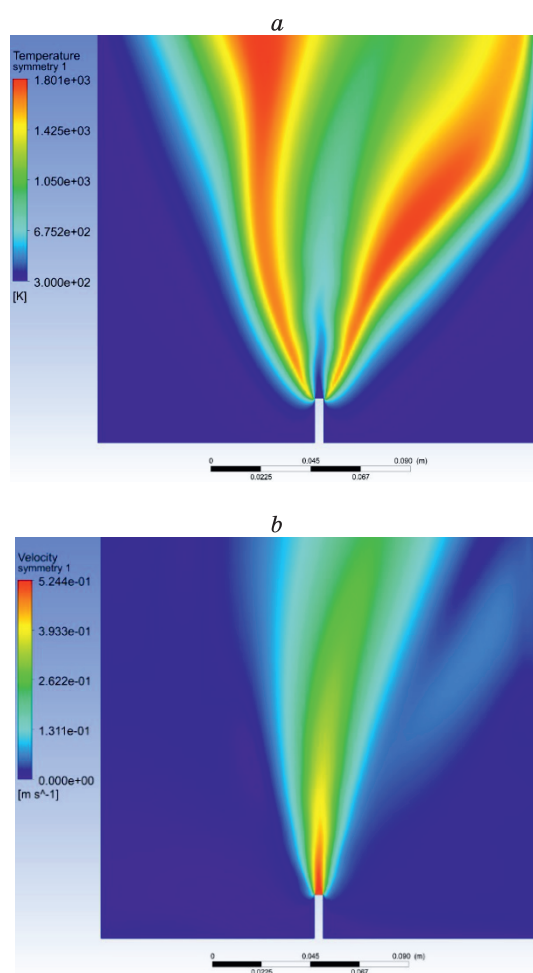


Рис. 3. Изменение температуры (а) и модуля вектора скорости (б) в факеле пламени метана при наличии внешних пульсаций давления: $f = 10$ Гц

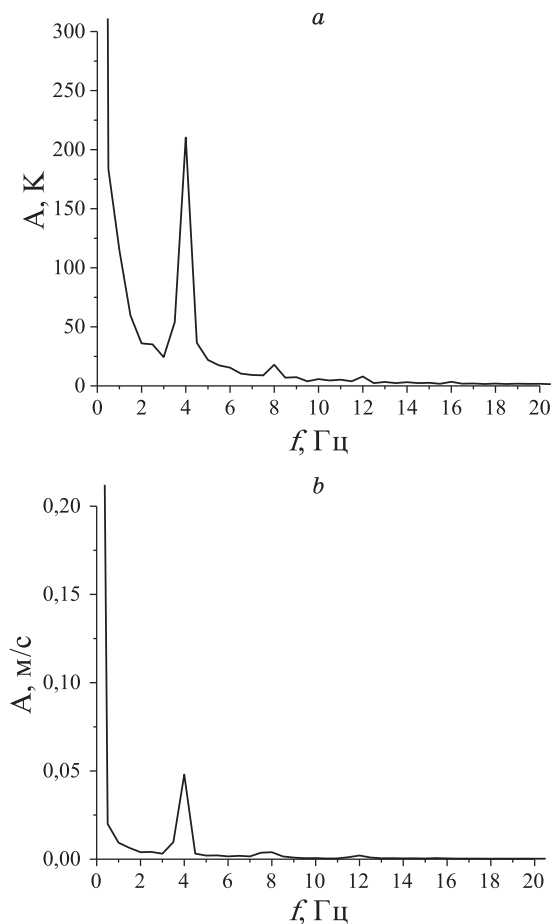


Рис. 4. Спектр изменения температуры (а) и модуля вектора скорости (б) в факеле пламени метана при наличии внешних пульсаций давления с частотой 4 Гц

№ 5. Точки выбирались следующим образом: первая точка устанавливалась над границей № 5, на удалении 2 мм от сопловой части, 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).

Из анализа спектров изменения температуры и скорости можно сделать вывод, что на всех них присутствует характерная частота, соответствующая частоте модуляции. Дополнительно была проведена оценка изменения значений максимумов амплитуд пульсаций температуры и скорости (рисунок 5).

Из анализа кривых, представленных на рисунке 5, можно заметить уменьшение амплитуды пульсации с ростом частоты внешних пульсаций давления, что связано со стабилизацией течения в факеле пламени.

ВЫВОДЫ

В результате математического моделирования процесса диффузного горения метана при наличии

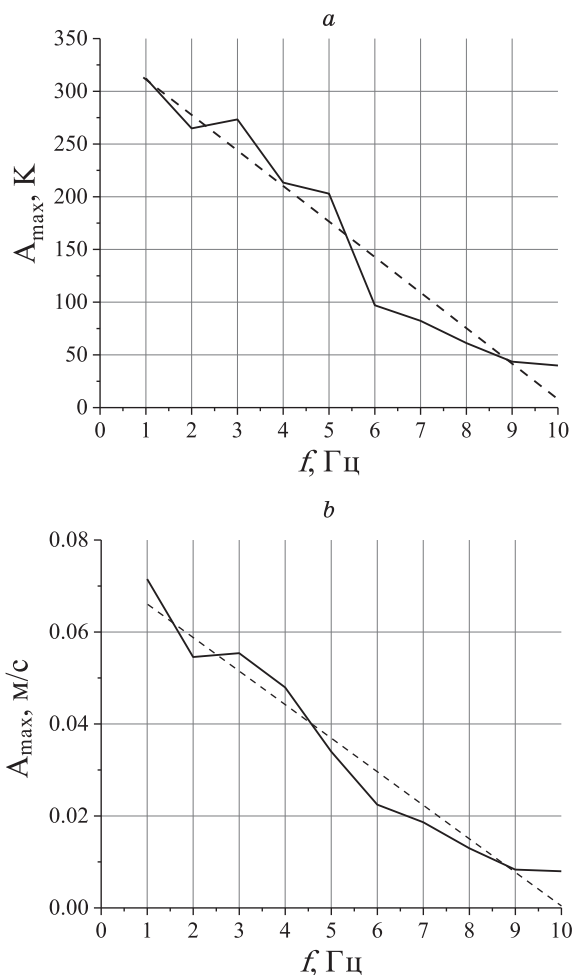


Рис. 5. Изменение максимумов амплитуды пульсации температуры (а) и скорости (б) при различной частоте внешнего воздействия. Пунктирной линией отмечена линейная аппроксимация

внешних пульсаций давления с определенной частотой и амплитудой показано, что наличие пульсаций давления приводит к незначительному повышению температуры, что является следствием интенсификации перемешивания топлива с окислителем. Вероятно, это связано с тем, что в результате внешних колебаний давления степень турбулентности в пламени увеличивается, интенсифицируя процессы переноса и смешения паров топлива с окислителем из окружающей среды.

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

Список литературы

1. Schefer, R.W.; Wicksal, D.M.; Agrawal, A.K. Combustion of hydrogen-enriched methane in a lean premixed swirl-stabilized burner. Proc. Combust. Inst. 2002, 29, 843–851.
2. Day, M.S.; Gao, X.; Bell, J.B. Properties of lean turbulent methane-air flames with significant hydrogen addition. Proc. Combust. Inst. 2011, 33, 1601–1608.
3. Dinkelacker, F.; Manickam, B.; Muppall, S.P.R. Modelling and simulation of lean premixed turbulent methane/hydrogen/

- air flames with an effective Lewis number approach. *Combust. Flame* 2011, 158, 1742–1749.
4. Therkelsen, P.L.; Enrique Portillo, J.; Littlejohn, D.; Martin, S.M.; Cheng, R.K. Self-induced unstable behaviors of CH₄ and H₂/CH₄ flames in a model combustor with a low-swirl injector. *Combust. Flame* 2013, 160, 307–321.
 5. Afarin, Y.; Tabejamaat, S. Effect of hydrogen on H₂/CH₄ flame structure of MILD combustion using the LES method. *Int. J. Hydrogen Energy* 2013, 38, 3447–3458.
 6. Zhang, M.; Wang, J.; Xie, Y.; Jin, W.; Wei, Z.; Huang, Z.; Kobayashi, H. Flame front structure and burning velocity of turbulent premixed CH₄/H₂/air flames. *Int. J. Hydrogen Energy* 2013, 38, 11421–11428.
 7. Hernandez-Perez, F.E.; Groth, C.P.T.; Gulder, O.L. Large-eddy simulation of lean hydrogen-methane turbulent premixed flames in the methane-dominated regime. *Int. J. Hydrogen Energy* 2014, 39, 7147–7157.
 8. Sun, Z.-Y.; Li, G.-X. Turbulence influence on explosion characteristics of stoichiometric and rich hydrogen/air mixtures in a spherical closed vessel. *Energy Convers. Manag.* 2017, 149, 526–535.
 9. Sun, Z.-Y. Experimental studies on the explosion indices in turbulent stoichiometric H₂/CH₄/air mixtures. *Int. J. Hydrogen Energy* 2019, 44, 469–476.
 10. Li, D.; Wang, R.; Yang, G.; Wan, J. Effect of hydrogen addition on the structure and stabilization of a micro-jet methane diffusion flame. *Int. J. Hydrogen Energy* 2021, 46, 5790–5798.
 11. Grishin I., Zakharov V., Arefiev K. Experimental Study of Methane Combustion Efficiency in a High-Enthalpy Oxygen-Containing Flow. *Appl. Sci.* 2022, 12, 899.
 12. Xu W., Jiang Y. Combustion Inhibition of Aluminum–Methane–Air Flames by Fine NaCl Particles. *Energies* 2018, 11, 3147.
 13. Linteris G.T., Knyazev V.D., Babushok V.I. Inhibition of premixed methane flames by manganese and tin compounds. *Combustion and Flame*. 2002. V. 129, Iss. 3. P. 221-238.
 14. Zong, R.; Kang, R.; Liu, C.; Zhang, Z.; Zhi, Y. Analysis of Flame Extinguishment and Height in Low Frequency Acoustically Excited Methane Jet Diffusion Flame. *Microgravity Sci. Technol.* 2018, 30, 237.
 15. Bourehla, A.; Baillot, F. Appearance and stability of a laminar conical premixed flame subjected to an acoustic perturbation. *Combust. Flame* 1998, 114, 303.
 16. Matsubara, Y.; Takita, K.; Masuya, G. Combustion enhancement in a supersonic flow by simultaneous operation of DBD and plasma jet. *Proc. Combust. Inst.* 2013, 34, 3287–3294.
 17. Do, H.; Cappelli, M.A.; Mungal, M.G. Plasma assisted cavity flame ignition in supersonic flows. *Combust. Flame* 2010, 157, 1783–1794.
 18. Leonov, S.B.; Kochetov, I.V.; Napartovich, A.P.; Sabel'nikov, V.A.; Yarantsev, D.A. Plasma-Induced Ethylene Ignition and Flameholding in Confined Supersonic Air Flow at Low Temperatures. *IEEE Trans. Plasma Sci.* 2010, 39, 781–787.
 19. Leonov, S.B.; Yarantsev, D.A.; Napartovich, A.P.; Kochetov, I.V.; Ignition, I.; Researcher, L. Plasma-Assisted Ignition and Flameholding In High-Speed Flow. In *Proceedings of the 44th AIAA Aerospace Sciences Meeting Including the New Horizons Forum and Aerospace Exposition*, Reno, NV, USA, 9–12 January 2006.
 20. Leonov, S.B.; Yarantsev, D.; Carter, C. Experiments on Electrically Controlled Flameholding on a Plane Wall in a Supersonic Airflow. *J. Propuls. Power* 2009, 25, 289–294.
 21. 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.
 22. 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>.
 23. 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.
 24. Степанов Е.М. Ионизация в пламени и электрическое поле / Е.М. Степанов, Б.Г. Дьячков. – М.: Металлургия. 1968. 311с.
 25. Suvorov D.V., Kocheva M.A. Mechanisms of electromagnetic energy effect on the flame. *Modern Science-Intensive Technologies. № 5-1.* 2014. pp. 182–184.
 26. Trevisan B.P., Dourado W.M.C. Experimental investigation of the acoustic flame interactions in a Bunsen burner. *Workshop em Engenharia e Tecnologia Espaciais.* 2013. pp. 1–3.
 27. 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
 28. Bourehla 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/S0010-2180(97)00323-4.
 29. 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.

ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЛНОВЫХ ХАРАКТЕРИСТИК КОЛЬЦЕВОГО ГАЗОЖИДКОСТНОГО ТЕЧЕНИЯ С ВЯЗКОЙ ЖИДКОСТЬЮ В ПРЯМОУГОЛЬНОМ МИКРОКАНАЛЕ

Барткус Г.В., Кузнецов В.В.

*Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН,
630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1*

Аннотация. В данной работе экспериментально исследованы волновые характеристики кольцевого с волнами режима газожидкостного течения в микроканале с прямоугольным сечением. В качестве рабочей жидкости и газа использовались вязкое силиконовое масло PMS 200 и азот. Для формирования необходимого режима течения на входе в микроканал располагался Т-образный смеситель бокового типа. Высокоскоростная визуализация позволила регистрировать межфазные волны на границе раздела газ-жидкость, находящиеся в области мениска на короткой стороне микроканала для широкого диапазона приведенных скоростей газа. Бинаризация изображений течения и последующая их обработка выполнена с использованием программы Python, что позволило измерить остаточный слой жидкости и амплитуду волн на короткой стороне микроканала в зависимости от расхода фаз. Получены зависимости средних остаточного слоя жидкости и амплитуды волн в зависимости от Re_{gas} и проведено сравнение с волновыми характеристиками для течения смеси этанол-азот.

Ключевые слова: микроканал, газожидкостное течение, кольцевое течение, волновые характеристики.

STUDY OF GAS-LIQUID ANNULAR FLOW WAVE CHARACTERISTICS FOR A VISCOUS LIQUID IN A RECTANGULAR MICROCHANNEL

Bartkus G.V., Kuznetsov V.V.

*Kutateladze Institute of Thermophysics SB RAS,
630090, Russia, Novosibirsk, Lavrentyev Ave. 1*

Annotation. The wave characteristics of gas-liquid annular flow in a rectangular microchannel were experimentally studied. For the required flow regime formation, a side T-shaped mixer was located at the microchannel inlet. Nitrogen and viscous silicone oil PMS 200 were used as gas and liquid. High-speed imaging allowed to register waves at the gas-liquid interface, located in the meniscus region for the wide range of superficial gas velocities. The flow image binarization and following processing were performed using the Python for measuring the liquid layer thickness and the wave amplitude depending on the gas superficial velocity. The dependences of the average liquid layer thickness and the amplitude of the waves on Re_{gas} were obtained and compared with the wave characteristics for the ethanol-nitrogen flow.

Keywords: microchannel, gas-liquid flow, annular flow, wave characteristics.

ВВЕДЕНИЕ

Тенденция к миниатюризации систем в различных современных технологиях задает новые стандарты применения двухфазных течений в каналах микронного размера [1]. Прямоугольная геометрия микроканалов в настоящее время является широко используемой для технологических применений: системы охлаждения, миниатюрные химические реакторы и др. Однако, наблюдается дефицит исследований, направленных на детальное изучение характеристик газожидкостного течения [2–5], которые являются определяющими в микроканалах.

Кольцевой режим течения в каналах прямоугольной геометрии, который часто используется во многих промышленных приложениях, характеризуется неравномерным распределением жидкости с образованием областей менисков в углах и пленки жидкости на широкой стороне канала [6]. При кольцевом режиме течения реализуется большая межфазная поверхность с волнами различной амплитуды и длины, что существенно влияет на интенсивность процессов теплопереноса [7–8].

Данная работа направлена на определение среднего значения остаточного слоя жидкости и средней амплитуд волн, наблюдаемых на межфазной границе, для различных приведенных скоростей при тчении вязкой жидкости PMS 200 и азота, а также сравнение полученных данных для случая менее вязкой жидкости – этанола. Данная работа может помочь понять ранее не изученный процесс перетекания жидкости из области мениска в пленку жидкости, так как волны на межфазной поверхности определяют поперечные перетоки жидкости и интенсифицируют межфазный теплоперенос.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА И МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЯ ХАРАКТЕРИСТИК ТЕЧЕНИЯ

Эксперименты проводились для смеси вязкой жидкости силиконового масла PMS 200 (полиметил-силоксан) 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, контроли-

ровался регулятором расхода газа Bronkhorst EL-Flow. Датчик давления HoneyWell для измерения избыточного давления на входе, необходимого для определения приведенной скорости газа, располагался непосредственно после контроллера газа и перед смесителем фаз для уменьшения объема сжимаемого газа. Жидкость дозировалась с помощью шприцевого насоса и поступала в смеситель.

Для формирования двухфазного потока использовался боковой Т-образный смеситель, показанный на рис. 1 (б) на схеме микроканала, где стрелками показана подача фаз. Канал имел длину 34 мм с поперечным сечением 143×390 мкм и был изготовлен из материала PDMS. Жидкость PMS 200 хорошо смачивала поверхность канала и в эксперименте не наблюдалось расслоенное течение для указанного диапазона приведенных скоростей.

Для визуализации режима газожидкостного течения и регистрации его волновых характеристик использовались высокоскоростная камера Opttronix CR600x2 и объектив Mitutoyo Plan Apo 10X. Запись происходила со скоростью 2000 кадров в секунду на расстоянии 28 мм от бокового Т-смесителя. Камера и светодиодный излучатель располагались по разные стороны прозрачного микроканала, что позволило получить контрастные изображения с высоким разрешением 2 мкм/пикс. В дальнейшем при обработке происходила бинаризация изображения с последующей регистрацией и измерением областей остаточного слоя жидкости на короткой стороне микроканала и волн, проходящих по межфазной поверхности.

РЕЗУЛЬТАТЫ

Эксперименты проводились для кольцевого режима течения для диапазона приведенных скоростей газа и жидкости $J_{\text{gas}} = 24.3 - 93.8$ м/с, $J_{\text{liq}} = 0.01$ м/с, где J_{gas} и J_{liq} определялись как объемный расход, деленный на сечение микроканала. Примеры изображений течений представлены на рис. 2 для различных приведенных скоростей газа. Для кольцевого режима течения, при рассмотрении сечения канала перпендикулярно направлению течения, жидкость распределяется 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 малых скоростей газа наблюдались волны только на коротких сторонах канала (рис. 2(а)). При увеличении приведенной скорости газа, амплитуда волн на менисках на противоположных сторонах канала и остаточный слой жидкости уменьшались, жидкость из менисков перетекала в пленку на широкую сторону микроканала (рис. 2(б)) и в течении образовывались волны возмущения в виде «кольца», занимающие весь периметр канала идвигающиеся вдоль длины канала.

Для полученных изображений газожидкостного течения выполнялась процедура бинаризации, что является эффективным и широко реализуемым способом отделить объекты на изображении от фона, с

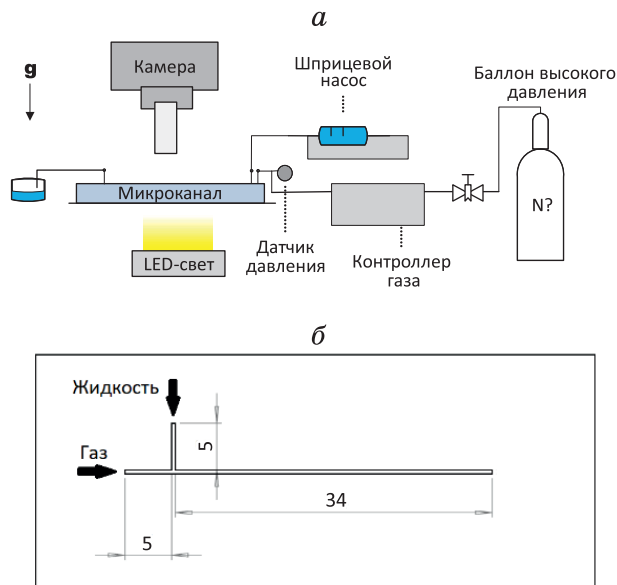


Рис. 1. Схема экспериментальной установки для исследования газожидкостного течения (а) и схема микроканала с боковым Т-образным смесителем (б).

целью точного определения границ остаточного слоя жидкости и амплитуды волн. Обработка изображений производилась с использованием программы Python. Для изображений с бимодальной гистограммой алгоритм минимума [9] строит гистограмму значений пикселей (от 0 до 255) на изображении и многократно сглаживает ее до тех пор, пока на гистограмме не останется два пика и минимальное значение между ними и будет являться пороговым, что определяется программой автоматически. Значения интенсивности пикселей выше этого значения отображаются на изображении белым цветом, остальные — черным. На рис. 3 приведен пример гистограммы градаций серого пикселей для изображения, показанного на рис. 2(а). Как видно, алгоритм минимума может быть реализован, так как изначальное распределение гистограммы является бимодальным. Красной линией на гистограмме показано пороговое значение, определяемое в рамках каждого кадра. Используя это пороговое значение, ис-

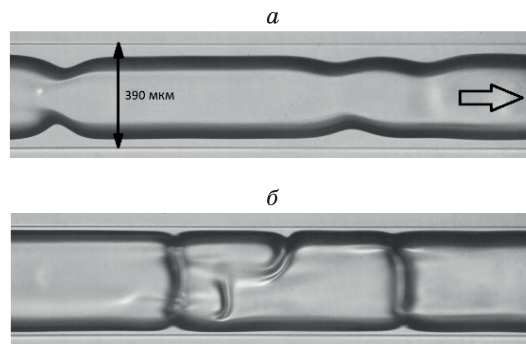


Рис. 2. Высокоскоростная визуализация кольцевого режима течения при $J_{\text{liq}} = 0.01$ м/с, $J_{\text{gas}} = 24.3$ м/с (а) и при $J_{\text{liq}} = 0.01$ м/с, $J_{\text{gas}} = 76.4$ м/с (б) для смеси PMS 200-азот, направление течения показано стрелкой.

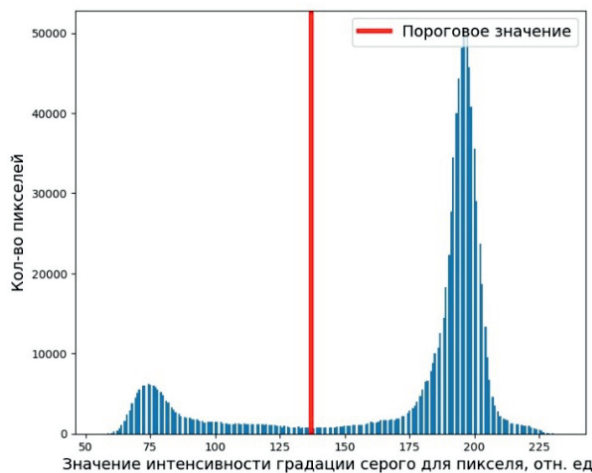


Рис. 3. Гистограмма градации серого пикселей для визуализации кольцевого режима течения при $J_{liq} = 0.01$ м/с, $J_{gas} = 24.3$ м/с. Красной линией показано пороговое значение пикселей.

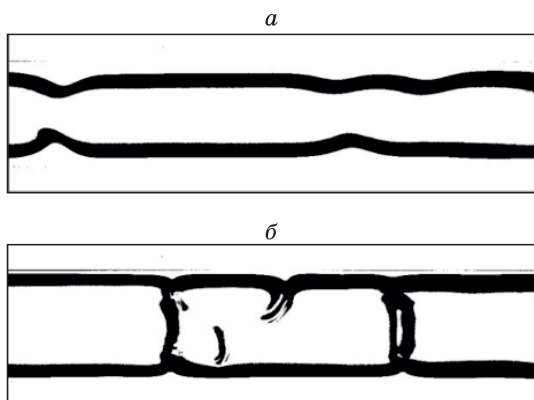


Рис. 4. Бинаризованные изображения для кольцевого режима течения при $J_{liq} = 0.01$ м/с $J_{gas} = 24.3$ м/с (а) и $J_{liq} = 0.01$ м/с, $J_{gas} = 76.4$ м/с (б).

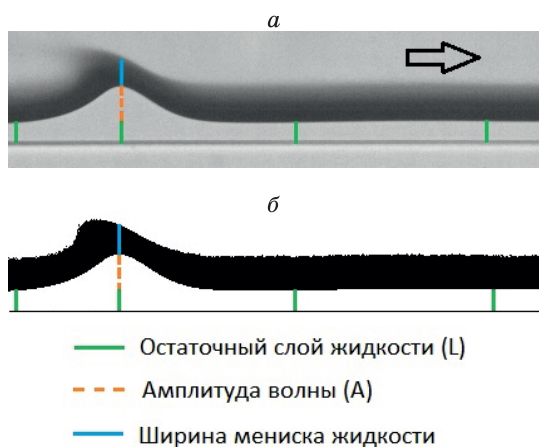


Рис. 5. Обозначение измеряемых величин: остаточный слой жидкости (L), амплитуда волны (A), ширина мениска жидкости – на оригинальном (а) и бинаризованном (б) изображениях элемента кольцевого режима течения для $J_{liq} = 0.01$ м/с, $J_{gas} = 24.3$ м/с.

ходные изображение на рис. 2 были преобразованы в бинарную форму и представлены на рис. 4. Бинаризация изображения упрощает процесс измерения остаточного слоя жидкости L и амплитуды волны A.

На рис. 5 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 канала до границы мениска жидкости; амплитуда волны (A), отмеченная прерывистой оранжевой линией, определялась для волны на короткой стороне микроканала как расстояние от остаточного слоя жидкости до мениска. В дальнейшем использовались средние безразмерные величины L и A ($\langle L \rangle / W$ и $\langle A \rangle / W$, где W-ширина микроканала равная 390 мкм).

На рис. 6 представлены зависимости безразмерных величин остаточного слоя жидкости $\langle L \rangle / W$ (рис. 6 (а)) и средней амплитуды волн $\langle A \rangle / W$ (рис. 6 (б)), от числа Рейнольдса по газу Re_{gas} . Как видно, увеличение числа Re_{gas} приводит к уменьшению безразмерных средних толщин слоя жидкости и амплитуды волн, что связано с увеличением межфазного трения. Аналогичная динамика для $\langle L \rangle / W$ и $\langle A \rangle / W$ наблюдалась

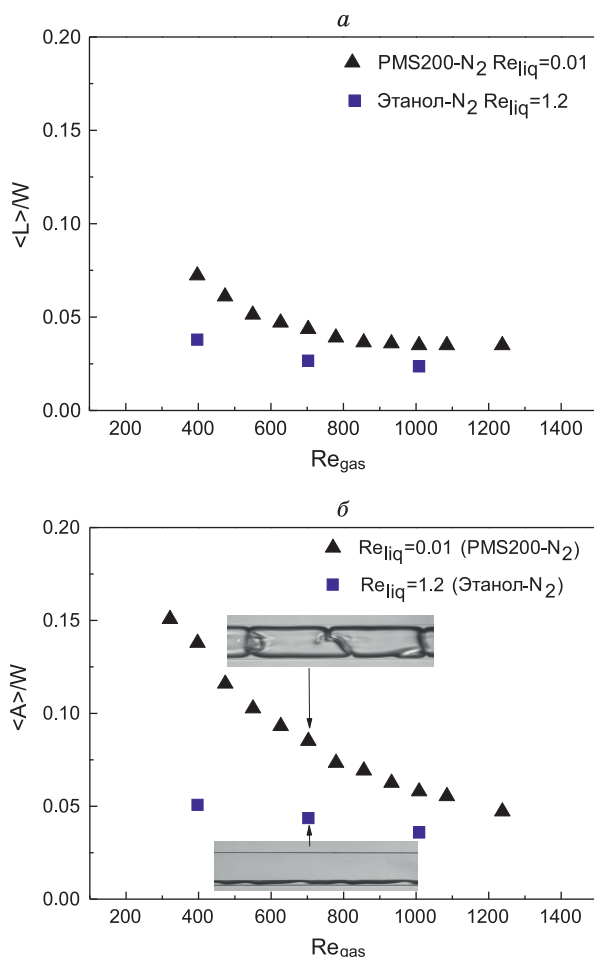


Рис. 6. Зависимость безразмерных средних остаточной толщины жидкости $\langle L \rangle / W$ (а) и амплитуды волн $\langle A \rangle / W$ от Re_{gas} .

и в работе [10] для течения этанол-азот. Значение безразмерной средней амплитуды волн $\langle A \rangle / W$ изменялось в диапазоне 0.05-0.15 (рис. 6(б)) для смеси PMS200-азот. При достижении $Re_{gas} > 800$ безразмерная толщина остаточного слоя перестает уменьшаться и достигает минимального значения $\langle L \rangle / W = 0.035$ (рис. 6(а)). При этом амплитуда волн на межфазной поверхности могла превышать в 2 раза остаточный слой жидкости для смеси PMS200-азот.

Дополнительно были проведены эксперименты для течения 90% водный раствор этанола-азот с целью сравнения влияния вязкости на волновые характеристики течения. При течении смеси PMS200-азот с использованием Т-образного смесителя бокового типа не происходило формирование расслоенного режима течения, что наблюдалось для течения этанол-азот при близких приведенных скоростях по газу. Обе жидкости хорошо смачивали поверхность PDMS, имели близкие коэффициенты поверхностного натяжения ($\sigma_{PMS200} / \sigma_{этанол} = 0.9$) и разные коэффициенты динамической вязкости ($\eta_{PMS200} / \eta_{этанол} = 111$). Эксперименты для смеси этанол-азот выполнены для близких приведенных скоростей ($J_{liq} = 0.013$ м/с, $J_{gas} = 24.3 - 76.4$ м/с), что использовались при течении PMS200. Для течения смеси этанол-азот наблюдалось расслоенное течение в указанном диапазоне скоростей и показано сравнение волновых характеристик на рис. 6 (а–б). Видно, что при увеличении вязкости более чем на два порядка кольцевое течение наблюдается при тех же приведенных скоростях, где для менее вязкой жидкости наблюдается расслоенное течение и течение определялось геометрией смесителя с боковым Т-образным входом. Увеличение вязкости привело к увеличению амплитуды волн и толщины остаточного слоя более чем в 1.5 раза.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе исследованы волновые характеристики газожидкостного течения в прямоугольном микроканале с сечением 143×390 мкм для кольцевого течения смеси вязкой жидкости PMS200 и азота. В качестве формирователя течения использовался боковой Т-образный смеситель.

Для кольцевого режима течения получена высокоскоростная визуализация течения и построены гистограммы градации серого пикселей для изображений. На основе гистограмм выполнена бинаризация изображений с целью определения границ существования остаточного слоя жидкости $\langle L \rangle / W$ и амплитуды волн $\langle A \rangle / W$ для различных расходов газа. Выполнено сравнение с волновыми характеристиками для течения менее вязкой жидкости – этанола для близких приведенных скоростей по газу и жидкости.

Получены зависимости безразмерных средних остаточного слоя жидкости $\langle L \rangle / W$ и амплитуды волн $\langle A \rangle / W$ от числа Re_{gas} . Увеличение числа Re_{gas} газа вызывало уменьшение остаточного слоя жидкости и амплитуды волн для обеих смесей. Значение безразмерной средней амплитуды волн $\langle A \rangle / W$ изменялось в диапазоне 0.05-0.15 для смеси PMS200-азот, а при

достижении $Re_{gas} > 800$ безразмерная толщина остаточного слоя переставала уменьшаться и достигала минимального значения $\langle L \rangle / W = 0.035$. Средняя амплитуда волн могла превышать в 2 раза значение среднего остаточного слоя для представленных расходов жидкости и газа для течения PMS200-азот. С увеличением приведенной скорости газа больше жидкости вытеснялось из области мениска в пленку жидкости на широкой стороне микроканала (390 мкм).

Увеличение вязкости более чем на два порядка (PMS200-азот) привело к увеличению амплитуды волн и толщины остаточного слоя более чем в 1.5 раза. При одинаковых приведенных скоростях для менее вязкой жидкости наблюдалось расслоенное течение (этанол-азот) и течение определялось геометрией смесителя.

Полученные данные будут полезны для проектирования и оптимизации тепломассообменных устройств.

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

Список литературы:

- 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.
- 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.
- 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.
- 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.
- Ronshin F. V., Demytyev 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.
- 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.
- 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.
- Alekseenko S. V., Cherdantsev A. V., Heinz O. M., Kharlamov S. M., Markovich D. M. Analysis of spatial and temporal evolution of disturbance waves and ripples in annular gas-liquid flow // International Journal of Multiphase Flow. 2014. Т. 67. С. 122-134.
- Glasbey C. A. An analysis of histogram-based thresholding algorithms // CVGIP: Graphical models and image processing. 1993. Т. 55. №. 6. С. 532-537.
- Барткус Г. В., Кузнецов В. В. Исследование волновых характеристик кольцевого газожидкостного течения в прямоугольном микроканале // Статья в сборнике трудов конференции СТС-39. 2022. С. 14-17.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ГИДРОДИНАМИЧЕСКИХ АСПЕКТОВ ЛАЗЕРНОГО ПЛАВЛЕНИЯ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ ПОРОШКОВ

Борейшо А.С., Джгамадзе Г.Т., Моисеев А.А., Савин А.В., Смирнов П.Г.

Акционерное общество «Лазерные системы»,
198515, Россия, Санкт-Петербург, пос. Стрельна, ул. Связи, 28, корп. 2, стр. 1

Аннотация. В статье рассматривается микроуровневая модель процесса селективного лазерного сплавления, описывающая гидродинамику и теплофизику в ванне плавления. Показаны результаты моделирования сравнительного анализа факторов, определяющих механику движения среды. В процессе взаимодействия лазерного излучения с металлическим порошком происходит вылет частиц из зоны плавления. На основе данных по вылету частиц проводится валидация численной модели. Такой подход является косвенным, поскольку очень сложно непосредственно наблюдать и регистрировать физические явления сверхбыстрого плавления и затвердевания при ярком излучении. Подтверждена применимость косвенного критерия валидации с указанием дополнительных корректировок при постановке эксперимента.

Ключевые слова: микроуровневая модель, селективное лазерное сплавления, явление разбрызгивания, ванна плавления, валидация

MODELING THE HYDRODYNAMIC ASPECTS OF LASER MELTING OF METAL POWDERS

Boreysho A.S., Dzhgamadze G.T., Moiseev A.A., Savin A.V., Smirnov P.G.

Joint Stock Company "Laser Systems",
198515, Russia, St. Petersburg, pos. Strelna, st. Svyazi, 28/2, bldg. 1

Annotation. The article discusses a microlevel model of the selective laser melting process, which describes the hydrodynamics and thermophysics in the molten pool. The results of modeling a comparative analysis of the factors determining the mechanics of the motion of the medium are shown. During the interaction of laser radiation with metal powder, particles escape from the melting zone. Based on particle emission data, the numerical model is validated. This approach is indirect because it is very difficult to directly observe and record the physical phenomena of ultra-fast melting and solidification under bright radiation. The applicability of the indirect validation criterion was confirmed, indicating additional adjustments when setting up the experiment.

Keywords: microlevel model, selective laser melting, spattering phenomenon, molten pool, validation

Селективное лазерное сплавление (СЛС) представляет собой передовую технологию по производству металлических изделий сложной геометрической формы. С помощью СЛС открываются возможности по созданию метаматериалов с произвольной геометрией [1]. Однако широкое внедрение СЛС ограничено внутренними дефектами, возникающими

во время плавления и вызванные различными явлениями [2] (рис. 1).

Для решения проблем, возникающих в процессе выращивания, необходимо изучить влияние параметров процесса на физическую картину процесса взаимодействия лазерного излучения с металлическим порошком [3]. Параметры процесса обычно делят на три группы [4]: (1) зависящие от характеристик порошка – это материал, распределение по размерам, пространственное распределение, коэффициент поглощения, (2) зависящие от характеристик лазерного излучения – мощность, диаметр и форма пятна, длина волны; (3) зависящие от стратегии сканирования – скорость и интервал сканирования, вид стратегии. Поэтому для варьирования этих параметров в широких пределах, а также минимизации трудоёмкости экспериментальных исследований, применяется численное моделирование.

Поскольку физические процессы, возникающие при плавлении порошка, охватывают широкие временные (от миллисекунд до часов) и пространственные (от нм до долей м) масштабы, принято СЛС процессы моделировать на различных уровнях. В литературе нет общепринятого подхода по структуре

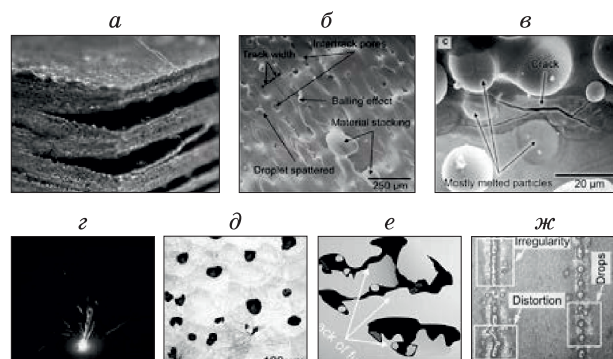


Рис. 1. Дефекты: а) изгиб, б) межслойная пористость, в) микротрещины, поры и шероховатость. Нежелательные явления: з) разбрызгивание материала, д) образование пустот, е) недоплав, ж) комкование

многоуровневого моделирования СЛС процессов, взаимодействию между уровнями и выполняемыми задачами [5, 6]. Можно выделить три уровня – макромасштабный (описывает тепловое и напряженно-деформируемое состояние в масштабе выращиваемого изделия), мезомасштабный (обобщенно описывает СЛС-процессы в масштабе размера характерного элемента выращиваемого изделия) и микромасштабный (детально описывает гидродинамические и теплофизические процессы в масштабе ванны плавления). Подробное описание предлагаемой структуры приведено в работе [7]. Любая численная модель требует подтверждение достоверности, основываясь на прямых или косвенных методах. Целью представленной работы является исследование возможности применения косвенных критериев в качестве инструмента валидации численной микроуровневой модели процесса СЛС с целью минимизации технических (время, сложность) и экономических факторов эксперимента. Новизна работы заключается в применении косвенного критерия (анализа изображений частиц порошка, попавших в фильтр установки) для оценки достоверности численной модели.

Рассмотрим микроуровневую модель. Масштаб моделирования на микроуровне соответствует масштабу ванны плавления (melt pool) – область, образуемая расплавленным под воздействием лазерного излучения порошком (рис. 2). В ванне плавления возникают такие процессы, как:

- теплопередача (кондуктивная, конвективная, лучистый теплообмен),
- фазовые переходы (твердое тело-жидкость, жидкость-газ),
- конвекция жидкого расплава, управляемая различными силами (тяжести, плавучести, поверхностного натяжения, Марангони, давление отдачи),
- разбрызгивание частиц.

В основе математической модели микроуровня лежит система уравнений гидродинамики сплошной среды с переменными свойствами, для описания которой общепринято использовать подход VOF (Volume-of-Fluid) [9]. Порошок задается как жид-

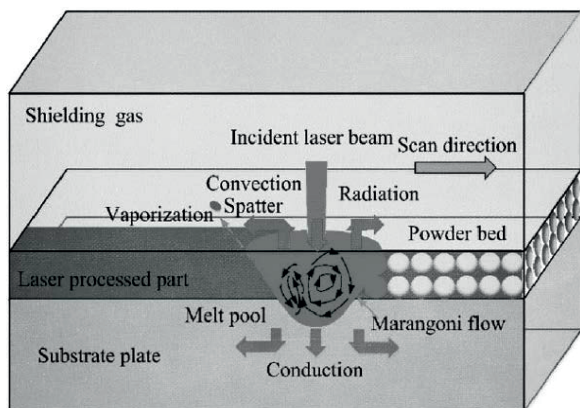


Рис. 2. Схематическое изображение процесса плавления порошка [8]

кость с нулевой скоростью движения и со свойствами металла в твердом состоянии. Это позволяет использовать единую систему уравнений для всех фаз. Поскольку при фазовом переходе происходит скачкообразное изменение энергии, а дифференциальные уравнения оперируют непрерывными функциями, необходимо перейти от сил, сосредоточенных на поверхности, к силам, распределенным по объему. Для этого вводится конечная толщина границы раздела фаз. Подробное описание модели микроуровня приведено в работе [10]. Принятые допущения:

- течение металлического расплава ламинарное;
- теплофизические свойства зависят только от температуры;
- не учитывается образование плазмы;
- не учитывается потеря массы за счет испарения;
- не учитывается разница между температурами солидуса и ликвидуса.

– в качестве модели защитной среды используется модель идеального газа с постоянной теплоемкостью;

– в качестве модели лазерного излучения используется модель без трассировки лучей. Источник тепла задан по верхней поверхности частицы.

Проведено моделирование прохода лазерного излучения, на основе которого изучено влияние сил на динамику ванны расплава (рис. 3). В центре лазерного пятна в виду высокой плотности энергии может происходить испарение материала, которое способствует возникновению давления отдачи, приводящее к углублению ванны плавления. Здесь (случай 6) наибольшее влияние оказывает именно давление отдачи. Также в результате испарения происходит быстрое охлаждение поверхности, возникающий температурный градиент способствует развитию эффекта Марангони. Данный эффект приводит как к углублению ванны плавления, так и выплескиванию из неё металлического расплава вперед и назад относительно центра пятна. По мере удаления от центра в сторону противоположную движению лазерного пятна происходит выравнивание между силой Марангони и давлением отдачи (случай 5). Поскольку температура ванны опускается ниже температуры кипения, то влияние давления отдачи прекращается и основной вклад вносит сила Марангони (случай 4). По мере движения к началу прохода начинают влиять

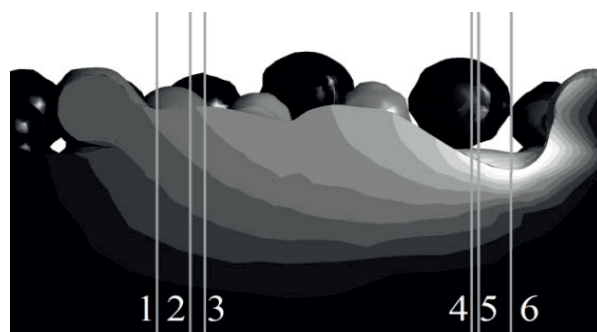


Рис. 3. Поле температуры вблизи ванны плавления

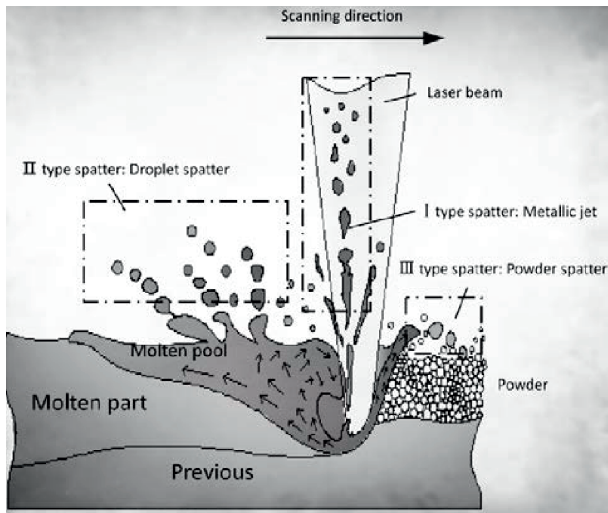


Рис. 4. Типы брызг: I тип – металлические струи, II тип – брызги капель, III тип – частицы порошка

другие силы, такие как поверхностное натяжение (случай 3), тяжести (случай 2), плавучести (случай 1). Установлено, что силой плавучести можно пренебречь. Более подробно о параметрах моделирования и его результатах изложено в работе [10].

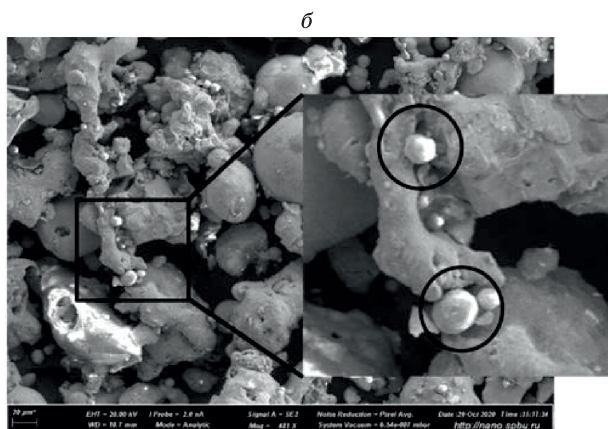
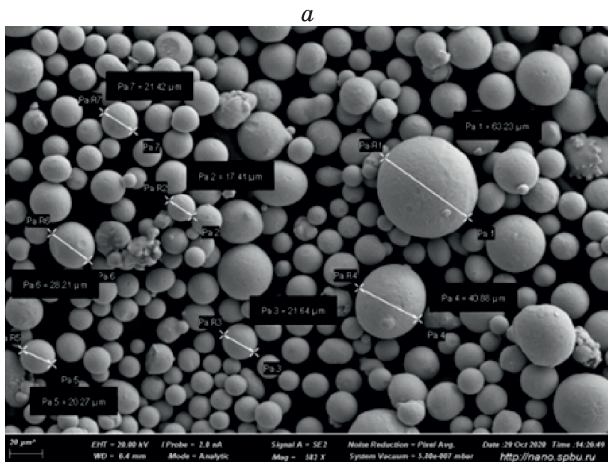


Рис. 5. Изображения с электронного микроскопа: а) исходный порошок, здесь сталь 18X12Н10Т, б) частицы, попавшие в фильтр установки

В области воздействия лазерного излучения на металлический порошок происходит активное движение с выбросом частиц, что отрицательно сказывается на качестве выращиваемого изделия, исходного порошка при повторном использовании, а также может привести к остановке работы установки. В литературе распространена следующая классификация вылетевших частиц (рис. 4) [11]:

- metallic jet / металлические струи – вызваны давлением отдачи;
- droplet spatter / брызги капель – вызваны неустойчивостью поверхности ванны расплава;
- powder spatter / частицы порошка – вызваны тепловым воздействием со стороны ванны на границе ванны и порошка.

Вылет частиц может оказывать значительное влияние и на баланс вещества и энергии в ванне плавления, следовательно, изучение этого нежелательного явления в рамках микроуровневой модели СЛС процессов является целесообразным. Однако подход VOF не позволяет описывать движение затвердевших частиц, вылетевших из ванны плавления, поскольку в уравнении движения сплошной среды задана сдерживающая сила, описывающая подвижность жидкой фазы и неподвижность твердой фазы. В связи с этим для описания траектории движения вылетевших частиц используется подход DPM (Discrete-phase-model), что в свою очередь позволяет уменьшить вычислительные затраты и требования к сетке. Переход от VOF к DPM осуществляется соответствующим преобразованием, где капля заменяется частицей эквивалентной массы, сохраняя скорость, направление движения, температуру и др. параметры.

Проведено моделирование вылета частиц, описание и анализ полученных результатов представлены в работе [7]. Для оценки их достоверности (имеется в виду в части явления разбрызгивания) предложено впервые использовать косвенный критерий, основанный на анализе изображений частиц порошка, полученных на электронном микроскопе, попавших в фильтр установки, поскольку вылетевшие частицы уносятся потоком инертного газа из зоны плавления (рис. 5б). Образцы взяты из отечественной установки

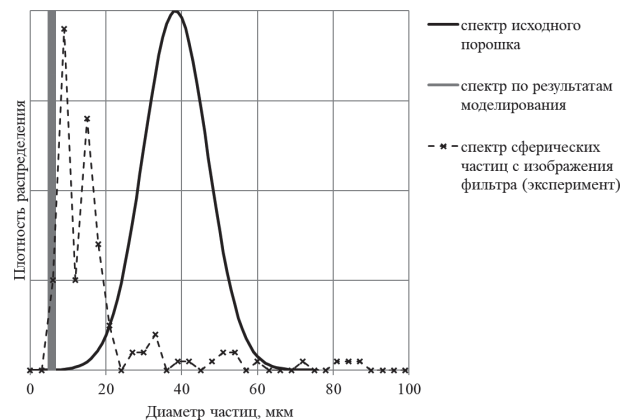


Рис. 6. Плотность распределения частиц по размерам

M250 компании АО «Лазерные системы». Из рис. 5б видно, что в фильтре присутствуют как частицы, форма которых близка к сферической, так и слипшиеся частицы. Для оценки анализировались только сферические частицы, т.е. первые два типа согласно классификации (рис. 4), поскольку численная модель не описывает движение исходного порошка, т.е. 3-го типа. Следует отметить одно замечание: анализируемые изображения (рис. 5б) получены при работе установки с различными материалами порошка, у которых распределение частиц по размерам лежит в интервале от 10 до 63 мкм, кроме алюминиевых сплавов, имеющих распределение от 10 до 45 мкм. Однако все исходные порошки имеют сферическую форму, что было подтверждено при рассмотрении с помощью электронного микроскопа (рис. 5а).

Построены спектры распределения частиц по размерам для исходного порошка, частиц, полученных методом моделирования, и частиц, полученных при анализе экспериментальных данных (рис. 6). Видно, что спектр последних шире спектра исходного порошка, и пик расположен левее, т.е. размеры, образовавшихся частиц, меньше, чем размеры исходного порошка. Среднее арифметическое значение частиц, полученных из экспериментальных данных, равно 16.45 мкм. При численном моделировании явления разбрызгивания размер частиц варьировался от 5 до 8 мкм, в среднем 6.5 мкм. Различие может быть объяснено, например, наличием различных материалов исходного порошка, попавшего в фильтр установки. Также нет критериев, по которым можно отличить частицы экспериментальных данных от частиц исходного порошка, имеющих аналогичный размер. Необходимо отметить, что количество экспериментальных и численных данных невелико, поэтому прямое сопоставление носит условный характер. Предложенный критерий оценивания может быть использован для проведения валидации численной микроуровневой модели процессов СЛС при уточнении постановки экспериментов.

Таким образом, физическая картина процесса взаимодействия лазерного излучения с металлическим порошком может быть изучена на основе изложенной в данной статье численной модели. В основе этой модели лежит подход VOF, описывающий движение среды, индуцированное лазерным излучением, и подход DPM, описывающий движение вылетевших из области плавления частиц. Имеющиеся различия между результатами численного моделирования и экспериментальными данными свидетельствуют о необходимости дальнейшего совершенствования модели или уточнении постановки экспериментов. Данная модель позволяет детально

описывать процесс лазерного плавления металла в масштабе ванны плавления, а также может быть использована для калибровки обобщенных моделей.

Список литературы

1. Борейшо А.С., Джгамадзе Г.Т., Моисеев А.А., Савин А.В., Смирнов П.Г., Смоленцев С.С., Филатов А.А. Управление конвективным и лучистым теплообменом в пористых метаматериалах и на метаповерхностях, полученных методом селективного лазерного сплавления // ИФЖ. 2021. Т. 94, №6. С. 1545. 55.
2. Guang Yang, Yilian Xie, Shuo Zhao, Lanyun Qin, Xiangming Wang, Bin Wu. Quality Control: Internal Defects Formation Mechanism of Selective Laser Melting Based on Laser-powder-melt Pool Interaction: A Review. // Chinese journal of mechanical engineering: additive manufacturing frontiers. 2022. Vol. 1.
3. Cola M., Betts S. In Situ Process Mapping using Thermal Quality Signatures™ during Additive Manufacturing with Titanium Alloy Ti-6Al-4V // Sigma Labs, Santa Fe, NM. 2018.
4. Мельникова М.А., Колчанов Д.С., Мельников Д.М. Селективное лазерное плавление: применение и особенности формирования трехмерных конструктивных технологических элементов // Фотоника №2. 62. 2017.
5. Li C., Fu C. H., Guo Y. B., Fang F. Z. A multiscale modeling approach for fast prediction of part distortion in selective laser melting // J. Mater. Process. Technol. 229703-712. 2016.
6. Кривилев М.Д. Двухуровневое моделирование селективного лазерного плавления импульсным лазером/ М.Д. Кривилев, Г.А. Гордеев, В.Е. Анкудинов, Е.В. Харанжевский // Аддитивные технологии. 2020. № 2.
7. Борейшо А.С., Джгамадзе Г.Т., Моисеев А.А., Савин А.В., Смирнов П.Г. Многоуровневое моделирование рабочих процессов селективного лазерного сплавления // Фотоника. 2022. Т. 16. №3
8. Pingmei Tang, Haiqiong Xie, Sen Wang, Xueping Ding, Qi Zhang, Honglin Ma, Jie Yang, Shuqian Fan, Mujun Long, Dengfu Chen, Xuanming Duan. Numerical Analysis of Molten Pool Behavior and Spatter Formation with Evaporation During Selective Laser Melting of 316L Stainless Steel // Metallurgical and Materials Transactions B. 2019. Vol. 50. P. 2273-2283.
9. Zhihao Ren, David Z. Zhang, Guang Fu, Junjie Jiang, Miao Zhao. High-fidelity modelling of selective laser melting copper alloy: Laser reflection behavior and thermal-fluid dynamics // Materials & Design. 2021. Vol. 207, no. 4.
10. Борейшо А.С., Джгамадзе Г.Т., Зыбина В.В., Моисеев А.А., Савин А.В., Смирнов П.Г., Смоленцев С.С., Третьяк П.Г. Микроуровневое моделирование теплофизических и гидродинамических процессов селективного лазерного сплавления. ТВТ. 2022. Т. 60. № 1. С. 108-114.
11. Di Wang, Shibiao Wu, Fan Fu, Shuzhen Mai, Yongqiang Yang, Yang Liu, Changhui Song. Mechanisms and characteristics of spatter generation in SLM processing and its effect on the properties // Materials & Design. 2016.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЭФФЕКТИВНОГО КОЭФФИЦИЕНТА ТЕПЛОТДАЧИ В ИСПАРИТЕЛЬНО-КОНДЕНСАЦИОННЫХ ТЕПЛООБМЕННИКАХ

Борщев Н.О.

*Объединенный институт высоких температур (РАН),
125412, Москва, улица Ижорская, дом 13, строение 2, e-mail: moriarty93@mail.ru*

Аннотация. В данной работе представлен алгоритм параметрического определения коэффициента теплоотдачи от теплоносителя к стенке теплообменника. Данная задача решается как задача поиска глобального минимума при минимизации среднеквадратичной ошибки между теоретическим и экспериментальным полем температур в местах установки датчиков температур. Для этого сперва решается «прямая» задача теплообмена в выбранной постановке при заданном начальном приближении коэффициента теплоотдачи. Вторым шагом является поиск компонент градиента данного функционала невязки. Третьим шагом при предварительном расчете шага спуска, исходя из метода итерационной регуляризации, является минимизация функционала невязки методом сопряженных направлений. Если разность на двух соседних итерациях параметризованного коэффициента теплоотдачи меньше чем критерий останова итерационного процесса, то результат считается истинным, иначе описанную последовательность действий необходимо повторить до выполнения этого критерия.

Ключевые слова: система обеспечения теплового режима, метод итерационной регуляризации, испарительно-конденсационный теплообменник

DETERMINATION OF THE EFFECTIVE HEAT TRANSFER COEFFICIENT IN EVAPORATIVE-CONDENSING HEAT EXCHANGERS

Borshchev N.O.

*Joint Institute of High Temperatures
125412, Russia, Moscow, Izhorskaya 13/2*

Annotation. This paper presents a method for identifying the heat transfer coefficient for evaporative heat exchangers operating in the orbital flight section. This method consists in determining the parametrized value of this coefficient from minimizing the root-mean-square functional of the discrepancy between the theoretical and the caspermental temperature field at the locations of the temperature sensors. Since this task is incorrect, it is necessary to apply regularization. For this purpose, the iterative regularization method was chosen, where the regularizing parameter is the number of the next iterated approximation of the heat transfer coefficient.

Keywords: inverse heat conduction problem, iterative regularization method, root-mean-square error, temperature field, spacecraft

ВВЕДЕНИЕ

При проектировании теплового режима космических аппаратов (КА) используются зачастую такие элементы как испарительно-конденсационные теплообменные аппараты. Цель их заключается в отводе тепловой энергии от приборно-агрегатного оборудования (ПАО) и утилизация его в космическое пространство. Огромный вклад в развитие теории теплового проектирования КА внесли такие известные ученые как Алифанов О.М., Ненарокомов А.В., Кудрявцева Н.С., Копяткевич Р.М., Алексеев В.А. и др. [1–7]. Построение адекватных тепловых физико-математических тепловых моделей данных устройств является актуальной перспективной задачей. В обеспечении выполнения данного требования встает вопрос об адекватном определении коэффициента теплоотдачи в данных устройствах от металлического каркаса к теплоносителю и наоборот. Новизна данной работы определяется впервые примененным методом параметрической идентификации коэффициента теплоотдачи как функции от температуры на основе экспериментальных данных применительно к

испарительно -конденсационным теплообменникам и позволит актуализировать проектирование систем теплового режима, работающих на двухфазных теплоносителях. Данная задача решается на основе минимизации среднеквадратичного отклонения между теоретическим и экспериментальным полем температур в местах установки датчиков температур. Но сперва для этого необходимо задаться тепловой физико математической моделью теплообменника и определить граничные условия, характерные для орбитального участка полета, а также базисной функцией, учитывающей зависимость исследуемого параметра от температуры.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПАДАЮЩЕГО УДЕЛЬНОГО ИНТЕГРАЛЬНОГО ТЕПЛООВОГО ПОТОКА

Для построения физико -математической тепловой модели необходимо сначала сформировать начально – граничные условия расчета в виде падающего теплового внешнего потока, характерного для орбитального участка полета и температуры в начальный момент времени.

Плотности падающих тепловых потоков определяются по следующим формулам [8]:

Прямой солнечный поток:

$$q_c = \mu_s S_0;$$

Отраженный от планеты солнечный поток

$$q_{\text{солн}}^{\text{отр}} = \alpha S_0 \Phi_2;$$

Собственное излучение планеты:

$$q_{\text{соб}} = C_1 \Phi_1 + C_2 \Phi_2;$$

где μ – относительный мидель поверхности, на которую падает солнечный поток, по направлению на Солнце; α – среднее альbedo планеты; S_0 – солнечная постоянная в окрестности планеты; C_1, C_2 – константы, определяющие собственное излучение планеты, при этом для планет с плотной атмосферой (в частности для Земли).

$$C_1 = \frac{(1-a)S_0}{4}; C_2 = 0;$$

Φ_1 – угловой коэффициент между поверхностью и планетой, определяющий долю собственного излучения планеты, попадающую на поверхность, Φ_2 – комбинированный угловой коэффициент, зависящий от взаимного положения поверхности, Солнца и планеты, определяет долю отражённой от планеты солнечной энергии, попадающую на рассматриваемую поверхность.

Относительный мидель поверхности определяется следующим выражением [7]:

$$\mu_s = \frac{(n, S) + |(n, S)|}{2},$$

где \bar{n} – единичный вектор нормали к поверхности; \bar{S} – единичный вектор, направленный на Солнце.

Направляющие косинусы векторов \bar{n} и \bar{S} определяются в связанной с аппаратом правой системе координат.

После тригонометрических преобразований для γ_s получаем следующее выражение:

$$\sin \gamma_s = \cos(i) \sin(\delta) - \sin(i) \sin(\gamma) \cos(\delta);$$

где $\gamma = v - \Omega$.

i – наклонение орбиты (угол между плоскостью небесного экватора и плоскостью орбиты);

Ω – долгота восходящего узла, отсчитываемая от точки весеннего равноденствия;

v – прямое восхождение Солнца (угловое расстояние по небесному экватору от точки весеннего равноденствия до меридиана Солнца);

Величина δ определяется из соотношения:

$$\delta = \arcsin[\sin(235) \sin v_1];$$

v_1 – угловое расстояние Солнца в плоскости эклиптики от точки весеннего равноденствия.

Формула для определения углового имеет вид:

$$\Phi_1 = \begin{cases} \cos \psi \sin^2 \theta_0; 0 \leq \psi \leq \frac{\pi}{2} - \theta_0; \\ \frac{\cos \psi \sin^2 \theta_0}{\pi} \left[\frac{\pi}{2} + \arcsin(\text{ctg} \psi \text{ctg} \theta_0) \right] + \frac{1}{\pi} \left[\frac{\sqrt{\sin^2 \theta_0 - \cos^2 \psi}}{\sin \psi} \right]; \\ -\frac{1}{\pi} \sqrt{\sin^2 \theta_0 - \cos^2 \psi}; \frac{\pi}{2} - \theta_0 \leq \psi \leq \frac{\pi}{2} + \theta_0; \end{cases}$$

Угловой коэффициент Φ_2 вычисляется следующим образом:

$$\Phi_2 = f_2^*(\theta_0, \psi) \cos(\gamma_s) + f_3^* \sin \psi \sin(\gamma_s) \cos \delta_s;$$

где функции $f_2^*(\theta_0, \psi)$ и $f_3^*(\theta_0, \psi)$ определяют точное решение в интервале $0 \leq \psi \leq \pi/2 - \theta_0$ (поверхность F в этом случае не пересекает планету) и аппроксимируют точное решение с погрешностью менее 1% при $\pi/2 - \theta_0 \leq \psi \leq \pi/2 + \theta_0$, при этом функции выражаются следующим образом [7]:

$$f_2^*(\theta_0, \psi) = \frac{f_2(\theta_0)}{\sin^2(\theta_0)} \Phi_1(\theta_0, \psi) = k(\theta_0) \Phi_1(\theta_0, \psi);$$

$$f_2(\theta_0) = \frac{1}{4} (1 + \sin^2 \theta_0 + 2 \sin^3 \theta_0 + \frac{\cos^4 \theta_0}{2 \sin \theta_0} \ln \frac{1 - \sin \theta_0}{1 + \sin \theta_0});$$

$$f_3^*(\theta_0, \psi) = \begin{cases} f_3(\theta_0) & \text{при } 0 \leq \psi \leq \pi/2 - \theta_0 \\ f_3(\theta_0) \frac{\theta_0 + \frac{\pi}{2} - \psi}{2\theta_0} & \text{при } \pi/2 - \theta_0 \leq \psi \leq \pi/2 + \theta_0 \end{cases}$$

$$f_3(\theta_0) = \frac{\cos^2 \theta_0 (3 + \sin^2 \theta_0)}{16 \sin \theta_0} \ln \frac{1 - \sin \theta_0}{1 + \sin \theta_0} - \frac{(1 - \sin \theta_0)(3 - \sin \theta_0 + 2 \sin^2 \theta_0)}{8};$$

Векторы и углы, фигурирующие в формулах, приведены на рисунке 1. Величина θ_0 (угол полуобзора планеты) определяется следующим образом:

$$\theta_0 = \arcsin \left(\frac{R}{R + H} \right),$$

где H – высота полета.

Углы ψ, γ_s и δ_s представляют собой:

ψ – угол между нормалью к площадке, для которой рассчитываются падающие лучистые потоки, и направлением на центр планеты;

γ_s – угол между направлением на площадку из центра Земли и вектором S направления на Солнце;

δ_s – угол между вертикальной плоскостью, содержащей нормаль к поверхности, и вертикальной плоскостью, содержащей вектор направления на Солнце.

Расчёт названных углов проводится на основе траекторных параметров (перигентра, апоцентра орбиты, наклонения, аргумента перигентра, даты старта) и ориентации КА.

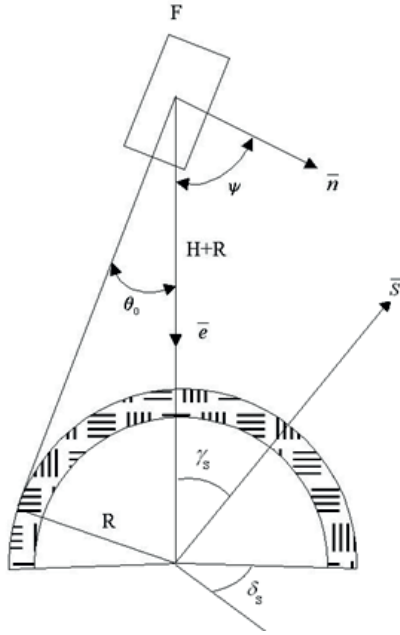


Рис. 1. К расчету угловых коэффициентов ϕ_1 и ϕ_2

Угол $\bar{\gamma}_s$ находится из скалярного произведения векторов \bar{S} и \bar{n}_0 :

$$\cos \gamma_s = S\bar{n};$$

\bar{n}_0 – единичный вектор нормали к плоскости орбиты КА, дополняет радиус-вектор КА и вектор скорости КА до правой системы координат.

Атмосферный удельный поток равен сумме теплового потока за счет рекомбинации атомов и молекулярного потока:

$$q_{\text{атм}} = q + q_{\text{мол}};$$

Удельный тепловой поток за счёт рекомбинации атомов вычисляется по формуле [1]:

$$q = \zeta E_1 N \nu \frac{F_N}{F},$$

где N – число атомов газа в единице объема; ζ – эффективность рекомбинации атомов газа ($z < 1$); E_1 – энергия рекомбинации на один атом газа; ν – скорость движения КА по орбите; F_n – площадь проекции поверхности F плоскость перпендикулярную направлению скорости.

Удельный молекулярный тепловой поток равен:

$$q_{\text{мол}} = \frac{1}{2} \alpha \rho(H) \nu^3 \frac{F}{F_N},$$

где $\alpha = 0.9 \div 1.0$ – коэффициент аккомодации; ρ – плотность атмосферы на данной высот $\frac{\text{кг}}{\text{м}^3}$;

Выражение для переизлученного теплового потока имеет вид:

$$q_{\text{переизл}} = q_{\text{пад}} (1 - \varepsilon_j) \phi_{ij},$$

где $q_{\text{пад}}$ падающий удельный тепловой поток $\frac{\text{Вт}}{\text{м}^2}$;

Угловой элементарный коэффициент излучения ϕ_{ij} может быть найден из выражения:

$$\phi_{ij} = \frac{\cos(\omega_i) \cos(\omega_j)}{\pi l_{ij}^2},$$

Индексы i, j – номера излучаемых поверхностей элементов;

l_{ij} – расстояние между центрами поверхностей, м;

ω_{ij} – углы между нормалью к излучаемой поверхности и направлением на излучаемую поверхность;

АЛГОРИТМ ИДЕНТИФИКАЦИИ КОЭФФИЦИЕНТА ТЕПЛОТДАЧИ

Представим теперь коэффициент теплоотдачи в параметризованном виде, умноженным на соответствующую базисную функцию, учитывающую зависимость от температуры:

$$\alpha_k(T) \approx \sum_{m=1}^M \alpha_p N_m(T),$$

где $N_m(T)$ – базисные функции, описывающие зависимость искомых теплофизических характеристик от температуры. В данной работе используются линейно-непрерывные базисные функции, имеющие следующий вид [2–4]:

$$N_m(T) = \begin{cases} 0, & T < T_{m-1} \\ \frac{T - T_{m-1}}{T_m - T_{m-1}}, & T_{m-1} \leq T \leq T_m \\ 0, & T > T_m, m = 1, M \end{cases}$$

Тепловая схема конденсационного теплообменника представлена на рисунке 2.

Жидкий теплоноситель с известным расходом и энтальпией поступает в участок нагрева, где подвергается тепловой объемной нагрузке, поступающей с приборного агрегатного оборудования. Во время этого процесса вдоль всего верхнего основания теплообменника воздействует суммарный тепловой поток от Солнца и Земли. Далее за счет перепада давления, паро-жидкостная смесь на линии насыщения постепенно транспортируется в участок перегрева жидкости, где доля паросодержания равна единице.

Ниже представлены уравнения тепловых балансов, полученные методом изотермических узлов, и описывающие тепловое состояние теплообменника.

Выражения для температур стенки для конденсаторного теплообменника, обращенной от приборно-агрегатного оборудования:

$$C_i(T_i) \rho_i \frac{\partial T_i(\tau)}{\partial \tau} V_i = A_s(T_n) q_s + \varepsilon_i(T_n) (q_3 + q_{\text{отр}} + q_{\text{атм}}) + \alpha_k(T_i(\tau)) (T_i(\tau) - T_n(\tau)) F_{\text{conv}} + \frac{2\lambda(T(\tau))}{d_2 - d_1} (T_i(\tau) - T_{i+1}(\tau)) F_{\text{cond}} - \varepsilon_i(T(\tau)) \sigma T(\tau)^4 F_{\text{rad}};$$

$C_i(T_i)$ – удельная теплоёмкость материала, Дж/(кгК); ρ – плотность материала, кг/м³;

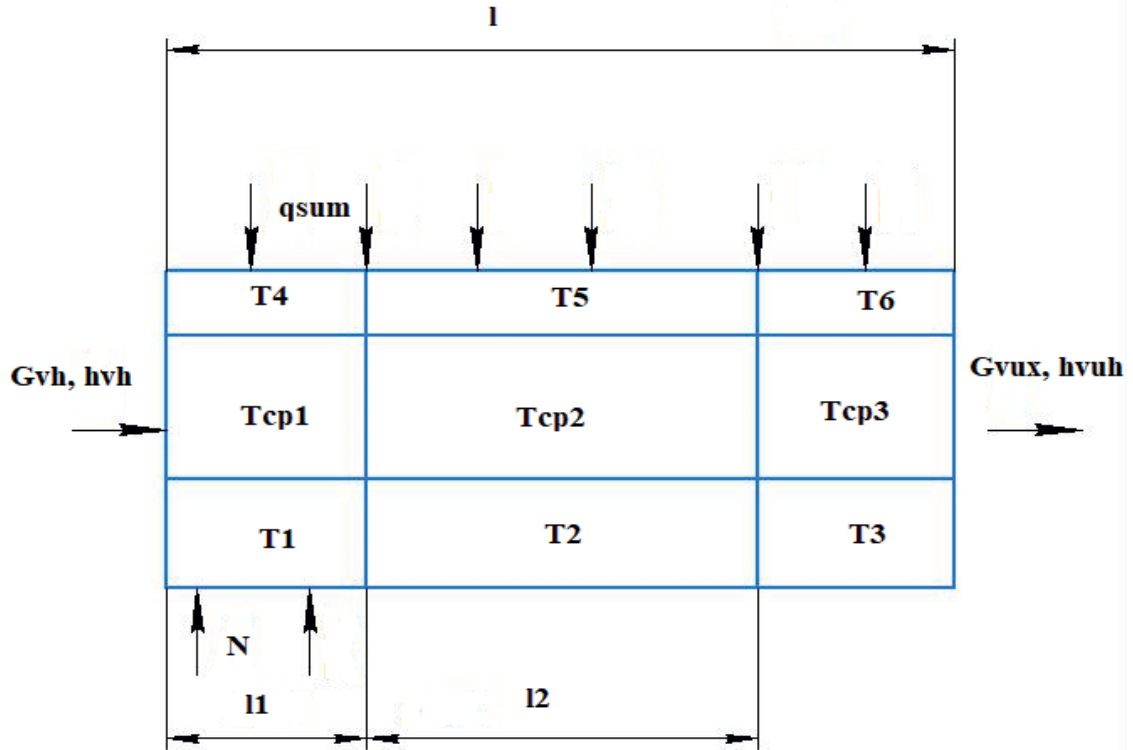


Рис. 2. Тепловая схема конденсаторного теплообменника

V_i – объем изотермического узла, м³;

$T_i(\tau)$ – температура, К;

$\varepsilon_i(T)$ – степень черноты материала;

$\alpha_k(T_i(\tau))$ – коэффициент теплоотдачи поверхности;

F_{conv} – площадь кондуктивного теплообмена, м²;

$\lambda(T(\tau))$ – коэффициент теплопроводности материала, Вт/(мК);

σ – постоянная Стефана-Больцмана, Вт/(м²К⁴);

F_{rad} – площадь радиационного теплообмена, м²;

Выражения для температур стенки, контактирующей с приборно-агрегатным оборудованием [8–14]:

$$C_i(T_i)\rho_i \frac{\partial T_i(\tau)}{\partial \tau} F_i = N(\tau) + \alpha_k(T_i(\tau))(T_i(\tau) - T_n(\tau)) \times \\ \times F_{conv} + \frac{2\lambda(T(\tau))}{d_2 - d_1} (T(\tau) - T_n(\tau)) F_{cond};$$

$N(\tau)$ – циклограмма объемных тепловыделений, Вт;
 d_1, d_2 – внутренний и внешний диаметры, м;

Выражение для температуры пара на экономайзере участка :

$$C_n(T_n)\rho_n \frac{\partial T_n(\tau)}{\partial \tau} F_n = \alpha_k(T_i(\tau))(T_i(\tau) - T_n(\tau)) F_{conv} + \\ + C_p(T_n(\tau)) G_{vh} (T_i(\tau) - T_n(\tau)) F_n; \\ \frac{d(m_{ж} + m_{г})}{d\tau} = G_{vh} - G_{vux};$$

$C_p(T_n(\tau))$ – теплоемкость пара, Дж/(кгК);

F_n – площадь сечения паровой фазы, м²;

$T_n(\tau)$ – температура пара, К;

Для вывода выражения для температуры теплоносителя на участке парожидкостной смеси, которая находится на линии насыщения, необходимо решить совместно уравнения сохранения массы и энергии. Запишем:

$$\frac{d(m_{ж} h_{ж} + m_{г} h_{г})}{d\tau} = G_{vh} h_{vh}(T_i) - G_{vux} h_{vuh}(T_i) + \\ + \alpha_k(T(\tau), T_i(\tau))(T(\tau) - T_i(\tau));$$

$m_{ж}, m_{г}$ – масса жидкости и пара, кг;

G_{vh}, G_{vux} – расходы на входе и выходе, кг/с;

$h_{ж}, h_{г}$ – энтальпия жидкостной и газовой фазы, Дж/кг;

$h_{vh}(T_i), h_{vuh}(T_i)$ – удельные энтальпии на входе и выходе из теплообменника, Дж/кг;

Запишем выражения для массы пара и жидкости, а также выражения для энтальпий:

$$m_{ж} = \rho_{ж}(T_i) F_{ж} l_{ж}(\tau); \quad m_{г} = \rho_{г}(T_i) F_{г} (l - l_{ж}(\tau));$$

$$h_{ж} = C_{ж}(T_i) T_i(\tau); \quad h_{г} = C_{г}(T_i) T_i(\tau);$$

Перепишем эти выражения с учетом . Получим:

$$(\rho_{ж} \frac{dl_{ж}(\tau)}{d\tau} - \rho_{г} \frac{dl_{ж}(\tau)}{d\tau} + \frac{\partial \rho_{г}}{\partial T} \frac{dT_i(\tau)}{d\tau}) F_{ж} = G_{vh} - G_{vux};$$

$$\begin{aligned}
& (\rho_{\text{ж}}(T) \frac{dl_{\text{ж}}(\tau)}{d\tau} h_{\text{ж}}(T_i) + \rho_{\text{ж}}(T_i) [C_{\text{ж}}(T_i) + \frac{dC_{\text{ж}}(T_i)}{dT}] \frac{dT_i(\tau)}{d\tau} + \\
& + \rho_n(C_n(T_i(\tau)) + \frac{dC_n(T_i)}{dT} \frac{dT_i(\tau)}{d\tau}) + \\
& + (\frac{d\rho_n(T_i(\tau))}{dT} \frac{dT_i(\tau)}{d\tau} l_{\text{ж}}(\tau) - \rho_n(T_i(\tau)) \frac{dl_{\text{ж}}(\tau)}{d\tau}) h_n T_i(\tau) F_{\text{ж}} = \\
& = G_{\text{vh}} h_{\text{vh}}(T_i) - G_{\text{vux}} h_{\text{vuh}}(T_i) + \alpha_{\text{к}}(T(\tau), T_i(\tau))(T(\tau) - T_i(\tau));
\end{aligned}$$

Выразим из уравнения выражение для изменения длины жидкой фазы. Получим:

$$\frac{dl_{\text{ж}}(\tau)}{d\tau} = \frac{(G_{\text{vh}} - G_{\text{vux}}) - \frac{\partial \rho_n}{\partial T} \frac{dT_i(\tau)}{d\tau} F_{\text{ж}}}{\rho_{\text{ж}}(T_i(\tau)) - \rho_n(T_i(\tau))};$$

Подставим его в выражение. Получим:

$$a_1 a_2 + a_2 \frac{dT_i(\tau)}{d\tau} = a_3;$$

$$a_1 = (\rho_{\text{ж}}(T) h_{\text{ж}}(T) - \rho_n(T) h_n(T)) F_{\text{ж}};$$

$$\begin{aligned}
a_3 & = G_{\text{vh}} h_{\text{vh}}(T_i) - G_{\text{vux}} h_{\text{vuh}}(T_i) + r_{\text{исп}}(T_i, p) m_{\text{ж}}(\tau) + \\
& + \alpha_{\text{к}}(T(\tau), T_i(\tau))(T(\tau) - T_i(\tau)) - \frac{G_{\text{vh}} - G_{\text{vuh}}}{\rho_{\text{ж}}(T_i) - \rho_n(T_i)};
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
a_2 & = \rho_{\text{ж}} [C_{\text{ж}}(T_i) + \frac{dC_{\text{ж}}(T_i)}{dT}] + \rho_n (C_n(T_i) + \frac{dC_n(T_i)}{dT}) + \\
& + (l_{\text{ж}}(\tau) - \frac{1}{\rho_{\text{ж}}(T_i) - \rho_n(T_i)}) \frac{d\rho_n(T_i)}{dT} F_{\text{ж}};
\end{aligned}$$

Производная от плотности пара по температуре с учетом уравнения состояния идеального газа и давления на линии насыщения примет вид:

$$\frac{\partial \rho}{\partial T} = \frac{1}{RT_{\text{нас}}} \frac{\partial p}{\partial T} - \frac{1}{RT_{\text{нас}}^2}$$

Таким образом решая это дифференциальное уравнение. Можно найти температуру парожидкостной смеси. Выражение для температуры теплоносителя в жидком состоянии на выходе из трубы:

$$\begin{aligned}
C_{\text{ж}}(T_{\text{ж}}) \rho_{\text{ж}} \frac{\partial T_{\text{ж}}(\tau)}{\partial \tau} F_{\text{ж}} & = \alpha_{\text{к}}(T_i(\tau))(T_i(\tau) - T_{\text{ж}}(\tau)) F_{\text{conv}} + \\
& + C_p G_{\text{vh}} (T_i(\tau) - T_{\text{ж}}(\tau)) F_{\text{ж}};
\end{aligned}$$

Для идентификации коэффициента теплоотдачи теплоносителя к стенке фитиля запишем среднеквадратичный функционал невязки между теоретическим и экспериментальным полем температур в зоне установки датчиков температур [1–4, 8, 10]:

$$S(\alpha_p) = \frac{1}{2} \int_0^{\tau_{\text{max}}} \sum_{i=1}^M (T(\alpha_p, \tau) - \tilde{T}(\tau))^2 d\tau;$$

Последовательный алгоритм метода сопряженных градиентов можно представить в следующем виде [12–17]:

$$\alpha_p^{n+1} = \alpha_p^n + \Delta \alpha_p^{n+1},$$

где

$$\Delta \alpha_p^{n+1} = -\beta_n \bar{p}^n;$$

Направление спуска определяется из:

$$\bar{p}^n = \text{grad}(\alpha^n) + \beta_n \bar{p}^{n-1};$$

$$\beta_0 = 0, p^{(0)} = \text{grad}S(\alpha^{(0)});$$

$$\beta_n = \frac{|\text{grad}S(\alpha^{(n)})|^2}{|\text{grad}S(\alpha^{(n-1)})|^2};$$

Градиент целевого функционала примет соответственно вид:

$$\text{grad}S(\alpha_p) = \int_0^{\tau_{\text{max}}} \sum_{i=1}^M (T(\alpha_p, \tau) - \tilde{T}(\tau)) \frac{\partial T(\alpha_p, \tau)}{\partial \alpha_p} d\tau;$$

ПОИСК КОМПОНЕНТ ГРАДИЕНТА ЦЕЛЕВОГО ФУНКЦИОНАЛА

Как видно, из градиентного алгоритма. Необходимо сперва найти градиент целевой среднеквадратичной ошибки между теоретическим и экспериментальным полем температур в зоне установки датчиков температур. Для этого продифференцируем искомую постановку «прямой» задачи теплообмена по параметризованному значению коэффициента теплоотдачи. Получим:

Выражения для производной от температуры стенки конденсаторного теплообменника от параметризованного коэффициента теплоотдачи, обращенной от приборно-агрегатного оборудования:

$$\begin{aligned}
& [\frac{\partial C_i(T_i)}{\partial \tau} \frac{\partial T_i(\tau)}{\partial \tau} + C_i(T_i) \frac{\partial f_i(\tau)}{\partial \tau}] \rho F_n = \\
& = \frac{\partial A_s(T_i)}{\partial \tau} \frac{\partial T_i(\tau)}{\partial \tau} q_s + \frac{\partial \varepsilon_i(T_i)}{\partial \tau} \frac{\partial T_i(\tau)}{\partial \tau} (q_s + q_{\text{отр}}(\tau) + q_{\text{атм}}) + \\
& + [\frac{\alpha_{\text{к}}(T_i(\tau))}{\partial T} (T_i(\tau) - T_n(\tau)) \frac{\partial T_i(\tau)}{\partial \tau} + \\
& + \alpha_{\text{к}}(T_i(\tau)) (\frac{\partial T_i(\tau)}{\partial \tau} - \frac{\partial T_n(\tau)}{\partial \tau}) F_{\text{conv}} + \\
& + \frac{2}{d_2 - d_1} \frac{\partial \lambda(T(\tau))}{\partial T} (T_i(\tau) - T_{i+1}(\tau)) \frac{\partial T(\tau)}{\partial \tau} F_{\text{cond}} + \\
& + \frac{2}{d_2 - d_1} \lambda(T(\tau)) (f_i(\tau) - f_{i+1}(\tau)) F_{\text{cond}} - \\
& + \frac{2}{d_2 - d_1} \frac{\partial \lambda(T(\tau))}{\partial T} (T_i(\tau) - T_{i+1}(\tau)) \frac{\partial T}{\partial \tau} F_{\text{cond}} + \\
& + \frac{2}{d_2 - d_1} \lambda(T(\tau)) (f_i(\tau) - f_{i+1}(\tau)) F_{\text{cond}} - \\
& - [\frac{\partial \varepsilon_i(T)}{\partial T} \frac{\partial T(\tau)}{\partial \tau} T(\tau)^4 + 4\varepsilon_i(T) T(\tau)^3] \sigma F_{\text{rad}};
\end{aligned}$$

Выражения для производной от температуры стенки аксиальной тепловой трубы, контактирующей с приборно-агрегатным оборудованием по параметризованному коэффициенту теплоотдачи:

$$\begin{aligned}
& \left[\frac{\partial C_i(T_i)}{\partial T} \frac{\partial T_i(\tau)}{\partial \tau} + C_i(T_i) \frac{\partial f_i(\tau)}{\partial \tau} \right] \rho_i F_n = \\
& = \left[\frac{\alpha_k(T_i(\tau))}{\partial T} (T_i(\tau) - T_n(\tau)) \frac{\partial T_i(\tau)}{\partial \tau} + \right. \\
& \quad \left. + \alpha_k(T_i(\tau)) \left(\frac{\partial T_i(\tau)}{\partial \tau} - \frac{\partial T_n(\tau)}{\partial \tau} \right) F_{conv} + \right. \\
& \quad \left. + \frac{2}{d_2 - d_1} \frac{\partial \lambda(T(\tau))}{\partial T} (T_i(\tau) - T_{i+1}(\tau)) \frac{\partial T}{\partial \tau} F_{cond} + \right. \\
& \quad \left. + \frac{2}{d_2 - d_1} \lambda(T(\tau)) (f_i(\tau) - f_{i+1}(\tau)) F_{cond} - \right.
\end{aligned}$$

Выражение для производной от температуры пара по параметризованному коэффициенту теплоотдачи имеет вид:

$$\begin{aligned}
& \left[\frac{\partial C_n(T_n)}{\partial T} \frac{\partial T_n(\tau)}{\partial \tau} + C_n(T_n) \frac{\partial T \omega_n(\tau)}{\partial \tau} \right] \rho_n(T) F_n = \\
& = \left[\frac{\partial \alpha_k(T_i(\tau))}{\partial T} (T_i(\tau) - T_n(\tau)) \frac{\partial T(\tau)}{\partial \tau} + \right. \\
& \quad \left. + \alpha_k(T_i(\tau)) \left(\frac{\partial T_i(\tau)}{\partial \tau} - \frac{\partial T_n(\tau)}{\partial \tau} \right) F_{conv} + \right. \\
& \quad \left. + C_p G_{vh} \left(\frac{\partial T_i(\tau)}{\partial \tau} - \frac{\partial T_i(\tau)}{\partial \tau} \right) F_n; \right.
\end{aligned}$$

Выражение для производной от температуры парожидкостной смеси по параметризованному коэффициенту теплоотдачи будет иметь вид:

$$a_3 \frac{\partial a_1}{\partial \alpha_p} + a_1 \frac{\partial a_3}{\partial \alpha_p} + \frac{\partial a_2}{\partial \alpha_p} \frac{dT_i(\tau)}{d\tau} + a_2 \frac{d\vartheta_i(\tau)}{d\alpha_p} = \frac{\partial a_3}{\partial \alpha_p};$$

Производные от коэффициентов будут иметь вид:

$$\begin{aligned}
\frac{\partial a_1}{\partial \alpha_p} &= (\rho_{ж}(T_i) \frac{\partial h_{ж}(T_i)}{\partial T} \omega(\tau) - \rho_n(T) \frac{\partial h_n(T)}{\partial T} \omega(\tau) + \\
& \quad + h_n(T) \frac{\partial \rho_n(T)}{\partial T} \omega(\tau)) F_{ж}; \\
\frac{\partial a_2}{\partial \alpha_p} &= \rho_{ж}(T_i) \left[\frac{C_{ж}(T_i)}{dT} \frac{\partial T_i(\tau)}{\partial \tau} + \frac{dC_{ж}(T_i)}{dT} \right] + \\
& \quad + \frac{\partial \rho_n(T)}{\partial T} \omega(C_n(T_i)) + \frac{\partial C_n(T_i)}{\partial T} \omega(T_i) + \\
& \quad + \frac{d^2 C_n(T_i)}{dT^2} \omega + \frac{\frac{\partial \rho_n(T)}{\partial T} \frac{\partial T_i(\tau)}{\partial \tau}}{(\rho_{ж}(T) - \rho_n(T))^2} \frac{d\rho_n(T)}{dT} + \\
& \quad + \frac{d^2 \rho_n(T)}{dT^2} \frac{1}{(\rho_{ж}(T) - \rho_n(T))} \omega(T_i) F_{ж}; \\
\frac{\partial a_3}{\partial \alpha_p} &= G_{vh} \frac{\partial h_{vh}(T)}{\partial T} \omega(\tau) - G_{vuh} \frac{\partial h_{vuh}(T)}{\partial T} \omega(\tau) + \\
& \quad + \frac{\alpha_k(T(\tau), T_i(\tau))}{\partial T} (T(\tau) - T_i(\tau)) \frac{\partial T_i(\tau)}{\partial \tau} - \frac{G_{vh} - G_{vuh}}{\rho_{ж}(T) - \rho_n(T)};
\end{aligned}$$

Выражение для производной от температуры жидкости на выходе из трубы по параметризованному коэффициенту теплоотдачи:

$$\begin{aligned}
& \left(\frac{C_{ж}(T_{ж})}{\partial T} v + C_{ж}(T_{ж}) \frac{\partial v_{ж}(\tau)}{\partial \tau} \right) \rho_{ж}(T) F_{ж} = \\
& = \frac{\alpha_k(T_i(\tau))}{\partial T} (T_i(\tau) - T_{ж}(\tau)) v_{ж}(\tau) F_{conv} + \\
& + \alpha_k(T_i(\tau)) (f(\tau) - v_{ж}(\tau)) F_{conv} + C_p G_{vh} (f(\tau) - v_{ж}(\tau)) F_{ж};
\end{aligned}$$

Поскольку обратные задачи теплообмена являются некорректными, то необходимо произвести регуляризацию, уменьшающую погрешность между входными данными в виде теоретического температурного поля и экспериментальными температурами в точках замера. В качестве метода регуляризации принято выбрать метод итерационной регуляризации, где в качестве регуляризуемого параметра выступает номер итерации, то есть необходимо найти параметр в методе оптимизации, который обеспечит минимум функционала на всех итерациях. В качестве этого параметра подходит шаг спуска в методе сопряженных направлений. Для получения аналитической зависимости по его оптимальному значению запишем функционал невязки на следующей итерации:

$$S(\alpha_p + \Delta \alpha_p) = S(\alpha_p) - \alpha_{cn} \left[\frac{\partial S(\alpha_p)}{\partial \alpha_p} \right]^2;$$

$$S(\alpha_p + \Delta \alpha_p) = \frac{1}{2} \sum_{m=1}^M \int_0^{\tau_{max}} [T(\alpha_p, \tau) - \alpha_{cn} \frac{\partial T(\alpha_p, \tau)}{\partial \alpha_p}]^2 - \tilde{T}(\tilde{\tau})^2 d\tau, \quad M \in 1..3;$$

Откуда, согласно принципу глобального минимума, необходимо и достаточно приравнять полученное выражение к нулю и выразить шаг спуска. Получим [1-4]:

$$\alpha_{cn} = \sum_{m=1}^M \int_0^{\tau_{max}} \frac{T(\alpha_p, \tau) - \tilde{T}(\tilde{\tau})}{\frac{\partial T(\alpha_p)}{\partial \alpha_p}} d\tau, \quad M \in 1..3;$$

Таким образом данный алгоритм определения коэффициента теплоотдачи включает в себя следующую последовательность действий:

1. Задание начальных приближений параметрических величин теплофизических параметров;
2. Решение «прямой» задачи теплообмена испарительно-конденсационного теплообменника при описанных ранее допущениях, моделируя условия наземной тепловакуумной обработки изделия;
3. Получение экспериментального температурного поля изделия в местах установки датчиков температур;
4. Составление среднеквадратичной интегральной ошибки между теоретическим и экспериментальным температурным полем в местах установки датчиков температур

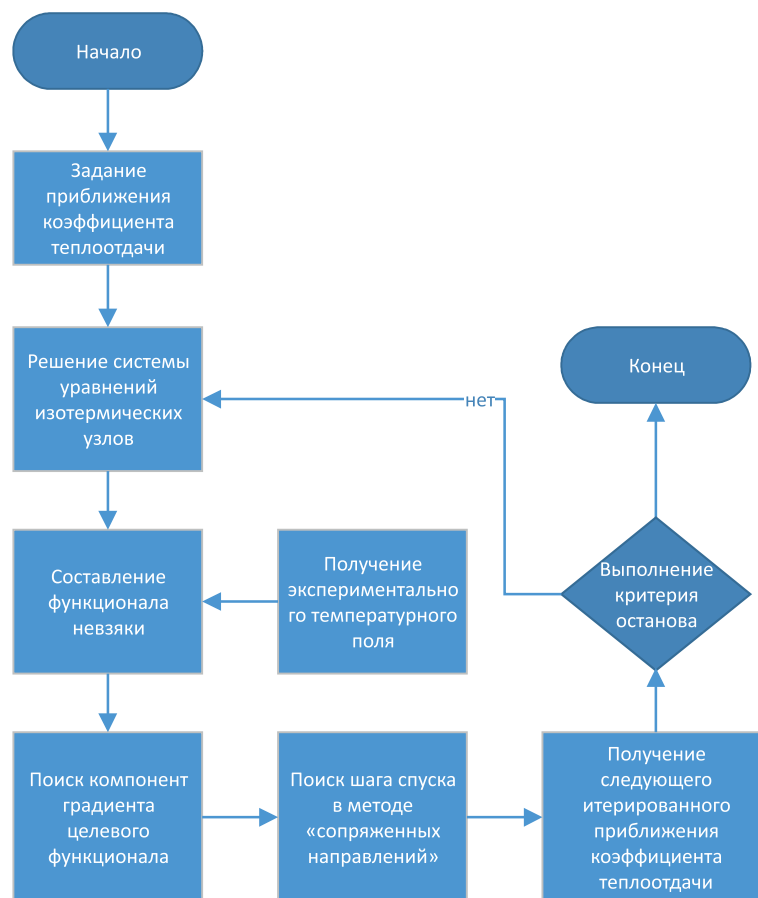


Рис. 3. Блок-схема алгоритма идентификации коэффициента теплоотдачи

5. Решение сопряженных задач по поиску компонент градиента целевого функционала невязки между теоретическим и экспериментальным температурным полем

6. Вычисление шага спуска в методе сопряженных направлений на основе метода итерационной регуляризации

7. Получение следующих итерированных приближений искомых параметрических величин коэффициента теплоотдачи

8. Проверка критерия останова итерационного процесса. В случае его выполнения, параметризованные величины считаются искомыми, иначе необходимо повторно выполнить пункты 1–7.

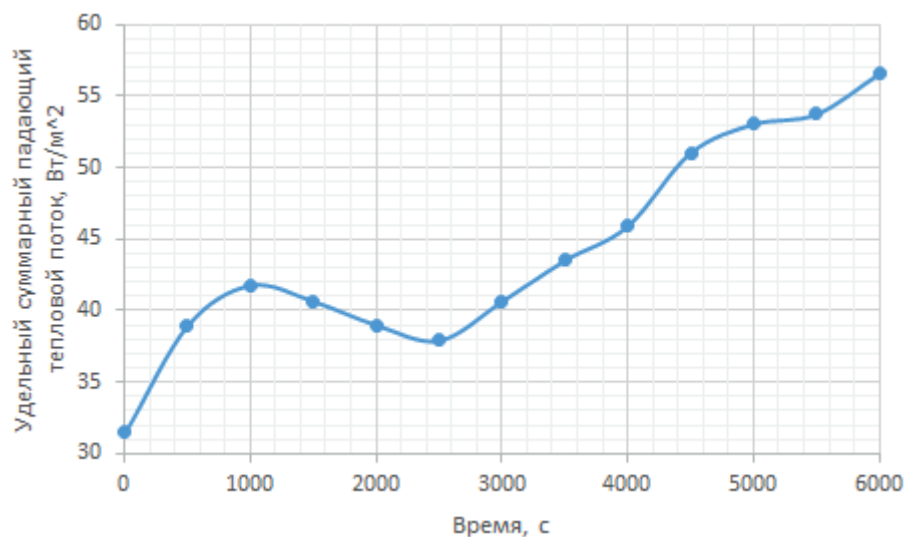


Рис. 4. Суммарный падающий удельный тепловой поток на испарительный теплообменник

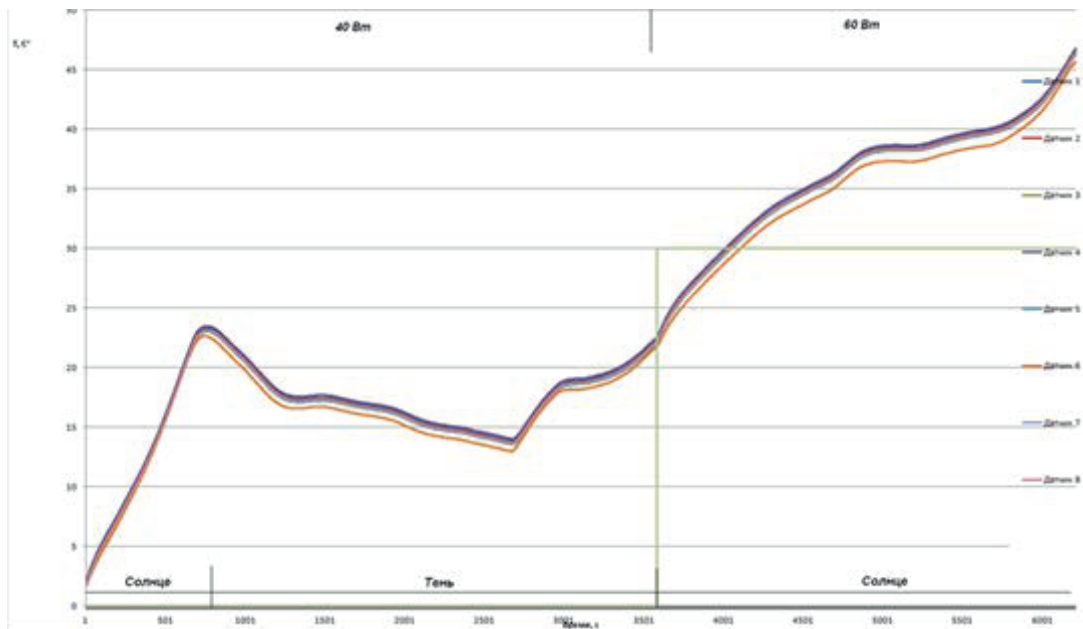


Рис. 5. Экспериментальное температурное поле в местах установки датчиков температур

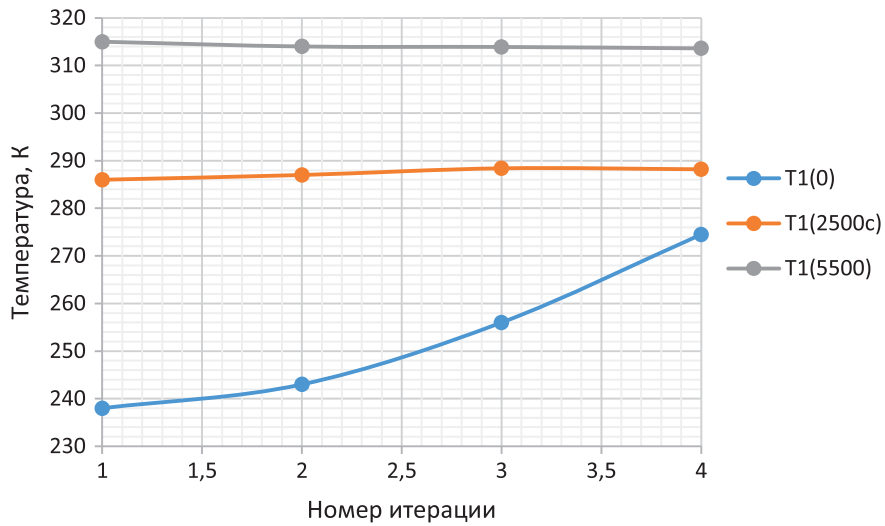


Рис. 6. График изменения температуры для датчика 1 в зависимости от номера итерации

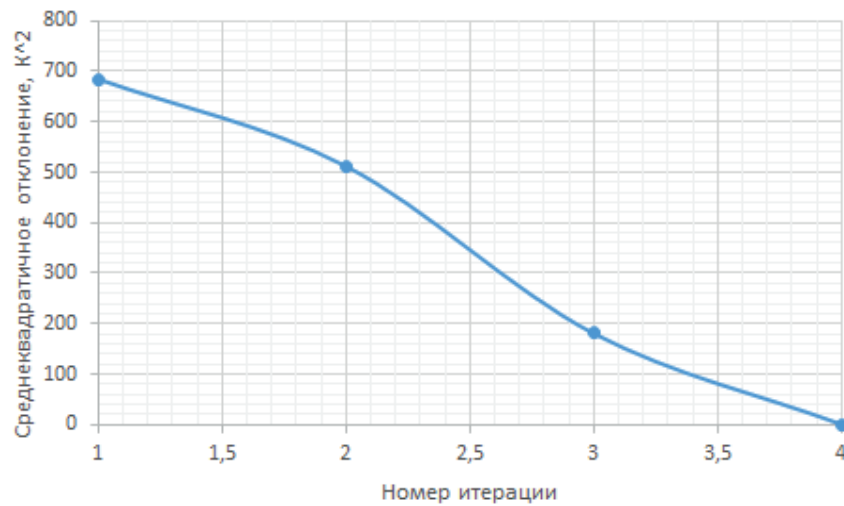


Рис. 7. График изменения среднеквадратичного отклонения от номера итерации для 1-го базисного блока

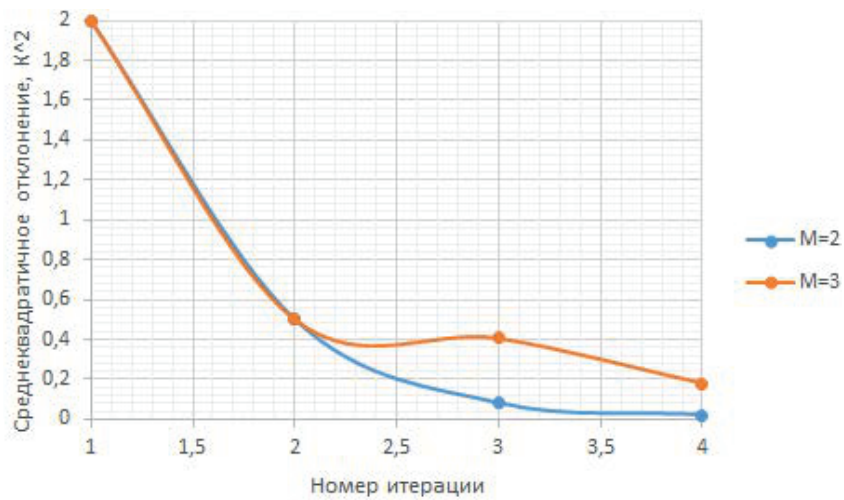


Рис. 8. График изменения среднеквадратичного отклонения от номера итерации для 2-го и 3-го базисных блоков

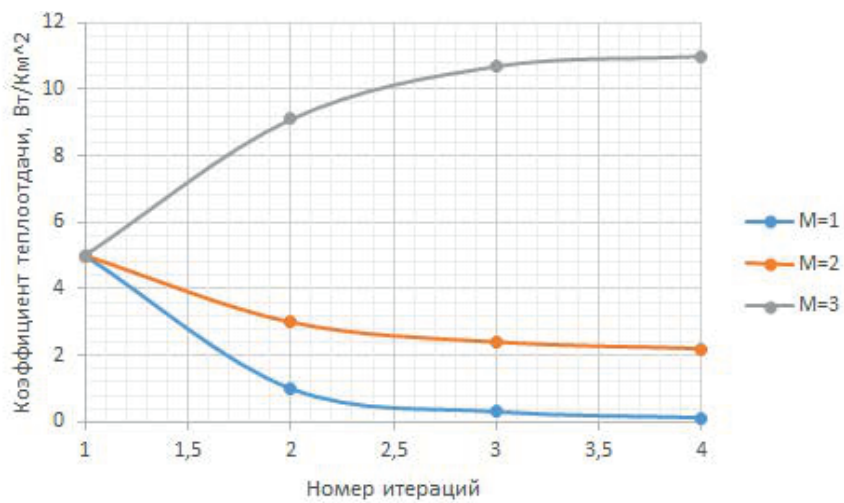


Рис. 9. График изменения итерированного коэффициента теплоотдачи от номера итерации (для каждого из 3 рассматриваемых участков теплообменника)

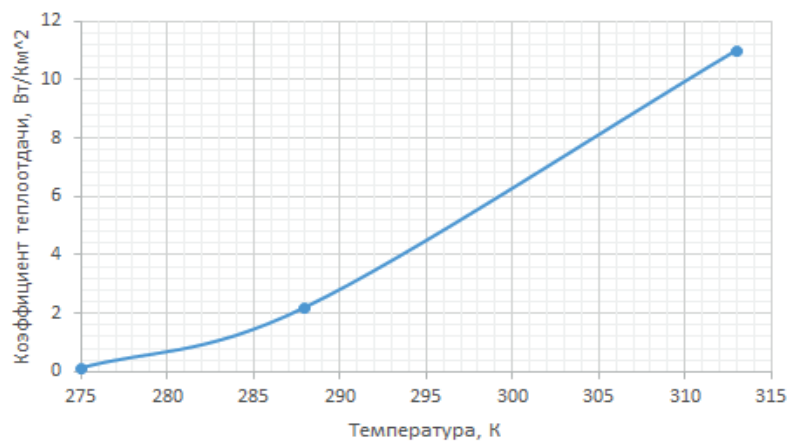


Рис. 10. График изменения коэффициента теплоотдачи как функции от температуры

Блок – схема, иллюстрирующая описанный выше процесс, представлена на рисунке 3.

Результаты расчетной летной тепловой нагрузки представлены на рисунке 4, а результаты замеров температурного поля в местах установки датчиков температур на рисунке 5.

При итерационном уточнении параметризованной величины коэффициента теплоотдачи материала, будет также по итерациям восстанавливаться температурное поле, стремясь к своему экспериментальному аналогу. На рисунке 6 приведена зависимость температур в точке замера температур датчика 1 в разные моменты времени в зависимости от номера итерации.

Как видно из рисунка, для итерационной сходимости к своему итерационному постоянному значению необходимо 4 итерации, что говорит об эффективности предложенного метода.

Нагляднее всего процесс сходимости показан по минимизации среднеквадратичного отклонения теоретического температурного поля от экспериментального в местах замера температур для каждого из блоков. Данный процесс показан на рисунках 7 и 8.

Итерационные изменения коэффициента теплоотдачи между алюминиевым каркасом теплообменника и аммиаком для каждого из временных блоков на рисунке 9, а изменение коэффициента теплопроводности от температуры на рисунке 10.

ВЫВОДЫ

1. Разработан метод параметрической идентификации коэффициента теплоотдачи в испарительно-конденсационных теплообменниках

2. Продемонстрированы результаты данного алгоритма на примере определения коэффициента теплоотдачи от алюминиевой стенки испарительного теплообменника к аммиачному раствору;

3. Результаты показали, что при уровне температур 275–315 К, коэффициент теплоотдачи будет варьироваться в пределах $0,12-11 \frac{\text{Вт}}{\text{м}^2\text{К}}$,

4. Данный алгоритм может быть использован и для более широкого температурного диапазона для определения коэффициента теплоотдачи для конденсационных теплообменников, аксиальных и контурных тепловых труб, а также для любых теплообменных устройств, работающих на испарительно-конденсационном цикле.

Список литературы

1. Алифанов О.М., Иванов Н.А., Колесников В.А. Методика и алгоритм определения температурных зависимостей теплофизических характеристик анизотропных материалов из решения обратной задачи // Вестник Московского авиационного института. 2012. Т. 19. № 5. С. 14–20.
2. Nenarokomov A.V., Salosina M.O., Alifanov O.M. Optimal design of multi-layer thermal protection of variable thickness // International Journal of Numerical Methods for Heat & Fluid Flow. 2017. Vol. 27. No. 5. P. 1040–1055.

3. Krainova I.V., Nenarokomov A.V., Budnik S.A., Titov D.M., Alifanov O.M., Dombrovsky L.A. A generalized analytical model for radiative transfer in vacuum thermal insulation of space vehicles // Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer. 2017. Vol. 197, № 4, P. 166–172.
4. Alifanov O.M. Application of the regularization principle to the formulation of approximate solutions of inverse heat-conduction problems // Journal of Engineering Physics. 1972. Vol. 23. No. 6. P. 1566–1571.
5. Zalmanovich S., Goncharov K. Radiators with LHP // International conference “Heat Pipes for Space Application” (Moscow, 15–18 September, 2009). Moscow, 2009. P. 17–21.
6. Alifanov O.M., Klibanov M.V. Uniqueness conditions and method of solution of the coefficient inverse problem of thermal conductivity // Journal of Engineering Physics. 1985. Vol. 48. No. 6. P. 730–735.
7. Alifanov O.M. Inverse problems in identification and modeling of thermal processes: russian contributions // International Journal of Numerical Methods for Heat & Fluid Flow. 2017. Vol. 27. No. 3. P. 711–728.
8. Цаплин С.В., Большев С.А., Романов А.Е. Теплообмен в космосе. «Самарский университет», 2013, 53 с.
9. Алифанов О.М., Артюхин Е.А., Румянцев С.В. Экстремальные методы решения некорректных задач. – М.: Наука. Гл. ред. физ.-мат. лит., 1988. – 288с.
10. Алифанов О.М. Обратные задачи теплообмена. – М.: Машиностроение, 1988. – 280с
11. Формалев В.Ф. Теплоперенос в анизотропных твердых телах. – М.:Физматлит, 2015. – 238 с.
12. Васин В.В. Модифицированный метод наискорейшего спуска для нелинейных регулярных операторных уравнений // Доклады Академии наук. 2015. Т. 462. № 3. С. 264.
13. Голичев И.И. Модифицированный градиентный метод наискорейшего спуска решения нелинейной задачи для нестационарных уравнений Навье-Стокса // Уфимский математический журнал. 2013. Т. 5. № 4. С. 60–76.
14. Формалев В.Ф., Ревизников Д.Л. Численные методы. – М.: Физматлит, 2004. – 400 с.
15. Формалев В.Ф. Анализ двумерных температурных полей в анизотропных телах с учетом подвижных границ и большой степени анизотропии // Теплофизика высоких температур. 1990. Т. 28, № 4. С. 715–721.
16. Формалев В.Ф. Идентификация двумерных тепловых потоков в анизотропных телах сложной формы // Инженерно-физический журнал. 1989. Т. 56, № 3. С. 382–386.
17. Формалев В.Ф., Колесник С.А. Аналитическое решение второй начально-краевой задачи анизотропной теплопроводности // Математическое моделирование. 2003. Т. 15, № 6. С. 107–110.

References:

1. Alifanov O.M., Ivanov N.A., Kolesnikov V.A. Methodology and algorithm for determining temperature dependences of thermophysical characteristics of anisotropic materials from solving the inverse problem // Bulletin of the Moscow Aviation Institute. 2012. Vol. 19. No. 5. pp. 14-20.
2. Nenarokomov A.V., Salosina M.O., Alifanov O.M. Optimal design of multi-layer thermal protection of variable thickness // International Journal of Numerical Methods for Heat & Fluid Flow. 2017. Vol. 27. No. 5. P. 1040–1055.
3. Krainova I.V., Nenarokomov A.V., Budnik S.A., Titov D.M., Alifanov O.M., Dombrovsky L.A. A generalized analytical

- model for radiative transfer in vacuum thermal insulation of space vehicles // *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*. 2017. Vol. 197, № 4, P. 166–172.
4. Alifanov O.M. Application of the regularization principle to the formulation of approximate solutions of inverse heat-conduction problems // *Journal of Engineering Physics*. 1972. Vol. 23. No. 6. P. 1566–1571.
 5. Zalmanovich S., Goncharov K. Radiators with LHP // International conference “Heat Pipes for Space Application” (Moscow, 15–18 September, 2009). Moscow, 2009. P. 17–21.
 6. Alifanov O.M., Klibanov M.V. Uniqueness conditions and method of solution of the coefficient inverse problem of thermal conductivity // *Journal of Engineering Physics*. 1985. Vol. 48. No. 6. P. 730–735.
 7. Alifanov O.M. Inverse problems in identification and modeling of thermal processes: russian contributions // *International Journal of Numerical Methods for Heat & Fluid Flow*. 2017. Vol. 27. No. 3. P. 711–728.
 8. Tsaplin S.V., Bolychev S.A., Romanov A.E., Heat transfer in space. Samara University, 2013, 53 p.
 9. Alifanov O.M., Artyukhin E.A., Rumyantsev S.V. Extreme methods for solving incorrect problems. – M.: Nauka. Phys. – mat. lit., 1988. – 288s.
 10. Alifanov O.M. Inverse problems of heat transfer. – M.: Mechanical Engineering, 1988. – 280s.
 11. Formalev V.F. Heat transfer in anisotropic solids. – M.: Fizmatlit, 2015. – 238 p.
 12. Vasin V.V. Modified steepest descent method for nonlinear regular operator equations // *Reports of the Academy of Sciences*. 2015. Vol. 462. No. 3. p. 264.
 13. Golichev I.I. Modified gradient method of the steepest descent of the solution of the non-linearized problem for non-stationary Navier-Stokes equations//*Ufa Mathematical Journal*. 2013. Vol. 5. No. 4. pp. 60–76.
 14. Formalev V.F., Reviznikov D.L. Numerical methods. – M.: Fizmatlit, 2004. – 400 p.
 15. Formalev V.F. Analysis of two-dimensional temperature fields in anisotropic bodies taking into account moving boundaries and a large degree of anisotropy // *Thermophysics of high temperatures*. 1990. Vol. 28, No. 4. pp. 715–721.
 16. Formalev V.F. Identification of two-dimensional heat flows in anisotropic bodies of complex shape//*Engineering and Physics journal*. 1989. Vol. 56, No. 3. pp. 382–386.
 17. Formalev V.F., Kolesnik S.A. Analytical solution of the second initial boundary value problem of anisotropic thermal conductivity//*Mathematical modeling*. 2003. Vol. 15, No. 6. pp. 107–110.

ВЛИЯНИЕ ТЕМПЕРАТУРНОГО ФАКТОРА НА ДИСПЕРСИЮ ПРИМЕСИ В ГОРОДСКОМ КАНЬОНЕ

Васнёв И.Р., Федорова Н.Н.

*Институт теоретической и прикладной механики им. С.А Христиановича СО РАН,
630090, Россия, Новосибирск, Институтская, 4/1*

Аннотация. Приведены результаты численного моделирования распространения примеси гексафторида серы в городском каньоне с учётом/без учёта теплового фактора. Исследовано влияние температуры примеси и тепловых краевых условий на стенках на распределение концентрации примеси внутри каньона. Обнаружено, что в неизотермических случаях вследствие действия сил плавучести происходит перераспределение концентрации примеси внутри каньона, при этом вблизи вертикальных стенок концентрация снижается. Влияние тепловых краевых условий на стенках на распределение примеси в каньоне несущественно.

Ключевые слова: городской каньон, численное моделирование, температурный фактор, дисперсия примеси

TEMPERATURE FACTOR EFFECT ON POLLUTANT DISPERSION IN AN URBAN STREET CANYON

Vasnev I.R., Fedorova N.N.

*Khristianovich Institute of Theoretical and Applied Mechanics SB RAS,
630090, Russia, Novosibirsk, Institutskaya, 4/1*

Annotation. The numerical simulation results are presented on sulfur hexafluoride admixture dispersion in an urban canyon with/without taking into account the thermal factor. The effect of the impurity temperature and the wall thermal boundary conditions on the pollutant concentration distribution inside the canyon is investigated. In non-isothermal cases, a redistribution of the pollutant concentration inside the canyon is revealed caused by action of buoyancy forces, herewith near the vertical walls, the concentration decreases. The influence of wall thermal boundary conditions on the impurity distribution in the canyon is found insignificant.

Keywords: urban canyon, numerical modeling, temperature factor, pollutant dispersion

Городские каньоны – это распространенная конфигурация городской застройки, представляющая собой два ряда высоких зданий, расположенных вдоль дороги. Плотная городская застройка является критическим фактором, затрудняющим воздухообмен при высоких уровнях концентраций загрязняющих веществ. Структура аэродинамического течения способствует накоплению внутри каньона различных примесей, например, от автотранспорта [1, 2]. На распределение концентраций примеси влияют множество факторов, среди которых важную роль играют температурные условия на стенках каньона и разница температур внешнего течения и примеси, которые создают дополнительные эффекты плавучести [3]. Применительно к условиям северных городов необходимо исследовать случай горячих выбросов в холодный внешний поток при различных температурах стенок.

Наряду с экспериментальными и полевыми исследованиями в задачах городской аэродинамики и экологии активно используют методы математического моделирования с привлечением моделей разной степени сложности. Наиболее затратные с вычислительной точки зрения микроклиматические модели основаны на решении трехмерных уравнений Навье-Стокса с учетом эффектов массо- и теплообмена [4].

В работе представлены результаты моделирования распространения примеси от линейного источни-

ка. Расчеты выполнены в условиях экспериментов [5], данные которых часто используются для валидации математических моделей на основе стационарных или нестационарных осредненных по Рейнольдсу уравнений Навье-Стокса (RANS) [7–11], а также методе крупных вихрей LES [12–14]. В [15] выполнена валидация численной модели на экспериментальных данных [5] и исследовано влияние зеленых зон на концентрации примесей на стенках каньона. Выполненные в [16] экспериментальные исследования показали, что на перенос пассивного скаляра в каньоне существенно влияют условия термической устойчивости. В [17] получено, что наличие плавучести может увеличить скорость и турбулентную кинетическую энергию внутри каньона. В [18] с помощью PIV измерений изучены течения в каньоне, образованном зданиями одинаковой и различной высоты. Температурная неравновесность получена путем нагрева стенок каньона. Показано, что вблизи подложки процессы переноса зависят от взаимодействия между основным вихрем, формирующимся внутри каньона, и тепловым шлейфом от нагретых стенок. Показано, что температурный фактор также существенно влияет на характер течения в окрестности верхней границе каньона, через которую происходит унос примеси и избыточного тепла из каньона.

Целью данной работы является изучение влияния температурных факторов (температуры примеси и

тепловых условий на стенках) на дисперсию примеси в условиях экспериментов [5].

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ И МЕТОД РЕШЕНИЯ

Расчетная область (рис. 1) построена в соответствии с исследованной в [5] конфигурацией городского каньона с соотношением сторон $W : H : L = 1 : 1 : 10$, где W – ширина каньона, $H = 0.12$ м – высота здания, L – длина каньона. Продольный, поперечный и вертикальный размеры (см. рис. 1) выбраны согласно рекомендациям [19]. Рассмотрен случай, в котором скорость набегающего потока направлена по нормали к оси каньона, образованного двумя зданиями. Ближайшее к входному сечению здание обозначено **А**, а лежащее ниже по течению – **В**. Примесь инжектируется из двух линейных источников, расположенных на дне каньона симметрично по отношению к зданиям и выходящих за пределы каньона на 0.11 м с каждой стороны.

В расчетной области построена структурированная сетка на основе гексаэдральных элементов со сгущением к стенкам (рис. 2) с общим количеством элементов 7.7 млн. Толщина первого слоя призматических элементов вблизи стенок выбрана таким об-

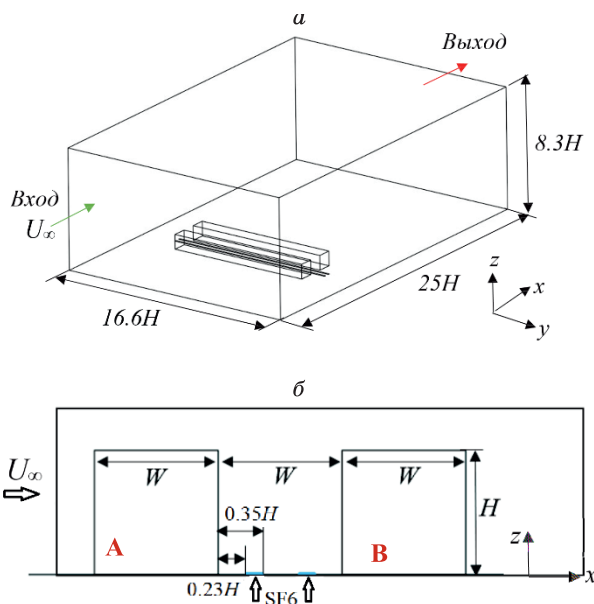


Рис. 1. Схема расчетной области в изометрии (а) и в плоскости симметрии $y = 0$ м (б).

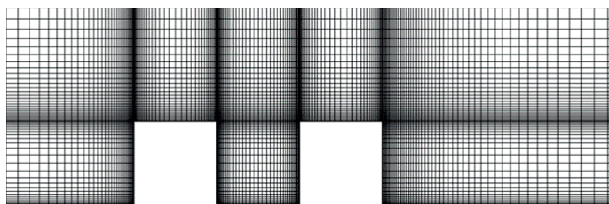


Рис. 2. Фрагмент расчетной сетки в плоскости симметрии $y = 0$ м.

разом, чтобы безразмерное расстояние от первого узла до стенки удовлетворяло условию $y^+ \leq 1$.

Расчеты проведены в Ansys Fluent на основе осредненных по Рейнольдсу уравнений Навье-Стокса для многокомпонентной смеси, дополненных уравнениями энергии и k - ϵ realizable моделью турбулентности [20].

Для учета сил плавучести в уравнение импульсов включена сила тяжести, действующая в направлении $-z$, а плотность смеси вычисляется по закону «несжимаемый идеальный газ», который учитывает зависимость от температуры:

$$\rho = \frac{p_{\text{оп}}}{R/M_w T},$$

где $p_{\text{оп}}$ – опорное давление в потоке, R – универсальная газовая постоянная, M_w – молекулярный вес.

На верхней границе расчетной области задано условие симметрии, которое обеспечивает нулевую вертикальную скорость и нулевые градиенты всех остальных переменных в направлении нормали к границе. На выходной границе расчетной области задано условие постоянства статического давления $\Delta p = p_{\text{ст}} - p_{\text{оп}} = 0$ атм. На подложке, стенках каньона и боковых стенках расчетной области задано условие «прилипания» для гладкой стенки ($U_x = U_y = U_z = 0$), что соответствует условиям эксперимента.

В качестве примеси рассмотрена смесь гексафторида серы SF_6 с расходом $6.5 \text{ м}^3/\text{мин}$ и сухого воздуха $7000 \text{ м}^3/\text{мин}$. На входе в расчетную область заданы согласованные с данными эксперимента [5] профили скорости U , турбулентной кинетической энергии k и скорости ее диссипации ϵ :

$$\frac{U(z)}{U_H} = \left(\frac{z}{H}\right)^\alpha, \quad k = \frac{(U^*)^2}{\sqrt{c_\mu}} \cdot \left(1 - \frac{z}{\delta}\right), \quad \epsilon = \frac{(U^*)^3}{K \cdot z} \cdot \left(1 - \frac{z}{\delta}\right),$$

где z – вертикальная координата [м], $U_H = 4.7$ [м/сек], $H = 0.12$ [м], $U^* = 0.52$ [м/сек], $K = 0.4$ – константа Кармана, $c_\mu = 0.09$, $\delta = 0.96$ [м] – толщина пограничного слоя. Профили безразмерной скорости и турбулентной кинетической энергии во входном сечении показаны на рисунке 3.

Задача решается в стационарной постановке с использованием решателя, основанного на давлении.

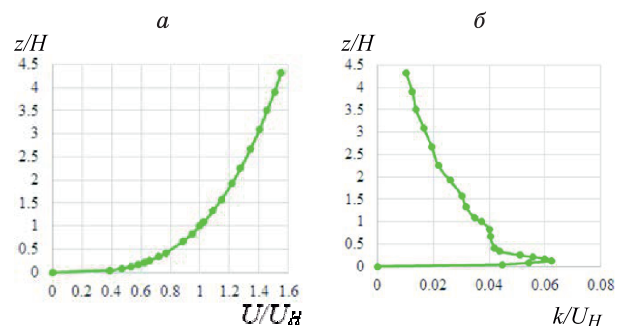


Рис. 3. Профили безразмерной скорости (а) и турбулентно кинетической энергии (б) во входном сечении.

Для аппроксимации по пространству используется MUSCL-схема третьего порядка [21].

РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ ИЗОТЕРМИЧЕСКОГО СЛУЧАЯ

На первом этапе были выполнены расчеты, в которых набегающий поток и примесь имели одинаковую температуру 15° С, а все твердые стенки предполагались адиабатическими.

Процессы переноса внутри каньона и массообмен с внешним течением контролируются крупными вихревыми структурами, формирующимися внутри каньона. Рисунок 4, на котором приведено векторное поле скорости в плоскости симметрии $y = 0$, показывает наличие отрывных зон, формирующихся перед зданием А (1), на его верхней крышке (2), внутри каньона (3) и за зданием В (4). Эти вихревые структуры влияют на распространение примеси и уровень ее концентрации вблизи подложки и на стенках зданий.

Направление вихря 3 способствует формированию зон повышенной концентрации примеси на внутренней стенке здания А. Это подтверждает рисунок 5, показывающий линии тока, берущие начало на поверхностях источников примеси. Линии тока раскрашены в соответствии с безразмерной величиной концентрации SF_6

$$C^+ = C \cdot U_H \cdot H / Q,$$

где C – вычисленная молярная концентрация, H – глубина каньона, U_H – скорость набегающего потока на высоте H , Q – интенсивность источника примеси на единицу длины.

Рисунок показывает, что самые высокие концентрации примеси наблюдаются в центре каньона вблизи стенки здания А, где сходятся линии тока от двух симметричных вихрей. Газ, инжектируемый из линейных источников, захватывается вихрем 3, попадает в отрывную зону на верхней крышке здания А, откуда выносится внешним потоком.

Распределения безразмерной концентрации примеси на подложке и стенках каньона, а также на плоскости симметрии $y = 0$, показанные на рис. 6, подтверждают сделанное выше предположение о накоплении примеси в центре каньона на стенке здания А.

Небольшие концентрации примеси видны вблизи боковых торцов здания А, где также формируется вихрь. Ненулевые концентрации примеси наблюдаются вблизи верхней и боковых поверхностей здания А, а унос примеси во внешний поток происходит через верхнюю границу.

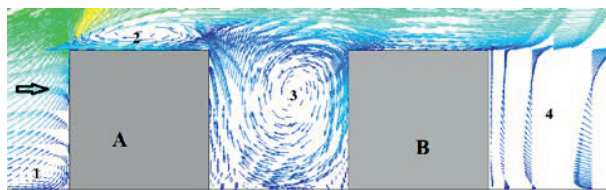


Рис. 4. Векторное поле скорости в сечении $y = 0$.

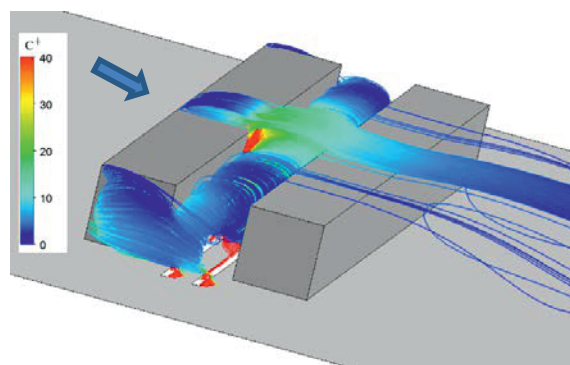


Рис. 5. Линии тока, начинающиеся на источниках примеси.

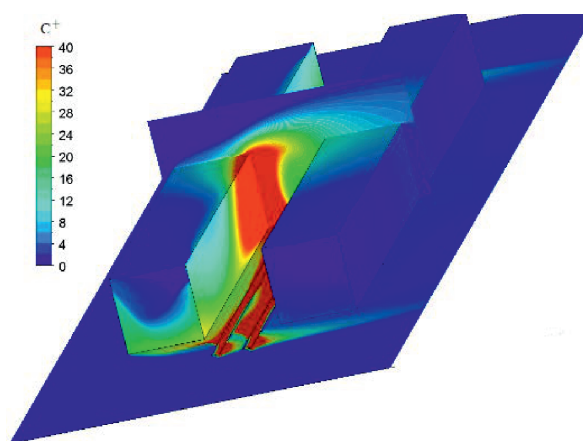


Рис. 6. Распределение концентрации примеси на стенках и в центральном сечении для изотермического случая.

РЕЗУЛЬТАТЫ НЕИЗОТЕРМИЧЕСКИХ РАСЧЕТОВ

Далее численно изучены неізотермические случаи с изменением температур основного потока и источника примеси, а также тепловых условий на стенках. С этой целью проведена серия расчетов, параметры которых представлены в таблице. Здесь T_∞ – температура набегающего потока, T_{jet} температура инжектируемой примеси, T_w – температура стенок зданий А и В, Ri – число Ричардсона:

$$Ri = \frac{gH(T_{jet} - T_\infty)}{T_\infty U_\infty^2},$$

которое характеризует устойчивую ($Ri > 0$) и неустойчивую ($Ri < 0$) стратификацию. Температурные условия для набегающего потока воздуха и краевые условия на стенке выбраны в соответствии с погодными условиями, характерными для теплого (случаи 2 и 3) и холодного (случаи 4 и 5) сезонов.

Case	T_∞	$T_{jet}, ^\circ C$	$T_w, ^\circ C$	Ri
1	15	15	15	0
2	20	50	10	0.08
3	20	50	adiabat	0.08
4	-20	50	0	-0.19
5	-20	50	adiabat	-0.19

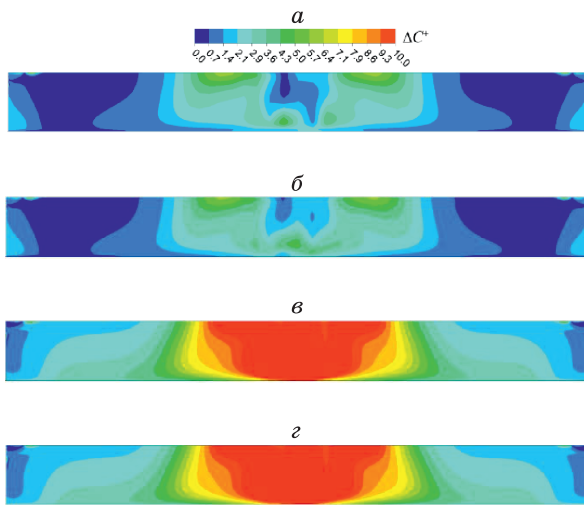


Рис. 7. Разность полей концентрации C^+ между случаями 1 и 2 (а), 1 и 3 (б), 1 и 4 (в), 1 и 5 (г).

На рисунке 7 показаны поля разности безразмерных массовых концентраций примеси на внутренней стенке здания А между изотермическим и неизотермическими случаями. Как и в изотермическом случае, максимумы концентрации примеси находятся в центре стены. Во всех случаях наблюдается снижение концентрации примеси по сравнению с изотермическим случаем. В случае устойчивой стратификации (рис. 6, а, б) концентрация SF_6 на стенках на $2 \div 7$ безразмерных единиц ниже, чем в изотермическом случае. В случае неустойчивой стратификации отличия достигают 14 единиц (рис. 6, в, г), что составляет 18% от максимальных значений на стенках.

Сравнение полей прироста концентрации для случаев изотермических и адиабатических тепловых условий на стенках позволяет сделать вывод, что влияние тепловых условий на стенках на распределение концентрации примеси на стенках в рассмотренной ситуации несущественно.

На рисунке 8 представлены поля приращения температуры между случаями 2, 3 (рис. 8, а) и 4, 5 (рис. 8, б) в поперечном сечении, расположенном симметрично между линейными источниками примеси. Контуры зданий показаны тонкими черными линиями. Как в случае устойчивой, так и неустойчивой стратификации при адиабатических условиях на стенке температура смеси в центре каньона повышается на 2–3 градуса по сравнению со случаем изотермических условий на стенках. В случае устойчивой стратификации более тёплая область расположена в центре каньона, тогда как в случае неустойчивой стратификации более тёплый слой расположен вблизи подложки на достаточно большом протяжении по длине каньона.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Приведены результаты моделирования распространения примеси тяжелого газа из линейных источников, расположенных на дне городского каньона

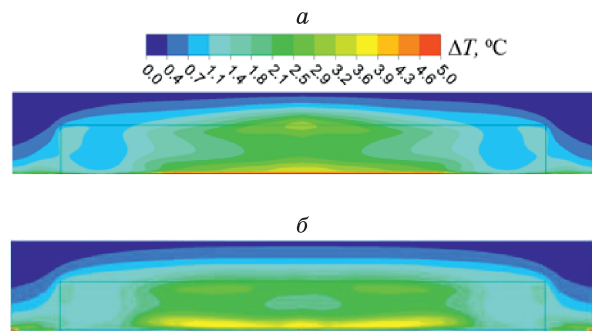


Рис. 8. Разность полей температуры между случаями 2 и 3 (а), 4 и 5 (б) в поперечном сечении, расположенном между линейными источниками примеси.

на, при нормальном к оси каньона направлении внешнего потока. Показано, что максимальные концентрации примеси наблюдаются в центре стенки здания, расположенного ближе к входному сечению, что обусловлено вихревой структурой течения в окрестности каньона. Проведено сравнение результатов, полученных в изотермическом и неизотермическом случаях для устойчивой и неустойчивой температурной стратификации. Показано, что в неизотермических случаях концентрация примеси вблизи стенок снижается, что может быть объяснено действием сил плавучести. Максимальное отличие концентрации 18 % по сравнению с изотермическим случаем получено в случае неустойчивой температурной стратификации. В то же время влияние температурных условий на подложке и стенках зданий на распределение концентрации на стенках зданий несущественно.

Работа в рамках Программы фундаментальных научных исследований государственных академий наук (проект № 121030500163-4).

Список литературы

1. Xian-Xiang Li, Chun-Ho Liu, Dennis Y.C. Leung, K.M. Lam Recent progress in CFD modelling of wind field and pollutant transport in street canyons // Atmos. Environ. 2006. Vol 40. P. 5640-5658.
2. Buccolieri R., Carlo O.S., Rivas E., Santiago J.L., Salizzoni P., Siddiqui M. S. Obstacles influence on existing urban canyon ventilation and air pollutant concentration: A review of potential measures // Building and Environment. 2022. Vol. 214. P. 108905.
3. Теплообмен в дозвуковых отрывных потоках: монография / колл. авторов; под редакцией В.И. Терехова. Новосибирск: Изд-во НГТУ, 2016. 247 с.
4. Vardoulakis S., Fisher B.E.A., Pericleous K., Gonzales-Flesca N. Modelling air quality in street canyons: a review // Atmospheric Environment. 2003. Vol 37. P. 155–182. www.codasc.de
5. Gromke C., Buccolieri R., Di Sabatino S., Ruck B. Dispersion study in a street canyon with tree planting by means of wind tunnel and numerical investigation – Evaluation of CFD data with experimental data // Atmospheric Environment. 2008. Vol. 42. P. 8640-8650.

6. Buccolieri R., Gromke C., Sabatino S. D., Ruck B. Aerodynamic effects of trees on pollutant concentration in street canyons // *Science of the Total Environment*. 2009. Vol. 407. P. 5247.
7. Buccolieri R., Salim S. M., Leo L. S. et al Analysis of local scale tree-atmosphere interaction on pollutant concentration in idealized street canyons and application to a real urban junction // *Atmospheric Environment*. 2011. Vol. 45. P. 1702–1713.
8. Gromke C., Blocken B. Influence of avenue-trees on air quality at the urban neighborhood scale. Part I: Quality assurance studies and turbulent Schmidt number analysis for RANS CFD simulations // *Environmental Pollution*. 2015. Vol. 196, P. 214–223.
9. Santiago J.- L., Rivas E., Sanchez B., Buccolieri R., Martin F. The Impact of Planting Trees on NO_x Concentrations: The Case of the Plaza de la Cruz Neighborhood in Pamplona (Spain) // *Atmosphere*. 2017. Vol. 8. P. 131.
10. Tee C., Ng E. Y. K., Xu G. Analysis of transport methodologies for pollutant dispersion modelling in urban environments // *Journal of Environmental Chemical Engineering*. 2020. Vol. 8. P. 103937.
11. Salim S. M., Buccolieri R., Chan A., Di Sabatino S. Numerical simulation of atmospheric pollutant dispersion in an urban street canyon: Comparison between RANS and LES // *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*. 2011. Vol. 99. P. 103–113.
12. Salim S. M., Cheah S. C., Chan A. Numerical simulation of dispersion in urban street canyons with avenue-like tree plantings: Comparison between RANS and LES // *Building and Environment*. 2011. Vol. 46. P. 1735–1746.
13. P. Moonen, C. Gromke, and V. Dorer, Performance assessment of Large Eddy Simulations (LES) for modeling dispersion in an urban street canyon with tree planting // *Atmospheric Environment*. 2013. Vol. 75. P. 66–76.
14. Fedorova N.N., Valger S.A. Study of gas emission transfer processes in the city canyon based on numerical simulation data // *AIP Conference Proceedings*. 2021. Vol. 2351. No. 1. P. 030060.
15. Caton F., Britter R.E., Dalziel S. Dispersion mechanisms in a street canyon // *Atmos. Environ*. 2003. Vol. 37. P. 693–702.
16. Allegrini J., Dorer V., Carmeliet J. Wind tunnel measurements of buoyant flows in street canyons // *Build. Environ*. 2013. Vol. 59. P. 315–326.
17. Zhao Y., Li H., Kubilay A, Carmeliet J. Buoyancy effects on the flows around flat and steep street canyons in simplified urban settings subject to a neutral approaching boundary layer: Wind tunnel PIV measurements // *Science of the Total Environment*. 2021. Vol. 797. P. 149067.
18. Franke J., Hellsten A., Schlunzen K. H., Carissim B. The COST 732 Best Practice Guideline for CFD simulation of flows in the urban environment: a summary // *International Journal of Environment and Pollution*. 2011. Vol. 44. P. 419–427.
19. Shih T.-H., Liou W. W., Shabbir A., Yang Z., Zhu J. A New – Eddy-Viscosity Model for High Reynolds Number Turbulent Flows – Model Development and Validation // *Computers Fluids*. 1995. Vol. 24. P. 227–238.
20. B. Van Leer. Toward the Ultimate Conservative Difference Scheme. IV. A Second Order Sequel to Godunov’s Method // *Journal of Computational Physics*. 1979. Vol. 32. P. 101–136.

ВЗРЫВНОЕ ВСКИПАНИЕ ЭЛЕКТРОЛИТА ПРИ ИМПУЛЬСНОМ ЭЛЕКТРОЛИЗЕ

Виноградов В.Е., Павлов П.А.

Институт теплофизики УрО РАН,
620016, Россия, Екатеринбург, ул. Амундсена, 107А, e-mail: vinve@mail.ru

Аннотация. Экспериментально исследована взрывная дегазация слабого раствора гидроксида калия в воде при импульсном электролизе. Раствор насыщался газовыми продуктами электролиза на поверхности платинового электрода диаметром 20-30 мкм посредством импульсов тока длительностью от 15 до 50 мкс и плотностью до 10^7 А/м². В зависимости от полярности импульсов тока электролит насыщался кислородом или водородом. Полученное в опытах предельное пересыщение раствора кислородом согласуется с расчетами по теории гомогенной нуклеации. В случае пересыщения жидкости водородом экспериментальные результаты превышают теоретические.

Ключевые слова: Импульсный электролиз, взрывная дегазация, предельное пересыщение, гидроксид калия.

EXPLOSIVE BOILING OF ELECTROLYTE DURING PULSED ELECTROLYSIS

Vinogradov V.E., Pavlov P.A.

Institute of Thermophysics, UB RAS,
620016, Russia, Ekaterinburg, st. Amundsen, 107A

Annotation. The explosive degassing of a weak solution of potassium hydroxide in water during pulsed electrolysis was experimentally studied. The solution was saturated with gaseous electrolysis products on the surface of a platinum electrode with a diameter of 20-30 μm using current pulses with a duration of 15 to 50 μs and a density of up to 10^7 A/m². Depending on the polarity of the current pulses, the electrolyte was saturated with oxygen or hydrogen. The maximum supersaturation of the solution with oxygen obtained in the experiments is consistent with calculations based on the theory of homogeneous nucleation. In the case of liquid supersaturation with hydrogen, the experimental results exceed the theoretical ones.

Key words: Pulse electrolysis, explosive degassing, extreme saturation, potassium hydroxide.

ВВЕДЕНИЕ

Одним из способов получения кислорода и водорода является импульсный электролиз водных растворов [1]. В результате быстрого роста тока электролиза на поверхности электродов создается высокая концентрация ионов и газовых продуктов электролиза. Разрыв сплошности раствора возможен как вследствие критического пересыщения газовыми продуктами электролиза, так и вследствие расталкивающего действия кулоновских сил между ионами раствора.

В работе [2] газ растворялся в тонком приповерхностном слое жидкости импульсным повышением давления газа. После моментального сброса давления в метастабильном состоянии оказывался тонкий приповерхностный слой жидкости. В работе [3] жидкость насыщалась газом на плоской поверхности анода из нержавеющей стали путем создания импульсов напряжения между катодом и анодом длительностью 10–1000 мкс и амплитудой до 300 вольт.

В работах [4–5] исследовали образование микропузырьков на поверхности микроципа в водных растворах электролитов при пропускании тока частотой от 10 до 100 кГц. Плотность тока достигала $6 \cdot 10^6$ А/м². Авторы предположили, что имеет место гомогенная нуклеация пузырьков.

Данная работа посвящена экспериментальному исследованию механизма вскипания слабого раствора электролита на платиновом электроде. Экспериментальные результаты анализируются в рамках теории гомогенной нуклеации [6].

МОДЕЛИ ВЗРЫВНОЙ ДЕГАЗАЦИИ РАСТВОРА ЭЛЕКТРОЛИТА НА ПОВЕРХНОСТИ ЭЛЕКТРОДА

Рассматриваются две основные причины взрывной дегазации электролита.

Во первых пересыщение приэлектродной области раствора газообразными продуктами электролиза. Равновесное давление газа в газонасыщенном растворе вблизи электрода в зависимости от концентрации $c(x, t)$ определяется законом Генри [7].

$$p_s(x, t) \approx Hc(x, t), \quad (1)$$

Здесь H – константа Генри, которая слабо зависит от давления, x – расстояние от электрода, t – время насыщения жидкости газом.

Удельная объемная частота зародышеобразования применительно к метастабильному электролиту получается равной

$$J(x, t) = N \cdot c(x, t) \cdot B \cdot \exp\left(-\frac{W_K}{kT}\right). \quad (2)$$

Здесь N – число молекул в единице объема электролита, B – кинитический коэффициент, определяющий скорость роста околкритического пузырька, W_K – работа образования критического пузырька, k – постоянная Больцмана, T – температура опыта.

$$W_K = \frac{4}{3} \pi \sigma r_K^2, \quad (3)$$

где r_K – радиус критического пузырька, σ – поверхностное натяжение.

$$r_K = \frac{2\sigma}{(p_s(x,t) - p') \cdot (1 - \rho''/\rho')} \quad (4)$$

Здесь p' – давление в жидкости, ρ' , ρ'' – соответственно плотности жидкости и пара.

Согласно закону Фарадея плотность потока легкокипящего продукта электролиза в момент времени t рассчитывается по формуле [8].

$$j(t) = \left(\frac{I(t)}{FS} \right) \frac{\mu}{n}, \quad (5)$$

где $I(t)$ – сила электрического тока, S – площадь электрода, t – время протекания тока электролиза, F – постоянная Фарадея, μ – молекулярный вес газа, n – количество электронов задействованных в реакции.

Концентрация газа на поверхности электрода определяется уравнением диффузии:

$$\frac{\partial}{\partial t} c(t,x) = D \frac{\partial^2}{\partial x^2} c(t,x). \quad (6)$$

С граничными условиями:

$$D \frac{\partial c(t,x)}{\partial x} \Big|_{x=0} = -j(t); \quad c(t,\infty) = 0, \quad c(0,x) = 0.$$

Решение уравнения (6) для поверхности электрода имеет вид [9]:

$$c(0,t) = \frac{1}{\sqrt{\pi D}} \int_0^t \frac{j(t-\tau)}{\sqrt{\tau}} d\tau. \quad (7)$$

В примененном методе взрывная дегазация раствора электролита вызывается быстрым ростом плотности электрического тока через электролит $j_e(\tau)$. При этом резко возрастает концентрация ионов в приэлектродном слое. Число возникающих ионов на единичной поверхности электрода за единицу времени равно $\zeta(t) = j_e(t)/q$, где q – заряд иона. Полагаем, что электролит находится в полупространстве $x \geq 0$, а тело металлического электрода находится в смежном полупространстве $x \leq 0$. Сам электролит представляется инертным фоном для продуктов электролиза, обеспечивающем для них диффузию в объеме неподвижной жидкости с коэффициентом диффузии D . Внедрение ионов в электролит можно моделировать в форме краевой задачи второго рода для полупространства $x > 0$ с краевым условием $D \cdot \partial c / \partial x (x=0) = \zeta(t)$. Распределение концентрации ионов в полупространстве $x > 0$ получается из решения краевой задачи второго рода [9] с учетом дрейфа зарядов под действием приложенного электрического поля. При этом плотность потока ионов постулируется равной

$$j_i(x,t) = -D \frac{\partial c(x,t)}{\partial x} + c(x,t) \cdot v, \quad (8)$$

где v – средняя скорость движения ионов под действием электрического поля. При постоянной скорости вдоль оси x уравнение для концентрации ионов имеет вид:

$$\frac{\partial c(x,t)}{\partial t} = D \frac{\partial^2 c(x,t)}{\partial x^2} - v \cdot \frac{\partial}{\partial x} c(x,t). \quad (9)$$

Решение краевой задачи (8-9) известно [9]:

$$c(x,t) = \exp\left(-t \frac{v^2}{4a} - x \frac{v}{2D}\right) \times c^*(x,t), \quad (10)$$

$$c^*(x,t) = \frac{2(\zeta t)}{\sqrt{\pi D t}} \cdot \exp\left[-\frac{x^2}{4Dt}\right] - \frac{1}{Dt} (\zeta t) \cdot x \cdot \operatorname{erfc}\left(\frac{x}{2\sqrt{Dt}}\right); \quad (11)$$

Решение (11) пригодно при условии $\sqrt{Dt} \ll R^*$, R^* – радиус поверхности электрода.

Концентрация ионов на электроде $c(0,t)$ получается равной

$$c(0,t) = \frac{2(j_i t)}{q\sqrt{\pi D t}} \cdot \exp\left(-t \frac{v^2}{4D}\right). \quad (12)$$

Толщина заряженного слоя оценочно равна \sqrt{Dt} , а удельный (на ед. площади) заряд слоя Q равен

$$Q \sim (j_i t).$$

Рассмотрим упрощенный способ учета отталкивающего взаимодействия зарядов. Полупространство $x \geq 0$ имеет объемную концентрацию зарядов $c^*(x,t)$. Взаимодействуют (отталкиваются) заряды по закону Кулона на поверхности $x = 0$ с (от) объемным зарядом $qc^*(x,t)$ при минимально возможном расстоянием между зарядами порядка радиуса иона.

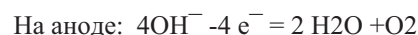
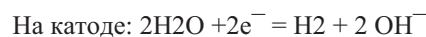
Рассмотрим пристеночный слой жидкости толщиной D_k , равной критическому диаметру пузырька, заряды в этом слое образуют поверхностную плотность зарядов $qc^*(x,t)D_k$. (Разрыв этого слоя гарантирует вскипание). Кулоновское (расталкивающее) давление между двумя одинаковыми слоями жидкости площадью S и толщиной D_k , расположенными на среднем расстоянии друг от друга D_k по закону Кулона равно:

$$\begin{aligned} P_e &= \frac{K}{\varepsilon} [qc^*(x,t)D_k]^2 \left(\frac{1}{D_k}\right)^2 (S \approx D_k^2) = \\ &= \frac{K}{\varepsilon} [qc^*(x,t)D_k]^2; \quad (13) \\ K &= 9 \cdot 10^9 \frac{\text{Н} \cdot \text{м}^2}{\text{Кл}^2}. \end{aligned}$$

Здесь ε – диэлектрическая проницаемость раствора.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА И МЕТОДИКА ПРОВЕДЕНИЯ ОПЫТОВ

Опыты проводились с раствором гидроксида калия (КОН) в воде при мольной концентрации КОН до 3 % при температуре 25 °С. В результате электролиза на электродах происходят следующие реакции:



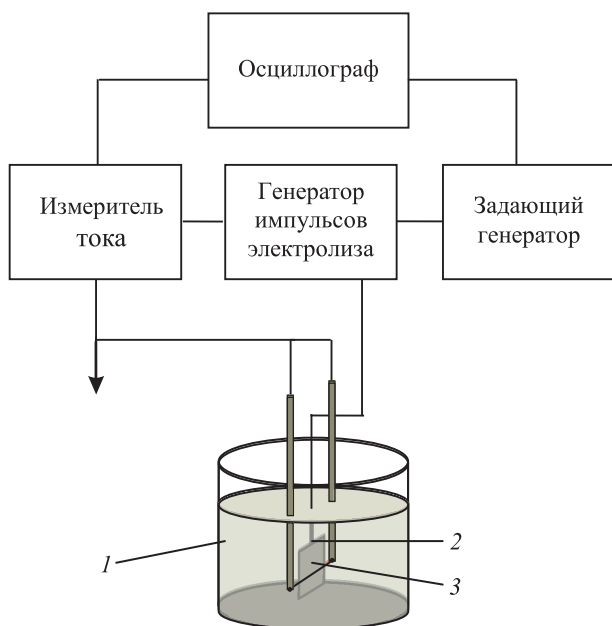


Рис. 1. Измерительная ячейка: 1 – корпус ячейки; 2 – катод; 3 – анод.

В качестве активного электрода, на котором исследовался процесс вскипания электролита, служила платиновая проволоочка диаметром 20 или 30 мкм длиной 1 см (рис. 1). Второй электрод – пластина из нержавеющей стали шириной 6 мм и длиной 1 см. Пластина помещалась параллельно платиновой проволоочке на расстоянии 3–5 мм. Импульсное напряжение между электродами создавалось с помощью генератора одиночных прямоугольных импульсов амплитудой до 90В и длительностью от 15 до 50 мкс. Плотность тока на платиновом электроде достигала 10^7 А/м².

В зависимости от полярности импульса платиновая проволоочка могла быть или анодом или катодом. В процессе опытов записывались осциллограммы

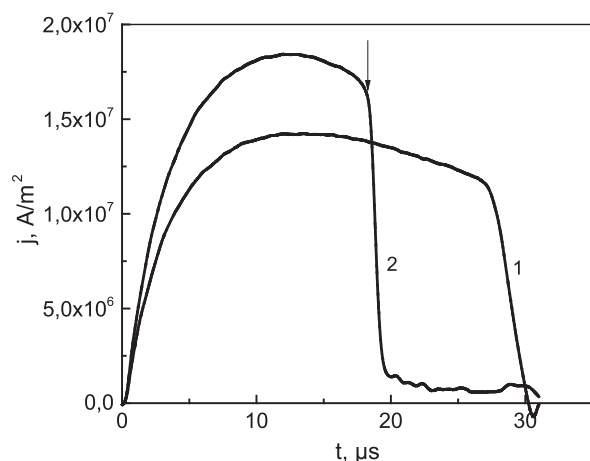


Рис. 2. Осциллограммы плотности тока на платиновом электроде: 1 – нет вскипания, 2 – вскипание на электроде. Длительность импульса тока 30 мкс. Стрелкой показан момент разрыва тока в результате вскипания электролита.

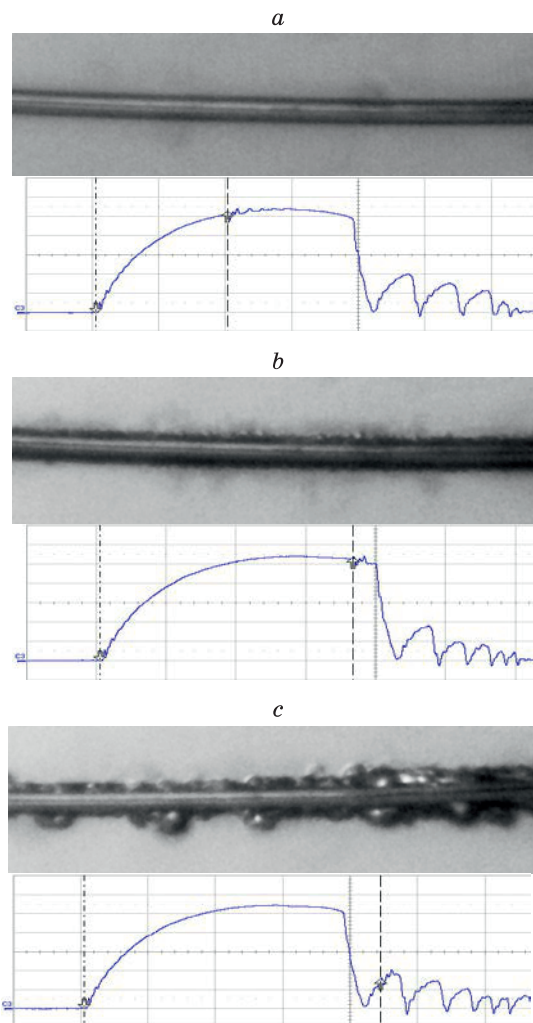


Рис. 3. Фотографии платинового анода на разных стадиях электролиза: а – 10 мкс от начала импульса тока, пузырей нет; б – 18 мкс от начала импульса тока, отдельные пузырьки; в – 22 мкс от начала импульса тока, разрыв электролита на поверхности анода. Внизу осциллограммы тока, вертикальными штриховыми линиями на осциллограммах показаны моменты фотографирования.

тока электролиза. Вскипание (разрыв) раствора на электроде регистрировалось по резкому спаду тока при постоянном напряжении на электродах (рис. 2).

По осциллограммам рассчитывался суммарный заряд электричества с момента включения тока до разрыва сплошности раствора на поверхности электрода.

РЕЗУЛЬТАТЫ ОПЫТОВ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

При температуре 25 °С проведены опыты по взрывному вскипанию слабого раствора (1.5–2.0 %) КОН в воде при плотностях тока от 10^7 до $1.5 \cdot 10^7$ А/м² импульсами длительностью от 15 до 50 мкс. По формулам (10–12) рассчитана концентрация кислорода на аноде, а водорода на катоде в момент разрыва жидкости.

На рис. 4 показана зависимость концентрации водорода на аноде от плотности тока электролиза. Наблюдается слабая зависимость концентрации газа от плотности тока. В тоже время суммарный заряд, при котором происходит разрыв сплошности электролита, заметно падает с увеличением плотности тока.

На основании полученных из опытов концентрациям газов по формуле (1) рассчитаны равновесные давления при которых происходит вскипание электролита. Значения констант Генри для кислорода и водорода в воде взяты из справочника [10].

Грубые оценки показывают, что для покрытия поверхности платинового электрода паровым чулком реализуемая в опытах частота нуклеации должна достигать 10^{18} – 10^{20} $\text{м}^{-3}\text{с}^{-1}$. Соответственно, для достижения такой частоты в условиях гомогенной нуклеации равновесное давление растворенного в жидкости газа согласно формулам (2–4) должно составлять ~175–185 МПа. Рассчитанные из опытов давление P_S кислорода находятся в пределах от 110 до 190 МПа. На основании чего можно предположить, что взрывное вскипание электролита на аноде происходит вследствие гомогенной нуклеации, на которую накладывается вскипание на гетерогенных центрах кипения.

Расчеты для водорода на катоде показывают аномально высокое давление ~330–370 МПа. Что значительно больше того, что предсказывает теория гомогенной нуклеации. Пока единственным объяснением такого результата может быть ненадежность данных по растворимости водорода в воде при высоких давлениях.

Выполнены расчеты расталкивающего давления в результате действия кулоновских сил по формуле (13). В этом случае получены примерно одинаковые значения для обоих электродов: для анода 35–45 МПа, для катода ~35 МПа. Эти величины значительно меньше того, что дает классическая теории нуклеации. Следует отметить, что поскольку мы не нашли данных по диэлектрической проницаемости исследованного электролита, то мы использовали в расчетах диэлектрическую проницаемость воды $\epsilon = 80$.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Исследовано взрывное вскипание слабого раствора КОН в воде в результате импульсного электролиза. Проведены опыты по измерению плотности тока, вызывающего взрывное вскипание электролита на платиновом электроде. Полученные результаты анализируются в рамках двух моделей разрыва электролита при электролизе.

Показано удовлетворительное согласие модели пересыщения электролита газом на аноде. Результаты расчетов данных по катоду требуют дополнительного изучения.

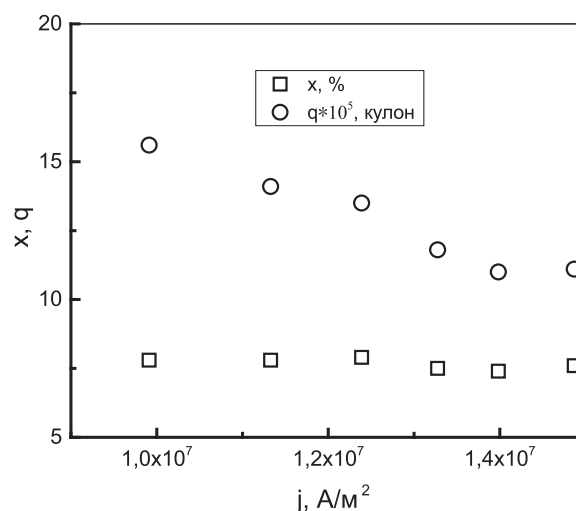


Рис. 4. Зависимость концентрации и суммарного заряда от тока электролиза, при которых происходит разрыв раствора КОН в воде в результате насыщения жидкости водородом на платиновой проволочке диаметром 30 мкм.

Модель взрывного вскипания в результате кулоновского взаимодействия кулоновских сил нуждается в дополнительной проверке с учетом зависимости диэлектрической проницаемости от концентрации раствора.

Работа выполнена в рамках государственного задания ИТФ УрО РАН

Список литературы

1. Импульсный электролиз / Н.А. Костин, В.С. Кубановский, А.В. Заблудовский. Отв. ред. А.В. Городинский. Киев: Наукова думка, 1989. 168 с.
2. Усков В.С., Павлов П.А. Импульсное пересыщение жидкости // Метастабильные состояния и фазовые переходы. Екатеринбург: УрО РАН. Вып. 6, 2003, с. 39–46.
3. Усков В.С., Митрофанов С.М., Павлов П.А. Взрывная дегазация электролитов при импульсном электролизе // Метастабильные состояния и фазовые переходы. Екатеринбург: УрО РАН. Вып. 8, 2006, с. 226–233.
4. Svetovoy V.B., Sanders R.G.P., Lammerink T.S.J., and Elwenspoek M.C. /Combustion of hydrogen-oxygen mixture in electrochemically generated nanobubbles. Physical Review E 84, 035302 (2011).
5. Svetovoy V.B., Sanders R.G.P., and Elwenspoek M.C., Transient nanobubbles in short-time electrolysis. Journal of Physics: Condensed Matter 25, 184002 (2013).
6. Скрипов В.П. Метастабильная жидкость. М.: Наука, 1972. 312 с.
7. Рид Р., Праусниц Дж., Шервуд Т. Свойства газов и жидкостей: Справочное пособие. Л.: Химия, 1982. 592 с.
8. Справочник по электрохимии./ Под ред. А.М. Сухотина. Л.: Химия, 1981. 488 с.
9. Карслоу Г., Егер Д. Теплопроводность твердых тел. М.: Наука, 1964. 487 с.
10. Намиот А.Ю. Растворимость газов в воде: Справочное пособие. – М.: Недра, 1991. 167 с.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ЧАСТОТЫ КОЛЕБАНИЙ НА ТЕПЛООБМЕН В СИНТЕТИЧЕСКИХ КРУГЛЫХ СТРУЯХ ВОЗДУХА ПРИ НИЗКИХ ЧИСЛАХ РЕЙНОЛЬДСА

Герасимов А.С., Леманов В.В.

*Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН,
630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1*

Аннотация. В работе исследовался теплообмен в области торможения при натекании на нагретую поверхность импульсной нестационарной струи воздуха. В качестве источника струи использовалась отверстие в пластине присоединенной к акустическому динамику. Установлено, что используемая конструкция позволяет достичь эффективной генерации синтетической струи в диапазоне частот $f < 500$ Гц. Показано, что уровень относительных флуктуаций теплового потока монотонно снижается при увеличении частоты f . При увеличении расстояния до поверхности число Нуссельта повышается в широкой области чисел Рейнольдса $Re = 20\text{--}3250$.

Ключевые слова: синтетическая струя, нестационарные тепловые процессы, точка торможения, флуктуации теплового потока

EXPERIMENTAL STUDY OF THE INFLUENCE OF OSCILLATION FREQUENCY ON HEAT TRANSFER IN SYNTHETIC ROUND AIR JETS AT LOW REYNOLDS NUMBERS

Gerasimov A.S., Lemanov V.V.

*Kutateladze Institute of Thermophysics SB RAS,
630090, Russia, Novosibirsk, Lavrentyev Ave. 1*

Annotation. The work investigated heat transfer in the stagnation region when an impact non-stationary air jet flows onto a heated surface. The source of the jet was a hole in the plate attached to the acoustic speaker. It has been established that the design used makes it possible to achieve efficient generation of a synthetic jet in the frequency range $f < 500$ Hz. It is shown that the level of relative fluctuations of the heat flux decreases monotonically with increasing frequency f . As the distance to the surface increases, the Nusselt number increases in a wide range of Reynolds numbers $Re = 20\text{--}3250$.

Keywords: synthetic jet, unsteady thermal processes, stagnation point, heat flow fluctuations

Одним из распространенных типов ограниченных струйных течений является импульсная синтетическая струя [1, 2], т.е. нестационарная струя, натекающая на преграду нормально или под углом к ней. Особенность синтетической нестационарности заключается в том, что расход в источнике струи на отдельном интервале времени равен нулю (zero mass flow), так называемая система “вдува–отсоса”. То есть отсутствует в таких конструкциях отсутствует баллон со сжатым газом, а рабочим телом является окружающая среда. Отсутствие емкости с рабочим газом является существенным преимуществом импульсных струй. Эти струи находят применение при охлаждении в оптике [3] и микроэлектронике [4], для управления вектором тяги и снижения шума авиационных двигателей [5].

Известно, что в данной задаче имеется значительное количество влияющих параметров: число Рейнольдса (Re), расстояние от сопла до преграды (h), геометрия сопла, характеристики струйного источника (частота, амплитуда и т.д.) и др. [2,6]. В данной работе приводятся результаты экспериментального исследования теплообмена в импульсной синтетической круглой струе воздуха при низких числах Рейнольдса ($Re < 4000$). Отличительной особенностью данного исследования является изучение пульсационных характеристик плотности теплового потока, за

счет применения датчиков с высоким пространственным и временным разрешением [7]. Такие параметры необходимы для практики при нахождении максимальных (пиковых) значений теплового потока. В обширной литературе по импульсным струям в основном приводятся данные по осредненным параметрам теплообмена на охлаждаемой поверхности [2, 6].

Схема экспериментальной установки представлена на рис. 1: 1) генератор низкочастотных сигналов НМФ2550, 2) динамик акустический 10 ГД-30, 3) стальная пластина толщиной 2 мм с выходным отверстием диаметром $d = 7$ мм, 4) медная пластина диаметром $D = 190$ мм и толщиной 50 мм, 5) датчик теплового потока ДТП, 6) электрический нагреватель мощностью 2 кВт. Для регистрации динамических характеристик в начальном сечении струи использовался термоанемометр постоянной температуры DISA 55M с миниатюрным зондом 55P11 (диаметр нити 5 мкм). Граничное условие на поверхности теплообмена медной пластины близко к закону $T_w = \text{const} = 318\text{--}323$ К. Температура стенки T_w и струи T_j измерялись хромель-копелевыми термопарами, выполненными из провода диаметром 0.2 мм, термоэдс усиливалась с помощью ThermoLab и оцифровывалась 14-разрядным АЦП. Для перемещения струйного источника применялось двухстепенное координатное устройство с шагом 50 мкм.

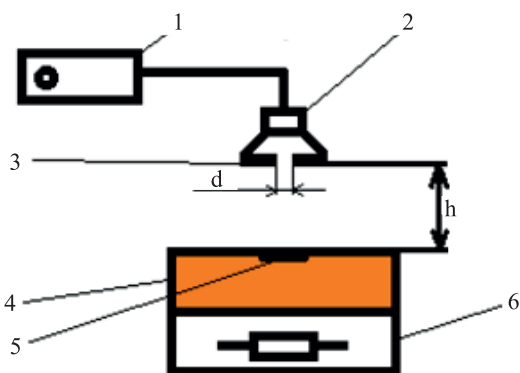


Рис. 1. Схема установки. 1 – генератор сигнала, 2 – акустический динамик, 3 – пластина с отверстием, 4 – медная пластина, 5 – датчик теплового потока, 6 – электронагреватель.

Блок схема измерения датчиком теплового потока представлена на рис. 2. В качестве первичного прибора 1 использовался тонкопленочный градиентный датчик теплового потока размером $2.5 \times 2.5 \times 0.2$ мм, который был заделан заподлицо с поверхностью медной пластины. Сигнал с ДТП пропущен через аналоговый усилитель ThermoLab 2 и далее подавался на вход – 3 аналого-цифровой преобразователя Е 14-140. Сбор данных осуществлялся с помощью персонального компьютера 4. Такая система сбора данных позволяет проводить локальные измерения плотности теплового потока в полосе частот до 3 кГц [7]. В зависимости от режимных параметров размер выборки составлял $(1-8) \cdot 10^4$, время измерения 10 с-10 мин. По временному ряду 5 мгновенных значений плотности теплового потока Q' производился анализ сигнала 6 и определялись среднее значение теплового потока Q , среднеквадратичное значение пульсаций теплового потока q , а также спектр мощности пульсаций теплового потока P . Локальные средние значения коэффициента теплоотдачи α определялись по тепловому потоку Q и разности температур поверхности нагретой стенки T_w и воздушной струи в начальном сечении T_j . Для нахождения локального среднеквадратичного значения пульсаций коэффициента теплоотдачи α' использовалось среднеквадратичное значение пульсаций теплового потока q . Опыты проводились при атмосферном давлении и комнатной температуре. Необходимые для расчета числа Рейнольдса $Re = Ud/\nu$ и Нуссельта $Nu = \alpha d/\lambda$ параметры воздуха ν и λ определялись по температуре потока на выходе из сопла. Здесь U – эффективная скорость, ν – кинематическая вязкость, λ – теплопроводность.

Одним из важных вопросов для практики является изучение возможностей генерации синтетических струй с помощью стандартных устройств, например электроакустических динамиков. К формированию синтетической струи в эксперименте относятся два основных вопроса. Первое связано с наличием пространственных мод при вибрации мембраны громко-

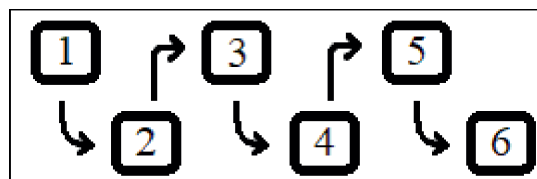


Рис. 2. Блок схема измерения датчиком теплового потока. 1 – градиентный датчик теплового потока, 2 – усилитель сигнала, 3 – аналого-цифровой преобразователь, 4 – персональный компьютер, 5 – временной ряд мгновенных значений теплового потока, 6 – анализ и обработка полученных данных.

говорителей, а второе – с наличием определенных частот в устройстве генерации струи. Пространственная конфигурация мембранных мод является самостоятельной задачей, так как зависит от конструкции и материала мембраны громкоговорителя [8]. При наличии пространственных мод и различных конструкций могут генерироваться синтетические струи за счет нелинейных искажений, таких как субгармоника ($f/2$), и высших гармоник ($2f, 3f, \dots$) резонансной частоты [9]. Как правило, в технических паспортах громкоговорителей приводится только низкочастотная составляющая этих колебаний без учета конструкции устройства, в котором громкоговоритель установлен. В нашем эксперименте с помощью термоанемометра мы измеряли частотный спектр нашего синтетического струйного генератора при изменении частоты колебаний мембраны громкоговорителя. В результате были определены две резонансные частоты, которые составили 16 Гц и 400 Гц. Других резонансных частот в диапазоне 14–2000 Гц мы не обнаружили.

Таким образом, в эксперименте мы генерировали синтетическую струю в виде гармонического сигнала с заданной частотой. У динамических акустических систем основными характеристиками является электрическая мощность и частота вибрации мембраны [10]. В методическом плане все измерения плотности теплового потока при вариации частоты вибрации мембраны в нашем эксперименте выполнены при постоянной электрической мощности подаваемой на динамик. При этом параметры генерируемой импульсной струи зависят как от параметров динамиков, так и от конструкции устройства. Наиболее важные из них амплитуда и частота колебаний мембраны динамика, расстояние от начала струи до преграды. Опыты проведены при фиксированном начальном диаметре струи $d = 7$ мм, расстояние до преграды варьировалось в пределах $h = 2,5-45$ мм ($h/d = 0.36-6.4$), частота колебаний мембраны динамика составляла $f = 14-2000$ Гц.

На рис.3 изображено среднее значение плотности теплового потока Q в точке торможения пластины в зависимости от частоты струйного источника $f = 20-2000$ Гц при вариации расстояния до преграды $h = 2,5-31$ мм. Как видно из рисунка наибольшее значение Q наблюдается при низких частотах $f < 500$ Гц.

При частотах выше 500 Гц, синтетическая струя, по-видимому, обладает малым импульсом, в связи с этим показания плотности теплового потока Q достигают минимальных значений. В свою очередь участки эффективной генерации синтетической струи $f < 500$ Гц разделяются на две зоны. Первая зона $f < 350$ Гц где плотность теплового потока составляет $Q = 2000\text{--}3000$ Вт/м². Второй участок с локальным экстремум $Q = 3750$ Вт/м² в районе $f = 400\text{--}450$ Гц связан с наличием акустического резонанса в конструкции устройства. Влияние расстояния от отверстия до преграды сказывается только при малых значениях ($h = 2,5$ мм), когда значения $Q = 1500$ Вт/м² минимальные в диапазоне частот $f < 500$ Гц. При дальнейшем увеличении этого расстояния до $h = 45$ мм дальности синтетической струи становится недостаточно. В этом случае весь начальный импульс струи диссипирует за счет вязкости, то есть струя не достигает охлаждаемой стенки, и уровень Q существенно падает (этот случай на рис. 3 не показан).

Отличительной особенностью данного исследования было изучение пульсационных характеристик плотности теплового потока в точке торможения. Эти параметры необходимы для практики при нахождении максимальных (пиковых) значений теплового потока. Такие данные для точки торможения представлены на рис. 4 при вариации частоты струйного источника $f = 20\text{--}1000$ Гц при изменении расстояния до преграды $h = 2,5\text{--}31$ мм. Здесь, также как и на рис. 3 при частотах выше 500 Гц, синтетическая струя сильно диссипирует, в связи с этим показания плотности теплового потока q достигают минимальных значений. В диапазоне эффективной генерации синтетической струи $f < 500$ Гц также выделяется две зоны. Первая зона $f < 350$ Гц где плотность теплового потока монотонно уменьшается от максимальных значений $Q = 550\text{--}800$ Вт/м² при $f < 50$ Гц до минимальных значений $Q = 70\text{--}150$ Вт/м² при $f < 270\text{--}350$ Гц. Как видно из рисунка наибольшее значение

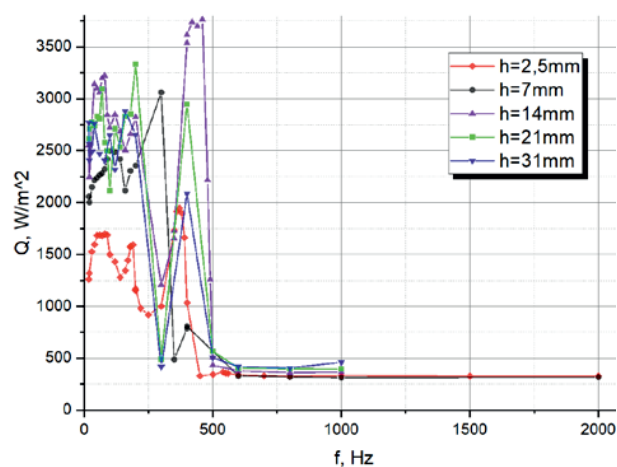


Рис. 3. Среднее значение теплового потока в точке торможения плоской пластины.

$q = 800$ Вт/м² для $h = 21$ мм наблюдается при частотах $f = 20\text{--}30$ Гц. В этом случае достигается максимальный уровень относительных флуктуаций q/Q , который достигает до 25 %. Во второй зоне $f = 350\text{--}450$ Гц регистрируется небольшой локальный экстремум который связан с наличием акустического резонанса в конструкции динамика. Уровень флуктуаций q/Q , на этом участке достигает 15 %. Влияние расстояния от отверстия до преграды h практически мало сказывается на плотности теплового потока в точке торможения. Для случая $h = 45$ мм уровень q существенно падает, так как струя не достигает охлаждаемой поверхности (этот вариант на рис. 4 не показан). Таким образом можно констатировать, что уровень относительных флуктуаций q/Q в диапазоне эффективной генерации синтетической струи $f < 500$ Гц монотонно снижается при увеличении f . При этом имеется два локальных экстремума 25 % и 15 % в области частот $f = 20\text{--}30$ Гц и $f = 350\text{--}450$ Гц соответственно.

Представляется интересным рассмотреть спектральный состав плотности теплового потока в точке торможения на пластине. При этом частота колебаний динамика не должна совпадать с резонансными частотами 16 Гц и 400 Гц. Такие данные представлены на рис. 5 для случая $f = 200$ Гц $h = 14$ мм.

По оси абсцисс отложена в линейных координатах частота Фурье преобразования, ограниченная значением 500 Гц, а по оси ординат логарифм спектра мощности (квадрат модуля значения сигнала). При этом наблюдается основная частота $f = 200$ Гц и ее первая гармоника $2f = 400$ Гц. Для этих двух частот уровень мощности превышает уровень фоновых колебаний на три-четыре порядка, причем мощность основной частоты на порядок превосходит мощность ее первой гармоники. Такое распределение пульсаций теплового потока свидетельствует о хорошей форме периодического сигнала синусоидальной формы с небольшой добавкой в виде первой гармоники.

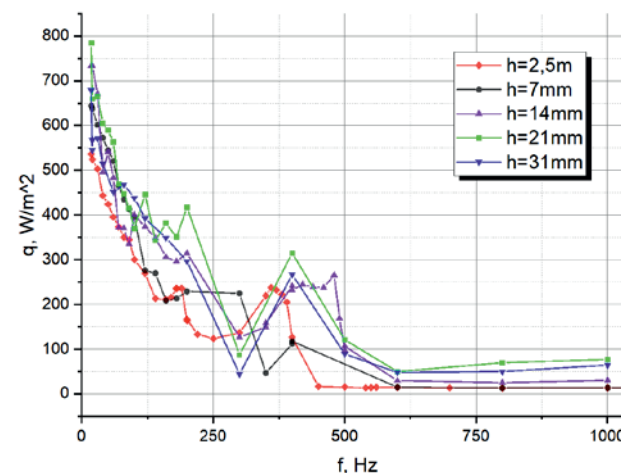


Рис. 4. Пульсации теплового потока в точке торможения плоской пластины.

Как следует из рис. 5 в спектре не обнаружено ни субгармоники ($f/2$), ни комбинационных частот. Это свидетельствует о том, что в синтетической струе при данных параметрах отсутствует режим ламинарно-турбулентного перехода. Как известно для струйных течений характерно наличие субгармоник в области перехода к турбулентности [11, 12].

Как известно, одним из важных влияющих параметров в данной задаче выступает число Рейнольдса $Re = Ud/v$ [1,2,6]. Специфика данного нестационарного течения заключается в том, какую скорость U включать в это число Рейнольдса. Дело в том, что в сечении формирования струи в первую половину цикла струя вытекает, а вторую часть периода она втекает. Таким образом, интеграл от расхода по времени будет равен нулю. Это так называемая «схема с нулевым расходом». Для синтетической струи авторами [13] предложено считать скорость по формуле, использующей объемный расход V за первую половину одного цикла, когда струя вытекает $L = V/F$, где L – длина выброса газа за полпериода, $F = \pi \cdot d^2/4$ – площадь начального сечения отверстия. В таком случае эффективная скорость $U = fL$, где f – частота формирования синтетической струи равная частоте колебания мембраны динамика.

Итоговым графиком для изучения теплоотдачи при взаимодействии струи с преградой является определение зависимости среднего значения числа Нуссельта от числа Рейнольдса струи [6]. Такие данные при вариации расстояния до преграды $h = 2,5–31$ мм представлены на рис. 6.

Как видно из рисунка при числе Рейнольдса $Re > 3300$ синтетическая струя обладает малым импульсом, в связи с этим показания числа Nu демонстрируют минимальные значения. Большие числа Рейнольдса $Re = 2700–3250$ соответствуют резонансному режиму в устройстве. Из рис.6 следует однозначное влияние расстояния от сопла до преграды на число Нуссельта. При увеличении параметра h число Нуссельта повышается практически в широкой об-

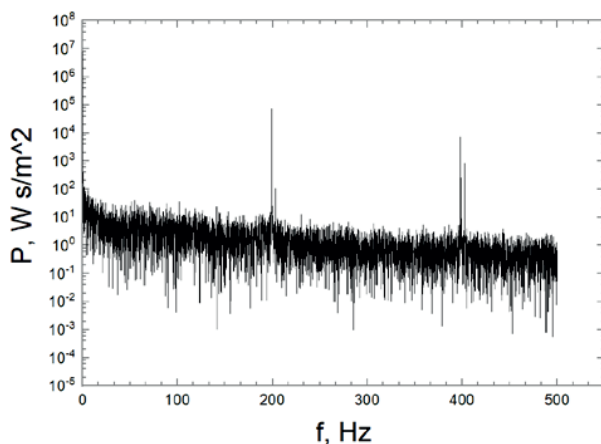


Рис. 5. Спектр мощности пульсаций плотности теплового потока при $d = 7$ мм, $h = 14$ мм, $f = 200$ Гц.

ласти чисел Рейнольдса $Re = 20–3250$. При этом влияния числа Re для постоянной величине h в опытах практически не наблюдается, за исключением области резонанса $Re = 2700–3250$.

В заключении необходимо отметить следующее. Проведено экспериментальное исследование теплообмена в лобовой точке синтетической импактной круглой струи воздуха. Отличительной особенностью данной работы было изучение пульсационных характеристик плотности теплового потока, за счет применения датчиков с высоким пространственным и временным разрешением до 3 кГц. В качестве струйного источника выступало отверстие диаметром $d = 7$ мм в плоской пластине ограничивающей акустический динамик. Опыты проведены при фиксированном начальном диаметре струи, расстояние до преграды варьировалось в пределах $h = 2,5–45$ мм ($h/d = 0.36–6.4$), частота колебаний мембраны динамика составляла $f = 14–2000$ Гц.

На первом этапе работы были проведены опыты с помощью термоанемометра по изучению резонансных свойств конструкции синтетической струи с использованием акустического динамика. С помощью спектрального анализа при вариации частоты генератора в диапазоне $f = 14–2000$ Гц были установлены две резонансные частоты, которые составили 16 Гц и 400 Гц.

На втором этапе проводилось изучение в точке торможения таких характеристик, как: мгновенное, среднее и среднеквадратичное значение пульсаций теплового потока, среднее значение числа Нуссельта. Также изучался спектр мощности пульсаций плотности теплового потока. В качестве варьируемых параметров служили изменение частоты генератора и расстояние от начала струи до преграды.

Установлено, что используемая конструкция позволяет достичь эффективной генерации синтетической струи в диапазоне частот $f < 500$ Гц. При частотах выше 500 Гц, синтетическая струя, обладает

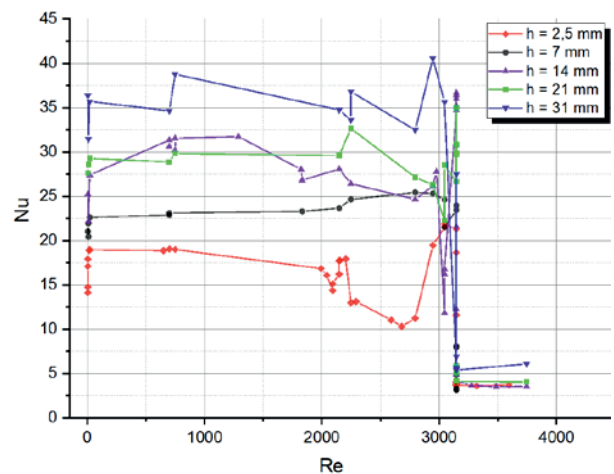


Рис. 6. Среднее значение числа Нуссельта в точке торможения плоской пластины.

малым начальным импульсом и на расстояниях больших $h > 2$ мм струя сильно диссипирует. По видимому для работы при частотах более 500 Гц требуются другие генераторы синтетических струй. Известно, что на практике, например для подавления шума струй авиационных двигателей, используются синтетические струи с частотами $f > 1000$ Гц с генераторами колебаний на основе пьезоэлементов [1,2].

Влияние расстояния от отверстия до преграды на Q сказывается только при малых значениях ($h = 2,5$ мм), когда средние значения плотности теплового потока $Q = 1500$ Вт/м² минимальные в диапазоне частот $f < 500$ Гц.

Показано, что уровень относительных флуктуаций q/Q в диапазоне эффективной генерации синтетической струи $f < 500$ Гц монотонно снижается при увеличении f . При этом имеется два локальных экстремума 25 % и 15 % в области частот $f = 20-30$ Гц и $f = 350-450$ Гц.

На основании опытных данных показано, что в спектре пульсаций плотности теплового потока не обнаружено субгармоник, что свидетельствует о том, что в синтетической струе отсутствует режим ламинарно-турбулентного перехода.

Получено однозначное влияние расстояния от сопла до преграды h на число Нуссельта Nu. При увеличении параметра h число Нуссельта повышается практически в широкой области чисел Рейнольдса $Re = 20-3250$.

Опытные данные, полученные в представленной работе, использовались в статье [14] для валидации расчета тепловых параметров в синтетической струе. Одним из важных результатов для практики является оценка экстремальных (пиковых) значений тепловых параметров с использованием значений для пульсации теплового потока, которые могут достигать 25 %.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 23-29-00584).

Список литературы

1. Glezer A., Amitay M. Synthetic jets // Annu. Rev. Fluid Mech. 2002. V. 34. P. 503–529.
2. Mohseni K., Mittal R. Synthetic jets: fundamentals and applications. Taylor & Francis, Boca Raton, 2015. 366 p.
3. Deng X., Luo Z., Xia Z., Gong W., Wang L. Active-passive combined and closed-loop control for the thermal management of high-power LED based on a dual synthetic jet actuator // Energy Conversion and Management. 2017. V. 132. P. 207–212.
4. Campbell S.J. et al. Thermal management of a laptop computer with synthetic air microjets // ITherm'98. Sixth Intersociety Conference on Thermal and Thermomechanical Phenomena in Electronic Systems (Cat. No.98CH36208). 1998. P. 43–50.
5. Lahiri C. et al. The application of an aeroacoustic actuator in a zero mass flow liner for acoustic damping // 17th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference (32nd AIAA Aeroacoustics Conference). Portland, Oregon: 2011. AIAA Paper № 2011-2725.
6. Krishan G., Aw K.C., Sharma R.N. Synthetic jet impingement heat transfer enhancement – a review // Appl. Therm. Eng. 2019. V. 149. P. 1305–1323.
7. Сапожников С.З., Митяков В.Ю., Митяков А.В. Основы градиентной теплотметрии. СПб.: Изд-во Политехн. ун-та, 2012. 203 с.
8. Zhang Z.L., Tao Q.T. Experimental study of non-linear vibrations in a loudspeaker cone // J. Sound Vib. 2001. V.248. P. 1–8.
9. Wei R.J., Tao Q.T., Ni W.S. Bifurcation and chaos of direct radiation loudspeaker // Chin. Phys. Lett. 1986. V. 3. P. 469–472.
10. Gil P., Wilk J., Korzeniewski M. Helmholtz resonance frequency of the synthetic jet actuator // Appl. Sci. 2021. V. 11. Art. e5666.
11. Ho C.M., Huerre P. Perturbed free shear layers // Annu. Rev. Fluid Mech. 1984. V. 16. P. 365–424.
12. Michalke A. Survey on jet instability theory // Prog. Aerosp. Sci. 1984. V. 21. №. 3. P. 159–199.
13. Smith B.L., Glezer A. The formation and evolution of synthetic jets // Phys Fluids. 1998. V. 10. P. 2281–2297.
14. Lemanov V.V., Pakhomov M.A., Terekhov V.I., Travnicek Z. Non-stationary flow and heat transfer in a synthetic confined jet impingement // Int J Therm Sci. 2022. V.179. Art. 107607.

ИНТЕНСИФИКАЦИЯ ТЕПЛООБМЕНА НА РАЗВИТЫХ ПОВЕРХНОСТЯХ В ПЛОСКИХ КАНАЛАХ

Гетман П.В.^{1,2}, Щелчков А.В.^{1,2}, Попов И.А.¹, Зубков Н.Н.³, Гетман В.В.²

¹ Казанский национальный исследовательский технический университет им. А.Н. Туполева – КАИ,
420111 г. Казань, ул. К. Маркса, 10

² Всероссийский Научно-Исследовательский Институт Расходомерии –
филиал Федерального Государственного Унитарного Предприятия
«Всероссийский Научно-Исследовательский Институт Метрологии им. Д.И. Менделеева»,
420088, г. Казань, ул. 2-я Азинская, д. 7А

³ Московский государственный технический университет имени Н. Э. Баумана,
105005, Москва, 2-я Бауманская ул., д. 5, стр. 1

Аннотация. В работе представлены результаты экспериментального исследования теплоотдачи при вынужденном течении воды от микроструктурированных поверхностей в щелевом канале. Исследуемые микроструктурированные поверхности получены ресурсосберегающим (без отходным) методом деформирующего резания с различными конструктивными формами и размерами. Представлено описание экспериментальной установки, методики проведения и обработки экспериментальных данных. Максимальное увеличение коэффициентов теплоотдачи по сравнению с гладкой поверхностью достигает $Nu/Nu_0 = 5,5$.

Ключевые слова: интенсификация теплообмена, развитые поверхности, шипованные структуры, плоский канал, метод деформирующего резания

INTENSIFICATION OF HEAT EXCHANGE IN THE DEVELOPED SURFACES IN FLAT CHANNELS

Pavel Getman^{1,2}, Alexey Shchelchikov^{1,2}, Igor Popov², Nikolai Zubkov³, Valeriya Getman²

¹ EDP IKazan National Research Technical University named after A.N. Tupolev – KAI,
420111 Kazan, K. Marx str., 10

² All-Russian Research Institute of Flowmetry – branch of the Federal State Unitary Enterprise
«D.I. Mendeleev All-Russian Research Institute of Metrology»,
7A 2nd Azinskaya str., Kazan, 420088

³ Bauman Moscow State Technical University,
105005, Moscow, 2nd Baumanskaya str., 5, p. 1

Annotation. The paper presents the results of an experimental study of heat transfer during forced water flow from microstructured surfaces in a slit channel. The studied microstructured surfaces were obtained by the resource-saving (waste-free) method of deforming cutting with various structural shapes and sizes. A description of the experimental setup, methods of conducting and processing experimental data is presented. The maximum increase in heat transfer coefficients in comparison with a smooth surface reaches $Nu/Nu_0 = 5.5$.

Keywords: heat exchange intensification, developed surfaces, studded structures, flat channel, deforming cutting method

ВВЕДЕНИЕ

Современные технологии изготовления радиоэлементов демонстрируют тенденцию к уменьшению их размеров и увеличению удельных тепловых потоков. Без эффективного способа отвода тепла, генерируемого радиоэлементами, их температура увеличится, что приведет к выходу из строя оборудования. Поэтому системы водяного охлаждения являются важными элементами радиоэлектронного и силового оборудования, применяемого в различных отраслях экономики. Одним из эффективных способов повышения коэффициента теплоотдачи при однофазной вынужденной конвекции является использование микроструктурированных поверхностей. Исследования Webb. R.L., Kandlikar S.G., Grande, W.J. [1], M. Reeves, Moreno J. [2], Bessanane N, Si-Ameur M.

[3], Xu J, Zhang K, Duan J [4], Rebay M., Kakac S. [5], Кравец В.Ю., Коньшина В.И., Попова И.А. [6] и многих других показывают актуальность тематики интенсификации теплоотдачи от развитых поверхностей. Продолжается поиск оптимальной формы микроорегбрения поверхности теплоотдачи с точки зрения теплогидравлической эффективности. Немаловажную роль играет технологии изготовления микроструктурированных поверхностей с точки зрения безотходного производства. Исследования влияния геометрических параметров микроструктурированной поверхности на прирост коэффициента теплоотдачи, и последующая интерпретация полученных результатов в реальных системах охлаждения отражает запросы реальных секторов промышленности.

Цель работы – исследование структуры потока и механизмов интенсификации теплоотдачи при вынужденном течении воды плоских щелевых каналов с штырьковыми и подковообразными структурами различной геометрии в диапазоне низких чисел Рейнольдса.

В ходе выполнения работы выполнены следующие основные задачи:

1. Разработать и создать экспериментальный стенд для исследования структуры потока воды и процессов теплоотдачи плоских щелевых каналов с штырьковыми и подковообразными структурами.

2. Разработать методики проведения и обработки результатов исследований с учетом геометрических и режимных особенностей исследуемых плоских щелевых каналов с штырьковыми и подковообразными структурами.

3. Провести эксперименты по исследованию процессов теплоотдачи при вынужденном течении воды от микроструктурированных поверхностей в щелевом канале.

4. Проанализировать полученные экспериментальные исследования и выполнить сравнения с результатами других авторов.

ОБЪЕКТ ИССЛЕДОВАНИЙ

В качестве микроструктурированных поверхностей для интенсификации теплоотдачи в щелевом канале использованы поверхности, полученные методом деформирующего резания, являющийся комбинацией подрезания и отгибки поверхностных слоев теплообменной поверхности [1–3]. Для цветных сплавов площадь поверхности после обработки по методу деформирующего резания может быть увеличена до 2,5 раз.

В эксперименте были использованы три пластины со штырьковыми структурами (рис. 1, а), каждый из которых имеет спиралевидную форму (рис. 1, б) и одна пластина с подковообразными структурами.

Высота h_{pin} и диаметр d_{pin} штырьковых структур на пластинах: № 1 – $4,75 \times 1$ мм, № 2 – $2,1 \times 0,5$ мм, № 3 – $0,65 \times 0,13$ мм (рис. 1, а). Штырьковых структуры расположены в коридорном и шахматном порядке. Высота подковообразных структур на пластине № 4 $h_{pin} = 0,2$ мм (рис. 1, б).

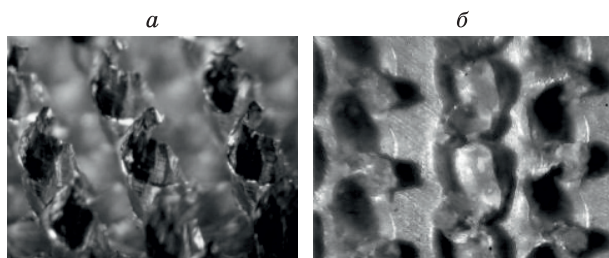


Рис. 1. Фрагменты структур:

а – штырьковых; б – подковообразных

ОПИСАНИЕ

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОГО СТЕНДА

Экспериментальный стенд (рис. 2) для исследования интенсификации теплоотдачи при вынужденном течении воды от микроструктурированных поверхностей в щелевом канале состоит из системы создания и стабилизации расхода воды, системы подвода теплоты к исследуемым микроструктурированным поверхностям и системы сбора информации National Instruments. Первичные преобразователи температуры, давления, расхода воды, силы тока и падения напряжения подключается к 3-м выносным изотермическим клеммным колодкам NI TBX-1328. Программирование системы, регистрация и обработка результатов измерений производится в графической среде разработки LabVIEW. Благодаря этому данные с первичных преобразователей выводятся на монитор в режиме реального времени.

Гидравлический контур (рис. 2) включает в себя резервуар 1 с водой, из которого через фильтр 2 вода с помощью насоса 3 подается в демпфер 4 и далее в рабочий участок 6. Демпфер 4 позволяет минимизировать колебания давления и расхода воды, вызванные работой насоса 3. Далее поток воды проходит через кориолисовый расходомер-регулятор 5 марки CORI-Flow, показания которого регистрируются системой сбора информации. На входе и выходе из рабочего участка 6 установлены датчики температуры 7. Перепад статического давления воды измеряется датчиком давления 8. Далее вода проходит через радиатор 9 охлаждения, и возвращается обратно в резервуар 1.

Система подвода теплоты к исследуемым поверхностям состоит из электрического нагревательного элемента 11 подключенного к автотрансформатору 10, амперметра 1 и вольтметра 11. Это позволяет осуществлять плавное регулирование температуры микроструктурированной поверхности.

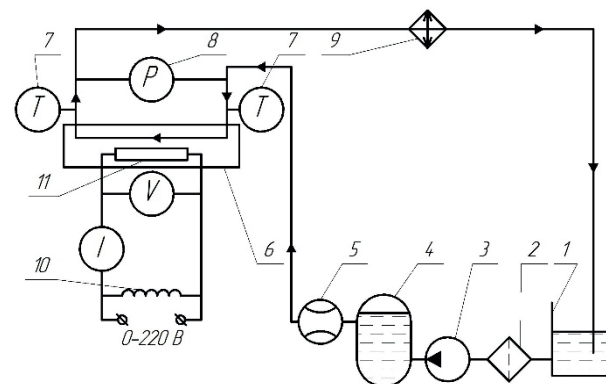


Рис. 2. Принципиальная схема стенда для исследования процессов интенсификации теплоотдачи:

1 – резервуар, 2 – фильтр, 3 – насос, 4 – демпфер, 5 – расходомер-регулятор, 6 – рабочий участок, 7 – термопары, 8 – датчик давления, 9 – теплообменник, 10 – автотрансформатор, 11 – электрический нагревательный элемент

Рабочий участок (рис. 3), представляет собой плоский щелевой канал 2, образованный пластиной 3 с штырьковыми или подковообразной структурами и крышкой 1. Пластина 3 помещается на основание из асбестоцементного короба 6. Высота щелевого канала формируется сменными вкладками из стеклотекстолита 5 в зависимости от высоты h штырьковых или подковообразной структур. В крышке 2 вмонтированы входной и выходной патрубки. Через входной патрубков вода попадает внутрь плоского щелевого канала 2, и соответственно через противоположный патрубков воды выходит из него. В крышке 1 в окрестности патрубков установлены измерители температуры 4 (хромель-копелевые термопары), которые позволяют контролировать температуру воды на входе и выходе из плоского щелевого канала. Внутри асбестоцементного короба 6 располагается электрический нагревательный элемент 7, представляющий собой обмотку из нихромовой проволоки. Асбестоцементного короб 6 устанавливается на стеклотекстолитовое основание 9. Пространство между электрическим нагревательным элементом 7 и стеклотекстолитовым основанием 9 заполняется базальтовой ватой 8.

Контроль температуры поверхности микроструктурированных поверхностей осуществлялся восьмью хромель-копелевыми термопарами 10, расположенными по длине и ширине пластин 3. Термопары зачеканивались на внешней свободной поверхности пластин 3. Температура штырьковых структур и подковообразных структур не измерялась, т.к. размеры спая термопары сопоставима с их размером.

МЕТОДИКИ ПРОВЕДЕНИЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ И ОБРАБОТКИ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ

Проведение экспериментальных исследований интенсификации теплоотдачи при вынужденном течении воды от микроструктурированных поверхностей в щелевом канале выполнялось при установившемся значении средней расходной скорости потока воды w и установившемся значении заданного теплового потока Q . Значения температуры опытных пластин, температуры входа и выхода воды из рабочего участка, массового расхода воды, напряжения и силы тока на электрическом нагревательном элементе контролируются на мониторе и фиксируются в системе сбора информации. Затем происходит настройка следующего экспериментального режима.

Средняя температура поверхности стенки определялась по длине пластин в 5 точках, °C:

$$\bar{t}_w = (t_{w1} + t_{w2} + \bar{t}_{w3} + t_{w4} + t_{w5})/5.$$

где $\bar{t}_{w3} = (t_{w3} + t_{w6} + t_{w7} + t_{w8})/4$ – контроль равномерности распределения теплового потока в 4 точках по ширине пластины.

По замеренным значениям температуры воды на входе и выходе находилась средняя температура теплоносителя в трубе, °C:

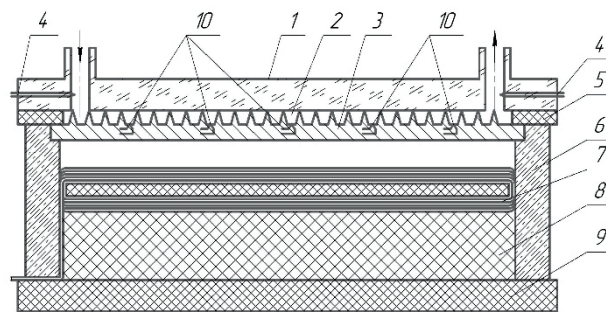


Рис. 3. Эскиз рабочего участка:

1 – крышка, 2 – плоский щелевой канал, 3 – пластина, 4 – термопара, 5 – сменная вкладка из стеклотекстолита, 6 – асбестоцементный короб, 7 – электрический нагревательный элемент, 8 – базальтовая вата, 9 – стеклотекстолитовое основание, 10 – термопара.

$$t_f = (t_{вх} + t_{вых})/2$$

где $t_{вх}$ и $t_{вых}$ – температуры воды на входе и выходе.

Тепловой поток, переданный воде, определяется для контроля точности измерений, двумя методами, Вт:

а) по значению электрической мощности, Вт:

$$Q_{\text{Э}} = U \cdot I,$$

где U и I – перепад напряжения (В) и сила тока (А) на электрическом нагревательном элементе.

б) калориметрическим методом:

$$Q = G \cdot c_p (t_{\text{вых}} - t_{\text{вх}})$$

где G – массовый расход воды (кг/с); c_p – теплоемкость воды при средней температуре в рабочем участке (Дж/(кг·К)); $t_{\text{вых}} - t_{\text{вх}}$ – разница между температурами воды на выходе из рабочего участка и на входе в него.

Потери тепловой мощности в окружающую среду оценивались формуле для теплообмена от горизонтальных и вертикальных пластин при свободной конвекции в открытом объеме, Вт:

$$Q_{\text{пот}} = F \cdot q_{\text{пот}},$$

$$\begin{aligned} \text{при } \lg(\text{Gr} \cdot \text{Pr}) = 3 \dots 7.3 \quad \text{Nu} = 0.525(\text{Gr} \cdot \text{Pr})^{0.25}, \\ \text{при } \lg(\text{Gr} \cdot \text{Pr}) = 7.3 \dots 12 \quad \text{Nu} = 0.13(\text{Gr} \cdot \text{Pr})^{1/3}. \end{aligned}$$

Величина $Q_{\text{пот}}$ при вынужденном течении воды в канале, с учетом контроля температуры на поверхности рабочего участка, низкими коэффициентами теплоотдачи при свободной конвекции воздуха вблизи рабочего участка, материалов стенок рабочего участка, выполненного из материалов с низкими коэффициентами теплопроводности (теплоизоляции) рабочего участка, составляет не более 1% от величины Q .

Удельная плотность теплового потока рассчитывалась по формулам, Вт/м²:

$$q_w = \frac{Q_{\text{Э}} - Q_{\text{пот}}}{F_0} = \frac{Q}{F_0} \quad \text{и} \quad q_w' = \frac{Q_{\text{Э}} - Q_{\text{пот}}}{F} = \frac{Q}{F}$$

где F_0 – площадь омываемой водой поверхности канала, приведенной к исходно гладкой поверхности

согласно исследованиям Nunner W. [8], Koch R. [9] и J.F. Tullius [10]. F – площадь омываемой водой поверхности канала с учетом увеличения поверхности за счет штырьковых структур. Допущение о использовании F_0 принято в следствии значительного увеличения площади поверхности F пластин за счет поверхности штырьковых структур, по сравнению с исходно гладкой поверхностью F_0 . Рассчитанные значения коэффициентов эффективности оребрения $\eta_{pin} \approx 0,61 - 0,69$ для исследованных штырьковых структур позволяют сделать предположения о эффективности интенсификации теплоотдачи за счет увеличения площади поверхности $F > F_0$.

Коэффициент теплоотдачи определялся выражениями, Вт/(м²°С):

$$\alpha = \frac{q_{w0}}{(\bar{t}_w - \bar{t}_f)} \text{ и } \alpha' = \frac{q_w}{(\bar{t}_w - \bar{t}_f)}.$$

Среднерасходная скорость теплоносителя в канале, м/с:

$$w = \frac{G}{\rho \cdot F_{ch0}} \text{ и } w' = \frac{G}{\rho \cdot F_{ch}}$$

где F_{ch} – площадь поперечного сечения канала с учетом его перекрытия штырьковыми структурами, $F_{ch0} = b \cdot h$ – площадь поперечного сечения исходно гладкого плоского щелевого канала № 0, b и h – ширина и высота канала, F_{ch} – площадь поперечного канала с учетом его перекрытия штырьковыми структурами. Данное условие принято исходя из равенства расходов в $G_0 = G$ в плоском щелевом канале с гладкой № 0 и штырьковыми и подковообразными структурами на пластинах № 1 – № 4.

Число Рейнольдса Re_D определяется по среднерасходной скорости w_0 и w , эквивалентным диаметрами D_0 и D :

$$Re_D = \frac{w_0 \cdot D_0}{\mu} \text{ и } Re_D' = \frac{w \cdot D}{\mu}$$

где $D_0 = (4 \cdot F_{ch0})/\Pi_0$ – эквивалентный диаметр исходно гладкого плоского щелевого канала, $\Pi_0 = 2 \cdot (b + h)$ – смоченный периметр, $D = (4 \cdot F_{ch})/\Pi$ – эквивалентный диаметр с учетом штырьковых структур, Π – смоченный периметр с учетом штырьковых структур, μ – кинематический коэффициент вязкости при средней температуре воды.

Число Нуссельта определяется, без учета и с учетом штырьковых структур по зависимостям:

$$Nu_D = \frac{\alpha \cdot D}{\lambda} \text{ и } Nu_D' = \frac{\alpha' \cdot D}{\lambda}$$

где λ – коэффициент теплопроводности воды при средней температуре воды.

ТЕСТОВЫЕ ЭКСПЕРИМЕНТЫ

Перед началом исследований были выполнены тестовые опыты по теплоотдаче гладкого щелевого канала № 0 при вынужденном течении воды в диапазоне чисел $Re_D = 30 - 600$. Представленные данные

по средней теплоотдаче (рис. 4) проводились с целью подтверждения проверки работоспособности экспериментальной установки и достоверности полученных результатов. Установлено (рис. 4) удовлетворительное согласование полученных результатов по средней теплоотдаче гладкогладкого щелевого канала № 0 при вынужденном течении воды в диапазоне чисел $Re_D = 30 - 600$ с известной зависимостью для ламинарного режима:

$$Nu_D = 0,15 \cdot Re_D^{0,33} \cdot Pr_f^{0,43} \cdot (Gr_f \cdot Pr_f)^{0,1} \cdot \left(\frac{Pr_f}{Pr_w} \right)^{0,25}$$

В экспериментах относительная длина всех исследованных щелевых каналов составила $L/D_0 > 50$, где L – длина канала.

ОСНОВНАЯ ЧАСТЬ. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Экспериментальные исследования интенсификации теплоотдачи при вынужденном течении воды от микроструктурированных поверхностей в щелевом канале выполнены в диапазоне чисел $Re_D = 30 - 600$ для пластин № 1 – № 4 канал сформирован без зазора над вершинами штырьковых структур, $h = h_{pin}$. Канал для пластины № 2' сформирован с зазором $h' = 1$ мм над вершинами штырьковых структур $h = h_{pin} + h' = 3,1$ мм.

Установлено, что в плоском щелевом канале с пластинами № 1–№ 3 наблюдается более ранний ламинарно-турбулентный переход по сравнению с гладким щелевым каналом № 0. Внешним проявлением взаимодействия штырьковых структур с потоком в области переходных чисел Re является уменьшение критического числа $Re_{кр1}$ при увеличении их высоты h_{pin} (рис. 4). Экспериментальные данные в рассмотренном диапазоне, характер их изменения имеют удовлетворительное согласование с экспериментальными данными Nunner W. [8], Koch R. [9], Dreitzer G.A. [11] и Olimpiev V.V. [12]. Для поверхности № 4 с подковообразными структурами не обнаружен более ранний ламинарно-турбулентный переход. Это объясняется малой высотой h_{pin} подковообразных структур, которые тонут в пограничном слое, и удовлетворительно согласуется с результатами Tarasevich S.E [13] по теплоотдаче труб с метрической резьбой.

Увеличение средней теплоотдачи (без учета увеличения поверхности за счет штырьковых структур) щелевого канала в диапазоне чисел $Re_D = 30 - 600$ составило для поверхностей: № 1 – $Nu/Nu_0 = 9,5 - 16,2$; № 2 – $Nu/Nu_0 = 3,8 - 7,1$; № 3 – $Nu/Nu_0 = 1,2 - 2,2$ (рис. 4, а) и существенно зависит от высоты h_{pin} штырьковых структур. Высокий уровень роста средней теплоотдачи Nu/Nu_0 позволяет отнести механизмы интенсификации теплоотдачи для рассматриваемых пластин со штырьковыми структурами к механизмам характерным к механизмам интенсификации теплоотдачи упорядоченными пористыми структурами [14].

Рост средней теплоотдачи для канала № 2' с зазором $h' = 1$ мм над вершинами штырьковых структур составляет $Nu/Nu_0 = 2,54 - 5,48$, что ниже уровня теплоотдачи для канала № 2. Большая часть расхода воды проходит над вершинами штырьковых структур через поперечное сечение, образованное зазором $h' = 1$ мм. Данные по средней теплоотдаче удовлетворительно согласуются с результатами по средней теплоотдаче труб с метрической резьбой [13], кольцевыми и полусферическими выступами [7,11]. Помимо этого, использование канала № 2' с зазором $h' = 1$ мм над вершинами штырьковых структур позволяет значительно до $\Delta p/\Delta p_0 = 1,8$ раз снизить рост потерь давления на рабочем участке для канала № 4 по сравнению с каналом № 2.

Уровень средней теплоотдачи для канала № 4 с подковообразными структурами сопоставим уровнем средней теплоотдачи гладкого канала $Nu/Nu_0 = 1$. Значительный рост потерь давления на рабочем участке для канала № 4 достигает $\Delta p/\Delta p_0 = 20$, т.к. высота канала структурами равна $h = 0,2$ мм. Поэтому исследования средней теплоотдачи канала № 4 выполнены только до значения числа $Re_D = 300$. Канал № 4 с подковообразными структурами показал низкую тепловую Nu/Nu_0 и теплогидравлическую $(Nu/Nu_0)/(\Delta p/\Delta p_0)$ эффективность, по сравнению с каналами с штырьковыми структурами на пластинах № 1 – № 3.

Установлено, что рост потерь давления на рабочем участке для пластины с штырьковыми структурами № 1 достигает $\Delta p/\Delta p_0 = 3,1 - 6,8$. Низкий уровень гидравлических потерь может объясняться упорядоченной геометрической формой размещения штырьковых структур на поверхности пластины (шахматное расположение). Продольный шаг между штырьковыми структурами равен $t_1 = 4$ мм, поперечный шаг равен $t_2 = 3$ мм. Данное обстоятельство позволяет определить преимущество штырьковых структур перед высокопористыми материалами и упорядоченными пористыми материалами из [13, 14]. В канале с штырьковыми структурами отсутствуют тупиковые и закрытые поры, по сравнению с высокопористыми материалами [13]. Кроме этого, при формировании штырьковых структур методом деформирующего резания отсутствуют потери материала (стружка), по сравнению с механической обработкой упорядоченных пористых материалов [14].

Получено удовлетворительное согласование средней теплоотдачи Nu_D щелевого канала с штырьковыми структурами № 3 (рис. 4, а) с аналогичными результатами Tullius J.F. [10] для щелевого канала с штырьковыми ребрами в форме параллелепипеда ($h_{pin} = 0,66$ мм) в диапазоне чисел $Re_D = 100 - 600$.

Сравнение полученных значений по тепловому сопротивлению $R_{tot} = 0,074$ К/Вт щелевого канала с штырьковыми структурами поверхности № 2 в точке расхода $8,44 \cdot 10^{-3}$ кг/с удовлетворительно согласуются с результатами Webb R.L. [15] по тепловому со-

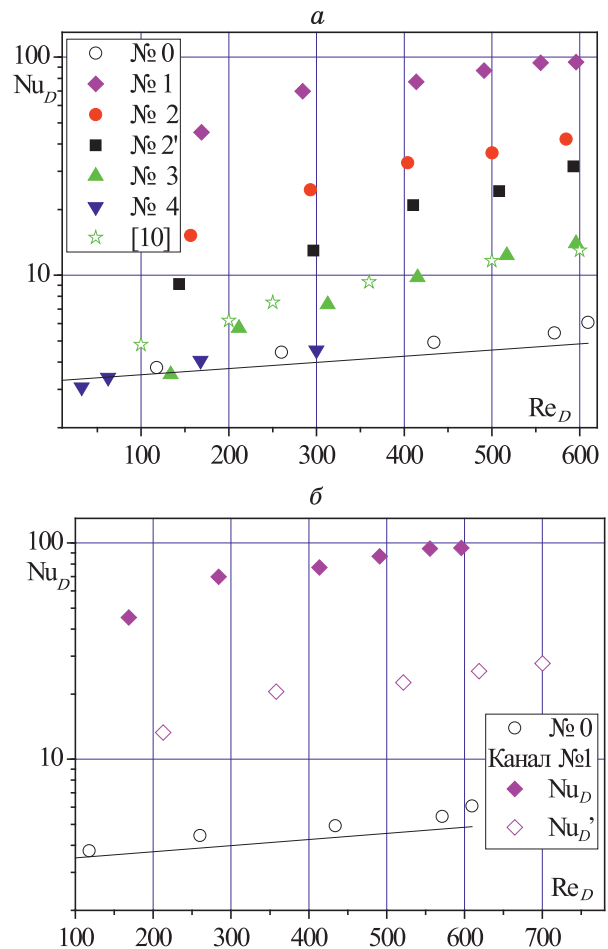


Рис. 4. Графическая зависимость средней теплоотдачи плоских щелевых каналов от числа Re :

а и б – без учета и с учетом увеличения площади поверхности пластин и скорости воды соответственно

противлению $R_{tot} = 0,068$ К/Вт для щелевого канала «Fin-H» с высотой плоских микроребер $h_{pin} = 2,1$ мм в точке расхода $8,33 \cdot 10^{-3}$ кг/с. Некоторое незначительное отличие объясняется разницей высот и формой штырьковых структур и плоских ребер.

Графическая зависимость средней теплоотдачи канала №1 со штырьковыми структурами на поверхности (рис. 4, б) позволила установить, что увеличение поверхности теплообмена F за счет наличия штырьковых структур на поверхности пластин и рост среднерасходной скорости потока воды w' являются определяющими механизмами интенсификации теплоотдачи. Увеличение площади поверхности №1 составил $F/F_0 \approx 3,5$ раза за счет площади поверхности штырьковых структур. Рост средней расходной скорости $w/w_0 \approx 1,3$ произошел за счет уменьшения площади поперечного сечения. Расчетное значение коэффициента эффективности оребрения для поверхности №1 составляет $\eta_{pin} \approx 0,61$. Влияние на интенсификацию теплоотдачи за счет увеличения площади поверхности и средней расходной скорости составило ≈ 62 %. Дополнительные факторы интенсифика-

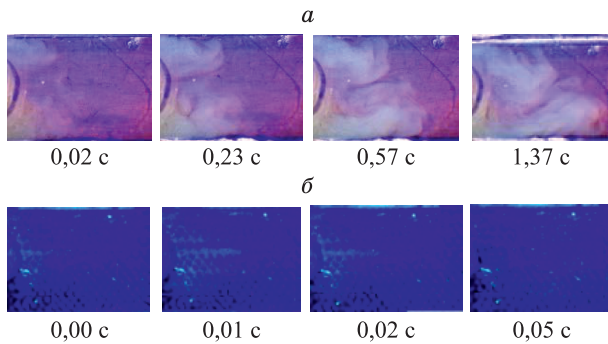


Рис. 5. Визуализация течения потока воды в щелевом канале (вид сверху, направление течения слева направо):

a – гладкая пластина № 0, *б* – пластина № 1

ции теплоотдачи канала №1 является интенсивное перемешивание воды в зазорах между штырьковыми структурами до $\approx 28\%$.

Данное обстоятельство подтверждается результатами визуализации течения потока воды в гладком щелевом канале № 0 (рис. 5, *a*) и в канале с пластиной № 1 (рис. 5, *б*). Визуализация выполнена высокоскоростной камерой Photron Fastcam SA4-500K-C1 с применением красителей. Краситель в канал подается порционно через дозирующее устройство во входной патрубке. Производится видеозапись визуализации течения воды. Отсечка подачи чернил в канал производится на момент формирования вихревой структуры. После полной выработки порции чернил в канал подается новая порция. В гладком канале № 0 применялась краска на водной основе белого цвета. В канале № 1 использовалась флуоресцентная краска на водной основе, светящаяся в ультрафиолетовом спектре. Данный выбор красителя обусловлен сложностью оценки структуры потока в каналах с штырьковыми структурами.

Установлено, что при низких значениях числа $Re_D = 169$ поток воды на входе в гладкий щелевой канал № 0 не равномерно растекается по ширине канала *b*. Формируются две вихревых структуры. Верхняя вихревая структура (рис. 1, *a*) вращается по часовой стрелке, а нижняя вихревая структура вращается в противоположном направлении. Согласно хронологии развития, наблюдается рост размеров вихревых структур, которые становятся соизмеримы с размерами щелевого канала. В угловых областях плоского щелевого канала формируются застойные зоны. Данная картина течения характерна и при увеличении числа до $Re_D = 260$ при увеличении скорости вращения вихревых структур.

При увеличении числа Рейнольдса до $Re_D = 414$ в гладком щелевом канале № 0 поток воды начинает более равномерно распределяться по ширине канала. Крупномасштабные вихревые структуры имеют значительно меньшие размеры. Скорость вращения вихревых структур и их перемещения по длине канала *L* увеличивается. В угловых областях плоского щелевого канала имеют место застойные зоны.

Отличная картина течения потока воды наблюдается при низких значениях числа $Re_D = 169$ в плоском щелевом канале с штырьковыми структурами № 1. Начиная с входного патрубка поток воды равномерно распределяется по ширине *b* и длине *L* канала за короткий промежуток времени $< 0,04$ секунды. Отсутствуют вихревые структуры и застойные области. Этим отчасти объясняется рост средней теплоотдачи $Nu/Nu_0 = 3,8$ при достаточно значительном росте потерь давления на рабочем участке $\Delta p/\Delta p_0 = 3,1$. Аналогичная картина течения потока воды наблюдается во всем исследованном диапазоне чисел Re_D .

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Ресурсосберегающий (без отходный) метод деформирующего резания позволил сформировать на поверхности пластин упорядоченные геометрические структуры с высокими значениями значения коэффициентов эффективности оребрения $\eta_{pin} \approx 0,61 - 0,69$ для исследованных штырьковых структур.

Экспериментальные исследования средней теплоотдачи от поверхностей с штырьковыми структурами № 1, № 2, № 2' и № 3 при вынужденном течении воды в щелевом канале показали высокую тепловую Nu/Nu_0 и теплогидравлическую $(Nu/Nu_0)/(\Delta p/\Delta p_0)$ эффективность в диапазоне чисел $Re_D = 30 - 600$. Графические зависимости подтверждают, что использование штырьковых структур на поверхности пластин может многократно (до $Nu/Nu_0 = 16,2$) увеличить среднюю теплоотдачу при сопоставимом росте потерь давления на рабочем участке достигает (до $\Delta p/\Delta p_0 = 6,8$). Установлена графическая зависимость увеличения средней теплоотдачи с ростом высоты штырьковых структур.

Экспериментальные исследования средней теплоотдачи для канала № 4 с подковообразными структурами показал низкую тепловую Nu/Nu_0 и теплогидравлическую $(Nu/Nu_0)/(\Delta p/\Delta p_0)$ эффективность, по сравнению с каналами с штырьковыми структурами на пластинах № 1 – № 3.

Дальнейшее развитие исследований будет направлено на изучение процессов кипения различных жидкостей на поверхностях с штырьковыми и подковообразными структурами.

Финансовая поддержка не предоставлялась.

Литература

1. Kandlikar S.G., Grande W.J. Evolution of microchannel flow passages-thermohydraulic performance and fabrication technology // Heat Transfer Engineering. 2003. Vol. 24. No. 1. Pp. 3–17. <https://doi.org/10.1080/01457630304040>
2. Reeves M., Moreno J., Beucher P, Loong, S.-J, Bono D. Investigation of an aluminium-copper clad metal baseplate for liquid cooling: Experimental characterization and thermal modelling // Development of Research in Microscale and Nanoscale Thermal and Fluid Sciences. 2016. Pp. 47–54

3. Bessanane N, Si-Ameur M, Rebay M. Numerical study of the temperature effects on heat transfer coefficient in mini-channel pin-fin heat sink // *International Journal of Heat and Technology*. 2022. Vol. 40. No. 1. Pp. 247–257. <https://doi.org/10.18280/ijht.400129>
4. Xu J.; Zhang K.; Duan J., Lei J.; Wu J. Systematic Comparison on Convective Heat Transfer Characteristics of Several Pin Fins for Turbine Cooling // *Crystals*. 2021. 11, 977. <https://doi.org/10.3390/cryst11080977>
5. Rebay M., Kakac S., Cotta R.M. *Microscale and Nanoscale Heat Transfer: Analysis, Design, and Application* (1st ed.). CRC Press. 2016. <https://doi.org/10.1201/b19261>
6. Skrypnik A.N., Shchelchkov A.V., Popov I.A., Ryzhkov D.V., Sverchkov S.A., Zhukova Y.V., Chorny A.D., Zubkov N.N. Thermohydraulic Efficiency of Tubes with Internal Spiral Finning // *Journal of Engineering Physics and Thermophysics*. 2018. Vol. 91 No. 1. Pp. 52–63. <https://doi.org/10.1007/s10891-018-1718-y>
7. Shchelchkov, A. Thermohydraulic characteristics of discretely rough tubes for the transitional flow regime [Текст] / A. Shchelchkov // *Heat Transfer Research*. – 2016. – Vol. 47. – № 6. – Pp. 545–557. <https://doi.org/10.1615/HeatTransRes.2016010129>
8. Nunner, W. Wärmeübergang und Druckabfall in rauchen Rohren [Text] / W. Nunner // *VDI-Forschungsheft*. – 1956. – № 455 – Pp. 5–39.
9. Koch, R. Druckverlust und Wärmeübergang bei verwirbelter Stromung [Text] / R. Koch // *VDI-Forschungsheft*. – 1958. – № 469. – P. 44.
10. Tullius J.F., Tullius T.K., Bayazitoglu Y. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 55, 3921–3932 (2012)
11. Dzyubenko B.V., Dreitser G.A., Yakimenko R.I. Thermohydraulic efficiency of heat exchangers with flow swirling by helical tubes // *International Journal of Heat Exchangers*. 2006. Vol. 7. No. 1. Pp. 145–162.
12. Olimpiev V.V., Mirzoev B.G. Energy-efficient intensifiers of laminar heat transfer // *Russian Aeronautics*. 2013. Vol. 56. No 2. C. 185–190.
13. Il'in G.K., Tarasevich S.E., Shchelchkov A.V., Yakovlev A.B., Zlobin A.V. Thermal and hydraulic characteristics of rough tubes including those with an inserted twisted band // *Russian Aeronautics*. 2008. Vol. 51. No 4. Pp. 402–406.
14. Попов И.А. Гидродинамика и теплообмен в пористых теплообменных элементах и аппаратах // *Сер. Интенсификация теплообмена*. Казань, 2007.
15. Gortyshov Y.F., Popov I.A., Gulitsky K.E. Experimental studies of hydrodynamics and heat transfer in channels with high-porous cellular materials in single-phase forced convection and flow boiling of working fluids // *International mechanical engineering congress and exposition*. ASME. Nashville, New York, USA, 14–19 november 1999. *Heat transfer*. Vol. 2. No. 364-2. Pp. 115–123.
16. Webb R.L. High-performance, low-cost liquid micro-channel cooler // *Department of Mechanical Engineering, Penn State University, University Park, PA 1680*.
17. Tullius J.F., Tullius T.K., Bayazitoglu Y. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 55, 3921–3932 (2012)

ВОССТАНОВЛЕНИЕ СТРУКТУРЫ ТЕЧЕНИЯ В ИМПАКТНОЙ СТРУЕ ПО ОДНОТОЧЕЧНЫМ ВЫСОКОСКОРОСТНЫМ ИЗМЕРЕНИЯМ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ НЕЙРОСЕТЕВЕОГО ДЕКОДЕРА

Гобызов О.А., Пантелеев С.А., Ничик М.Ю., Токарев М.П.

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

Аннотация. В последние годы активно стали использоваться методы машинного обучения для решения задач оптимального управления течениями, в том числе и в сдвиговых течениях, такие как следы и струи. В настоящее время представлен целый ряд экспериментальных задач гидромеханики и активного управления потоком, решаемых с использованием современных подходов, использующих машинное обучение.

При этом часто задачи управления течением является чрезвычайно требовательной с точки зрения регистрирующей аппаратуры и вычислительных мощностей. Для регистрации наиболее полной информации о состоянии регулируемой системы требуется информация об изменении полей характеристик, например, таких как скорость, давление и температура в реальном времени. Снизить требования к оборудованию могут помочь методы compressive sensing, позволяющие восстанавливать полный сигнал по ограниченному объёму локальных наблюдений и предварительной информацией о динамике системы.

В настоящей работе было проведено испытание восстановления мгновенного поля скорости на реальных точечных измерениях термоанемометром и сравнение полученных данных с данными, полученными при помощи скоростного PIV метода в турбулентном струйном потоке, натекающем на плоскую преграду. Рассматривалась возможность уменьшения количества точечных датчиков с применением алгоритмов восстановления мгновенного поля скорости с приемлемым ростом погрешности измерений.

Установлено, что использование малого числа датчиков (в пределе – одиночного датчика) для реконструкции структуры течения малооправдано, однако если течение содержит существенную периодическую компоненту, использование предыстории измерений способно в значительной мере компенсировать малое число датчиков и повысить качество реконструкции.

Ключевые слова: реконструкция поля скорости, локальные измерения скорости, термоанемометрия, PIV, машинное обучение

RECONSTRUCTION OF THE FLOW STRUCTURE IN AN IMPACT JET FROM SINGLE-POINT HIGH-SPEED MEASUREMENTS USING A NEURAL NETWORK DECODER

Gobyzov O.A., Panteleev S.A., Nichik M.Yu., Tokarev M.P.

*Kutateladze Institute of Thermophysics SB RAS,
630090, Russia, Novosibirsk, Lavrentyev Ave. 1*

Annotation. In recent years, machine learning methods have been actively used to solve problems of optimal flow control, including shear flows, such as wakes and jets. Currently, a number of experimental problems in fluid mechanics and active flow control are presented, solved using modern approaches using machine learning.

At the same time, flow control problems are often extremely demanding in terms of recording equipment and computing power. To register the most complete information about the state of the controlled system, information about changes in characteristic fields, for example, such as speed, pressure and temperature in real time is required. Compressive sensing methods can help reduce equipment requirements, allowing the reconstruction of the full signal from a limited volume of local observations and preliminary information about the dynamics of the system.

In this work, we tested the reconstruction of the instantaneous velocity field using real point measurements with a hot-wire anemometer and compared the obtained data with data obtained using the high-speed PIV method in a turbulent jet flow flowing onto a flat obstacle. The possibility of reducing the number of point sensors using algorithms for reconstructing the instantaneous velocity field with an acceptable increase in the measurement error was considered.

It has been established that the use of a small number of sensors (in the limit, a single sensor) to reconstruct the flow structure is unjustified, however, if the flow contains a significant periodic component, the use of measurement history can significantly compensate for the small number of sensors and improve the quality of reconstruction.

Keywords: velocity field reconstruction, local velocity measurements, hot-wire anemometry, PIV, machine learning

ВВЕДЕНИЕ

Получение информации о пространственно-временной структуре потока актуально для широкого ряда приложений, включая задачи управления течением, оптимизации геометрии каналов, выявления

нештатных режимов работы устройств, валидации численных кодов, и многих других.

Зачастую для получения такой информации необходимо регистрировать распределения физических величин в потоке с высоким разрешением по време-

ни, что, в свою очередь, накладывает высокие требования как на регистрирующую аппаратуру, так и на условия проведения измерений. Снизить требования к оборудованию могут помочь активно развивающиеся в последние годы методы compressive sensing (CS), позволяющие восстанавливать полный сигнал (данные высокой размерности) по ограниченному объёму локальных наблюдений [1–4]. Для использования этих методов, конечно, должен выполняться ряд условий. В первую очередь должно существовать низкоразмерное представление структуры потока, сохраняющие пространственные особенности, являющиеся объектом идентификации. Существенную роль играет выбор областей локальных наблюдений. Более подробно этот вопрос рассмотрен в работе [5], однако и на интуитивном уровне ожидаемо, что реконструкция окажется невозможной, если локальные наблюдения выполняются в областях, не отражающих особенности течения (например, измерения скорости на участках, через которые не проходят траектории вихревых структур).

В последние годы в научной литературе было опубликовано достаточно большое количество работ, рассматривающих различные подходы CS применительно к задачам механики жидкости и газа (см., например, [6–10]). Значительная доля таких работ посвящена использованию той или иной методики машинного обучения. Несмотря на то, что в большинстве работ демонстрируются качественные результаты реконструкции, одной из проблем остаётся сложность самих моделей машинного обучения и процедур их настройки, а также потребность в большом объёме обучающей выборки. На этом фоне выделяется работа [11], в которой авторы демонстрируют, что относительно сложные по своей структуре течения можно реконструировать, используя нейросетевую декодер с малым числом скрытых слоёв (shallow neural network decoder). Такая модель, в реализации авторов представляющая собой полносвязную искусственную нейронную сеть, содержащую один скрытый слой, обучается за короткое время, не требует больших вычислительных затрат, и при этом превосходит по качеству линейные модели CS.

Одним из недостатков представленного авторами метода является необходимость использования нескольких датчиков для восстановления структуры потока. С практической точки зрения размещение большого числа датчиков не всегда возможно или целесообразно. В то же время, зачастую, точечные измерения могут выполняться с высоким временным разрешением, что предполагает возможность использования гипотезы Тейлора для извлечения дополнительной информации о структуре потока при малом числе датчиков.

В соответствии с приведенными соображениями, целью настоящей работы была проверка возможности реконструкции структуры течения при помощи нейросетевого декодера с малым числом слоёв по из-

мерениям одного датчика с использованием высокого разрешения по времени. Для этого была проведена реконструкция на реальных точечных измерениях в комбинации с результатами скоростных PIV-измерений в импульсной струе при умеренных числах Рейнольдса.

МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА И ИСХОДНЫЕ ДАННЫЕ

Исходные данные для обучения и тестирования модели были получены на установке, описанной в работе [12]. Режим истечения струи характеризовался числом Рейнольдса $Re = 4000$, построенным по среднерасходной скорости и выходному диаметру сопла $D=15$ мм. Наложённые возмущения в струе создавались при помощи виброплатформы с сильфоном, установленных в контуре подвода жидкости к соплу. В режиме наложенных возмущений их частота составляла 4,75 Гц (Число Струхала $St = 0,6$), при этом варьировалась амплитуда возмущений.

В экспериментах в качестве точечного датчика использовался однозондовый термоанемометр (СТА) Dantec Dynamics MiniСТА 54T42 с волоконно-пленочным датчиком 55R14. В экспериментах зонд термоанемометра размещался вблизи импульсной поверхности, на расстоянии $1D$ от оси сопла (см. рис. 1). Точка расположения зонда находилась в области максимума пульсаций скорости потока, и была выбрана в предположении, что величина скорости в этой области максимально скоррелирована со структурой течения. Данные СТА считывались при помощи АЦП с дискретизацией 20 мкс. В описываемых экспериментах, в отличие от работы [12] нагрев импульсной поверхности не использовался.

PIV-изображения регистрировались параллельно с измерениями термоанемометром, с частотой 0,5 кГц. Для регистрации трассерных картин использовалась скоростная цифровая камера Photron SA5, поток засеивался полиамидными трассерами размером 20 мкм и подсвечивался лазерным ножом толщиной 1 мм в непрерывном режиме.

Сигнал триггера камеры записывался при помощи АЦП одновременно сигналом СТА. Далее, для согласования данных PIV и СТА, значения скорости, полученные с термоанемометра данные усреднялись по межкадровым интервалам камеры. Таким образом, для каждого поля PIV было получено соответствующее ему значение скорости, зарегистрированное СТА. Конечное разрешение рассчитанных по PIV-изображениям полей скорости составило 63×63 векторов.

В ходе подготовки данных для нейронной сети данные нормировались таким образом, чтобы пульсации скорости как для PIV, так и для СТА, находились в диапазоне от 0 до 1. После этого каждому полю скорости ставилась в соответствие последовательность предшествующих ему термоанемометрических измерений заданной продолжительности.

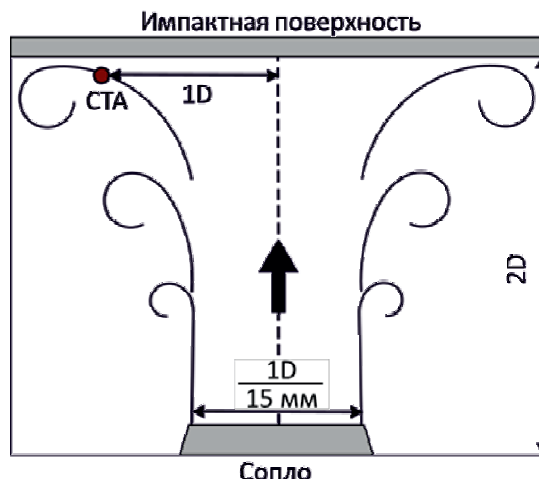
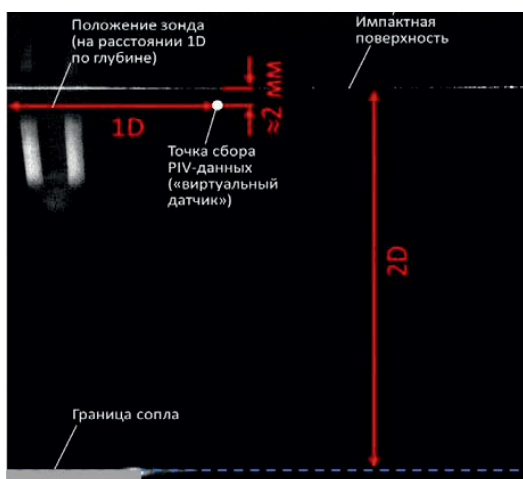


Рис. 1. Снимок рабочей области цифровой камерой и схема организации течения в установке

Фактически, для обучения и тестов на вход нейронной сети передавались нормированные мгновенные поля пульсационной компоненты скорости и, соответственно, значения в точке для термоанемометра.

СТРУКТУРА СЕТИ И МЕТОД ОБУЧЕНИЯ

Выбранная структура сети (см. рис. 2) была реализована в программном пакете PyTorch. Сеть содержит несколько скрытых слоёв, что обеспечивает постепенное последовательное ‘декодирование’ сигнала. Данная архитектура была эмпирически подобрана путем последовательного добавления слоёв до тех пор, пока добавление дополнительных скрытых слоёв не перестало приводить к существенному изменению качества реконструкции. Dropout-регуляризация в модели не использовалась, поскольку это не приводило к снижению ошибки реконструкции, но при этом значительно увеличивало время обучения. В целом, задача подбора оптимальной архитектуры не входила в задачи исследования, поэтому можно ожидать, что с точки зрения оптимизации существует определенный резерв повышения качества и скорости работы модели.

Для обучения на вход сети подавались поля скорости и соответствующие им временные последовательности термоанемометрических измерений длиной от 198 измерений до 1 измерения (соответствующего моменту регистрации реконструируемого поля скорости). В качестве функции потерь использовалось осредненное по всему полю скорости значение среднеквадратического отклонения реконструированного значения скорости от измеренного. Обуче-

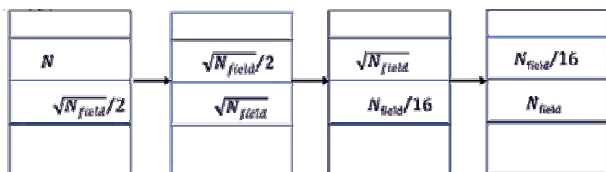


Рис. 2. Структура нейросетевого декодера

ние, в силу простоты структуры нейросетевой модели, занимало от 10 до 20 минут, кривая обучения выходила на постоянный уровень менее чем за 2000 эпох обучения.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Для сравнения, обучение и тестирование модели декодера были проведены на данных, полученных с СТА, а также на данных ‘виртуального датчика’, то есть измерений, извлеченных непосредственно из полей скорости. Пример зависимости качества реконструкции от длительности для режима с наложенными периодическими возмущениям показан на рисунке 3. При реконструкции режимов течения с наложенными пульсациями увеличение длительности последовательности измерений приводит к заметному повышению качества реконструкции. Интересно отметить, что качество реконструкции продолжает возрастать даже когда длительность временной

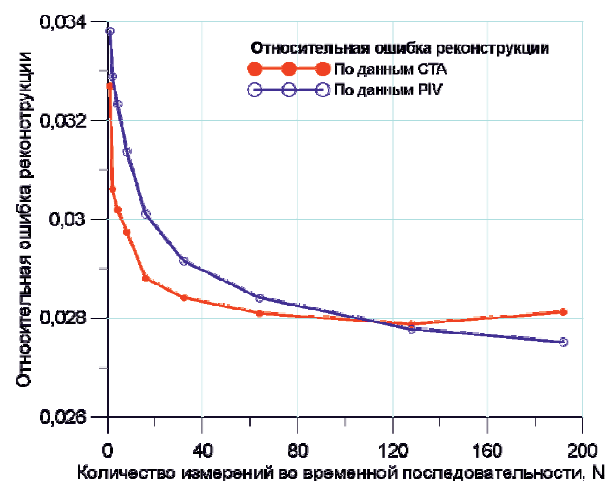


Рис. 3. Зависимость относительной ошибки реконструкции от количества измерений во временной последовательности для импактной струи при числе Рейнольдса $Re = 4000$, числе Струхала $St = 0,6$ и амплитуде колебаний напряжения на вибродвижном устройстве $V = 4$ В

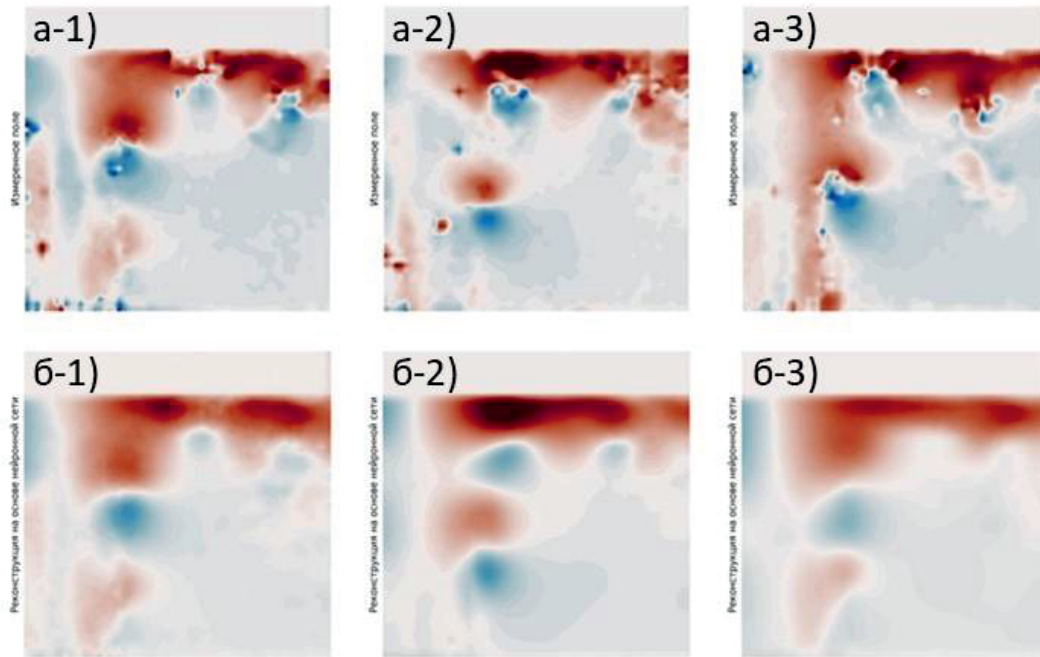


Рис. 4. Примеры распределений радиальной компоненты скорости в PIV-измерениях (а-1 – а-3) и при реконструкции по временной последовательности СТА измерений (б1 – б3) в потоке с наложенными возмущениями. б-1 – реконструкция по 128-и измерениям, б-2 – по 32-м измерениям, б-3 – по 2-м измерениям.

последовательности уже значительно превышает период пульсаций. Средняя ошибка реконструкции стабильно снижается с увеличением количества измерений, форма зависимости близка к логарифмической. Для термоанемометрических измерений при увеличении числа измерений до 198-и ошибка начинает возрастать, что, вероятно, связано с сокращением доступной выборки данных (около 1200 измерений, при этом первые N измерений необходимо отбросить, поскольку для них нет необходимого объема данных предшествующих измерений).

Качественно влияние реконструкции от количества измерений во временной последовательности можно оценить по визуализации, представленной на рисунке 4. Из представленного примера видно, что на основе 128 измерений декодер реконструирует картину, близкую к измеренной, хотя и существенно сглаженную. В реконструкции на основе 32-х измерений уже наблюдается потеря части информации о крупномасштабной структуре течения. Реконструкция на основе 2-х измерений представляет собой картину, близкую к фазово-осреднённой, декодер восстанавливает положение вихрей в сдвиговом слое струи, однако большинство особенностей пространственной структуры теряется.

Иначе ведёт себя зависимость ошибки реконструкции количества измерений во временной последовательности для режима без возмущений. Качество реконструкции в этом случае слабо зависит от количества измерений (см. рис. 5 и 6). Более низкое значение относительной ошибки реконструкции в случае потока без возмущений, вероятно, связано с

меньшей интенсивностью пульсаций в целом, и меньшей областью измерений, в которой пульсации проявляются. При этом декодер, независимо от числа измерений, включенных в последовательность, восстанавливает структуру течения, близкую к осреднённой, с небольшими отклонениями (см. рис. 5). Такой результат, конечно, легко объясним, если принять во внимание, что в случае потока без наложенных возмущений спектр пульсаций существенно шире, а периодическая составляющая в нем практически отсутствует, и, соответственно, предыстория течения содержит гораздо меньше информации о будущем состоянии потока.

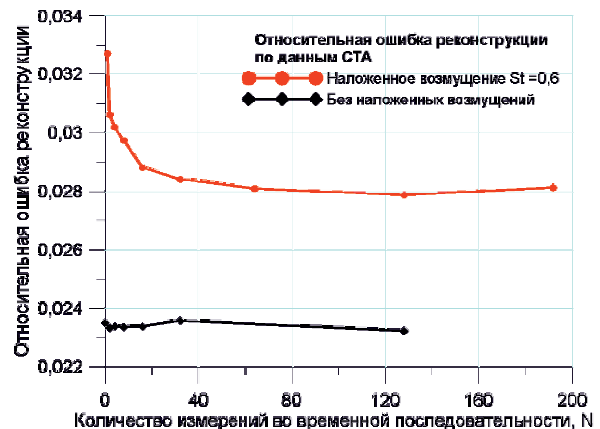


Рис. 5. Зависимость относительной ошибки реконструкции от количества измерений во временной последовательности для импактной струи с наложенными возмущениями и без возмущений.

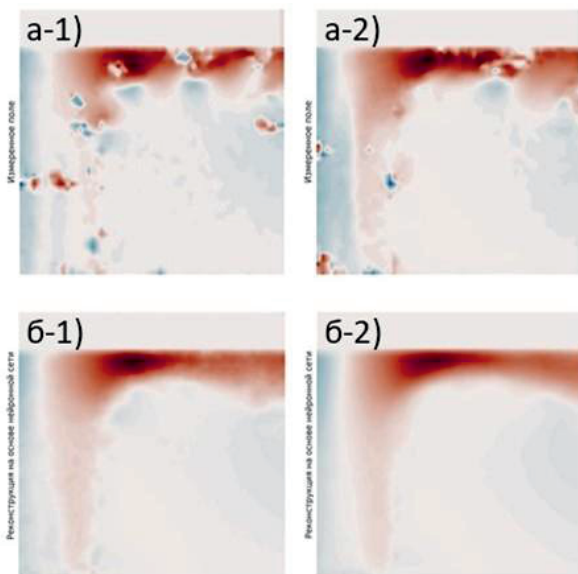


Рис. 6. Примеры распределений радиальной компоненты скорости в PIV-измерениях (а-1 – а-2) и при реконструкции по временной последовательности термоанемометрических измерений (б1 – б2) в потоке без наложенных возмущений. б-1 – реконструкция по 128-и измерениям, б-2 – по 2-м измерениям.

Таким образом, можно заключить, что использование малого числа датчиков (в пределе – одиночного датчика) для реконструкции структуры течения мало оправданно, однако если течение содержит существенную периодическую компоненту, использование предыстории измерений способно в значительной мере компенсировать малое число датчиков и повысить качество реконструкции.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На экспериментальных данных исследована возможность реконструкции полей скорости в импульсной струе при умеренных числах Рейнольдса по одноточечным высокоскоростным термоанемометрическим измерениям с использованием полносвязного нейросетевого декодера с малым числом слоёв.

Показано, что при наличии периодической или квазипериодической составляющей поля скорости, использование предыстории измерений способно в значительной мере компенсировать малое число датчиков. Высокое качество реконструкции достигается при длительности временной последовательности, сравнимой с длительностью периода возмущений.

Для обучения модели требуется порядка тысячи реализаций полей скорости и соответствующих им

временных последовательностей измерений. Время обучения модели на GPU пользовательского класса составляет порядка 10 минут.

Работа выполнена в рамках государственного задания ИТ СО РАН.

Список литературы

1. Donoho L.D. Compressed sensing. *IEEE Trans. Inf. Theory*, 52 (2006), pp. 1289–1306
2. Carter, D. W., De Voogt, F., Soares, R., & Ganapathisubramani, B. (2021). Data-driven sparse reconstruction of flow over a stalled aerofoil using experimental data. *Data-Centric Engineering*, 2, e5
3. Chen Z., Zhou K., Yang F., Wen Xi., Liu Y. (2021). Temporally resolved reconstruction of sweeping jet flow field based on sub-Nyquist-rate PIV data. *Meas. Sci. Technol.* 32, 125303
4. Xuan Zhao, Lin Du, Xuhao Peng, Zichen Deng, Weiwei Zhang (2021), Research on refined reconstruction method of airfoil pressure based on compressed sensing, *Theoretical and Applied Mechanics Letters*, Volume 11, Issue 2, 100223,
5. Manohar K, Brunton B.W, Kutz J.N, Brunton S.L. 2018 Data-driven sparse sensor placement for reconstruction: demonstrating the benefits of exploiting known patterns. *IEEE Control Syst.* 38, 63–86
6. Bai Z., Wimalajeewa T., Berger Z. et al. Low-dimensional approach for reconstruction of airfoil data via compressive sensing, *AIAA J.* 53 (2015) 920–933.
7. Bright I., Lin G., Kutz J.N. Compressive sensing-based machine learning strategy for characterizing the flow around a cylinder with limited pressure measurements, *Phys. Fluids* 25 (2013) 629–639.
8. Sekar V., Jiang Q., Shu C., Khoo B.C. Fast flow field prediction over airfoils using deep learning approach. *Physics of Fluids* 31 (5), 2019; 057103.
9. Lee S., You D. Data-driven prediction of unsteady flow over a circular cylinder using deep learning. *Journal of Fluid Mechanics*, 879, 2019. 217–254
10. Bukka S.R., Gupta R., Magee A.R., Jaiman R.K. Assessment of unsteady flow predictions using hybrid deep learning based reduced-order models. *Physics of Fluids*, 33 (1), 2021, 013601
11. Erichson N.B., Mathelin L., Yao Z, Brunton S.L, Mahoney M.W, Kutz J.N. (2020); Shallow neural networks for fluid flow reconstruction with limited sensors. *Proc. R. Soc. A* 476 (2238), 20200097
12. Tokarev M.P., Nichik M.Y, Gobyzov O.A., Abdurakipov S.S., Dulin V. M. Study of the influence of an external flow rate perturbation on the vortex structure and heat transfer in impinging jets. // *Journal of physics: conference series*. 2021. Vol. 2057, № 1. p. 012099.

ВНУТРЕННИЕ ВОЛНЫ БОЛЬШОЙ АМПЛИТУДЫ

Держо О.Г.

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

Аннотация. Приведены модели и экспериментальные данные о внутренних волн большой амплитуды, учитывающих как геометрические, так и гидродинамические параметры волновода на форму, скорость распространения и устойчивость уединённых возмущений.

Ключевые слова. Внутренние волны, уравнения с нелинейностью и дисперсией, уединённые волны, устойчивость.

LARGE AMPLITUDE INTERNAL WAVES

Derzho O.G.

*Institute of Thermophysics
Novosibirsk, Russia*

Annotation. Models and experimental data on internal waves of large amplitude are presented, taking into account both geometric and hydrophysical parameters of the waveguide on the shape, propagation speed and stability of solitary disturbances.

Keywords: Internal waves, nonlinear equations with dispersion, solitary waves, stability

ВВЕДЕНИЕ

Исследование уединённых длинных гравитационных волн, как в глубокой, так и в мелкой жидкости вызывает большой интерес, как среди океанографов, так и других областей науки. В последнее время значительные усилия были направлены на моделирование уединённых внутренних гравитационных волн в стратифицированных течениях. Долгоживущие уединённые 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 и условий на границах волновода. Уединённые 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). В [2] обсуждалось влияние структуры поля плотности и внешнего сдвигового течения на форму и скорость уединённых волн. Был аналитически подробно рассмотрен частный случай постоянной частоты плавучести и квадратичного полинома для сдвигового течения под свободной поверхностью. Показано, что для таких гидродинамических 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.

Нелинейные волны имеют фазовую скорость большую, чем скорости линейных возмущений так же как и для известных солитонных решений уравнений Бенджамина-Оно (БО) и Кортевега – де Вриза (КдВ). Волны в слое стратифицированной жидкости окружённой бесконечно глубокой однородной жидкостью изучались в [3], где было выведено приближенное уравнение, содержащее интеграл Гильберта, так называемый псевдодифференциальный оператор, описывающий дисперсионные свойства волны. В [3, 4] рассмотрены волны малой, но конечной амплитуды. Следовательно, введенная нелинейность включает только квадратичные члены, если не рассматривать случай, когда квадратичная нелинейность пренебрежимо мала вследствие определённой гидродинамической структуры. Представленные в данной работе асимптотические модели предназначены для описания как распространения гравитационных волн в тонком стратифицированном слое, зажато между двумя глубокими однородными жидкостями [5], так и для распространения длинных внутренних волн в мелкой жидкости [6]. Выберем d для обозначения невозмущённой толщины стратифицированного слоя (половина толщины стратифицированного слоя в безразмерном виде считаем равным 1, $\rho(z)$ профиль поля плотности, «0» означает невозмущённое состояние, η обозначаются границы стратифицированного слоя, изменяющиеся при волновом движении. Никаких предположений о малости амплитуды волны сделано не было и подход действителен вплоть до амплитуды обрушения волны. Для случая

небольшого превышения амплитуды над критическим уровнем, похожая теория также была построена. Схема проблемы в глубокой жидкости показана на рисунке, приведённом ниже.

Профиль плотности в стратифицированном слое, заключённом между двумя глубокими однородными слоями, считается близким к линейному. Отклонение от постоянной плотности масштабируется параметром Буссинеска σ , волна считается длинной, то есть горизонтальный масштаб L намного больше, чем вертикальный масштаб $h = d/2$. Схема физической проблемы для случая внутренних волн в мелкой жидкости над непроницаемым дном показана на следующем рисунке.

Теория была построена для волн большой амплитуды, как содержащих, так и не содержащих внутри себя замкнутые линии тока. Результатом такой теории стало уравнение типа Кортевега-де Вриза со сложной нелинейностью, зависящей как от профилей плотности в стратифицированном слое, так и превышения амплитуды волны над критическим значением, после которого возникают замкнутые линии тока. Общий результат для волн, как в глубокой, так и в мелкой жидкости, состоит в колоколообразной форме линий тока для волн с амплитудами, меньше критической. Для глубокой жидкости асимптотики амплитудной функции являются степенными, а для мелкой жидкости, экспоненциальными. Таким обра-

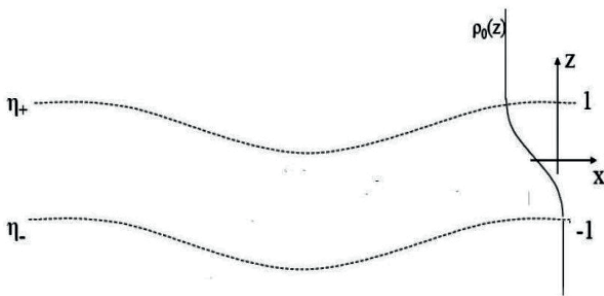


Рис. 1. Постановка задачи для внутренних волн, распространяющихся в стратифицированном слое, зажатом между глубокими однородными жидкостями.

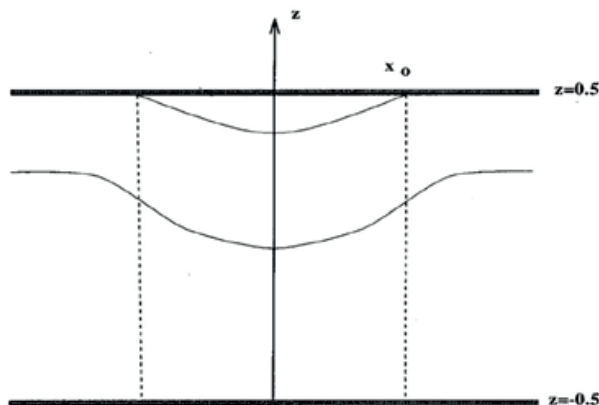


Рис. 2. Постановка задачи для внутренних волн, распространяющихся в стратифицированном слое мелкой жидкости.

зом, отличие в форме волн без замкнутых линий тока для глубокой и мелкой жидкости, качественно не отличаются. Если волна имеет внутри себя замкнутые линии тока, то она уширяется, в пределе ширина может стать бесконечной, теории для волн малой амплитуды такой эффект не предсказывают, хотя эксперименты его подтверждают как для геометрий глубокой, так и мелкой жидкостей. Фундаментальное отличие таких геометрий проявляется для скорости распространения волн с замкнутыми линиями тока. Теоретически показано, что в глубокой жидкости, скорость распространения волны большой амплитуды (с вихрём внутри) растёт быстрее и имеет большее значение, чем предсказывается теорией, справедливой для волн малой амплитуды. Данный эффект подтверждён и экспериментально многими работами, например [7–13]. Натурные наблюдения в океане и эксперименты были проведены для геометрии, схематически показанной на рисунке ниже.

Для случая мелкой жидкости ситуация обратная, скорость волны с вихрём внутри, меньше, чем предсказывается теорией Кортевега-де Вриза для волн малой амплитуды. В этом случае могут проявляться появиться волны-убийцы, определено условие их возникновения [2]. 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 по сравнению с фазовой скоростью волны и приближение длинных волн.

$$\rho_0(z) = \rho_{00} [1 - \sigma z]$$

$$\sigma \ll 1, \quad \varepsilon = h/L \ll 1$$

Были приняты следующие обозначения $\rho_0(z)$ – невозмущённое поле плотности, σ – параметр Буссинеска, h – толщина стратифицированной жидкости, L – характерный горизонтальный размер волны, x, z – горизонтальная и вертикальные координаты, соответственно.

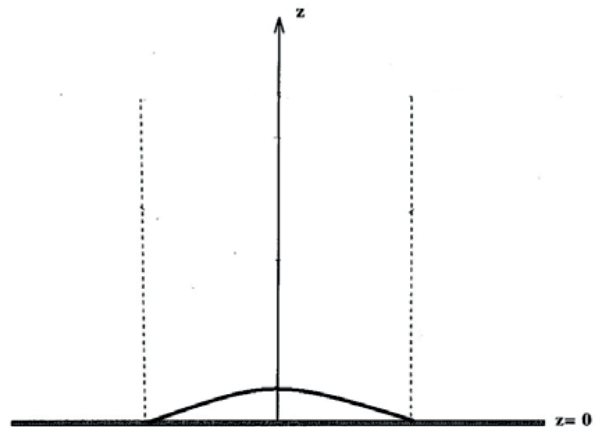


Рис. 3. Постановка задачи для внутренних волн, распространяющихся в стратифицированном слое над ровным дном, сверху располагается глубокая однородная жидкость.

Целью и новизной работы является определение параметра, определяющего качественное отличие свойств внутренних волн в формулировках “мелкой” и “глубокой” жидкостей.

ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ

Предположим, что поле скоростей состоит из двух компонент: волнового движения и внешнего сдвигового течения. Определим функцию тока $\Psi(x, z)$ стандартным образом,

$$\Psi_z = -u$$

$$\Psi_x = w$$

В асимптотических исследованиях [14] рассматриваются стационарные волны большой амплитуды в потоке без окружающего сдвига. Уравнение представляет постоянство плотности вдоль линии тока, имеет вид

$$\rho = F(\Psi)$$

Уравнения для импульса можно свести к одному уравнению второго порядка

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

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

$$\Psi' = \Psi / ch; \quad z' = z / h; \quad x' = x / h$$

невозмущённые границы жидкости находятся на $z = \pm 0.5$.

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

$$\Psi(z) = z$$

$$F(\Psi) = \rho_0(\Psi)$$

$$G(\Psi) = \frac{dF}{d\Psi} \frac{1}{F(\Psi)} \left[\frac{gh}{c^2} \Psi + \frac{1}{2} \right]$$

Используя, уравнение Дюбрейль-Жакотен-Лонга [15] для функции тока внутри стратифицированного слоя имеет вид

$$\mu^2 \Psi_{xx} + \lambda(\Psi - z) - \frac{\sigma}{2} \left[\Psi_z^2 - 1 - 2\lambda\Psi(\Psi - z) \right] = 0$$

$$\lambda = \frac{\sigma gh}{c^2}$$

Граничные условия имеют следующий вид

$$\Psi_x = 0 \quad \text{при } z = \pm 0.5.$$

АСИМПТОТИЧЕСКАЯ ПРОЦЕДУРА В ОБЛАСТИ БЕЗ ЗАМКНУТЫХ ЛИНИЙ ТОКА

Рассмотрим асимптотическое решение системы в виде следующего разложения и определим $X = \varepsilon x$,

$$\Psi = \Psi^{(0)} + \varepsilon^2 \Psi^{(1)} + \dots$$

$$\lambda = \lambda^{(0)} + \varepsilon^2 \lambda^{(1)} + \dots$$

Очевидно, что баланс между нелинейностью и дисперсией достигается при $\sigma / \varepsilon^2 \sim 1$. Определим $K_\sigma = \sigma / \varepsilon^2$.

Рассмотрим решение для нулевого приближения.

$$\Psi_X^{(0)} = 0 \quad z = \pm 0.5$$

$$\Psi_{zz}^{(0)} + \lambda^{(0)} (\Psi^{(0)} - z) = 0$$

Решение для функции тока можно записать в следующем виде,

$$\Psi_n^{(0)} = z + A(X) W_n(z)$$

$$W_n(z) = \cos\left(\sqrt{\lambda_n^{(0)}} z\right); \quad \lambda_n^{(0)} = (2n-1)^2 \pi^2$$

Рассмотрим $n=1$, данная мода имеет наибольшую фазовую скорость и наиболее часто наблюдается в природе [1].

Используя альтернативу Фредгольма для задачи первого приближения, можно вывести уравнение для амплитудной функции $A(X)$, это уравнение можно проинтегрировать ещё раз, приводя задачу к обыкновенному дифференциальному и легко решаемому уравнению

$$A_x^2 + \lambda^{(1)} A^2 + K_\sigma 4\pi A^3 / 3 = 0.$$

АСИМПТОТИЧЕСКАЯ ПРОЦЕДУРА В ОБЛАСТИ С ЗАМКНУТЫМИ ЛИНИЯМИ ТОКА

Замкнутые линии тока появляются, когда $\Psi_z \leq 0$, что соответствует критической амплитуде волны $A_* = 1/\pi$, для геометрии рассматриваемой задачи. В предположении, что описываемые волны имеют амплитуды немного превышающие критическое значение, то есть $A(\xi) = A_* + \mu B(\xi)$, $\xi = \beta x$, где в области замкнутых линий тока, горизонтальный масштаб определяется формулой приведённой выше. Можно показать, что $\mu = \varepsilon^{4/3}$, $\beta = \varepsilon^{1/3}$,

$$\eta(\xi) = \sqrt{2\mu B(\xi) / \pi},$$

где $\eta(\xi)$ обозначает отклонение замкнутой линии тока от верхней границы $z = 0.5$.

Уравнение для функции $B(\xi)$ также получается из условия разрешимости Фредгольма для задачи первого приближения,

$$B_{\xi\xi} + \lambda^{(1)} A_* + 2\pi A_*^2 = 2\nu B^{3/2} / 3$$

$$\nu = \frac{(2\pi\mu)^{3/2}}{\varepsilon^2}$$

Можно показать, что жидкость внутри зоны замкнутых линий тока движется со скоростью волны как единое целое. Условия непрерывности на границе между областью без замкнутых линий тока и с областью, где замкнутая линия тока есть, означают, что

$$\mu B_\xi^2 + \lambda^{(1)} A_*^2 + K_\sigma 4\pi A_*^3 / 3 = 0$$

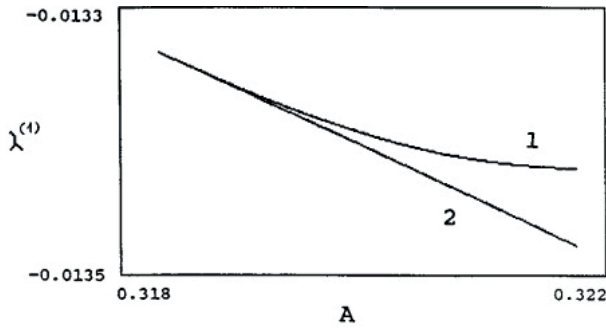


Рис. 4. Зависимость $\lambda^{(1)}$ для волны с вихрём внутри (кривая 1) и формальными предсказаниями теории КдВ (кривая 2) в зависимости от амплитуды уединённой волны. Случай мелкой жидкости и линейной стратификации во всём стратифицированном слое. Зависимость от амплитуды волны для случая мелкой жидкости.

Таким образом, из формулы выше можно определить $\lambda^{(1)}$ с точностью до слагаемого, пропорционального μ и затем получить уравнение для B , учитывая

$$B = 1, B_\xi = 0 \text{ при } \xi = 0.$$

$$B_\xi^2 = \frac{4\pi A_*^2}{3}(1-B) - \frac{8\nu}{15}(1-B^{5/2})$$

Откуда можно получить зависимость полуширины зоны возвратного течения как функцию превышения амплитуды волны над критической амплитудой, когда в волне появляются замкнутые линии тока.

$$\xi = \int_B^1 \left\{ \frac{4\pi A_*^2}{3}(1-u) - \frac{8\nu}{15}(1-u^{5/2}) \right\}^{-1/2} du$$

$$\xi_0 = \int_0^1 \left\{ \frac{4\pi A_*^2}{3}(1-u) - \frac{8\nu}{15}(1-u^{5/2}) \right\}^{-1/2} du$$

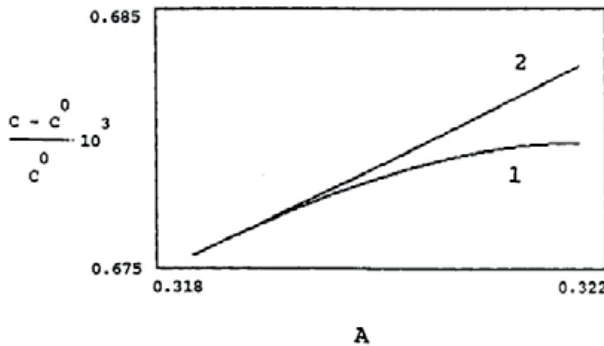


Рис. 5. Зависимость скорости распространения волны с вихрём внутри (кривая 1) и формальными предсказаниями теории КдВ (кривая 2) в зависимости от амплитуды уединённой волны. Случай мелкой жидкости и линейной стратификации во всём стратифицированном слое.

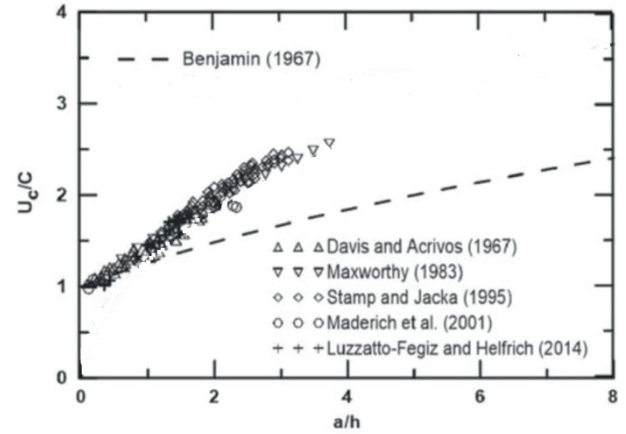


Рис. 6. Зависимость скорости распространения волны с вихрём внутри (эксперименты разных авторов) и формальными предсказаниями теории Benjamin (1967) (прерывистая кривая) в зависимости от измеренной амплитуды уединённой волны. Случай глубокой жидкости (рис. 3).

Формула, приведённая выше, определяет полуширину волны в зависимости от параметра ν , или фактически от амплитуды волны, если параметр Бусинеска задан.

Для случая линейной стратификации, рассматриваемой в данной работе, максимальная амплитуда волны может быть определена

$$\mu^{3/2} < \frac{\varepsilon^2}{\pi(2\pi)^{3/2}}$$

Зависимость $\lambda^{(1)}$ от амплитуды волны находится, численно используя полученные уравнения для B . 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 для мелкой жидкости получен следующий график, используя определение c и $\lambda^{(1)}$.

Обратим внимание на фундаментальное отличие скорости возмущений с вихрём внутри для случаев мелкой и глубокой жидкостей, показанное на следующем рис. 6, для глубокой жидкости, скорость волны с вихрём всегда больше (часто существенно), чем предсказывается нелинейной теорией Бенжамин-Оно. В случае мелкой жидкости, эффект качественно противоположный.

Интересно заметить, что решение вида бора являются предельными как в мелкой, так и глубокой жидкости, даже если внутри волны появляются замкнутые линии тока [5, 6]. Условия устойчивости в этих случаях качественно не отличаются [16].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Впервые предложен качественный критерий отличия внутренних волн в мелкой и в глубокой жидкостях. Для волн с вихрём внутри, скорости возму-

щений в глубокой жидкости всегда выше, чем предсказывается классической теорией Бенжамина-Оно. В случае мелкой жидкости, ситуация противоположна. Сравнение с линейными моделями не является информативным и не вскрывает отличия постановок с мелкими и глубокими жидкостями. Аналогичные выводы имеют место быть для закрученных течений в промышленных приложениях и для волн Россби в океане, вследствие вращения Земли.

Работа выполнена в рамках государственного задания для ИТ СО РАН FWNS-2021-0004.

Список литературы:

1. Helfrich K.R., Melville W.K., Long nonlinear internal waves, *Ann. Rev. Fluid Mech.*, 2006, 38, 395.
2. Derzho O.G. Large internal solitary waves on a weak shear, *Chaos*, 2022, 32, 063130.
3. Benjamin T. B., Internal waves of permanent form in fluids of great depth *J. Fluid. Mech.*, 1967, 29, 559.
4. Ono H., Algebraic solitary wave in stratified fluid *J. Phys. Soc. Japan.*, 1974, 39, 1082.
5. Derzho O.G., Grimshaw R., Asymmetric internal solitary waves with a trapped core in deep fluids, *Physics of Fluids*, 2007, 19 (9), 096601.
6. Derzho O.G., Grimshaw R., Solitary waves with a vortex core in a shallow layer of stratified fluid, *Phys. Fluids*, 1997, 9, 3378.
7. Luzzatto-Fegiz P., Helfrich K. Laboratory experiments and simulations for solitary waves with trapped cores, *J. Fluid Mech.*, 2014, 757, 354.
8. Maderich V. S., Van Heijst G. J. F., Brandt A., Laboratory experiments on intrusive flows and internal waves on a pycnocline, *J. Fluid Mech.*, 2001, 432, 285.
9. Davis R. E., Acrivos A., Solitary internal waves in deep water *J. Fluid Mech.*, 1967, 29, 593.
10. Maderich, V., Jung, Kyung-Tae, Terletska, K., Brovchenko, I., Talipova T., Incomplete similarity of internal solitary waves with trapped cores. *Fluid Dynamics Research.*, 2015, 47. 035511.
11. Fan, W., Song, H., Yi, G., Yang, S., Zhang, K., Regional study of mode-2 internal solitary waves at the Pacific coast of Central America using marine seismic survey data. *Nonlinear Processes in Geophysics*, 2022, 29. 141.
12. Rayson, M., Jones, N., Ivey, G., Observations of Large-Amplitude Mode-2 Nonlinear Internal Waves on the Australian North West Shelf. *Journal of Physical Oceanography*, 2018, 49, 10.1175/JPO-D-18-0097.1.
13. Stamp A. P., Jacka M., Deep-water internal solitary waves, *J. Fluid Mech.*, 1995, 305, 347.
14. Benney D.J., Ko D.R.S., The propagation of long large amplitude internal waves, *Stud. Appl. Math.*, 1978, 59, 187.
15. Long R.R., Some aspects of the flow of stratified fluids, Pt. 1, A theoretical investigation. *Tellus*, 1953, 5, 42.
16. 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.

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССА РАССЕЙЯНИЯ ЧАСТИЦ СВЕРХЗВУКОВОГО КЛАСТИРОВАННОГО ПОТОКА МЕТОДОМ МОЛЕКУЛЯРНО-ПУЧКОВОЙ МАСС-СПЕКТРОМЕТРИИ

Деринг Е.Д.^{1,2}, Дубровин К.А.^{1,2}, Зарвин А.Е.¹, Каляда В.В.¹

¹ Новосибирский национальный исследовательский государственный университет,
630090, Россия, Новосибирск, ул. Пирогова, 2

² Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН,
630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1

Аннотация. Метод молекулярно-пучковой масс-спектрометрии использован для исследования взаимодействия газовых кластеров с фоновыми частицами в сверхзвуковом потоке. При различной степени конденсации в потоке получены значения сечений рассеяния мономеров и малых кластеров аргона на находящемся в фоновом пространстве диоксиде углерода. Выявлена нетривиальная зависимость сечения рассеяния от среднего размера кластеров в потоке.

Ключевые слова: Ван-дер-Ваальсовы кластеры, сверхзвуковой поток, молекулярный пучок, масс-спектрометрия.

RESEARCH OF THE PROCESS OF PARTICLE SCATTERING IN A SUPERSONIC CLUSTERED FLOW WITH MOLECULAR BEAM MASS SPECTROMETRY

Dering E.D.^{1,2}, Dubrovin K.A.^{1,2}, Zarvin A.E.¹, Kalyada V.V.¹

¹ Novosibirsk State University,

630090, Russia, Novosibirsk, Pirogova str. 1

² Kutateladze Institute of Thermophysics SB RAS,
630090, Russia, Novosibirsk, Lavrentyev Ave. 1

Annotation. The method of molecular beam mass spectrometry is used to study the interaction of gas clusters with background particles in a supersonic flow. The values of the scattering cross sections of monomers and small argon clusters on carbon dioxide are obtained with varying average cluster size in the flow. A nontrivial dependence of the scattering cross section on the average size of clusters in the flow is identified.

Keywords: Van der Waals clusters, supersonic flow, molecular beam, mass-spectrometry

ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время активно развивается направление, связанное с исследованием Ван-дер-Ваальсовых кластеров, как с фундаментальной, так и с прикладной точки зрения. Интерес обусловлен тем, что кластер представляет собой промежуточный тип веществ между отдельными атомами и веществом в объёмной фазе и обладает уникальными свойствами, нашедшими различные прикладные применения. В частности, небольшая удельная энергия частиц, связанных в кластере, используется в технологиях

получения новых материалов, напыления тонких плёнок, сверхгладкой полировки твёрдых поверхностей и т.д.

Одним из наиболее эффективных способов получения газовых кластеров требуемого размера является расширение сверхзвуковой струи газа в вакуум. Исходя из этого, важным фундаментальным направлением исследований в газодинамике является изучение влияния процесса конденсации на свойства сверхзвукового потока. В отсутствие конденсации в потоке сверхзвуковая недорасширенная струя имеет либо бочкообразную форму с замыкающим диском Маха (см. рис 1 (а)), либо веретенообразную с X-образной конфигурацией (см. рис 1 (б)). В работе [1] было обнаружено, что в условиях развитой конденсации помимо «традиционной» недорасширенной сверхзвуковой струи образуется вторичный спутный поток больших размеров («кластерный след»), предположительно состоящий из крупных кластеров, способных преодолеть висячие скачки струи. Такие кластеры, сталкиваясь с частицами фонового окружения, уменьшаются в размерах и отклоняются в сторону оси течения, формируя собственный поток больших размеров, как показано на рис. 1 (в).

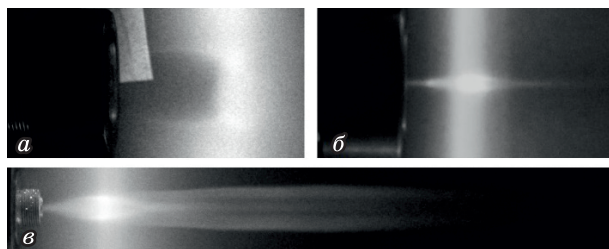


Рис. 1. Визуализация сверхзвуковых газовых струй азота (а), гелия (б) и аргона (в) [1].

Обнаруженный эффект инициировал проведение экспериментального исследования процесса рассеяния частиц кластированного потока. В настоящей работе представлены измерения сечения рассеяния атомов и малых кластеров аргона в потоке с различной степенью конденсации методом молекулярно-пучковой масс-спектрометрии, показаны особенности использованной методики в кластированных потоках.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ОБОРУДОВАНИЕ

Работа выполнена на экспериментальном газодинамическом стенде «ЛЭМПУС-2» Отдела прикладной физики физического факультета НГУ [2], принципиальная схема которого представлена на рис. 2.

Газ, истекающий из форкамеры через сопло (1), адиабатически расширяется в камере (2), образуя сверхзвуковую струю, из которой посредством установленного на оси потока скиммера (3), формируется молекулярный пучок. В послескиммерной секции (4) с помощью независимой системы высоковакуумной откачки обеспечивается остаточное давление на уровне ниже 10^{-4} Па, обеспечивающее бесстолкновительный пролет частиц молекулярного пучка через секцию (число Кнудсена по продольному размеру секции (4), $Kn_{ps} \gg 1$). Для инициации рассеяния частиц пучка на фоновом газе секция (4) оснащена накателем (5), с помощью которого обеспечивается повышение фонового давления в секции (4) в пределах 10^{-4} – 10^{-2} Па. Оставшиеся на оси потока частицы пучка попадают через коллиматор (6) в детекторную секцию (7) и регистрируются с помощью квадрупольного масс-спектрометра Hiden Epic 1000 (8) с диапазоном регистрируемых масс 2 – 1000 а.е.м.

Разрежение в камере расширения (2) поддерживается на уровне $P_{\infty} \sim 1$ Па посредством турбомолекулярных насосов Shimadzu TMP-2203LMC, форвакуумных безмасляных насосов Kashiyama MU-100 и Anest Iwata ISP-500B, а также гелиевых криогенных насосов Helix Technology Cryo Torr-8.

Давление в камере расширения P_{∞} регистрируется с помощью мембранно-ёмкостного вакуумметра Agilent Technologies CDG-500, работающего в диапазоне 0.0133 – 133.32 Па с погрешностью 0.3 %. Из-

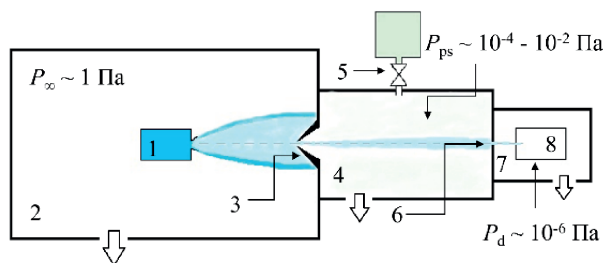


Рис. 2. Принципиальная схема стенда «ЛЭМПУС – 2».

1 – форкамера с соплом, 2 – камера расширения, 3 – скиммер, 4 – послескиммерная секция, 5 – накататель для подачи рассеивающего газа, 6 – коллиматор, 7 – детекторная секция, 8 – квадрупольный масс-спектрометр.

Таблица используемых сопел.

SN – звуковое сопло, SSN – сверхзвуковое коническое сопло, d_* – диаметр критического сечения сопла, d_a – диаметр выходного отверстия сопла, L – длина сопла, α – угол раствора сопла, M – геометрическое число Маха

№	Тип	d_* , мм	d_a , мм	L , мм	α , °	M
1	SN	0.51	–	–	–	1
2	SN	1.05	–	–	–	1
3	SSN	0.53	3.25	6.00	12.8	8.2
4	SSN	1.00	3.60	6.00	12.2	5.6
5	SSN	0.41	1.30	3.00	8.4	5.0

мерение давления в форкамере сопла P_0 (давления торможения) проводится с помощью мембранного измерителя абсолютного давления Siemens Sitrans P7MF1564, работающего в диапазоне 10^3 – 10^6 Па с погрешностью 0.25% от максимального измеряемого значения. Температуры в форкамере сопла и камере расширения, T_0 и T_{∞} соответственно, измеряются с погрешностью 0.2% с помощью термодатчика Ketotek STC-3008, размещенных на форкамере сопла и на стенках экспериментального стенда, соответственно. Давление в послескиммерной секции P_{ps} , аналогично давлению в детекторной секции P_d , измеряется с помощью вакуумметра Granville-Phillips 356 Micro-Ion Plus с погрешностью 15%. Откачка послескиммерной секции производится с помощью турбомолекулярных насосов Shimadzu TMP-1003LM и Shimadzu TMP-803LM. Давление P_d в ходе экспериментов поддерживалось в диапазоне 10^{-6} – 10^{-5} Па посредством гетероионного насоса Thermionics PS-100 и турбомолекулярного насоса Shimadzu TMP-303 LM.

В работе использованы звуковые и сверхзвуковые конические сопла, параметры которых указаны в табл. 1.

МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЙ

Для исследования столкновительных процессов с помощью молекулярно-пучковой масс-спектрометрии используется методика, представленная в работе [3], согласно которой зарегистрированный на оси молекулярного пучка сигнал связан с плотностью рассеивающих частиц n_{ps} следующим соотношением:

$$\frac{I}{I_{\max}} = e^{-\sigma n_{ps} l}, \quad (1)$$

где I_{\max} амплитуда регистрируемого сигнала при $P_{ps} \rightarrow 0$, l – длина рассеивающей секции, σ – искомое сечение рассеяния. При описании экспериментальных данных зависимостью (1) представляется возможным определить значение сечения рассеяния.

На рис. 3 показаны полученные в отсутствие конденсации в потоке зависимости относительной амплитуды молекулярного пучка азота и аргона, от

Описание использованных в работе режимов истечения аргона.

режим	сопло (табл. 2)	P_0 , кПа	P_∞ , Па	$\langle S \rangle$, ат./кл.	σ , Å ²
1.1	№1	20	0.09	1	45
1.2		30	0.21	3	42
1.3		50	0.43	7	42
1.4		100	1.04	22	43
2.1	№2	10	0.27	1	44
2.2		15	0.49	3	46
2.3		20	0.76	4	46
2.4		25	1.09	6	45
3.1	№3	20	0.07	8	41
3.2		50	0.40	38	36
4.1	№4	10	0.21	7	44
4.2		15	0.37	15	42
4.3		20	0.60	25	40
4.4		25	0.80	32	39
5.1	№5	25	0.01	16	42
5.2		50	0.25	48	39
5.3		75	0.47	125	38
5.4		100	0.65	240	38
5.5		125	1.00	410	32
5.6		150	1.63	630	22
5.7		175	2.00	940	17
5.8		200	2.67	1230	13
5.9		225	3.60	1600	9
5.10		250	4.67	2000	7

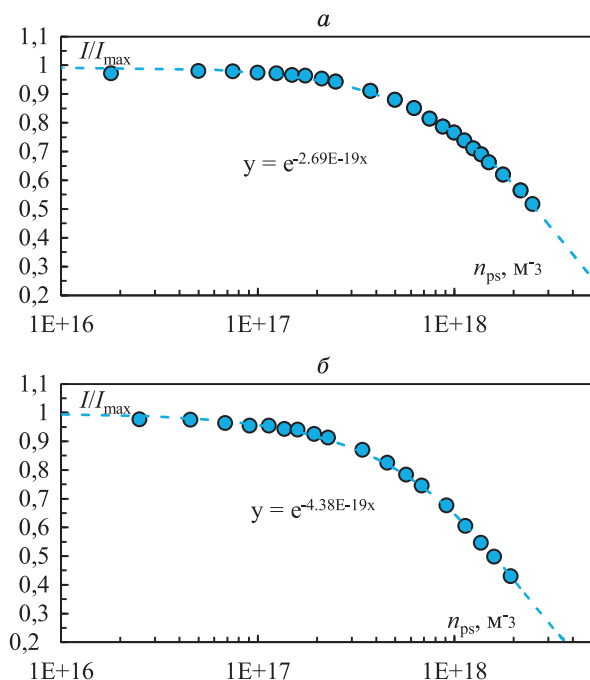


Рис. 3. Зависимость относительной амплитуды регистрируемого сигнала от плотности n_{ps} при рассеянии молекулярного пучка (а) N_2 на атомах Ar, (б) Ar на молекулах CO_2 . Начальные параметры для (а), (б) соответственно: $P_0 = 50$, 25 кПа; $P_\infty = 0.75$, 1,09 Па; расстояние сопло-скиммер $X = 40$, 50 мм; сопло № 1 (табл. 1).

плотности газа в послескиммерной секции при рассеянии частиц на аргоне и диоксиде углерода, соответственно. Полученные сечения рассеяния σ_{N_2} и σ_{Ar} составляют 28 и 46 Å² соответственно. Следует отметить, что регистрируемое сечение рассеяния σ не является дифференциальным, ввиду чего его значение оказывается связанным с телесным углом, внутри которого нерассеянные частицы достигают детектора, используемого при регистрации сигнала I/I_{max} . В настоящей работе телесный угол составляет $\sim 2.7 \cdot 10^{-6}$ ср – экстремально малое значение по сравнению с измерительными системами других авторов. С учетом этого полученные результаты удовлетворительно согласуются со значениями, представленными другими авторами [4–6].

АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ

В данной работе при различной степени конденсации в потоке исследовалась зависимость амплитуды сигналов мономеров, димеров и тримеров аргона, регистрируемых масс-спектрометром на оси молекулярного пучка, от плотности газа в послескиммерной секции n_{ps} . Используемые в работе режимы истечения показаны в табл. 2.

На рис. 4 показан пример полученной экспериментальной зависимости для случая рассеяния молекулярного пучка аргона на частицах диоксида углерода при среднем размере кластеров в потоке $S \sim 45$ ат./кл. Полученные сечения рассеяния для

атомов, димеров и тримеров аргона в данном случае равны соответственно 39, 17 и 6 Å². Следует отметить, что вследствие малости амплитуд сигналов тримеров погрешность измерений сечения для них превышает 60%.

Поскольку кластеры имеют больший размер и массу, они, сталкиваясь с частицами фонового газа, отклоняются от оси потока слабее мономеров, ввиду чего относительная амплитуда кластерной компоненты сигнала убывает медленнее, а сечение рассеяния становится меньше.

Аналогичная картина ожидалась для различной степени конденсации в потоке. Однако было обнару-

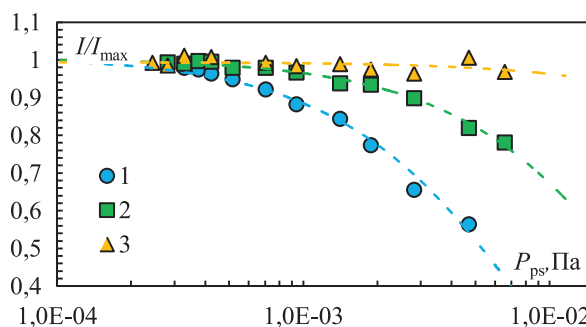


Рис. 4. Зависимость относительной амплитуды сигнала, регистрируемого масс-спектрометром для мономерной (1), димерной (2) и тримерной (3) компонент аргона при его рассеянии на диоксиде углерода от P_{ps} , режим 5.2 (табл. 2).

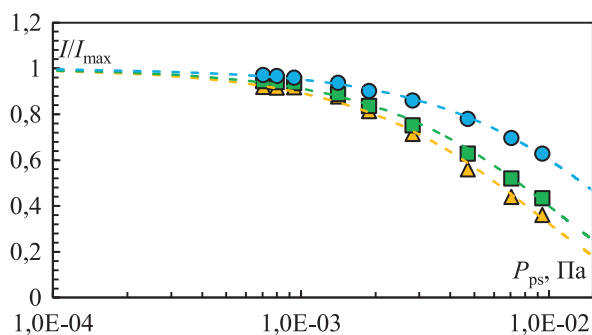


Рис. 5. Зависимость относительной амплитуды сигнала, регистрируемого масс-спектрометром для мономерной (1), димерной (2) и тримерной (3) компонент аргона при его рассеянии на диоксиде углерода от P_{ps} , режим 5.6 (табл. 2).

жено, что при росте среднего размера кластеров в струе, оцениваемого по эмпирическим формулам [7–8], она нарушается (см. рис. 5): сечение рассеяния для мономеров аргона, предполагавшееся неизменным при разных условиях кластеризации в потоке, оказывается меньше ранее полученных значений. При этом относительная амплитуда мономерной компоненты сигнала оказывается больше кластерной.

Для изучения обнаруженного явления было подробно рассмотрено рассеяние мономерной компоненты аргона при различном среднем размере кластеров в потоке. Полученные зависимости относительной амплитуды мономерной компоненты сигнала I/I_{max} от давления в послескimmerной секции P_{ps} показаны на рис. 6. Здесь цветом обозначен средний размер кластеров в потоке S . Большинство данных, зарегистрированных в условиях малой нуклеации в потоке, образуют, с учетом экспериментального разброса, единую кривую, описываемую одним значением сечения рассеяния $\sigma \sim 46 \text{ \AA}^2$, что соотносится с данными, полученными при верификации методики измерений (рис. 3).

С ростом среднего размера кластеров в потоке относительная амплитуда сигнала растет, что соответствует падению рассчитанного сечения рассеяния (см. рис. 7). Однако сечение рассеяния мономеров аргона в условиях поставленного эксперимента могло зависеть лишь от телесного угла и энергии рассеивающих частиц, что в данной серии измерений не менялось, следовательно, данный эффект возник в результате влияния на процесс кластерной компоненты. Рассмотрим возможные причины возникновения обнаруженного эффекта.

Во-первых, энергия связи частиц внутри кластера мала по сравнению с энергией электронов в ионизаторе масс-спектрометра. При взаимодействии с электронами кластер, согласно [9], фрагментирует на ассоциаты меньших размеров с возможной полной деструкцией на атомы. Кроме того, в процессе рассеяния кластеры также могут постепенно уменьшаться в размерах в результате столкновений с частицами

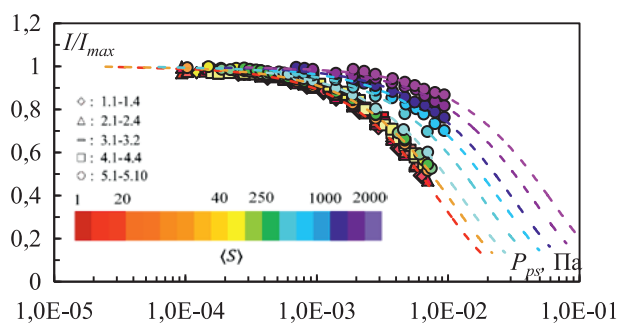


Рис. 6. Зависимость относительной амплитуды мономерной компоненты сигнала от давления в послескimmerной секции для различных сопел и давлений в форкамере сопла (табл. 2).

фонового пространства. Следовательно, в мономерном сигнале, регистрируемом масс-спектрометром, должен наблюдаться дополнительный вклад, который нельзя отделить от основного.

Во-вторых, в [10] было показано наличие в сверхзвуковом кластеризованном потоке газодинамического распределения частиц по массам: крупные кластеры вытесняют с оси потока малые кластеры и мономеры. Это приводит к существенному снижению амплитуды сигнала мономерной компоненты.

В-третьих, поскольку кластеры составляют малую часть потока (доля конденсата никогда не превышает 30%), то различие в направленных скоростях и локальных поступательных температурах кластеров и мономеров незначительно. Соответственно, основное отличие в величинах скоростного отношения в молекулярном пучке связано с различием масс мономеров и кластеров. Следовательно, угол разлета крупных кластеров при бесстолкновительном пролете высоковакуумных камер молекулярно-пучковой системы значительно меньше, чем у мономеров [11]. Под влиянием процесса рассеяния указанный эффект усиливается, поскольку кластеры, имеющие большую массу, но при этом такую же скорость, сталкиваясь с атомами (молекулами) фонового пространства отклоняются на меньший угол. Следовательно, несмотря на численное преобладание в молекуляр-

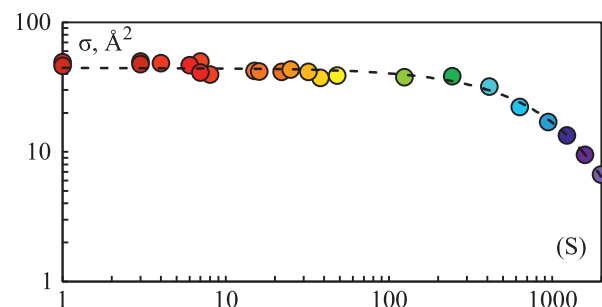


Рис. 7. Зависимость значения сечения рассеяния для мономерной компоненты в потоке аргона от среднего размера кластеров.

ном пучке мономеров, доля кластеров, достигающих детектора, оказывается значительно больше. В результате вклад деструкции кластеров в мономерную компоненту сигнала с ростом среднего размера кластеров в потоке становится сравнимым с вкладом нерассеившихся мономеров.

В случае исследований потоков с малым средним размером кластеров (при $S < 200$ ат./кл.) вклад указанных выше факторов незначителен. Однако, при развитии процесса конденсации вклад деструкции может быть существенным, что отражается на получаемом значении сечения рассеяния.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В ходе данной работы метод молекулярно-пучковой масс-спектрометрии был использован для исследования взаимодействия газовых кластеров с фоновыми частицами в сверхзвуковом потоке. При различной степени конденсации в потоке были получены значения сечений рассеяния мономеров и малых кластеров аргона (димеров и тримеров) на диоксиде углерода, для частного случая $\langle S \rangle = 45$ ат./кл. составляющие 39, 17 и 6 Å^2 , соответственно.

Был обнаружен эффект изменения сечения рассеяния мономеров кластированного потока, являющегося константой при $\langle S \rangle < 200$, при развитии процесса конденсации. Возможным объяснением возникновения данного эффекта является влияние деструкции кластеров при ионизации частиц в масс-спектрометре, что в сумме с газодинамическим разделением по массам в сверхзвуковом потоке, а также малым отклонением кластеров от оси при пролете камер молекулярно-пучковой системы, дает значительный вклад в регистрируемую относительную амплитуду сигнала.

Исследование выполнено с использованием оборудования ЦКП «Прикладная физика» физического факультета НГУ при финансовой поддержке РФФ (№. 22-11-00080).

Список литературы

1. Зарвин А.Е. и др. О структуре сверхзвуковой струи в условиях развитой конденсации // Письма в Журнал технической физики. – 2015. – Т. 41. – №. 22. – С. 74-81.
2. Zarvin A.E., Kalyada V.V., Madirbaev V.Zh., Korobeishchikov N.G., Khodakov M.D., Yaskin A.S., Khudozhnikov V.E., and Gimelshein S.F. Condensable Supersonic Jet Facility for Analyses of Transient Low-Temperature Gas Kinetics and Plasma Chemistry of Hydrocarbons // IEEE Transactions on plasma science. – 2017. – V. 45. – №. 5. – P. 819–827.
3. Леонас В.Б. Современное состояние и некоторые новые результаты метода молекулярного пучка // Успехи физических наук. – 1964. – V. 82. – №. 2. – P. 287–323.
4. Rothe E.W., Neynaber R.H. Measurements of Absolute Total Cross Sections for Rare Gas Scattering // The Journal of Chemical Physics. – 1965. – V. 43. – №. 11. – P. 4177–4179.
5. Phelps A.V. Cross sections and swarm coefficients for nitrogen ions and neutrals in N₂ and argon ions and neutrals in Ar for energies from 0.1 eV to 10 keV // Journal of Physical and Chemical Reference Data. – 1991. – V. 20. – №. 3. – P. 557–573.
6. Nenner T., Tien H., Fenn J.B. Total cross section measurements for the scattering of argon by aliphatic hydrocarbons // The Journal of Chemical Physics. – 1975. – V. 63. – №. 12. – P. 5439–5444.
7. Hagena O.F. Cluster ion sources // Review of scientific instruments. – 1992. – V. 63. – №. 4. – P. 2374–2379.
8. Buck U., Krohne R. Cluster size determination from diffractive He atom scattering // The Journal of chemical physics. – 1996. – V. 105. – №. 13. – P. 5408–5415.
9. Schütte S., Buck U. Strong fragmentation of large rare gas clusters by high energy electron impact // International Journal of Mass Spectrometry. – 2002. – V. 220. – №. 2. – P. 183–192.
10. Ермолаева Н.В., Иванов М.С., Куснер Ю.С., Николаев В.И. Статистическая теория газодинамического разделения // Журнал технической физики. – 1986. – Т. 56. – №. 10. – С. 1873–1882
11. Зарвин А.Е., Каляда В.В., Художитков В.Э. Особенности регистрации кластеров в сверхзвуковых недорасширенных струях методом молекулярно-пучковой масс-спектрометрии // Теплофизика и аэромеханика. – 2017. – Т. 4. – №. 5. – С. 691–702.

ОКИСЛИТЕЛЬНАЯ ПАРОВАЯ КОНВЕРСИЯ МЕТАНА В МИКРОКАНАЛЬНОМ РЕАКТОРЕ

Димов С.В., Гасенко О.А.

*Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН,
630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1*

Аннотация. Экспериментально исследована окислительная паровая конверсия метана при разных температурах и расходах газа с разными катализаторами. Катализатор был нанесен на поверхность фехралевых корrugированных пластин, помещенных в реактор 140×12×12 мм. В опытах использовались два типа корrugированных пластин, отличающиеся размером корrugации, типом катализатора. Показано, что уменьшение отношения метан/воздух приводит к увеличению степени конверсии метана и выхода водорода.

Ключевые слова: паровая конверсия метана, гетерогенный катализ, корrugированные пластины

OXIDATIVE STEAM REFORMING OF METHANE IN A MICROCHANNEL REACTOR

Dimov S.V., Gasenko O.A.

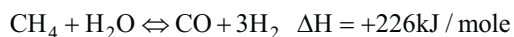
*Kutateladze Institute of Thermophysics SB RAS,
630090, Russia, Novosibirsk, Lavrentyev Ave. 1*

Annotation. The oxidative steam conversion of methane was experimentally studied at different temperatures and gas flow rates with different catalysts. The catalyst was applied to the surface of corrugated fechral plates placed in a 140×12×12 mm reactor. In the experiments, two types of corrugated plates were used, differing in the size of the corrugation and the type of catalyst. It has been shown that a decrease in the methane/air ratio leads to an increase in the degree of methane conversion and hydrogen yield.

Key words: steam reforming of methane, heterogeneous catalysis, corrugated plates

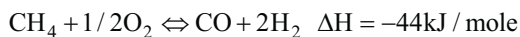
ВВЕДЕНИЕ

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:

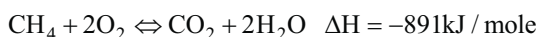


При окислительном паровом риформинге метан подается в реактор вместе с кислородом (воздухом) и паром, и, таким образом, реакции, как парциального окисления, так и парового риформинга происходят одновременно в одном и том же реакторе [3]. Термoneйтральность может быть достигнута путем регулирования соотношения O_2 и H_2O в потоке сырья, так что чистое изменение энтальпии реакции будет равно нулю, избегая необходимости во внешнем источнике тепла после достижения температуры реакции.

В процессе окислительного парового риформинга происходит парциальное окисление метана:



и его полное окисление :



Экзотермические реакции протекают с большей скоростью, чем эндотермические реакции, предпочтительно, во входной части реактора. С другой стороны, эндотермические реакции основаны на тепле,

передаваемом конвекцией и проводимостью из входной части реактора.

В процессе автотермического (окислительного) риформинга возможно получение синтез-газа с требуемым соотношением $\text{H}_2:\text{CO}$ 2-2.5 для синтеза метанола, Фишера-Тропша. Согласно расчетам по [4] при определенном соотношении можно достичь проведения реакции практически без подвода внешнего тепла с высокой степенью конверсии даже при температуре 650 С. Температура, давление, соотношение $\text{O}_2/\text{метан}$ и $\text{H}_2\text{O}/\text{метан}$ являются независимыми параметрами, определяющими эффективность процесса. Как правило, эти параметры можно выбирать для оптимизации производительности с точки зрения выхода H_2 , чтобы избежать образования кокса на катализаторе [2,3,5].

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.

Для выполнения паровой конверсии метана в микроканальных реакторах чаще используют катализаторы благородных металлов [5–6]. В [7] отработана

методика нанесения катализатора на фехральевые пластины для проведения парциального окисления метана в микроканальном реакторе. Также для проведения автотермического парового риформинга бензина, дизельного топлива, сжиженного топливного газа эффективно используют структурированный катализатор на основе родия [8–9]. Опыты [10–12], проведенные с родиевым катализатором в щелевом реакторе показали его высокую активность и стабильность при существенно меньших температурах, чем на никелевом катализаторе. Создание двухслойного катализатора показало его эффективность при автотермическом риформинге топливного газа [11] в щелевом реакторе.

Целью данной работы было исследование окислительной паровой конверсии метана, когда: реактор состоит из набора гофрированных фехральевых пластин с нанесенным на их поверхность родиевым катализатором с двумя типами пластин [11–12].

ЭКСПЕРИМЕНТ

Опыты по окислительной конверсии метана выполнялись на установке [9], которая (рис. 1) включает: баллоны с газами: азотом, водородом, метаном; воздушный компрессор, регуляторы расхода газа «Bronkhorst», емкость с дистиллированной водой, регулятор расхода жидкости, парогенератор, реактор, конденсатор, счетчик газа (расходомер). В процессе опытов регуляторами 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. Подача воздуха осуществлялась через металлический капилляр непосредственно к каталитическим пластинам.

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 $500\text{ }^\circ\text{C}$ со скоростью $5\text{ }^\circ\text{C}/\text{мин}$, 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, а также воздух с заданным расходом.

На рисунке 2 приведены фото корругированных пластин, устанавливаемых в реактор. В первом варианте (а) использовался тонкослойный катализатор состава $5\%Rh/3\%La_2O_3/2\%BaO/\text{гамма-}Al_2O_3$ высотой слоя каталитического покрытия $40\text{ }\mu\text{м}$, нанесенный на корругированные пластины из фехрали толщиной $270\text{ }\mu\text{м}$ [11]. Перед нанесением катализатора пластины фехрали были очищены этиловым спиртом с применением ультразвука, проводилось их травление в $0,1\text{ M}$ растворе HCl в течение 30 мин, затем они выдерживались при температуре $1000\text{ }^\circ\text{C}$ в течение 4 часов и охлаждались в воде с закалкой. Прокатанные пластины прокатывали через пресс, так что толщина пластин с корrugацией увеличивалась вдвое.

На корругированные пластины был нанесен слой TiO_2 с целью ингибирования коррозии и увеличения адгезии катализатора к поверхности металла. Катализатор наносили аэрозольным способом (2549619 RU), прокаивали при $500\text{ }^\circ\text{C}$ [11]. В реактор помещалось 12 пластин с катализатором и одна нержавеющая пластина с пазом для измерения температуры при исследовании ПР. В опытах по окис-

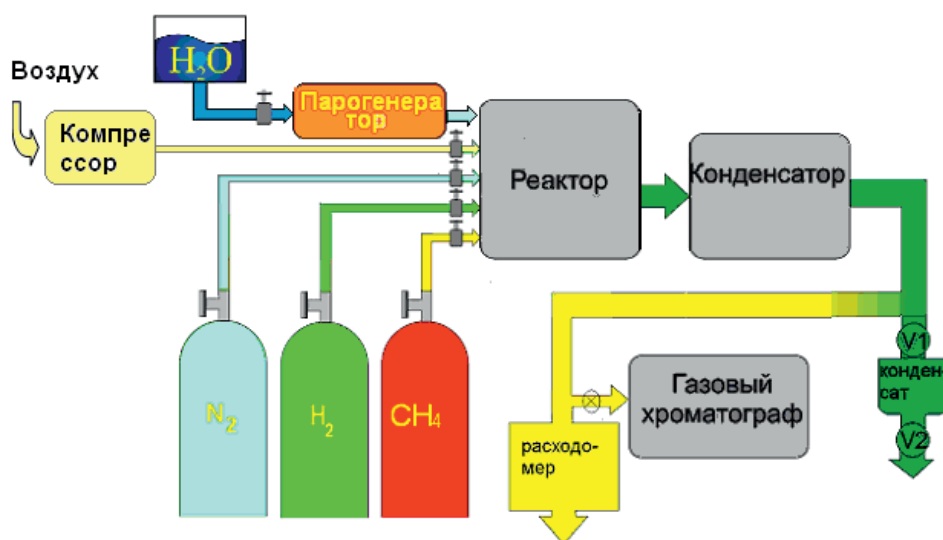


Рис. 1. Схема экспериментальной установки

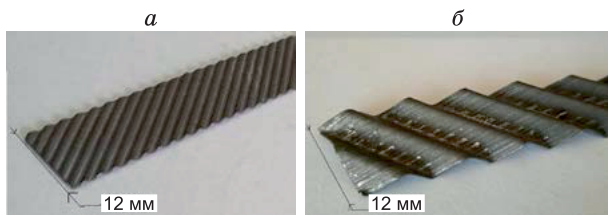


Рис. 2. Микроканальные пластины используемые в экспериментах для паровой конверсии метана (2а) и окислительной паровой конверсии (2б) с катализатором, нанесенным на поверхности гофрированных пластин.

лительному паровому риформингу вместо термопары монтировался капилляр, по которому подавался воздух.

В реакторе второго типа (рис. 2б) использовались фехрелевые пластины с большим размером корrugации. Аналогично первым пластинам выполнили предварительные стадии подготовки пластин. Процедуру аэрозольного напыления катализатора повторяли многократно до достижения требуемого веса двумя типами катализаторов. Внутренний слой с наночастицами родия на гамма оксиде алюминия способствовал паровому риформингу (5% Rh/3%La₂O₃/2%BaO/т Al₂O₃), внешний слой напылялся поверх первого слоя и ускорял реакции окисления углеводородов (5% Rh/20%La₂O₃/40%CeO₂/ 40% ZrO₂) [10]. В данном случае в реактор помещались четыре пластины с нанесенным катализатором.

РЕЗУЛЬТАТЫ

На рис. 3 приведены распределения концентраций компонент окислительного риформинга метана в реакторе с двумя типами исследуемых пластин в зависимости от температуры реактора. Линиями на рисунке приведены расчетные по [4] равновесные концентрации выходных компонент. Светлые точки на рисунке соответствуют реактору с пластинами, с нанесенным катализатором парового риформинга

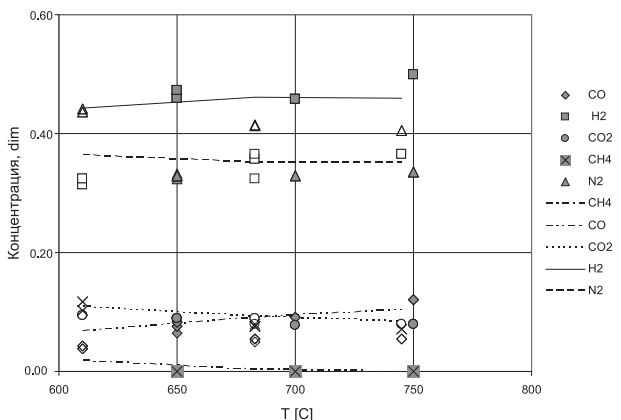


Рис. 3. Концентрации выходных газов при окислительной паровой конверсии метана в микроканальном реакторе с нанесенным на фехрелевые листы катализатором. Линии соответствуют расчету [4]. Светлые точки соответствуют реактору с пластинами 2а, темные 2б.

(рис. 2а). Темные символы соответствуют реактору с пластинами, с нанесенным двухслойным катализатором окислительного парового риформинга (рис. 2б).

Для реактора с пластинами с катализатором парового риформинга (2а) выходные концентрации водорода получены меньше рассчитанных равновесных значений, в то время как для второго реактора для исследуемых расходов получились равновесные концентрации выходных продуктов автотермического риформинга метана.

В процессе экспериментов с реактором было исследовано влияние соотношения метан/кислород на выход продуктов реакции при разных выходных температурах реактора. Выход продукта означает количество образующихся его молей на моль потребленного метана. Предварительно с данным реактором выполнялись опыты по паровому риформингу метана [12]. На рис. 4 приведены выходы водорода при разном отношении метан-кислород (воздух) при условии одинакового времени контакта реагентов в реакторе для обоих типов реакторов. Это условие означает, что общий расход входной смеси одинаков, а соотношение компонент метан-воздух меняется.

Пластины с малой корrugацией использовались в опытах по паровому риформингу [12] и соответственно их эффективность существенно хуже по сравнению с пластинами второго типа (рис. 2б). Компонентный анализ продуктов показал, что в процессе опытов [12] происходило постоянное отложение углерода на стенках гофрированных листов, что и приводило к ухудшению парового риформинга, что и продолжалось при окислительном паровом риформинге.

В исследованном диапазоне температур для реактора с пластинами малой корrugации выход водорода не зависит от соотношения метан кислород и растет с ростом температуры. Для пластин с большей корrugацией наблюдается больший выход водорода, увеличивающийся с ростом температуры. Режим окислительного риформинга наблюдался неустойчи-

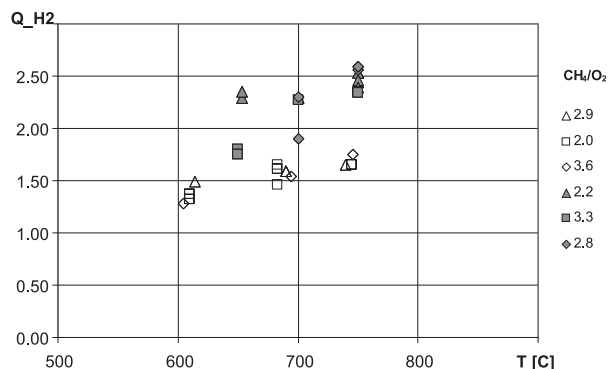


Рис. 4. Выход водорода в процессе окислительного парового риформинга метана. при разном входном соотношении метан/кислород(воздух). Светлые точки соответствуют реактору с пластинами 2а, темные 2 б.

вым, так что выходные концентрации могли заметно изменяться со временем. Такое поведение не наблюдалось при проведении процесса с пластинами первого вида. В дальнейшем опыты с пластинами второго типа будут продолжены для выяснения границ неустойчивого риформинга и степени конверсии со временем.

Увеличение температуры приводит к повышению степени конверсии, но не достигает равновесных значений, рассчитанных по [4]. Уменьшение отношения метан/кислород приводит к увеличению степени конверсии метана и выходу водорода при окислительном паровом риформинге на исследуемых катализаторах, также как и для никелевого катализатора [13].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Экспериментально исследована каталитическая окислительная паровая конверсия метана в двух типах микроканального реактора при разных температурах и расходах газа с разными катализаторами.

Показано, что уменьшение отношения метан/воздух приводит к увеличению степени конверсии и выхода водорода.

Работа выполнена в рамках государственного задания ИТ СО РАН (AAAA-A17-117022850026-8).

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. Pino L., Vita A., Cipiti` F., Lagana` M., Recupero V. Performance of Pt/CeO₂ catalyst for propane oxidative steam reforming// *Ap Cat A: Gen.* 2006. **306**. pp 68–77.
4. Morley C. Gaseq chemical equilibrium program. See <http://www.gaseq.co.uk>
5. Tonkovich A.L. et al. Methanol production FPSO plant concept using multiple microchannel unit operations // *Chemical Engineering Journal.* – 2008. – Т. 135. – С. S2–S8
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. Makarshin L. L. et al. Syngas production by partial oxidation of methane in a microchannel reactor over a Ni–Pt/LaO₂ZrO₂. 4CeO₂. 4Ox catalyst // *Fuel Processing Technology.* – 2015. – Т. 131. – С. 21–28.
8. Potemkin D.I., Rogozhnikov V.N., Ruban N.V., Shilov V.A., Simonov P.A., Shashkov M.V., Sobyenin V.A., Snytnikov P.V. Comparative study of gasoline, diesel and biodiesel autothermal reforming over Rh-based FeCrAl-supported composite catalyst // *Int. J. Hydrogen Energy* – 2020. – V. 45. – P. 26197–26205.
9. Ruban N.V., Rogozhnikov V.N., Zazhigalov S., Zagorui-ko A., Emelyanov V., Snytnikov P.V., Sobyenin V.A., Potemkin D.I. Composite Structured M/Ce_{0.75}Zr_{0.25}O₂/Al₂O₃/FeCrAl (M = Pt, Rh, and Ru) Catalysts for Propane and n-Butane Reforming to Syngas // *Materials* – 2022. – V.15. – 7336.
10. 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.
11. Dimov S.V., Gasenko O. A., M. Oxidative steam conversion of light alkanes // *Journal of Physics: Conf. Ser.* 2019, 1382, 012054.
12. Димов С.В., Гасенко О.А. Паровая конверсия метана в микроканальном реакторе // Труды конференции СТС 38, 29–31 августа 2022, С. 89–92.
13. Соловьев С.А., Губарени Е.В., Орлик С.Н. Окислительный риформинг метана на структурированных никель-алюмооксидных катализаторах (обзор) // Теоретическая и экспериментальная химия. – 2018. – Т. 54. – № 5. – С. 267–286.

ВЛИЯНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ БОКОВОЙ СТРУИ СЖАТОГО ВОЗДУХА НА ГОРЕНИЕ В ВЫСОКОСКОРОСТНОМ ПОТОКЕ В КАНАЛЕ

Замураев В.П., Калинина А.П.

*Институт теоретической и прикладной механики им. С.А. Христиановича СО РАН,
630090, Россия, Новосибирск, ул. Институтская 4/1*

Аннотация. В работе исследуется высокоскоростной поток в канале, состоящем из двух секций, при горении углеводородного топлива, подаваемого через осевой инжектор, расположенный в начале первой узкой секции с потоком, имеющим число Маха $M=2.2$. Для интенсификации горения в широкой секции также подается сжатый воздух различной температуры. Численно изучено, как температура сжатого воздуха влияет на параметры течения в широкой части канала. Показано, что боковая подача дросселирующей струи в выходной секции постоянного сечения двухсекционного канала позволяет увеличить количество сгораемого водорода. При этом эффективность воздействия возрастает с ростом плотности и давления подачи дросселирующей струи. При одинаковых давлениях более эффективным будет воздействие сжатого воздуха с более высокой плотностью, то есть имеющую более низкую температуру. Показано, что при достаточно малых давлениях влияние температуры мало, так как смешение сжатого воздуха с водородом слабое. Возможно, влияние температуры скажется при более высоких давлениях, при которых подается сжатый воздух.

Ключевые слова: горение водорода, осевой инжектор, сверхзвуковой поток, дросселирующая струя

EFFECT OF THE TEMPERATURE OF A SIDE JET OF COMPRESSED AIR ON COMBUSTION IN A HIGH-SPEED FLOW IN A CHANNEL

Zamuraev V.P., Kalinina A.P.

*Khristianovich Institute of Theoretical and Applied Mechanics SB RAS,
630090, Russia, Novosibirsk, Institutskaya st. 4/1*

Annotation. The work examines high-speed flow in a channel consisting of two sections during the combustion of hydrocarbon fuel supplied through an axial injector located at the beginning of the first narrow section with a flow having a Mach number $M = 2.2$. To intensify combustion, compressed air of varying temperatures is also supplied to the wide section. We numerically studied how the temperature of compressed air affects the flow parameters in a wide part of the channel. It has been shown that the lateral supply of a throttling jet in the outlet section of a constant cross-section of a two-section channel makes it possible to increase the amount of combustible hydrogen. In this case, the effectiveness of the impact increases with increasing density and supply pressure of the throttling jet. At the same pressures, the effect of compressed air with a higher density, that is, having a lower temperature, will be more effective. It is shown that at sufficiently low pressures the influence of temperature is small, since the mixing of compressed air with hydrogen is weak. It is possible that temperature effects will occur at higher pressures at which compressed air is supplied.

Keywords: hydrogen combustion, axial injector, supersonic flow, throttling jet

ВВЕДЕНИЕ

Численное изучение горения в сверхзвуковом потоке неизменно привлекает внимание исследователей [1–10], так как не только является дешевой альтернативой дорогостоящему эксперименту, но и позволяет увидеть в процессе многие детали, недоступные в эксперименте. Одной из основных проблем, связанных с горением в сверхзвуковом потоке, являются потери полного давления из-за того, что переход в дозвуковой режим обычно происходит в скачках уплотнения. В работах [1–3] для решения этой проблемы выдвинута и реализована идея трансзвукового горения.

В [1] для стабилизации трансзвукового горения, инициируемого пакетом газодинамических импульсов, перед внезапным расширением канала осуществляется подача топлива, сгорающего затем в более широкой секции.

Это горение в более широкой секции приводит к эффективному уменьшению площади ее поперечного

сечения. Однако истечение из канала должно остаться сверхзвуковым. Желательно также, чтобы подаваемое топливо сгорало по возможности полностью. Данные вопросы требуют отдельного изучения.

В работе исследуется высокоскоростной поток в канале, состоящем из двух секций, при горении углеводородного топлива, подаваемого через осевой инжектор, расположенный в начале первой узкой секции с потоком, имеющим число Маха $M = 2.2$. Дополнительное топливо (водород) подается перед внезапным расширением канала и горит преимущественно в выходной более широкой секции. Для интенсификации горения в широкой секции также подается сжатый воздух различной температуры. Из канала продукты реакций вытекают в ресивер. Численно изучено, как температура сжатого воздуха влияет на параметры течения в широкой части канала.

В [11] исследован случай, когда сверхзвуковой поток вытекает из канала в атмосферу, дополнительное углеводородное топливо подается перед внезапным

расширением канала и горит преимущественно в выходной секции. Используется углеводородное топливо с эффективной химической формулой $C_{12}H_{23}$. Истечение происходило в атмосферу. При внезапном расширении канала наблюдаются явления нерасчетного истечения со скачками уплотнения. В этих скачках происходило воспламенение и горение углеводородного топлива. При истечении в ресивер ни воспламенения, ни горения не наблюдалось. При использовании водорода, подаваемого аналогично, область горения локализовалась непосредственно за внезапным расширением, поэтому в качестве топлива здесь был выбран водород.

В [11] исследовано также влияние температуры боковой дросселирующей струи на воспламенение и горение углеводородного топлива, подаваемого аксиально. Показано, что влияние температуры незначительно, что может быть объяснено тем, что газ боковой струи никак не контактирует с газообразным топливом, подаваемым аксиально. Можно ожидать, что при боковой подаче топлива будет перемешивание его с воздухом из дросселирующей струи, и влияние температуры будет более значительным. В данной работе исследовано влияние температуры воздуха боковой дросселирующей струи, подаваемой ниже по потоку от внезапного расширения. Положение струи примерно соответствует масштабу расширения канала.

Найдено, что температура газа, подаваемого при одинаковом давлении, действительно влияет, но заметно эффективнее оказываются более плотные низкотемпературные струи.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Схема канала представлена на рис. 1. Буквы «ГИ1» со стрелкой указывают положение и направление подачи теплогазодинамических импульсов в первой секции постоянного сечения; буквы «ГИ2» со стрелкой указывают положение – и направление подачи теплогазодинамических импульсов во второй секции постоянного сечения, буква «уг.т» со стрелкой – аксиально расположенный инжектор газообразного углеводородного топлива, буква «вод» со стрелкой – боковая подача водорода.

Горение в высокоскоростном потоке изучается в осесимметричной постановке. Форма и размеры канала близки к экспериментальным [1]. Углеводородное топливо, подаваемое через осевой инжектор, моделируется идеальным газом. Перед второй секцией через патрубок подается дросселирующая струя,

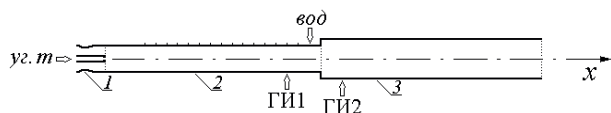


Рис. 1. Схема канала: 1 – сопловый блок с осевым инжектором, 2 – первая секция постоянного сечения, 3 – секция с внезапным расширением (размеры указаны в см)

иницирующая горение топлива. В качестве математической модели течения используется система нестационарных осредненных по Рейнольдсу уравнений Навье – Стокса с $k-\epsilon$ -моделью турбулентности и уравнений упрощенной химической кинетики с брутто-реакциями (для керосина и водорода) 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 [9, 10].

Численно моделируется следующая последовательность процессов. Давление торможения потока $p_0 = 7 \cdot 10^5$ Па. Газообразное углеводородное топливо, моделируемое мономолекулярным веществом с эффективной химической формулой $C_{12}H_{23}$, вытекает через осевой инжектор в начале первой секции постоянного сечения. Само оно не воспламеняется. В первой, более узкой секции постоянного сечения подаются газодинамические импульсы различной амплитуды (давление торможения от 4 до $6 \cdot 10^5$ Па), чтобы инициировать горение. Когда процесс горения установится, перед расширением подается водород под давлением $3 \cdot 10^5$ Па. После того, как струя водорода достигнет выхода из канала, осуществляется поперечная боковая подача сжатого воздуха в широкой секции постоянного сечения под давлением. Рассмотрены температуры 300 К и 1000 К. В обоих случаях наблюдается разрушение ударно-волновой структуры, формирующейся в начале широкой секции постоянного сечения, различия незначительны. В отсутствие подачи дросселирующих струй отношение статического давления в выходной секции канала к давлению в форкамере равно приблизительно $p/p_0 = 0.05$ (p – статическое давление в канале, p_0 – давление в форкамере). Поэтому рассматривались давления подачи дросселирующей струи, превышающие давление в потоке в расширяющейся секции в 6 и 12 раз (относительные давления $p_1 = 6 \cdot \text{Па}$ и $p_2 = 12$).

РЕЗУЛЬТАТЫ

Результаты тестирования физико-математической модели в виде сравнения численных результатов с экспериментальными данными содержатся в [9, 11]. Результаты подобного сравнения представлены на рис. 2. Это осредненное пристеночное давление, полученное в эксперименте и расчете. Истечение газа из канала происходит в атмосферу.

В численном моделировании при горении во второй секции канала углеводородного топлива, поданного через кольцевую щель, была осуществлена еще его подача через осевой инжектор, расположенный в начале первой секции. В отсутствие дросселирования потока в канале сжатым воздухом углеводородное топливо не воспламенялось. При подаче газодинамических импульсов оно воспламеняется, после чего распределение осредненного давления на стенке

вдоль канала принимает вид, показанный на рис. 1. Приведено сравнение расчетного распределения относительного давления с экспериментальным распределением (1 – расчет, 2 – эксперимент) при осевой и боковой подаче углеводородного топлива. Средние расчетных данных выполнено на основе разработанной ранее процедуры [12]. Данные эксперимента (предоставлены Крайневым В.Л.) нанесены на кривую (2) черными кружками. В эксперименте боковой подачи топлива не было, однако наблюдается хорошее совпадение экспериментальных и численных результатов. Последнее обстоятельство является следствием того, что углеводородное топливо в отличие от водорода загоралось ниже по потоку, чем максимальная координата, представленная на графике.

На рис. 3 (а–д) представлены двумерные распределения числа Маха в начале развития процесса для относительных давлений подачи дросселирующей струи $p_1 = 6$ и $p_2 = 12$ и температур 300 К и 1000 К.

На рис. 3а показано распределение для момента времени, пока действие дросселирующей струи еще не проявилось. В это время в основном потоке уже сформировалась зона горения углеводородного топлива вблизи оси канала, что видно по низким значениям числа Маха. Кроме того, уже произошло частичное сгорание водорода за внезапным расширением (водород подается сбоку непосредственно перед внезапным расширением). На рис. 3б–в представлены распределения числа Маха в момент времени $t = 0.61$ мс для давлений $p_1 = 6$ (б, в) и давлений $p_2 = 12$ (г, д), для температур 300 К (б, г) и 1000 К (в, д). В области течения непосредственно за внезапным расширением наблюдается практически недеформирован-

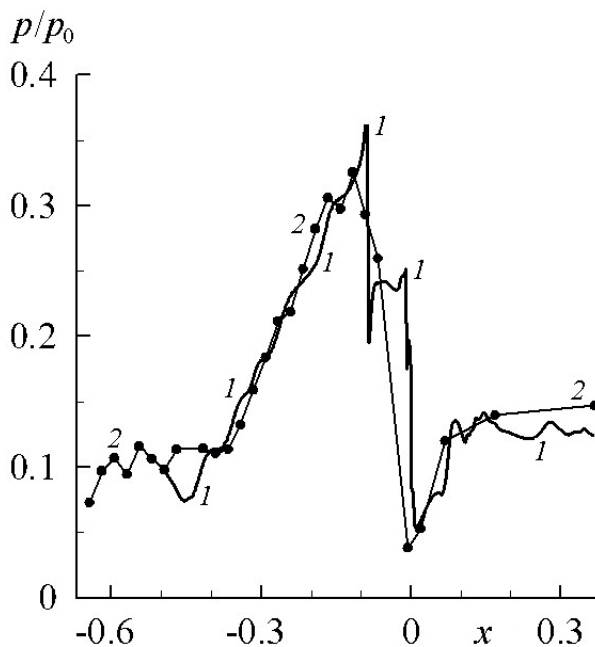


Рис. 2. Сравнение осредненного расчетного распределения давления на стенке канала (кривая 1) с экспериментальным (кривая 2).

ная волна разрежения (3а). Сравнивая рис. 3б и 3в для давления подачи дросселирующей струи $p_1 = 6$ и температур 300 К и 1000 К, следует отметить их значительное сходство, однако более высокий уровень деформации волновых структур наблюдается для более низкой температуры. То же самое можно сказать и для давления $p_2 = 12$, сравнивая между собой распределения числа Маха для температур 300 К и 1000 К. В то же время стоит отметить, что деформация волновых структур возрастает с увеличением давления подачи дросселирующей струи.

На рис. 4–6 показаны распределения относительного давления p/p_0 вдоль стенки канала для ранее рассмотренного случая в $t = 0.22$ мс и более поздние моменты времени.

На рис. 4 представлена эволюция относительно пристеночного давления для параметров дросселирующей струи $p_1 = 6$ и температуры 300 К. Черная линия соответствует распределению на рис. 2а ($t = 0.22$ мс), красная линия – моменту времени $t = 0.61$ мс, а зеленая – моменту времени $t = 1.25$ мс. Видно, что стабилизация пристеночного давления в первой секции постоянного сечения уже практически произошла к $t = 0.61$ мс, за исключением осцилляций. В выходной секции постоянного сечения ста-

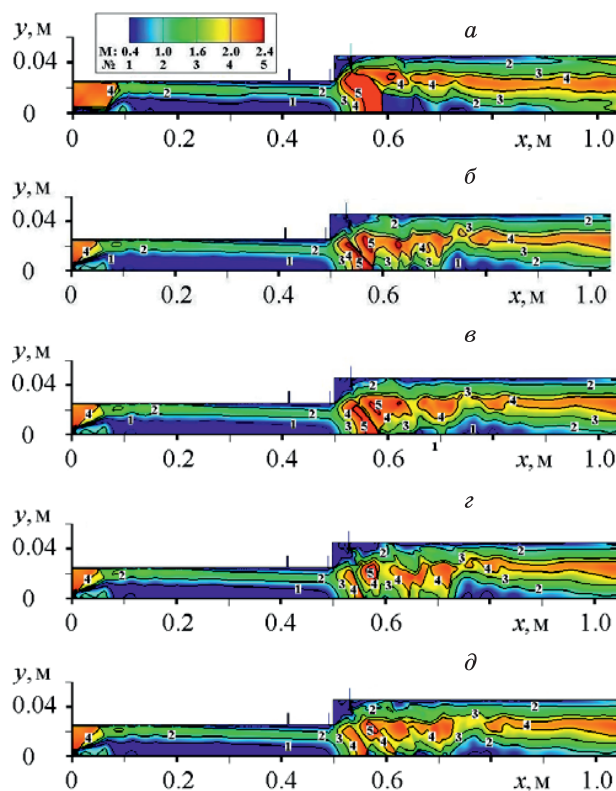


Рис. 3. Поле чисел Маха при подаче струи сжатого воздуха во второй секции под давлением $p_1 = 6$ (б, в) и $p_2 = 12$ (г, д); температура воздуха $T = 300$ К (б, г) и $T = 1000$ К (в, д): а) – начальный момент времени $t = 0.02$ мс; б, в, г, д) – для момента времени $t = 0.2$ мс.

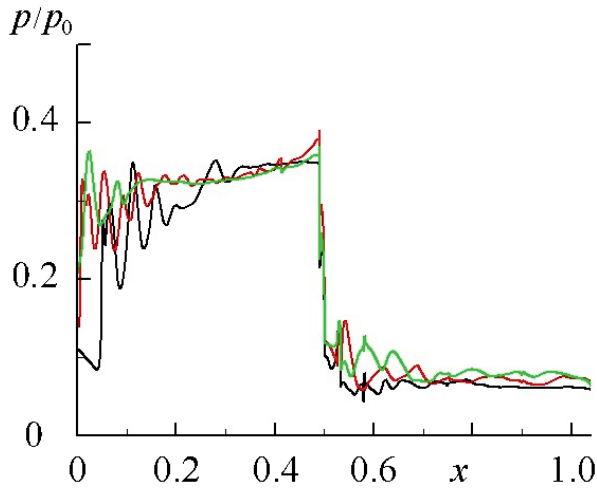


Рис. 4. Рис. Фрагмент распределения давления по каналу: а – $p_1 = 6$, $T = 300$ К (черная линия $t = 0.22$ мс, красная $t = 0.61$ мс, зеленая $t = 1.25$ мс);

билизации еще нет, однако сформировался пик давления, связанный с дополнительным горением водорода, который в дальнейшем к моменту времени $t = 1.25$ мс, приведет к возрастанию давления в области внезапного расширения в 1.5–2 раза. Это связано также с горением дополнительного количества водорода.

На рис. 5 (а–б) представлены результаты влияния на первоначальный скачок температуры подачи сжатого воздуха при давлениях подачи $p_1 = 6$ (а) и $p_2 = 12$ (б). Отличия вызваны как дополнительным горением водорода, так и действием дросселирующей струи, для различных давлений и температур. Сплошная линия соответствует низкой температуре, штриховая – высокой. Момент времени $t = 0.61$ мс. Видно, что более высокий рост давления происходит при более низкой температуре. На рис. 5а выполнено сравнение пристеночных относительных давлений для $p_1 = 6$ и температуры 1000 К в момент времени

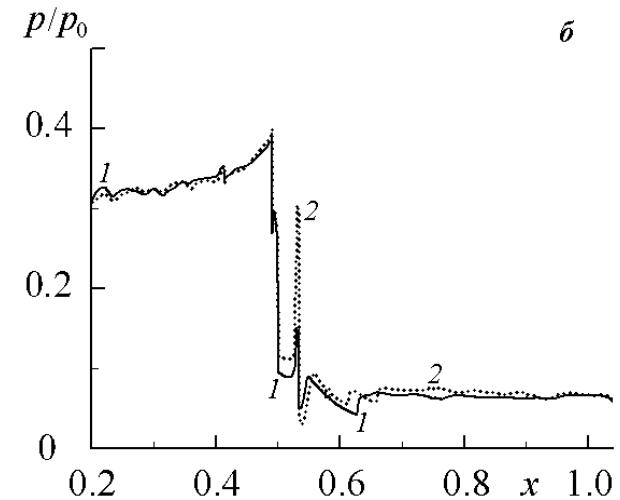
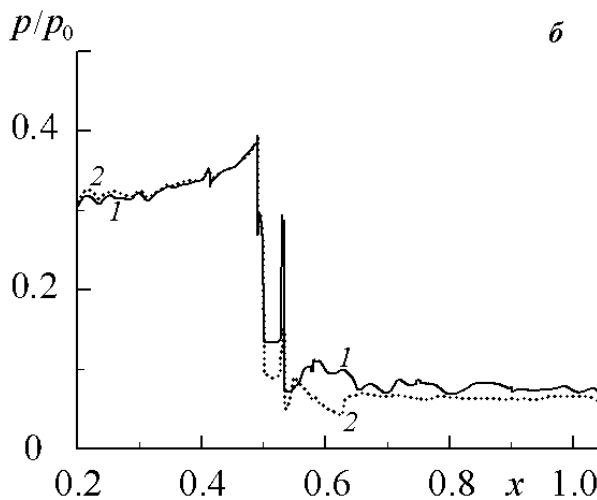
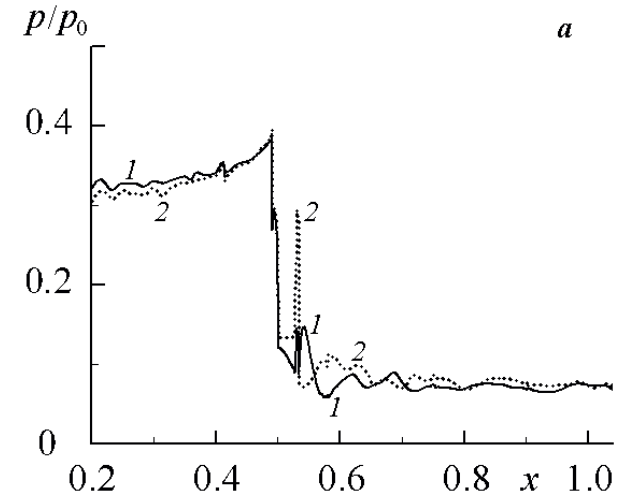
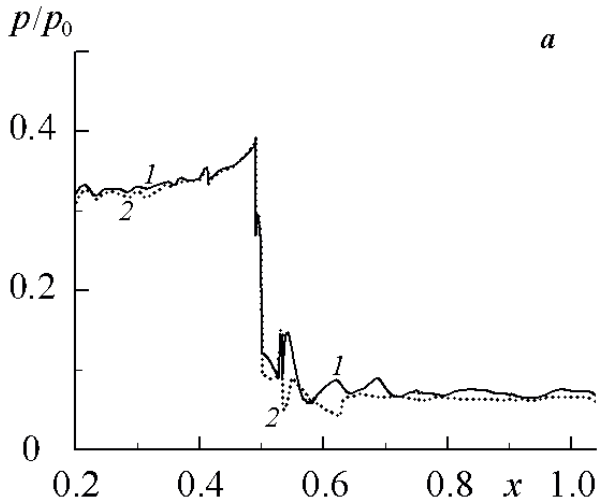


Рис. 5. Фрагмент распределения давления по каналу: а – $p_1 = 6$, $T = 300$ К (сплошная линия 1) и $T = 1000$ К (штриховая линия 2); б – $p_2 = 12$, $T = 300$ К (сплошная линия 1) и $T = 1000$ К (штриховая линия 2);

Рис. 6. Фрагмент распределения давления по каналу: а – $T = 300$ К, $p_1 = 6$ (сплошная линия 1) и $p_2 = 12$ (штриховая линия 2); б – $T = 1000$ К $p_1 = 6$ (сплошная линия 1) и $p_2 = 12$ (штриховая линия 2)

$t = 0.61$ мс. Видно, что в случае одинаковых давлений подачи сжатого воздуха более высокий рост давления происходит при более низкой температуре.

Сравнивая рис. 5а и 5б, мы, однако видим, что с возрастанием давления подачи пристеночное давление возрастает, что демонстрирует рис. 6. Температура в обоих случаях равна 300 К, сплошная линия соответствует давлению $p_1 = 6$, а штриховая – $p_2 = 12$ (6а). Аналогичная картина наблюдается для температуры 1000 К, сплошная линия соответствует давлению $p_1 = 6$, а штриховая – $p_2 = 12$ (6б).

Таким образом, показано, что боковая подача дросселирующей струи в выходной секции постоянного сечения двухсекционного канала позволяет увеличить количество сгораемого водорода. При этом эффективность воздействия возрастает с ростом плотности и давления подачи дросселирующей струи. При одинаковых давлениях более эффективным будет воздействие сжатого воздуха с более высокой плотностью, то есть имеющую более низкую температуру. Это возможно, если газ с более высокой плотностью представляет собой более эффективное препятствие для потока водорода, приводящее к формированию вихревых зон большего размера, в которых происходит горение.

Работа выполнена в рамках Программы фундаментальных научных исследований государственных академий наук на 2021–2023 (проект № 121030500157-3)

Список литературы:

1. Третьяков П.К. Иницирование горения керосина в сверхзвуковом потоке воздуха пакетом газодинамических импульсов // Докл. АН. – 2019. – Т. 489, № 3. – С. 250–253.
2. 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.
3. 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.
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. 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.
7. 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.
8. 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.
9. 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.
10. Замураев В.П., Калинина А.П. Формирование околосзвуковой области в канале переменного сечения при различных температурах торможения потока // Теплофизика и аэромеханика. – 2020. – Т. 27, № 3. – С. 357–363.
11. Замураев В.П., Калинина А.П. Горение в сверхзвуковом потоке с $M = 1.7$ при управлении теплогазодинамическими импульсами // XXXVIII Сибирский теплофизический семинар, посвященный 65-летию Института теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН: Всерос. конф. с элементами науч. шк. для молодых ученых (Новосибирск, 29–31 авг. 2022 г.): сб. тр. – Новосибирск: Изд-во СО РАН, 2022. – С. 112–115. DOI: 10.53954/9785604859551_112
12. Замураев В.П., Калинина А.П. Горение этилена и керосина в сверхзвуковом потоке при низких числах Маха // Физика горения и взрыва. 2022. № 4. С. 63–70. DOI: 10.15372/FGV20220407

ОСОБЕННОСТИ ТЕПЛОПOTЕРЬ ИЗЛУЧЕНИЕМ ПРИ СИНТЕЗЕ НАНОЧАСТИЦ МЕТАЛЛОВ МЕТОДОМ ИСПАРЕНИЯ НЕПРЕРЫВНЫМ ПУЧКОМ ЭЛЕКТРОНОВ ВЫСОКОЙ ЭНЕРГИИ

Зобов К.В.^{1,2}, Хартаева Э.Ч.², Бардаханов С.П.^{1,2}, Труфанов Д.Ю.¹, Гапоненко В.Р.¹

¹ *Институт теоретической и прикладной механики им. С.А. Христиановича СО РАН,
630090, Россия, Новосибирск, ул. Институтская, д. 4/1*

² *Институт Физического Материаловедения СО РАН,
670047, Россия, Респ. Бурятия, Улан-Удэ, ул. Сахьяновой, 6
e-mail: zobov@itam.nsc.ru*

Аннотация. В работе описывается методика анализа тепловых потоков связанных с излучением и контактным теплоотводом в испарительной камере установки по получению наноразмерных порошков методом испарения непрерывным пучком электронов высокой энергии при атмосферном давлении. Проводится сравнение эффектов наблюдаемых при испарении различных материалов: меди, латуни, вольфрама. Проводится сравнение с показаниями датчиков радиации. Показано, как подобный анализ позволяет повысить эффективность методики.

Ключевые слова: нанопорошки, медь, вольфрам, латунь, ускоритель электронов, электронный пучок, высокие температуры, газофазный синтез наночастиц, теплоотвод излучением

FEATURES OF HEAT LOSS BY RADIATION IN THE METAL NANOPARTICLES SYNTHESIS THROUGH THE CONTINUOUS HIGH-ENERGY ELECTRON BEAM EVAPORATION

Zobov K.V.^{1,2}, Khartaeva E.Ch.², Bardakhanov S.P.^{1,2}, Trufanov D.Yu.¹, Gaponenko V.R.¹

¹ *Khristianovich Institute of Theoretical and Applied Mechanics, SB RAS,
630090, Russia, Novosibirsk, Institutskaya St. 4/1*

² *Institute of Physical Materials Science, SB RAS,
670047, Russia, Ulan-Ude, Sakhyanovoy St. 6*

Annotation. The paper describes a technique for analyzing heat fluxes associated with radiation and a contact heat sink in the evaporation chamber of an installation for the production of nanoscale powders by evaporation by a continuous beam of high-energy electrons at atmospheric pressure. The effects observed during evaporation of various materials are compared: copper, brass, tungsten. A comparison is made with the radiation sensors data. It is shown how this analysis makes it possible to increase the effectiveness of the production technique.

Keywords: nanopowders, copper, tungsten, brass, electron accelerator, electron beam, high temperatures, gas-phase synthesis of nanoparticles, heat dissipation by radiation

Получение нанопорошков чистых металлов и сплавов является актуальной проблемой современных технологий, так как они могут быть использованы для модификации жидкостей, полимеров, сплавов. Область их применения определяется не только материалом и размером частиц, но и способом их получения. При столь малых размерах частицы формируются, по сути, не через измельчения материала, а через синтез из отдельных атомов с ограничением предела роста. При этом способ получения определяет темпы и пределы этого роста, а это в свою очередь определяет структурные особенности частиц. В свою очередь особенности внутренней кристаллической структуры частицы и дефектная структура поверхности определяют химическую активность частиц и их физические свойства, что прямо влияет на области их применения.

Существует ряд методов получения таких наночастиц реализуемых в разных условиях с разным уровнем производительности и различными струк-

турными особенностями получаемых частиц. Не многие из них высокопроизводительны и универсальны с точки зрения материала частиц. Методика получения наночастиц разрабатываемая авторами и являющаяся объектом исследования в данной работе заключается в испарении исходного материала непрерывным пучком электронов высокой энергии при атмосферном давлении. Пары уносятся потоком газа носителя и быстро конденсируются в ультрадисперсные частицы оседающие на фильтрующих элементах установки. Таким способом можно получать частицы чистых веществ, оксидов и других простых соединений (нитриды, карбиды) меняя газ носитель и материал сырья.

Не смотря на простоту принципа получения, технологически, – это сложный процесс. Ускоритель электронов создаёт источник нагрева высокой плотности мощности, обладающий высоким уровнем радиационного излучения. Это ведёт к трудностям наблюдения за процессами, происходящими в испа-

ригельной камере. За время активного развития методики получения наночастиц были опробованы различные способы контроля параметров процесса: видеофиксация, аналоговые и цифровые датчики температуры, давления, расхода газов. Многие из этих систем показали крайне малый диапазон применимости, так как выходили из строя, теряли чувствительность или имели недостаточный диапазон измерения. Тем не менее, для анализа получаемых данных была создана система оцифровки показаний различных датчиков на базе аналого-цифрового преобразователя LCARD, а для работы с полученными данными создан и развивается программный интерфейс на базе языка python. Таким образом, на данный момент появилась возможность анализа более глубоких, статистических закономерностей имеющих место при реализации данной методики получения нанопорошка.

На основе полученных за время работы системы данных можно выделить, что наиболее стабильной системой контроля процесса стала система измерения калориметрии потоков охлаждения испарительной камеры [1]. Эта система включает в себя датчики расхода охлаждающей жидкости и измерения изменения её температуры. Испарительная камера сегментирована (см. рис. 1), и каждый сегмент охлаждается и обмеряется отдельно. Данные записываются вместе с током пучка и другими измеряемыми параметрами на компьютер и анализируются при помощи указанного специального программного модуля.

Калориметрическая система применима при синтезе любых материалов и одна из важнейших её задач – противостоять развитию аварийных ситуаций связанных с прожогом испарительной камеры. Кроме этого она позволяет количественно отслеживать параметры производительности и энергоэффективности процесса. Однако при более пристальном рассмотрении каждого из тепловых потоков можно получить гораздо больше данных о процессах, происходящих в испарительной камере. Описанию возможностей такого подхода посвящена данная работа.

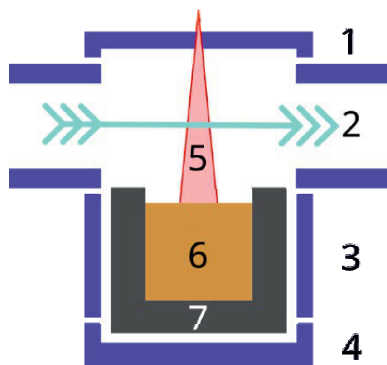


Рис. 1. Схема испарительной камеры. Водоохлаждаемые сегменты: 1 – крышка, 2 – проток, 3 – стенка, 4 – дно; другие элементы схемы: 5 – электронный пучок, 6 – сырьё, 7 – графитовый тигель.

Рассматриваться будут эффекты свойственные процессу получения наночастиц металлов. Особенностью работы с металлами является использование в качестве газа носителя инертного газа и размещение исходного сырья в графитовом тигле. Инертный газ препятствует окислению материала и частиц. Графитовый тигель нужен для предотвращения растекания расплава и его сплавлению с материалом стенок испарительной камеры. Также тигель замедляет теплоотдачу от сырья к стенкам испарительной камеры. Источник нагрева позволяет испарять и легкоплавкие и тугоплавкие материалы, однако, как мы можем видеть, процессы протекают сильно по-разному.

Для начала рассмотрим процесс испарения чистой меди [2,3] (см. рис. 2). В связи с высокой теплопроводностью добиться кипения возможно лишь при нагреве всей массы материала в тигле. То есть процесс похож на кипячение воды в чайнике. Время удержание рабочего тока большое, за это время происходит глубокий прогрев как сырья, так и тигля. При этом система ведёт себя достаточно стабильно и можно наблюдать постепенный выход всех каналов теплоотведения на постоянное значение.

Тем не менее, мы можем видеть, что в определённый момент суммарный тепловод начинает превышать входящую с пучком мощность. При этом встаёт вопрос о целесообразности дальнейшего поддержания процесса испарения.

Если более пристально рассмотреть каждый из каналов, то следует заметить, что каналы крышки и протока нагреваются в основном за счет свечения нагретого сырья, а дно и стенка нагреваются за счет прогревания тигля, через теплопроводность тигля и обсыпки тигля графитовым порошком (при её наличии). Поэтому можно видеть, что крышка и проток быстро реагируют на изменение мощности пучка, в то время как дно и стенка меняют свои значения плавно. Можно заметить ощутимый провал на канале крышки в области 15000 кДж. Такие провалы при испарении меди связаны с тем, что при кипении из расплава вылетают капли оседающие на крышке. При

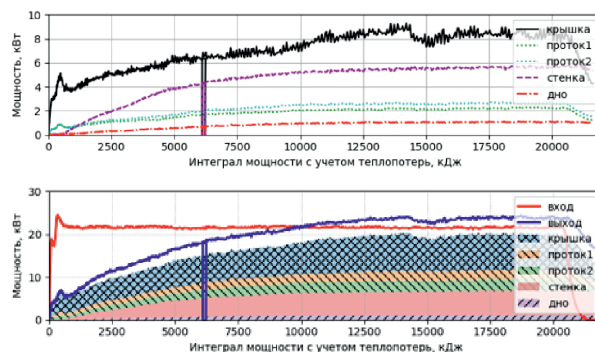


Рис. 2. Эволюция теплопотерь в зависимости от внесённого в сырьё тепла (сверху – абсолютные значения, снизу – диаграмма с накоплением)

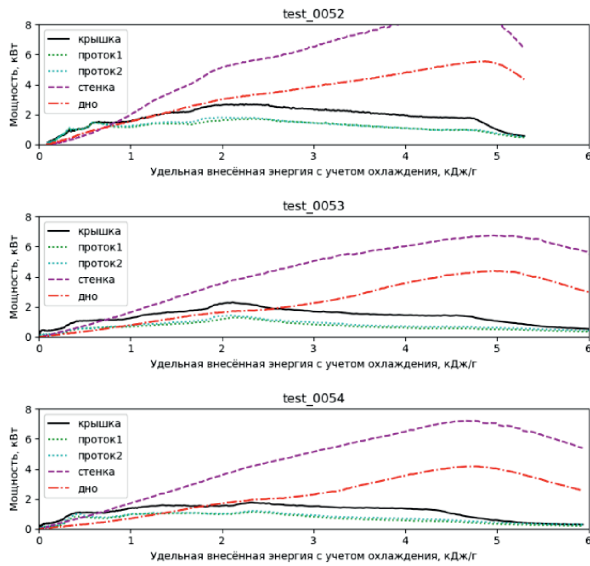


Рис. 3. Эволюция теплопотерь в зависимости от внесённого в сырьё тепла отнесённого к массе сырья. Для трёх разных пусков на латуни марки Л63.

этом происходит образование медной корки, которая в некоторые моменты отрывается и падает обратно в расплав. Это препятствует прямому ходу излучения от расплава к крышке на какое-то время, что проявляется на графике.

Следует заметить, что каналы проток 1 и проток 2 это два симметричных теплоотводящих потока по бокам одного сегмента. Можно видеть, что их значения достаточно близки по абсолютной величине и синхронны по изменению, что говорит в пользу точности и стабильности калориметрической системы.

На примере меди не очевидно, можно ли с помощью анализа потоков охлаждения получить информацию о процессах, имеющих место в испарительной камере. Поэтому рассмотрим другой пример – это испарение латуни [4]. Так как в её состав входят медь и цинк, материалы, достаточно сильно различающиеся по термодинамическим свойствам. В данном случае масса сырья и размер тигля немного меньше, а особенности проявляются уже на малых внесённых энергиях.

Рассмотрим примеры продолжительного испарения исходной латуни (см. рис. 3). Так как массы исходных слитков сильно отличались, то в качестве базового параметра возьмём внесённую энергию, делённую на массу исходного слитка. При этом во всех пусках потеря массы слитка составляла порядка 50 %, что может говорить о значительном снижении концентрации цинка в расплаве.

Можно видеть, что на энергии 2 кДж/г во всех случаях присутствует перегиб, который, по-видимому, связан с изменением стехиометрии расплава и изменению термодинамических параметров.

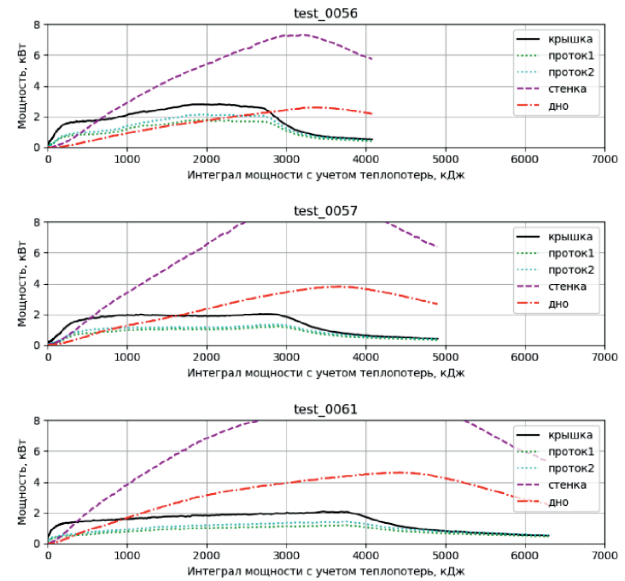


Рис. 4. Эволюция теплопотерь в зависимости от внесённого в сырьё тепла. Для трёх последовательных пусков на одном слитке после внесения 2, 4 и 10 кДж/г энергии соответственно сверху вниз.

Если же мы продолжим испарять один и тот же слиток малыми пусками, понятно, что каждый пуск будет проходить начиная с разной стехиометрии сырья. Как это отражается на графиках калориметрии можно видеть на рисунке 4. За каждый пуск вносится порядка 2кДж/г энергии в исходный слиток. На рисунке представлены графики 2-го 3-го и 6-го пусков, соответственно в диапазонах после внесения 2, 4 и 10 (кДж/г) энергии.

Можно видеть, что в первых двух случаях на графиках также присутствует перегиб, а в третьем случае перегибов нет, и график выглядит, так как будто мы испаряем чистую медь.

Также на всех графиках по латуни можно более ясно видеть, что отвод тепла через стенку и дно растёт более линейно, чем поток через крышку и проток. Видно, что на данных значениях внесённой энергии он не выходит на насыщение, и по опыту можно сказать, что результирующий теплоотвод не превышает мощности, вносимой с пучком.

В уже описанных случаях происходит полное плавление слитка, как уже говорилось. Однако такой ход процесса присущ не всем металлам. Например, при получении нанопорошков вольфрама [5] в качестве сырья использовался микропорошок вольфрама. В нём процесс шел по пути более похожему на процесс, наблюдаемый при получении оксидов – локальное плавление и испарение вещества (см. рис. 5). При этом существует одна не очевидная, но вполне обоснованная проблема – это растекание тепла из зоны входа пучка электронов в сырьё. Это растекание может происходить в стороны или в глубину, что очевидно должно сказываться на теплопотоках связанных с излучением расплава.

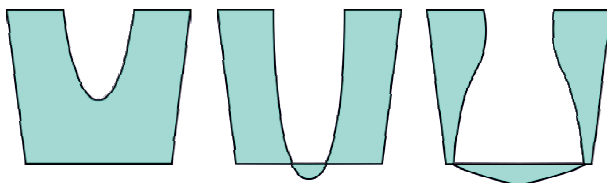


Рис. 5. Эволюция формы канала в сырье вольфрама в процессе его испарения электронным пучком (по времени слева направо)

Как можно видеть по схеме, составленной на основе полученных в результате эксперимента формок сырья, тепло из зоны падения пучка электронов не успевает растекаться в стороны, напротив, происходит плавление и проседание зоны расплава. Вначале этот процесс идёт без значительного расширения канала, однако, когда расплав доходит до дна тигля он перестает опускаться. По-видимому, теплоотвод в плотный графит выше и происходит карбидизация расплава вольфрама, увеличивающая его теплостойкость. Это приводит к тому, что на дне канал начинает расширяться и растапливать границы канала нависающие над ним. В этот момент эффективность его испарения падает.

Следует рассмотреть, какое отражение находят происходящие процессы в графиках теплоотвода (см. рис. 6). Для лучшей координации на графиках приведены показания датчика радиации расположенного непосредственно под дном испарительной камеры. Эта система показала свою эффективность именно в этих экспериментальных пусках. Так как вольфрам тяжелый металл то даже его микророшок значительно поглощает жесткое излучение, формирующееся при торможении пучка электронов в материале сырья. Когда происходит опускание расплава до дна, этот слой становится малым, и мы видим резкий всплеск радиации. Так как расплав обладает большей плотностью, то постепенный рост блюдца расплава вновь приводит к снижению показаний датчика. Таким образом, по всплеску радиации мы можем с высокой точностью определять момент касания расплавом дна тигля.

На графике можно видеть, что при выходе на режим радиация принимает стационарное значение. Затем идёт нагрев сырья, о чем свидетельствует весь теплоотвод. Рост показаний датчика радиации идёт быстро, при этом падает теплопоток на крышке и протоке (особенно на свежем порошке), что говорит о заглублении зоны расплава. Затем мы видим плавное снижение радиации, что говорит об увеличении объема расплава, и увеличение теплопотока крышки, что говорит о росте температуры расплава. Можно видеть, что во втором случае, при повторной засыпке канала, процесс идет похожим образом, но из-за неоднородности сырья и ограничении сечения канала, опускание расплава менее заметно по теплоотводу крышки.

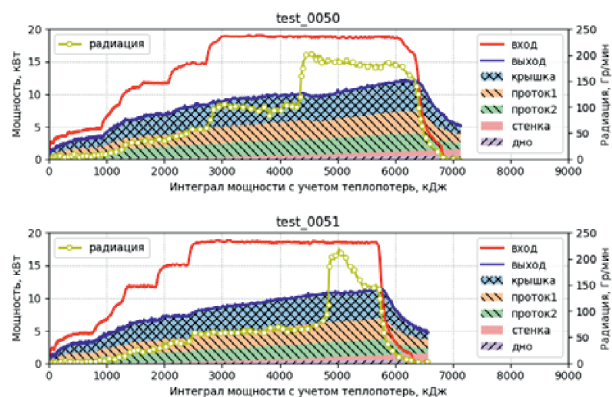


Рис. 6. Эволюция теплопотерь и показаний датчика радиации в зависимости от внесённого в сырьё тепла. Сверху прожигается равномерный порошок вольфрама, снизу пуск повторяется после засыпки канала свежим порошком.

Суммируя полученные данные, можно сказать, что калориметрическая система даёт большое количество дополнительной информации о процессах, происходящих в испарительной камере, однако без разработки точных математических расчетных моделей, получение количественных характеристик почти невозможно. Например, в течение последних лет разработана и апробирована модель для определения температуры в зоне кипящего расплава по лучистому теплопоток. Использование данной методики контроля позволяет получать больше информации для оптимизации процессов синтеза оксидных материалов так как геометрия процесса для них проще. Возможно, она может быть расширена применена для чистых металлов и некоторых сплавов. Однако её апробация и применение для новых и предшествующих производственных пусков затруднена, так как требует фиксации материалов, масс и точного расположения тигля в реакторе. Все эти параметры должны быть включены модель излучения нагретого тела для проведения обратных расчетов температурных параметров через теплоотвод излучением. Собственно на будущее решение этой макрозадачи направленные усилия данной работы.

В работе проведено сравнение калориметрии испарения для различных видов исходных материалов, испаряемых в конфигурации с графитовым тиглем в инертной атмосфере аргона. Проводится отделение влияния тигля от влияния самого сырья. Показано насколько сопоставимы величины теплопотоков с количеством усвоенного материалом тепла, и насколько чувствительны показания к физическим химическим и геометрическим изменениям происходящим в процессе экспериментальных пусков. Проведено сопоставление теплопотоков через излучение, через прямой контакт, через газ носитель.

Работа выполнена в рамках государственного задания ИТПМ СО РАН.

Список литературы

1. Zobov K.V., Zavjalov A.P., Bardakhanov S.P. et al. Analysis of the thermodynamics features of the pure metals and oxides nanopowders obtaining by the high-energy electron beam evaporation method // AIP Conference Proceedings 2023 Vol. 2504. P. 030071.
2. Завьялов А.П., Зобов К.В., Чакин И.К. и др. Синтез нанопорошков меди методом испарения электронным пучком при атмосферном давлении инертного газа // Российские нанотехнологии. 2014. Т. 9, № 11–12. С. 53–57.
3. Nomoev A.V., Khartaeva E.C., Syzranthev V.V. et al. Receiving copper nanoparticles: Experiment and modelling // Solid state phenomena 2019. Vol. 288. P. 140-147.
4. Khartaeva E.C. et al. Nanopowders Created by Irradiating Brass with Relativistic Electrons // Materials Science Forum. 2023. Vol. 1083, P. 61–69.
5. Труфанов Д.Ю., Зобов К.В., Бардаханов С.П. и др. Применение метода испарения вещества высокоэнергетическим пучком электронов для получения нанопорошка вольфрама // Сибирский физический журнал. 2019. Т. 14. № 4. С. 17–27.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТОВ С ЖИДКОМЕТАЛЛИЧЕСКИМИ ТЕПЛОНОСИТЕЛЯМИ С ПОМОЩЬЮ КОДА HYDRA-IBRAE/LM

Ильясова О.Х., Алипченков В.М., Мосунова Н.А.

*ФГБУН Институт проблем безопасного развития атомной энергетики РАН,
115191, Россия, Москва, Большая Тульская ул., д. 52*

Аннотация. Приведены результаты валидации кода HYDRA-IBRAE/LM на экспериментах по исследованию теплообмена в сборках при течении в них жидкометаллических теплоносителей. Были рассмотрены стационарные и динамические эксперименты, проведенные в АО «НИКИЭТ», где исследовался теплообмен в сборке при течении свинцового теплоносителя. Средняя погрешность расчета температуры теплоносителя для стационарных экспериментов составила 0,5 К, для динамических – 0,1 К.

Также было проведено моделирование экспериментов, проведенных в АО «ГНЦ РФ-ФЭИ» на стенде 6Б. Рассматривались стационарные эксперименты по теплообмену в сборке, а также эксперименты, в которых присутствовала блокировка части проходного сечения. Погрешность моделирования составила 0,1 К и 0,6 К соответственно.

Ключевые слова: HYDRA-IBRAE/LM, валидация, свинцовый теплоноситель, эвтектика натрия-калий.

SIMULATION OF HEAT TRANSFER EXPERIMENTS USING HYDRA-IBRAE/LM CODE

Oyasova O.H., Alipchenkov V.M., Mosunova N.A.

*Nuclear Safety Institute of the Russian Academy of Sciences (IBRAE RAN),
115191, Russia, Moscow, Bolshaya Tul'skaya str., 52*

Annotation. The results of HYDRA-IBRAE/LM code validation on experiments of heat transfer in assemblies with liquid-metal coolants are presented. Stationary and dynamic experiments carried out at JSC "NIKIET", where heat transfer in assemblies with lead coolant was investigated, were considered. The average error of the coolant temperature calculation for stationary experiments was 0,5 K, for dynamic experiments – 0,1 K.

Simulation of experiments conducted at JSC IPPE at stand 6B was also carried out. Stationary experiments on heat transfer in the assembly were considered, as well as experiments in which part of the flow section was blocked. The modeling error was 0,1 K and 0,6 K, respectively.

Keywords: HYDRA-IBRAE/LM, validation, lead coolant, sodium-potassium eutectic.

Технология замкнутого ядерного топливного цикла (ЗЯТЦ) на данный момент является одной из самых перспективных, так как позволяет снять ограничения на топливные ресурсы и обеспечить безопасность за счет принципов естественной безопасности. Реакторной установкой, которая реализует принципы ЗЯТЦ, является БРЕСТ-ОД-300, строительство которой началось два года назад в Северске. Для возможности эксплуатации любой реакторной установки требуется обосновать ее безопасность, для чего в настоящее время широко используются расчетные коды, в частности HYDRA-IBRAE/LM.

HYDRA-IBRAE/LM [1] – теплогидравлический код, который относится к кодам нового поколения, разработанных в рамках проектного направления «Прорыв» для обоснования реакторных установок со свинцовым, свинцово-висмутовым и натриевым теплоносителями. Код имеет обширную валидационную и верификационную базу, и в данный момент проходит аттестацию в Ростехнадзоре.

Данная работа посвящена результатам моделирования экспериментов по исследованию теплообмена в сборках при течении в них жидкометаллических теплоносителей.

Первыми в данной работе будут рассмотрены эксперименты, проведенные в АО «НИКИЭТ» и посвященные исследованию гидродинамики и теплообмена при течении свинцового теплоносителя в макете ТВС, конструктивно подобного натурной ТВС центральной зоны РУ БРЕСТ-ОД-300 в диапазонах расходов, соответствующих как режимам нормальной эксплуатации, так и нарушения нормальной эксплуатации. Исследования проводились в замкнутом контуре, однако основным рассматриваемым элементом был рабочий участок с установленной сборкой трубчатых электронагревателей (РУСТЭН). Схематично моделируемая установка показана на рис. 1.

В ходе экспериментов фиксировался массовый расход теплоносителя, его начальная температура, а также мощность энерговыделения. С помощью термомпар измерялись значения температур на входе и выходе из РУСТЭН. В ходе моделирования перепад температур теплоносителя, полученный с помощью кода, сравнивался с экспериментальным значением.

Параметры моделируемых экспериментов приведены в таблице 1.

Для анализа неопределенностей и чувствительности была использована методика, разработанная в

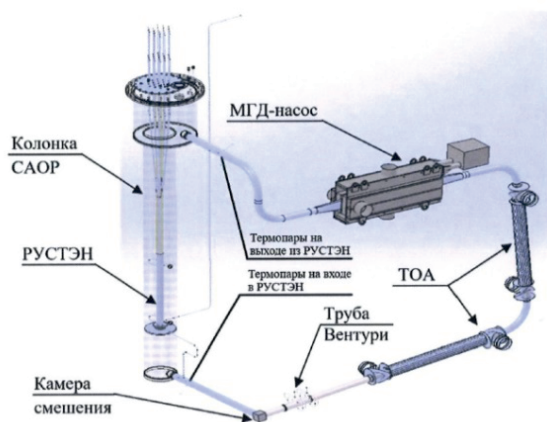


Рис. 1. Схема рассматриваемой установки

ИБРАЭ РАН [2]. Сначала выбирались параметры, к изменению которых может быть чувствителен расчет: температура и расход свинца на входе, мощность энерговыделения, тепловыделительные свойства свинца, тепловые потери. В описании экспериментальных исследований было указано, что в ходе экспериментов имели место тепловые потери. Этот факт также был учтен при анализе неопределенностей.

Таблица 1

Параметры экспериментов

№	Массовый расход свинца, кг/с	Общая мощность, Вт	Разница температур, °С
1	79	67023	5
2	21	60921	16
3	48	92988	12
4	48	101844	13
5	72	82986	7

Таблица 2

Параметры варьирования

Параметр	Диапазон варьирования
Температура свинца на входе	± 2 К
Расход свинца	± 5 %
Мощность энерговыделения	± 2,5 %
Теплоемкость свинца	± 5,5 %
Плотность свинца	± 0,2 %
Теплопроводность свинца	± 6 %
Тепловые потери	0; 22992 Вт

Таблица 3

Результаты многовариантных расчетов

№	Эксперимент, °С	Мин. расчетное значение, °С	Ср. расчетное значение, °С	Макс. расчетное значение, °С
1	5	2,8	5,2	7,4
2	16	12,5	16,1	20,4
3	12	10	11,7	13,3
4	13	11,4	13,1	14,6
5	7	3,8	6,8	9,7

Параметры с указанием диапазонов варьирования приведены в таблице 2.

Далее было проведено 100 расчетов для каждого из экспериментальных пусков, в которых параметры случайным образом варьировались в указанных диапазонах. Далее проводилась обработка полученных результатов, и были определены минимальные, средние и максимальные расчетные значения. Эти данные приведены в таблице 3.

Видно, что рассчитанный перепад температур отличался от экспериментального на десятые доли градуса. Средняя абсолютная погрешность перепада температур теплоносителя в ТВС составила 0,2 К.

Следующая серия экспериментов, которая также была проведена в АО «НИКИЭТ» на том же экспериментальном стенде, и является логичным продолжением предыдущей – однако эти эксперименты были уже динамическими, в зависимости от времени менялись расход теплоносителя, подаваемая мощность.

Для указанных экспериментов также был проведен анализ неопределенностей и чувствительности, варьировались те же параметры, что и в стационарных экспериментах.

Результаты расчетов температуры, показанные на рис. 2–3, уменьшены на значение температуры T_0 .

На рис. 2–3 наблюдается очень хорошее соответствие между результатами расчетов и экспериментальными данными, среднее отклонение эксперимента от расчетных величин составило 0,1 К.

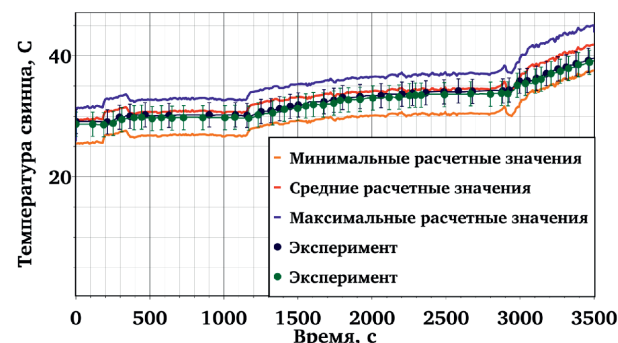


Рис. 2. Результаты моделирования динамических экспериментов, тест 1

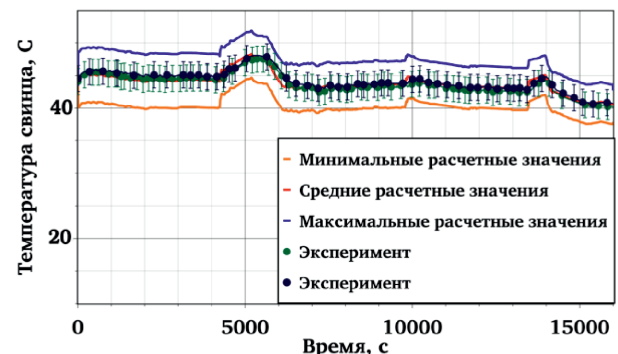


Рис. 3. Результаты моделирования динамических экспериментов, тест 2

Эксперименты по исследованию теплообмена в ТВС при течении жидкометаллического теплоносителя были также проведены в АО «ГНЦ РФ-ФЭИ» на стенде 6Б [3]. В качестве теплоносителя использовалась эвтектика натрий-калий (22 % Na + 78% K). Объектом проведенного экспериментального исследования была гексагональная сборка, являющаяся моделью тепловыделяющей сборки активной зоны реактора БРЕСТ-ОД-300. Принцип проведения экспериментов был схож со стационарными экспериментами, проведенными в АО «НИКИЭТ»: на вход в сборку подавался теплоноситель при постоянной температуре и скорости, далее осуществлялся нагрев. В ходе экспериментов были измерены температуры теплоносителя на выходе из сборки. В настоящей работе будет приведено сравнение расчетного перепада температур в ТВС с экспериментальным.

Параметры рассматриваемых экспериментов указаны в таблице 4.

Для данных экспериментов также были определены параметры, к изменению которых может быть чувствителен расчет: скорость и температура теплоносителя на входе, а также подводимая мощность. Диапазоны варьирования выбирались в соответствии со значениями погрешности экспериментальных приборов. Эти значения приведены в таблице 5.

Для каждого из экспериментальных пусков было проведено 100 расчетов с варьированием указанных параметров. Результаты моделирования экспериментов приведены в таблице 6.

Видно очень хорошее соответствие между результатами моделирования и экспериментальными данными – расчетный перепад температур отличается от экспериментального буквально на десятые доли градуса, что свидетельствует о высокой точности моделирования.

Также на экспериментальном стенде 6Б были проведены эксперименты, в которых осуществлялась блокировка части проходного сечения сборки. В дан-

ной работе будут приведены результаты моделирования теплообмена в случае блокировки центральной части проходного сечения (24%). Пластина для блокировки крепилась на дистанционирующую решетку, ее вид показан на рис. 4.

В данных экспериментах в качестве теплоносителя также использовалась эвтектика натрий-калий, сценарий экспериментов был аналогичным: на входе фиксировался расход и температура теплоносителя, обогрев также был постоянным. При моделировании расчетное значение температуры теплоносителя на выходе из сборки сравнивалось с экспериментальным. Параметры рассматриваемых экспериментов приведены в таблице 7.

Параметры варьирования и их диапазоны соответствовали предыдущему эксперименту, но так как в данном случае в эксперименте присутствовали тепловые потери, их значение также варьировалось (0–5 % от мощности энерговыделения).

Таблица 6

Результаты моделирования

№	Эксперимент, °С	Мин. расчетное значение, °С	Ср. расчетное значение, °С	Макс. расчетное значение, °С
1	9,3	9,2	9,6	10
2	11,5	10,9	11,4	11,8
3	13,7	13,6	14	14,5
4	12,8	12,3	12,8	13,3
5	15	14,7	15,2	15,8

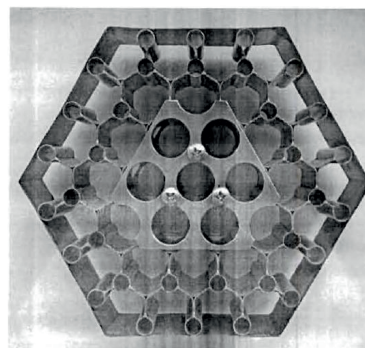


Рис. 4. Пластина, используемая для блокировки сечения

Таблица 4

Параметры экспериментов

№	Скорость NaK, кг/с	Общая мощность, Вт	Разница температур, °С
1	2,80	137406	9,1
2	1,89	111500	11,5
3	1,90	137150	13,7
4	1,68	111630	12,8
5	1,65	129250	15

Таблица 5

Диапазоны варьирования параметров

Параметр	Диапазон варьирования
Скорость теплоносителя	± 1 %
Температура теплоносителя	± 0,2 °С
Подводимая мощность	± 1 %

Таблица 7

Параметры моделируемых экспериментов

Номер режима	Полная мощность сборки, Вт	Средняя скорость через модельную сборку, м/с
1	110460	0,37
2	110214	0,59
3	110323	0,84
4	112249	1,08
5	111362	1,31
6	110984	1,48

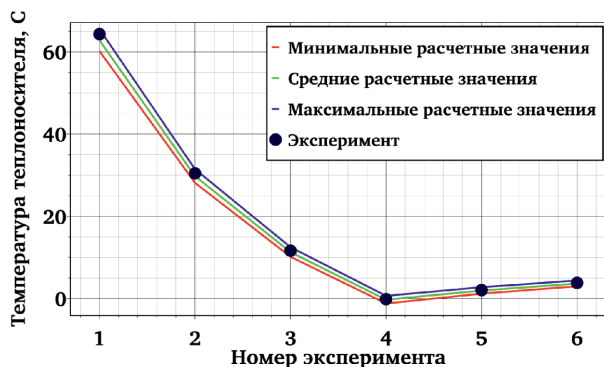


Рис. 5. Результаты моделирования динамических экспериментов, тест 2

Для каждого из режимов были проведены 100 расчетов с варьированием входным параметров. Результаты проведенных расчетов, уменьшенные на величину T_0 , показаны на рис. 5.

Видно, что результаты расчета температур теплоносителя на выходе из сборки в случае блокировки части проходного сечения по точности не уступают экспериментам без блокировки. Погрешность составила 0,2 К.

Таким образом, в работе были представлены результаты моделирования теплообмена с помощью кода HYDRA-IBRAE/LM для двух российских уста-

новок: в АО «НИКИЭТ» и АО «ГНЦ РФ-ФЭИ». Рассмотрены стационарные и динамические эксперименты с разными теплоносителями. Полученные результаты позволяют утверждать о хорошей точности моделирования при использовании кода HYDRA-IBRAE/LM процессов теплообмена при течи жидкометаллического теплоносителя в сборках.

Работы выполнены в рамках государственного контракта от 14.04.2021 № Н.40.241.19.21.1068 (заказчик – Госкорпорация «Росатом»).

Список литературы

1. Alipchenkov V.M., Anfimov A.M., Afremov D.A., Gorbunov V.S., Zeigarnik Yu.A., Kudryavtsev A.V., Osipov S.L., Mosunova N.A., Strizhov V.F., Usov E.V., 2016. Fundamentals, Current State of the Development of, and Prospects for Further Improvement of the New-Generation Thermal-Hydraulic Computational HYDRA-IBRAE/LM Code for Simulation of Fast Reactor Systems. *Thermal Engineering*, 2, 130–139.
2. Моисеенко Е.В., Мосунова Н.А., 2018. Методика оценки неопределенностей результатов расчета для задач обоснования безопасности объектов использования атомной энергии // *Вопросы радиационной безопасности*, – № 2. – С. 24–34.
3. Электронный источник: <https://www.ippe.ru/facilities/thermal-physics/heat-hydraulic-liquid-metal/178-6b>.

РАСЧЕТ ОХЛАЖДЕНИЯ ТЕПЛО-НАГРУЖЕННЫХ УСТРОЙСТВ РАБОЧИХ СТАНЦИЙ СТРОЯЩЕГОСЯ СИБИРСКОГО КОЛЬЦЕВОГО ИСТОЧНИКА ФОТОНОВ

Кабов О.А.¹, Золотарев К.В.², Винокуров В.В.^{1,2}, Винокуров В.А.¹,
Быковская Е.Ф.¹, Пуховой М.В.^{1,2}

¹ *Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН,
630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1*

² *ЦКП «СКИФ», 630090, Новосибирск, пр. Морской, 2,
e-mail: pukhovoy@ngs.ru*

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, представляет собой уникальные, сложные, не типовые задачи. Работа посвящена тепловому расчету самых теплонагруженных элементов конструкций, предлагаемых проектировщиками Рабочих станций вигглеровских Источников синхротронного излучения.

Ключевые слова: тепло- и массо обмен, охлаждение оптических устройств, CVD-алмаз, источник фотонов

CALCULATION OF COOLING OF HEAT-LOADED WORKSTATION DEVICES OF THE SIBERIAN RING PHOTON SOURCE UNDER CONSTRUCTION

Kabov O.A.¹, Zolotarev K.V.², Vinokurov V.V.^{1,2}, Vinokurov V.A.¹,
Bykovskaya E.F.¹, Pukhovoy M.V.^{1,2}

¹ *Kutateladze Institute of Thermophysics SB RAS,
630090, Russia, Novosibirsk, Lavrentyev Ave. 1*

² *Siberian Circular Photon Source «SKIF»,
Morskoy Ave., 2, Novosibirsk, 630090, Russia*

Annotation. Due to the high energy density in the synchrotron beam and its potential danger, the location of most of the workstation devices in a vacuum, high requirements for thermal deformations of optical elements, ensuring thermal management of any elements of workstations using synchrotron radiation is unique, complex, not typical tasks. The work is devoted to thermal calculations of the most heat-loaded structural elements proposed by designers of Workstations of Wiggler Synchrotron Radiation Sources.

Keywords: heat and mass exchange, cooling of optical devices, CVD-diamond, photon source

ВВЕДЕНИЕ

Синхротронное излучение (СИ) является универсальным инструментом для характеристики 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. Это позволяет в реальном времени изучать и управлять такими процессами, как рост графена на расплаве меди, реальную 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, сложные, не решенные ранее задачи [3–4]. В работе представлены результаты расчетов самых теплонагруженных устройств Рабочих станций 1.1 и 1.4 «Сибирского Кольцевого Источника Фотонов» СКИФ – синхротрона «СКИФ».

Его строительство ведется в Новосибирске. На первом этапе будет создано шесть исследовательских рабочих станций для характеристики структуры объектов в прикладной и фундаментальной науке: материаловедении, новых магнитных и сверхпроводниковых материалах, катализаторах, источниках тока, нанoeлектронике, 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/мрад².

Наиболее теплонагруженными элементами этих Рабочих станций являются: 1) Алмазное вакуумное окно (АВО), отсекающее область с высоким вакуу-

мом в 10^{-8} Па, 2) Регулируемая маска (РМ), позволяющая отсечь полностью СИ от попадания на Рабочую станцию в аварийной ситуации. Именно охлаждение их и следовало обсчитать по предложенной проектантами СКИФ канальной конструкции охлаждения. В литературе приведены расчеты аналогичных устройств Рабочих станций для построенных ранее источников СИ, например [5–6].

ТЕПЛОВОЙ РАСЧЕТ АВО

Одним из наиболее сложных для охлаждения устройств являются 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/м². Именно возможность отвести от этого элемента тепло, выделяющееся при поглощении излучения рабочего пучка без значимых деформаций, нарушения целостности алмазной пластины, в целом, и определяет класс источника синхротронного излучения как 4+, то есть фактическую яркость пучка, доступную потребителю.

Расчетная геометрия. Общий 3D-вид без прижимного кольца

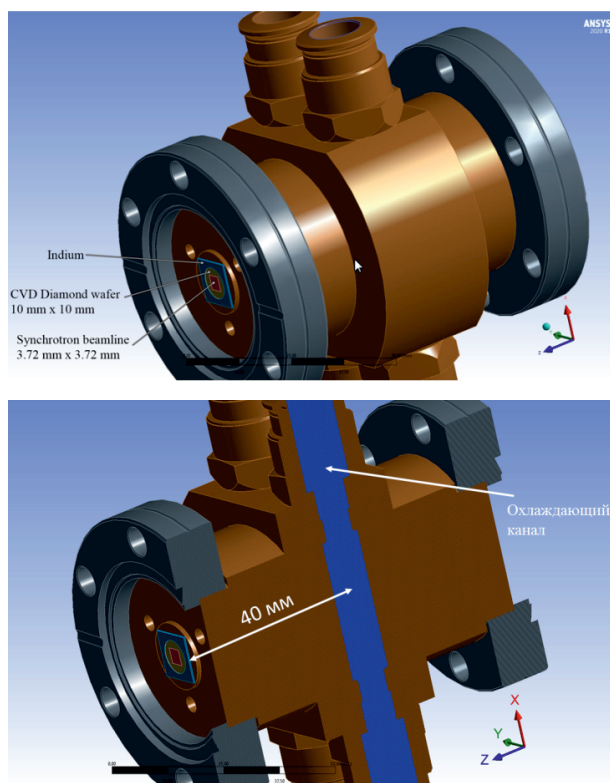


Рис. 1. Конструктивная схема алмазного окна

По заданию ЦПК СКИФ выполнен расчет теплового охлаждения «типовой» канальной системы охлаждения вакуум-плотного алмазного окна для одной из Рабочих станций СКИФ. Конструктивная схема алмазного окна изображена на рис. 1. Пучок проходит через алмазную пластину, вакуум-плотная изоляция которой осуществляется индиевой фольгой. Теплоотвод от алмазной пластины осуществляется через индиевую фольгу в массив меди. Медный массив охлаждается каналами с протоком воды. Рассчитаны два варианта канального охлаждения. Расчет проводился в пакете ANSYS Fluent аналогично предыдущим вариантам с расчетной сеткой, состоящей из 4.68 млн элементов, со сгущением в области каналов.

Параметры базового варианта охлаждения следующие:

- алмазная пластина: 10мм × 10мм × 0.2 мм;
- индиевая фольга применяемая для уплотнения и теплового контакта: толщина 0.1 мм;
- основной объем и прижимное кольцо из меди;
- 2 фланца выполнены из нержавеющей стали;
- размер пучка СИ: 3.72 × 3.72 мм²; на рис. 2 приведено распределение пространственной плотности выделяемого тепла от потока пучка;
- заданный тепловой поток 615 Вт (среднее значение – 4.442 кВт/см²);
- Расход и температура воды: 22 °С, 10 л/мин на канал; два одинаковых канала.
- При разработке системы охлаждения проводились расчеты распределения температуры с использованием пакета ANSYS Fluent, как в [3–4]. Расчетная сетка состоит из 4.68 млн элементов, со сгущением в области каналов. Для решения использовалась нестационарная модель k-omega. В численных расчетах учитывались зависимости свойств алмазной пластины от температуры (теплопроводность и теплоемкость CP). Поскольку АВО будет расположен в вакууме, на внешних границах задавались коэффици-

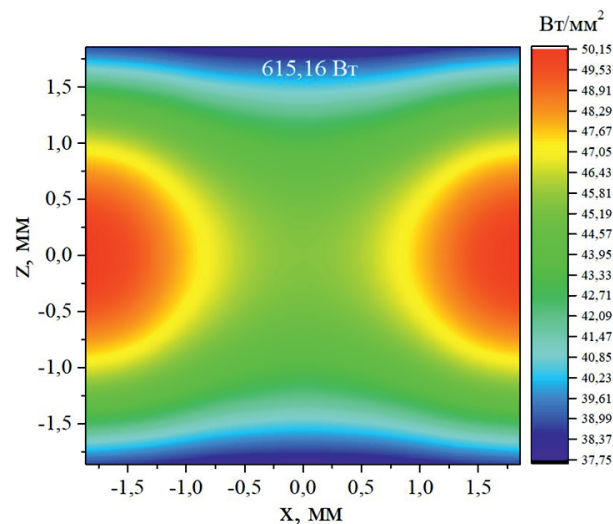


Рис. 2. Распределение пространственной плотности тепла от потока пучка СИ

ент излучения $0 \leq \epsilon \leq 1$ и температура окружающей среды 22°C .

Далее приведены результаты расчета теплообмена для базового варианта. Расчет проводился как для теплоизолированного корпуса окна, так и для излучающего в ИК-диапазоне. На рис. 3 приведен пример распределения температуры по: а) алмазной пластине, б) по оси каналов охлаждения для расхода воды через канал – 10 л/мин и ее начальной температуры – 22°C . На рис. 4 представлены величины максимальной температуры на алмазной пластине для различных граничных условий на корпусе окна, параметров расхода и начальной температуры воды.

Однако, в [9–10], показано, что рабочая температура любой локальной области CVD-алмазной пластины не должна превышать 550°C . Более того, в

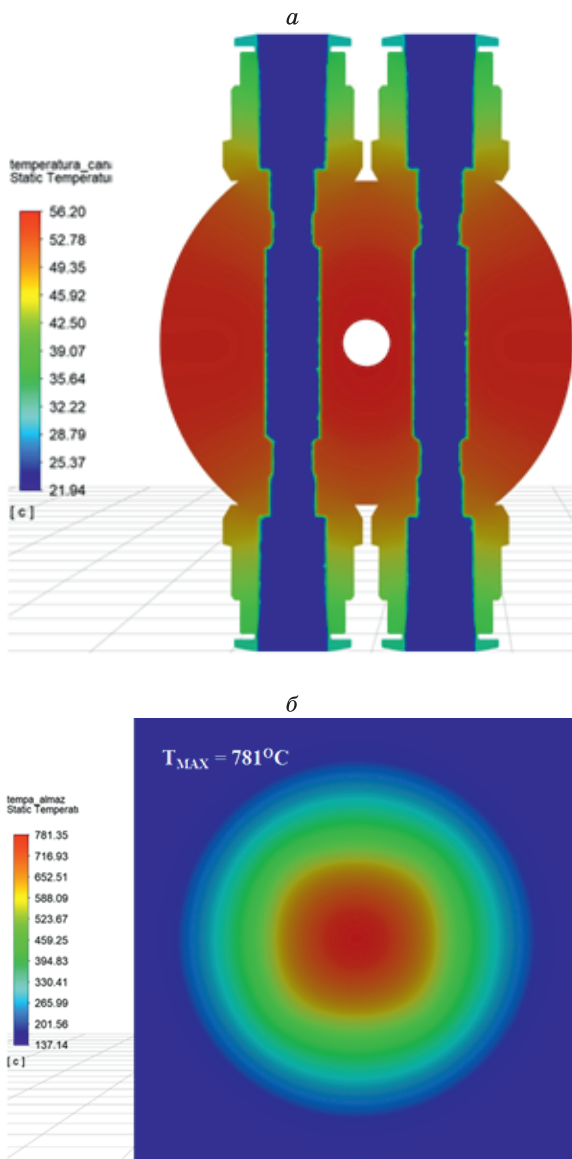


Рис. 3. Пример распределения температуры по: а) алмазной пластине, б) по оси каналов охлаждения. Расхода воды через канал – 10 л/мин, начальная температура – 22°C .

работах [3–4] показано, что при эксплуатации АВО максимальная температура в любой точке алмазного окна обсуждаемых Рабочих станций не должна превышать 320°C . Только это обеспечивает двух кратный запас прочности пластины относительно возникающих термических напряжений. Однако проведенные расчеты показали, что при заданных условиях реализуются значительно большие температуры в центральной области пластины.

Таким образом, установлено, что предложенная ЦПК СКИФ «типовая» канальная схема охлаждения вакуум-плотного АВО не может быть применена на Рабочей станции источника фотонов запланированного высокого класса 4+ в связи со значительным превышением допустимой температуры и деформаций в CVD-алмазной пластине. В работах [3–4] показано, что подобная задача может быть решена полностью применением мини-канальной схемы охлаждения с оригинальным решением проблемы высоких тепловых контактных сопротивлений вакуум-плотных соединений.

В частности, там проведено исследование влияния диаметра алмазной пластины на параметры охлаждения при выполнении такого требования. Установлено, что это условие может быть выполнено только при снижении удельной мощности тепловыделения до уровня $1,5 \text{ кВт/см}^2$ за счет предварительной фильтрации СИ. На рис. 5 показано, что доста-

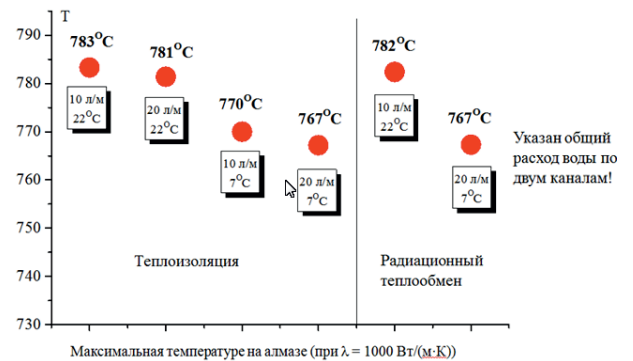


Рис. 4. Максимальная температура на алмазной пластине для различных граничных условий на корпусе окна, параметров расхода и начальной температуры воды.

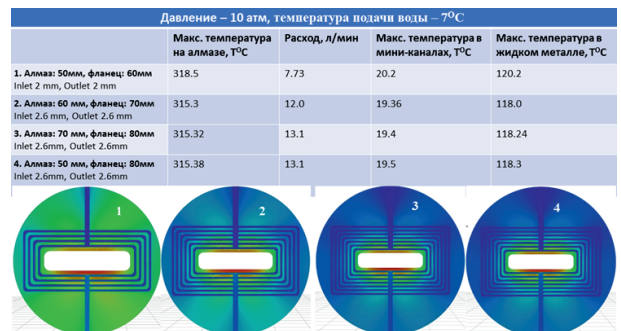


Рис. 5. Влияние геометрических размеров CVD-алмазной пластины на параметры охлаждения при условии, что температура в любой точке пластины ниже 320°C .

точно широкая вариация параметров геометрии АВО позволяет с достаточным двукратным запасом по прочности и деформациям реализовать необходимое и достаточное охлаждение алмазного окна.

ТЕПЛОВОЙ РАСЧЕТ РМ

Здесь приведен главный результат расчета устройства РМ, (см. рис. 6), которое полностью перекрывает пучок СИ в случае аварии. В незакрытом состоянии оно обрезает периферийное излучение пучка (снимаемая мощность – много меньше, чем при аварии). Устройство идентичной геометрии используется в двух Рабочих станциях (1.1 и 1.4). Однако полные снимаемые мощности (и их пространственное распределение) различаются: 1777 Вт (плотность мощности в пучке – около 1,9 кВт/см²) и 634 Вт (плотность мощности в пучке – около 0,64 кВт/см²), соответственно.

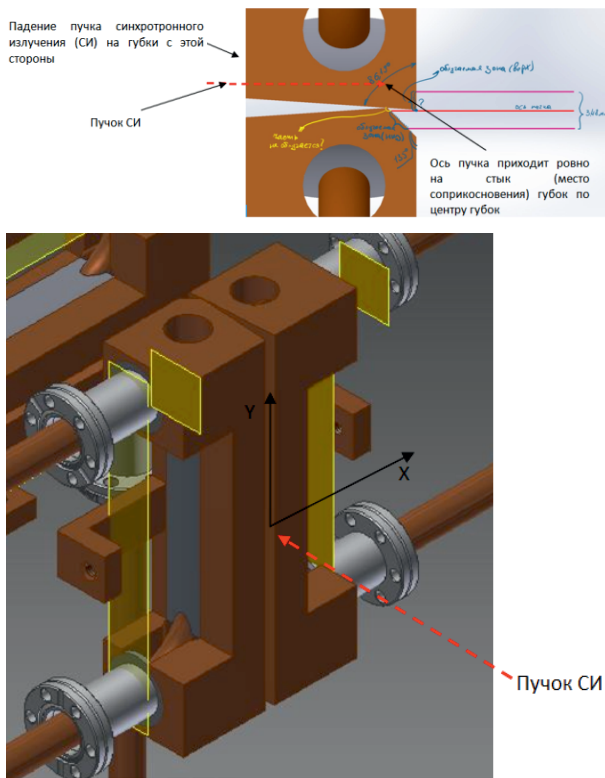


Рис. 6. Схематично РМ и падение пучка СИ на него

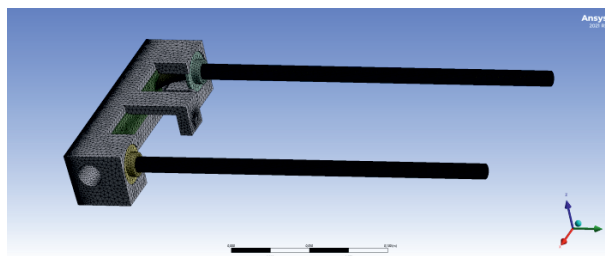


Рис. 7. Общая геометрия расчетных областей для верхней и нижней губки и расчетная сетка

РМ представляет из себя медные губки сложной не идентичной формы (половина мощности пучка снимается верхней губкой, половина – нижней). Излучение поглощается краями медных губок, и через объем меди, и через медно-серебрянно-фосфористый припой и отводится в канал (труба большого диаметра). По заданию СПК СКИФ расход воды составит 10 /мин на одну губку, а ее начальная температура (+22 С).

Расчет проводился в пакете ANSYS Fluent. Верхняя и нижняя губка рассчитываются отдельно, т.к. вклад теплопереноса тепловым излучением в энергобаланс невелик (менее 0,1 Вт). В расчете учитываются следующие тела:

- Тело медной губки.
- Массив медно-серебрянно-фосфористого припоя, что позволяет учесть тепловые сопротивления на припое.
- Труба.
- Накладки на трубу, контактирующие с телом губки и трубой.
- Внутренность трубы – область, занятая водой.

Используется модель турбулентности SST. Общая геометрия расчетных областей изображена на

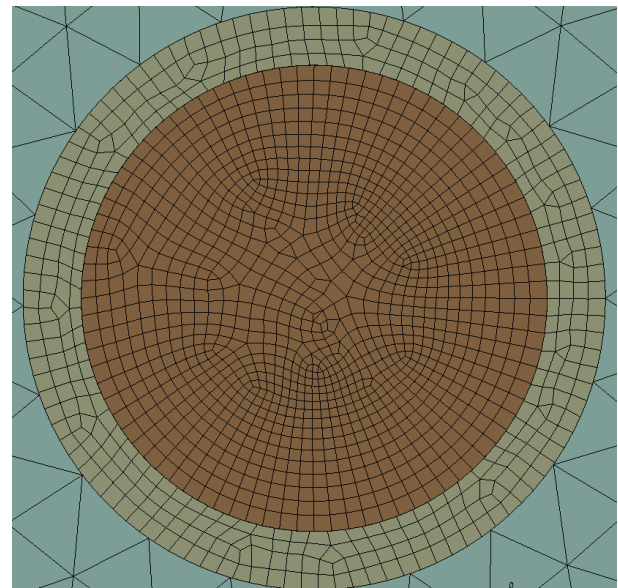


Рис. 8. Расчетная сетка в области воды и трубки

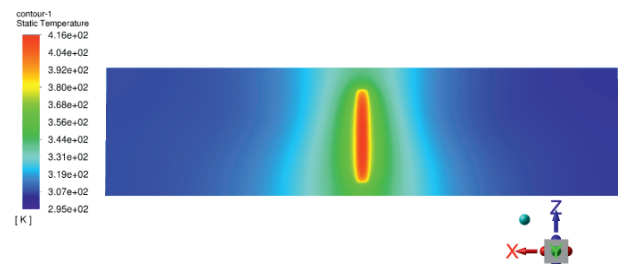


Рис. 9. Температура на поверхности верхней губки, на которую падает СИ

рис. 7, расчетная сетка в области воды и трубки – на рис. 8. Базовый размер элемента расчетной сетки – 3 мм. На поверхности падения пучка, в области медной трубы и в области течения воды размер элемента – 0,3 мм.

Пример результата расчета наиболее теплонагруженного варианта представлен на рис. 9. Из него видно, что температура любого локального участка меди губки не превышает 416 °С.

Результаты расчетов показали, что данная конструкция позволяет отвести заданную тепловую мощность каждой из губок с различающейся геометрией (по 1/2 от мощности пучка для каждой Рабочей станции) без потери их прочности/наступления пластичности/плавления. Обеспечен и достаточный запас по отводимому теплу.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведены тепловые расчеты конструкций самых теплонагруженных элементов конструкций, предлагаемых проектировщиками Рабочих станций 1.1 и 1.4 вилгглеровских Источников синхротронного излучения СКИФ: АВО и РМ.

Расчеты охлаждения АВО показали невозможность обеспечить эксплуатацию Рабочих станций при СИ от источника фотонов класса 4+ при использовании канальной схемы охлаждения. Однако ранее была показана возможность применить оригинальную мини- канальную схему охлаждения для решения этой задачи, предложенную авторами [3–4].

Расчеты охлаждения РМ показали возможность обеспечить эксплуатацию Рабочих станций при СИ от источника фотонов класса 4+ при использовании предложенной проектировщиками канальной схемы охлаждения.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования РФ в рамках государственного задания: ЦКП «СКИФ» Института катализа СО РАН (проект 123031300092-4) и ИТ СО РАН (проект 121031800213-0).

Список литературы

1. M. Jankowski, M. Saedi, F. La Porta, A.C. Manikas, C. Tsakonakos, 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// 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 // ChemElectroChem, 7, 4306, 2020
3. O. Kabov, Ya. Zubavichus, K. Cooper, M. Pukhovoy, V.V. Vinokurov, K. Finnikov, F. Ronshin, A. Nikitin, E. Bykovskaya, V.A. Vinokurov, A. Mungalov & I. Marchuk Device cooling features in wiggler synchrotron workstations// Journal of Physics: Conference Series. 2021. 2119. 012129. 10.1088/1742-6596/2119/1/012129
4. O. Kabov, Ya. Zubavichus, K. Cooper, M. Pukhovoy, V.V. Vinokurov, K. Finnikov, F. Ronshin, A. Nikitin, E. Bykovskaya, V.A. Vinokurov, A. Mungalov & I. Marchuk Features of device cooling in wiggler synchrotron workstations // Journal of Physics: Conference Series. 2021. 2057. 012028. 10.1088/1742-6596/2057/1/012028.
5. Biasci J.C., Plan B., Zhang L. Design and performance of ESRF high-power undulator front-end components // J Synchrotron Radiat. 1; 9(Pt 1) 44-6. 2002
6. Schulte-Schrepping H. and Hahn U. Hard X-ray Wiggler Front End Filter Design. // AIP Conference Proceedings 879, 1042. 2007
7. Blumer H., Ulrich J., Betemps R. et al. (2006). CVD Diamond Vacuum Window for Synchrotron Radiation Beamlines. ReserachGate [Электронный ресурс]. – <http://medi2006.spring8.or.jp/proc/53-1.pdf> (дата обращения 1.05.2021)
8. Schildkamp, W & Nikitina, Liudmila. Manufacturing of diamond windows for synchrotron radiation // The Review of scientific instruments. 2012/ 83. 095104. 10.1063/1.4748265
9. Diamond Optical Vacuum Windows. Diamond Materials GmbH, Freiburg, Germany // [Электронный ресурс]. – www.diamond-materials.com (дата обращения 11.05.2023)
10. Bedzyk M J, Keeffe M J, Schildkamp W and Shen Q A heat transfer study for beamline components in high-power wiggler and undulator beamlines. Part I. Beam stops (invited)// Rev. of Sci. Instruments 60 1460, 1989

АНАЛИЗ ЭФФЕКТИВНОСТИ СОПЛА ВНЕШНЕГО РАСШИРЕНИЯ С УЧЕТОМ ТУРБУЛИЗАЦИИ ТЕЧЕНИЯ

Каун Ю.В., Чернышов М.В.

*Балтийский государственный технический университет «ВОЕНМЕХ» им. Д.Ф. Устинова,
190005, Санкт-Петербург, 1-я Красноармейская улица, дом 1*

Аннотация. В данной работе обосновывается использование сопла внешнего расширения с профилированным центральным телом в клиновоздушном ракетном двигателе (КВРД), работающем в широком диапазоне высот полёта. Рассматривается обтекание гладкого профилированного центрального тела и центрального тела с перфорированной вставкой, предположительно улучшающей тяговые характеристики. Как показано, в частности, в работе [9], принятое здесь небольшое усечение центрального тела незначительно влияет на величину тяги, сокращая при этом термические нагрузки на его хвостовую часть.

Ключевые слова: широкодиапазонный ракетный двигатель, сопло внешнего расширения, газопроницаемые структуры, перфорированное центральное тело, сумма сил давления по поверхности центрального тела.

ANALYSIS OF THE EFFICIENCY OF AN EXTERNAL EXPANSION NOZZLE TAKEN INTO ACCOUNT OF FLOW TURBULATION

Kaun Yu.V., Chernyshov M.V.

*Baltic State Technical University "VOENMEH", Saint-Petersburg, Russia
190005, St. Petersburg, 1st Krasnoarmeyskaya Street 1*

Annotation. This paper substantiates the use of an external expansion nozzle with a profiled central body in a wedge-air rocket engine (WRJE) operating in a wide range of flight altitudes. The flow around a smooth profiled central body and a central body with a perforated insert, presumably improving traction characteristics, is considered. As shown, in particular the small truncation of the central body adopted here has a negligible effect on the amount of thrust, while reducing thermal loads on its tail section.

Keywords: wide-range rocket engine, external expansion nozzle, gas-permeable structures, perforated central body, thrust, aerodynamic resistance.

ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время известные схемы летательных аппаратов (ЛА) достигли определенного технологического совершенства. Создание принципиально новых схем – процесс трудоемкий, требующий значительных временных ресурсов. Недостатком традиционно используемых сопел конфузorno-диффузорного типа с фиксированной формой является снижение производительности двигателя на начальных высотах полета (в условиях сильного перерасширения газового потока продуктов сгорания, движущихся по соплу). В 1970-х гг. разработаны и испытаны в стендовых условиях различные типы сопел с возможностью адаптации к высоте [1, 2], внедрению которых препятствовали сложность изготовления, организация течения по соплу, отсутствие соответствующих материалов и покрытий. Исследования по оптимизации формы, режимов работы и материалов, используемых для изготовления сопел реактивных двигателей, продолжаются и в настоящее время [3, 4].

С появлением новых материалов и способов их обработки становится возможным усовершенствование уже имеющихся элементов конструкций летательных аппаратов.

За последние десятилетия интерес к материалам сложной (ячеистой, перфорированной) структуры существенно вырос благодаря их использованию в ра-

кетно-космической технике для решения ряда проблем [5] и внедрению новых способов производства (в частности, аддитивных технологий).

Применение материалов сложной структуры позволяет снизить аэродинамическое сопротивление высокоскоростных ЛА, повысить эксплуатационные характеристики двигательных и энергетических установок, сократить цикл производства [6, 7]. Однако на данный момент их применение невозможно из-за неспособности данных структур противостоять воздействию высоких температур, что приводит к быстрому разрушению. Для повышения ресурса теплонапряженных элементов конструкции летательных аппаратов необходим поиск новых методов их охлаждения, способных поддерживать температуру на приемлемом для высокого ресурса уровне, но при более высокой температуре рабочего тела. Одним из таких методов предлагается использование термоэмиссионного охлаждения [8].

Помимо перехода к новым схемам сопловых блоков, улучшение аэродинамических и тяговых характеристик может быть достигнуто путём использования перфорированных структур. В данной работе обосновывается использование сопла внешнего расширения с профилированным центральным телом в клиновоздушном ракетном двигателе (КВРД), работающем в широком диапазоне высот полёта. Рас-

считается обтекание гладкого профилированного центрального тела и центрального тела с перфорированной вставкой, предположительно улучшающей тяговые характеристики. Как показано, в частности, в работе [9], принято здесь небольшое усечение центрального тела незначительно влияет на величину тяги, сокращая при этом термические нагрузки на его хвостовую часть.

Использование газопроницаемых покрытий со сложной внутренней структурой, может привести к увеличению тяги по сравнению с классическим соплом Лавала. Использование перфорированных покрытий, по данным [10], повышает тягу сопла Лавала не более, чем на 2–4 %. Однако предварительные результаты расчёта течения воздуха по соплу внешнего расширения с частично перфорированным центральным телом свидетельствуют о более значительном (до 20 %) увеличении силы тяги такого сопла [11]. Для верификации результатов работы [11] и придания им практической ценности необходимо более полное воспроизведение условий работы соплового блока ШРД, включающее расчет течения реально образующихся продуктов сгорания (см. [12]).

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ТЕЧЕНИЯ ПО ГАЗОДИНАМИЧЕСКОМУ ТРАКТУ ШТЫРЕВОГО СОПЛА

В данной работе рассчитывалось струйное истечение продуктов сгорания во внешний спутный поток воздуха с начальным числом Маха $M = 2$ и термодинамическими характеристиками, соответствующими условиям стандартной атмосферы на заданных высотах полёта (0, 10 и 20 км). В частности, давление спутного потока воздуха задавалось равным 1,0, 0,265 и 0,055 атм, соответственно.

Численное моделирование течения газовой смеси по соплу широкодиапазонного реактивного двигателя с центральным телом производилось с помощью модели турбулентности RANS. Для описания турбулентности течения использовалась модель переноса сдвиговых напряжений SST с двумя уравнениями Ментера [13]. Предыдущие успешные попытки расчета отрывных внутрисопловых течений [13] показывают, что SST-модель турбулентности позволяет с большой точностью определить распределение давления газового потока, расположение скачков уплотнения и других газодинамических разрывов, спрогнозировать возникновение отрыва потока, вызванного взаимодействием скачка уплотнения и порождающего его слоя.

Геометрические параметры сопла внешнего расширения подбирались так, чтобы секундный массовый расход продуктов сгорания (8,47 кг/с) соответствовал соплу Лавала двигателя-аналога. Небольшие размеры сопла внешнего расширения определяются его предполагаемым основным назначением – двигательная установка носителя сверхлегкого класса для вывода на околоземную орбиту полезной нагрузки до 10 кг [14].

Осесимметричное течение газа по соплу КВРД (рис. 1) ограничено поверхностью внешней обечайки (первичного контура) $A_1V_1C_1$ и центральным телом $A_2B_2C_2D_2$, часть поверхности которого (показанная на рис. 1 рядами точек) выполнена в виде пористой вставки. Наиболее узкое (критическое) кольцевое сечение V_1B_2 имело толщину 17,5 см, расстояние от точки V_1 до оси симметрии составляло 75 см. Точка B_2 разделяет участки центрального тела, обтекаемые дозвуковым и сверхзвуковым потоком («дозвуковая» и «сверхзвуковая» часть на рис. 1).

Соотношение площадей выходного (C_1C_2) и критического (V_1B_2) сечений сопла внешнего расширения составляло 3,25, что соответствует геометрическому (рассчитанному в рамках квазиодномерной теории) числу Маха на выходе, равному 2,72. При этом угол наклона внешней обечайки к оси симметрии течения в точке C_1 составлял -24° .

Дальнейшее (внешнее) расширение истекающего потока происходит в волне разрежения, падающей из точки C_1 на внешнюю поверхность центрального тела. Профиль центрального тела за точкой C_2 проектируется с использованием метода характеристик второго порядка точности, исходя из условия неотражения падающей волны. При этом максимальное число Маха на поверхности усеченного центрального тела (в точке D_2) составляло 3,41.

Истечение происходило в стандартную земную атмосферу, соответствующую высоте 0, 10 и 20 км. Число Маха внешнего спутного потока составляло $M = 2$.

Газопроницаемое покрытие центрального тела удовлетворяет следующим параметрам (оценка авторов, исходя из расчетной работы и имеющейся опытно-производственной базы [15]): толщина пористого слоя на центральном теле – 7,8 см, объемная пористость – 0,79. При численном моделировании обтекания центрального тела газовым потоком перфорированная структура этого покрытия согласно методам, верифицированным в работах [16, 17], задавалась в виде регулярной структуры коаксиальных стержней (диаметром 10 мм), расположенных в шахматном порядке по толщине пористого слоя (7,8 см). Относительный объем, занимаемый стержнями в пористом слое, при этом соответствовал величине объемной пористости (79 %). Объем пропускаемого газа через газопроницаемую ставку не превышает 4% от общего расхода продуктов сгорания (течение осуществляется без отвода и подвода газа через вставку).



Рис. 1. Структура сопла внешнего расширения с усеченным центральным телом

**РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННОГО
МОДЕЛИРОВАНИЯ.
ПЕРЕРАСПРЕДЕЛЕНИЕ СТАТИЧЕСКОГО
ДАВЛЕНИЯ НА ЦЕНТРАЛЬНОМ ТЕЛЕ**

Использование газопроницаемого покрытия приводит к заметному увеличению зоны пониженного давления на хвостовой части центрального тела. Согласно полученным расчётным данным, увеличение зоны разрежения способствует возникновению такого эффекта, как аэродинамический клин. Противодействие на хвостовую часть при этом оказывается больше, чем возникающее при этом дополнительное аэродинамическое сопротивление. Тем самым создаётся дополнительная сила тяги сверхзвуковой части штыревого сопла.

При большом давлении (1 атм) набегающего спутного потока обтекаемое перфорированное покрытие играет роль естественного турбулизатора течения, что является причиной отрыва потока от центрального тела с образованием обширной застойной области. Высокое противодействие на хвостовую часть центрального тела приводит к увеличению силы тяги (согласно результатам расчета в среднем – на 25 %).

На рис. 2 показано распределение статического давления $p(x)$ по поверхности центрального тела, обтекаемого газовой смесью, в зависимости от осевой координаты x , начиная с наиболее узкого (критического) сечения соплового тракта.

Кривые 1–3 соответствуют обтеканию сплошного, кривые 4–6 – перфорированного центрального тела на высоте полёта, равной нулю (кривые 1, 4), 10 (кривые 2, 5) и 20 (кривые 3, 6) км.

РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТА ТЯГОВЫХ ХАРАКТЕРИСТИК

Расчет тяги сопла внешнего расширения с клиновидным центральным телом проводился по методике, описанной в работе [18]. Тяга ракетного двигателя, при работе которого не используется атмосферный воздух, рассчитывается по следующей формуле [19, 20], как равнодействующая сил, действующих на внутренние и внешние стенки камеры, за исключением сил аэродинамического сопротивления:

$$F_x = \int (\sum P_{вн} + \sum P_{внешн}) \cdot n_y \cdot dS.$$

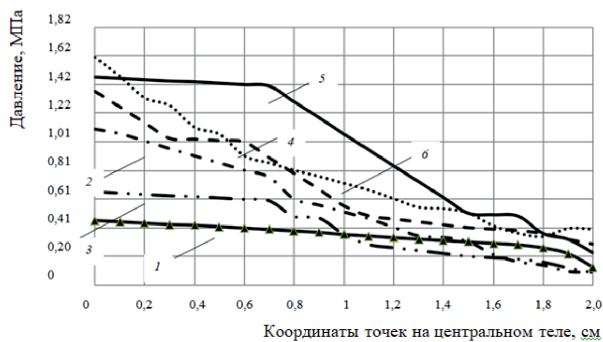


Рис. 2. Распределение статического давления сверхзвукового потока на центральное тело в расширяющейся части штыревого сопла

Здесь $\sum P_{вн}$ – суммарное давление по внутренней поверхности сопла, $\sum P_{внешн}$ – суммарное давление по внешней поверхности сопла, S – полная (внутренняя и внешняя) поверхность сопла с нормалью n в направлении x . В дальнейшем этот интеграл рассчитывается отдельно для дозвуковой (сужающейся) и сверхзвуковой (расширяющейся) частей штыревого сопла КВРД и обычного сопла Лавала.

Расчет тяговых характеристик сопловой части двигательной установки подразумевает учет параметров набегающего внешнего потока при движении летательного аппарата в атмосфере со сверхзвуковой скоростью. Как известно, при взаимодействии сверхзвуковой струи с внешним спутным потоком ударно-волновая структура течения существенно усложняется [21, 22]. В частности, в спутном потоке образуется отошедший «висячий» скачок уплотнения, а на внешней поверхности корпуса летательного аппарата может возникнуть обширная зона отрыва пограничного слоя.

Как видно из расчётных данных, представленных в табл. 1, тяга сопла с перфорированным центральным телом возрастает на 25–34 % по сравнению с тягой сопла с гладким центральным телом аналогичной формы и превосходит значения тяги классического сопла Лавала (особенно на небольших высотах полёта, когда сопло Лавала функционирует в режиме сильного перерасширения).

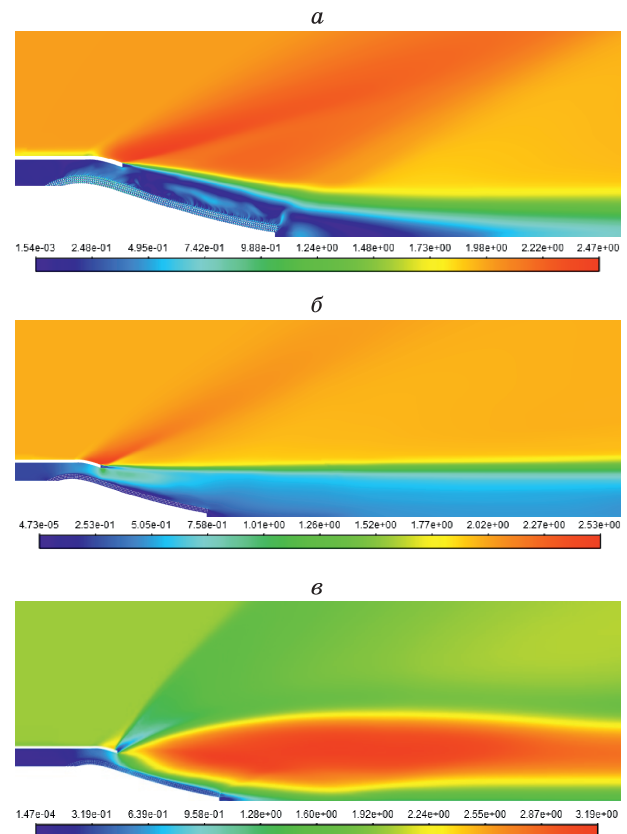


Рис. 3. Распределение чисел Маха в окрестности центрального тела сопла внешнего расширения

**Тяга сопел различных конструкций
с использованием топливной пары «гидразин – перекись водорода»**

Высота полета, км	Тяга профилированного сопла Лавала, кН	Тяга сопла с перфорированным центральным телом, кН			Прирост тяги, %
		Дозвуковая часть	Сверхзвуковая часть	Суммарная тяга	
0	23,53	22,33	8,19	30,52	34,21
10	24,70	22,61	8,52	31,13	31,68
20	31,76	24,63	9,03	33,66	25,22

ВЫВОД

Увеличение силы тяги при переходе к штыревым соплам может достигать 25–35 % на малых высотах полета, на которых классическое сопло Лавала функционирует в режиме сильного перерасширения. Использование перфорированных вставок на поверхности центрального тела дополнительно увеличивает тягу благодаря перестройке ударно-волновой структуры течения и перераспределению сил давления по поверхности центрального тела.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации FZWF-2020-0015

Список литературы

- Семенов В.В., Иванов И.Э., Крюков И.А. Регулирование высотности сопла с большой степенью расширения // Вестник Пермского национального исследовательского политехнического университета. Аэрокосмическая техника. 2015. № 40. С. 5–21.
- Клюшников В.Ю. Ракеты-носители сверхлегкого класса. Ниша на рынке пусковых услуг и перспективные проекты. Часть 2 // Воздушно-космическая сфера. 2019. № 4 (101). С. 64–75. <https://elibrary.ru/item.asp?id=41521862>
- Ito T., Fuji K. Numerical Analysis of the Base Bled Effect on the Aerospike Nozzles // Proc. of the 40th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, Jan. 14–17, 2002, Reno, USA. AIAA Paper № 2002-0512.
- Verma S.B. Performance Characteristics of an Annular Conical Aerospike Nozzle with Freestream Effect // Journal of Propulsion and Power, 2009. Vol. 25. No. 3. Pp. 783–791.
- Миронов С.Г., Цырюльников И.С. Способ управления обтеканием сверхзвукового летательного аппарата // Патент на изобретение RUS 2621195 C1, 01.06.2017.
- Миронов С.Г., Маслов А.А., Цырюльников И.С. Способ управления обтеканием сверхзвукового летательного аппарата // Патент на изобретение RUS 2559193 C1, 10.08.2015.
- Maslov A.A., Mironov S.G., Poplavskaya T.V., Kirilovskiy S.V. Supersonic flow around a cylinder with a permeable high-porosity insert: experiment and numerical simulation // Journal of Fluid Mechanics. 2019. Vol. 867. Pp. 611–632.
- Колычев А.В., Керножицкий В.А., Чернышов М.В. Термоэмиссионные методы охлаждения термонапряженных элементов перспективных многоразовых систем выведения // Известия вузов. Авиационная техника. 2019. № 4. С. 132–137.
- Ito T., Fuji K. Numerical analysis of the base bled effect on the aerospike nozzles // 40th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit. 2002. AIAA Paper 2002-0512. 10 p.
- Зайковский В.Н., Киселев В.П., Киселев С.П., Меламед Б.М., Соколовский М.И., Тодошенко А.И., Трубачев Г.В., Фомин В.М. О влиянии пористой вставки в сверхзвуковой части сопла на изменение его тяги // Доклады РАН. 2005. Т. 401. № 4. С. 479–482.
- Каун Ю.В., Чернышов М.В. Влияние газопроницаемых конструкционных материалов на тягу сопла внешнего расширения широкодиапазонного ракетного двигателя // Известия Российской академии ракетных и артиллерийских наук. 2022. № 4 (124). С. 117–123.
- Moukalled F., Mangani L., Darwish M. The finite volume method in computational fluid dynamics. An advanced introduction with OpenFOAM and Matlab. Springer International Publishing, 2015. 791 p. <https://link.springer.com/book/10.1007/978-3-319-16874->
- Каун Ю.В., Чернышов М.В. Анализ эффективности сопла внешнего расширения с перфорированным центральным телом // Известия вузов. Авиационная техника. 2023. № 2.
- Mironov S.G. et al. Effect of the Structure of Skeleton Models of Cellular Materials on the Drag of a Cylinder with a Frontal Gas-Permeable Insert in a Supersonic Flow // Journal of Physics: Conference Series. 2019. Vol. 1404. Article No. 012032.
- Зайковский В.Н. и др. О влиянии пористой вставки в сверхзвуковой части сопла на изменение его тяги // Доклады РАН. 2005. № 4. С. 479–482.
- Fedorov A.V. et al. Stabilization of Hypersonic Boundary Layers by Porous Coatings // AIAA Journal. 2001. Vol. 39. № 4. P. 605–610.
- Лукашевич В.П., Афанасьев И.Б. Космические крылья // М.: ЛенТа Странствий. 2009. 498 с.
- Киришина А.А., Левихин А.А., Киришин А.Ю. Численная методика расчета тяги сопла широкодиапазонного ракетного двигателя // Научно-технический вестник информационных технологий, механики и оптики. 2022. Т. 22. № 5. С. 1016–1024.
- Лаврухин Г.Н. Аэрогазодинамика реактивных сопел. Т. 1. Внутренние характеристики сопел. М.: ФИЗМАТЛИТ, 2003. 376 с.
- Левихин А.А., Анискевич Ю.В., Галаджун А.А. Теория ракетных двигателей. СПб.: Балт. гос. техн. ун-т, 2021. 118 с.
- Авдуевский В.С., Ашратов Э.А., Иванов А.В., Пирумов У.Г. Газодинамика сверхзвуковых неизобарических струй. М.: Машиностроение, 1989. 320 с.
- Дулов В.Г., Лукьянов Г.А. Газодинамика процессов истечения. Новосибирск: Наука, 1984. 236 с.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ПУЛЬСАЦИОННЫХ ХАРАКТЕРИСТИК КАСАТЕЛЬНОГО НАПРЯЖЕНИЯ НА СТЕНКЕ В ТРУБАХ МАЛЫХ ДИАМЕТРОВ

Кашинский О.Н., Курдюмов А.С.

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

Аннотация. Проведено экспериментальное исследование характеристик касательного напряжения на стенке в трубах. Рабочими участками служили трубы с внутренним диаметром от 4 до 32 мм. Измерения напряжения трения производились электродиффузионным методом. Для этого в все рабочие участки были вмонтированы электродиффузионные датчики трения. Размер датчиков в направлении течения составлял 50 мкм. Калибровка датчиков проводилась в широком диапазоне изменения касательного напряжения на стенке. Измерения проводились в диапазоне чисел Рейнольдса, соответствующим ламинарному, переходному и турбулентному режимам течения. В результате экспериментов были получены значения относительной интенсивности пульсаций трения в зависимости от числа Рейнольдса для труб различных диаметров. Показано, что значения относительной интенсивности пульсаций для труб малых диаметров существенно ниже приведенных в литературе значений 0,35-0,4.

Ключевые слова: напряжение трения, электродиффузионный метод.

EXPERIMENTAL STUDY OF PULSATION CHARACTERISTICS OF SHEAR STRESS ON THE WALL IN PIPES OF SMALL DIAMETERS

Kashinsky O.N., Kurdyumov A.S.

*Kutateladze Institute of Thermophysics SB RAS,
630090, Russia, Novosibirsk, Lavrentyev Ave. 1*

Annotation. An experimental study of the characteristics of shear stress on the wall in pipes was carried out. The working sections were pipes with an internal diameter from 4 to 32 mm. Friction stress measurements were carried out using the electrodiffusion method. For this purpose, electrodiffusion friction sensors were installed in all working areas. The size of the sensors in the flow direction was 50 μm . Calibration of the sensors was carried out over a wide range of changes in the shear stress on the wall. The measurements were carried out in the range of Reynolds numbers corresponding to laminar, transient and turbulent flow regimes.

As a result of the experiments, values of the relative intensity of friction pulsations were obtained depending on the Reynolds number for pipes of various diameters. It is shown that the values of the relative intensity of pulsations for pipes of small diameters are significantly lower than the values 0.35-0.4 given in the literature.

Key words: friction shear stress, electrodiffusion method.

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 $0,05 \div 0,40$. 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, 7] отсутствуют систематические данные о поведении пульсаций трения в однофазном потоке имеются лишь отрывочные данные о величине пульсаций.

Задачей настоящей работы являлось экспериментальное исследование пульсационной структуры напряжения трения на стенке в различных режимах течения в трубах малых диаметров.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Экспериментальная установка, показанная на рис. 1, представляла замкнутый гидравлический кон-

тур, оснащенный системой термостатирования жидкости (8).

Для измерения расхода жидкости использовалась система ротаметров (5) и расходомерных диафрагм (6), позволяющая изменять расход жидкости в требуемых пределах. Диапазон расходов жидкости в данных экспериментах составлял от 3 до 400 мл/с. Измерение напряжения трения на стенке производилось электродиффузионным методом [1, 6]. В качестве рабочих участков гидравлического контура использовались трубы различных диаметров D от 4 до 32 мм. Во всех рабочих участках вмонтировались электродиффузионные датчики трения, заделанные заподлицо с внутренней стенкой трубы (7). 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 корреляций Гагена-Пуазейля и Блазиуса для ламинарного и турбулентного течения.

В ходе экспериментов на каждом рабочем участке производилась запись реализаций диффузионного

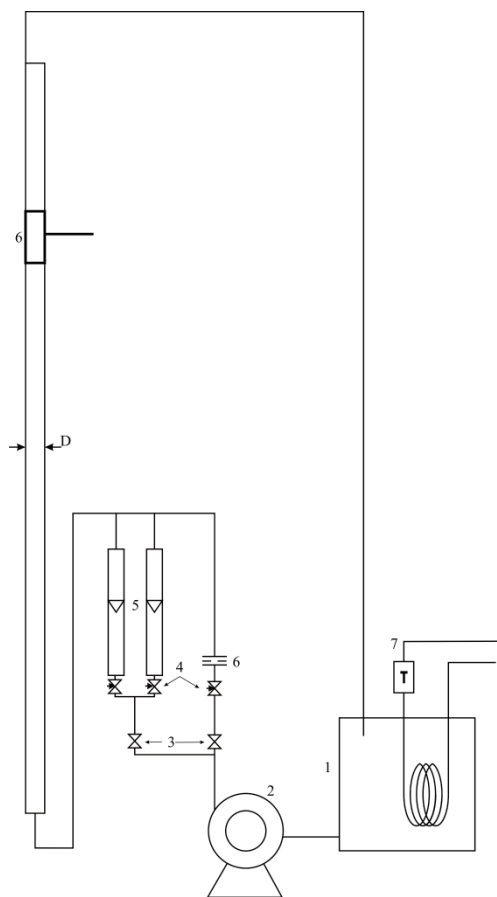


Рис. 1. Схема экспериментальной установки. 1-бак с рабочей жидкостью, 2 – насос, 3 – запорные вентили, 4 – Регулирующие вентили, 5 – система ротаметров, 6 – расходомерная диафрагма, 7 – измерительный участок, 8 – система термостатирования

тока датчика при различных расходах жидкости. Запись производилась в течение 30 с. Далее производилась линейаризация записей тока с использованием калибровочных зависимостей, после чего вычислялись среднее значение трения на стенке и среднеквадратичное значение пульсаций трения.

РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

На каждом рабочем участке измерения проводились в диапазонах скоростей жидкости, соответствующих ламинарному, переходному и турбулентному режимам течения.

На рис. 2 приведены примеры временных реализаций мгновенного трения на стенке для трубы с

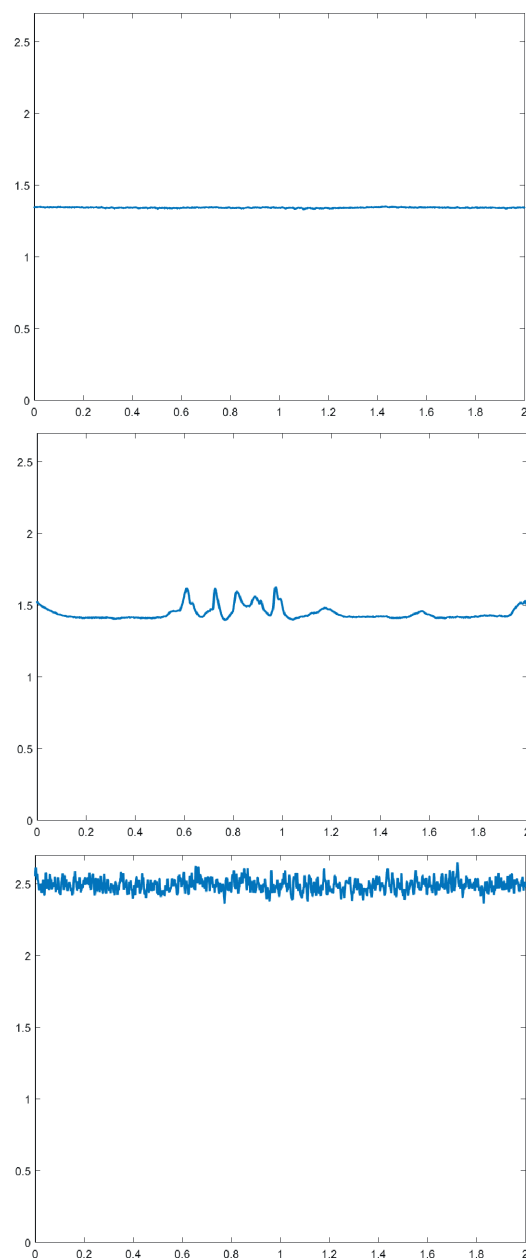


Рис. 2. Примеры реализаций трения на стенке в трубе $d = 4$ мм для ламинарного ($Re = 2480$), переходного ($Re = 2810$) и турбулентного ($Re = 11\ 800$) режимов

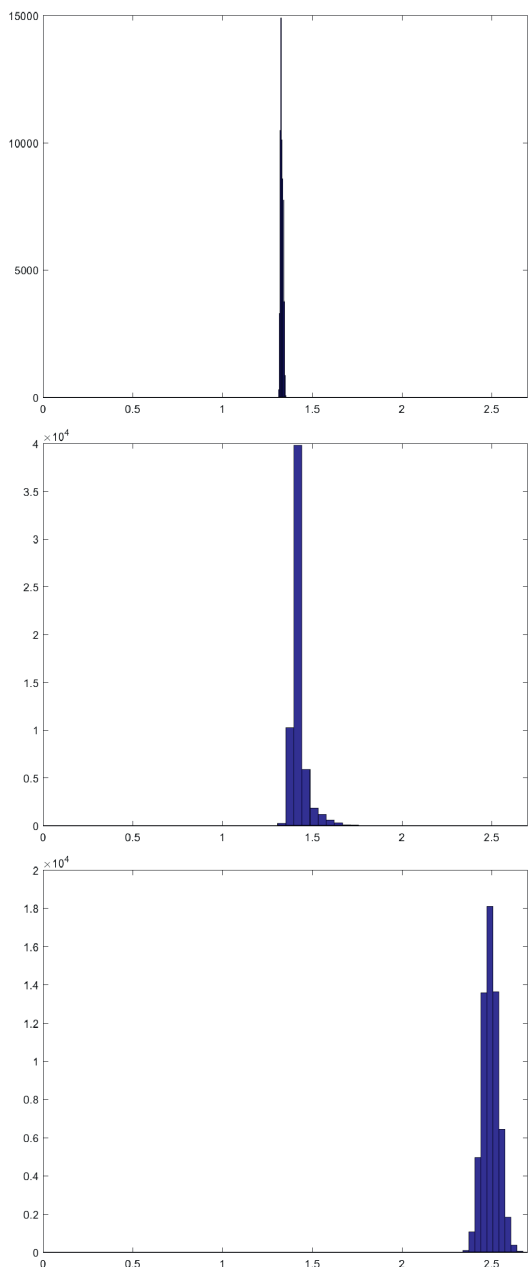


Рис. 3. Примеры гистограмм распределения трения на стенке в трубе $d = 4$ мм для ламинарного ($Re = 2480$), переходного ($Re = 2810$) и турбулентного ($Re = 11800$) режимов

внутренним диаметром 4 мм при числах Рейнольдса, соответствующих ламинарному, переходному и развитому турбулентному режимам течения. При $Re = 2810$ запись имеет вид, характерный для перемежаемости. В этом случае участки невозмущенного сигнала чередуются с участками турбулентных пробок. По мере увеличения числа Рейнольдса количество турбулентных пробок увеличивается, и весь сигнал становится турбулентным. Характерные гистограммы сигналов для этих режимов приведены на рис. 3. В ламинарном режиме течения распределение узкое. По мере возникновения турбулентных пробок происходит уширение распределения трения, хотя вид за-

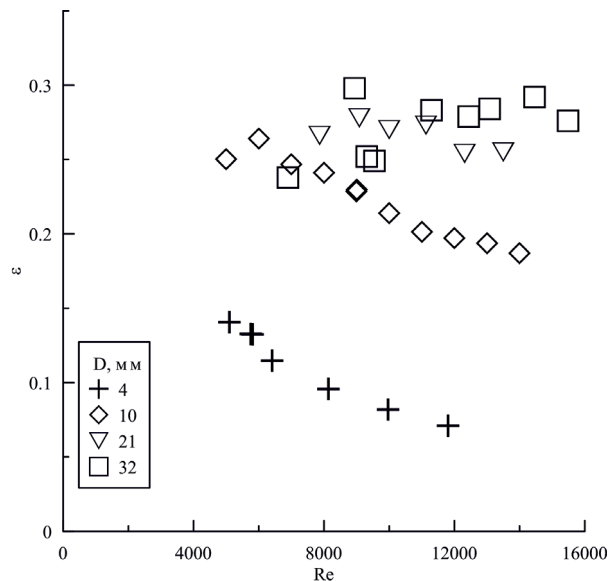


Рис. 4. Зависимость относительных пульсаций трения на стенке от числа Re в трубах разного диаметра в турбулентном режиме

висимости качественно такой же, как и в турбулентном режиме.

На рис. 4 приведена зависимость относительных пульсаций трения в зависимости от числа Рейнольдса в ламинарном и переходном режимах для рабочих участков с внутренним диаметром 4, 10 и 21 мм. В ламинарной области ненулевые значения ϵ обусловлены неизбежными шумами гидродинамического типа. В области чисел Рейнольдса, соответствующих ламинарно-турбулентному переходу, имеется значительный рост ϵ . Это связано с перемежающимся характером сигнала датчика. Наконец, в области чисел Рейнольдса более 4000 происходит плавное снижение относительной интенсивности пульсаций с числом Рейнольдса,

Следует отметить, что зависимость $\epsilon(Re)$ несколько различается для труб различных диаметров, что свидетельствует о различных значениях критического числа Рейнольдса для этих случаев. Это может быть связано с различными входными условиями течения, обусловленными различной геометрией подводных каналов. Во всех случаях возмущение потока на входе было существенным, хотя и не контролировалось. Тем не менее, в области докритических чисел Рейнольдса датчик в измерительном сечении регистрировал ламинарное течение, в котором возмущения практически отсутствовали.

Значения относительной интенсивности пульсаций трения в турбулентном режиме течения приведены на рис. 5. Для всех диаметров труб имеет место снижение значений ϵ с увеличением числа Рейнольдса. Это снижение наиболее характерно для труб диаметром 4 и 10 мм. Кроме того, для труб этих диаметров значения ϵ существенно ниже чем для труб диаметром 21 и 32 мм. Зависимость интенсивности пульсаций трения от диаметра трубы при значении

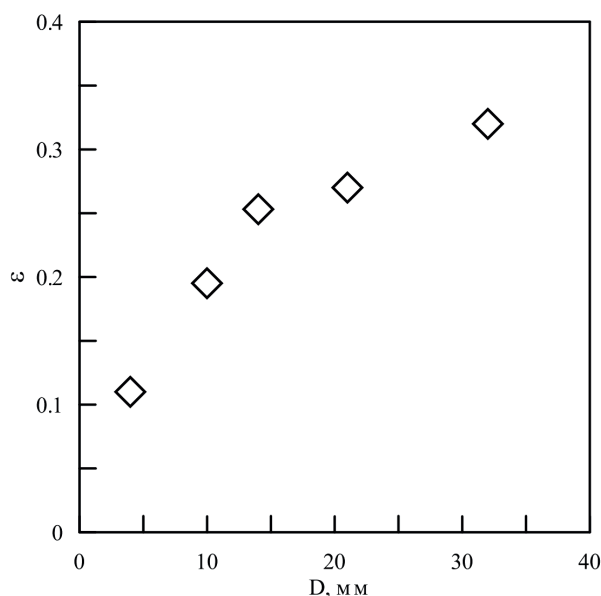


Рис. 5. Зависимость турбулентных пульсаций от диаметра канала для $Re = 10000$

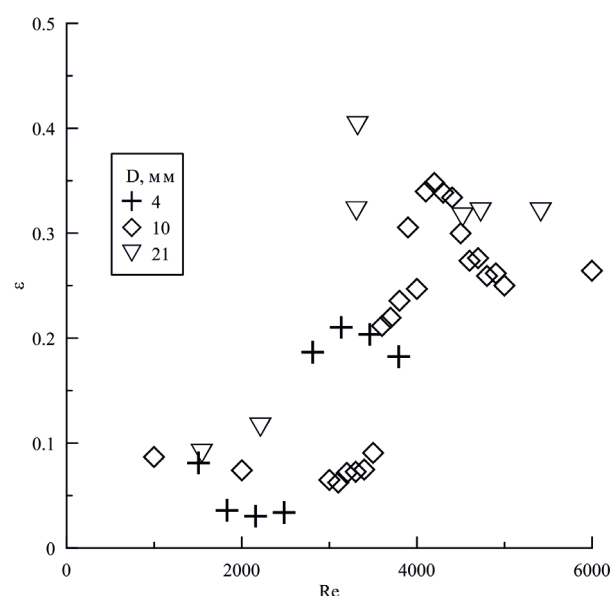


Рис. 6. Зависимость относительных пульсаций трения на стенке от числа ϵ в трубах разного диаметра в переходном режиме

числа $Re = 10000$ приведена на рис. 6. С увеличением диаметра трубы значение ϵ приближается к величине 0,3.

Следует отметить, что в литературе отсутствуют систематические измерения относительной интенсивности пульсаций трения в зависимости от числа Рейнольдса. Это приводит к большому разбросу рекомендуемых значений ϵ , приведенных в работах [4, 5].

ВЫВОДЫ

1. Значения относительной интенсивности пульсаций трения зависят от числа Рейнольдса. С ростом числа Рейнольдса в турбулентном режиме происходит снижение интенсивности пульсаций.

2. Значения $\epsilon = 0.35 - 0.4$ характерны для труб большого диаметра (более 40 мм). Для труб меньшего диаметра значения ϵ существенно ниже при одинаковых числах Рейнольдса.

3. Наибольшая величина относительной интенсивности пульсаций наблюдается в переходном режиме течения. Это связано со значительным ростом турбулентных пульсаций трения и замедленным ростом среднего трения.

Работа выполнена в рамках госзадания ИТ СО РАН.

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. Накоряков В.Е., Кашинский О.Н. Турбулентная структура двухфазных газожидкостных течений. // Теплофизика и аэромеханика, 1997, т. 4, № 2, 115-127
7. Vorobyev M.A., Kashinsky O.N., Wall shear stress in a model of 3*3 rod bundle. // J. Eng. Thermophysics, 2020, 29, 388-392

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ДЕМПФИРУЮЩИХ МОМЕНТОВ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ГРАНИЧНЫХ УСЛОВИЙ «ПОДВИЖНАЯ СТЕНКА»

Кашковский А.В., Королёв А.А.

*Институт теоретической и прикладной механики им. С.А. Христиановича СО РАН,
630090, Россия, Новосибирск, ул. Институтская, 4/1*

Аннотация. Разработано граничное условие «подвижная стенка». Исследование демпфирующих характеристик проводилось для тела, совершающего колебательные движения вокруг центра масс. В каждой поверхностной ячейке, на каждом вычислительном шаге вычисляется вектор скорости колебаний стенки. При этом сама стенка не движется, а расчётная сетка не перестраивается. Было проведено исследование влияния частоты колебаний и амплитуды скорости на величину демпфирующего момента. Также получен оптимальный диапазон частот колебаний от 2.5 до 10 кГц.

Ключевые слова: демпфирующий момент, граничное условие «подвижная стенка»

CALCULATION OF DAMPING MOMENTS USING «MOVING WALL» BOUNDARY CONDITION

Kaskovsky A. V., Korolyov A. A.

*Khristianovich Institute of Theoretical and Applied Mechanics SB RAS,
630090, Russia, Novosibirsk, Institutskaya str. 4/1*

Annotation. The boundary condition «moving wall» has been developed. The study of damping characteristics was carried out for a body performing oscillatory movements around the center of mass. In each surface cell, at each computational step, the velocity vector of the wall oscillations is calculated. At the same time, the wall itself does not move, and the calculation grid is not rebuilt. The influence of the oscillation frequency and the amplitude of the velocity on the magnitude of the damping moment was investigated. The optimal oscillation frequency range from 2.5 to 10 kHz is also obtained.

Keywords: damping moment, boundary condition «moving wall»

ВВЕДЕНИЕ

Важными аэродинамическими характеристиками летательного аппарата (ЛА) являются статическая и динамическая устойчивости. Статическая устойчивость – способность ЛА создавать силы и моменты, стремящиеся вернуть аппарат в исходное положение равновесия, в случае если аппарат выведен из равновесия. Динамическая устойчивость – способность ЛА создавать моменты, возникающие в процессе возмущённого движения, которые направлены на затухание колебаний ЛА. Такие моменты называются демпфирующими.

На данный момент демпфирующие характеристики определяются, в основном, экспериментальным путём в аэродинамических трубах [1–5]. Но экспериментальное получение демпфирующих характеристик довольно дорого и требует много времени. В связи с этим существует актуальность разработки новых методик, в частности численных, которые позволят с большей точностью определять необходимые демпфирующие характеристики в CFD расчётах.

В данной работе предложен вариант расчёта демпфирующего момента.

ДЕМПФИРУЮЩИЕ МОМЕНТЫ

Устойчивость самолета и характер его возмущенного движения в значительной степени зависят от величины демпфирующих моментов, которые возникают в процессе вращения самолета вокруг центра

масс. Для обеспечения продольной устойчивости и управляемости важно учитывать продольные демпфирующие моменты, которые возникают при вращении самолета вокруг оси OZ. Суммарный демпфирующий момент создается горизонтальным оперением, фюзеляжем и крылом.

Допустим, что в установившемся горизонтальном полете появилось вращение самолета в сторону кабрирования с угловой скоростью ϖ_z (рис. 1 [6]). Вследствие этого горизонтальное оперение приобретает вращательную скорость, вектор которой направлен вниз и равен:

$$U_{вз} = \varpi_z X_{ГО} \quad (1)$$

где $X_{ГО}$ – расстояние от центра масс самолета до центра давления горизонтального оперения

Вектор вращательной скорости $V_{z\varpi}$, суммируясь с вектором скорости V , вызывает положительный прирост угла атаки $\Delta\alpha$ и подъемной силы $\Delta Y_{ГО}$. Эта сила, направленная вверх, на плече $X_{ГО}$ создает пикирующий демпфирующий момент $\Delta Y_{ГО} X_{ГО}$, препятствующий кабрированию самолета.

Поскольку считается, что демпфирующий момент линейно зависит от угловой скорости, то обычно используют его производную. Таким образом уравнение вращательного движения по тангажу записывается следующим образом:

$$J_x \frac{\partial^2 \alpha}{\partial x^2} = \left(M_{z(\alpha)} + \frac{\partial M_{z(\alpha)}}{\partial \varpi} \right) \frac{\rho V^2}{2} SL \quad (2)$$

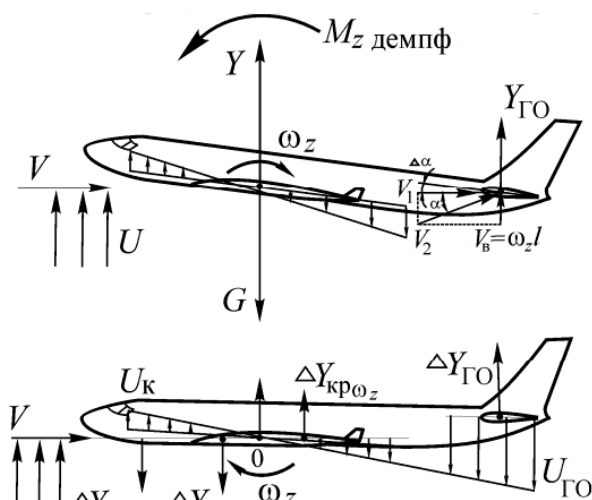


Рис. 1. Демпфирующий момент ЛА

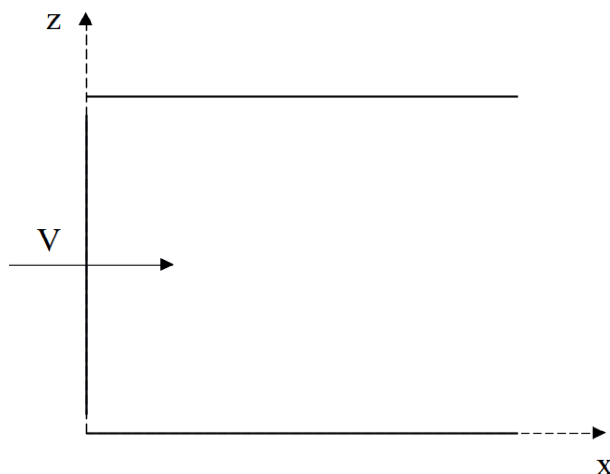


Рис. 2. Схема задачи с поршнем.

где J_x – момент инерции относительно оси x , α – угол атаки, $M_{z(\alpha)}$ – момент тангажа для угла атаки α , ω – угловая скорость, S – характерная площадь, L – характерный линейный размер тела.

В данном исследовании предлагается использовать граничное условие «подвижная стенка» для численного определения демпфирующих моментов при моделировании обтекания тел при решении уравнений Навье-Стокса конечно-разностным методом. Предполагается, что этот метод позволит получать демпфирующие моменты для тел любой формы при любых скоростях полёта.

ГРАНИЧНОЕ УСЛОВИЕ «ПОДВИЖНАЯ СТЕНКА»

Для вычисления демпфирующих моментов необходимо моделировать вращение исследуемого летательного аппарата. Пересчет узлов сетки представляется неаппаратным, поскольку при очень малом шаге по времени будет накапливаться ошибка за счет округления чисел. Существует технология, в которой на каждом шаге пересчитываются значения в ячейках сетки [7]. Но в этом подходе, помимо дополнительных вычислительных затрат, также должны изменяться граничные условия на внешней границе, что требует дополнительной логики, которая зависит от формы внешней границы.

Поэтому, предлагается «квазистатическая» постановка, в которой в процессе счета нет изменений в координатах узлов сетки или дополнительного пересчета в поле течения, а движение тела моделируется граничными условиями «подвижная стенка».

Однако такой подход имеет физические ограничения. Например, рассмотрим равномерное движение поршня в стакане (рис. 2). При этом перед поршнем плотность повышается, и область повышенного давления увеличивается со скоростью звука. Если мы смоделируем движение поршня без изменения его физического положения, то граничное условие «под-

вижная стенка» даст импульс, который также будет бежать со скоростью звука, но отток массы газа приведёт к падению плотности у стенки. На рисунке 3 показано распределение плотности в стакане для одного из моментов времени. Видно, что на координате 0.85 м присутствует повышение плотности, которое образуется от импульса стенки, а на координатах 0 – 0.1 м наблюдается разрежение за счёт оттока массы газа. Таким образом граничные условия можно использовать только в задачах, где суммарный расход газа возле стенки не меняется. В частности, это могут быть колебательные движения.

Граничное условие «подвижная стенка» разрабатывалось для программного комплекса NuCFS-R[8]. Данный программный комплекс предназначен для численного решения полных нестационарных уравнений Навье-Стокса сжимаемого газа с использованием технологии CUDA для вычисления на графических процессорных устройствах.

Исследование демпфирующих характеристик проводится для тела, совершающего колебательные движения вокруг центра масс. В каждой поверхностной ячейке, на каждом вычислительном шаге вычис-

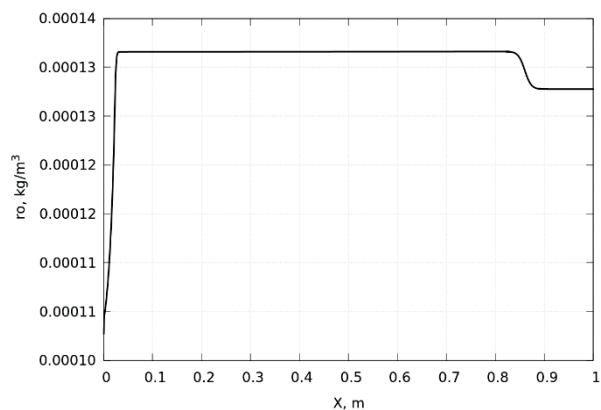


Рис. 3. Распределение плотности в стакане.

ляется вектор скорости по гармоническому закону (формула 3).

$$\vec{\omega} = \omega_{\max} \sin(2\pi\nu t + \phi_0) \times \vec{r} \quad (3)$$

где $\vec{\omega}$ – вектор скорости, ω_{\max} – амплитуда скорости, ν – частота колебаний, ϕ_0 – фаза колебаний, \vec{r} – вектор от центра вращения к центру ячейки.

Эта скорость используется в граничных условиях на поверхностных ячейках, при этом сама стенка не движется, а расчётная сетка не перестраивается.

Демпфирующие моменты определяются как производная коэффициента момента по угловой скорости.

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ЧАСТОТЫ И АМПЛИТУДЫ СКОРОСТИ НА ДЕМПФИРУЮЩИЙ МОМЕНТ

Поскольку частота колебаний и амплитуда скорости являются основными параметрами, влияющими на коэффициент момента, было проведено исследование влияния этих параметров на величину момента. Данные исследования были проведены в двухмерной постановке для поршня, совершающего колебательные движения с частотой ν и максимальной амплитудой скорости ω_{\max} , относительно вынесенной за его пределы точки O (рисунок 4). Поскольку точка вращения O вынесена достаточно далеко вверх (100 м), то задача практически сводится к линейным колебаниям поршня, что упрощает анализ. Высота поршня 1 м, температура газа 273 К, давление 10 Па, на стенках канала установлены зеркальные граничные условия.

На рисунке 5 показано затухание возмущений в потоке для задачи с поршнем. Декремент затухания в данном примере равен 0,448.

На рисунке 6 показаны зависимости угловой скорости и коэффициента момента от времени.

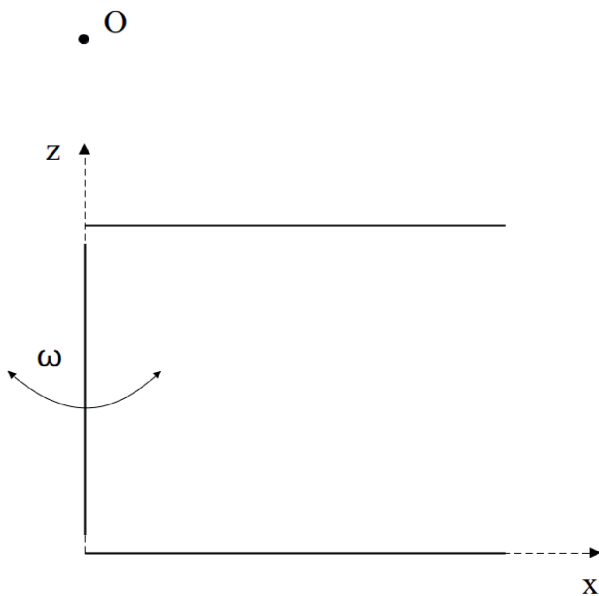


Рис. 4. Схема задачи «колеблющийся поршень».

Исследование частот колебаний стенки проводилось для того, чтобы определить допустимый диапазон частот, поскольку предполагалось, что не для всех частот можно проводить расчёты. Представляется, что для очень больших частот газовое течение не будет успевать отслеживать колебания поршня, а для очень малых частот будет сказываться разрежение на стенке поршня за счёт граничных условий. Рабочим будет такой диапазон частот, при котором производная момента практически не изменяется.

На рисунке 7 показана зависимость коэффициента момента C_m от угловой скорости для двух частот, 2,5 и 20 кГц соответственно. Зависимость принимает характер гистерезиса, который с увеличением частоты колебаний становится всё более ярко выраженным. С уменьшением частоты зависимость становится практически линейной, что подтверждает гипотезу, что демпфирующий момент имеет линейную зависимость от угловой скорости.

Проводить расчёты для слишком малых частот не выгодно, поскольку очень сильно увеличивается время расчёта, т.к. необходимо посчитать несколько периодов колебаний для набора статистической информации. Также необходимо сильно увеличивать расчётную область, поскольку, когда волна достигает границы расчётной зоны и отражается, то возникают помехи, приводящие к возникновению «артефактов». На рисунке 8 изображена зависимость коэффициента момента C_m от угловой скорости на частоте колебаний стенки 625 Гц. Видно, что часть значений имеют линейное распределение. Но с момента времени, когда, отразившись от свободной границы расчётной области волна возмущения возвращается на стенку поршня моментные характеристики, резко меняются на эллипсоидальные.

На рисунке 9 показана зависимость производной C_m от частоты колебаний стенки. Видно, что имеется диапазон, при котором величина производной практически не изменяется (для частот менее 20 кГц). Мы считаем, что для использования ГУ «подвижная стенка» оптимально использование диапазона частот от 2,5 до 10 кГц.

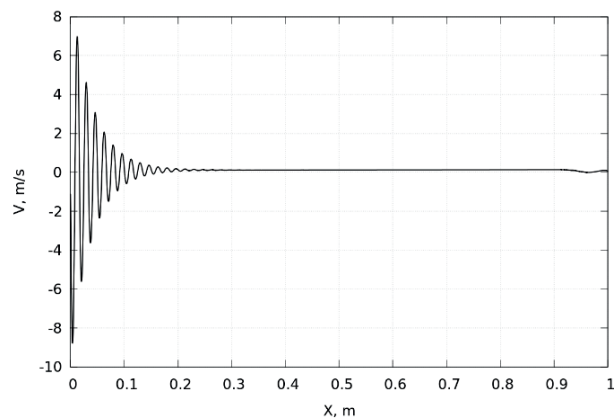


Рис. 5. Затухание возмущений в потоке.

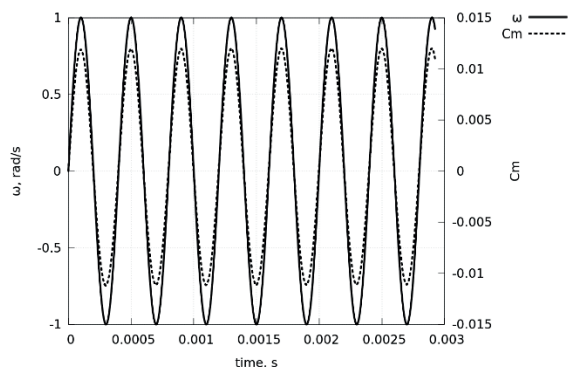


Рис. 6. Зависимость угловой скорости и коэффициента момента C_m от времени.

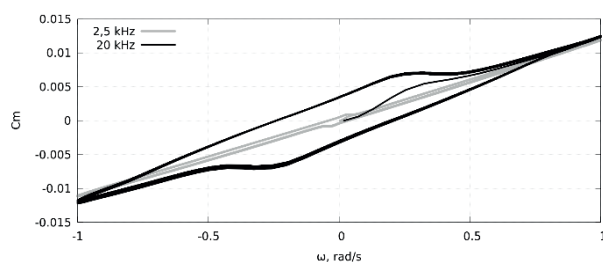


Рис. 7. Зависимость коэффициента момента C_m от угловой скорости ω .

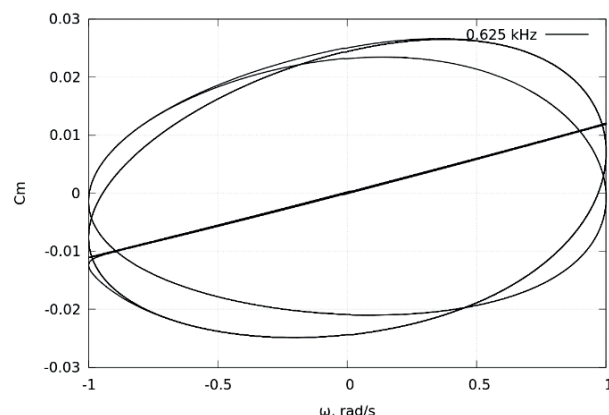


Рис. 8. Зависимость коэффициента момента C_m от угловой скорости для малых частот колебаний стенки.

Также оценивалось влияние максимальной амплитуды скорости на демпфирующие моменты. На рисунке 10 показаны моментные характеристики для частоты 5 кГц и двух значений максимальной амплитуды скоростей 1 и 2 рад/с. Таким образом влияние максимальной амплитуды скорости не имеет заметного влияния на демпфирующие моменты.

ВЫВОДЫ

1. Предложена методика вычисления демпфирующих моментов с помощью граничного условия «подвижная стенка».
2. Проведены исследования влияния частоты и амплитуды колебания подвижной стенки на демпфирующие моменты.

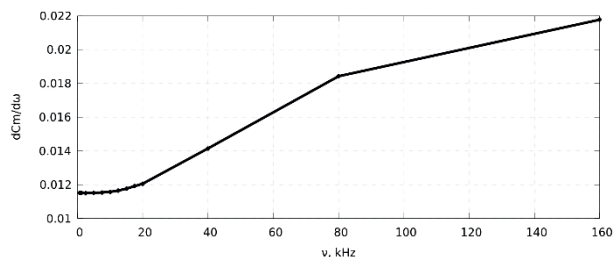


Рис. 9. Зависимость производной C_m от частоты колебаний стенки.

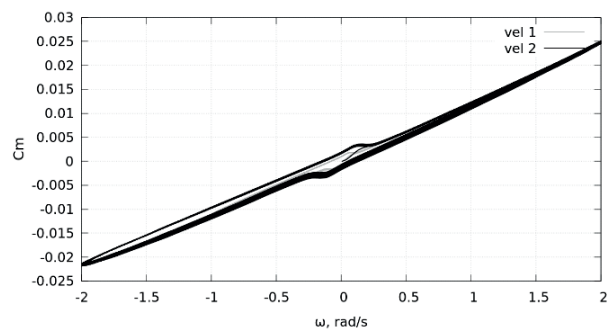


Рис. 10. Зависимость коэффициента момента от угловой скорости для амплитуд скоростей 1 и 2 рад/сек соответственно, при частоте колебаний 5 кГц.

3. Показан оптимальный диапазон частот колебания для использования ГУ от 2.5 до 10 кГц.

4. Амплитуда колебания не оказывает существенного влияния на демпфирующие моменты.

Работа выполнена в рамках государственного задания ИТПМ СО РАН.

Список литературы

1. Адамов Н.П., Пузырев Л.Н., Харитонов А.М. и др. “Аэродинамические производные модели головного блока системы аварийного спасения при гиперзвуковых скоростях”, Теплофизика и аэромеханика. 2013. Т. 20, № 6. С. 749–758.
2. Адамов Н.П., Пузырёв Л.Н., Харитонов А.М., Часовников Е.А., Дядькин А.А., Крылов А.Н. “Демпфирующие характеристики возвращаемого аппарата при гиперзвуковых скоростях”, Теплофизика и аэромеханика. 2014. Т. 55, № 5. С. 165–171.
3. Бобашев С.В., Подласкин А.Б., Попов П.А., Сахаров В.А. “Влияние параметров движения аэродинамической модели на точность определения демпфирующего момента в баллистическом эксперименте”, Письма в ЖТФ, 2015, том 41, вып. 16, С. 105–110
4. Schoenberger M., Hathaway W., Yates L., and Desai P.N. “Ballistic Range Testing of the Mars Exploration Rover Entry Capsule,” AIAA-2005-0055, 43rd AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, Reno, Nevada, January 10-13, 2005
5. Schoenberger M., Cheatwood F.M., and Desai P.N., “Static Aerodynamics of the Mars Exploration Rover Entry Capsule,” AIAA-2005-0056, 43rd AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, Reno, Nevada, January 10-13, 2005

6. АКПЛА [Электронный ресурс] / – Режим доступа: http://akpla.ucoz.com/Aeroflot/lekcii_pilotam_tema6.pdf (дата обращения 15.05.2023)
7. Park S.H. and Kwon J.H., “Navier–Stokes Computation of Pitch–Damping Coefficients Using Steady Coning Motions” *Journal of Spacecraft and Rockets*, Vol. 41, No. 5, 2004, pp. 754–761.
8. Shershnev A.A., Kudryavtsev A.N., Kashkovsky A.V., Shoev G.V., Borisov S.P., Shkredov T.Yu., Polevshchikov D.P., Korolev A.A., Khotyanovsky D.V., Kratova Y.V. A numerical code for a wide range of compressible Flows on hybrid computational architectures // *Supercomputing Frontiers and Innovations*. – 2022. – Vol. 9. No. 4. – P. 85–99. DOI: 0.14529/jsfi220408

РАЗРАБОТКА АЛГОРИТМА АВТОМАТИЧЕСКОЙ КОРРЕКЦИИ ПРОСТРАНСТВЕННОЙ КАЛИБРОВКИ КАМЕР ДЛЯ МЕТОДА ВОССТАНОВЛЕНИЯ ТРАЕКТОРИЙ ЧАСТИЦ

Кирчанова Е.Е.^{1,2}, Токарев М.П.^{1,2}, Дулин В.М.^{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: ekirchanova@inbox.ru*

Аннотация. В настоящее время активно развиваются методы 3D визуализации на основе изображений трассерных частиц, полученных с нескольких ракурсов. Данная работа посвящена развитию метода Лагранжа анализа траекторий частиц и применению его к анализу затопленных турбулентных струй с закруткой потока. Этот метод применяется вместе с алгоритмом самокалибровки для улучшения пространственной калибровки используемых камер. Проведено сравнение с томографическим методом отслеживания частиц по изображениям (Tomo-PIV) при обработке эксперимента с затопленными струями. Метод восстановления положения частиц, реализованный в данной работе, показал себя лучше, находя на первых 4 кадрах на 20% процентов больше частиц, чем метод Tomo-PIV и для остальных кадров, больше на 10%.

Ключевые слова: Лагранжевый метод восстановления частиц, закрученный поток, затопленная струя, калибровка, томографический метод отслеживания частиц по изображениям

A SELF-CALIBRATION ALGORITHM FOR THE METHOD OF LAGRANGIAN PARTICLE TRACKING

Kirchanova E.E.^{1,2}, Tokarev M.P.^{1,2}, Dulin V.M.^{1,2}

¹ *Kutateladze Institute of Thermophysics SB RAS,
630090, Russia, Novosibirsk, Lavrentyev Ave. 1*

² *Novosibirsk State University. Department of Physics,
630090 Novosibirsk, Russia, Pirogov Str. 1*

Abstract. Currently, 3D velocimetry methods based on tracer particles images are actively developed. The present work reports on the application of a Lagrangian particle tracking (LPT) method for the study of a swirling free jet. The method is applied together with a self-calibration algorithm to improve the spatial calibration of the used cameras. The obtained results are compared to the previously obtained data by a tomographic particle image velocimetry (TomoPIV) method. The implemented LPT technique finds 20% more particles in the first four frames than the Tomo-PIV method and 10% more for the remaining frames.

Keywords: Lagrangian particle tracking, swirling flow, submerged jet, Tomographic particle image velocimetry

ВВЕДЕНИЕ

На сегодняшний день задача измерения поля скорости является актуальной задачей при исследовании фундаментальных свойств анизотропных турбулентных течений, таких как струи с закруткой потока [1]. В настоящее время активное развитие получили методы 3D визуализации на основе изображений трассерных частиц, зарегистрированных с различных ракурсов. Для обработки полученных проекций используют различные математические подходы. Наиболее часто применяемые методы:

1. Трехмерная анемометрия по трекам частиц (3D-PTV) [2], позволяющая отследить местоположение и скорость каждой отдельной частицы для их малой концентрации. Метод основан на вероятностном определении одной и той же частицы в пространстве на паре кадров и восстановлении её трехмерных координат путем триангуляции;

2. Томографический метод анемометрии по изображениям частиц PIV (Tomographic PIV) [3], восстанавливающий объемные 3D изображения интенсивности частиц, по которым определяется групповая скорость частиц в перемещаемом по пространству окне опроса;

3. Лагранжевый метод анализа траекторий частиц [4] – совокупность первых двух методов в условиях регистрации изображений с высоким временным разрешением. Метод позволяет отслеживать отдельные частицы даже если их траектории пересекаются на проекциях, то есть при высоких концентрациях.

Развивающимся методом на сегодняшний день является Лагранжевый метод восстановления частиц, именно поэтому ему посвящена данная работа. В ходе работы был реализован метод восстановления частиц, являющийся частной реализацией Лагранжевого метод. Для апробации был обработан эксперимент со

спиральными режимами течения в струях разной степени закрутки [5,6], были найдены траектории трансферных частиц. Также было произведено сравнение с результатами обработки алгоритмом Томо-PIV.

ОПИСАНИЕ МЕТОДА

Метод восстановления пространственного местоположения и траекторий частиц работает в два этапа: восстановление частиц для первых четырех кадров и для все остальных (см. рис. 1).

Сначала для первых четырех кадров метод находит положение частиц с помощью триангуляции (см. Подраздел 2.1) и уточняет, используя проекции (см. Подраздел 2.2). Затем строится поле скорости частиц на основе пары кадров, как пики интенсивности трехмерного пространства. Создается сетка по размерам, заданным пользователем в калибровочном файле, далее для каждой частицы с текущего кадра находятся все возможные пары на следующем кадре,

потом используя Гауссову маску, считается распределение интенсивности по сетке.

Когда поле скорости найдено алгоритм начинает строить связи между частицами на паре кадров, чтобы найти треки. Например, есть некоторая частица на первом кадре, зная ее примерную скорость и направление движения, можно рассчитать ее местоположение на следующем кадре. Однако, так как поле скорости строится на условной сетке, частица может находиться на каком-то расстоянии от найденного места, поэтому частицу ищем в окрестности, радиус которой равен половине длины ячейки. Если найдено несколько частиц, правильной считается та, которая находится ближе всех к рассчитанному местоположению.

После того, как найдены частицы и построены их треки на первых четырех кадрах, метод начинает работать иначе. Для всех частиц, треки которых имеют 4 и более известных точек, местоположение на следующем кадре находится с помощью предсказания (см. Подраздел 2.3), а затем уточняется (см. Подраздел 2.2). Затем уже известные треки дополняются и найденные частицы вычитаются с первоначальных проекций. После этого на остаточных изображениях запускается алгоритм триангуляции для нахождения местоположения в пространстве (см. Подраздел 2.1). Потом строятся треки, находится поле скорости всего потока на основе уже известных длинных треков (длина больше 4), а для каждой частицы с коротким треком (длина меньше 4), также как и для первых четырех кадров алгоритм пытается найти продолжение. Все остальные найденные частицы становятся началом новых треков.

Триангуляция положения частиц

Одним из наиболее важных шагов в методе является восстановление положения частиц в трехмерном пространстве, для этого используется алгоритм триангуляции.

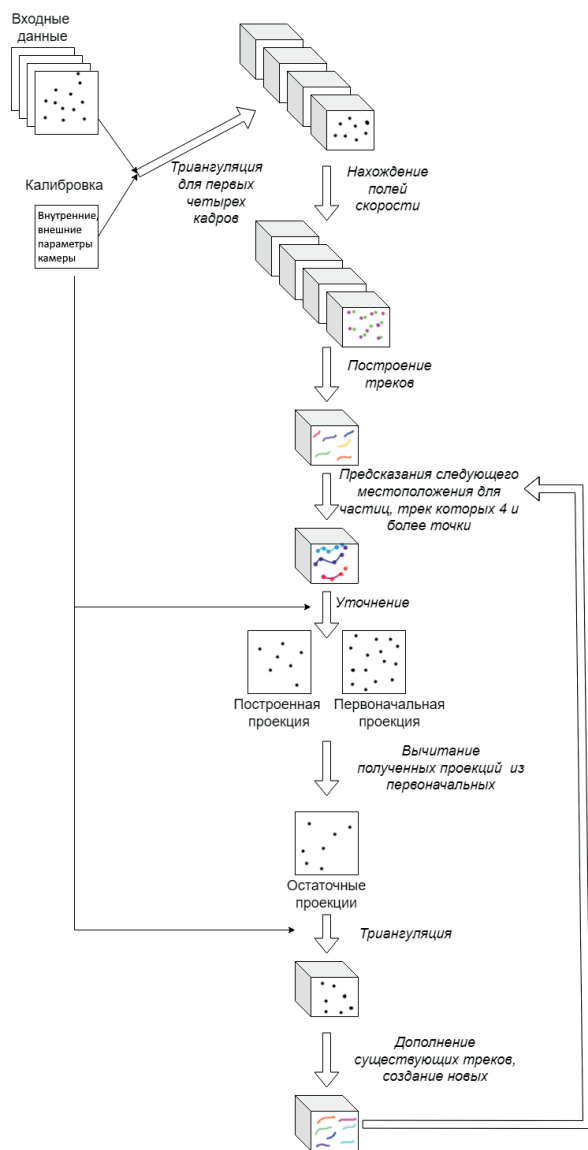


Рис. 1. Схема алгоритма

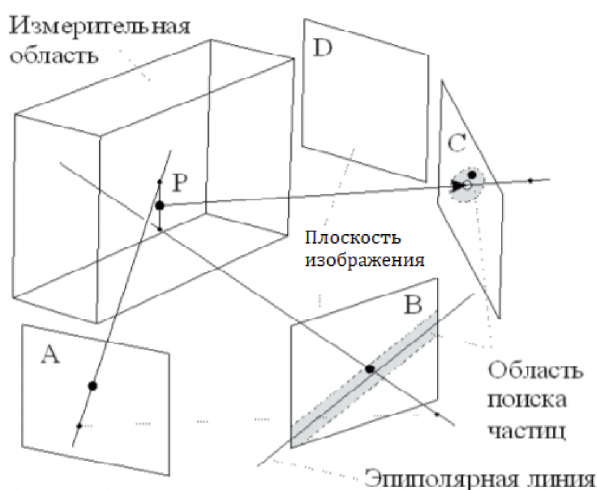


Рис. 2. Схема триангуляции положения частицы в измерительной области.

Этот алгоритм работает следующим образом: сначала выбирается частица с первой проекции, которую собираемся восстановить. Из этой частицы пускается луч (см. рис. 2, проекция А), направленный в исследуемую область через центр проекции камеры. На этом луче в исследуемой области будет лежать множество частиц, проекции которых совпадают с координатами выбранной частицы. Далее этот луч проецируется на плоскость второй камеры (см. рис. 2, проекция В), образуя на ней линию, которую называют эпиполярной. Из-за наличия погрешностей таких, как конечность разрешения камеры, определения координат частиц, определения положения относительно исследуемого объема, частица может не лежать на эпиполярной линии. Поэтому поиск частицы на изображении осуществляется в некоторой окрестности этой линии. Далее от найденной частицы строится второй луч, аналогично с первым лучом. Оба эти луча проецируются на плоскость третьей камеры (см. рис. 2, проекция С), поиск частицы происходит в области, где пересекаются эпиполярные линии. Точно также происходит для всех остальных камер. Частица считается найденной, если для каждой проекции удалось найти частицу на изображении, и её трехмерными координатами являлись координаты точки, ближайшей ко всем лучам.

Уточнение положения частиц

Еще одним важным шагом является алгоритм уточнения, позволяющий найти наиболее точное местоположение частицы в пространстве. На каждом кадре для каждого трехмерного положения частицы, найденного с помощью триангуляции или предсказания, происходит процесс уточнения – методом “встряхивания”. Предсказанные положения частиц будут близки к реальным – не более чем на один или два пикселя, обычно только на долю пикселя (в зависимости от потока, уровня шума и временной выборки). Средство исправить эту ошибку в положении частиц заключается в использовании технологий сопоставления изображений, которые пытаются (локально) минимизировать остаточное изображение.

Метод уточнения действует на все частицы последовательно и независимо. Каждая частица движется

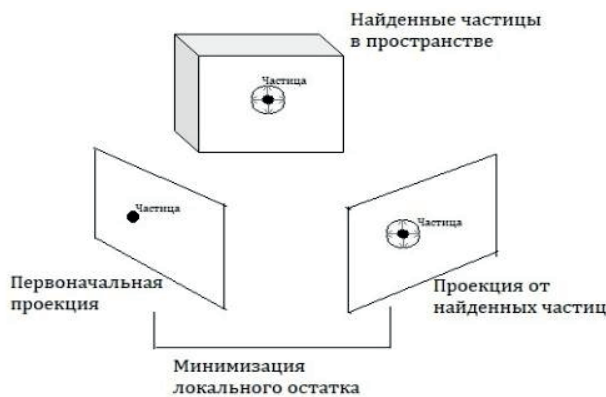


Рис. 3. Схема метода уточнения

маленькими шагами, во всех направлениях пространства, начиная с исходного положения (см. рис. 3). При наличии хороших данных изображений размер шага уменьшают. При использовании первоначальных проекций, полученных от найденных частиц и проекции частицы, обрабатываемой в данный момент, для всех положений частицы вычисляется локальный остаток, то есть, алгоритм пытается минимизировать сумму всех пикселей разности изображений. Для оптимизации выбирается небольшое окно на изображении (размером 4 на 4 пикселя), дающие наилучшие результаты, так как избегаются шумовые эффекты на хвостах изображения частиц низкой интенсивности. Если частицы крупного размера, тогда окно может быть увеличено.

В зависимости от временного разрешения наборов данных расстояние, пройденное частицами, может стать относительно большим. При больших расстояниях в диапазоне 10–30 пикселей относительная погрешность, вносимая схемой прогнозирования, может составлять 1–2 пикселя (в зависимости от ускорений). В таком случае нормальный процесс уточнения может сходиться к локальному минимуму остатка, который не совпадает с истинным положением частицы. Чтобы предотвратить такую ситуацию, необходимо сделать дополнительный шаг, чтобы примерно поместить частицу в окрестности «глобального» минимума остатка на основе частиц. Для этого частица перемещается по грубой сетке (0.4–0.8 пикселя расстояние между точками сетки) вокруг прогнозируемой точки. Частица, наконец, помещается в точку, где был найден наименьший остаток.

Предсказание положения частиц

После инициализации полученные треки используются для предсказания положения частиц на следующем временном шаге (см. рис. 4). Ошибки, вызванные предсказанием, компенсируются с помощью изображений алгоритмом уточнения, облегчающим задачу реконструкции еще не отслеженных частиц. Таким образом, дополнительные следы можно найти с каждым временным шагом, пока не будет достигнута конвергенция.

Частицы, отслеживаемые на временном шаге tn , расширяются до временного шага $tn + 1$ путем при-

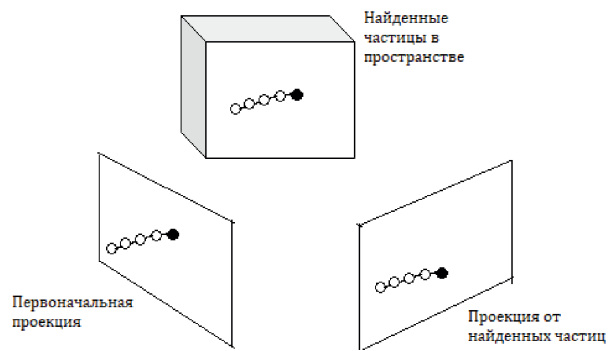


Рис. 4. Схема метода предсказания

менения фильтра Винера [7] для экстраполяции. Параметры фильтра определяются на основе оценки спектров сигнала и шума сигналов местоположения частиц. Таким образом, чувствительность фильтра может быть скорректирована с учетом условий эксперимента, то есть влияния шума на точность определения положения. Параметры фильтра оптимизируются независимо для различных длин треков, что позволяет повысить точность, когда будет доступна дополнительная информация. Найденные коэффициенты фильтра оцениваются при $tn + 1$, и новые (временные) положения всех отслеживаемых частиц устанавливаются на эти экстраполированные значения.

АПРОБАЦИЯ МЕТОДА

Описание эксперимента

Для апробации метода восстановления частиц был обработан эксперимент со спиральными режимами течения в струях разной степени закрутки [5, 6].

Закрученный струйный поток был организован в замкнутом гидродинамическом контуре, который включал резервуар для воды, насос, расходомер и испытательную секцию (см. рис. 5). Расход контролировался с помощью обратной связи от расходомера к насосу. Сужающееся сопло, содержащее сменные лопастные завихрители, создавало закрученный струйный поток.

Поток засеваля частицами полиамида размером 50 мкм, которые имели почти нейтральную плавучесть. Объем измерения $40 \times 40 \times 40$ был записан четырьмя высокоскоростными КМОП-камерами (Photron FASTCAM SA5) с размером сенсора 1024×1024 . Камеры были оснащены макрообъективами SIGMA AF 105 мм f/2.8 EX DG. Оптическое увеличение в эксперименте составило 0,284 при f-числе, выбранном при $f\# = 16$, что обеспечивало относительно большую глубину резкости (приблизительно 40 мм). Горизонтально выровненные камеры были направлены в центр измерительного объема под разными углами обзора: 39° , 23° , -18° и -31° градусов относительно оси z (см. рис. 6(a)). Пример проекции изображения частиц показан на рисунке 6(б) для угла обзора -18° градусов.

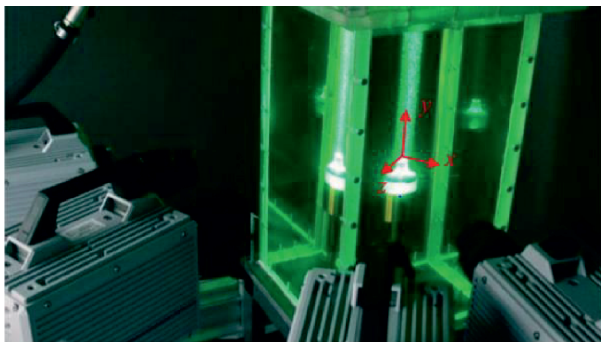


Рис. 5. Фото экспериментальной установки

Результаты тестирования экспериментальных данных

Первоначально данный эксперимент был обработан с помощью алгоритма ТОМО-PIV и результаты были опубликованы в статьях [5, 6]. Теперь же после реализации алгоритма восстановления частиц, данные, полученные во время эксперимента, были использованы для его апробации.

Разработанный алгоритм был применен к экспериментальным данным. Для проверки работы алгоритма на первых четырех шагах, связанных с триангуляцией, были построены обратные проекции частиц на камеры. На вход алгоритму подавались проекции, полученные во время эксперимента (см. рис. 7, а), затем находились местоположения частиц в пространстве и строились обратные проекции по найденным частицам (см. рис. 7, б).

Для анализа работы алгоритма было посчитано количество центров частиц, найденных на проекциях для одной из камер (Таблица 1). Пиксель на проекции является центром частицы, если его интенсивность выше пороговой интенсивности, заданной пользователем, и ближайшие пиксели имеют интенсивность больше нуля.

По результатам анализа таблицы алгоритм находит порядка 70 процентов частиц от первоначального

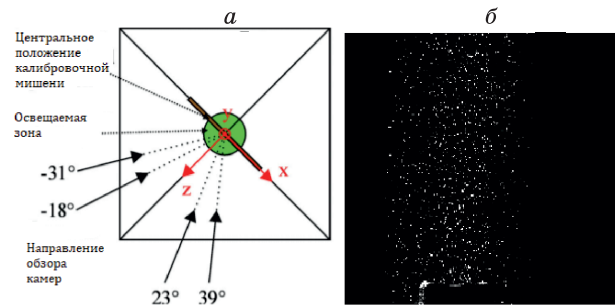


Рис. 6. а) Схематический вид сверху экспериментальной установки и (б) пример проекции частиц с камер с углом обзора -18° .

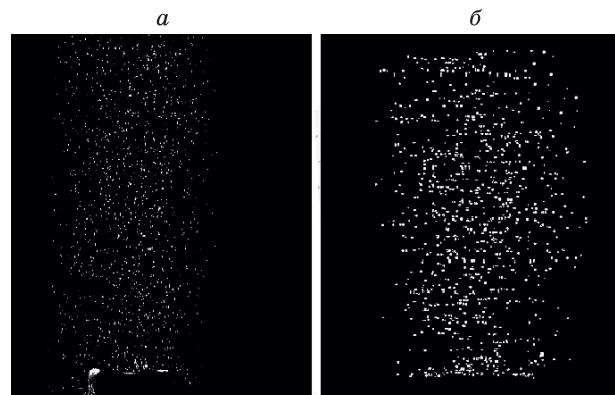


Рис. 7. Для камеры с углом обзора -18° для первого кадра: а) Первоначальная проекция и б) Обратная проекция по найденным частицам

Таблица 1

Количество найденных центров частиц на первоначальных и обратных проекциях по найденным частицам для первых четырех кадров для камеры с углом обзора -18°

Номер кадра	Количество найденных частиц	
	Первоначальные проекции	Обратные проекции по найденным частицам
1	2374	1743
2	2457	1827
3	2631	1942
4	2743	1986

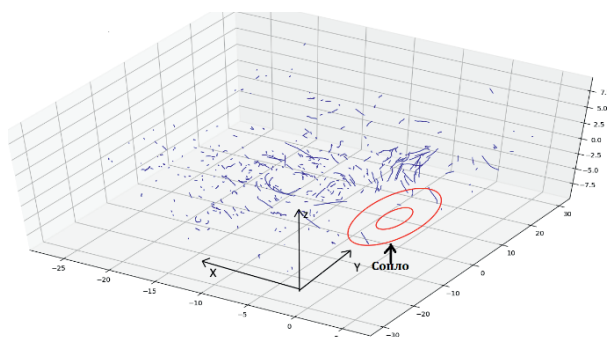


Рис. 8. Треки частиц, найденные с помощью алгоритма восстановления частиц

Таблица 2

Количество найденных центров частиц на первоначальных и обратных проекциях по найденным частицам для всех кадров для камеры с углом обзора

Номер кадра	Количество найденных частиц	
	Первоначальные проекции	Обратные проекции по найденным частицам
10	2823	1569
25	3009	1698
50	3251	1842
100	3471	2057

количества, что достаточно хорошо, для реального эксперимента. Метод Томо-PIV, согласно [5,6], позволяет найти около 50 процентов от первоначального количества.

Были произведены проверки работы алгоритма на всех экспериментальных данных, имелось порядка 100 изображений с разностью между кадрами 500 микросекунд. По этим кадрам было оценено количество частиц, которые были на первоначальных проекциях, и которые получилось от найденных частиц.

По таблице 2 можно сделать вывод, что количество найденных частиц уменьшается с течением времени. Находится порядка 60 процентов частиц от общего количества, что достаточно хорошо по сравнению с алгоритмом Томо-PIV ([5, 6]), который всегда находит примерно одинаковое количество частиц от первоначального значения, 50 процентов от того, что было в реальном эксперименте.

Также были построены треки для частиц, найденные с помощью алгоритма (см. рис. 8). Полученный результат хорошо согласуется с экспериментом, потому что временной промежуток между кадрами маленький, а число кадров 100. Следовательно, частицы не могли далеко передвинуться от своего первоначального местоположения. Частицы, которые находятся ближе к соплу имеют более длинные треки и высокую скорость, а те, что дальше наоборот имеют

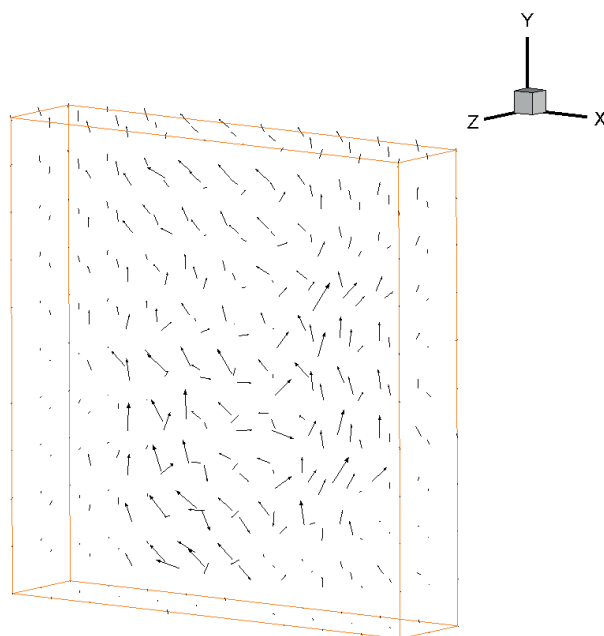


Рис. 9. Поле скорости, найденное алгоритмом Томо-PIV

короткую треки и низкую скорость. Также треки имеют вид спирали, что хорошо согласуется с наличием завихрения в струе.

Также было построено поле скорости, найденное алгоритмом Томо-PIV (см. рис. 9) Оно тоже согласуется с экспериментом, потому что частицы движутся по закрученной траектории.

Однако, нельзя судить о поведении каждой из частиц, потому что метод дает информацию только о совокупности частиц и выдает в результате групповую скорость для них.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В ходе работы был реализован алгоритм восстановления пространственных положений частиц на основе изображений, полученных с нескольких камер.

Для апробации алгоритма были обработаны данные эксперимента со спиральными режимами течения в струях разной степени закрутки [5,6] и проведено сравнение с методом Томо-PIV, которым

экспериментальные данные обрабатывался ранее. Алгоритм восстановления частиц, реализованный в данной работе, показал себя лучше, находя на первых 4 кадрах на 20% процентов больше частиц, чем метод Томо-PIV. Для остальных кадров, больше на 10 %.

Исследование выполнено за счет средств государственного задания в ИТ СО РАН.

Список литературы

1. Xu H. et al. High order Lagrangian velocity statistics in turbulence // Physical review letters. – 2006. – Т. 96. – № 2. – С. 024503.
2. Virant M., Dracos T. 3D PTV and its application on Lagrangian motion // Measurement science and technology. – 1997. – Т. 8. – № 12. – С. 1539.
3. Atkinson C., Soria J. An efficient simultaneous reconstruction technique for tomographic particle image velocimetry // Experiments in Fluids. – 2009. – Т. 47. – №. 4. – С. 553–568.
4. Schanz D., Gesemann S., Schröder A. Shake-The-Box: Lagrangian particle tracking at high particle image densities // Experiments in fluids. – 2016. – Т. 57. – №. 5. – С. 1–27.
5. Markovich D.M. et al. Helical modes in low-and high-swirl jets measured by tomographic PIV // Journal of Turbulence. – 2016. – Т. 17. – №. 7. – С. 678–698.
6. Alekseenko S.V. et al. Coherent structures in the near-field of swirling turbulent jets: A tomographic PIV study // International Journal of Heat and Fluid Flow. – 2018. – Т. 70. – С. 363–379.
7. Wiener N. Extrapolation, interpolation, and smoothing of stationary time series: with engineering applications. – Cambridge: MIT press, 1950.

К ВЛИЯНИЮ РАДИУСА ПЕРЕДНЕЙ КРОМКИ ПЛАСТИНЫ НА ВОСПРИИМЧИВОСТЬ СВЕРХЗВУКОВОГО ПОГРАНИЧНОГО СЛОЯ СТАЦИОНАРНЫХ ВОЗМУЩЕНИЙ

Косинов А.Д., Питеримова М.В.

*Институт теоретической и прикладной механики им. С.А. Христиановича СО РАН,
630090, Россия, Новосибирск, ул. Институтская, 4/1
e-mail: piterimova@itam.nsc.ru*

Аннотация. В настоящей работе рассматриваются методы и результаты оценки волновых характеристик воздействующего на переднюю кромку стационарного возмущения в виде пары слабых ударных волн и инициируемого N-волной в пограничном слое продольного следа. Получены относительные значения волновых спектров амплитуды, характеризующих восприимчивость пограничного слоя плоской пластины стационарных возмущений при числе Маха 2.

Ключевые слова: сверхзвуковой пограничный слой, N-волна, восприимчивость, стационарные возмущения, волновые характеристики.

TO THE LEADING-EDGE RADIUS INFLUENCE OF THE FLAT PLATE ON THE RECEPTIVITY OF SUPERSONIC BOUNDARY LAYER OF STATIONARY DISTURBANCES

Kosinov A.D., Piterimova M.V.

*Khristianovich Institute of Theoretical and Applied Mechanics SB RAS,
630090, Russia, Novosibirsk, Institutskaya Str. 4/1*

Annotation. The paper discusses methods and results of estimating the wave characteristics of a stationary disturbance acting on the leading edge in the form of a pair of weak shock waves and the longitudinal trace initiated by N-wave in the boundary layer. The relative values of the amplitude wave spectra characterizing the receptivity of the flat plate boundary layer to stationary disturbances at Mach 2 are obtained.

Keywords: supersonic boundary layer, N-wave, receptivity, stationary disturbances, wave characteristics.

ВВЕДЕНИЕ

Известно, что при боковом воздействии слабых ударных волн на переднюю кромку плоской пластины в сверхзвуковом пограничном слое порождается стационарный след. Его пространственные характеристики в трансверсальном направлении зависят от величины притупления передней кромки пластины [1]. Сформировавшееся неоднородное течение оказывает влияние на процесс ламинарно-турбулентного перехода в сверхзвуковом пограничном слое [2]. При моделировании этого процесса актуальными являются два метода: прямое численное моделирование и проведение расчетов с использованием волнового подхода теории гидродинамической устойчивости, а успешность работы зависит от наличия экспериментальных данных для сравнения с численными результатами. Например, в работе [3] теоретически рассмотрено образование продольных структур в сжимаемом пограничном слое внешней завихренностью в набегающем дозвуковом и сверхзвуковом потоке. Оценки характера эволюции трехмерных возмущений в пограничном слое показали, что скорость их затухания вниз по потоку слабо зависит от волновых чисел в трансверсальном направлении. И хотя механизм порождения продольных структур в пограничном слое внешней завихренностью отличается от их

порождения слабыми ударными волнами, тем не менее результаты [3] могут быть вполне полезными при анализе экспериментальных данных по эволюции продольных возмущений. Поэтому решение задачи оценки волновых спектров из экспериментальных данных является актуальным.

В настоящей работе рассматриваются методы и результаты оценки волновых характеристик воздействующего на переднюю кромку стационарного возмущения в виде пары слабых ударных волн (N-волны) и инициируемого ими в пограничном слое продольного следа, а также их относительных значений, характеризующих восприимчивость пограничного слоя плоской пластины при числе Маха 2 согласно данным из [1].

ПОСТАНОВКА ЭКСПЕРИМЕНТОВ И ОБРАБОТКА ДАННЫХ

Эксперименты проведены в сверхзвуковой малолушумной аэродинамической трубе Т-325 ИТПМ СО РАН. По условиям экспериментов единичное число Рейнольдса потока было одинаковым: $Re_1 = \frac{U}{\nu} = (8,0 \pm 0,1) 10^6 \text{ м}^{-1}$. Температура торможения 295 К поддерживалась в пределах $\pm 2 \text{ К}$, а число Маха равнялось двум. Основной целью экспериментов [1] являлось исследование влияния радиуса при-

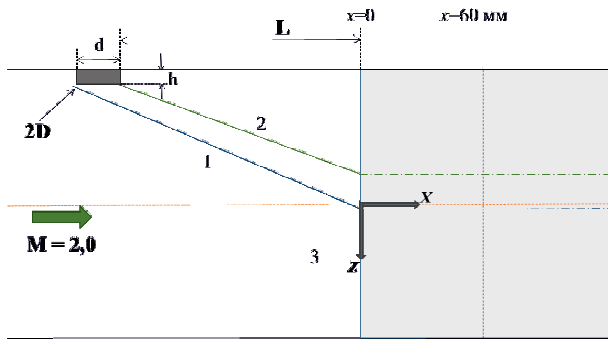


Рис. 1. Постановка экспериментов.

На рисунке: 2D – генератор слабых ударных волн; 1 и 2 – падающие слабые ударные волны; 3 – область измерений в свободном потоке

тупления передней кромки пластины на отклик пограничного слоя при воздействии N-волны. Постановка экспериментов схематично представлена на рис. 1.

В качестве генератора слабых ударных волн использовалась двумерная наклейка на боковой стенке рабочей части трубы толщиной 0,13 мм и шириной $d = 2,5$ мм. В экспериментах использовались три модели плоских стальных пластин с различным радиусом притупления передней кромки: 0,04, 0,5, 2,5 мм. Измерения средних и пульсационных составляющих потока проводились при помощи термоанемометра постоянного сопротивления. Координатное устройство позволяло перемещать датчики термоанемометра в трех направлениях: вдоль потока (ось x), поперек набегающего потока (ось z) и по вертикали (ось y). Шаг перемещения датчиков по координатам x , z составлял 0,05 и 0,1 мм соответственно, а по оси y – 0,01 мм. Перегрев нити датчиков был около 0,8, что обеспечивало подавляющий вклад пульсаций массового расхода в выходной электрический сигнал. Регистрация параметров потока в рабочей части аэродинамической трубы осуществлялась автоматизированной системой измерения. Постоянная составляющая сигнала на выходе термоанемометра E измерялась мультиметром Agilent 34401A в режиме, соответствующем разрешающей способности $5\frac{1}{2}$ разрядов. При определении среднего массового расхода из величины среднего напряжения термоанемометра E используется известное соотношение, связывающее напряжение на выходе термоанемометра и средний массовый расход:

$$E^2 = L + N \cdot (\rho U)^n,$$

где L и N размерные калибровочные коэффициенты.

При сверхзвуковой скорости течения условие, когда $N \cdot (\rho U)^n \gg L$, может выполняться с высокой точностью, что позволяет пренебречь коэффициентом L .

Как отмечено в [4] с учетом $n \approx 0,5$ для оценки относительного изменения массового расхода получаем:

$$\frac{\Delta(\rho U)}{\rho U} = 4 \frac{\Delta E}{E}.$$

Для проведения оценок волновых спектров амплитуды стационарных возмущений по трансверсальной компоненте волнового числа β из экспериментов [1] получены исходные данные в виде распределений дефекта относительной величины нормированного массового расхода по поперечной координате z при $x = \text{const}$:

$$A(z_i) = \frac{\rho U(z_i)}{\rho_\infty U_\infty(z_i)} - \left(\frac{\rho U}{\rho_\infty U_\infty} \right),$$

при этом $\sum_i A_i = 0$.

Волновые спектры амплитуды среднего массового расхода в свободном потоке и в пограничном слое получены при помощи программы, написанной в среде графического программирования LABVIEW. Амплитуды рассчитывались согласно дискретному преобразованию Фурье:

$$A_\beta(x_i, \beta_k) = \text{abs} \left[\frac{\sqrt{2}}{Z_0} \sum_{j=1}^M A(x_i, z_j) e^{-i(kz_j)} \right],$$

где Z_0 – ширина области измерения и M – число измеренных точек, а $\Delta z = z_j - z_{j+1}$. Процедура оценки волнового спектра была протестирована на данных с известными Фурье-образами.

РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ И ИХ АНАЛИЗ

В данном разделе рассматриваются зависимости распределений дефекта относительной величины нормированного массового расхода по поперечной координате z в виде падающей на передние кромки N-волны и ее откликов в пограничных слоях моделей с разными радиусами притупления передней кромки, а также волновые спектры этих стационарных возмущений. Они получены в пограничном слое на расстоянии $x = 60$ мм вниз по потоку от кромок моделей.

Степень неоднородности среднего течения представляется в виде относительного изменения в распределениях среднего массового расхода ρU по координате z . На рис. 2 приведен пример исходных данных, которые представляют собой N-волну в свободном потоке перед передней кромкой модели.

Рис. 3 демонстрирует волновой спектр амплитуды стационарного возмущения (N-волны) в свободном потоке. Благодаря процедуре центрирования распределения амплитуда в спектре при $\beta = 0$ пренебрежимо мала. Размерность амплитуды одинакова с исходными данными благодаря нормировке в процедуре ДПФ.

Отклик пограничного слоя на падающую N-волну, а также волновые амплитудные спектры стационарных возмущений, порожденных в пограничном слое пластины с радиусом передней кромки 0,04 мм приведены на рис. 4 и рис. 5 соответственно.

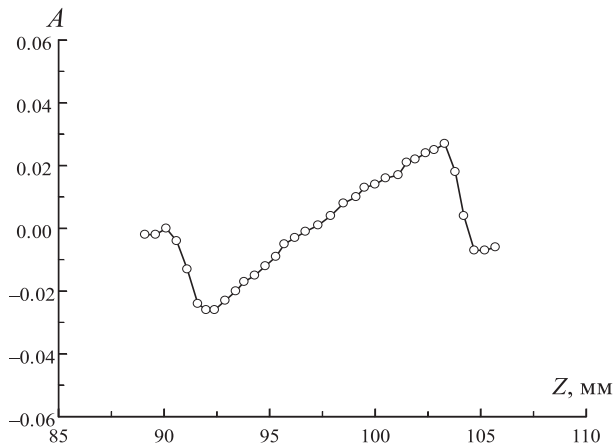


Рис. 2. Распределение дефекта относительной величины нормированного массового расхода по поперечной координате z в свободном потоке.

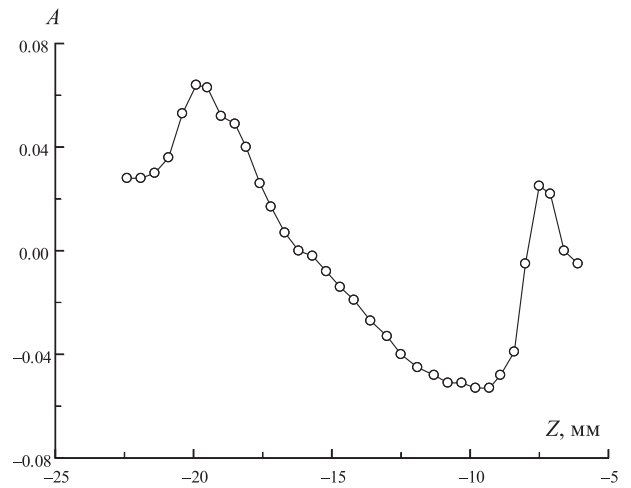


Рис. 4. Отклик пограничного слоя на падающую N-волну в контрольном сечении при $x = 60$ мм. Модель плоской пластины с радиусом притупления 0,04 мм.

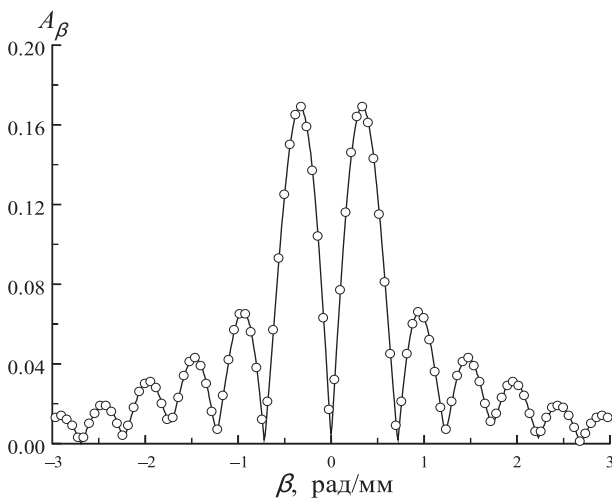


Рис. 3. Волновой спектр амплитуды стационарного возмущения (N-волны) в свободном потоке (см. рис. 2.)

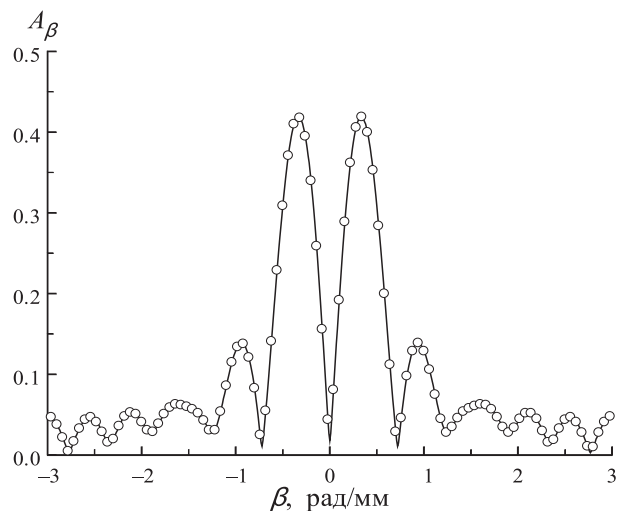


Рис. 5. Волновой спектр амплитуды стационарного возмущения, порожденного в пограничном слое пластины с радиусом притупления 0,04 мм.

Из рис. 4 видно, что в пограничном слое пластины с острой (радиус притупления 0,04 мм) передней кромкой происходит «переворот» N-волны. Амплитуда порожденного возмущения peak-to-peak составляет около 12 %. Градиенты массового расхода меняют свой знак относительно данных, представленных на рис. 2, а область неоднородного течения наблюдается во всём возмущенном течении: порожденные в пограничном слое продольные возмущения не локализованы.

Волновой спектр амплитуды стационарного возмущения в пограничном слое качественно имеет сходство с волновым спектром N-волны в свободном потоке.

На рис. 6. приведено отношение волновых спектров амплитуды стационарных возмущений, порожденных в пограничном слое пластины с радиусом притупления 0,04 мм ($A_{\beta BL}$) и в свободном потоке

($A_{\beta FF}$). Эти данные позволяют условно оценить восприимчивость пограничного слоя модели к падающим возмущениям. Действительно, согласно результатам работы [3] при $M = 2$ стационарные моды сверхзвукового пограничного слоя сильно затухают при небольших числах Рейнольдса. Для $x = 60$ мм $Re = (x \times Re_1)^{0.5} = 693$ – величина достаточно большая и затухание стационарных мод возможно в разы по отношению к порожденным на передней кромке. Поэтому полученная для коэффициента восприимчивости величина: около 2,5 (что отражено на диаграмме рис. 6 для $|\beta| < 0,7$ рад/мм) является оценкой «снизу» для коэффициента восприимчивости. В то же время, согласно оценке, полученной из отношения размаха амплитуд возмущений, приведенных на рис. 2 и рис. 4 эта величина равна приблизительно двум.

К сожалению, расчеты для модели с затупленной передней кромкой в [3] не выполнялось. Однако

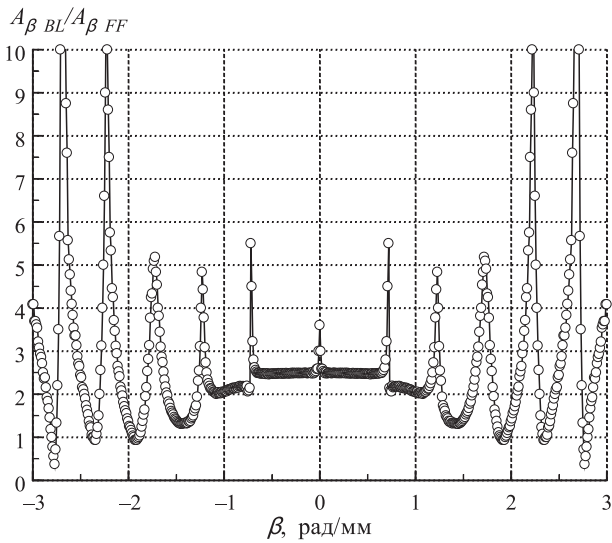


Рис. 6. Отношение волновых спектров амплитуд стационарных возмущений, порожденных в пограничном слое пластины с радиусом притупления 0,04 мм и в свободном потоке.

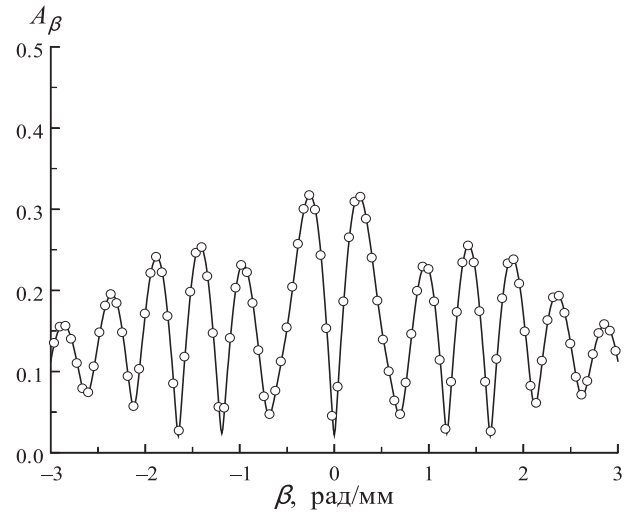


Рис. 8. Волновой спектр амплитуды стационарного возмущения, порожденного в пограничном слое пластины с радиусом притупления 0,5 мм.

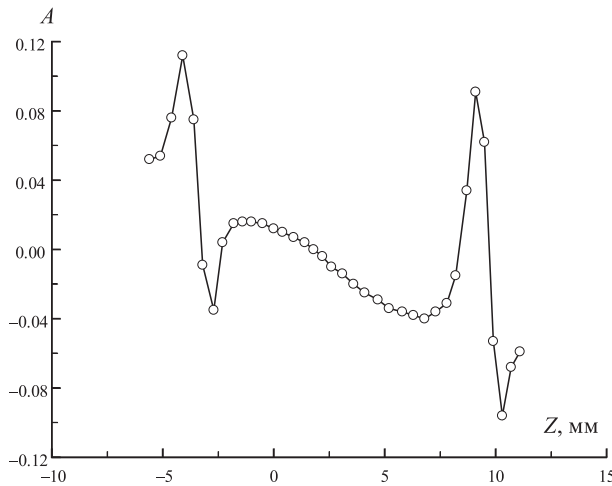


Рис. 7. Отклик пограничного слоя на падающую N-волну в контрольном сечении при $x = 60$ мм. Модель плоской пластины с радиусом притупления 0,5 мм.

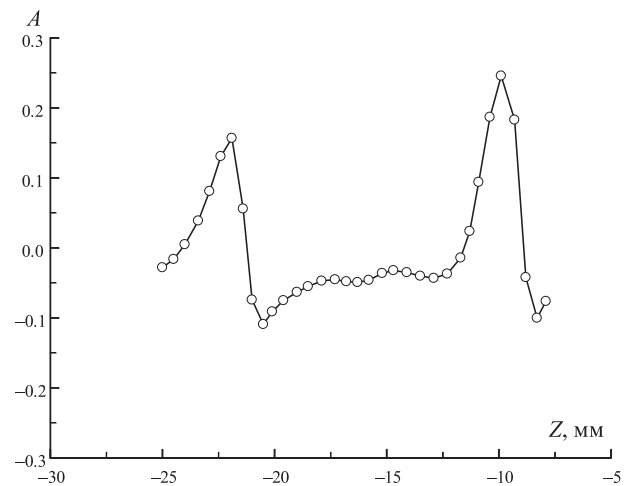


Рис. 9. Отклик пограничного слоя на падающую N-волну в контрольном сечении при $x = 60$ мм. Модель плоской пластины с радиусом притупления 2,5 мм.

представляет интерес выполнить оценки волновых спектров и в этих случаях.

На рис. 7 представлен отклик пограничного слоя модели плоской пластины с радиусом притупления 0,5 мм на падающую N-волну. Можно отметить, что в пограничном слое происходит порождение продольных вихрей фронтами N-волны на границе области возмущенного течения при $z = -4$ мм и $z = 9$ мм, при этом наиболее интенсивный вихрь амплитудой 20 % порождается передним (1-ым) фронтом N-волны, а менее интенсивный вихрь амплитудой 16 % – задним (2-ым) фронтом.

Волновой спектр амплитуды стационарного возмущения в пограничном слое модели с радиусом притупления 0,5 мм, приведенный на рис. 8, значи-

тельно отличается от спектров, изображенных на рис. 3 для падающего стационарного возмущения (N-волны) и рис. 5 для стационарного возмущения, порожденного в пограничном слое пластины с острой передней кромкой. В области больших (по модулю) значений поперечного волнового числа β наблюдается увеличение амплитуды пиков.

Отклик пограничного слоя на модели с радиусом притупления передней кромки 2,5 мм изображен на рис. 9. Сравнивая этот результат с приведенными выше на рис. 4 и рис. 7 можно сделать вывод, что при увеличении радиуса притупления передней кромки происходит рост амплитуды стационарных возмущений на 10–15 % по сравнению с результатом, приведенным на рис. 7 для пластины с радиусом притупления 0,5 мм.

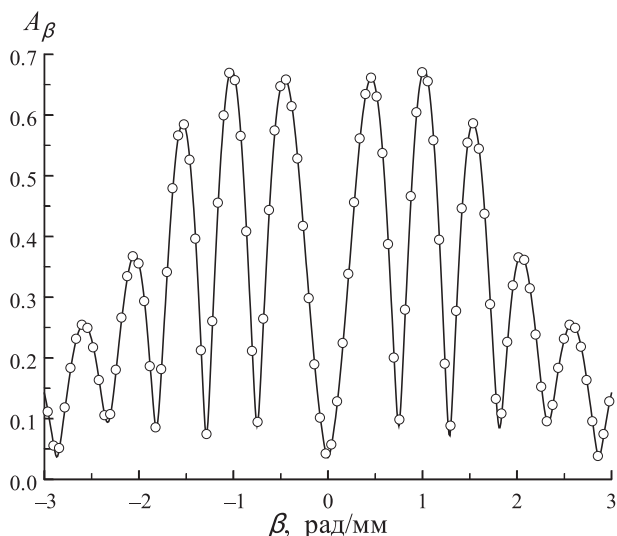


Рис. 10. Волновой спектр амплитуды стационарного возмущения, порожденного в пограничном слое пластины с радиусом притупления 2,5 мм.

Волновой спектр амплитуды стационарного возмущения в пограничном слое модели с радиусом притупления 2,5 мм, приведенный на рис. 10, также свидетельствует об еще большем росте амплитуды пиков в боковых частях спектра. При этом, амплитуда пиков в целом также выше, чем в случае рассмотрения модели с радиусом притупления 0,5 мм.

Результаты, представленные рис. 8 и рис. 10 позволяют сделать оценки относительных значений амплитуд по волновым числам, аналогично рис. 6. Вероятно в этих случаях необходимо использовать процедуры вариации пространственных распределений в пределах величины неопределенности измерения координаты z .

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На основании проведенных в [1] экспериментальных исследований в данной работе выполнены оценки волновых характеристик стационарных возмущений, падающих на переднюю кромку моделей с различными радиусами притупления, а также порожденного этими возмущениями следа. Получены

относительные значения амплитуд по трансверсальным волновым числам, характеризующие восприимчивость пограничного слоя плоской пластины с острой передней кромкой к стационарным возмущениям при числе Маха 2. Установлено усиление стационарных возмущений, порожденных N-волной в пограничном слое, по отношению к падающим возмущениям.

Результаты [3] оказались полезными при анализе экспериментальных данных по эволюции продольных возмущений. Продолжение данной работы планируется в рамках выполнения проекта РФФ.

Благодарности

Авторы выражают благодарность Яцких А.А. за написание программы обработки данных в соответствии с описанной в статье методикой.

Работа выполнена при поддержке гранта Российской государственной академии наук № 22-19-00666, <https://rscf.ru/project/22-19-00666/>.

Эксперименты выполнены с использованием оборудования ЦКП «Механика» (ИТПМ СО РАН)

Список литературы

1. Косинов А.Д., Семенов Н.В., Яцких А.А., Кочарин В.Л., Шмакова А.В. Влияние радиуса притупления передней кромки пластины на отклик пограничного слоя при воздействии N-волны при числе Маха $M = 2$ // Теплофизика и Аэромеханика. 2023. Т. 30 № 2. С. 239–249.
2. Din Q.H., Egorov I.V., Fedorov A.V. Mach wave effect on laminar-turbulent transition in supersonic flow over a flat plate // Fluid Dynamics. 2018. V. 53, № 5. P. 690–701.
3. Gaponov S.A. Quasi-resonance excitation of stationary disturbances in compressible boundary layers // International Journal of Mechanics. 2017. Vol. 11. P. 120–127.
4. Косинов А.Д., Питеримова М.В., Шмакова А.В., Семенов Н.В., Ермолаев Ю.Г. Экспериментальное исследование эволюции контролируемых возмущений в продольном вихре, порожденном в пограничном слое плоской пластины при числе Маха 2. Прикладная механика и техническая физика. Выпуск: ONLINE FIRST. eLIBRARY ID: 50332980. DOI: 10.15372/PMTF202215232

ИССЛЕДОВАНИЕ РАЗВИТИЯ НЕСТАЦИОНАРНЫХ ТЕЧЕНИЙ В Т-МИКРОКАНАЛЕ ПРИ ИЗМЕНЕНИИ ОТНОШЕНИЯ РАСХОДОВ

Кравцова А.Ю., Кашкарова М.В.

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

Аннотация. Среди прочих, одним из самых распространенных и простых в изготовлении микроустройств для перемешивания жидкостей является т-микромиксер. Смешиваемые жидкости подаются в устройство навстречу друг другу по прямолинейному каналу, который имеет слив, расположенный перпендикулярно входящим каналам. Зачастую технологический процесс предполагает смешение жидкостей в определенной пропорции. В настоящей работе проведен анализ влияния разницы соотношений объемных расходов на структуру потока в т-микроканале. В работе проведен экспериментальный и численный анализ картин нестационарного течения в т-микроканале при разных входных расходах и числах Рейнольдса. При всех режимах наблюдаются микроколебания изоповерхности λ_2 -критерия.

Ключевые слова: т-микроканал, нестационарное течение, λ_2 -критерий, вихревая изоповерхность, число Рейнольдса, число Струхала

INVESTIGATION OF THE DEVELOPMENT OF UNSTEADY FLOWS IN THE T-MICROCHANNEL WITH A CHANGE IN THE RATIO OF RATES

Kravtsova A.Yu., Kashkarova M.V.

*Kutateladze Institute of Thermophysics SB RAS,
630090, Russia, Novosibirsk, Lavrentyev Ave. 1*

Annotation. Among others, one of the most common and easy-to-manufacture micro devices for mixing liquids is the t-micromixer. The mixed liquids are fed into the device towards each other through a rectilinear channel, which has a drain located perpendicular to the incoming channels. Often, the technological process involves mixing liquids in a certain proportion. In this paper, an analysis of the effect of the difference in volume flow ratios on the flow structure in the t-microchannel is carried out. The experimental and numerical analysis of the patterns of unsteady flow in the t-microchannel at different input rates and Reynolds numbers is carried out. Micro-oscillations of the isosurface of the λ_2 -criterion are observed in all modes.

Keywords: t-microchannel, unsteady flow, λ_2 -criterion, vortex isosurface, Reynolds number, Struhal number

Среди прочих, одним из самых распространенных и простых в изготовлении микроустройств для перемешивания жидкостей является т-микромиксер (см. рис. 1). Смешиваемые жидкости подаются в устройство навстречу друг другу по прямолинейному каналу, который имеет слив, расположенный перпендикулярно входящим каналам.

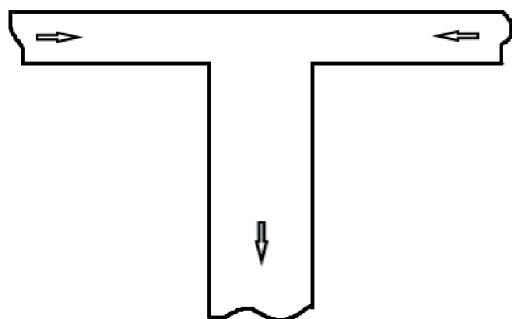


Рис. 1. Схема т-микроканала (вид сверху).

Основным параметром, характеризующим течение в т-микроканале является число Рейнольдса, которое определяется как

$$Re = \frac{D_h \cdot U_0}{\nu},$$

где D_h – гидравлический диаметр выходного канала, U_0 – среднерасходная скорость в нем, ν – кинематическая вязкость жидкости.

Для повышения эффективности смешивания в микроустройствах существуют различные способы. Одним из способов повышения эффективности перемешивания в т-микромиксере является переход к нестационарным режимам смешивания, которые реализуются при превышении критического значения числа Рейнольдса (по разным источникам от 225 [1] до 240 [2]). Наряду с другими известными способами, например, такими, как изменение геометрии канала [3] или добавление внешних воздействий на течение [4], данный способ не влечет за собой дополнительные материальные затраты.

Зачастую технологический процесс предполагает смешение жидкостей в определенной пропорции. В литературе не представлено работ по влиянию изменения входных расходов на картину нестационарного течения в микроустройствах. В настоящей работе проведен анализ влияния разницы соотношений объемных расходов на структуру потока в T-микрочанале.

Моделирование потока проводилось с использованием программного пакета STAR CCM+. В качестве основных уравнений для моделирования динамики потока жидкости в канале микронного размера использовалась нестационарная система уравнений Навье-Стокса. Физические параметры рабочих жидкостей, такие как плотность и вязкость, полагались постоянными. Смешиваемые жидкости обладали одинаковыми физическими свойствами (задавались параметры воды). Двухфазная среда рассматривалась как взаимопроницающий континуум с общим полем давления. В расчете задавались следующие постоянные величины: D_h – гидравлический диаметр выходного канала, $D_h = 160$ мкм, Re – число Рейнольдса (в разных постановках задавались параметры из диапазона от 250 до 400), ρ – плотность жидкости, S – площадь сечения выходного канала, ν – кинематическая вязкость. Поток считался ламинарным.

Граничные условия задавались следующими: на стенках канала предполагалось выполнение условий прилипания; на входах канала задавались постоянные величины массового расхода, таким образом, чтобы отношение расходов в первом и втором входном каналах имело конкретное значение. Для задания разных расходов в первом и втором входных каналах вводились параметры массового расхода жидкостей следующим образом:

$$Q_1 = \frac{RQ}{1+R}, \quad Q_2 = \frac{Q}{1+R},$$

где

$$Q = \frac{Re \nu S}{D_h}.$$

Здесь введен параметр R , который характеризует отношение меньшего значения входного расхода к большему:

$$R = \frac{Q_1}{Q_2}.$$

На выходе ставилось условие свободного истечения. Давление на выходе всегда было равно 1 бар.

Численное моделирование потоков в микроканале проводилось в пространственной и нестационарной постановке. Геометрия расчётной области: два входных квадратных канала с сечением 120×120 мкм и один выходной прямоугольный участок сечения 120×240 мкм. Длина входного канала 1,2 мм, длина выходного 2,4 мм. Угол поворота составлял 90° . Количество узлов в сетке составляло 10^7 .

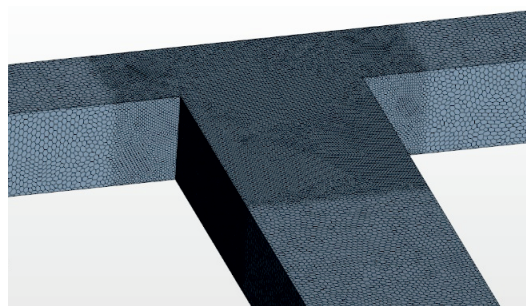


Рис. 2. Расчетная сетка. Фрагмент.

Для расчётов использовалась многогранная сетка со сгущением в области слияния исследуемых потоков (рис. 2).

Для визуализации реального течения в микроканале использовался экспериментальный стенд Института теплофизики СО РАН. Экспериментальный стенд включал в себя шприцевой насос, рабочий участок, микроскоп и измерительную систему. Подробное описание установки можно найти в работе [5].

Экспериментальное изучение картины течения жидкости в каналах малого размера проводилось в рабочем участке, имеющем такие же параметры, что и расчетная область. Стенки канала были выполнены из оптически прозрачного материала SU8. Шприцевой насос с двумя выходными каналами, расход в которых регулируется двумя независимыми шаговыми двигателями, обеспечивал непрерывную подачу жидкости на входные участки объекта исследования. Расход жидкости при экспериментальных исследованиях на входах варьировался от 134 мл/час до 233 мл/час.

Для наглядной демонстрации картин течения в микроканале использовался импульсный источник освещения – лазер Nd:Yag с длиной световой волны 532 нм с временем свечения 10 нс, – для фиксации мгновенных по времени картин течения [6–7]. В один из потоков добавлялся краситель родамин 6Ж, растворяющийся на молекулярном уровне, в малой концентрации. Переотраженный свет на длине волны 560 нм от родамина 6Ж фиксировался на камеру.

При нестационарных течениях форма λ_2 -изоповерхности меняется циклически. В случае разных параметров течения периоды таких колебаний, естественно, меняются. Для удобства введем параметр σ , характеризующий отношения текущего значения времени t к характерному для соответствующего режима периоду колебаний T .

Из рис. 3 видно, что вихрь как будто бы сходит вниз по потоку.

На рис. 4 сравниваются экспериментальная визуализация потока при $Re = 300$ с визуализацией, полученной в результате CFD моделирования.

Изоповерхности λ_2 -критерия, рассчитанные из численного поля скорости с помощью λ_2 -критерия, показаны на рис. 4. Согласно этому критерию, вихрь

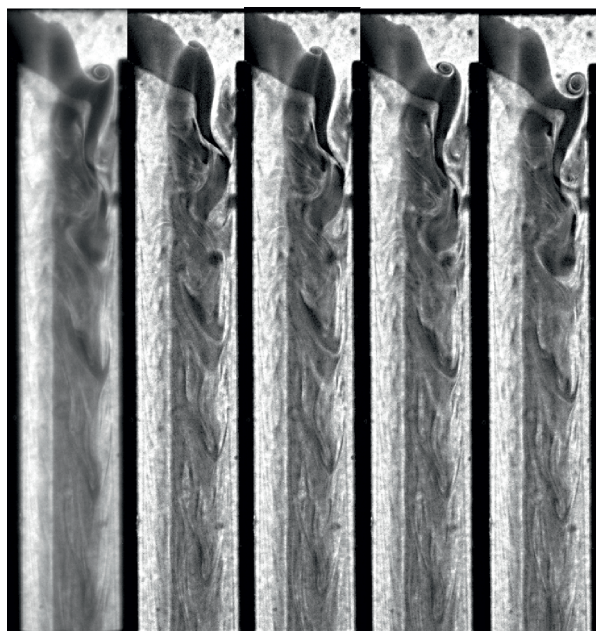


Рис. 3. Пример экспериментальной визуализации течения. $Re = 300$, $R = 0,5$. Серия изображений картин течения в т-микроканале. Каждое последующее изображение соответствует параметру $\sigma_i = 0,25 \cdot i$, где $i = 0, 1, \dots, 4$.

определяется как связанная область жидкости. Точка в поле скоростей является частью вихревого ядра только в том случае если по крайней мере два из ее собственных значений отрицательны, т.е. если $\lambda_2 < 0$. Изоповерхности критерия λ_2 на рис. 4 являются трехмерными.

При нестационарных течениях форма λ_2 -изоповерхности меняется циклически. В случае разных параметров течения периоды таких колебаний, естественно, меняются. Для удобства введем параметр σ , характеризующий отношения текущего значения времени t к характерному для соответствующего режима периоду колебаний T .

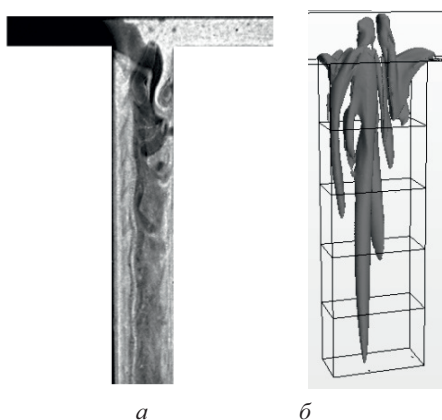


Рис. 4. Пример экспериментальной и численной визуализации течения: *a* – снимок картины течения в т-микромиксере; *б* – изоповерхность λ_2 -критерия, полученная с помощью CFD-пакета STAR CCM+.

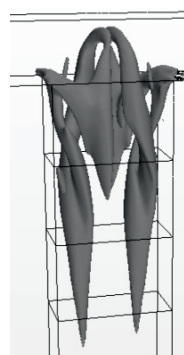


Рис. 5. Изоповерхность λ_2 -критерия. $Re = 250$, $R = 1$.

Чтобы охарактеризовать влияние изменения скорости входных расходов на поток рассмотрим течения в т-микроканале при двух значениях числа Рейнольдса: $Re = 250$ и $Re = 350$.

$Re = 250$.

При равных расходах лямбда-поверхность ф т-канале имеет симметричную форму (см. рис. 5). Пульсации поверхности происходят вдоль оси входного канала – изменяется длина «ног»

При $R = 0,75$ в потоке наблюдается очень сложная и развитая вихревая структура, верхняя часть которой совершает колебательные движения вдоль входных каналов, а нижняя ее часть не только вращается, но и поступательно перемещается вдоль выходного канала с отрывом отдельных частей поверхности. Период колебаний составляет около $4,5 \cdot 10^{-2}$ с.

$R = 0,5$. Вихревая структура становится менее развитой и немного смещается в стороне канала с меньшим расходом. Помимо колебаний верхней части имеет место вращение по спирали и пульсация длины «ног». Период колебаний составляет 10^{-2} с.

$R = 0,25$. Присутствуют колебания верхней части вихревой структуры, однако «ноги» только незначительно меняются по длине. Период колебаний составляет 10^{-2} с.

$Re = 350$.

Форма изоповерхности меняется волнообразно: вихри со сторон обоих входных каналов синхронно

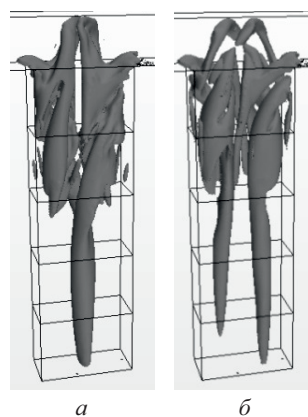


Рис. 6. Изоповерхность λ_2 -критерия. $Re = 350$, $R = 1$: *a* – $\sigma = 0,25$; *б* – $\sigma = 0,75$.

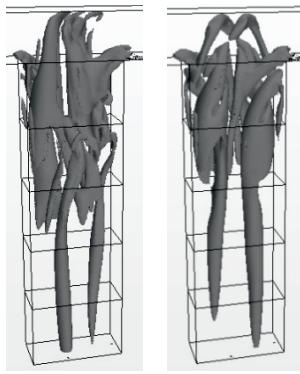


Рис. 7. Исоповерхность λ_2 -критерия. $Re = 350$: $a - R = 0,75$; $b - R = 1$.

то набегают друг на друга, то перемещаются в сторону входных каналов. Особенностью данного режима является то, что «ноги» помимо изменения длины и вращения, «сливаются» в единую вихревую структуру (см. рис. 6).

При $R = 0,75$ вихревая структура более развита (см. рис. 7). Имеет место вращение вихревой структуры вдоль оси выходного канала, а верхняя часть при этом совершает дополнительные колебательные движения.

При $R = 0,5$ в отличие от режима $Re = 250$, при $Re = 350$ вихревая изоповерхность занимает почти все пространство выходного канала за счет того, что и со стороны канала с большим расходом появляется дополнительная «нога», которая интенсивно вращается по спирали вдоль выходного канала (см. рис. 8).

При $R = 0,25$ при $Re = 350$ помимо ожидаемого развития вихревой структуры по сравнению с $Re = 250$, со стороны канала с большим расходом происходит периодическое возникновение веретенообразной вихревой структуры, расположенной вдоль выходного канала (см. рис. 9).

Для оценки влияния разницы входных расходов на частоту флуктуации нестационарного потока в т-микрочанале для разных чисел Рейнольдса для

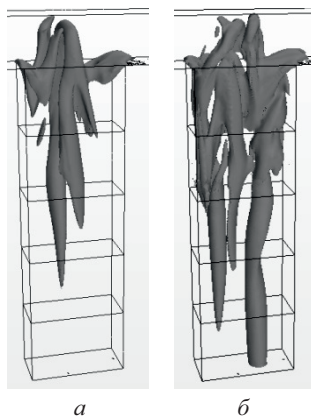


Рис. 8. Исоповерхность λ_2 -критерия, $R = 0,5$: $a - Re = 250$; $b - Re = 350$.

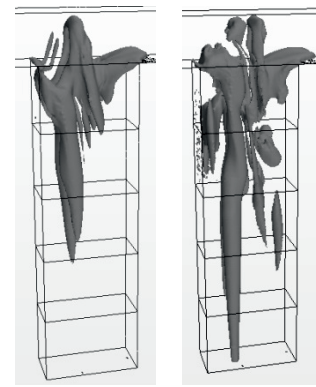


Рис. 9. Исоповерхность λ_2 -критерия, $R = 0,25$: $a - Re = 250$; $b - Re = 350$.

каждого исследуемого режима были рассчитаны безразмерные частоты колебания λ_2 -изоповерхности.

Из рис. 9 видно, что для режима, близкого к стационарному ($Re = 250$) число Струхала практически не меняется при изменении R . Наблюдается лишь небольшое его уменьшение при приближении отношения расходов к 1.

Для режимов $Re = 300$ и $Re = 350$ графики частот практически совпадают, а при $Re = 400$ качественно такой же, но смещается вниз по оси ординат. Это можно объяснить следующим образом: в отличие от режимов $Re = 300$ и $Re = 350$, при котором происходят колебания вихревой структуры с одной частотой, при $Re = 400$ помимо основной моды колебаний появляется дополнительная мода с большей частотой и меньшей амплитудой, что влечёт за собой уменьшение основной частотной характеристики и отражается в безразмерной частоте – числе Струхала.

Таким образом, в работе проведен экспериментальный и численный анализ картин нестационарно-

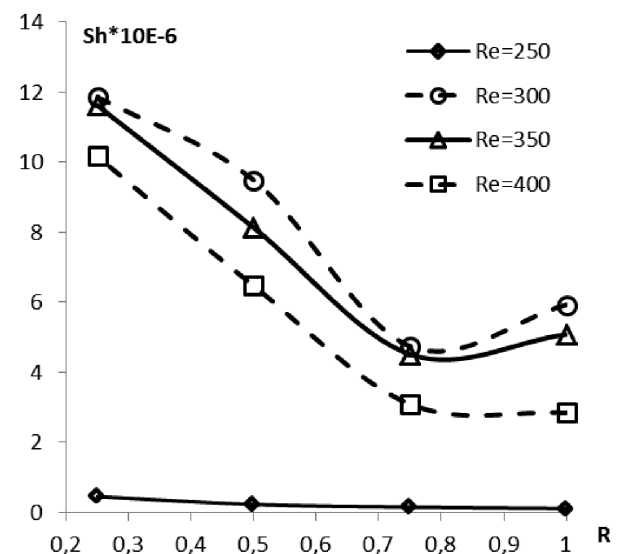


Рис. 10. Зависимость числа Струхала от параметра отношения входных расходов.

го течения в т-микроканале при разных входных расходах и числах Рейнольдса. При всех режимах наблюдаются микроколебания изоповерхности λ_2 -критерия. При $Re = 250, 300$ и 350 флуктуации происходят с одной частотой, а при $Re = 400$ возникает дополнительная мода, приводящая к смещению графика безразмерной частоты вниз по оси ординат.

Работа выполнена в рамках государственного задания ИТ СО РАН.

Список литературы

1. Mariotti, A., Galletti, C., Mauri, R., Salvetti, M.V., and Brunazz, E., Steady and Unsteady Regimes in a T-Shaped Micro-Mixer: Synergic Experimental and Numerical Investigation, Chem. Eng. J., 2018, vol. 341, pp. 414–431.
2. Dreher S., Kockmann N., Woias P. Characterization of Laminar Transient Flow Regimes and Mixing in T-Shaped Micromixers // Heat Transfer Engin. 2009. Vol. 30. no. 1. P. 91–100.
3. Stroock A.D., Dertinger S.K.W., Ajdari A., Mezic I., Stone H.A., Whitesides G.M. Chaotic Mixer for Microchannels // Science. 2002. Vol. 295. P. 647–651.
4. Kravtsova, A.Y., Ianko, P.E., Kashkarova, M.V., & Bilsky, A.V. (2019). Estimation of the flows mixing efficiency inside T-micromixer with an external perturbation for low reynolds numbers. Paper presented at the Journal of Physics: Conference Series, 1382(1) doi:10.1088/1742-6596/1382/1/012159
5. Kravtsova A.Y., Naumov I.V. Experimental Study of Liquid Behavior in T-Micromixer at Different Inlet Flow Rate Ratios // Journal of Engineering Thermophysics. 2022. Vol. 31. No. 3. P. 537–550.
6. Kravtsova, A.Y. Visualization of Flow Regimes in Symmetric Microchannel in Case of Different Inlet Flowrate Ratios for Fixed Outlet Reynolds Number // Journal of Engineering Thermophysics. 2020. Vol. 29. Is.4. P. 612–617.
7. Янко П.Е., Мешалкин Ю.Е., Кравцова А.Ю. Детализация структуры потока с периодическим внешним возбуждением в микроканале т-типа // тезисы ВНКФ-25. 2019. С. 502.

ОЦЕНКА ВЛИЯНИЯ ОБЕЧАЙКИ ВИНТА НА ХАРАКТЕРИСТИКИ ЯЧЕЙКИ МУЛЬТИРОТОРНОЙ ЛЕТАЮЩЕЙ ПЛАТФОРМЫ

Крюков А.В.^{1,2}, Зверков И.Д.^{1,2}, Куликов В.В.¹, Чехов В.П.¹

¹ *Институт теоретической и прикладной механики им. С.А. Христиановича СО РАН, 630090, Россия, Новосибирск, ул. Институтская 4/1*

² *Новосибирский государственный технический университет, 630073, Россия, Новосибирск, пр. К. Маркса, 20
kryukov@itam.nsc.ru*

Аннотация. В работе представлены результаты аэродинамического эксперимента, направленного на исследование влияния параметров входных конфузоров на работу винтомоторной группы подъемной ячейки мультироторной платформы. В ходе работы установлено, что использование тороидальная форма входного конфузора дает наибольший прирост тяги к остальным и составляет 23%. При этом существует два основных механизма добавки силы тяги с одной стороны это разрежение возникающее на поверхности конфузора которое тянет против потока с другой стороны это влияние на формирование самой струи за винтом.

Ключевые слова: мультироторная платформа, конфузор, винтомоторная группа, винт в кольце, аэродинамический эксперимент.

ASSESSING THE INFLUENCE OF THE PROPELLER SHELL ON PERFORMANCE CELLS OF A MULTI-ROTOR FLYING PLATFORM

Kryukov A.V.^{1,2}, Zverkov I.D.^{1,2}, Kulikov V.V.¹, Chekhov V.P.¹

¹ *Khristianovich Institute of Theoretical and Applied Mechanics SB RAS, 630090, Russia, Novosibirsk, Institutskaya str., 4/1*

² *Novosibirsk State Technical University 630073, Russia, Novosibirsk, 20 Prospekt K. Marksa*

Annotation. The paper presents the results of an aerodynamic experiment aimed at studying the influence of the parameters of the input confusers on the operation of the propeller-motor group of the lifting cell of a multi-rotor platform. During the work, it was found that the use of a toroidal shape of the input confuser gives the greatest increase in thrust to the rest and amounts to 23%. In this case, there are two main mechanisms for adding traction force: on the one hand, this is the vacuum that occurs on the surface of the confuser, which pulls against the flow; on the other hand, this influences the formation of the jet itself behind the propeller.

Keywords: multi-rotor platform, confuser, propeller-motor group, propeller in a ring, aerodynamic experiment

В данной работе представлены результаты экспериментального исследования влияния параметров входного конфузора на характеристики винтомоторной летающей ячейки подъемной платформы. Экспериментальным исследованиям предшествовала аналитическая работа по определению оптимальных параметров экспериментальных моделей входных конфузоров. В ходе этой работы были определены форма и размеры входных конфузоров. В результате данные модели были испытаны в аэродинамической трубе совместно в винтомоторной группой состоящей из электромоторов с соосными двухлопастными винтами. В результате обработки полученных данных были получены зависимости между параметрами конфузора и характеристиками подъемной платформы.

К подобным аппаратам прежде всего относятся различного рода мультикоптеры. На сегодняшний день данный тип летательных аппаратов получил широкое распространение для выполнения самых различных задач. Мультироторные платформы в гори-

зонтальном полете существенно проигрывают классическим винтокрылым машинам типа вертолета в аэродинамическом качестве, однако превосходят его в простоте конструкции и управлении. При разработке таких аппаратов решающую роль играет взлетный вес. С увеличением веса и габаритных размеров значительно возрастают требования к конструкции. Для малоразмерных мультироторных платформ допусти-



Рис. 1. Прототип пассажирского мультикоптера NEC

мо изготовление деталей мультикоптера из пластмасс. С увеличением размеров неизбежно использование в конструкции углепластиковых композитов. Это приводит к стремительному росту стоимости изделия. При использовании таких аппаратов в условиях городской застройки и лесных массивах остро встает вопрос защиты лопастей ячеек от внешних повреждений. Кроме того, необходимо обеспечить безопасность людей и животных оградив их от вращающегося винта. В свете вышесказанного при разработке подобных аппаратов необходимо обязательное применение обечаек для винтов закрывающих внешнюю область вращения. Стоит отметить, что кроме проявляющей функции показывающей границу плоскости вращения обечайка должна обладать определенными размерами и прочностью обеспечивающими защиту как самой лопасти при ударе о препятствие так и защиту окружающих от возможного разрушения винта.

Таким образом возникает исследовательская задача направленная на определение механизма оптимизации геометрии защитной обечайки винта мультироторной платформы. С точки зрения динамики полет платформы можно разделить на два режима: вертикальный – летающий кран при котором горизонтальная скорость много меньше вертикальной. Второй режим – транспортировка. В этом режиме аппарат перемещается горизонтально при этом плоскость вращения винтов находится под углом близким к 45° к траектории полета [1]. В этом режиме набегающий поток действует неравномерно на лопасти и зависит от их расположения при вращении.

В работах [2–4] показано, что установка обечайки на винт значительно увеличивает его эффективность в особенности при работе на месте, что соответствует висающему режиму полета подъемной

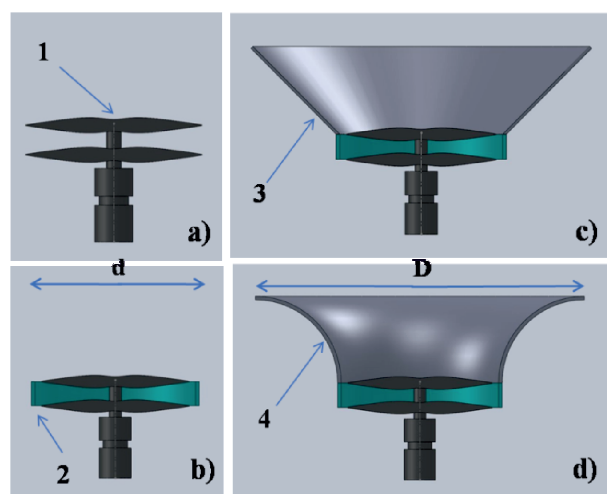


Рис. 2. Исследуемые случаи в эксперименте: а) изолированный двухлопастной соосный; б) винт с монтажным ободом; в) винт с коническим конфузуром; д) винт с тороидальным конфузуром; 1-винтомоторная группа; 2-монтажный обод; 3 и 4 конфузоры.

платформы. При этом задействованы две разные составляющие прибавки тяговой составляющей от использования обечайки. Одна из них связана с возникновением разряжения на поверхности входного конфузурора при обтекании обечайки. Другая составляющая связана с оптимизацией структуры течения в струе за винтом. Стоит отметить что основная часть выполненных по данной тематике исследований рассматривает оптимизацию обечайки для случая осевого обдува ячейки. Данные условия относятся в основном к маршевым двигателям аппаратов самолетного типа либо аппаратам на воздушной подушке, на которых основную несущую функцию выполняет неподвижное крыло и воздушная подушка. В то время как на подъемных платформах винтомоторные группы выполняют все работы связанные с аэродинамическим обтеканием: подъемная сила, тяговая сила горизонтального полета, а также рулевые функции.

Существует ряд работ по численному моделированию подобных подъемных ячеек [5–8]. Вопрос их верификации остается открытым поскольку существенное влияние оказывает появление и развитие отрывных течений. Однако и существующие экспериментальные работы не дают полноценной картины. Например в работе [9] при исследовании системы винт-кольцо было получено, что составляющая тяги от кольца превосходит тягу непосредственно от винта. При этом не приводится характеристик изолированного винта. По нашим оценкам такая эффективность может быть связана с формой самого кольца которая снижает составляющую тяги от винта путем негативного влияния отрывных областей на задней границе кольца на формирование струи за винтом. На фоне этого прирост на кольце демонстрирует превосходство перед винтом.

В нашей работе было использовано четыре разных конфигурации ячейки мультироторной платформы (рис. 2)

Винтомоторная группа состояла из заблокированной пары электродвигателей и пары двухлопастных винтов диаметром $d = 230$ мм с противоположным вращением. Блок электродвигателей фиксировался в ступице на которую с помощью лучей крепился монтажный обод. Монтажный обод предназначен для крепления моделей конфузуров при этом был обеспечен зазор 1мм между краем лопасти и ободом. Максимальный диаметр $D = 2d$. Блок винтомоторной группы монтировался с ступицу (6) закрепленную на основную силовую штангу (3) (рис. 3). Штанга предназначалась для передачи аэродинамических сил и моментов на тензометрические датчики (8) через шнуровые венты (7) из высокомолекулярного полиэтилена. Внутри основной силовой штанги проходило питание и сигнальные провода электродвигателей и датчиков оборотов. Составляющая от момента тангажа измерялась с помощью плеча и промежуточной штанги 5. Установка была тарирована с помощью эталонных грузов через систему блоков обеспечивающих соответствующее направление сил и момен-

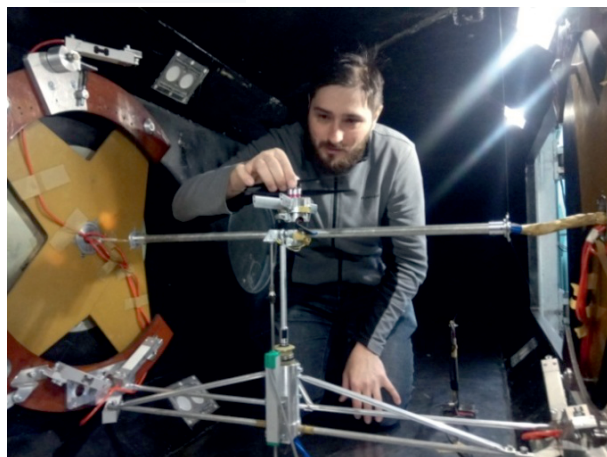
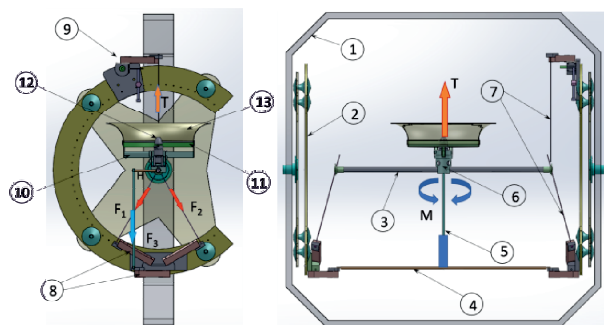


Рис. 3. Экспериментальная установка на тензометрических весах в рабочей части аэродинамической трубы Т-324:

1 – рабочая часть трубы; 2 – основание весов; 3 – основная силовая штанга; 4 – штанга момента аэродинамической силы; 5 – промежуточная штанга; 6 – ступица винтомоторной группы; 7 – ванта; 8 – тензодатчики; 9 – демфирующие загрузители; 10 – лучи крепления основного обода обечайки; 11 – основной обод; 12 – винтомоторная группа; 13 – обечайка

тов. Эксперименты проводились в рабочей части аэродинамической трубы Т-324 ИТПМ СО РАН. Труба была выключена и потока в ней не было. В данном цикле экспериментов моделировался случай работы винта на месте. Данный режим соответствует режиму висения платформы (рис. 3).

Сигналы с датчиков собирались автоматически в персональном компьютере через АЦП преобразователь Lcard E14-440 (рис. 4). Работа двигателей обеспечивалась блоком питания с установленным напряжением 14в по двум отдельным каналам. Напряжение с основных питающих линий передавалось на вход АЦП через понижающий элемент который был тарирован.

Ток на питающих двигатели линиях фиксировался с помощью измерения напряжения на шунтах. Контроллеры оборотов обеспечивали преобразование постоянного тока в трехфазный переменный для питания электродвигателей. При этом двухканальный регулятор оборотов был подключен одновременно к двум контурам подавая одинаковый ШИМ сигнал на оба управляющим контроллера. Регулятор оборотов представлял из себя стандартный сервотестер для радиоуправляемых моделей. На вращающемся кор-

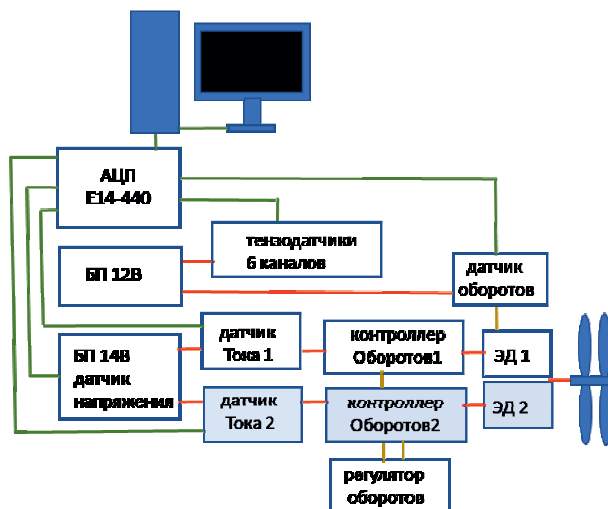


Рис. 4. схема экспериментальной установки.

пусе бесколлектного двигателя первого контура была установлена шторка сигнальным отверстием для определения оборотов винта с помощью оптопары типа TCST-2103. Питание тензодатчиков и датчика оборотов осуществлялось отдельным блоком питания 12в.

Представленное исследование состояло из двух этапов. Использование в работе модели винтомоторной группы с двумя соосными винтами вращающимися в противоположные направления не позволило измерять механическую мощность напрямую. Это связано с тем, что механическая мощность определяется как произведение угловой скорости вращения на крутящий момент. В свою очередь противовращающиеся винты компенсируют реактивный момент друг друга и его невозможно измерить с помощью датчиков тензовесов.

Определение механической мощности осуществлялось косвенно через потребляемую полную электрическую мощность с учетом КПД (η) электрической установки. Электрическая установка состояла из двух одинаковых независимых контуров (рис. 4) для управления каждым из двигателей. В составе электрического контура входят электродвигатели, проводники, а также контроллеры преобразователи постоянного тока в трехфазный переменный для питания электродвигателей.

Для определения η был задействован один канал. Таким образом реактивный момент (M) от одного винта полностью передавался на тензодатчики. Это позволило вычислить механическую мощность системы (N_m) через M и ω составить а затем построить зависимость между η и оборотами (n).

$$N_m = M \times \omega; \omega = \frac{n \times 2\pi}{60}; n - \text{об / мин}$$

$$\eta = \frac{N_m}{N_{\text{э}}}; N_{\text{э}} = U \times I$$

Здесь $N_{\text{э}}$ – электрическая мощность являющаяся произведением напряжения и силы тока. В данном слу-

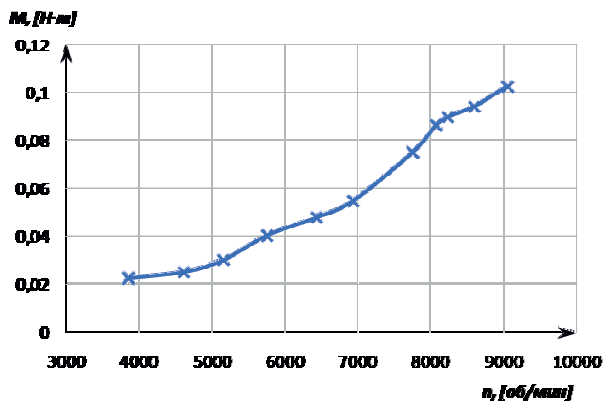


Рис. 5. График реактивного момента от оборотов для первого контура системы.

чае η показывает какая часть электрической мощности контура переходит в механическую при соответствующих условиях.

Из графика на рисунке 6 можем наблюдать что в диапазоне оборотов от 4000 до 8100 наблюдается постоянный рост КПД. В виду того, что с увеличением тока растут потери на проводах и преобразователе можно сделать вывод, что рост эффективности системы связан именно с оптимизацией работы электродвигателя. В нашем случае КПД меняется более чем в полтора раза.

Кроме того с помощью стробоскопического устройства были определены обороты переднего и заднего по потоку винтов работающих в паре при одном и том же ШИМ сигнале с управляющего серво-тестера. На максимальном режиме работы расхождение по току питания первого и второго контуров было пропорционально разнице по оборотам в (порядка 2 %). Вследствие чего можно утверждать что винты работают в одинаковых режимах обтекания.

Основная часть экспериментальной работы состояла в измерении аэродинамических сил и моментов от винтомоторной группы при различных конфигурациях обечаек (рис. 2). В этой части эксперимента подключались оба контура одновременно и при помощи серво-тестера задавались необходимые режимы работы винтомоторной группы. Питание контуров

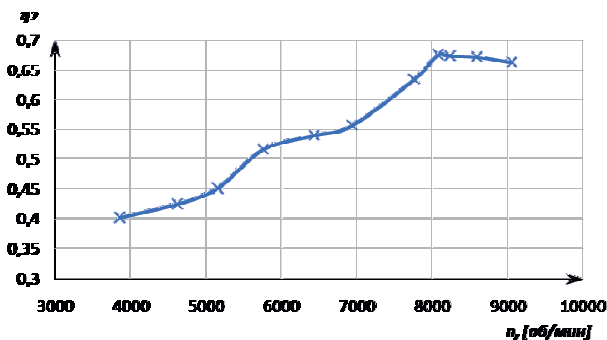


Рис. 6. График зависимости электрического КПД ($\eta_{э}$) от оборотов для первого контура системы.

осуществлялось с помощью проводников одинакового сечения и протяженности. Полная электрическая мощность винтомоторной группы определялась как сумма мощностей на контурах. Механическая мощность системы определялась как произведение полной электрической мощности обоих контуров на КПД соответствующий оборотам (рис. 6)

$$N_m = \eta_{э} \times N_{э}; \quad N_{э} = U_1 \times I_1 + U_2 \times I_2$$

Далее с измеренная с помощью тензометрических весов тяга (Т) позволила определить зависимость основные характеристики винтомоторной группы: α (коэффициент тяги), β (коэффициент мощности), а также η (КПД винтовой пары)

$$\eta = 0,8 \frac{\alpha^{\frac{3}{2}}}{\beta'}; \quad \alpha' = \frac{T}{\rho n_c^2 d^4}; \quad \beta' = \frac{N}{\rho n_c^3 d^5}$$

Данная методика была применена для всех четырех экспериментальных случаев (рис. 2) при двух разных значениях электрической мощности. Полученные данные были сведены в таблицы (табл. 1, 2).

В результате работы было установлено, что максимальный прирост тяги в обоих случаях был получен на тороидальном конфузоре и составил 21% для 6А и 24% для 10А. При этом КПД винтовой пары вырос на 42 и 28 % соответственно. Использование подобных габаритных устройств выглядит оправданным в основном для аппаратов имеющих низкую горизонтальную скорость. Это могут быть различного рода летающие краны у которых нет задачи переме-

Таблица 1

Характеристики винтомоторной группы при токовой нагрузке 6А

№		a	b	c	d
<i>n</i>	rpm	5740	5925	6015	6175
$\eta_{э}$	–	0.520	0.526	0.528	0.532
$N_{э}$	Вт	84	84	84	84
N_m	Вт	43.7	44.2	44.4	44.7
<i>T</i>	Н	3.0	3.2	3.5	3.8
α'	–	0.099	0.099	0.104	0.108
β'	–	0.065	0.060	0.058	0.053
η	–	0.38	0.42	0.46	0.54

Таблица 2

Характеристики винтомоторной группы при токовой нагрузке 10А

№		a	b	c	d
<i>n</i>	rpm	6925	7098	7230	7455
$\eta_{э}$	–	0.560	0.576	0.587	0.608
$N_{э}$	Вт	140	140	140	140
N_m	Вт	78.4	80.6	82.2	85.1
<i>T</i>	Н	4.6	4.9	5.5	5.7
α'	–	0.100	0.104	0.113	0.110
β'	–	0.067	0.064	0.061	0.058
η	–	0.40	0.42	0.50	0.51

щаться на большие расстояния при этом важно увеличить грузоподъемность на режиме близком к висению. Также это актуально для подъемных ячеек вертикально взлетающих амфибий и самолетов, в которых подъемные двигатели находятся внутри фюзеляжа и скрываются в горизонтальном полете чтобы не снижать аэродинамические характеристики. Стоит также отметить, что установка тонкого обода шириной которого перекрывает плоскости вращения соосных винтов также дала прирост тяги в порядка 7 % для обоих случаев. Данный результат выглядит не менее привлекательным чем значительная добавка на крупноразмерных конфузорах поскольку при эксплуатации подъемных ячеек на мультироторных платформах с увеличением горизонтальной скорости растет и лобовое сопротивление от выступающих в поток частей.

В дальнейших работах планируется исследование характеристик обечаек при наличии бокового обтекания в широком диапазоне углов атаки с целью установить оптимальную геометрию обечайки ячейки мультироторной платформы предназначенной для полета на дальние расстояния.

Работа выполнена в рамках государственного задания (№ гос. регистрации 121030500149-8).

Список литературы

- Gillula J.H., Huang H., Vitus M.P., and Tomlin C.J. Design of guaranteed safe maneuvers using reachable sets: Autonomous quadrotor aerobatics in theory and practice. In Proc. of the IEEE Int. Conf. on Robotics and Automation, pages 1649–1654, Anchorage, AK, May 2010.
- Острославский И.В., Матвеев В.Н. О работе винта, помещенного в кольцо" Труды Центрального аэро-гидродинамического института им. проф. Н.Е. Жуковского. Выпуск 248.
- Остроухов С.П. Аэродинамика воздушных винтов и винто-кольцевых движителей для летательных аппаратов различного назначения. Москва: Физматлит, 2014.
- Шайдаков В.И. Аэродинамика винта в кольце. М.: Изд-во МАИ, 1996.
- Cerny, Michael; Breitsamter, Christian: A Comparison of Isolated and Ducted Fixed-Pitch Propellers under Non-Axial Inflow Conditions. Aerospace 7 (8), 2020, 112
- Дудников С.Ю., Булат М.П., Вокин Л.О., Кузнецов П.Н., Чернышов П.С. Математическое и компьютерное моделирование однорядных и двухрядных шестилопастных винтокольцевых движителей // Научно-технический вестник информационных технологий, механики и оптики. 2022. Т. 22, № 6. С. 1226–1236. doi: 10.17586/2226-1494-2022-22-6-1226-1236
- Denisenko P.V., Chernyshov P.S., Volkov K.N., Vokin L.O. Numerical simulation of the flow around the ducted fan of a quadcopter and determination of its thrust characteristics in various flight modes Russian Aeronautics. 2021. Т. 64. № 2. С. 224–232.
- Wang J., Chen R., Lu J. Experimental and Numerical Studies on the Effect of Airflow Separation Suppression on Aerodynamic Performance of a Ducted Coaxial Propeller in Hovering. Aerospace 2023, 10, 11. <https://doi.org/10.3390/aerospace10010011>

ПРИМЕНЕНИЕ МНОГОКАДРОВОГО PIV ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ СПЕКТРАЛЬНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ПУЛЬСАЦИЙ СКОРОСТИ ВОКРУГ КРУГЛОГО ГИДРОФОБНОГО ЦИЛИНДРА

Сорокин М.И., Лебедев А.С.

*Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН,
630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1*

Аннотация. В работе приведено описание алгоритма многокадровой пирамидальной корреляции, показаны результаты его применения для исследования спектральных характеристик скорости в следе за стальным цилиндром. Измерения проводились для цилиндра, изготовленного в трёх конфигурациях: стальной цилиндр без покрытия, стальной цилиндр с супергидрофобным покрытием сектора 180°, стальной цилиндр с супергидрофобным покрытием двух секторов 90°, расположенными напротив. Для реализации PIV-метода использовались полиамидные частицы – индикаторы диаметром 50 мкм и концентрацией около 13 мг/кг. Получены поля локальной дисперсии флуктуации поперечной компоненты скорости для цилиндров с различными конфигурациями нанесения супергидрофобного покрытия. Продемонстрирована эффективность использования алгоритма многокадровой пирамидальной корреляции для обработки PIV данных.

Ключевые слова: Метод PIV, Кросскорреляционный алгоритм.

APPLICATION OF A MULTI-FRAME PIV TO STUDY THE SPECTRAL CHARACTERISTICS OF VELOCITY PULSATIONS AROUND A CIRCULAR HYDROPHOBIC CYLINDER

Sorokin M.I., Lebedev A.S.

*Kutateladze Institute of Thermophysics SB RAS,
630090, Russia, Novosibirsk, Lavrentyev Ave. 1*

Annotation. The paper describes the algorithm of multi-frame pyramidal correlation, shows the results of its application to study the spectral characteristics of velocity in the wake of a steel cylinder. The measurements were carried out for a cylinder manufactured in three configurations: an uncoated steel cylinder, a steel cylinder with a superhydrophobic coating of the 180° sector, and a steel cylinder with a superhydrophobic coating of two 90° sectors located opposite. To implement the PIV method, polyamide indicator particles with a diameter of 50 microns and a concentration of about 13 mg/kg were used. The fields of local dispersion of the fluctuation of the transverse velocity component for cylinders with different configurations of superhydrophobic coating are obtained. The efficiency of using the multi-frame pyramidal correlation algorithm for processing PIV data is demonstrated.

Keywords: PIV method, cross-correlation algorithm.

ВВЕДЕНИЕ

Цилиндрические поперечно обтекаемые поверхности широко применяются в различных теплообменных, энергетических и теплотехнических устройствах. Топливные элементы атомных электростанций, входные кромки лопаток турбин, кромки крыльев и лопастей самолетов часто представляют собой цилиндр или часть цилиндра. Однако, несмотря на простоту геометрии, обтекание таких цилиндрических объектов является сложным явлением.

В литературе выделяют следующие режимы течения: подкритический (ламинарный пограничный слой вдоль обтекаемой поверхности), критический (переход к турбулентности в пограничном слое) и сверхкритический [1]. Режим критического течения реализуется в диапазоне чисел Рейнольдса примерно от 150 000 до 400 000 и характеризуется значительным снижением лобового сопротивления обтекаемого объекта. При реализации режима критического

потока характеристики потока зависят от уровня турбулентности, шероховатости поверхности, материала поверхности и общей геометрии экспериментальной модели, т.е. отношения поперечного сечения канала к фронтальной площади цилиндра и длины цилиндра к диаметру [2].

Цилиндр представляет собой плохо обтекаемый объект с подвижной точкой отрыва [3]. При обтекании цилиндра, в результате глобальной неустойчивости образуются вихри Кармана и продольные вихри. Кроме того, в сдвиговом слое в результате усиления конвективной неустойчивости образуются мелкомасштабные вихри Кельвина-Гельмгольца. Выброс вихря вызывает значительные вибрации, акустический шум и резонанс, усиленное перемешивание, существенно увеличивает лобовое сопротивление и вызывает колебания подъемной силы. Таким образом, управление отрывом потока от поверхности цилиндра играет важную роль в различных инженерных приложениях.

Микроструктурированные поверхности из гидрофобного материала могут быть использованы в качестве нового инструмента пассивного управления отрывом потока для изменения лобового сопротивления обтекаемого тела. В основном, это достигается благодаря тому, что такие поверхности при погружении в воду способны удерживать воздух в микроскопических полостях [4, 5, 6]. В случае супергидрофобных поверхностей (краевой угол смачивания капли жидкости на поверхности $\geq 150^\circ$) появляется эффект проскальзывания. Данный эффект имеет важное значение для технических приложений, использующих потоки жидкости с высоким числом Рейнольдса. Из-за низкого отношения динамической вязкости воздуха к жидкости на границе раздела газ-жидкость потоки «скользят» по поверхности, что приводит к снижению вязкости пограничного слоя и, соответственно, уменьшению лобового сопротивления по сравнению с гладкими стенками.

МЕТОДЫ ИЗМЕРЕНИЙ И ОБРАБОТКИ ДАННЫХ. МЕТОД PIV.

Метод PIV включает в себя ряд различных методик, используемых для решения разных экспериментальных задач. В данной работе исследования проводились с использованием стандартного метода PIV. Стандартный метод PIV основывается на регистрации смещения положения трассерных частиц, подсвеченных лазером. Луч лазера развернут в плоскость, тем самым образуя «лазерный нож», освещающий область измерения. Камера, расположенная ортогонально к плоскости лазерного ножа, регистрирует либо парные кадры с малой межкадровой задержкой (см. рис. 1), либо ведет высокоскоростную съемку, результатом которой – массив последовательных во времени изображений (TR-PIV). Уменьшение задержки между кадрами позволяет уменьшить смещение частиц, тем самым позволяя получить мгновенную скорость потока в границах расчетной ячейки.

Для освещения частиц могут быть использованы как непрерывные, так и импульсные лазеры. Однако, использование непрерывного лазера накладывает ограничение на максимальную длительность экспозиции

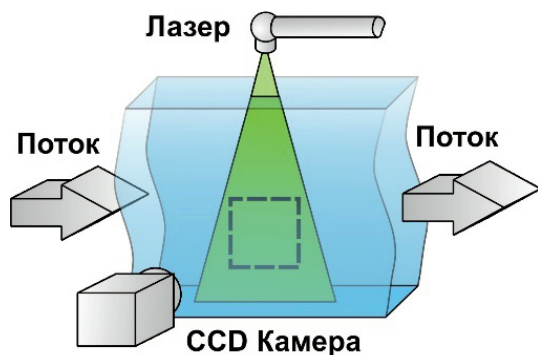


Рис. 1. Схема эксперимента стандартного метода PIV.

зиции камеры – смещение частиц за время экспозиции приведет к размытию снимка. В силу этого, наиболее часто используются экспериментальные схемы с использованием импульсного лазера, синхронизированного с камерой. В такой схеме, в экспозицию каждого кадра попадает ровно один импульс лазера, тем самым исключая зависимость яркости полученного снимка от экспозиции кадра.

Выбор трассерных частиц зависит от постановки эксперимента, но можно выделить несколько общих критериев. Размер частиц на снимке не должен превышать 2–3 пикселей. Плотность частиц, в идеальном случае, должна совпадать с плотностью исследуемой среды, в таком случае движение частиц совпадает с потоком и не оказывает на него влияния. В качестве трассеров для потоков воды наиболее часто используются полиамидные частицы.

КРОССКОРРЕЛЯЦИОННЫЙ АЛГОРИТМ

Расчет скорости частиц по полученным изображениям осуществляется с помощью алгоритма кросс-корреляции. При использовании данного алгоритма проводится разбиение изображения засеянного потока на сетку элементарных ячеек (см. рис. 2). Для каждой ячейки рассчитывается среднее смещение трассеров. Расчет кросскорреляционной функции ведется между парами изображений и максимум функции соответствует перемещению частиц. Использование данного метода накладывает ряд условий на обрабатываемые изображения. Во-первых, плотность засева должна быть достаточно высокой и равномерной, на каждую элементарную ячейку должно приходиться примерно 8 частиц. Во-вторых, смещение частиц не должно в максимуме превышать половину размера элементарной ячейки, так как это увеличивает шанс смещения отдельно взятой частицы в соседнюю ячейку (так называемый эффект «потери пары»). Оптимальным принято выбирать размер ячейки в четыре раза больше, чем максимальное смещение частиц во всей измерительной плоскости.

МНОГОКАДРОВАЯ ПИРАМИДАЛЬНАЯ КОРРЕЛЯЦИЯ

Метод определения скорости потока по многокадровой последовательности изображений основан на многокадровой пирамидальной корреляции (см. рис. 3). Пирамидальная корреляция направлена на повышение точности и надежности измерений PIV с временным разрешением, компенсируя как случайные ошибки, так и ошибки смещения [8]. Метод при-

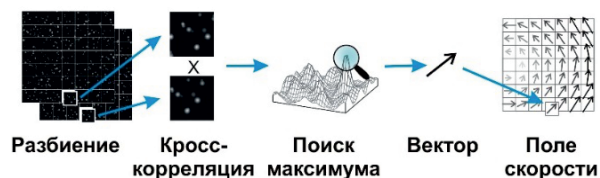


Рис. 2. Схема кросскорреляционного алгоритма [7].

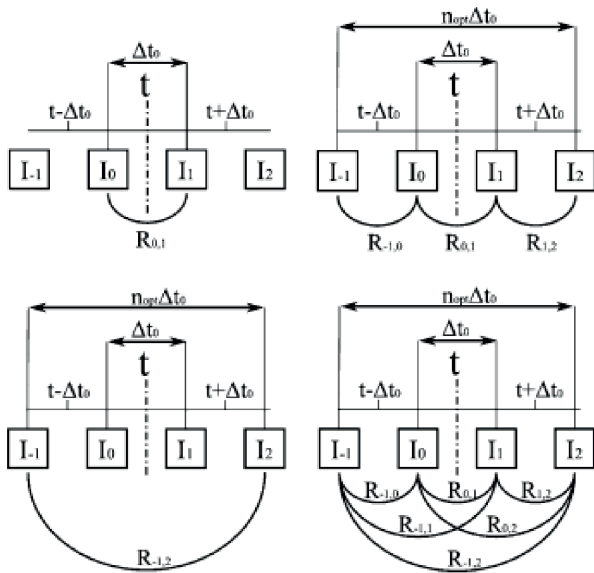


Рис. 3. Схемы использования соседних кадров при расчете поля скорости двух-кадровым кросскорреляционным методом (включая усреднение по времени) и многокадровым кросскорреляционным методом [8].

нимает в качестве входных данных короткую серию разрешенных по времени изображений для расчета кросскорреляционной функции в каждый момент времени. Суть метода в следующем: корреляционные функции, вычисленные на разных интервалах времени между кадрами, усредняются для построения усредненной по ансамблю карты с более высоким отношением сигнал/шум, что дает более надежную оценку смещения изображения частиц.

Пусть N – длина последовательности изображений, используемой в алгоритме, $n_{opt} = N - 1$ – число всевозможных корреляционных функций между соседними кадрами, другими словами, основание пирамиды (см. рис. 4). Полагая без потери общности n_{opt} нечетным числом, найдем последовательность кросскорреляционных функций, упорядоченных по временным интервалам:

$$\bar{R}_n(vx) = \frac{1}{n_{opt} - n + 1} \sum_{i=(n_{opt}-1)/2}^{(n_{opt}+1)/2} R_{i,i+n}(vx),$$

$$n = 1, 2, \dots, n_{opt},$$

где $\Delta x = (\Delta x, \Delta y) \in D$ – координаты корреляционной функции в дискретной области смещений D некоторой элементарной ячейки, $R_{i,i+n}$ – корреляционная функция между i -ым и $(i+n)$ -м кадрами. С ростом временного интервала между кадрами (увеличивая параметр n), можно получить более точный вектор смещения отдельной частицы.

Полученные кросскорреляционные функции \bar{R}_n нельзя просто просуммировать, т.к. они соответствуют различным временным смещениям. Поэтому усред-

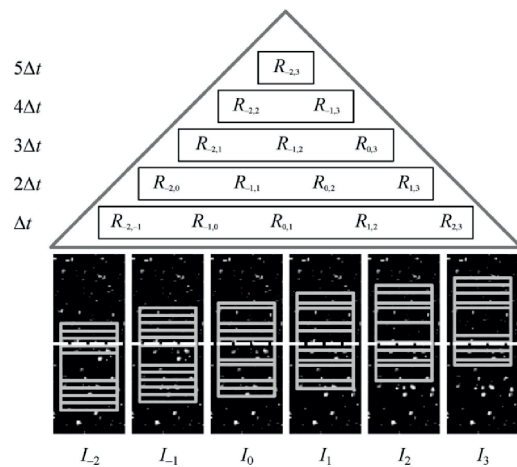


Рис. 4. Схема корреляционных карт, вычисляемых в методе пирамидальной корреляции.

пользуется преобразование гомотетии, которое служит для масштабирования всех функций по времени:

$$\bar{R}_n^{vt_{opt}}(vx) = \bar{R}_n(nvx / n_{opt}),$$

где vt_{opt} – временной интервал между крайними кадрами последовательности (т.е. наибольший). Далее выполняется суммирование преобразованных таким образом функций:

$$\bar{R}_{ens}^{vt_{opt}}(vx) = \frac{1}{n_h} \sum_{n=1}^{n_h} \bar{R}_n^{vt_{opt}}(vx),$$

где $n_h \leq n_{opt}$ – высота пирамиды, которая выбирается из соображения зашумленности усредненных кросскорреляционных функций \bar{R}_n с большим интервалом между кадрами. Дальнейший поиск пика и расчет скорости в элементарной ячейке на основе корреляционной функции $\bar{R}_{ens}^{vt_{opt}}(vx)$ выполняется аналогично кросскорреляционному алгоритму для двух последовательных изображений.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Эксперимент проводился на гидродинамическом стенде закрытого типа (см. рис. 5). Экспериментальная установка включала в себя сотовую структуру,

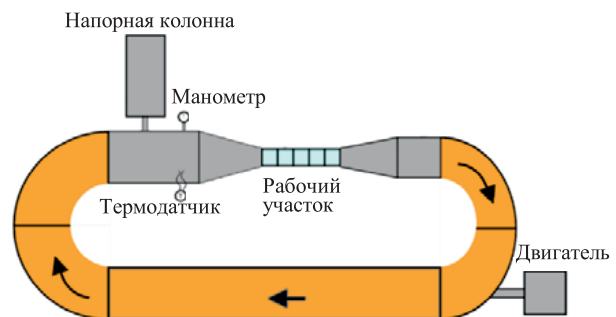


Рис. 5. Схема гидродинамического стенда.

теплообменник, конфузор со степенью поджатия потока 13,3, горизонтальную прозрачную рабочую секцию из оргстекла и диффузор.

Рабочий участок установки представлял собой прозрачную трубу прямоугольного сечения $150 \times 80 \text{ мм}^2$ и длиной 1000 мм. В центральной части рабочей зоны предусмотрено крепление для установки цилиндра. Цилиндр, диаметром $d = 26 \text{ мм}$, обтекался потоком отфильтрованной водопроводной воды с постоянным расходом. Статическое давление в канале составляло 150 кПа. Для реализации PIV-метода использовались полиамидные частицы – индикаторы диаметром 50 мкм и концентрацией около 13 мг/кг. Пограничный слой на стенках канала составляет около 10 мм, а уровень турбулентных пульсаций в свободном потоке составляет около 1 %.

Для изучения характеристик пульсаций скорости вокруг круглого цилиндра использовалась PIV-система, состоящая из синхронизатора BNC 575, импульсного Nd:YAG лазера Photonics DM, высокоскоростной камеры Photron Nova S12. Съемка осуществлялась с частотой 10 кГц, разрешение 1024×1024 пикселя с пространственным разрешением 0.1665 мм/пиксель. PIV изображения были обработаны в программе ActualFlow.

РЕЗУЛЬТАТЫ

Измерения проводились для цилиндра, изготовленного в трёх конфигурациях: стальной цилиндр без покрытия, стальной цилиндр с супергидрофобным покрытием сектора 180° , стальной цилиндр с супергидрофобным покрытием двух секторов 90° , расположенными напротив. Поля пульсаций поперечной скорости для данного эксперимента, рассчитанные с использованием кросскорреляционного алгоритма были опубликованы ранее [9]. С целью уменьшения ошибок, возникающих при обработке стандартным кросскорреляционным алгоритмом, была проведена обработка тех же PIV изображений с использованием многокадровой пирамидальной корреляции.

Результаты, полученные с использованием многокадровой пирамидальной корреляции, показывают меньшую локальную дисперсию флуктуаций поперечной скорости для всех исследованных случаев. Это свидетельствует о большей согласованности между векторами скорости, рассчитанными для соседних кадров. Для изображений без дефектов (равномерное распределение яркости трассерных частиц и их количество) использование многокадровой корреляции позволяет получить менее шумные данные, но в целом, структура полей скорости остается той же (см. рис. 6). Глобальное преимущество использо-

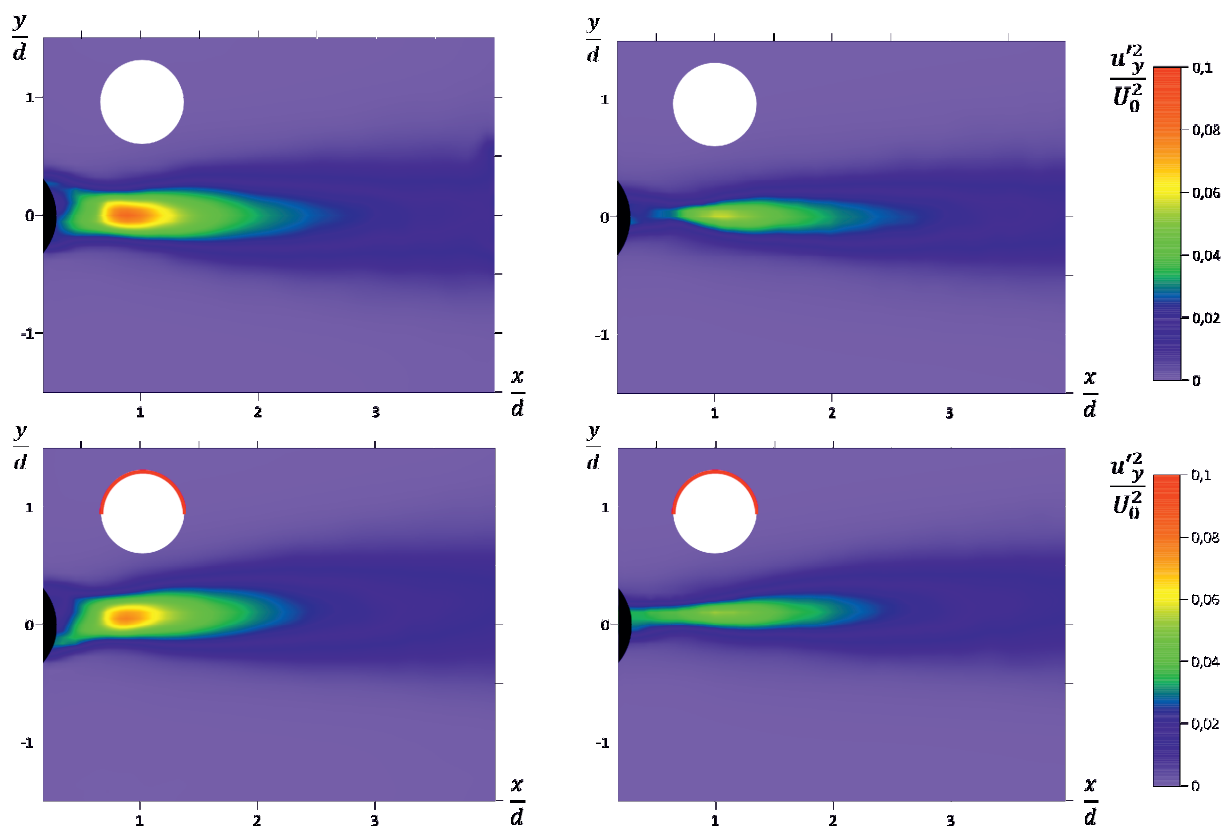


Рис. 6. Локальная дисперсия флуктуаций поперечной скорости для стального цилиндра без покрытия (сверху), для стального цилиндра с нанесенным сверху супергидрофобным покрытием (снизу). Слева – обработка стандартным кросскорреляционным алгоритмом, справа – многокадровым пирамидальным корреляционным алгоритмом.

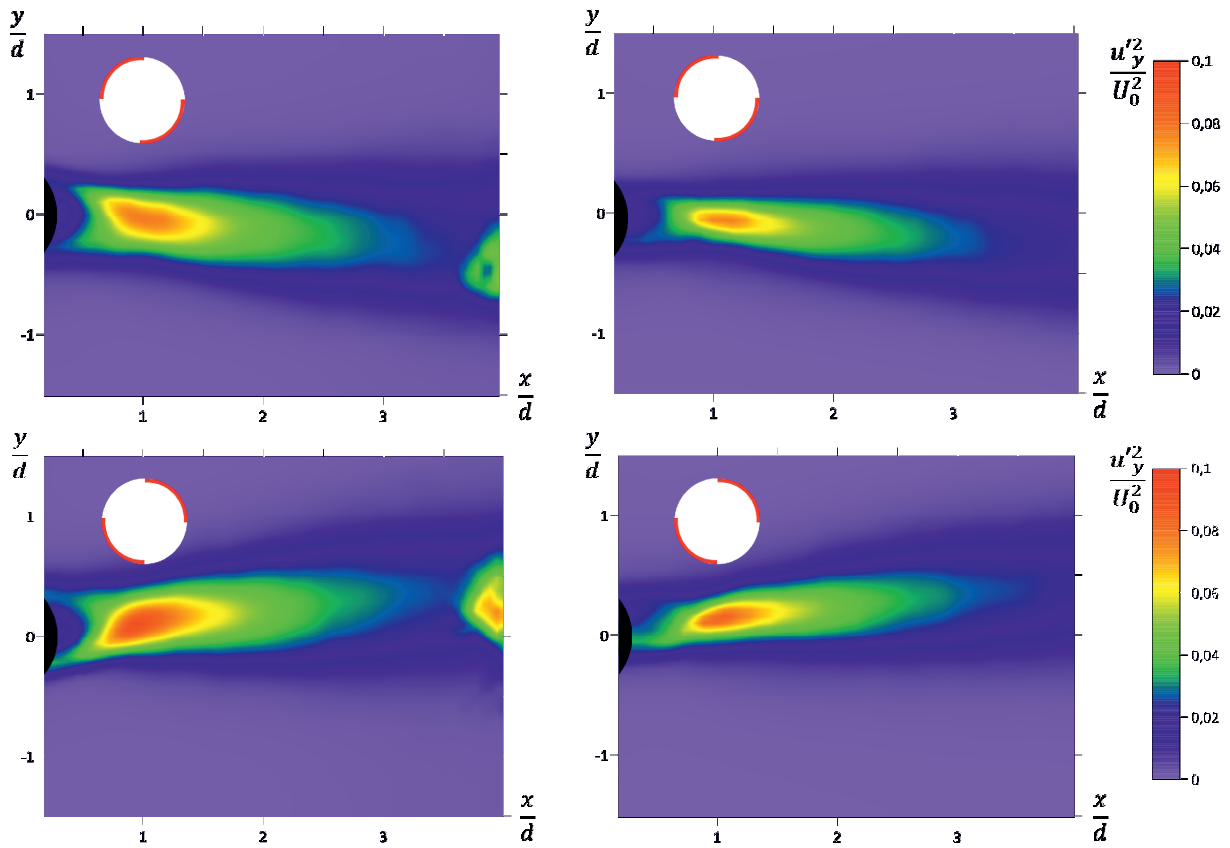


Рис. 7. Локальная дисперсия флуктуаций поперечной скорости для стального цилиндра с супергидрофобным секторальным покрытием (выделено красным). Слева – обработка стандартным кросскорреляционным алгоритмом, справа – многокадровым пирамидальным корреляционным алгоритмом.

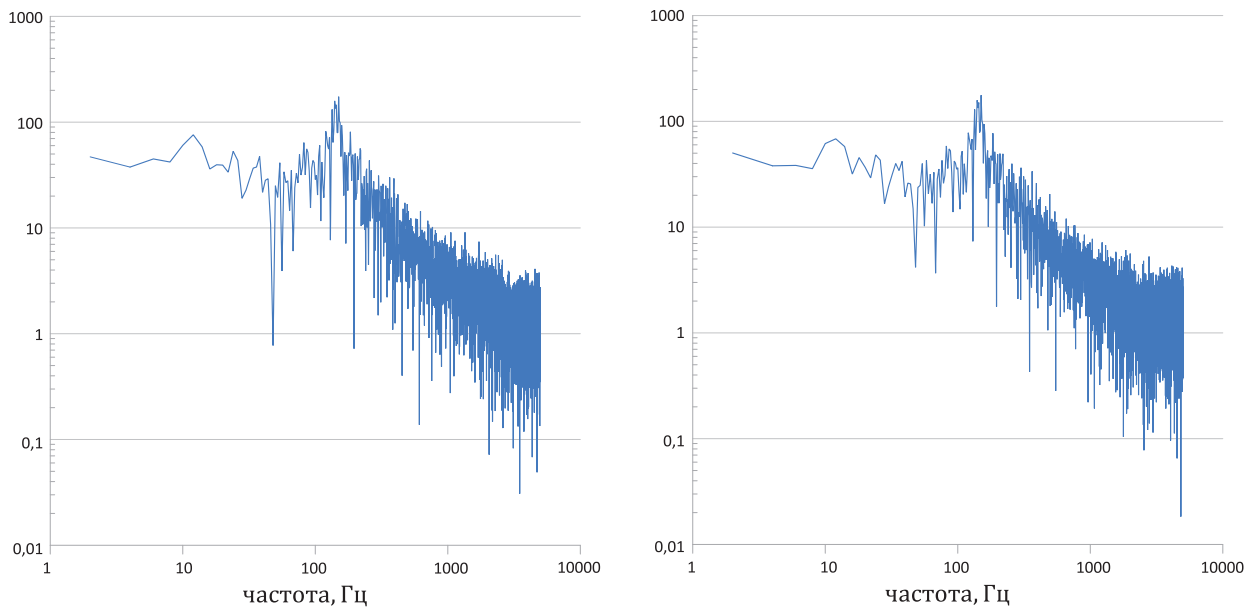


Рис. 8. Фурье-спектр поперечной скорости в следе за цилиндром на расстоянии $2d$ от кромки цилиндра. Слева – на основе полей скорости, полученных стандартным кросскорреляционным алгоритмом, справа – на основе полей скорости, полученных многокадровым пирамидальным корреляционным алгоритмом.

вания алгоритма многокадровой пирамидальной корреляции наглядно демонстрируется для двух последних режимов (см. рис. 7). На крайнем правом участке, в котором наблюдалась меньшая интенсивность излучения трассерных частиц, при расчете стандартным кросскорреляционным алгоритмом возникают ошибочные пульсации поперечной скорости. Обработка тех же изображений с использованием многокадровой корреляции позволила избавиться от возникновения ошибочных пульсаций поперечной скорости.

Основываясь на положительном результате применения многокадровой корреляции для получения полей скорости, было выдвинуто предположение о том, что спектральные характеристики скоростей в следе за цилиндром, для скоростей, полученных с использованием двух представленных алгоритмов, также могут отличаться. Был проведен Фурье анализ поперечной скорости в следе за стальным цилиндром без покрытия, на расстоянии $2d$ от кромки цилиндра (см. рис. 8). Полученные графики показывают отсутствие существенных различий в спектре как для области низких частот, так и для области высоких частот.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В представленной работе приведено описание алгоритма многокадровой пирамидальной корреляции, показаны результаты его применения для исследования спектральных характеристик скорости в следе за стальным цилиндром. Получены поля локальной дисперсии флуктуации поперечной компоненты скорости для цилиндров с различными конфигурациями

нанесения супергидрофобного покрытия. Продемонстрирована эффективность использования алгоритма многокадровой пирамидальной корреляции для обработки PIV данных.

Исследование выполнено в рамках государственного задания в ИТ СО РАН.

Список литературы

1. Roshko A 1961 J. Fluid Mech. 10 (3) 345
2. Farell C and Blessman J 1983 J. Fluid Mech. 136 375
3. Choi H, Jeon W P and Kim J 2008 Ann. Rev. Fluid Mech. 40 113
4. Rothstein J.P. Slip on superhydrophobic surfaces //Annual review of fluid mechanics. – 2010. – Т. 42. – С. 89–109.
5. Kim N., Kim H., Park H. An experimental study on the effects of rough hydrophobic surfaces on the flow around a circular cylinder //Physics of Fluids. – 2015. – Т. 27. – № 8. – С. 085113.
6. Darband G.B. et al. Science and engineering of superhydrophobic surfaces: review of corrosion resistance, chemical and mechanical stability //Arabian Journal of Chemistry. – 2020. – Т. 13. – № 1. – С. 1763–1802.
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. Sciacchitano A., Scarano F., Wieneke B. Multi-frame pyramid correlation for time-resolved PIV //Experiments in fluids. – 2012. – Т. 53. – С. 1087–1105.
9. Lebedev A. et al. Control of the turbulent wake flow behind a circular cylinder by asymmetric sectoral hydrophobic coatings // Physics of Fluids. – 2021. – Т. 33. – № 12.

СКОРОСТНЫЕ ТЕПЛОВЫЕ ПРОЦЕССЫ ПРИ КАТАЛИТИЧЕСКОМ ОКИСЛЕНИИ H₂

Леманов В.В., Лукашов В.В., Шаров К.А.

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

Аннотация. В работе исследовался теплообмен при натекании на каталитически активную поверхность импактной струи водорода, разбавленного инертным газом. Катализатор, используемый для формирования покрытия на металлическом диске, имел состав 2%Pd/10%CeO_{0,4}ZrO_{0,4}LaO_{0,2}. Обнаружено, что искусственное возмущение газового потока, способно приводить к высокоскоростным изменениям пульсаций температуры на поверхности катализатора. Температура каталитической поверхности “отслеживает” колебания скорости потока, что свидетельствует о крайне высокой динамике скорости гетерогенного. Полученные данные свидетельствуют об отсутствии гистерезиса при охлаждении и нагреве.

Ключевые слова: гетерогенный катализ, окисление водорода, высокоскоростные тепловые процессы

HIGH-SPEED THERMAL PROCESSES IN THE CATALYTIC OXIDATION OF H₂

Lemanov V.V., Lukashov V.V., Sharov K.A.

*Kutateladze Institute of Thermophysics SB RAS,
630090, Russia, Novosibirsk, Lavrentyev Ave. 1*

Annotation. In this work, heat transfer was investigated when an impact jet of hydrogen diluted with an inert gas flows onto a catalytically active surface. The catalyst used to form a coating on a metal disk had a composition of 2%Pd/10%CeO_{0,4}ZrO_{0,4}LaO_{0,2}. It was found that an artificial disturbance of the gas flow can lead to high-speed changes in temperature pulsations on the surface of the catalyst. The temperature of the catalytic surface “tracks” fluctuations in the flow velocity, which indicates an extremely high dynamics of the heterogeneous velocity. The data obtained indicate the absence of hysteresis during cooling and heating.

Keywords: heterogeneous catalysis, hydrogen oxidation, high-speed thermal processes

ВВЕДЕНИЕ

Каталитические активные поверхности находят широкое применение в современных технологических процессах и в энергетике. Известно, что в присутствии катализатора температура воспламенения топлива снижается. Это дает возможность для стабилизации горения бедных смесей в каналах с каталитической поддержкой на стенке [1]. Каталитические материалы, нанесённые на твердую поверхность, обладают способностью оказывать влияние на устойчивость горения и внутри объёма газовой фазы. В работе [2] показано, что при воспламенении гомогенных газовых смесей углеводородов с окислителем наличие металлической платины в бомбе постоянного объёма стабилизирует горение, подавляя пульсации давления. При использовании Pd таких эффектов не наблюдалось. Оценки влияния динамики течения на особенности кинетики каталитического окисления водорода выходят на первый план при анализе систем пассивной защиты атомных станций [3]. Известно, что содержащиеся в воздухе СО, СО₂ могут накапливаться в каталитической поверхности, существенно изменяя характеристики химического процесса. При экспериментальном изучении кинетики реакции окисления СО наблюдаются различные нелинейные явления, такие как гистерезис, автоколеба-

ния и даже хаотическая динамика скорости реакции [4] каталитического окисления на каталитической поверхности. В случае превращений на гетерогенных катализаторах возникает специфический, трудно учитываемый фактор – образование и последующие превращения поверхностно-адсорбированного соединения [5]. Главная трудность в интерпретации механизма гетерогенно-каталитической реакции заключается в том, что сама поверхность активно участвует в реакции и является, по существу, одним из реагентов. Для получения корректных данных важно использовать высокоскоростные методы, с помощью которых можно оценить скорости переходных процессов [6] не меняя свойства катализатора. Как известно из литературы, существует различные режимы протекания гетерогенного катализа. Так в работе [7] при численном моделировании струйного натекания гомогенной смеси воздуха с водородом на каталитическую преграду выделены четыре режима: (1) только поверхностная реакция; (2) поверхностная реакция, ингибирующая гомогенную реакцию в газовой фазе; (3) гомогенная реакция, ингибирующая поверхностную реакцию; и (4) только гомогенная реакция. Эти режимы существенно зависят от температуры пластины, от скорости деформации потока в пристенном пограничном слое, от состава и температуры потока реа-

гента. При относительно низких температурах поверхности и низких концентрациях водорода во внешнем потоке преобладают гетерогенные реакции, тогда как при более высоких температурах и более высоких концентрациях преобладают гомогенные реакции.

Каталитически активная поверхность перед переходом к газофазному воспламенению нагревается неравномерно: всегда появляются начальные очаги воспламенения [7]. При последовательном зажигании четко наблюдаемый центр зажигания меняет свое местоположение на поверхности с каждым последующим зажиганием.

Импактные струи можно отнести к одной из наиболее распространенных геометрий химических реакторов. При такой организации потоков струя топливной смеси вытекает из сопла, отверстия или трубки и взаимодействует с плоской или пространственной преградой [8]. В литературе имеется ограниченное число работ, посвященных экспериментальному изучению взаимодействия реагирующей импактной струи с каталитической поверхностью.

В работе [9] реактор с импактной струей использовался для оценки кинетики реакций H_2/O_2 на катализаторах Rh/Al_2O_3 . Эксперименты по окислению H_2 проводились при различных соотношениях топливо/кислород и температурах. Используя экспериментальные данные, полученные для относительно высоких температур, представлен новый кинетический набор данных для 12-стадийных механизмов реакции окисления H_2 . Анализ чувствительности показал, что этапы адсорбции и десорбции водорода являются ключевыми этапами, а механизм очень чувствителен к газофазному H_2O , адсорбированному H_2O и частицам OH .

В настоящее время широко используется метод управления процессами горения струи газообразного топлива с использованием когерентных структур [10, 11]. В рамках данной работы предлагается дальнейшее развитие этого подхода при взаимодействии реагирующих импактных струй с каталитическими поверхностями. Отличительной чертой нашего подхода является использование крупномасштабных турбулентных структур, образующихся в струйном источнике. Такие структуры типа *ruff* генерируются при ламинарно-турбулентном переходе внутри длинных трубок в диапазоне чисел Рейнольдса 2000–3000. Как показали наши исследования эти вихревые структуры, истекая из трубки, распространяются вниз по потоку, образуя суперструктуры $L/d \sim 20\text{--}30$ которые значительно влияют на струйное течение [12]. В частности, было показано, что таким способом можно переводить присоединенное диффузионное пламя в отсоединенное и обратно, менять ламинарный режим течения в пламени на турбулентный, и даже осуществлять погасание пламени.

В настоящей работе проведено экспериментальное исследование взаимодействия импактной струи разбавленного инертным газом водорода с твердой

плоской поверхностью катализатора в диапазоне чисел Рейнольдса 2000–4000. Основное внимание уделено измерению тепловых характеристик на каталитической поверхности в режиме ламинарно-турбулентного перехода в струйном источнике.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Схема экспериментальной установки показана на рисунке 1. В рассмотренных условиях струя топлива истекала из трубки с внутренним диаметром $d = 3$ мм длиной $L = 1$ м ($L/d = 333$) в неподвижный воздух и натекала под углом 90° на нагретую пластину диаметром 100 мм и толщиной 3 мм с температурой стенки $T_w = \text{const} = 40\text{...}300$ С. Материал пластины – нержавеющая сталь. Расстояние от трубки до преграды устанавливалось в диапазоне $h = 9\text{...}60$ мм ($h/d = 3\text{...}20$). Число Рейнольдса ($Re = Ud/v$) определялось по среднерасходной скорости U , диаметру трубки d и кинематической вязкости топливной смеси v при комнатной температуре. Вязкость смеси определялась по справочным данным. В качестве топлива использована смесь водорода с аргоном. Струя, распространяющаяся в окружающее пространство, в наших опытах истекала из длинной трубки при трёх режимах, характеризующихся соответствующими диапазонами чисел Рейнольдса. При $Re < 3100$ в начальном сечении струи наблюдался ламинарный режим течения с параболическим профилем скорости и низким уровнем турбулентных пульсаций ($Tu < 1\%$). В диапазоне $Re = 3100\text{--}3700$ происходила перестройка профиля скорости от параболического к степенному. При $Re > 3700$ в начальном сечении струи возникал турбулентный режим течения. Эти данные говорят о том, что области чисел Рейнольдса $Re = 3100\text{--}3700$ происходит ламинарно-турбулентный переход в трубе. В этом интервале существенно увеличивается уровень пульсации скорости на выходе из трубы и степень турбулентности достигает максимальных значений $Tu = 13\%$ при $Re = 3320$. При этом в слое смешения струи развивается неустойчивость Кельвина-Гельмгольца.

Катализатор, используемый для формирования покрытия на металлическом диске, представляет собой гамма-оксид алюминия, модифицированный редкоземельными металлами и содержащий активный каталитический компонент палладий, имеет состав $2\%Pd/10\%CeO_{0,4}ZrO_{0,4}LaO_{0,2}/Al_2O_3$. Катализатор был получен с использованием метода Печини (метод сложнэфирных полимерных прекурсоров с применением промежуточного продукта поликонденсации этиленгликоля и лимонной кислоты и азотнокислых солей металлов-модификаторов). Системы на основе диоксидов церия и циркония, промотированные катионами лантана, обладают высокой подвижностью поверхностного и решеточного кислорода, что позволяет использовать их в процессах окисления различного класса веществ, в том числе водорода. Нанесение промежуточного слоя Al_2O_3 и катализатора на металлический диск осуществлялось последовательно

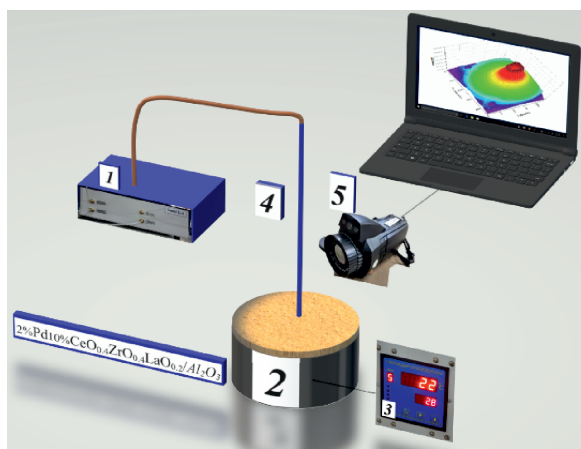


Рис. 1. Схема экспериментальной установки. 1 – генератор поверочных газовых смесей УППС-2; 2 – нагреваемая пластина с каталитической поверхностью; 3 – управление электрическим нагревателем; 4 – трубка; 5 – тепловизор.

аэрозольным способом, описанным в RU 2549619. Представленная геометрия течения позволяет, в частности, моделировать протекание поверхностной гетерогенной реакции на поверхности подложки в условиях конвективного обтекания реагентами.

Перед подачей топливной смеси катализатор нагревали до температуры, при которой регистрировался эффект экзотермической реакции. С помощью тепловизора FLIR x650sc измерялись распределения температуры на нагреваемой поверхности. Тепловизор оснащён интерфейсами Gigabit Ethernet и Camera Link. Результаты регистрации тепловизионных полей записывались на жёсткий диск персонального компьютера с последующей компьютерной обработкой первичных данных. Тепловизор FLIR x6530sc оснащён матрицей на основе кристаллов кадмий-ртутного теллурида (КРТ). Сенсор позволяет регистрировать инфракрасное излучение с длиной волны от 1,5 до 5,1 мкм. В данной работе частота съёмки составляла 100 Hz, разрешение кадра было – 320 × 512 пикселей. Также в работе использовалась тепловизионная камера Testo 890-2 с неохлаждаемой микроболлометрической матрицей 640 × 480 (спектральный диапазон 8–14 мкм, диапазон измеряемых температур от –20 до 1200 °С, чувствительность 0,08 °С). Погрешность измерения температуры составляла ±2 %. Частота кадров составляла 9 Гц.

РЕЗУЛЬТАТЫ

На рисунке 2 показаны примеры термограмм, полученных при натекании водородного топлива на каталитическую поверхность. Рисунок 2а относится к ламинарному течению в источнике струи уровень флуктуаций температуры низкий и не превышает 2 %. Красной областью выделена зона тепловыделения в результате гетерогенной реакции. Более холодная пятно наблюдается в области точки торможения. В режиме ламинарно- турбулентного перехода в струйном течении источнике температурное поле на

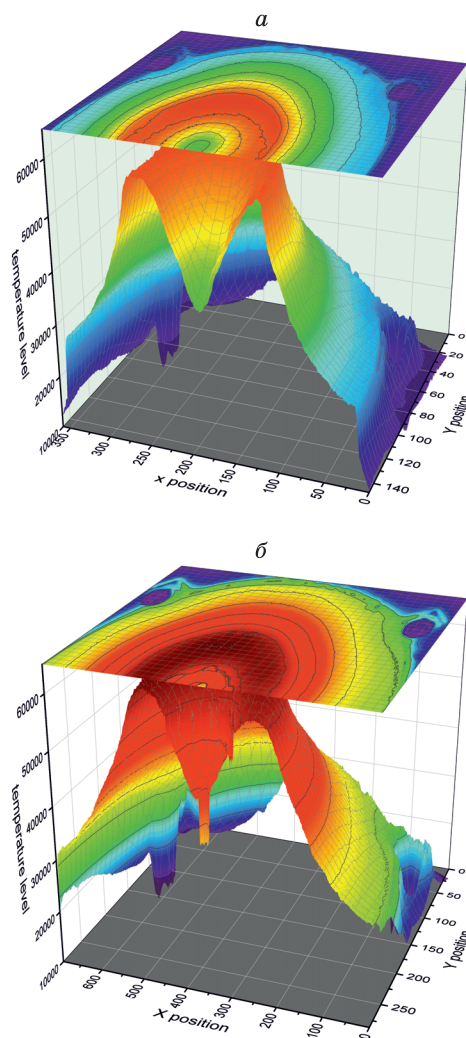


Рис. 2. Пульсации температуры на поверхности Pd катализатора при окислении водорода.

поверхности становится значительно более неоднородным (рисунок 2б). Уровень пульсаций температуры становится существенно выше. Высокоинтенсивные колебания температуры на поверхности катализатора возникают, когда на катализатор натекает струя, содержащая крупномасштабные вихревые рифф-структуры – турбулентные порывы ($l/d = 20–30$).

При $Re = 2245$ (рис. 2б) крупномасштабные вихревые структуры, натекающие на преграду, возмущают всё течение над пластиной. Это приводит к тому, что уровень пульсаций на периферии (до 9–11 %, при $r/d = +/-15$) становится больше, чем на оси струи.

Это режим с максимальным интегральным эффектом увеличения пульсаций температуры по всей площади катализатора. При дальнейшем увеличении расхода топливной смеси через трубку частота появления рифф-структур возрастает, и характер распределения теплового параметра изменяется и формируется глобальный экстремум в точке торможения. Наши измерения выявили пульсации температуры на поверхности катализатора в области точки торможения.

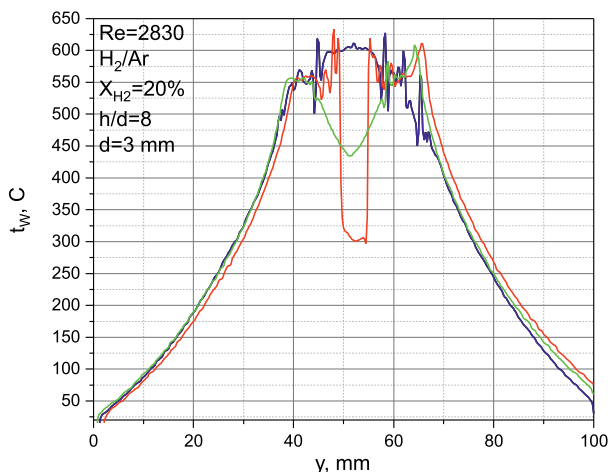


Рис. 3. Пульсации температуры на поверхности Pd катализатора при окислении водорода

Амплитуда пульсаций температуры убывает по мере удаления от неё. Характерные частоты пульсаций безразмерной температуры в наших опытах составляют единицы герц. При этом скорость изменения температуры может быть большой (рисунок 3). На рисунке 4 приводится распределение мгновенной температуры на поверхности катализатора от времени при введении возмущений средней скорости в поток топлива в струйном источнике. Как показали наши измерения с помощью высокоскоростного тепловизора FLIR x650sc (максимальная частота 1.5 кГц), если в струйный поток искусственно ввести высокочастотное возмущение скорости, то на каталитической поверхности регистрируется изменение температуры с такой же частотой и динамикой. Как видно из рисунка, температура каталитической поверхности «отслеживает» колебания скорости приблизительно до одного килогерца, что свидетельствует о крайне высокой динамике скорости реакции на поверхности катализатора. Таким образом установлено, что каталитически покрытие толщиной 60 мкм, нанесённое на стальную пластину толщиной 3 мм имеет низкую «термохимическую» инерцию. То есть характерное время химической кинетики намного меньше, чем скорости конвективных процессов в импульсной струе вблизи стенки катализатора.

Возможно, такие пульсации температуры связаны с тем, что в диффузионном режиме реагирования, когда интенсивность протекания реакции определяется скоростью подвода реагентов к поверхности, возможна термокинетическая неустойчивость. А именно существование двух стационарных состояний, соответствующих соответственно кинетическому и диффузионному режиму. Для выяснения природы множественности стационарных состояний необходимо оценивать воздействие процессов переноса на скорость реакции и рассчитывать коэффициенты массопереноса

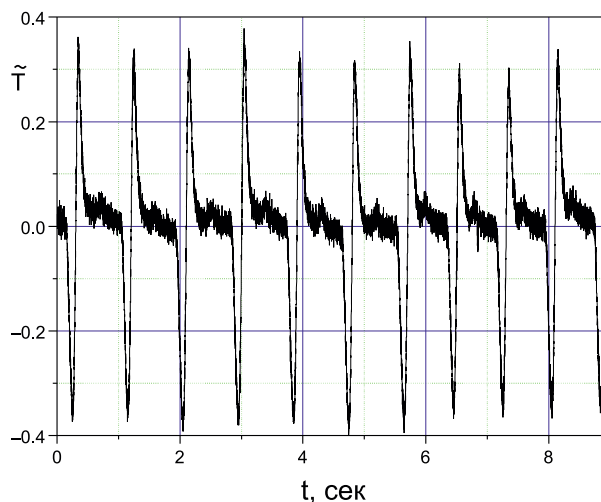


Рис. 4. Пульсации температуры на поверхности Pd катализатора при высокоскоростном возмущении скорости течения в трубке.

Следует отметить, что возбуждение, интенсификация или, наоборот, снижение интенсивности тепло-массопереноса на поверхности зависит от отношения h между расстоянием от препятствия и длиной начального сечения струи и существенно зависит от состава топливной смеси.

В данном эксперименте важно знать соотношение между гидродинамическими и химическими процессами на поверхности катализатора. К сожалению, из-за сложного состава катализатора, теоретически предсказать константы химических реакций затруднительно, а в литературе публикации с катализаторами такого состава отсутствуют.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

По-видимому, впервые были обнаружены высокоскоростные изменения амплитуды пульсаций температуры на поверхности катализатора. Как было показано в работе [5] при окислении CO в присутствии Pd изменение концентрации продукта (CO_2) так же может происходить с большой скоростью. Однако тепловой след считается как правило более инерционным. Важным отличием данного исследования является отсутствие в наших условиях гистерезиса при охлаждении и нагреве. Разработанный нами экспериментальный метод даёт возможность измерять скорости реакций в условиях контролируемого диффузией гетерогенного каталитического окисления водорода.

Работа выполнена в рамках государственного задания ИТ СО РАН.

Список литературы

1. Kim J., Yu J., Lee S., Tahmasebi A., Jeon C.-H., Lucas J. Advances in Catalytic Hydrogen Combustion Research: Catalysts, Mechanism, Kinetics, and Reactor Designs // Int. J. Hydrog. Energy. 2021. V. 46. P. 40073–40104.

2. Troshin K.Y., Rubtsov N.M., Tsvetkov G.I., Chernysh V.I. The Influence of Noble Metals on Thermoacoustic Vibrations and Boundaries of the Region of a Negative Temperature Coefficient During Combustion of n-Pentane-Air Mixtures // *Russian Journal of Physical Chemistry B*. 2022. T. 16. C. 39–46.
3. Rubtsov N.M., Seplyarskii B.S., Alymov M.I. Initiation and Flame Propagation in Combustion of Gases and Pyrophoric Metal Nanostructures; Springer International Publishing: Berlin/Heidelberg, Germany. 2021.
4. Lashina E.A., Slavinskaya E.M., Chumakova N.A., Stadnichenko A.I., Salanov A.N., Chumakov G.A., Boronin A.I. Inverse temperature hysteresis and self-sustained oscillations in CO oxidation over Pd at elevated pressures of reaction mixture: Experiment and mathematical modeling // *Chem. Eng. Sc.* 2020. V. 212. P. 115312.
5. Ковалев В.Л., Колесников А.Ф., Крупнов А.А., Якушин М.И. Моделирование тепломассопереноса к каталитическим поверхностям при обтекании тел // ММФ 96. Тепломассообмен в химически реагирующих системах. 1996. Т. 3. С. 1.
6. Borodin D., Golibrzuch K., Schwarzer M., Fingerhut J., Skoulatakis G., Schwarzer D., Seelemann T., Kitsopoulos T., and Wodtke A.M. Measuring Transient Reaction Rates from Nonstationary Catalysts // *ACS Catal.* 2020. V. 10. P. 14056–14066.
7. Ikeda H., Sato J., Williams F.A. Surface Kinetics for Catalytic Combustion of Hydrogen-Air Mixtures on Platinum at Atmospheric Pressure in Stagnation Flows// *Surf Sci.* 1995. V. 326. P. 11–26.
8. Rubtsov N.M., Chernysh V.I., Tsvetkov G.I., Troshin K.Y., & Shamshin I. Surface modes of catalytic ignition of flammable gases over noble metals// *Mendeleev Communic.* 2022. V. 32(4). P. 564–566.
8. Lemanov V., Lukashov V., Sharov K. Hydrogen vortex flow impact on the catalytic wall// *Energies*. 2023. V. 16(1). P. 104.
9. Karakaya C., Deutschmann O. Kinetics of Hydrogen Oxidation on Rh/Al₂O₃ Catalysts Studied in a Stagnation-Flow Reactor // *Chem Eng Sci.* 2013. V. 89. P. 171–184.
10. Renard P.-H., Thévenin D., Rolon J.C., Candel S. Dynamics of Flame/Vortex Interactions// *Prog Energy Combust Sci.* 2000. V. 26. P. 225–282.
11. Ginevsky A.S., Vlasov Y.V., Karavosov R.K. Acoustic Control of Turbulent Jets// *Int. J. of Aeroacoustics*. 2004. V. 4(3). P. 385–386.
12. Lemanov V., Lukashov V., Sharov K. Turbulent Superstructures in Inert Jets and Diffusion Jet Flames // *Fluids*. 2021. V. 6. P. 459.

ТРЕХМОДОВОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ТУРБУЛЕНТНЫХ ПУЛЬСАЦИЙ СКОРОСТИ В ЭКСПЕРИМЕНТЕ РЕЙНОЛЬДСА

Леманов В.В., Шаров К.А., Лукашов В.В.

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

Аннотация. Приведены результаты исследования статистических характеристик потока в длинном цилиндрическом канале на режиме ламинарно-турбулентного перехода (эксперимент Рейнольдса). Измерения проводились с помощью термоанемометра и скоростного PIV с использованием воздуха и CO₂ в качестве рабочих газов. Получено трёхмодовое распределение пульсаций скорости по сечению канала в режиме перемежаемости. Результат находится в соответствии с ранее известными теоретическими результатами.

Ключевые слова: ламинарно-турбулентный переход, перемежаемость, скоростной PIV, термоанемометрические измерения

THREE-MODE DISTRIBUTION OF TURBULENT VELOCITY PULSATIONS IN THE REYNOLDS EXPERIMENT

Lemanov V.V., Sharov K.A., Lukashov V.V.

*Kutateladze Institute of Thermophysics SB RAS,
630090, Russia, Novosibirsk, Lavrentyev Ave. 1*

Annotation. The results of a study of the statistical characteristics of a flow in a long cylindrical channel in the laminar-turbulent transition mode (Reynolds experiment) are presented. The measurements were carried out using a hot-wire anemometer and high-velocity PIV using air and CO₂ as working gases. A three-mode distribution of velocity pulsations over the channel cross section in the intermittency mode was obtained. The result is in accordance with previously known theoretical results.

Keywords: laminar-turbulent transition, intermittency, high-speed PIV, hot-wire measurements

ВВЕДЕНИЕ

Начиная с экспериментов Осборна Рейнольдса [1] ламинарно-турбулентный переход в трубах вызывает повышенный научный интерес, как с точки зрения фундаментальной науки, так и с точки зрения приложений. В процессе перехода происходит перестройка профиля средней скорости от ламинарного к развитому турбулентному, увеличивается гидравлическое сопротивление, интенсифицируются пульсации скорости [2]. Описание поля переходного течения не такое полное, как описание поля ламинарного или турбулентного потока, так как существует большое количество факторов, приводящих к нарушению ламинарного течения. Переход может происходить естественным образом в зависимости от уровня фоновой турбулентности набегающего потока, а также может быть инициирован пассивными или активными возмущениями (пассивными: геометрией, модификациями поверхности, препятствиями; активными: акустическими, колебаниями твердого тела, пульсацией, нагнетанием, отсосом). Всё это усложняет получение объективной информации о переходных процессах в гидродинамических потоках. Сценарий трубного ламинарно-турбулентного перехода происходит через перемежаемость и характеризуется отсутствием линейной стадии развития возмущений, как в пограничном слое на пластине. В последние годы наметился серьёзный прогресс в изучении

характеристик локальных турбулентных структур (puff), составляющих перемежаемое течение [3]. Главным образом, исследования последних лет были направлены на вид и амплитуду вносимых возмущений, генерирующих турбулентные области, а также внутреннюю структуру единичных puff, их поведения, и особенностей взаимодействия друг с другом. Между тем, для приложений важно иметь среднестатистические характеристики для расчёта коэффициентов тепло- и массообмена. Большинство теплообменников рассчитаны либо на ламинарный, либо на полностью развитый турбулентный режим, согласно рекомендациям, чтобы избежать работы в переходном режиме течения. Распространено мнение, что в переходном режиме характеристики потока трудно предсказать, поскольку получаемые данные имеют, как считается, низкую воспроизводимость. Тем не менее, учитывая сегодняшнюю потребность в сниженном энергопотреблении, работа в переходном режиме может иметь большое преимущество с точки зрения оптимальной производительности.

В литературе ламинарно-турбулентный переход обычно определяют по резкому изменению динамических параметров течения на оси, или по такому же экстремальному изменению гидравлического сопротивления канала [2]. В качестве динамических параметров выступают средняя скорость и пульсации потока. Средняя скорость на оси при ламинарно-турбу-

лентном переходе снижается, что объясняется перестройкой профиля средней скорости. Профиль Пуазейля, характерный для ламинарного течения имеет скорость на оси $2U_b$, где U_b – среднерасходная скорость потока, а в то же время развитый турбулентный профиль имеет скорость на оси $\sim 1,25 U_b$ [4]. Пульсации при переходе интенсивно нарастают, достигают максимума, и затем снижаются до уровня, характерного для развитого турбулентного течения [4, 5, 6]. Необходимо отметить, что рост пульсаций, сопровождающий ламинарно-турбулентный переход в трубах, приводит к значениям турбулентности на оси, существенно превышающим аналогичные значения как в развитом турбулентном потоке, так и в ламинарном. Это превышение невозможно объяснить только процессами гидродинамической неустойчивости. В работе Rotta [7] была проведена оценка распределения пульсаций в сечении трубы при ламинарно-турбулентном переходе, с учётом коэффициента перемежаемости, из соображений что средний профиль скорости внутри турбулентной пробки турбулентный, а в промежутке между турбулентными пробками он ламинарный. В результате было получено трёх модовое (трёхгорбое) распределение пульсаций с двумя максимумами возле стенок и одним максимумом на оси, значение которого также существенно превышает значения в турбулентном и ламинарном течении. Однако, экспериментальных данных, позволяющих понять насколько эта оценка верна, получено не было. В последующие годы, также специальных исследований по этой теме не проводилось.

Известно немного работ с измерением профилей пульсаций в каналах при ламинарно-турбулентном переходе. Все они разрознены и не систематичны. Sibulkin [8] в канале с внезапным расширением получил распределения пульсаций в поперечном сечении канала при ламинарно-турбулентном переходе в трубе ($Re = 1200$), однако трёхмодовое распределение пульсаций обнаружено не было. Измерения проводились с помощью термоанемометра, на начальном участке трубы, максимальное расстояние от входа в трубу составляло 35 калибров. Возможно, в условиях проведения экспериментов течение не успело установиться. В работах [9, 10] при измерениях в струях, истекающих из длинных трубок, в качестве начальных условий измерялись распределения средних скоростей и пульсаций скорости на выходе из каналов, используемых как струйные источники. Измерения проводились для разных чисел Re в диапазоне, охватывающем ламинарный, переходной с перемежаемостью и турбулентный режимы течения. При числах Re соответствующих ламинарно-турбулентному переходу в трубе отмечалось появление трёх пиков в распределении пульсаций скорости и повышенные значения пульсаций на оси трубы. Какого-либо анализа полученных данных не проводилось. В работе [11] измерения проводились на начальном участке

плоского канала. Хотя по полученным профилям средней скорости пограничные сомкнулись, и течения было развитым, из-за особенностей конструкции установки переход происходил на верхней стенке раньше чем на нижней, что приводило к асимметрии течения.

Анализ литературы показывает, что несмотря на то, что в ряде случаев трёхмодовое распределение пульсаций скорости при ламинарно-турбулентном переходе фиксировалось, причины появления подобного распределения и связь с явлением перемежаемости не изучались. Данной проблеме посвящена наша работа.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Данные по динамике течения во время ламинарно-турбулентного перехода в трубе были получены с помощью двух систем измерения: термоанемометра и PIV. Экспериментальная установка для термоанемометрических измерений изображена на рис. 1а. Воздух подавался из компрессора в подводящую магистраль, далее через регулятор расхода поступал в трубку диаметром $d = 3.2$ мм длиной более $100d$. Истечение происходило в пространство, ограниченное проточной камерой из оргстекла размером $150 \times 150 \times 400$ мм. На выходе из трубки помещался датчик термоанемометра, который мог перемещаться координатным устройством с шагом 100 мкм по двум осям. Расход воздуха прецизионно регулировался с помощью цифрового регулятора расхода фирмы Bronkhorst, в диапазоне $0-2$ г/с. В экспериментах расход варьировался от 0.01 до 0.2 г/с, что соответствовало числам Рейнольдса ($Re = U_{cp}d/\nu$, где U_{cp} – среднерасходная скорость, ν – кинематическая вязкость) равным 218 и 4360 . Искусственных возмущений в газовый тракт не вносилось. Термодинамические параметры в начале струи соответствовали атмосферному давлению и комнатной температуре. Динамические характеристики трубного течения измеряли с помощью термоанемометра постоянной температуры DISA 55M. В качестве датчика применялся миниатюрный зонд DISA 55P11 (золоченый вольфрам, диаметр нити 5 мкм, длина нити 0.6 мм). Для сбора термоанемометрических данных и сохранения их на жёстком диске компьютера применялся 24-разрядный АЦП LTR114 имеющий максимальную частоту дискретизации 4 кГц.

При измерениях скоростным PIV (см. рис.1б) рабочий газ подавался из баллона высокого давления, расход контролировался также с помощью регулятора расхода El-Flow Bronkhorst, управляемого компьютером. В качестве рабочего газа при исследовании изотермического течения использовалась двуокись углерода (CO_2). Газ CO_2 проходил через генератор аэрозоля, в котором засеивался мелкими каплями глицерина диаметром $3-5$ мкм, для визуализации течения, затем поступал в рабочий канал, представляющий собой длинную круглую трубку. Трубка была сделана из алюминия, и имела внутренний диаметр

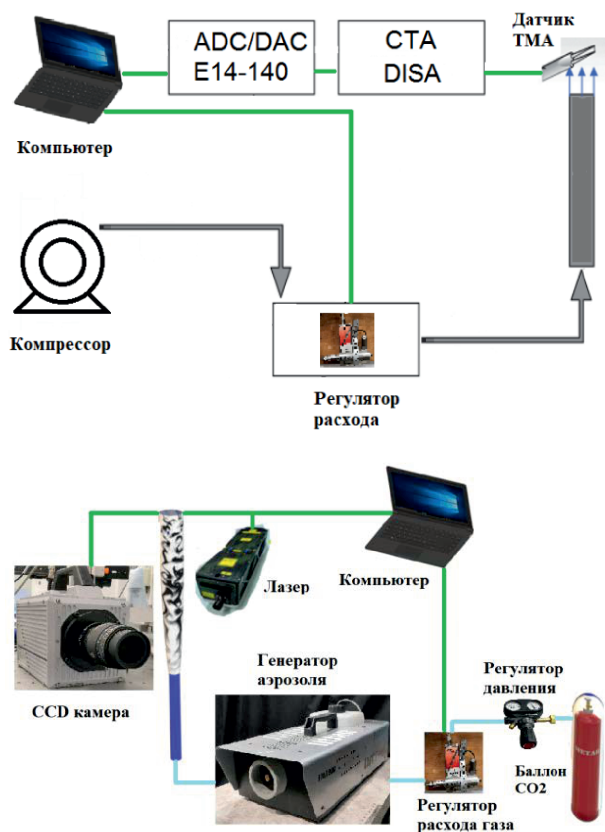


Рис. 1. Схема эксперимента.

$d = 8$ мм, длину $L = 1,6$ м, что составляло 200 калибров. Измерения динамических характеристик потока с помощью PIV происходило на выходе из трубы, при этом истечение происходило проточный канал из оргстекла размером $400 \times 400 \times 400$ мм. В опытах струя освещалась лазерным ножом, с помощью скоростного импульсного лазера PhotronicsDM. Для скоростной съёмки использовалась камера PhotronSA5 с матрицей 4 МПикс. Видеосъёмка в экспериментах производилась с частотой 7 кГц. Полученные скоростной камерой изображения были обработаны с помощью методики PIV, в результате были рассчитаны поля мгновенных скоростей, из которых получены распределения мгновенных скоростей на выходе из канала из которых были получены распределения средних скоростей и турбулентных пульсаций.

РЕЗУЛЬТАТЫ

На первом этапе проведения экспериментов была исследована динамика изменения средней скорости и пульсаций на оси трубы при вариации числа Re от соответствующего ламинарному течению до характерного для полностью развитого турбулентного течения. Измерения проводились с помощью термометра на выходе из трубы диаметром 3.2 мм. Результаты измерений представлены на рис. 2. На рисунке представлена зависимость соотношения скоростей U_0/U_m и степени турбулентности ($Tu = u/U_0 * 100\%$) на оси канала от числа Рейнольдса для

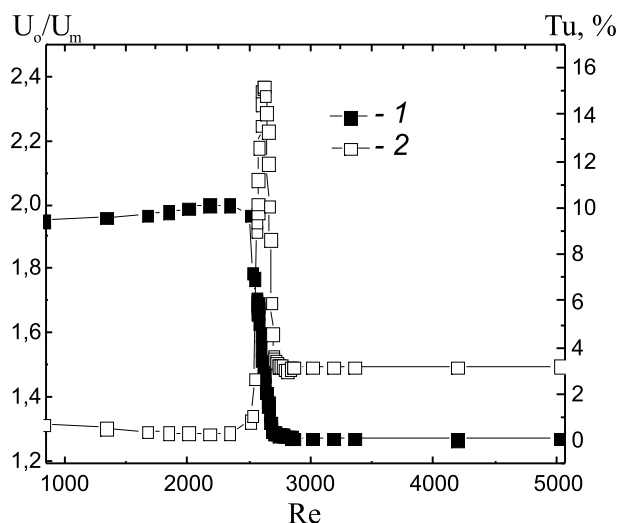


Рис. 2. Динамика изменения средней скорости и степени турбулентности на выходе из трубки $d = 3$ мм от числа Рейнольдса: 1 – U_0/U_m , 2 – Tu .

$x = 0.3$ мм. Здесь U_0 – скорость газа в выходном сечении трубки на оси, U_m – среднерасходная скорость газа через трубку, u – среднеквадратичное значение пульсаций скорости, x – продольная координата, отсчитывается от конца трубки. Как видно из рисунка соотношения скоростей изменяется от $U_0/U_m = 2$, соответствующего ламинарному профилю Пуазейля, до значения $U_0/U_m = 1.25$, характерному для заполненного профиля турбулентного течения в трубе. Такое изменение связано с ламинарно-турбулентным переходом газового потока в трубке в диапазоне $Re = 2511-2625$. Для степени турбулентности Tu в области перехода наблюдается локальный экстремум при $Re = 2620$, при этом достигается максимальный уровень пульсаций $Tu = 15.2\%$. В опытах наблюдается режим с перемежаемостью, то есть чередование ламинарных и турбулентных участков потока. Как видно, экстремальное значение степени турбулентности примерно на порядок превышает значение при ламинарном течении, в 5 раз при турбулентном.

Далее были получены профили средней скорости и турбулентных пульсаций в том же сечении на выходе из трубки. Результаты измерений приведены на рис. 3. На рисунке, r – радиус трубки, y – координата с началом в центре канала. Расход воздуха в экспериментах принимал значения 0.01, 0.03, 0.12, 0.2 г/с, что соответствовало числам Рейнольдса 218, 654, 2616 и 4360. Распределения средних скоростей (см. рис. 3а) при числах Re менее 4360, хорошо описываются теоретической зависимостью для профиля Пуазейля. Это означает, что ламинарное течение, в эти режимах, преобладает. С достижением числа $Re = 4360$ профиль средней скорости становится более заполненным, что соответствует развитому турбулентному течению в трубе.

Распределения пульсаций скорости на выходе из трубки приведены на рисунке 3б. До числа $Re = 2616$ распределение имеет максимум на оси струи. Значение

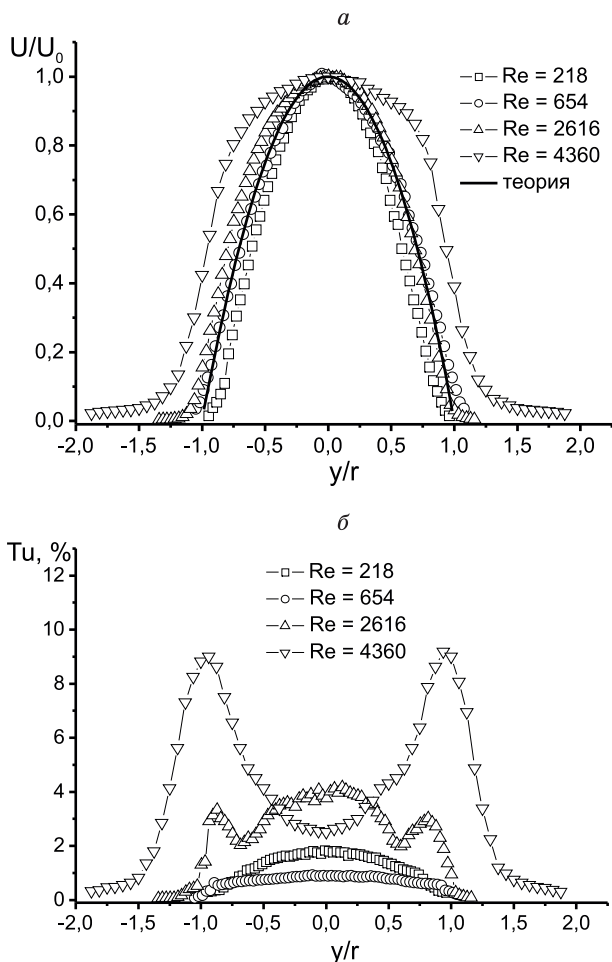


Рис. 3. Динамика изменения профилей средней скорости (а) и пульсаций (б) на выходе из круглой трубки в зависимости от числа Re ; теория – профиль Пуазейля

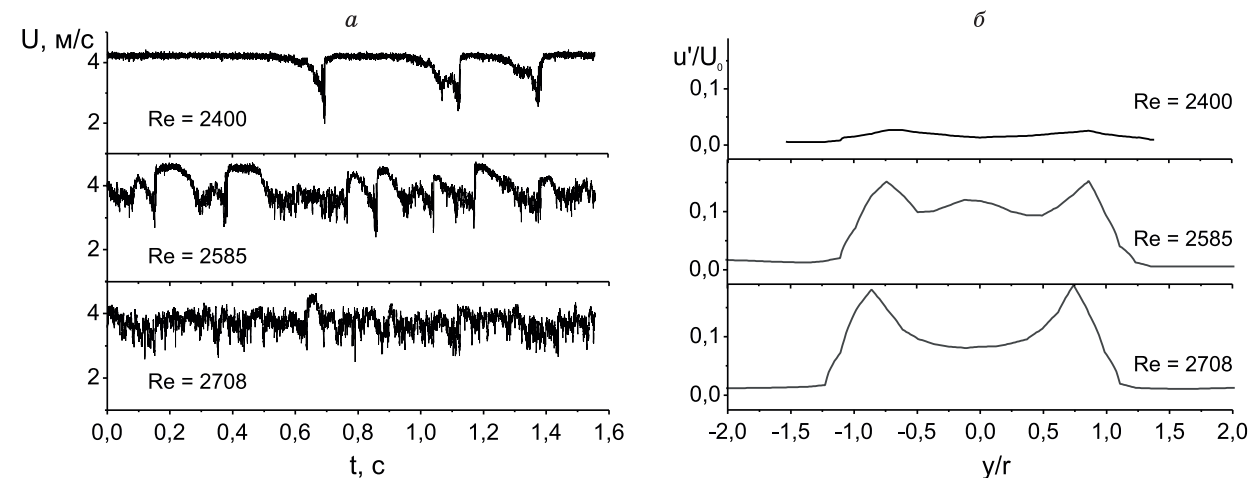


Рис. 4. Осциллограммы мгновенной скорости (а) и соответствующие им распределения пульсаций на оси трубки (б) в режиме перемежаемого течения при ламинарно-турбулентном переходе в трубе.

ние степени турбулентности в максимуме растёт с увеличением расхода, но остаётся достаточно низким, не более 2 %. С достижением числа $Re = 2616$, происходит значительный рост пульсаций в трубе и вид распределения меняется. На распределении появляются три максимума, наибольший расположен на оси. Такое распределение пульсаций соответствует, так называемой, перемежаемости, т. е. в трубном течении появляются турбулентные области (puffs, slugs).

Увеличение Re выше 2616 приводит к снижению интенсивности пульсаций на оси канала и её увеличению в пристенных областях. При $Re = 4360$ распределение пульсаций принимает вид, характерный для развитого турбулентного течения в трубе.

Как можно понять из рис. 3 перемежаемость слабо влияет на распределение средних скоростей течения в трубе, однако серьёзным образом модифицирует распределение пульсаций скорости в сечении трубы. Перемежаемый характер течения начинается с появления единичных турбулентных пробок (puff), с увеличением расхода их появляется всё больше пока, наконец, всё течение в трубе не станет турбулентным. Распределение пульсаций, таким образом, должно определяться количеством турбулентных областей (puff) в трубном течении. Это утверждение иллюстрирует рис. 4, на котором представлены распределения пульсаций скорости по сечению трубы и соответствующие им распределения мгновенных скоростей на оси трубы по времени, которые позволяют определить наличие puff в потоке. Измерения проводились с помощью скоростного PIV, на выходе из длинной трубки из алюминия диаметром 8 мм. Наличие турбулентных структур типа “puff” в потоке можно определить по изменению мгновенной скорости на оси трубы [3]. При прохождении puff скорость на оси плавно снижается (передний фронт), возникают мощные пульсации скорости, затем скорость резко восстанавливает значение скорости ламинарного течения (задний фронт). Преимущество скоростного

PIV в том, что он позволяет получить распределения пульсаций по сечению и одновременно осциллограмму на оси, соответствующую этому распределению. Как видно из рис. 4, наличие в ламинарном потоке единичных турбулентных структур ($Re = 2400$, рис. 4а) не приводит к существенным изменениям распределения пульсаций ($Re = 2400$, рис. 4 б). Увеличение скорости приводит к росту количества турбулентных структур, и при достижении $Re = 2585$ примерно половину времени на осциллограмме занимает турбулентная часть. При этом становится заметен пик пульсаций на оси, и возле стенок турбулентность также растёт. С дальнейшим увеличением числа Re до значения приводит к распределению пульсаций характерному для развитого турбулентного течения в трубах. Следует отметить, что на осциллограмме в это время ещё не все турбулентные структуры теряют индивидуальность.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведено исследование ламинаро-турбулентного перехода в трубе методами скоростного PIV и термоанемометрией. Получены распределения средних скоростей и турбулентных пульсаций на участках развитого трубного течения при использовании труб двух разных диаметров и рабочих газов воздуха и CO_2 . Исследования показали, что распределения пульсаций скорости по сечению трубы на режиме перемежаемого течения качественно согласуются с оценкой, полученной Rotta [7] из гипотезы о существовании одновременно двух профилей средней скорости при перемежаемости. Заполненный профиль скорости характерен для турбулентных областей составляющих перемежаемое течение, и ламинарный параболический профиль Пуазейля существует в промежутках между турбулентными областями. Распределение турбулентных пульсаций в этих условиях является трёхмодовым, т. е. имеет три основных экстремума, причём экстремум на оси количественно значительно превосходит аналогичные значения степени турбулентности в ламинарном и турбулентном течениях. Также продемонстрировано влияние количества турбулентных областей в потоке на распределение турбулентных пульсаций. Установлено, что

наличие единичных турбулентных структур типа “puff” не влияет на их характер, а когда турбулентной части в осциллограмме перемежаемого течения становится существенно больше ламинарной, распределение пульсаций становится близким к распределению характерному для развитого турбулентного потока.

Работа выполнена в рамках государственного задания ИТ СО РАН.

Список литературы

1. Reynolds O. An experimental investigation of the circumstances which determine whether the motion of water shall be direct or sinuous, and of the law of resistance in parallel channels // Philos. Trans. R. Soc. 1883. V. 174. P. 935–82.
2. Stenton T.E., Pannel J.R. Similarity of motion in relation to the surface friction of the fluids // Phil. Trans. R. Soc. Lond. A. 1914. V. 214. Pp. 199–224.
3. Avila M., Barkley D., Hof B. Transition to turbulence in pipe flow // Annu. Rev. Fluid Mech. 2023. V. 55. P. 575–602.
4. Zanon E.-S., Kito M., Egbers C. A study on flow transition and development in circular and rectangular ducts // J. Fluids Eng. 2009. Vol. 131. No. 6. Pp. 1–10.
5. Zanon E.-S., Egbers C. Flow transition and development in pipe facilities // J. of Eng. and Appl. Sci. 2016. V. 63. No. 2. Pp. 141–155.
6. Durst F., Fischer M., Jovanovic J., Kikura H. Methods to set up and investigate low Reynolds number, fully developed turbulent plane channel flow // Trans. of the ASME. 1998. V. 120. Pp. 496–503.
7. Rotta J. Experimenteller Beitrag zur Entstehung turbulenter Strömung im Rohr // Ing.-Arch. 1956. V. 24. Pp. 258–281.
8. Sibulkin M. Transition from Turbulent to Laminar Pipe Flow // Phys. of Fluids. 1962. V. 5. Pp. 280–284.
9. Lemanov V.V., Lukashov V.V., Sharov K.A., Abdrakhmanov R. Kh. Laminar-turbulent transition in the near field of the jet at the instability regime of the jet source // IOP Conf. Ser.: J. of Phys.: Conf. Ser. 2018. V. 1105. 012015.
10. Lemanov V. V., Sharov K. A., Gorinovich N. V. Features of round air jet flowing at low Reynolds numbers // J. of Phys.: Conf. Ser. 2018. V. 980. No. 1. 012028.
11. Moruz L., Kitzhofer J., Hess D., Dinulescu M. Analysis of the isothermal transition process in wide aspect ratio rectangular channels // Exp. Therm. and Fluid Sci. 2019. V. 105. Pp. 316–331.

ИССЛЕДОВАНИЕ КОЛЛОИДНОЙ УСТОЙЧИВОСТИ ИНВЕРТНЫХ ЭМУЛЬСИЙ И БУРОВЫХ РАСТВОРОВ НА ОСНОВЕ ТЕХНИЧЕСКИХ РАСТИТЕЛЬНЫХ МАСЕЛ

Лысакова Е.И., Скоробогатова А.Д., Жигарев В.А.

*Сибирский федеральный университет,
660041, Россия, Красноярск, пр. Свободный, 79*

Аннотация. Приведены результаты исследований буровых растворов с соотношением масло/вода равным 70/30. В работе проведено исследование различных видов масла таких как, синтетическое масло, дизельное топливо зимнее, техническое рапсовое масло, техническое льняное масло, техническое рыжиковое масло. Исследовано влияние температурной деградации буровых эмульсий. В результате показано, что критические значения температуры не привели к деградации буровых эмульсий. А в случае использования в качестве основы технического масла льна и рыжика растворы после термостарения стали даже более стабильны. Наиболее устойчивыми растворами являются растворы на основе синтетического углеводородного масла, а также на основе растительного масла рыжика. Показано, что использование технического растительного масла в качестве дисперсной среды бурового раствора целесообразно и позволяет получить растворы, идентичные по параметрам стандартным жидкостям на углеводородной основе, с минимальным изменением электрической стабильности при различных, что может снизить затраты на утилизацию шлама и уменьшить воздействие на окружающую среду. Были получены буровые растворы с показателями, не уступающими растворам на углеводородной основе. Было показано, что влияние температуры не снижает устойчивость данных эмульсий, что позволяет рассматривать их в качестве агентов при бурении скважин с аномально высокими температурами и давлением.

Ключевые слова: буровые растворы, инвертные эмульсии, технические растительные масла, коллоидная устойчивость

STUDY OF COLLOIDAL STABILITY OF INVERT EMULSIONS AND DRILLING FLUIDS BASED ON TECHNICAL VEGETABLE OILS

Lysakova E.I., Skorobogatova A.D., Zhigarev V.A.

*Siberian Federal University,
660041, Russia, Krasnoyarsk, Svobodny Ave. 79*

Annotation. The results of studies of drilling fluids with an oil/water ratio of 70/30 are presented. The work carried out a study of various types of oil such as synthetic oil, winter diesel fuel, technical rapeseed oil, technical linseed oil, technical camelina oil. The influence of temperature degradation of drilling emulsions was studied. As a result, it was shown that critical temperature values did not lead to degradation of drilling emulsions. And in the case of using flax and camelina oil as a base, the solutions became even more stable after thermal aging. The most stable solutions are those based on synthetic hydrocarbon oil, as well as those based on vegetable camelina oil. It has been shown that the use of technical vegetable oil as a dispersed medium for drilling fluid is expedient and allows one to obtain solutions identical in parameters to standard hydrocarbon-based fluids, with minimal changes in electrical stability at different temperatures, which can reduce the cost of sludge disposal and reduce the impact on the environment. Drilling fluids with performance indicators not inferior to hydrocarbon-based solutions were obtained. It was shown that the effect of temperature does not reduce the stability of these emulsions, which allows them to be considered as agents when drilling wells with abnormally high temperatures and pressures.

Keywords: drilling fluids, invert emulsions, technical vegetable oils, colloidal stability

Основной целью разработки и использования буровых растворов является успешное проведение операций бурения и заканчивания нефтегазовой скважины и минимизация затрат, связанных с этими процессами. Такие проблемы, сопровождающие процесс бурения, как сохранение природных ресурсов, повышение экологической безопасности, снижение стоимости благодаря экономии времени и материалов, привели к появлению новых материалов для буровых растворов и совершенствованию технологии их применения [1, 2]. Основные функции бурового раствора: вынос выбуренной породы на поверхность; предотвращение разрушения стенок скважины и поддержание их прочности за счет баланса гидростати-

ческого давления; предотвращение загрязнения пласта; контроль пластового давления; уменьшение коррозии оборудования; уменьшение износа буровой колонны и др.

Эмульсионные буровые растворы широко используются в нефтяной промышленности [3]. Они состоят из углеводородной среды и дисперсной водной фазы, которые стабилизируются эмульгаторами. Важным параметром является электрическая стабильность растворов, которая влияет на процессы бурения и утилизации шлама. Постоянное использование углеводородных материалов в качестве базовой жидкости для бурового раствора вызвало серьезные экологические проблемы на крупных нефтегазовых

месторождениях [4]. Тем не менее, для удовлетворения мировых потребностей в нефти и газе требуется бурение все более сложных скважин, что приводит к увеличению импорта коммерческих жидкостей на синтетической основе. В связи с этим появилась потребность регулирования свойств промывочной жидкости с целью снижения ее токсичности и небiorазлагаемости [5]. С этой целью предлагается использование растительного технического масла в качестве основы бурового раствора как экологически чистого аналога существующим промывочным жидкостям на углеводородной основе. В последнее время появляется большое количество исследований в этой области [6–8].

Например, в статье [9] были проведены исследования, в которых сравнивались различные буровые растворы, состоящие из горчичного, кукурузного, рапсового масла и дизельного топлива в различных соотношениях масло/вода. Все растворы содержали барит, 2 эмульгатора, хлорид кальция, известь, воду и каустическую соду. Результаты исследования показали, что наилучшей пластической вязкостью обладает буровой раствор из горчичного масла и дизельного топлива при соотношении масло/вода 70/30 и 80/20. Однако при соотношении 90/10 все полученные растворы демонстрировали высокие значения пластической вязкости, что может вызывать проблемы с осаждением твердых частиц в скважине. Были также изучены значения предела текучести буровых растворов. Исследования показали, что высокие значения предела текучести были получены при соотношении масло/вода 90/10, что может привести к высоким потерям давления на трение во время циркуляции бурового раствора. Значения предела текучести, полученные при соотношении масло/вода 80/20 и 70/30, были очень близки друг к другу. Полученные значения предела текучести буровых растворов на основе горчичного масла и дизельного топлива соответствуют допустимым значениям при соотношении масло/вода 80/30 и 70/30 по сравнению со стандартным диапазоном API, в то время как другие буровые растворы показывают высокие значения, которые выходят за пределы диапазона API. Кроме того, была изучена электростабильность буровых растворов. Исследователи пришли к выводу, что по мере увеличения соотношения масло/вода значение электрической стабильности уменьшается. Значение электростабильности кукурузного масла и раствора на основе рапсового масла при соотношении масло/вода 80/20 и 70/30 дало наименьшее значение, что приведет к слабой и нестабильной эмульсии. В то время как значение электрической стабильности горчичного масла и дизельного топлива имеет приемлемый диапазон спецификации API, который превышает 400 вольт при соотношении масло/вода 80/20 и 70/30. Таким образом, исследование показало, что буровой раствор из горчичного масла и дизельного топлива при соотношении масло/вода 70/30 и 80/20 является наиболее оп-

тимальным вариантом с точки зрения пластической вязкости и предела текучести. Кроме того, он также соответствует стандартам электростабильности API.

В источнике [10] исследовались реологические свойства, деградация жидкости, проблема проседания барита, сжимаемость из-за высокого давления и стабильность БР на основе масла ятрофы. В результате исследований было выявлено, что БР на основе масла ятрофы удовлетворяет как экологические, так и технические стандарты API. Исследование [11] также показало, что использование масла ятрофы в качестве дисперсной среды и яичного желтка в качестве эмульгатора с добавлением хлорида кальция, бентонита и оксида кальция позволяет получить растворы с минимальным изменением электрической стабильности при различных температурах и более высоким содержанием воды в растворе, что может снизить затраты на утилизацию шлама и уменьшить воздействие на окружающую среду. Результаты исследования показали, что изменение значений электрической стабильности 50/50 и 70/30 растворов было минимальным. При 48,9 °C значения электрической стабильности составляли 353 В и 480 В для раствора 50/50 и раствора 70/30 соответственно. Однако, электрическая стабильность раствора 50/50 снизилась до 258 В при повышении температуры до 120 °C. В том же порядке, электрическая стабильность бурового раствора снизилась до 393 В. Согласно API, расчетная электрическая стабильность для бурового раствора на масляной основе составляет 200–300 вольт. Также не наблюдалось значительного изменения вязкости двух образцов, несмотря на более высокое содержание воды в растворе 50/50. Напряжение сдвига и пластическая вязкость двух растворов получились одинаковыми. Авторы исследования утверждают, что более высокое содержание воды в 50/50 означает меньшее удержание масла на шламе, что означает меньшую обработку шлама перед утилизацией, а также снижение затрат на утилизацию и меньшее воздействие на окружающую среду.

Как видно, большинство исследований в данной области посвящено сравнению основных функциональных характеристик буровых растворов на углеводородной и растительной основах. Тогда как получение устойчивого в течение длительного раствора на основе растительного масла является не менее важной задачей. Этому вопросу и посвящено данное исследование. Использование растительных масел в качестве основы БР позволит снизить негативное влияние на окружающую среду, упростить процесс утилизации отработанного БР за счет биологического разложения.

МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЙ И МЕТОДИКА ПРИГОТОВЛЕНИЯ БУРОВЫХ РАСТВОРОВ

Буровой раствор был приготовлен в соответствии с рецептурой, которая широко применяется при бурении существующих нефтегазовых скважин. Буровой

Таблица 1

**Физико-химические свойства дисперсной среды
эмульсионных буровых растворов**

Дисперсная среда	Условное обозначение	Плотность, кг/м ³	Вязкость, мПа·с
Синтетическое масло	ДС-1	848	6,3
Дизельное топливо зимнее	ДС-2	830	3,5
Техническое рапсовое масло	ДС-3	928	65
Техническое льняное масло	ДС-4	926	48
Техническое рыжиковое масло	ДС-5	919	53

раствор является обратной эмульсией. В данном случае в качестве дисперсной среды использовалось синтетическое низковязкое масло (далее по тексту ДС-1), дизельное топливо (ДС-2), а также техническое рапсовое масло (ДС-3), льняное масло (ДС-4) и масло рыжика (ДС-5). Вязкость и плотность основы бурового раствора представлены в таблице 1. Раствор был приготовлен с соблюдением строгих временных интервалов и пропорций каждого добавляемого компонента. Процесс начинался с приготовления водного раствора, содержащего 19 % хлорида кальция, предназначенного для снижения поверхностного натяжения на границе раздела фаз. Затем последовательно добавлялись эмульгатор (2 об.%), гидрофобизатор (0,5 об.%), нефтерастворимый полимер (0,4 об.%), структурообразователь (1,5 об.%) и коагулирующие добавки (3 об.%). После этого дисперсная среда и рассол смешивались в требуемом объемном соотношении. В ходе исследования были изучены буровые растворы с соотношением масло/вода равным 70/30. Это соотношение было выбрано на основе учета нескольких факторов: при повышении концентрации воды эмульсия теряет стабильность, а увеличение содержания масла приводит к увеличению стоимости бурового раствора. Таким образом, данное соотношение считается оптимальным.

Коллоидная устойчивость эмульсий контролировалась с использованием анализатора Turbiscan LAB, который изображен на рисунке 1а. Turbiscan LAB обеспечивает возможность анализа долгосрочной стабильности образцов. Основа работы Turbiscan LAB заключается в методе многократного рассеяния света (Multiple Light Scattering, MLS). Исследуемый образец объемом 20 мл аккуратно размещается в цилиндрической стеклянной виале таким образом, чтобы мениск был хорошим и четким. В качестве источника излучения применяется лазерный диод ближней ИК-области (880 нм). Два синхронных оптических сенсора измеряют интенсивность излучения, проходящего через образец (180° от падающего пучка, детектор на пропускание), и излучение, рассеиваемое образцом в обратном направлении (45° от падающего пучка, детектор обратного рассеяния). Прибор



Рис. 1. Анализатор коллоидной устойчивости Turbiscan LAB (а) и Анализатор электростабильности OFITE 131-50 (б)

Turbiscan сканирует образец по высоте виалы, выполняя измерение пропускания T и обратного рассеяния BS каждые 40 мкм. Измеренные профили пропускания и обратного рассеяния по высоте представляют собой световой поток в %, нормированный на сигналы стандартов (суспензия монодисперсных сферических частиц и силиконовое масло) в качестве функции положения головки (источник и детектор) по высоте образца (в мм). Для макроскопической оценки образца в определенный момент времени t используются два профиля (сигнал пропускания T и сигнал обратного рассеяния BS). Проведение измерений повторных профилей в различные моменты времени t позволяет определить изменения, происходящие в анализируемом образце.

Для определения электростабильности растворов в работе использован анализатор OFITE 131-50, представленный на рисунке 1б. Анализатор использует переменное напряжение при низкой частоте, которое подается на электроды погруженные в буровой раствор. Напряжение постепенно увеличивается до тех пор, пока эмульсия не станет электропроводной. Когда сила тока достигает 61 мА, на дисплее анализатора появляются показания, которые отображаются до тех пор, пока кнопочный выключатель не будет отжат. Эти показания называются электрической устойчивостью (ЭУ) бурового раствора. Симметричность синусоидального сигнала также помогает предотвратить образование твердых частиц на электродах и повышает воспроизводимость результатов. Измерение электрической устойчивости бурового раствора является важным показателем его электростабильности, которая связана со стабильностью эмульсии и ее способностью удерживать углеводород в смеси.

РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ УСТОЙЧИВОСТИ БУРОВЫХ ЭМУЛЬСИЙ

Для анализа температуры на устойчивость буровых эмульсий были произведены испытания на термостарение: образец выдерживается при постоянной температуре 150 °С в течение 16 часов при постоянном перемешивании, после чего вновь анализируется на коллоидную устойчивость. После измерения растворов на анализаторе устойчивости Turbiscan были построены профили пропускания и обратного рассеяния для образцов при температурах 25 °С и 150 °С

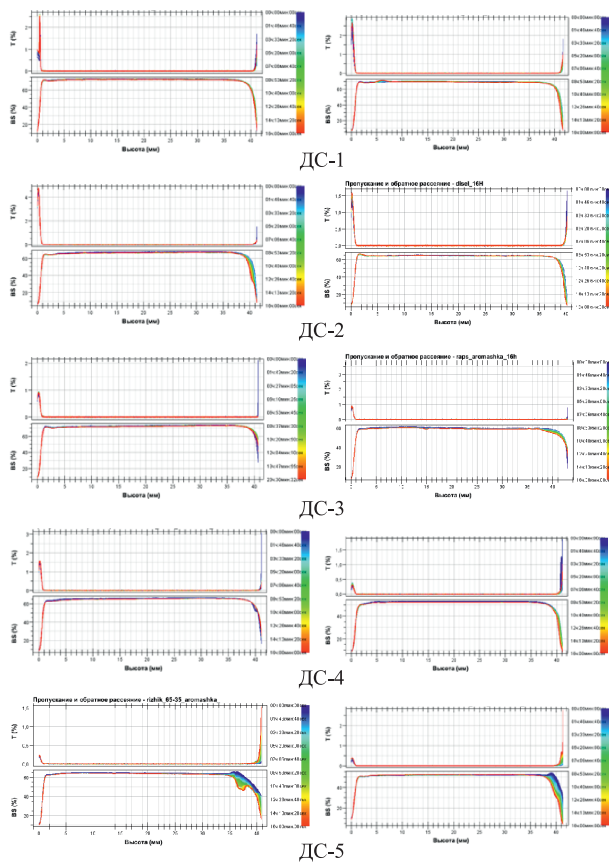


Рис. 2. Эволюция профилей пропускания (T) и обратного рассеяния (BS) для буровых эмульсий при комнатной температуре (слева) и после испытаний на термостарение при $150\text{ }^{\circ}\text{C}$ в течение 16 часов (справа)

(T_1 и T_2 соответственно). На рисунках 2–3 приведены результаты исследований коллоидной устойчивости и сравнение свойств растворов на углеводородной основе и на основе технического растительного масла. По профилю обратного рассеяния хорошо видны изменения в образцах с течением времени.

Видно, что критические значения температуры не привели к деградации буровых эмульсий. А в случае использования в качестве основы технического масла льна и рыжика растворы после термостарения стали даже более стабильны.

Для количественного сравнения устойчивости нескольких образцов Turbiscan LAB использует индекс дестабилизации (TSI). Индекс дестабилизации рассчитывается как средняя по высоте виалы разность профилей обратного рассеяния излучения в соседние моменты времени. Чем ниже это параметр, тем стабильнее эмульсия. Анализируя эти данные легко производить сравнение устойчивости сразу нескольких образцов между собой (рисунок 3, таблица 2). Здесь также хорошо видно, что все полученные растворы устойчивы к высоким температурам. Что касается сравнения коллоидной устойчивости различных промысловых жидкостей между собой, можно сделать вывод, что наиболее устойчивыми оказались раство-

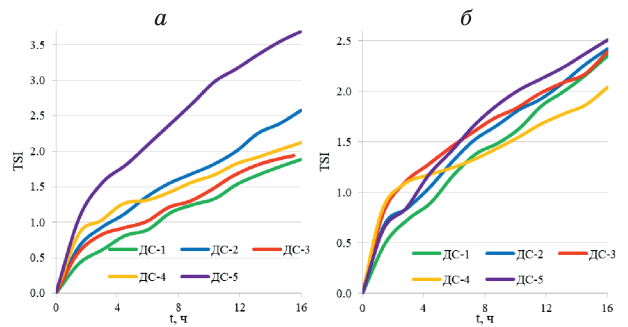


Рис. 3. Зависимость индекса устойчивости TSI (Turbiscan Stability index) для буровых эмульсий на различной основе при $25\text{ }^{\circ}\text{C}$ (а) и после испытаний на термостарение при $150\text{ }^{\circ}\text{C}$ в течение 16 часов (б)

ры на основе синтетического углеводородного масла, а также на основе растительного масла рыжика. Наиболее стабильный раствор на основе масла рыжика. Однако после испытаний на термостарение его коллоидная устойчивость повысилась и стала сопоставима со всеми остальными растворами.

Также устойчивость эмульсий и их способность смачиваться маслом характеризует такой параметр, как электростабильность. Электростабильность буровых эмульсий относится к их способности сохранять стабильность в присутствии электрического поля. В процессе бурения, электрическое поле может возникать из-за разности потенциалов между различными компонентами бурового раствора, а также в результате действия буровых инструментов и оборудования. Нестабильные эмульсии под воздействием электрического поля могут распадаться на фазы (например, водную и нефтяную), что приводит к снижению эффективности буровых операций. Исследование электростабильности буровых эмульсий включает оценку их поведения под воздействием различных значений электрического поля. Важно, чтобы эмульсия могла удерживать дополнительное количество воды, которая поступает в скважину во время бурения. Электростабильность измеряется током, необходимым для электропробоя слоя раствора между электродами, и зависит от дисперсности эмульгированной воды и качества стабилизатора. Чем выше устойчивость системы, тем больше потенциал пробоя, который может вызвать объединение капель эмульсии (коалесценцию). На основании анализа данных в таблице 2 видно, что все значения, полу-

Таблица 2

Значения индекса дестабилизации и электростабильности буровых эмульсий

Буровой раствор	TSI T_1	TSI T_2	ЭС T_1 , В	ЭС T_2 , В
ДС-1	1.89	2.35	372	413
ДС-2	2.58	2.42	410	395
ДС-3	1.94	2.39	280	327
ДС-4	2.12	2.04	373	363
ДС-5	3.69	2.51	376	315

ченные после испытания буровых эмульсий на электростабильность, сопоставимы с результатами, полученными на анализаторе коллоидной устойчивости.

Таким образом показано, что использование технического растительного масла в качестве дисперсной среды бурового раствора целесообразно и позволяет получить растворы, идентичные по параметрам стандартным жидкостям на углеводородной основе, с минимальным изменением электрической стабильности при различных, что может снизить затраты на утилизацию шлама и уменьшить воздействие на окружающую среду.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На основании данных по исследованию коллоидной устойчивости инвертных эмульсий растительных масел были получены буровые растворы с показателями, не уступающими растворам на углеводородной основе. Было показано, что влияние температуры не снижает устойчивость данных эмульсий, что позволяет рассматривать их в качестве агентов при бурении скважин с аномально высокими температурами и давлением.

Также возможность применения промысловых жидкостей на растительной основе свидетельствует об их высокой эффективности для бурения и закачивания скважин в сложных геологических условиях на месторождениях, где остро стоит проблема снижения экологической нагрузки на регион и повышение качества промывки и утилизации шлама.

«Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда, Красноярского краевого фонда науки № 22-29-20087, <https://rscf.ru/project/22-29-20087/>»

Список литературы

1. Young S., Friedheim J., Lee J., Prebensen O.I. A New Generation of Flat Rheology Invert Drilling Fluids. SPE Oil and Gas India Conference and Exhibition, Mumbai, India, 2012. SPE-154682-MS
2. Kelessidis V.C. Sustainable drilling for oil and gas: challenging drilling environments demand new formulations of bentonite based drilling fluids. 3rd International Conference on Sustainable Development Indicators in the Minerals Industry, 2007, Milos island, Greece
3. Fornasier F.C., Campo M., Djuric A., & Obando D.M. Designing environmentally conforming drilling fluids: Challenges and considerations in Latin America. SPE Latin America and Caribbean Petroleum Engineering Conference 2017.
4. Fadairo A., Adeyemi G., Ogunkunle T., Ling K., Rasouli V., Effiong E., & Ayoo, J. Study the suitability of neem seed oil for formulation of eco-friendly oil based drilling fluid // Petroleum Research. 2021. 6. 283–290.
5. Soomro S.A., Soomro S.A., & Brohi K.M. Effect of Synthesized Biodiesel on the Rheological Properties of Oil Based Drilling Mud// Engineering science and technology international research journal. 2020. 4. 28–33.
6. Dankwa O.K., Ackumey S.S., & Amarin R. Investigating the potential use of waste vegetable oils to produce synthetic base fluids for drilling mud formulation. SPE Nigeria Annual International Conference and Exhibition. 2018
7. Lysakova E.I., Skorobogatova A.D., Matveev A.V., Minaikov A.V. Research and Development of Emulsion Drilling Muds Based on Technical Oils// Ecology and Industry of Russia. 2023. V. 27. P. 46–53.
8. Lysakova E.I., Zhigarev V.A., Skorobogatova A.D., Minaikov A.V. Study of Colloidal Stability and Rheological Properties of Invert Emulsion with Vegetable Oil as the Base for Drilling Fluid. 2022. V. 15. P. 529–538.
9. Fadairo A., Falode O., Ako Ch., Adeyemi A., Ameloko A. Novel formulation of environmentally friendly oil based drilling mud// New Technologies in Oil and Gas Industry. P. 1–32. 2012
10. Miles P. Synthetics versus vegetable oils: Applications, options, and performance // Journal of Petroleum and Gas Engineering. 2018. P. 47–52.
11. Oseph J., Mohd Norddin M.M., Ismail A.R., Gbadamosi A., Augustine A., Ogiriki S. Investigating almond seed oil as potential biodiesel-based drilling mud // Journal of Petroleum Science and Engineering Volume. 2018. № 212. P. 21–26.

КОМБИНИРОВАННЫЙ ПРЯМОТОЧНЫЙ РЕАКТИВНЫЙ ДВИГАТЕЛЬ: УДАРНО-ВОЛНОВЫЕ СТРУКТУРЫ И ПЕРСПЕКТИВЫ РЕАЛИЗАЦИИ

Матвеев С.А., Савёлова К.Э., Чернышов М.В.

*Балтийский государственный технический университет «ВОЕНМЕХ» им. Д.Ф. Устинова
190005, Россия, Санкт-Петербург, 1-я Красноармейская ул., 1
e-mail: karinkamurz@yandex.ru*

Аннотация. Рассматривается сверхзвуковое течение реакционноспособной газовой смеси с маховским отражением возникающих скачков уплотнения и импульсным энергоподводом на главном скачке. Предложена приближенная аналитическая модель, позволяющая быстро установить форму и размеры образующихся газодинамических разрывов, а также параметры потока в различных областях течения. В качестве примера применения предлагаемой аналитической модели исследуется начальный участок сильноперерасширенной струи воздушно-метановой, воздушно-водородной или кислород-водородной смеси с большой сверхзвуковой скоростью истечения. Определяется высота тройной точки маховского отражения при наличии изменения химического состава смеси и изобарного импульсного энергоподвода на главном скачке.

Ключевые слова: сверхзвуковое течение, маховское отражение, аналитическая модель, импульсный энергоподвод, детонация

COMBINED RAMJET ENGINE: SHOCK-WAVE STRUCTURES AND PROSPECTS FOR IMPLEMENTATION

Matveev S.A., Savelova K.E., Chernyshov M.V.

*Baltic State Technical University «Voenmeh» named after D.F. Ustinov,
190005, Russia, Saint Petersburg, Pervaya Krasnoarmeyskaya Str. 1*

Annotation. The supersonic flow of a reactive gas mixture with a Mach reflection of the resulting steady shocks and a pulsed energy supply at the main shock (the Mach stem) is considered. An approximate analytical model is proposed that makes it possible to quickly determine the shape and size of the resulting gas-dynamic discontinuities, as well as flow parameters in various flow regions. As an example of the application of the proposed analytical model, the initial sector (the “first barrel”) of an over-expanded jet of an air-methane, air-hydrogen or oxygen-hydrogen mixture with a high supersonic velocity is studied. The height of the triple point of the Mach reflection (the Mach stem size) is determined taking into account a change in the chemical composition and an isobaric pulsed energy supply at the main shock.

Keywords: supersonic flow, Mach reflection, analytical model, pulse heat supply, detonation

ВВЕДЕНИЕ

Анализ течений с нерегулярным (маховским) отражением скачков уплотнения важен при газодинамическом конструировании и оптимизации сверхзвуковых воздухозаборников, сопловых блоков, аппаратов струйных технологий, стартовых комплексов. Согласно [1–3], разнообразные параметры течения (давления торможения, скорости, скоростные напоры и т.д.) в потоках, разделенных тангенциальным разрывом за тройной точкой маховского отражения, могут значительно различаться (при больших сверхзвуковых скоростях – в десятки раз), что может определять проектный облик газодинамических устройств. К примеру, в работах [4–6] предложена и теоретически обоснована идея нового комбинированного прямооточного реактивного двигателя. Согласно этой концепции, поток газа за отраженным скачком j_2 (в области 2 на рис. 1,а-б), обладающий существенно большим давлением, чем поток за главным (маховским) скачком j_3 (в области 3), используется в термодинамическом цикле классического прямооточного воздушно-реактивного двигателя. Поток за

главным скачком, обладающий значительно более высокой температурой, особенно при полете с большими сверхзвуковыми скоростями, используется в термодинамическом цикле детонационного двигателя. Для успешного разделения двух потоков за тройной точкой T маховского отражения определить необходимо высоту u_T тройной точки и форму $y(x)$ исходящего из неё тангенциального разрыва τ , а для оценки интегральных характеристик перспективного комбинированного двигателя – форму и размеры всех других газодинамических разрывов в поле течения.

Одна из первых приближенно-аналитических моделей плоского сверхзвукового течения с маховским отражением сформулирована в [7]. В рамках этой модели вполне обоснованно предполагалось, что течение в области 3 формирует так называемое «виртуальное сопло Лавалья» (“virtual nozzle”) с ускорением дозвукового течения за скачком j_3 до критической скорости ($M_3 = 1$) в наиболее узком сечении (CC' на рис. 1,б). Достижение критической скорости звука совпадает с разворотом тангенциального разрыва τ в

горизонтальном направлении (угол течения $\theta = 0$ в точке C) под воздействием волны разрежения ψ_4 , падающей с задней кромки клина (рис. 1,а), или с границы струи (рис. 1,б), или формирующейся другим способом. Однако в [7] необоснованно предполагалось, что тангенциальный разрыв τ прямолинеен, а критическое сечение «виртуального сопла» 3 соответствует точке падения первой характеристики BD волны разрежения ψ_4 , что привело к большим (50–90 %) ошибкам в определении высоты тройной точки и других параметров течения. Применение касательного преобразования Лагранжа к области 2 сверхзвукового течения, осуществленное в работе [8], привело к незначительному уточнению результатов при одновременном усложнении математической модели.

Аналитическая модель, предложенная в [9] и подробно изложенная в [10] для течений в струях и в сужающихся каналах, рассматривает область 2 как простую волну разрежения Прандтля-Майера, сопряженную с областью 3 условием равенства давлений на сторонах выпуклого вверх на отрезке TD разрыва τ [11]. Учет изменения угла θ наклона тангенциального разрыва значительно улучшает точность расчетов сверхзвуковой части течения (ошибка определения высоты тройной точки составляет величину порядка 0,5–2 % по сравнению с результатами расчетов методом характеристик). Обратный разворот разрыва τ осуществляется на конечном отрезке DC и рассчитывается, исходя из решения задачи о падении волны разрежения ψ_4 на тангенциальный разрыв.

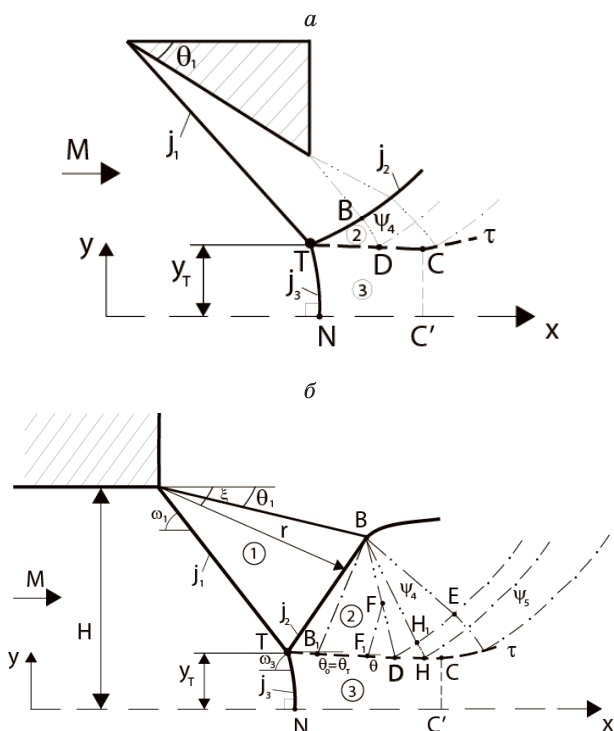


Рис. 1. Схема течения с маховским отражением в сужающемся канале между клиньями (а) и в сильноперерасширенной струе (б)

Интерес к методикам быстрой оценки параметров ударно-волновой структуры плоских, в том числе асимметричных [12–14], течений с маховским отражением возрос в последнее время [12–15], что, по-видимому, связано с развитием авиационной и ракетной техники, совершающей полёты с большими сверхзвуковыми скоростями в атмосфере.

Наличие сильных скачков уплотнения в сверхзвуковом потоке реакционноспособной газовой (топливно-воздушной) смеси способно инициировать химические реакции и детонационные эффекты. В связи с этим требуется обобщение аналитических моделей [9, 10], хорошо зарекомендовавших себя для течений совершенного нереагирующего газа, на случай изменения химического состава и импульсного энерговыделения на возникающих скачках. В [16–18] классические соотношения на скачках уплотнения обобщаются на этот случай. В частности, вместо классических ударных поляр построены «детонационные» поляры; выведены обобщенные критерии смены типа (регулярного или маховского) отражения косых скачков и проанализировано их смещение по сравнению с течением без энергоподвода и изменения химического состава.

Численные и теоретические результаты работ [16–20] не всегда напрямую применимы на практике.

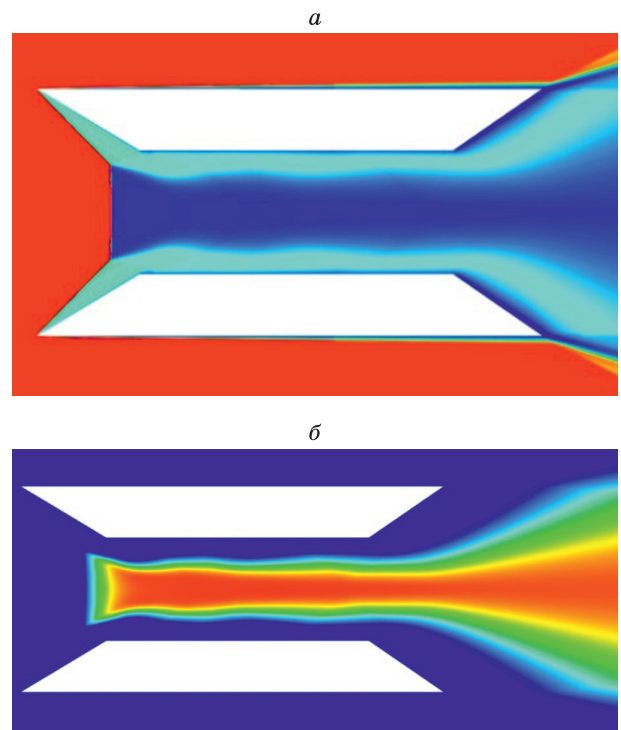


Рис. 2. Распределение полного давления (а) и массовой доли углекислого газа (б) в поле течения стехиометрической метановоздушной смеси. Число Маха невозмущенного потока $M = 6$, угол при вершине клиньев, формирующих вход в сужающийся канал, $\theta_1 = 24^\circ$. Давление торможения сверху от тангенциального разрыва заметно больше, но химические реакции с образованием CO_2 происходят только за главным скачком

В частности, важные аналитические соотношения, полученные в [16], основаны на предположении наличия детонационных эффектов на падающем (j_1) и главном (j_3) скачках. В то же время заметно более высокая температура газовой смеси инициирует детонационные эффекты, в первую очередь, на главном скачке ([5, 6]; см. также рис. 2). При этом ни на падающем скачке, ни на отраженном не наблюдается ни изменения химического состава, ни энерговыделения, что учтено в [17], где для описания течения на главном скачке введен усредненный (между сырой смесью и продуктами её сгорания) показатель адиабаты.

В [21, 22] приближенно-аналитическая модель течения с маховским отражением [9, 10] обобщена на случай изменения химического состава и импульсного энергоподвода на главном скачке. На примере сильноперерасширенной струи метано-воздушной и кислород-водородной смесей изложен алгоритм расчёта параметров ударно-волновой структуры и показаны первичные результаты его применения, а также проведено сравнение с аналогичными данными для сильноперерасширенной струи не реагирующего газа. В представленной работе проводится краткое изложение алгоритма применения модели [21, 22], и некоторые примеры его сопоставления с численными результатами.

АЛГОРИТМ ПРИМЕНЕНИЯ ПРИБЛИЖЕННО-АНАЛИТИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ

Для быстрой оценки параметров ударно-волновой структуры сверхзвукового потока с маховским отражением, импульсным энергоподводом и изменением химического состава на главном скачке в первую очередь задаются параметры течения начальной смеси (значения числа Маха M и показателя адиабаты γ), а также показатель адиабаты γ_3 продуктов сгорания, безразмерный импульсный энергоподвод ϕ [21, 22] и интенсивность J_1 падающего скачка (отношение статических давлений на его сторонах). Далее параметры течения определяются следующим образом:

1. Задается значение u_T высоты тройной точки в первом приближении.

2. Согласно модели, изложенной в [21, 22], решается задача расчета параметров течения в окрестности тройной точки с учётом импульсного энергоподвода и изменения химического состава газа (что изменяет, в том числе его показатель адиабаты) на главном скачке. Определяются числа Маха на сторонах тангенциального разрыва и угол $\theta_0 = \theta_3$ его наклона в окрестности тройной точки, а также начальное число Маха M_{30} течения по «виртуальному соплу» 3. Параллельно могут быть определены, в частности, углы $\omega_1 - \omega_3$ наклона скачков $j_1 - j_3$ к вектору скорости потока перед ними.

3. Устанавливается форма слегка искривленного (выпуклого вверх) отраженного скачка уплотнения j_2

(TB), а также координаты точки B и параметры течения за скачком в этой точке. Как правило, задача о форме отраженного скачка решается в полярных координатах (r, ζ) в соответствии с рис. 1,б. Некоторое уменьшение интенсивности скачка j_2 при удалении от тройной точки объясняется воздействием течения в области 2 (до характеристики B_1B , рис. 1,б), фактически являющегося простой волной разрежения Прандтля-Майера.

4. Определяются форма граничной характеристики BD (BFD , рис. 1,б), тангенциального разрыва τ (на отрезке TD) и параметры течения на их сторонах (в частности, в произвольной точке F_1 (рис. 1,б) на тангенциальном разрыве).

5. Решается задача о падении волны разрежения ψ_4 , вызывающем разворот тангенциального разрыва τ на участке DC (DHC , рис. 1,б). Если обнаруживается, что критическая скорость течения в области 3 достигается до горизонтального разворота разрыва, предлагаемая высота u_T недостаточна, в противном случае – избыточна. При этом расчёт параметров волны ψ_5 отраженной от разрыва τ и располагающейся за характеристикой DH_1E , не является обязательным.

6. По результатам проведенной итерации значение u_T уточняется, после чего расчеты производятся в следующем приближении.

Более подробное изложение математической модели и алгоритма её применения приведено в работах [21, 22].

РЕЗУЛЬТАТЫ ПРИМЕНЕНИЯ ПРИБЛИЖЕННО-АНАЛИТИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ

В качестве примера использования представленной модели рассчитывается истечение равномерной (в выходном сечении) плоской струи топливно-воздушной газовой смеси. Показатели адиабаты смеси в набегающем потоке и за главным скачком уплотнения принимались равными $\gamma = 1.396$ и $\gamma_3 = 1.290$, что примерно соответствует стехиометрической метановоздушной смеси (массовые доли – 4.856% CH_4 , 74.212% N_2 , 19.980% O_2 , 0.951% других примесей) и продуктам ее полного сгорания, включающим углекислый газ и водяной пар. Удельная теплота сгорания горючего принималась равной 55.266 МДж/кг, что соответствует значению 2.684 МДж/кг в пересчете на всю газовую смесь и безразмерной величине импульсного энергоподвода $\phi = 30.045$ при $T = 300$ К. Это значение удельного энергоподвода на порядок превосходит рассматриваемое в работе [16].

Ввиду достаточно большой величины импульсного энергоподвода, решение системы уравнений, описывающей стационарное маховское отражение, в рассматриваемых условиях существует лишь при $M > 5.436$. При $M = 5.436$ детонационная поляра главного скачка сжимается в точку, соответствующую

шую интенсивности (отношению статических давлений на отраженном скачке)

$$J_{3\min} = J_{3\max} = \frac{\gamma+1}{\gamma_3+1} \cdot \frac{J_m(M)+1}{2} =$$

$$= \frac{\gamma+1}{\gamma_3+1} \cdot \frac{(1+\varepsilon)M^2 + (1-\varepsilon)}{2} = \frac{\gamma M^2 + 1}{\gamma_3 + 1},$$

а при меньших числах Маха – исчезает. Решение, описывающее тройную конфигурацию маховского отражения, при $M < 5.436$ следует искать, допустив движение главной ударной волны j_3 вверх по потоку, т.е. нестационарность течения. Здесь $\varepsilon = (\gamma - 1) / (\gamma + 1)$, а $J_m = (1 + \varepsilon)M^2 - \varepsilon$ – интенсивность прямого скачка в совершенном газе без энергоподвода.

На рис. 3 приведены примеры расчета безразмерной (отнесенной к полуширине выходного сечения) высоты тройной точки y_T в зависимости от интенсивности J_1 падающего скачка (при условии, что осуществляется безотрывное истечение рассматриваемой сильноперерасширенной струи). Кривые 1–6 соответствуют истечению с числами Маха $M = 6; 6.5; 7; 8; 9$ и 10 во всём диапазоне теоретически возможных интенсивностей падающего скачка.

Для сравнения, кривыми 1а–6а показаны значения $y_T(J_1)$, рассчитанные при тех же параметрах истечения, но при отсутствии энерговыделения ($\varphi = 0$) и изменения химического состава смеси ($\gamma_3 = \gamma = 1.396$), то есть согласно алгоритму [9, 10], обобщение которого представлено в [21, 22]. Из сравнения кривых 1–6 и 1а–6а очевидно, что значительный импульсный энергоподвод заметно смещает условия возникновения маховского отражения (из точек $vN_1 - vN_6$, соответствующих «классическому» критерию фон Неймана, в точки $N_1 - N_6$). Кроме того, энерговыделение приводит к существенному увеличению размеров главного (маховского) скачка и ширины области дозвукового течения.

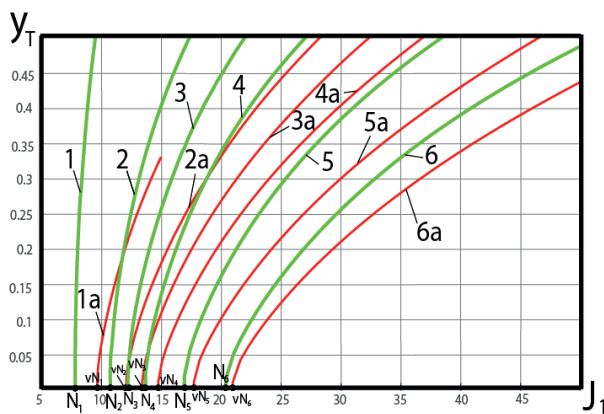


Рис. 3. Значения высоты тройной точки в зависимости от интенсивности падающего скачка при наличии (кривые 1–6) и отсутствии (кривые 1а–6а) импульсного энергоподвода и изменения химического состава в стехиометрической метановоздушной смеси

Следующий пример применения предлагаемой приближенно-аналитической модели соответствует полю течения, показанному на рис. 2. Это плоское течение стехиометрической метановоздушной смеси в сужающемся канале между двумя клиньями (угол при вершине клиньев $\theta_1 = 24^\circ$, расстояние между передними кромками – 200 мм, минимальная ширина канала – 100 мм). В примерах расчёта, показанных на рис. 2,а–б, экзотермические реакции, возбужденные сильным увеличением температуры на главном скачке, рассчитывались на основе уравнений химической кинетики. Для сравнения были получены результаты в условиях, когда химические реакции были искусственно запрещены, и смесь считалась нереагирующей. В результате относительная (отнесенная к ширине входного сечения) высота y_T маховского скачка уплотнения уменьшилась от 0.377 (при наличии химических реакций) до 0.277 (при их отсутствии). Используемая здесь приближенно-аналитическая модель (с включением решения задачи о взаимодействии встречных скачка уплотнения и волны разрежения, данного в [23, 24]) оценивает безразмерную высоту тройной точки как 0.412 и 0.215, соответственно. Степень соответствия численных и аналитических данных представляется удовлетворительной.

Из рис. 2,б также видно, что химические реакции с образованием продуктов сгорания имеют место только за главным (маховским) скачком.

На следующей стадии исследования, результаты, получаемые в рамках развиваемой здесь модели, сравнивались с данными численного эксперимента [25]. Сначала рассматривалось течение бедной водородовоздушной смеси ($0.4 \text{ H}_2 + 4.772 \text{ Air}$) при $M = 3.0$ и $M = 3.15$. Задача маховского отражения в таком потоке не имела численного решения в работе [25] – или происходило регулярное отражение, или течение оказывалось неустановившимся. Если предположить полное сгорание водорода, то удельный импульсный энергоподвод оказывался равным 0.821 МДж/кг, что превосходит критическое значение (0.538 МДж/кг при $M = 3.15$ или 0.477 МДж/кг при $M = 3$), при котором возможно решение для стационарной детонации Чепмена – Жуге. В этом случае детонационная поляра вырождается в точку и исчезает (по крайней мере, при $\gamma = 1.403$ и $\gamma_3 = 1.322$, что соответствует начальной смеси и продуктам полного сгорания водорода в ней). По этой причине можно говорить о соответствии аналитических и численных данных (хотя и «негативном» в смысле отсутствия существования решения). Более содержательные результаты могут быть получены для течения той же смеси с числом Маха, равным 4.0.

В последнюю очередь рассматривалось течение стехиометрической смеси водорода и кислорода в условиях, аналогичных рассматриваемым в работе [29]. При $M=4$ импульсный энергоподвод превосходит критическое значение, что объясняет отсутствие решения для стационарной детонации при $M = 4$ и $\theta_1 = 25^\circ$ в [25].

При $M=7$, численное решение для стационарной детонации было получено в работе [25] только для узкого диапазона углов поворота потока на падающем скачке (от $\theta_1 = 20^\circ$ до $\theta_1 = 23.5^\circ - 24^\circ$). Верхняя граница существования решения полностью соответствует применяемой здесь модели (максимальная интенсивность падающего скачка соответствует углу поворота потока $\theta_1 = 23.824^\circ$). При этом главный (маховский) скачок занимает практически всё поперечное сечение сужающегося канала или истекающей сверхзвуковой струи. Нижний предел ($\theta_1 = 20^\circ$) практически соответствует классическому критерию фон Неймана для перехода к регулярному отражению в совершенном газе без химических реакций ($\theta_1 = 19.716^\circ$). С учетом импульсного энергоподвода, это предельное значение снижается до $\theta_1 = 17.104^\circ$ (смещение от точки 1' до точки 1 на рис. 5). Сложно утверждать, какой из этих критериев воплощается на практике, особенно учитывая существование решений как для маховского, так и для регулярного отражения [26], вплоть до $\theta_1 = 30.245^\circ$. Согласно вычислительным результатам авторов, регулярное отражение скачков в описываемых условиях преобладает даже при $\theta_1 = 22^\circ$. Кроме того, в высокоскоростных потоках стехиометрической смеси водорода и кислорода детонационные процессы возможны не только за маховским, но и за падающим скачком.

Зависимость $y_T(\theta_1)$ высоты тройной точки от угла поворота потока на падающем скачке в стехиометрической смеси водорода и кислорода показана на рис. 5. Кривые I и I' соответствуют наличию и отсутствию химических реакций в потоке с $M = 7$, кривые II и II' – в потоке с $M = 8$.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Температура потока за главным скачком маховского отражения, образующегося в высокоскоростных сверхзвуковых потоках газа, значительно выше, чем за падающим и отраженным скачками. По этой причине детонационные эффекты (импульсное энерговыделение и изменение химического состава реакционноспособной газовой смеси) инициируются, в первую очередь, за главным (маховским) скачком. Анализ возникающих тройных конфигураций показывает, что значительное импульсное выделение энергии приводит к смещению критериев вида отражения косых скачков. Скачки уплотнения, регулярно отражающиеся согласно классической теории, могут отражаться с образованием тройной точки, если допустить импульсное энерговыделение на маховском скачке.

В данной работе представлена приближенно-аналитическая модель для быстрого расчёта параметров ударно-волновой структуры течения реакционноспособной газовой смеси с маховским отражением. Предлагаемая модель впервые учитывает изменение химического состава и импульсный энергоподвод на главном скачке. Первичные результаты, полученные

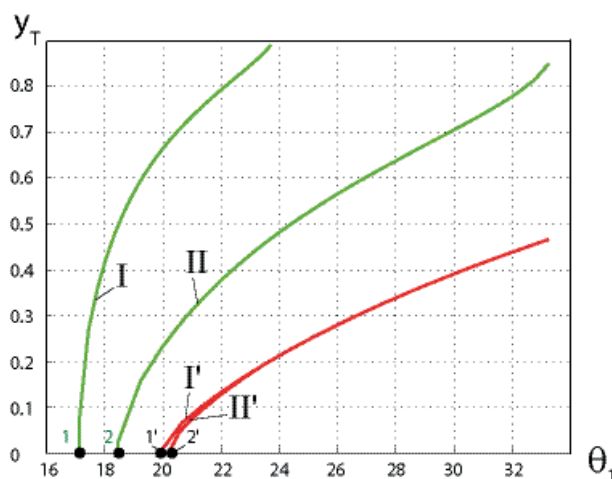


Рис. 4. Значения высоты тройной точки в зависимости от угла поворота потока на падающем скачке при наличии (кривые I, II) и отсутствии (кривые I', II') импульсного энергоподвода и изменения химического состава в стехиометрической смеси водорода и кислорода

при расчете сверхзвукового струйного течения стехиометрического состава метановоздушной газовой смеси, показывают не только более раннее возникновение маховского отражения по сравнению с аналогичным течением без химических реакций, но и значительное увеличение геометрических размеров главного скачка уплотнения. Расчет и анализ течений бедной и стехиометрической смеси водорода и кислорода приводит к аналогичным выводам.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (проект «Создание опережающего научно-технического задела в области разработки передовых технологий малых газотурбинных, ракетных и комбинированных двигателей сверхлегких ракет-носителей, малых космических аппаратов и беспилотных воздушных судов, обеспечивающих приоритетные позиции российских компаний на формируемых глобальных рынках будущего», № FZWF-2020-0015).

Список литературы

1. Чернышов М.В., Гвоздева Л.Г. Тройные конфигурации скачков уплотнения и бегущих ударных волн // Известия вузов. Авиационная техника. 2022. № 2. С. 87–110.
2. Усков В.Н., Чернышов М.В. Особые и экстремальные тройные конфигурации скачков уплотнения // Прикладная механика и техническая физика. 2006. Т. 47. № 4. С. 39–53.
3. Чернышов М.В. Экстремальные тройные конфигурации с отрицательным углом наклона отраженного скачка // Известия вузов. Авиационная техника. 2019. № 2. С. 82–88.
4. Иванов М.С., Кудрявцев А.Н., Троцюк А.В., Фомин В.М. Способ организации детонационного режима горения в камере сгорания сверхзвукового прямоточного воздушно-реактивного двигателя. Заявка на выдачу патента

- на изобретение № 2004136236/06 от 10.12.2004, номер патента RU 2285143 C2 от 10.10.2006.
5. Chernyshov M.V., Murzina K.E., Matveev S.A., Yakovlev V.V. Shock-wave structures of prospective combined ramjet engine // IOP Conf. Series: Materials Science and Engineering. 2019. Vol. 618. Paper No. 012068. 10 pp.
 6. Savelova K.E., Alekseeva M.M., Matveev S.A., Chernyshov M.V. Shock-wave structure of prospective combined jet engine // Journal of Physics: Conference Series. 2021. Vol. 1959. Paper No. 012043. 9 p.
 7. Azevedo D.J., Liu C.S. Engineering approach to the prediction of shock patterns in bounded high-speed flows // AIAA Journal. 1993. Vol. 31. No. 1. Pp. 83–90.
 8. Медведев А.Е., Фомин В.М. Приближенно-аналитический расчет маховской конфигурации стационарных ударных волн в плоском сужающемся канале // Прикладная механика и техническая физика. 1998. Т. 39. № 3. С. 52–58.
 9. Омельченко А.В., Усков В.Н., Чернышов М.В. Об одной приближенной аналитической модели течения в первой бочке перерасширенной струи // Письма в Журнал технической физики. 2003. Т. 29. Вып. 6. С. 56–62.
 10. Chernyshov M.V., Savelova K.E., Kapralova A.S. Approximate Analytical Models of Shock-Wave Structure at Steady Mach Reflection // Fluids. 2021. Vol. 6. Issue 9. No. 305. 18 p.
 11. Silnikov M.V., Chernyshov M.V. The interaction of Prandtl-Meyer wave and quasi-one-dimensional flow region // Acta Astronautica. 2015. Vol. 109. Pp. 248–253.
 12. Tao Y., Liu W., Fan X., Xiong B., Yu J., Sum M. A study of the asymmetric shock reflection configurations in steady flows // Journal of Fluid Mechanics. 2017. Vol. 825. Pp. 1–15.
 13. Roy S., Gopalapillai R. An analytical model for asymmetric Mach reflection configuration in steady flows // Journal of Fluid Mechanics. 2019. Vol. 863. Pp. 242–268.
 14. Lin J., Bai C.-Y., Wu Z.-N. Study of asymmetrical shock wave reflection in steady supersonic flow // Journal of Fluid Mechanics. 2019. Vol. 864. Pp. 848–875.
 15. Choe S.-G. A method for predicting Mach stem height in steady flows // Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers. Part G: Journal of Aerospace Engineering. 2021. Vol. 236. Issue 1. 095441002110015. 8 p.
 16. Медведев А.Е. Отражение косой ударной волны в реагирующем газе с конечной длиной зоны реакции // Прикладная механика и техническая физика. 2001. Т. 42. № 2. С. 33–41.
 17. Chernyshov M.V., Kapralova A.S., Matveev S.A., Savelova K.E. Stationary Mach Configurations with Pulsed Energy Release on the Normal Shock // Fluids. 2021. Vol. 6. Issue 12. Paper No. 439. 16 p.
 18. Денисов Ю.Н. Газодинамика детонационных структур. М.: Машиностроение, 1989. 176 с.
 19. Li J., Ning J., Le J.H.S. Mach reflection of ZDN detonation wave // Shock Waves. 2015. Vol. 25. Issue 3. Pp. 293–304.
 20. Jing T., Ren H., Li J. Onset of the Mach reflection of Zel'dovich – von Neumann – Döring detonations // Entropy. 2021. Vol. 23. Issue 3. Paper No. 314. Pp. 1–20.
 21. Чернышов М.В., Савелова К.Э. Приближенно-аналитическая модель струйного течения с маховским отражением и импульсным энергоподводом на главном скачке // Известия вузов. Авиационная техника. 2023. № 1. С. 43–54.
 22. Chernyshov M.V., Savelova K.E. An Approximate Analytical Model of a Jet Flow with Mach Reflection and Pulsed Energy Supply at the Main Shock // Fluids. 2023. Vol. 8. Issue 4. Paper No. 132. 16 p.
 23. Li H., Ben-Dor G. Oblique Shock – Expansion Fan Interaction – Analytical Solution // AIAA Journal. 1996. Vol. 43. Issue 2. Pp. 418–421.
 24. Мешков В.Р., Омельченко А.В., Усков В.Н. Взаимодействие скачка уплотнения со встречной волной разрежения // Вестник Санкт-Петербургского университета. Сер. 1. Математика, механика, астрономия. 2002. Т. 2. № 9. С. 99–106.
 25. Троцюк А.В., Кудрявцев А.Н., Иванов М.С. Численное исследование стационарных детонационных волн // Вычислительные технологии. 2006. Т. 11. Ч. 2, специальный выпуск. С. 37–44.
 26. Ben-Dor G. Shock Wave Reflection Phenomena; Berlin – Heidelberg – New York: Springer, 2007. 342 p.

ИЗУЧЕНИЕ ВЛИЯНИЯ ПАРАМЕТРОВ СИНТЕЗА И ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОГО ОТЖИГА НА РАЗМЕР КРИСТАЛЛИТА ТОНКОЙ ПЛЕНКИ ПОЛИКРИСТАЛЛИЧЕСКОГО АЛЮМИНИЯ

Меркулова И.Е.

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

Аннотация. Повышение эффективности тонкопленочных солнечных элементов (СЭ) может быть достигнуто путем увеличения среднего размера кристаллита пленки поликремния. Одним из способов получения тонкой пленки кристаллического кремния на стеклянных подложках является метод металл-индуцированной кристаллизации аморфного кремния. В данной работе было изучено влияние скорости синтеза и температуры отжига на средний размер зерна тонких пленок поликристаллического алюминия. В результате исследований было подтверждено, что с увеличением скорости синтеза пленок поликристаллического алюминия увеличивается средний размер зерна алюминия. Высокотемпературный отжиг также способствует росту среднего размера зерна алюминия, причем, с ростом температуры отжига увеличивается средний размер зерна Al. Показано, что значения размера кристаллита алюминия, рассчитанные путем обработки АСМ-изображений, превышают значения, полученные методом РФА, практически в два раза. Предполагается, что такое различие в значениях среднего размера зерна, полученных двумя методами, объясняется низкой разрешающей способностью АСМ-метода, которая в свою очередь не позволяет учитывать зерна Al малого размера, которые располагаются на границах крупных зерен Al.

Ключевые слова: тонкопленочные солнечные элементы, высокотемпературный отжиг, кристаллизация аморфного кремния.

THE STUDY OF THE INFLUENCE OF SYNTHESIS PARAMETERS AND HIGH-TEMPERATURE ANNEALING ON THE CRYSTALLITE SIZE OF A THIN FILM OF POLYCRYSTALLINE ALUMINUM

Merkulova I.E.

*Kutateladze Institute of Thermophysics SB RAS,
630090, Russia, Novosibirsk, Lavrentyev Ave. 1*

Annotation. An increase in the efficiency of thin-film solar cells (SE) can be achieved by increasing the average size of the polysilicon film crystallite. One of the methods for obtaining a thin film of crystalline silicon on glass substrates is the method of metal-induced crystallization of amorphous silicon. In this paper, the influence of the synthesis rate and annealing temperature on the average grain size of polycrystalline aluminum thin films was studied. As a result of the research, it was confirmed that with an increase in the rate of synthesis of polycrystalline aluminum films, the average grain size of aluminum increases. High-temperature annealing also contributes to the growth of the average grain size of aluminum, moreover, with an increase in the annealing temperature, the average grain size of Al increases. It is shown that the values of the size of the aluminum crystallite calculated by processing AFM images exceed the values obtained by the XRD method by almost two times. It is assumed that such a difference in the values of the average grain size obtained by the two methods is explained by the low resolution of the AFM method, which in turn does not allow taking into account small Al grains that are located at the boundaries of large Al grains.

Keywords: thin-film solar cells, high-temperature annealing, crystallization of amorphous silicon.

Одним из способов снижения стоимости производства солнечных элементов (СЭ) – это использование в качестве подложек дешевых материалов, вместо дорогостоящих пластин монокристаллического кремния. Поскольку затраты на изготовление пластины монокристаллического кремния для СЭ составляют около 30% от общей стоимости производства, использование подложек низкой стоимости, например стекла, может способствовать снижению затрат [1]. Одним из методов создания СЭ с высоким КПД и низкой стоимостью производства является использование в качестве светопоглощающего слоя тонкой пленки поликристаллического кремния (поликремния) на низкотемпературной подложке. Таким обра-

зом, получение поликремния на низкотемпературных (стеклянных) подложках является актуальной задачей.

Повышение эффективности тонкопленочных СЭ может быть достигнуто путем увеличения среднего размера кристаллита пленки поликремния. Для светопоглощающих слоев СЭ размер зерна пленки поликремния играет значительную роль: с увеличением размера зерна уменьшается площадь границ зерен, что приводит к уменьшению потерь на границах зерен [2]. В работе [3] было показано, что тонкопленочный солнечный элемент на кристаллическом кремнии с размером зерна кремния порядка 10 мкм обладает КПД около 8,5 %.

Одним из способов получения тонкой пленки кристаллического кремния на стеклянных подложках является метод металл-индуцированной кристаллизации аморфного кремния. В качестве металла, катализатора процесса кристаллизации, широко используются никель [4], золото [5], алюминий [6]. Процесс металл-индуцированной кристаллизации с использованием алюминия (АИК) считается одним из многообещающих подходов, поскольку он протекает с относительно медленной скоростью зародышеобразования, что приводит к образованию высококачественных крупных кристаллических зерен, с размером 10–100 мкм [7].

Известно, что формирование зерен кремния в процессе АИК осуществляется на границах зерен тонкой пленки поликристаллического алюминия (poly-Al). Таким образом, можно предположить, что увеличения среднего размера зерна кремния можно достичь путем увеличения среднего размера зерна пленки poly-Al [8]. Увеличение температуры подложки в процессе синтеза тонкой пленки poly-Al приводит к увеличению среднего размера зерна алюминия. В работе [9] при повышении температуры подложки с 150 до 190 °С происходило изменение продольных размеров кристаллических структур poly-Al с 300 до 600 нм. Кроме того, добиться увеличения среднего размера зерна poly-Al становится возможным путем увеличения скорости синтеза тонкой пленки. В работе [10] показано, что в результате увеличения скорости синтеза с 0.1 до 2 нм/с, при постоянной температуре подложки, средний размер кристаллита алюминия увеличивается с 15–40 нм до 50–100 нм для разных типов подложек. Однако, как было показано в работе [11] увеличение скорости синтеза пленки poly-Al приводит к увеличению средней шероховатости пленки, увеличивается разброс между максимальной и минимальной высотой структур на пленке, и, кроме того, на поверхности появляются крупные кристаллические структуры – «хилло-

ки». Такая неоднородность по толщине пленки будет негативно сказываться на течении процесса АИК. Однако, увеличения среднего размера зерна алюминия можно достичь не только в процессе синтеза тонкой пленки poly-Al, но и в результате последующего высокотемпературного отжига [12].

В данной работе было изучено влияние скорости синтеза и температуры отжига на средний размер зерна тонких пленок поликристаллического алюминия.

На подложках из монокристаллического кремния (c-Si), покрытых слоем термического окисла толщиной 100 нм были синтезированы тонкие пленки поликристаллического алюминия. Синтез производился при температуре подложки 160 °С, с двумя различными скоростями синтеза – 10 и 110 нм/мин. С помощью снимков поперечного сечения образцов, полученных на сканирующем электронном микроскопе, была рассчитана толщина пленок, которая составила порядка 260 нм. Полученные тонкие пленки poly-Al подвергались высокотемпературному отжигу в вакуумной печи (10^{-5} Па) при температурах 400 и 550 °С в течение 15 часов.

С помощью рентгенофазного анализа (РФА) была исследована кристаллическая структура и получен средний размер зерна алюминия для исходных и отожженных пленок. Исследование проводилось на дифрактометре Shimadzu XRD-7000 (CoK α -излучение, $2\theta = 20 - 80^\circ$). Спектры РФА (рис. 1) были получены для тонких пленок poly-Al, как после осаждения, так и после отжига при температурах 400 и 550 °С. Для пленок poly-Al, осажденных при скорости синтеза 10 нм/мин (рис. 1а) и 110 нм/мин (рис. 1б) поликристаллическая структура полученных образцов подтверждается наличием 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 (111). Было показано, что увеличение скорости синтеза с 10

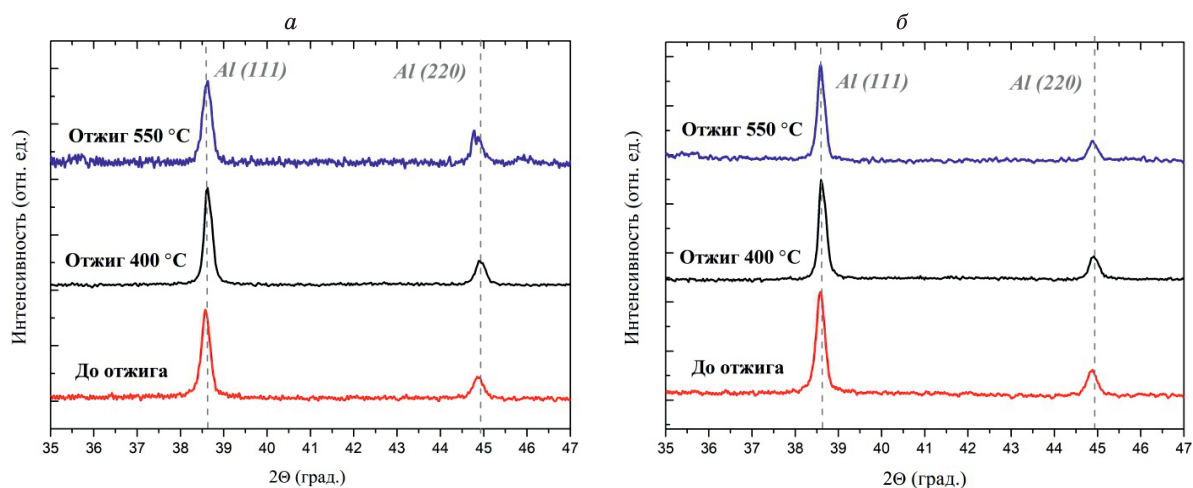


Рис. 1. Спектры РФА тонких пленок poly-Al после осаждения и после отжига при 400 и 550 °С, осажденных со скоростями 10 (а) и 110 нм/мин (б). Спектры разнесены вертикально для лучшего восприятия.

до 110 нм/мин приводит к росту среднего размера зерна Al в пленке с 60 до 84 нм, соответственно. В процессе отжига, для пленки poly-Al, осажденной при скорости синтеза 10 нм/мин средний размер зерна увеличился с 60 до 90 нм в случае отжига при 400 °С и с 60 до 79 нм при температуре отжига 550 °С. Для пленки, осажденной при скорости синтеза 110 нм/мин средний размер зерна, также увеличился в процессе отжига. В результате высокотемпературного отжига при температуре 400 °С средний размер Al зерна увеличился с 84 до 110 нм, а при 550 °С – с 84 до 140 нм. Максимальное увеличение среднего размера зерна при скорости синтеза 10 нм/мин составило 50 % в случае отжига при температуре 400 °С. Для образцов, осажденных при высоких скоростях синтеза, максимальное увеличение размера зерна в процессе отжига составило более 65 % при температуре 550 °С. Изучив значения среднего размера зерна алюминия, полученные методом ОКР, можно сделать вывод, что рост зерна Al в процессе отжига происходит быстрее для тонких пленок, осажденных при высоких скоростях синтеза.

Для исследования морфологии поверхности тонких пленок poly-Al применялся метод сканирующей электронной микроскопии (СЭМ).

Исследование осажденных и отожженных тонких пленок проводилось на микроскопе JEOL JSM-6700F. На рис. 2 представлены СЭМ-изображения поверхности тонких пленок poly-Al в ориентации «top view» для образцов после синтеза, а также после высокотемпературного отжига. Ранее в работе [11] было исследовано влияние на морфологию поверхности тонких пленок poly-Al таких параметров синтеза, как скорость синтеза и температура подложки. В результате исследования было получено, что увеличение скорости синтеза также, как и повышение температуры подложки, ведет к увеличению среднего размера зерна алюминия. Кроме того, было показано, что при высоких температурах подложки поверхность тонкой пленки становится сильно неоднородной, с большим разбросом по высоте структур. На рис. 2а,б представлены СЭМ-изображения поверхности пленок алюминия, осажденных при скоростях синтеза 10 и 110 нм/мин. На изображениях вид-

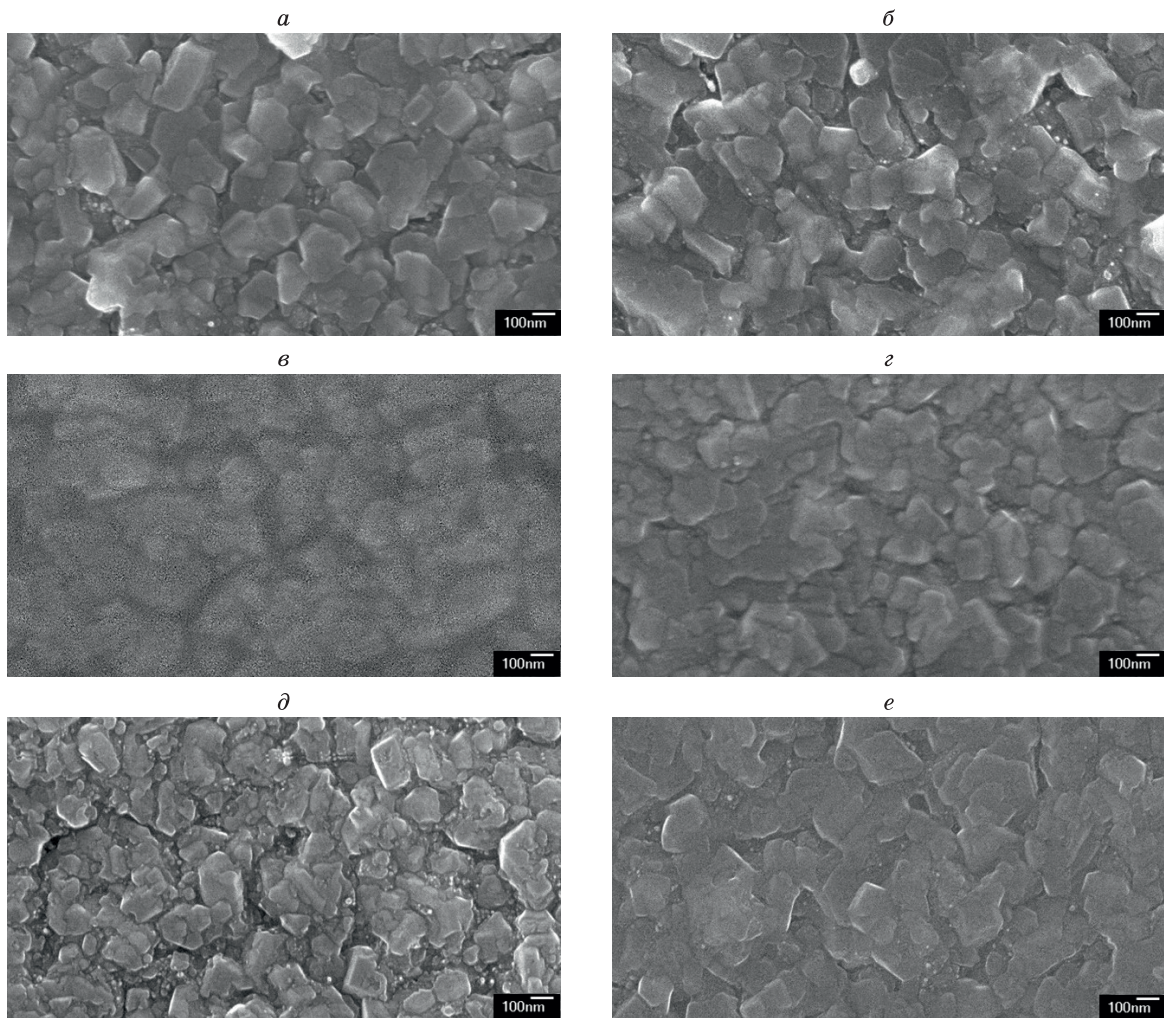


Рис. 2. СЭМ-изображения поверхности тонких пленок poly-Al, осажденных со скоростями 10 и 110 нм/мин: после осаждения (а, б), после отжига при 400 °С (в, г), после отжига при 550 °С (д, е).

но, что пленки являются неоднородными по толщине, и на поверхности пленок имеются «хиллоки» со средним латеральным размером порядка 150-300 нм. «Хиллоки» находятся над поверхностью тонкой пленки и являются типичными структурами для такого вида пленок [13]. На рис. 2в,г представлены СЭМ-изображения поверхности пленок, подвергшихся высокотемпературному отжигу при температуре 400 °С, а на рис. 2д,е – при температуре 550 °С. Стоит отметить, что в процессе высокотемпературного отжига поверхность тонких пленок poly-Al не претерпела значительных изменений для всех температур отжига. Такой результат связан с тем, что в

случае «хиллоков», которые были сформированы в процессе синтеза тонкой пленки, во время высокотемпературного отжига происходит только внутренняя перекристаллизация без изменения геометрических свойств данных структур [14].

Морфология поверхности тонких пленок poly-Al также была исследована методом атомно-силовой микроскопии (АСМ) на АСМ-системе NT-MDT Solver Next. АСМ-изображения поверхности размером $10 \times 10 \text{ мкм}^2$, приведенные на рис. 3, были получены для осажденных и отожженных образцов. Для всех типов образцов рассчитаны значения среднеквадратичной шероховатости S_q .

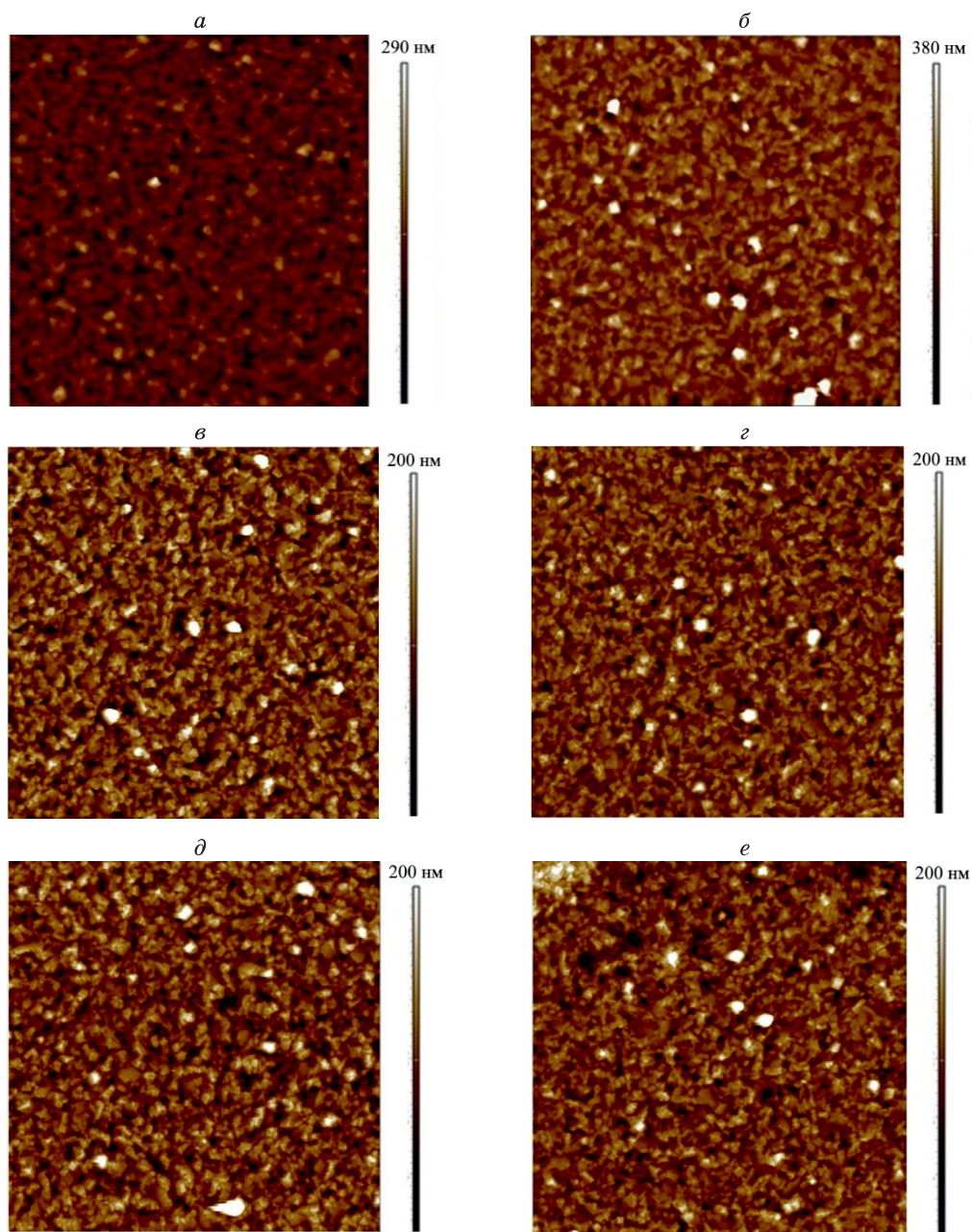


Рис. 3. АСМ-изображения поверхности тонких пленок poly-Al, синтезированных со скоростями 10 и 110 нм/мин: после осаждения (а, б), после отжига при 400 °С (в, г), после отжига при 550 °С (д, е). Масштаб изображений $10 \times 10 \text{ мкм}^2$.

Значения среднего размера зерна алюминия для тонких пленок poly-Al, полученные методами РФА и АСМ

		V ₁ = 10 нм/мин	V ₂ = 110 нм/мин
РФА	До отжига	60 ± 6	84 ± 8
	Отжиг при 400 °С	90 ± 9	110 ± 11
	Отжиг при 550 °С	79 ± 8	140 ± 14
АСМ	До отжига	200	195
	Отжиг при 400 °С	204	211
	Отжиг при 550 °С	212	228

На полученных изображениях также наблюдаются «хиллоки», значительно выступающие над поверхностью пленки. Также можно отметить, что при высокой скорости синтеза, пленки имеют больший разброс по высоте структур на поверхности. Для образцов, синтезированных при скоростях синтеза 10 и 110 нм/мин, значение среднеквадратичной шероховатости составило 27,8 и 29 нм, соответственно. Для тонких пленок, осажденных при 10 нм/мин, значение среднеквадратичной шероховатости незначительно возросло с 27,8 до 30,3 нм в случае отжига при 400 °С и до 30,7 нм – при 550 °С. В случае тонкой пленки алюминия, осажденной с высокой скоростью синтеза, значение Sq, наоборот, уменьшается с 30,3 до 25,4 нм при температуре отжига 400 °С и до 27,5 нм для отжига при температуре 550 °С. В процессе анализа АСМ-изображений были получены значения среднего размера зерна Al для тонких пленок poly-Al, синтезированных при скоростях синтеза 10 и 110 нм/мин, а также для пленок, подвергавшихся высокотемпературному отжигу при 400 и 550 °С. Значения среднего размера зерна, полученные из АСМ-изображений и значения, полученные методом ОКР для сравнения представлены в таблице 1. Стоит отметить, что в результате высокотемпературного отжига происходит увеличение среднего размера зерна, что подтверждается различными методами измерения. Значения среднего размера зерна алюминия для пленок, осажденных при 10 и 110 нм/мин, полученные путем анализа АСМ-изображений, составили 200 и 195 нм. Стоит отметить, что средний размер зерна для пленки, осажденной при высокой скорости синтеза, получился ниже, чем для образца с низкой скоростью синтеза. Такой результат отличается от результатов, полученных методом определения ОКР. Для тонкой пленки, осажденной со скоростью синтеза 10 нм/мин, средний размер зерна после отжига составил 204 нм (400 °С) и 212 нм (550 °С). Для пленок, осажденных при скорости синтеза 110 нм/мин, средний размер зерна после отжига составил 211 нм (400 °С) и 228 нм (550 °С).

Значения размера кристаллита алюминия, которые были рассчитаны путем анализа АСМ-снимков, в 2–3 раза превышают значения, рассчитанные методом определения ОКР. При этом тенденция к увеличению среднего размера зерна в процессе отжига сохраняется. Такой результат объясняется тем, что в методе определения ОКР учитываются зерна и малых размеров, в то время как разрешающая способность прибора для получения АСМ-изображений не позволяет взять в расчет более мелкие зерна, которые в том числе находятся на границах крупных зерен Al.

В данной работе были получены тонкие пленки poly-Al при температуре подложки 160 °С и скоростях синтеза 10 и 110 нм/мин. С целью увеличения среднего размера зерна алюминия полученные образцы подвергались высокотемпературному отжигу при температурах 400 и 550 °С. Было выявлено, что на

поверхности синтезированных образцов присутствуют особенности в виде «хиллоков», размером порядка 150 ÷ 300 нм. В результате исследований было подтверждено, что с увеличением скорости синтеза пленок поликристаллического алюминия увеличивается средний размер зерна алюминия. Высокотемпературный отжиг также способствует росту среднего размера зерна алюминия, причем, с ростом температуры отжига увеличивается средний размер зерна Al. Показано, что значения размера кристаллита алюминия, рассчитанные путем обработки АСМ-изображений, превышают значения, полученные методом РФА, практически в два раза. Предполагается, что такое различие в значениях среднего размера зерна, полученных двумя методами, объясняется низкой разрешающей способностью АСМ-метода, которая в свою очередь не позволяет учитывать зерна Al малого размера, которые располагаются на границах крупных зерен Al.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 22-79-10079, <https://rscf.ru/project/22-79-10079/> (диагностика тонких пленок) и в рамках государственного задания ИТ СО РАН № АААА-А19-119061490008-3 (синтез и отжиг тонких пленок).

Список литературы

1. Bhopal M. F. et al. C-Si thin-films on carbon-related substrates: Deposition and photovoltaic cells // Journal of the Korean Physical Society. – 2015. – Т. 66. – С. 730–738.
2. R.B. Bergmann, Crystalline Si thin-film solar cells: a review, Applied Physics A: Materials Science & Processing, 69 (1999), 187–194.
3. Qiu Y. et al. 8.5 % efficiency for thin-film polycrystalline silicon solar cells: a study of hydrogen plasma passivation // Proceedings of the 25th European Photovoltaic Solar Energy Conference-EPVSEC. – 2010. – С. 3633–3637.
4. Joshi A. R., Saraswat K. C. Nickel induced crystallization of/spl alpha/-Si gate electrode at 500/spl deg/C and MOS capacitor reliability // IEEE Transactions on Electron Devices. – 2003. – Т. 50. – №. 4. – С. 1058–1062.

5. Yang R.Y. et al. Low temperature metal induced crystallization of amorphous silicon by nano-gold-particles //Japanese journal of applied physics. – 2006. – Т. 45. – № 11L. – С. L1146.
6. Gordon I. et al. 8% Efficient thin-film polycrystalline-silicon solar cells based on aluminum-induced crystallization and thermal CVD // Progress in Photovoltaics: Research and Applications. – 2007. – Т. 15. – № 7. – С. 575–586.
7. Kurosawa M. et al. Orientation-controlled Si thin films on insulating substrates by Al-induced crystallization combined with interfacial-oxide layer modulation //Applied Physics Letters. – 2009. – Т. 95. – № 13. – С. 132103.
8. 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.
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. 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.
11. 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
12. Feil A.F. et al. The influence of aluminum grain size on alumina nanoporous structure. 2010.
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.

ДВУХМЕРНОЕ ПРЯМОЕ СТАТИСТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ТЕЧЕНИЯ ВОКРУГ ЛЕВИТИРУЮЩЕЙ МИКРОКАПЛИ С НЕ КРУГЛЫМ СЕЧЕНИЕМ

Морозов А.А., Зайцев Д.В.

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

Аннотация. Проведено прямое статистическое моделирование методом Монте-Карло течения вокруг левитирующей микрокапли воды с квадратным сечением над сухой или жидкой поверхностью. Задача решается в двухмерной плоской постановке. Рассматривается квадратная капля с длиной стороны 1 мкм на высоте от 0.5 до 2 мкм над поверхностью. Рассчитаны поля концентрации воздуха и водяного пара. Показано, что происходит значительное уменьшение концентрации воздуха вблизи капли и нижней поверхности жидкости. Вычислены силы, действующие на одиночную каплю и на пару одинаковых капель для широкого диапазона параметров. Проведен анализ изменения этой силы при увеличении высоты левитации капли над поверхностью.

Ключевые слова: прямое статистическое моделирование методом Монте-Карло, левитация микрокапли, испарение

TWO-DIMENSIONAL DIRECT MONTE CARLO SIMULATION OF THE FLOW AROUND A LEVITATING MICRODROPLET WITH A NON-CIRCULAR CROSS SECTION

Morozov A.A., Zaitsev D.V.

*Kutateladze Institute of Thermophysics SB RAS,
630090, Russia, Novosibirsk, Lavrentyev Ave. 1*

Annotation. A direct Monte Carlo simulation of the flow around a levitating water microdroplet with a square cross section over a dry or liquid surface has been carried out. The problem is solved in a two-dimensional plane setting. We consider a square droplet with a side length of 1 μm at a height of 0.5 to 2 μm above the surface. The concentration fields of air and water vapor are calculated. It is shown that there is a significant decrease in the air concentration near the drop and the lower surface of the liquid. The forces acting on a single drop and on a pair of identical drops are calculated for a wide range of parameters. An analysis of the change in this force with an increase in the drop levitation height above the surface is carried out.

Keywords: direct simulation Monte Carlo, DSMC, evaporation, levitation, microdroplet

ВВЕДЕНИЕ

Явление левитации микрокапель (размером порядка 1–10 мкм) вблизи поверхности нагретой жидкости впервые качественно было описано В. Шеффером в 1971 году [1]. Механизм образования капель связан с восходящим движением горячей паровоздушной смеси (поток Стефана) в область более низкой температуры, где образуются капли конденсата. Эти капли продолжают расти за счет конденсации и двигаться вниз под действием силы тяжести. В какой-то момент поток Стефана уравнивает гравитацию, и капли в конечном итоге левитируют над поверхностью, часто создавая большие упорядоченные массивы. В 2003 году подобное явление было зарегистрировано А.А. Федорцом [2] при исследовании фотоиндуцированных термокапиллярных потоков и получило название капельного кластера из-за того, что в эксперименте использовался локализованный источник тепла диаметром 1 мм. Упорядоченные массивы из левитирующих микрокапель жидкости можно наблюдать над разными типами горячих водных растворов, такими как чай, кофе, вода с моющими средствами, водопроводная, кипяченая и дистиллированная вода [3]. В работе [4] впервые была показана возможность левитации и самоорганизации

микрокапель не только над поверхностью жидкости, но и над твердой поверхностью (недогретой до температуры насыщения). Установлено, что переход микрокапель со смоченной на сухую поверхность сопровождается существенным изменением высоты левитации капли над контактной линией [5].

В [4] 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. Учет в модели размера капли и неоднородности её температуры позволил описать высоту левитации и для более крупных капель [6]. Для описания левитации микрокапель над жидкостью в модель был добавлен поток пара от жидкой поверхности [7].

В данной работе впервые для анализа течения вокруг левитирующей микрокапли воды в атмосфере воздуха применено прямое статистическое моделирование (ПСМ) методом Монте-Карло [8]. Этот метод позволяет получить детальную информацию о процессах в области течения на молекулярном уровне с

учетом возможной неравновесности функции распределения частиц по скоростям, но его использование требует значительных вычислительных ресурсов.

Течение вблизи микронной капли при атмосферном давлении характеризуется числом Кнудсена $Kn = \lambda/D \sim 0,05$ (здесь $\lambda \sim 0,05$ мкм — локальная длина свободного пробега, $D = 1$ мкм — диаметр капли). Такое относительно большое число оправдывает применение кинетического подхода к решению этой задачи. Ранее кинетический подход, основанный на решении эллипсоидального статистического уравнения Бхатнагара-Гросса-Крука (БГК), применялся для решения похожих задач определения радиометрических сил, действующих на сферическую частицу в разреженном газе [9, 10]. С другой стороны, метод ПСМ использовался для изучения силы термофореза на микрокапле [11, 12] и для анализа испарения капель на микроскопическом уровне [13]. Также этот метод используется для моделирования слабого испарения в фоновый газ [14, 15].

МЕТОД МОДЕЛИРОВАНИЯ

Мы используем традиционную ПСМ схему [8] с некоторыми элементами её «усложненной» версии [16, 17]. Физическая область разбита на расчетные ячейки с одинаковым размером ячейки Δx . Решение продвигается в дискретных временных шагах. Процесс моделирования делится на две части: во-первых, бесстолкновительное движение частиц в пространстве, во-вторых, моделирование столкновений между частицами. Временная эволюция газового облака строится по модельным частицам. Каждая модельная частица представляет собой F_N реальных молекул ($F_N \gg 1$). Состояние каждой частицы определяется ее положением в пространстве и вектором скорости. Столкновения между частицами моделируются по схеме «без счетчика времени». Количество пар частиц, отобранных для столкновений в ячейке за шаг по времени Δt , рассчитывается как

$$N_{col} = \frac{N_C(N_C - 1)F_N \sigma c_{r,max} \Delta t}{2V}$$

где N_C — число частиц в ячейке, σ — полное сечение столкновения, $c_{r,max}$ — максимальная относительная скорость двух частиц, V — объем ячейки. Для каждой пары частиц вычисляется относительная скорость $c_r = |\mathbf{v}_1 - \mathbf{v}_2|$ и генерируется случайное число $0 < R_j < 1$. Если выполняется условие $c_r/c_{r,max} > R_j$, то скорости выделенных частиц изменяются; в противном случае скорости частиц остаются неизменными. Шаг по времени Δt не должен превышать среднего времени между столкновениями, а размер ячейки Δx не должен превышать длину свободного пробега $\lambda_\infty = 1/(n_\infty \sigma \sqrt{2})$, где n_∞ — числовая плотность фонового газа.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Задача решается в двумерной плоской постановке. Задается прямоугольная площадка 5 на 5 мкм, раз-

деленная на квадратные ячейки. Мы рассматриваем смесь модельных газов с молекулярными массами $m_a = 29$ а.е.м. и $m_w = 18$ а.е.м., что соответствует молекулам воздуха и воды. Внутренние степени свободы рассматриваемых модельных частиц в расчете не учитываются. Используется модель твердых сфер.

Для простоты задается одинаковое сечение столкновения молекул воздуха и воды с диаметром твердой сферы $d = 4,27$ Å, что в целом соответствует известным литературным данным [8, 18, 19]. Для такой молекулярной модели длина свободного пробега молекул при атмосферном давлении $p = 10^5$ Па и температуре $T = 20$ °C равна $\lambda = kT / (p \pi d^2 \sqrt{2}) = 0.05$ мкм, где k — постоянная Больцмана.

Изначально область заполнена модельными молекулами воздуха. В центре области находится капля, с поверхности которой испаряются модельные частицы воды. В качестве модельного приближения на первом этапе для качественного анализа процессов рассматривается капля с квадратным сечением с длиной стороны 1 мкм.

Нижняя граница расчетной области соответствует твердой или жидкой поверхности. Случай твердой поверхности соответствует левитации микрокапли над сухой поверхностью. В этом случае имеет место диффузное отражение всех частиц от плоской поверхности. На поверхности капли для молекул воздуха задается диффузное отражение, а для молекул воды задается поглощение с вероятностью α и диффузное отражение с вероятностью $(1 - \alpha)$, где α — коэффициент испарения.

Случай жидкой поверхности соответствует левитации капли над тонкой пленкой жидкости. На рис. 1 показана типичная схема расчетной области для этого случая. Частицы воздуха диффузно отражаются от нижней поверхности, а частицы воды поглощаются. При этом имеет место испарение частиц воды с параметрами, соответствующими температуре жидкости. На границе сверху области задается поглощение всех частиц и входной поток частиц воздуха с параметрами, соответствующими нулевой скорости и температуре окружающей среды. На границе слева и справа задается зеркальное отражение для молекул воздуха и молекул воды, испарившихся снизу, а для молекул воды от капли задается полное поглощение. Также на левой границе можно задать зеркальную поверхность, что соответствует моделированию двух одинаковых микрокапель на одной высоте над поверхностью.

Поток частиц воды с поверхности испарения микрокапли или поверхности жидкости определяется выражением

$$\Psi = \frac{1}{4} \alpha n u_T = \frac{\alpha p_s}{\sqrt{2kT\pi m}},$$

где α — коэффициент испарения, p_s — давление насыщенного пара при температуре поверхности T_s ,

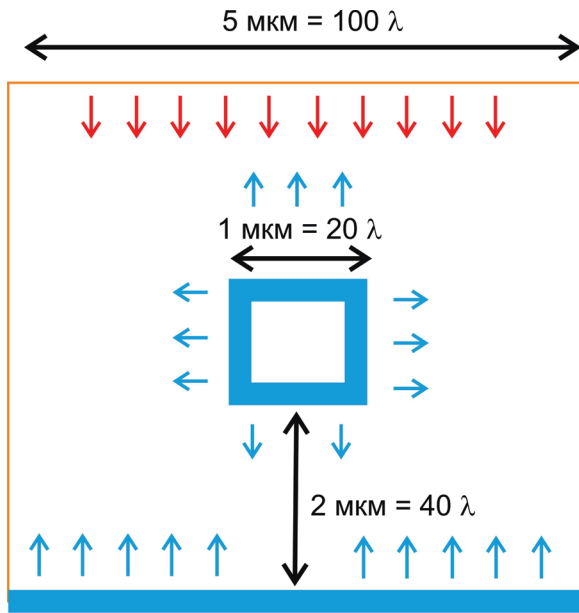


Рис. 1. Схема задачи.

$n_S = p_S / (kT_S)$. Для скоростей испаряющихся частиц задана полуМаксвелловская функция распределения

$$f_S(u, v, w) = \left(\frac{m}{2\pi kT_S} \right)^{3/2} \exp \left(- \frac{m(u^2 + v^2 + w^2)}{2kT_S} \right),$$

где u, v, w – компоненты вектора скорости. Давление насыщенного водяного пара на поверхности задается равным $p_S = 0,5$ атм, что примерно соответствует температуре поверхности $T_S = 85^\circ\text{C}$. Температура окружающей среды молекул воздуха на границах расчетной области также задается равной 85°C . Коэффициент испарения молекул воды принимается равным $\alpha = 0,1$ [20].

Отдельно рассматриваются три типа частиц: (1) молекулы воздуха, (2) молекулы воды, испаряющиеся с поверхности микрокапли, и (3) молекулы воды, испаряющиеся с поверхности жидкости под ней. Анализ движения частиц водяного пара различного происхождения (из капли или из пленки жидкости) позволяет получить более детальное представление о процессах, происходящих вокруг капли.

РЕЗУЛЬТАТЫ ДЛЯ ОДИНОЧНОЙ КАПЛИ

На рис. 2 показано поле течения вокруг капли размером 1 мкм на высоте 2 мкм над сухой твердой поверхностью. Происходит истечение водяного пара из капли с соответствующим вытеснением воздуха и уменьшением его концентрации. Образующийся поток отражается от твердой поверхности, что приводит к относительному увеличению концентрации водяного пара в области между каплей и поверхностью.

На рис. 3 показано аналогичное поле течения для капли над пленкой жидкости. Так как в этом случае испарение происходит не только из капли, но и из

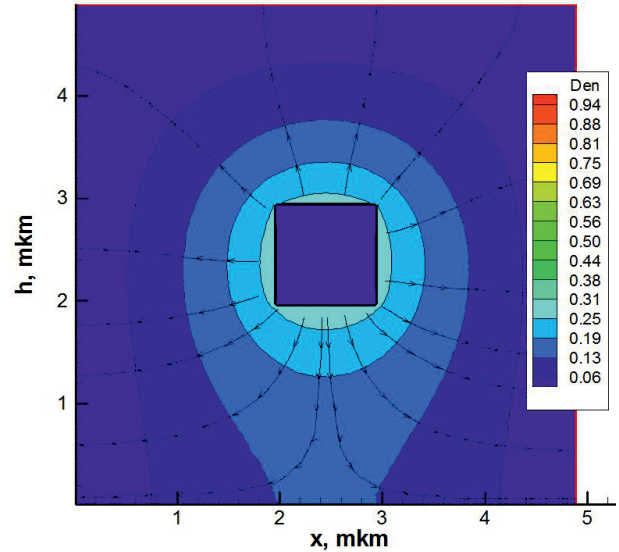


Рис. 2. Распределение плотности и линии тока водяного пара для капли над сухой поверхностью.

тонкой пленки, то весь поток водяного пара в области направлен вверх. Видно значительное увеличение концентрации паров воды под каплей (рис. 3а).

На рис. 4 показаны распределение концентрации и линии тока отдельно для паров воды, испаряющихся с поверхности капли и с поверхности пленки жидкости. В этом случае поглощение молекул воды происходит на поверхности пленки жидкости, так что значительная часть молекулы воды с поверхности капли поглощается на нижней поверхности (рис. 4а). В то же время поток частиц с нижней границы поглощается на поверхности капли (рис. 4б). В зависимости от соотношения потоков частиц с поверхности капли и с поверхности пленки жидкости суммарный поток частиц воды с поверхности капли может быть как положительным (тогда капля испаряется и уменьшается в размерах), так и отрицательным (тогда капля растет в объеме). В нашем случае почти половина частиц, испарившихся с поверхности капли, возвращается обратно и поглощается (обратный поток $\Psi_b = 0,44\Psi_0$, где Ψ_0 – суммарный поток испаряемых молекул с поверхности капли). Кроме того, имеем поток поглощенных частиц, первоначально испарившихся с поверхности пленки жидкости, $\Psi_d = 0,27\Psi_0$. Таким образом, суммарный поток от капли положительный ($\Psi = \Psi_0 - \Psi_b - \Psi_d = 0,29\Psi_0$) и размер капли со временем уменьшается. Это уменьшение капли фактически можно видеть по линиям тока для паров воды, направленным от капли (рис. 3а).

Следует отметить, что ситуация может кардинально измениться, если температура пленки жидкости будет выше температуры капли. В этом случае поток пара к капле снизу увеличивается, и баланс может стать отрицательным, т.е. капля со временем будет увеличиваться в размерах. Так обычно и бывает в

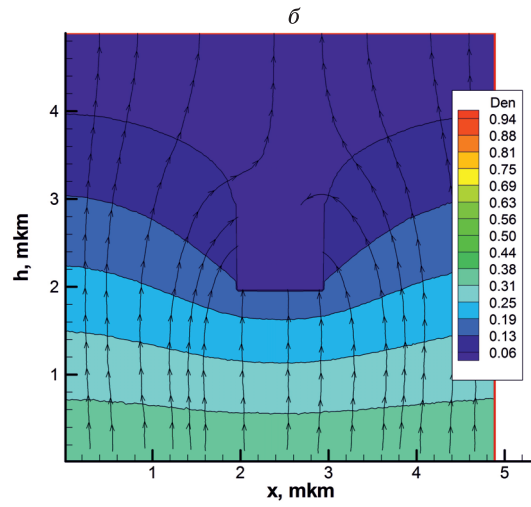
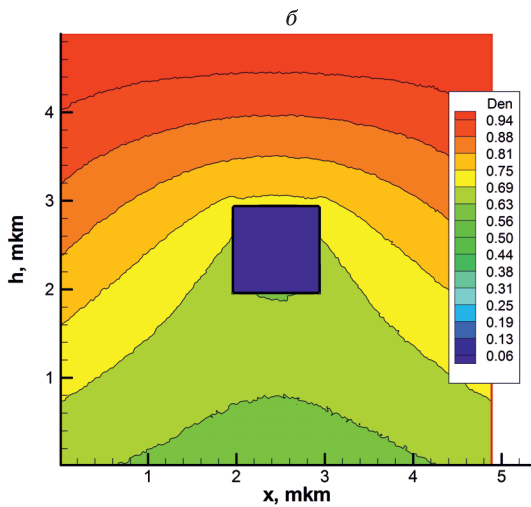
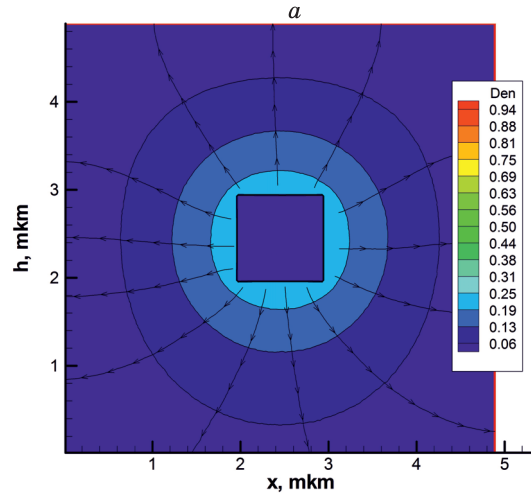
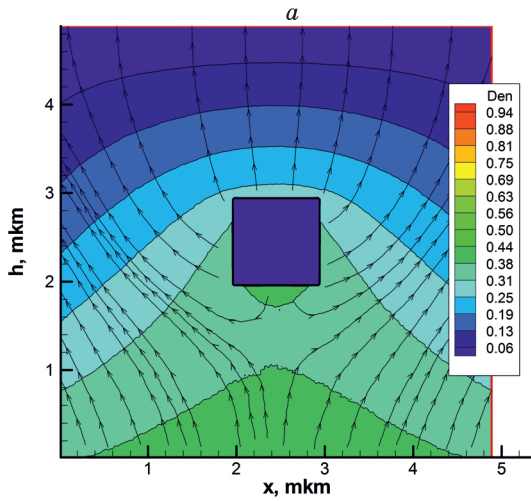


Рис. 3. Распределение плотности и линии тока водяного пара (а) и воздуха (б) для капли над пленкой жидкости.

Рис. 4. Распределение плотности и линии тока при испарении водяного пара с поверхности капли (а) и с поверхности пленки жидкости (б).

эксперименте, когда капли над пленкой жидкости увеличиваются в размерах, пока не падают вниз под действием силы тяжести.

Из расчета можно определить силы, действующие на каплю в горизонтальном и вертикальном направлениях. Поскольку на поверхности капли задается диффузное отражение частиц, то при столкновении молекул с каплей происходит изменение скорости молекулы с соответствующим изменением импульса, как молекулы, так и капли. При испарении или конденсации молекулы на поверхности также происходит изменение импульса капли. Для случая одиночной капли над поверхностью сила в горизонтальном направлении F_{side} равняется нулю, а сила в вертикальном направлении F_{up} направлена вверх и зависит от параметров задачи. В данной постановке задачи с квадратной каплей можно отдельно вычислить компоненту силы F_p , действующую на каплю через горизонтальные плоскости за счет давления газа сверху и снизу от капли, и компоненту силы F_f , действующую

на каплю через вертикальные плоскости за счет трения газа слева и справа от капли. Сумма этих компонент дает направленную вверх силу, $F_{up} = F_p + F_f$. На рис. 5 показана зависимость этой силы от высоты левитации h для коэффициентов испарения $\alpha = 0.1$ и 0.01 над сухой поверхностью и над пленкой жидкости. С увеличением высоты левитации действующая на каплю сила уменьшается. Компонента силы за счет трения F_f слабо зависит от высоты, тогда как компонента силы за счет давления F_p с ростом высоты сильно уменьшается. При этом компонента силы за счет трения F_f практически всегда меньше компоненты силы за счет давления F_p .

Для коэффициента аккомодации $\alpha = 0.1$ на маленькой высоте ($h \leq 1$ мкм) сила над сухой поверхностью больше, чем над пленкой жидкости, тогда как на большей высоте ($h = 2$ мкм) ситуация обратная (рис. 5а). Для коэффициента аккомодации $\alpha = 0.01$ на всех высотах сила над пленкой жидкости больше, чем над сухой поверхностью (рис. 5б).

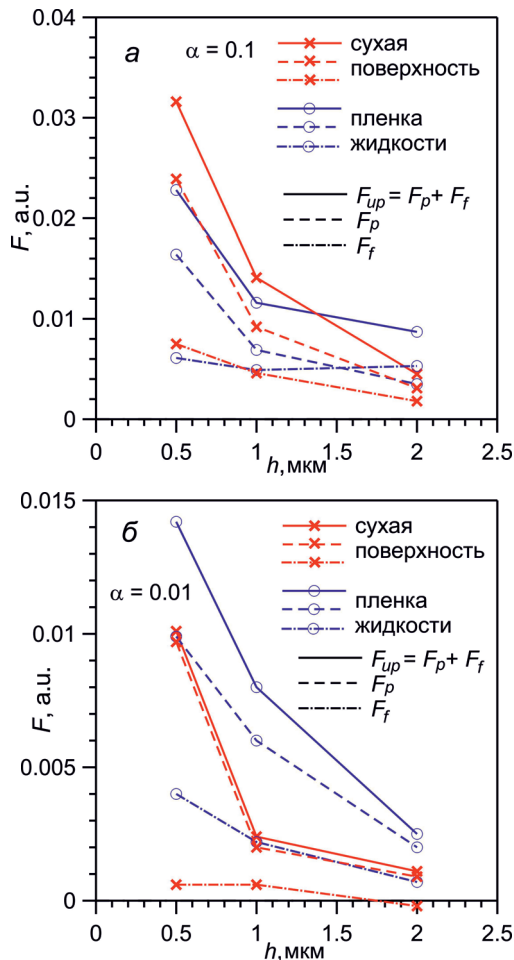


Рис. 5. Действующая на каплю сила F_{up} (сплошные линии) и ее компоненты «давления» F_p (пунктир) и «трения» F_f (штрих-пунктир) в зависимости от высоты левитации h для коэффициента испарения $\alpha = 0.1$ (а) и 0.01 (б) над сухой поверхностью и над пленкой жидкости.

РЕЗУЛЬТАТЫ ДЛЯ ПАРЫ ОДИНАКОВЫХ КАПЕЛЬ

Отдельный интерес представляет анализ течения вокруг двух микрокапель с целью определения силы отталкивания между каплями. Если в расчете сделать одну боковую стенку зеркальной, это будет соответствовать ситуации двух одинаковых микрокапель, расположенных на одинаковой высоте над поверхностью. На рис. 6 представлено получившееся поле течения для такой постановки. Расстояние от капли до левой стенки $L = 1$ мкм, до поверхности пленки снизу также $h = 1$ мкм.

В этом случае на каплю действует не только сила, направленная вверх F_{up} , но и сила отталкивания от соседней капли вправо F_{side} . На рис. 7 представлены получившиеся силы в зависимости от высоты левитации. Расстояние от капли до левой (зеркальной) стенки равняется высоте левитации, т.е. $L = h$. Рассматриваются два случая условий на поверхности испарения: (1) коэффициент испарения $\alpha = 0.1$ и (2) предельный случай минимального коэффициента ис-

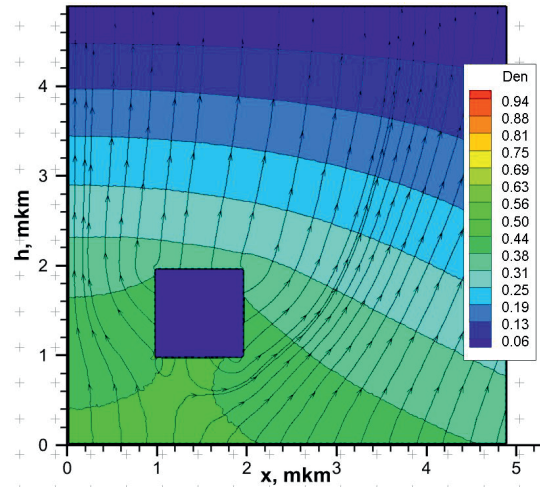


Рис. 6. Распределение плотности и линии тока водяного пара для капли над пленкой жидкости для $\alpha = 0.1$ с расположенной слева зеркальной поверхностью.

парения $\alpha = 0$ на капле и $\alpha = 0.1$ на поверхности жидкой пленки. Второй случай ($\alpha = 0$) условно соответствует идеальной капле из пластика, на поверхности которой нет ни испарения, ни конденсации. При этом у нас есть поток испаренных частиц с поверхности жидкости вверх, и действующая на каплю сила определяется только столкновениями молекул с каплей. Таким образом, можно определить вклад процессов фазового перехода на поверхности капли (испарения и конденсации) в действующую на каплю силу. Как видно из рис. 7, действующая вверх сила F_{up} намного превышает силу отталкивания в боковом направлении F_{side} . При этом отсутствие процессов фазового перехода на поверхности ($\alpha = 0$) приводит к увеличению силы вверх F_{up} и к уменьшению силы отталкивания вбок F_{side} .

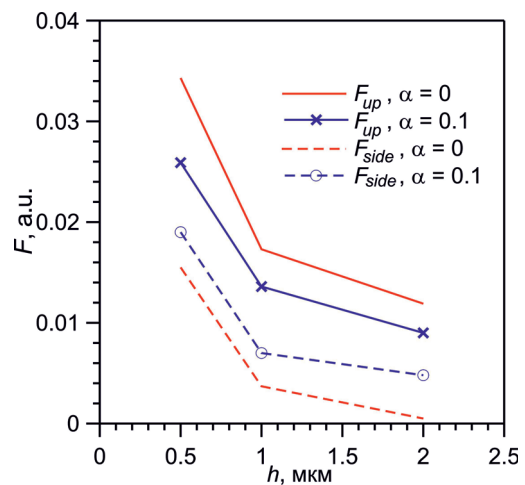


Рис. 7. Действующие на каплю силы в вертикальном F_{up} (сплошные линии) и горизонтальном F_{side} (пунктир) направлении в зависимости от высоты левитации h для коэффициента испарения $\alpha = 0$ и 0.1 для капли над пленкой жидкости. Расстояние до левой зеркальной стенки $L = h$.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведено прямое статистическое моделирование методом Монте-Карло течения вокруг испаряющейся микрокапли воды над сухой или жидкой поверхностью. Задача решается в двухмерной плоской постановке. Рассматривается квадратная капля с длиной стороны 1 мкм на высоте от 0.5 до 2 мкм над поверхностью. Рассчитаны поля концентрации воздуха и водяного пара. Показано, что происходит значительное уменьшение концентрации воздуха вблизи капли и нижней поверхности жидкости. Вычислены силы, действующие на одиночную каплю и на пару одинаковых капель для широкого диапазона параметров. Проведен анализ изменения этой силы при увеличении высоты левитации капли над поверхностью.

Список литературы

1. Schaefer V.J. Observations of an early morning cup of coffee // *Am. Sci.* 1971. V. 59 P. 534–35.
2. Федоренко А.А. Капельный кластер // *Письма в ЖЭТФ.* 2004. Т. 79, вып. 8. С. 457–459.
3. Umeki T., Ohata M., Nakanishi H., Ichikawa M. Dynamics of microdroplets over the surface of hot water // *Scientific Reports.* 2015. V. 5. P. 8046.
4. Zaitsev D.V., Kirichenko D.P., Ajaev V.S., Kabov O.A. Levitation and self-organization of liquid microdroplets over dry heated substrates // *Phys. Rev. Lett.* 2017. V. 119. P. 094503.
5. Kabov O.A., Zaitsev D.V., Kirichenko D.P., 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.
6. Ajaev V.S., Zaitsev D.V., Kabov O.A. Levitation of evaporating microscale droplets over solid surfaces // *Phys. Rev. Fluids.* 2021. V. 6. P. 053602.
7. Zaitsev D.V., Kirichenko D.P., Kabov O.A., Ajaev V.S. Levitation conditions for condensing droplets over heated liquid surfaces // *Soft Matter.* 2021. V. 17. P. 4623.
8. Bird G.A. *Molecular gas dynamics and direct simulation of gas flows.* Oxford: Clarendon Press, 1994.
9. Ventura A., Ketsdever A., Webb R., Alexeenko A., Gimelshein N., Gimelshein S. Repulsion and attraction caused by radiometric forces // *AIP Conference Proceedings.* 2012. V. 1501. P. 727–734.
10. Bosworth R., Ventura A., Ketsdever A., Gimelshein S. Measurement of negative thermophoretic force // *J. Fluid Mechanics.* 2016. V. 805. P. 207–221.
11. Gallis M.A., Rader D.J., Torczynski J.R. Thermophoresis in rarefied gas flows // *Aerosol Science & Technology.* 2002. V. 36. P. 1099–1117.
12. Wada T. Particle behavior simulation in thermophoresis phenomena by direct simulation Monte Carlo method // *J. Appl. Phys.* 2014. V. 116. P. 044502.
13. Reschke W., Pfeiffer M., Fasoulas S. Enabling simulations of droplets with the direct simulation Monte Carlo method, in: Lamanna, G., Tonini, S., Cossali, G., Weigand, B. (eds) *Droplet Interactions and Spray Processes. Fluid Mechanics and Its Applications.* V. 121. Cham: Springer, 2020.
14. Frezzotti A. A numerical investigation of the steady evaporation of a polyatomic gas // *European J. of Mechanics B / Fluids.* 2007. V. 26. P. 93–104.
15. Морозов А.А., Гатапова Е.Я. Прямое статистическое моделирование методом Монте-Карло дозвукового испарения в полупространстве // *Теплофизика и аэромеханика.* 2023. Т. 30, № 3. С. 441–452.
16. Bird G.A., Gallis M., Torczynski J., Rader D. Accuracy and efficiency of the sophisticated direct simulation Monte Carlo algorithm for simulating noncontinuum gas flows // *Phys. Fluids.* 2009. V. 21. P. 017103.
17. Roohi E., Stefanov S. Collision partner selection schemes in DSMC: From micro/nano flows to hypersonic flows // *Phys. Rep.* 2016. V. 656. P. 1–38.
18. Borner A., Li Z., Levin D.A. DSMC study of homogeneous condensation of water in supersonic expansions // *AIP Conference Proceedings.* 2012. V. 1501. P. 565–572.
19. Bykov N.Y., Gorbachev Y.E. DSMC models for H₂O condensation process // *AIP Conference Proceedings.* 2015. V. 1648. P. 230006.
20. Persad A.H., Ward C.A. Expressions for the evaporation and condensation coefficients in the Hertz-Knudsen relation // *Chem. Rev.* 2016. V. 116. P. 7727–7767.

ИССЛЕДОВАНИЕ СКОРОСТНЫХ И ТЕМПЕРАТУРНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК НАГРЕТОЙ СТРУИ В ПОПЕРЕЧНОМ ПОТОКЕ

Небучинов А.С.

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

Аннотация. В данной работе исследуется развитие течения и процессы перемешивания в стационарной и пульсирующей струи в сносимом поперечном потоке с малой частотой пульсаций. Измерения полей скорости проводились с помощью методики TR PIV, а средней температуры в смешивающемся потоке – термопарным методом. Получены поля статистических моментов. Показано, что при вдуве струи в поперечный поток происходит турбулизация течения, а подъем пульсирующей струи зависит от режима истечения. Показано, что с увеличением частоты пульсаций поперечной струи она сильнее «прижимается» к нижней стенке, максимальные значения интенсивности пульсаций поперечной составляющей скорости более чем в 1,5 раза превышают значения пульсации поперечной составляющей.

Ключевые слова: поперечные струи, PIV, турбулентность, вихревая пара, термопара.

STUDY OF VELOCITY AND TEMPERATURE CHARACTERISTICS OF A HEATED JET IN CROSSFLOW

Nebuchinov A.S.

*Kutateladze Institute of Thermophysics SB RAS,
630090, Russia, Novosibirsk, Lavrentyev Ave. 1*

Annotation. In this work, we study the development of flow and mixing processes in a stationary and pulsed jet in a crossflow with a low pulsation frequency. The velocity fields were measured using the TR PIV technique, and the average temperature in the mixing flow was measured using the thermocouple method. The fields of velocity statistic moments were obtained. It is shown that when a jet is blown into a transverse flow, turbulence of the flow occurs, and the rise of the pulsating jet depends on the outflow regime. It is shown that with an increase in the pulsation frequency of the transverse jet, it is more strongly “pressed” against the bottom wall, the maximum values of the intensity of the pulsations of the transverse component of the velocity are more than 1.5 times higher than the values of the pulsation of the transverse component.

Keywords: transverse jets, PIV, turbulence, vortex pair, thermocouple.

Введение

Струя в поперечном потоке – это фундаментальное явление, которое включает важные компоненты многих инженерных приложений. Пульсации расхода струи оказывает значительное влияние на тепловые и гидродинамические характеристики в различном виде энергетических установках, системах распределения жидких и газообразных энергоносителей.

Струя в поперечном потоке или поперечная струя используется для разбавления или впрыска воздуха в камеры сгорания газовых турбин для достижения соотношения смеси и контроль NOx, а также охлаждение горячей части турбины; в пленочном охлаждении лопаток турбин; в впрыске топлива в высокооборотных воздушно-реактивных двигателях; и других высокоскоростных транспортных средств. Поперечные струи также встречаются в системах контроля окружающей среды, включая контроль стоков из дымоходов и шлейфов дымовых труб, очистка сточных вод. Это лишь некоторые из многих инженерных систем, включающих поперечные струи, также называемые перекрестными, побудившие к многочисленным исследованиям в последние годы.

Взаимодействие между вертикально выброшенной струей и поперечным потоком создает различные вихревые структуры, в том числе вращающуюся в противоположных направлениях вихревую пару, подковообразный вихрь, следовые вихри, вертикальные вихри и кольцеобразные вихри. В работе [1] были обнаружены четыре основные вихревые структуры, участвующие в этом типе конфигурации течения: вихри сдвигового слоя, пара вихрей, вращающихся в противоположных направлениях, подковообразный вихрь и вихри следа (см. рис. 1). Вихри сдвигового слоя представляют собой структуры на ближней кромке, обычно принимающие форму последовательных вихревых колец, генерируемых набегающим потоком, и считаются результатом неустойчивости Кельвина-Гельмгольца [3]. Хотя есть и другие предположения для объяснения этого процесса [4].

Вихревая пара, вращающаяся в противоположных направлениях, обычно считается основной структурой смешения в перекрестных струях и является предметом многих исследований, связанных с улучшением или предотвращением перемешивания. Данная структура состоит из пары квазипродольных вих-

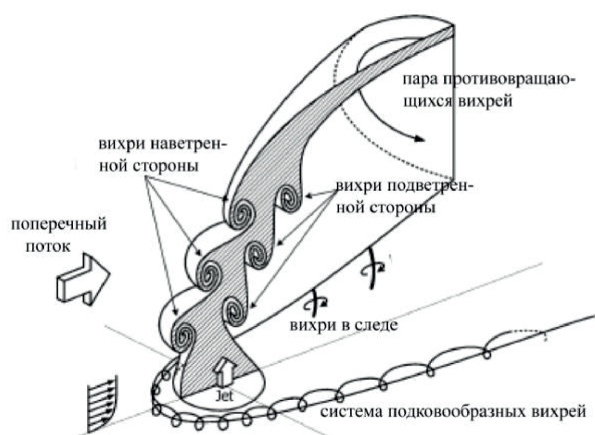


Рис. 1. Схема вихревых структур при натекании круглой струи на перпендикулярно направленный поток (рисунок приводится по: [2])

рей, которые формируются ниже по потоку от выхода струи и преобладают в дальней зоне. Было предложено несколько механизмов генерации этих вихрей. В работе [5] авторы предположили, что завихренность вихревой пары напрямую связана с переориентацией сдвигового слоя струи поперечным течением. Другая исследовательская группа идентифицировала пару оборванных вихрей в основании струйного столба как источник завихрения [6].

Исследования вихревых структур сдвигового слоя в работе [7] показали, что при свертывании вихревых структур вверх и вниз по течению компенсируют друг друга. Позднее этот механизм был подтвержден численным моделированием [8], которое показало образование вихревых пар за счет сворачивания исходных структур.

Третьей характерной структурой является подковообразный вихрь. Это результат отрыва поперечного пограничного слоя перед выходом струи. В работе [9] исследовали динамическую взаимосвязь со структурами сдвигового слоя струи, приводящую к продольным колебаниям подковообразного вихря перед выходом струи. Подковообразные вихри описывались как смерчеобразные квазивертикальные вихри, расположенные за выходным отверстием струи и ниже ядра струи, возникающие в результате отрыва поперечного пограничного слоя из-за неблагоприятного распределения давления.

Вихри следа или «следовые вихри» – вертикальные вихревые структуры, которые образуются в следе.

Более того, поскольку улучшение смешивания и реактивной тяги самолета с укороченным взлетом и посадкой было серьезной проблемой в прошлых исследованиях, большинство из них были сосредоточены на реактивных двигателях с довольно высокой степенью наддува, в то время как лишь в нескольких исследованиях рассматривалась степень наддува менее 1. В работе [10] авторы показали, что вихревые структуры при низких скоростях вдува могут прин-

ципально отличаться от ранее описанных струй. В этих системах наблюдается присоединение струи, связанное с образованием рециркуляционной области за выходным отверстием струи, окруженной «получилиндрическим вихревым слоем», возникающим из-за сдвигового слоя струи. Другие исследования перехода пограничного слоя дали описание динамики отдельных структур, также встречающихся в струях с малой степенью наддува. Хотя некоторые из этих исследований были проведены с использованием конфигурации поперечных струйных, значительное влияние геометрии струи, как показали авторы работы [4], привело к множеству вихревых структур, совершенно отличных от тех, которые обнаружены в круглых поперечных струях.

С помощью методики TR PIV проведено исследование развития процессов течения и перемешивания в импульсных поперечных струях с малым расходом продувки и частотой пульсаций. Получены поля статистических моментов. Показано, что при вдуве поперечного потока основной поток турбулизируется, а подъем пульсирующей струи зависит от режима истечения. Показано, что с увеличением частоты пульсаций поперечной струи она сильнее «прижимается» к нижней стенке, максимальные значения интенсивности пульсаций поперечной составляющей скорости более чем в 1,5 раза превышают значения пульсации поперечной составляющей.

ДЕТАЛИ ЭКСПЕРИМЕНТА

Схема экспериментальной установки показана на рис. 2. Стенд состоит из трех частей: а) аэродинамический канал; б) нагревательно-пульсационная часть; в) система для подвода воздуха к пульсационной части.

Аэродинамический канал (а) состоит из: осевого вентилятора 1; камера формирования профиля скорости потока 2, включающая конфузур и хонейкомб; рабочая зона 3; диффузор и система вытяжки 4. Основные элементы нагревательно-пульсационной части установки (б): нагреватель 5; гаситель пульсаций 6 с системой металлических сеток; пульсатор 7. Далее установлена длинная труба, выравнивающая поток 8, через которую горячий воздух подается в ра-

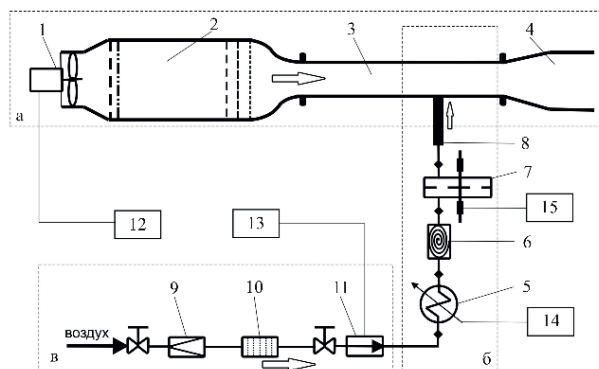


Рис. 2. Схема экспериментального стенда.

бочий участок. Часть установки, подводящая горячий воздух (в) состоит из трубопровода, по которому воздух подается из напорной линии через редуктор 9 проходит через фильтр 10 (5 мкм) и расходомер 11 к нагревательной-пульсационной части.

Рабочий участок установки размером $0.125 \times 0.125 \text{ м}^2$ имеет квадратное поперечное сечение и длину 1.1 м. Блок управления 13 обеспечивает плавное изменение вращения вентилятора, позволяя поддерживать среднюю скорость ядра потока в диапазоне $u = 0.5 - 30 \text{ м/с}$.

Была создана экспериментальная установка, которая позволяет реализовать нестационарный теплообмен между основным воздушным потоком, и пульсирующей нагретой струей воздуха, впрыскиваемой периодически перпендикулярно основному потоку. Пульсатор является важным элементом экспериментального стенда. На рис. 3 показана схема пульсационного блока. Привод пульсатора реализуется с помощью электродвигателя постоянного тока ПЯ-250Ф 6 мощностью 360 Вт. Частота пульсаций меняется с количеством оборотов электродвигателя в широком диапазоне с помощью источника питания Gwinstek SPS-3610, который позволяет плавно стабилизировать и регулировать скорость вращения вала электродвигателя (блок 16 на рис. 2).

Пульсационный блок представляет собой пластинчатый клапан в виде диска 5 с четырьмя отверстиями, который располагается на оси 3 внутри стационарного корпуса 1. Воздушный поток, идущий через пульсатор, перекрывается периодически, при вращении диска. Ось 3 располагается на двух шариковых подшипниках 4. Данный блок формирует струю с прерывистым расходом.

На стенде проводились экспериментальные исследования гидродинамики взаимодействия основного и перпендикулярной пульсирующей струи методом анемометрии по изображениям частиц с высоким временным разрешением (TR PIV). Измерительная система состояла из высокоскоростного импульсного лазера Photonics DM (энергия импульса, длительность 150 мкс, до 8 мДж при частоте следования импульсов 10 кГц) и высокоскоростной камеры Photron SA5 (частота съемки при полнокадровом режиме 1024×1024 пикселей с динамическим диапазоном 12 бит составляла 10 кГц.). Для измерений PIV поток засеян частицами, которые представляют собой капли водно-глицеринового раствора ($d = 5 \text{ мкм}$). Была проведена серия экспериментов при различных частотах пульсирующей струи ($f = 6; 20 \text{ Гц}$), скорость пульсирующего потока контролировалась двумя расходомерами с регуляторами массового расхода Bronkhorst и составляла $v = 4,7 \text{ м/с}$. В эксперименте также варьировалась скорость основного потока ($u = 3; 5 \text{ м/с}$). Измерения проводились в плоскости вдоль основного потока в центральном сечении поперечного пульсирующего потока. Количество реализаций составляло 5000 снимков.

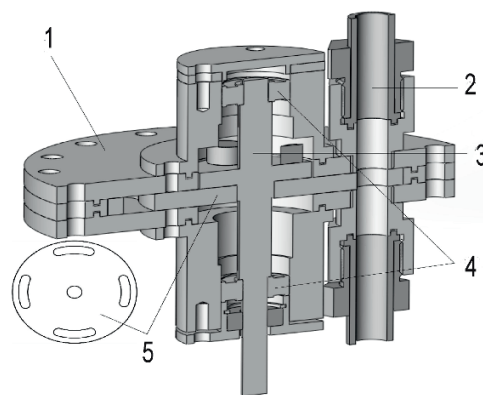


Рис. 3. Схема пульсатора в разрезе.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЯ

Для исследования взаимодействия потоков сначала визуализировали перпендикулярную пульсирующую струю с помощью водоглицеринового раствора с частицами размером до 5 мкм, которые регистрировались камерой Canon EOS1100D в области светового ножа. Этот нож был создан с помощью лазера непрерывного действия LSR532H-2.5W-LN.

Визуализация проводилась для перпендикулярной пульсирующей струи с расходами $Q = 80$ и 120 л/мин , что соответствовало средним расходам $v \approx 4,7 \text{ м/с}$ и $7,0 \text{ м/с}$. Числа Рейнольдса в диаметре были $Re \approx 5,9 \times 10^3$ и $8,8 \times 10^3$ соответственно, где $d = 19 \text{ мм}$ – внутренний диаметр пульсовой трубы. Частоты пульсаций расхода струи $f = 6, 20 \text{ Гц}$. Скорости основного выдувного потока были $u \approx 3, 5, 7 \text{ м/с}$ ($Re_D = 2,5 \times 10^4, 4,2 \times 10^4, 5,8 \times 10^4$, где $D = 125 \text{ мм}$ – характерный размер канала). Определены высоты подъема струи при максимальном импульсе. Высоты подъема струи (серая точка) определялись по ее левому краю (рис. 4, а) относительно вертикали, проведенной через правый край трубы при максимальном импульсе в струе) приведены данные о высоте подъема струи (h_0) в зависимости от соотношения скоростей струи и потока v/u , а также частоты пульсаций струи. Прямая линия на графике представляет собой линейную аппроксимацию точек. Также были проведены измерения подъема струи для случая $f = 0 \text{ Гц}$. Температура струи на выходе составляла $T = 135 \text{ °C}$ и измерялась с помощью термопарой типа К.

На рис 4. (б) показано, что с увеличением v/u увеличивается и высота подъема струи. Это означает, что струя глубже проникает в основной поток и сильнее влияет на его дальнейшее развитие. Также с увеличением частоты пульсаций струи увеличивается высота подъема.

Измерения мгновенного поля скорости при помощи TR PIV показали следующие результаты. На рис. 4 (а) представлена фотография области измерения с засеянными частицами. Экспериментальный режим $v = 4,7 \text{ м/с}$, $u = 3 \text{ м/с}$, $f = 6 \text{ Гц}$. Видно, как вихревые структуры поднимаются от входа пульсирующей

щей струи и распространяются вдоль основного потока. На рис. 5 (б) показано поле мгновенной скорости, где $V/|v|$ есть отношение мгновенной скорости к среднерасходной скорости пульсирующей струи. Было обнаружено, что вихри сдвигового слоя, проявляющиеся в виде четко очерченных свернутых слоев как на верхней, так и на нижней поверхностях поперечной струи, периодически сбрасываются. Вихри сдвигового слоя начинают разрушаться примерно при $x/d \approx 2,5$. Это хорошо видно при построении поля завихренности (рис. 4 (в)), где w – амплитуда мгновенной завихренности. Также зафиксировано, что сразу после выхода пульсирующей струи возникает обратное течение. Максимальные значения скорости за период для пульсирующей струи достигают $2,5 \cdot V/|v|$.

Из анализа полей мгновенных скоростей можно сделать вывод, что при ддуве поперечного течения основной поток турбулизируется, а подъем пульсирующей струи зависит от режима истечения. В качестве примера на рис. 5 показаны пространственные распределения средней скорости. Видно, что с увеличе-

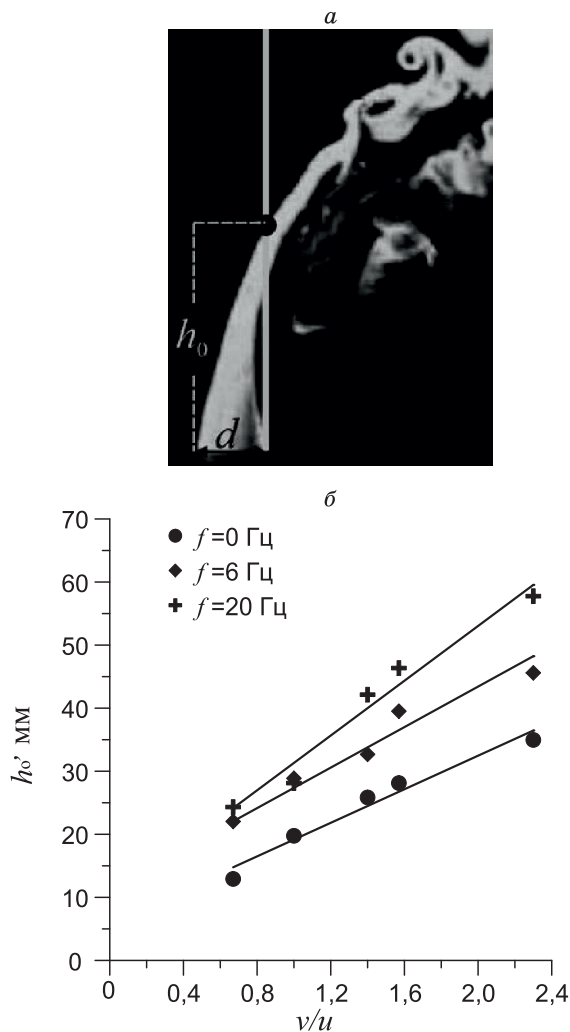


Рис. 4. а – измерительная схема; б – высота подъема струи при различных частотах пульсаций.

нием частоты пульсаций поперечной струи она сильнее «прижимается» к нижней стенке. Распределение пульсаций продольной и поперечной составляющих скорости имеет характерный вид для всех режимов (рис. 6.), а их интенсивность увеличивается с повышением частоты пульсирующего поперечного потока. Максимальные значения интенсивности пульсаций продольной составляющей скорости более чем в 1,5 раза превышают значения пульсаций поперечной составляющей.

Аналогичное поведение распределения средней скорости и пульсаций с ростом частоты имеет место и при высокой скорости основного потока ($u = 5$ м/с, $v = 4,7$ м/с). В этом случае по сравнению с режимом $u = 3$ м/с, $v = 4,7$ м/с все характеристики «прижаты» к нижней стенке экспериментального стенда.

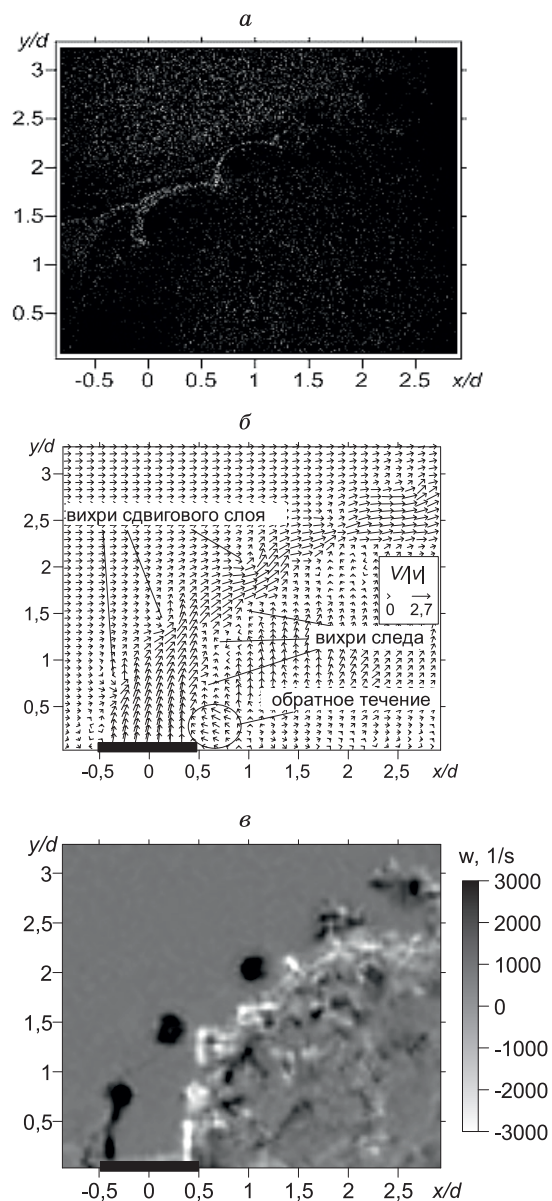


Рис. 5. Визуализация потока (а); поле мгновенной скорости (б); мгновенное поле завихренности (в).

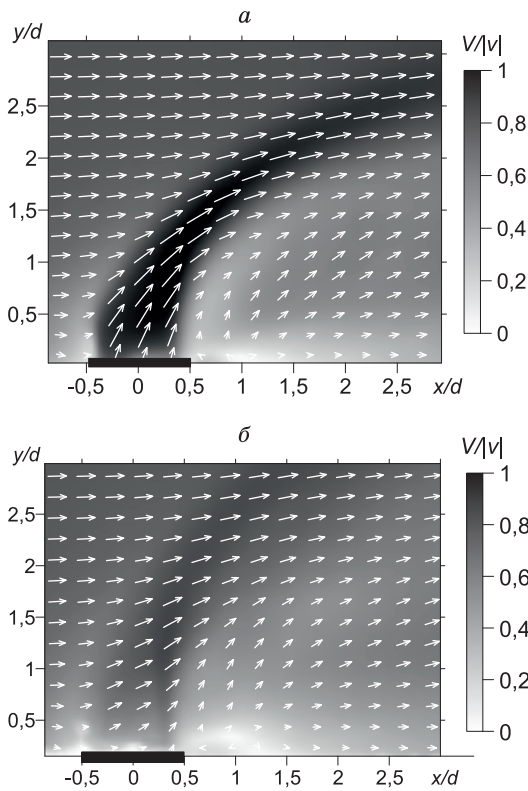


Рис. 6. Распределения средней скорости для скорости основного потока $u = 3$ м/с, скорости поперечного пульсирующего потока $v = 4,7$ м/с и частоты $f = 6$ Гц (а) и $f = 20$ Гц (б).

Термопарные измерения средней температуры проводились для стационарной (непульсирующей) струи, то есть при $f = 0$ Гц. Измерения проходили в вертикальном сечении по правому краю трубы. Температура основного потока составляла $T_0 = 22,7$ °С, а температура поперечной струи держалась на уровне

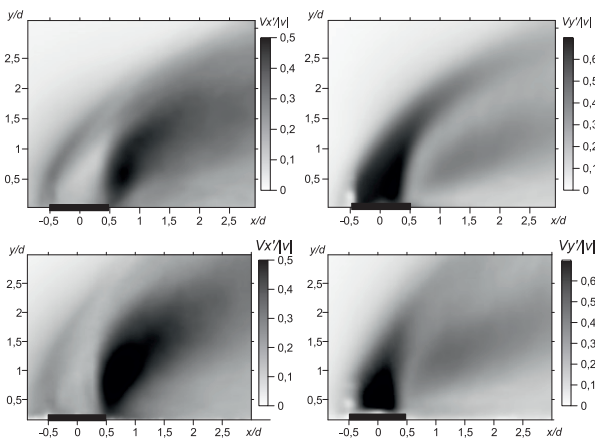


Рис. 7. Распределение пульсаций продольной (вверху) и поперечной (внизу) составляющих скорости для скорости основного потока $u = 3$ м/с, скорости поперечного пульсирующего потока $v = 4,7$ м/с и частоты $f = 6$ Гц (слева) и $f = 20$ Гц (справа).

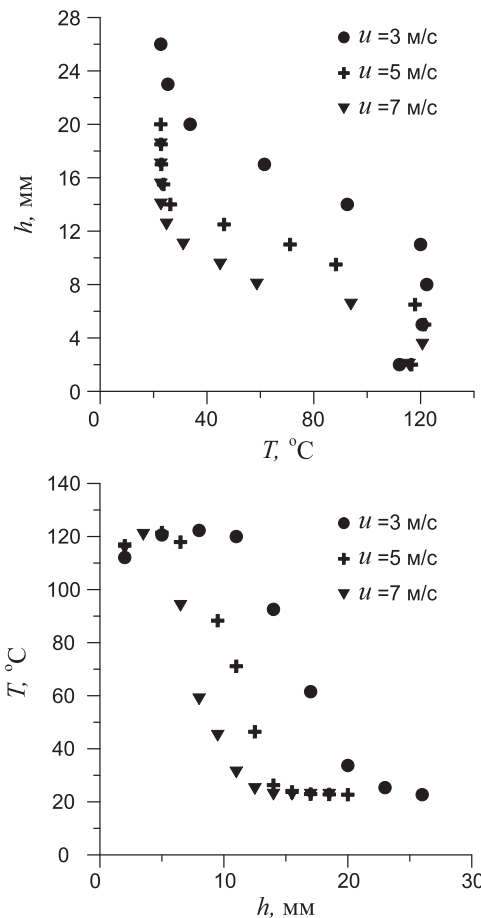


Рис. 8. Профиль распределения средней температуры в струе.

$T = 134$ °С. На рис. 8 Показаны результаты температурных измерений в зависимости от удаления от среза сопла струи при разных скоростях основного сходящего потока ($u = 3; 5; 7$ м/с) и скорости поперечной струи $v = 4,7$ м/с.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Визуализация и PIV-измерения проводились в пульсирующих поперечных потоках. Показано, что с увеличением v/u увеличивается и высота подъема струи. Это означает, что струя глубже проникает в основной поток и сильнее влияет на его дальнейшее развитие. Также с увеличением частоты пульсаций поперечного потока увеличивается высота подъема. Распределение пульсаций продольной и поперечной составляющих скорости имеет характерный вид для всех режимов, а их интенсивность увеличивается с увеличением частоты пульсирующего поперечного течения. Максимальные значения интенсивности пульсаций поперечной составляющей скорости более чем в 1,5 раза превышают значения пульсаций поперечной составляющей скорости.

Работа выполнена при финансовой поддержке в рамках государственного задания ИТ СО РАН.

Список литературы

1. Fric T.F., Roshko A. Vortical Structure in the Wake of a Transverse Jet // *J. Fluid Mech.* 1994. Vol. 279. P. 1–47.
2. New T. H., Lim T. T., Luo S. C. Elliptic Jets in Cross-Flow // *J. Fluid Mech.* 2003. Vol. 494. P. 119–140.
3. Bidan G., Nikitopoulos D.E. On steady and pulsed low-blowing-ratio transverse jets // *J. Fluid Mech.* 2013. Vol. 714, P. 393–433.
4. Blanchard J.N., Brunet Y., Merlen A. Influence of a Counter Rotating Vortex Pair on the Stability of a Jet in a Cross-Flow: An Experimental Study by Flow Visualizations // *Exp. Fluids.* 1999. Vol. 26. P. 63–74.
5. Haven B.A., Kurosaka M. Kidney and Anti-Kidney Vortices in Cross-Flow Jets // *J. Fluid Mech.* 1997. Vol. 352. P. 27–64.
6. Yuan L.L., Street R.L., Ferziger J.H. Large-Eddy Simulations of a Round Jet in Cross-Flow // *J. Fluid Mech.* 1999. Vol. 379. P. 71–104.
7. Kelso R., Lim T., Perry A. An Experimental Study of Round Jets in Cross-Flow // *J. Fluid Mech.* 1996. Vol. 306. P. 111–144.
8. Cortelezzi, L. & Karagozian, A. R. On the formation of the counter-rotating vortex pair in transverse jets. // *J. Fluid Mech.* 2001. Vol. 446. P. 347–373.
9. Kelso R.M., Smits A.J. Horseshoe Vortex Systems Resulting from the Interaction between a Laminar Boundary-Layer and a Transverse Jet // *Phys. Fluids.* 1995. Vol. 7. P. 153–158.
10. Gopalan S., Abraham B.M., Katz J. The Structure of a Jet in Cross-Flow at Low Velocity Ratios // *Phys Fluids.* 2004. Vol. 16. No. 6. P. 2067–2087.

ИССЛЕДОВАНИЕ ИНТЕНСИФИКАЦИИ ТЕПЛООБМЕНА В ИМПАКТНЫХ СТРУЯХ

Небучинов А.С.

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

Аннотация. Импактная струя известна, как наиболее эффективный способ охлаждения нагретой поверхности, так как имеет высокие коэффициенты теплообмена. В данной работе исследуется интенсификация теплообмена на горячей поверхности при обтекании её различного рода импактных струях. Изменение теплообмена достигалось перебора параметров истекания, таких как: число Рейнольдса, расстояние между срезом сопла и стенкой, частота внесенных внешних периодических колебаний в поток. Также были исследованы теплообмен при использовании закрутки потока и накладок с шевронами на сопло. Показан различный характер распределения средней относительной температуры при разных режимах течения. Показано также, что на малых расстояниях между соплом и нагревателем происходит значительная интенсификация теплообмена в случае закрученной струи.

Ключевые слова: теплообмен, импактные струи, PIV, турбулентность, возмущение потока.

INVESTIGATION OF HEAT TRANSFER INTENSIFICATION IN IMPINGING JETS

Nebuchinov A.S.

*Kutateladze Institute of Thermophysics SB RAS,
630090, Russia, Novosibirsk, Lavrentyev Ave. 1*

Annotation. The impinging jet is known as the most effective method of cooling a heated surface, as it has high heat transfer coefficients. In this paper, we studied the intensification of heat transfer on a hot surface during the flow of various types of impinging jets around it. The change in heat transfer was achieved by searching through the exhaust parameters, such as: the Reynolds number, the distance between the nozzle exit and the wall, the frequency of external periodic oscillations introduced into the flow. Heat transfer was also studied using flow swirl and chevron linings on the nozzle. The different nature of the distribution of average relative temperature under different flow regimes is shown. It has also been shown that at small distances between the nozzle and the heater there is a significant intensification of heat transfer in the case of a swirling jet.

Key words: heat transfer, impinging jets, PIV, turbulence, flow excitation.

ВВЕДЕНИЕ

В промышленных применениях тепло- и массоперенос можно значительно увеличить с помощью струй, направленных перпендикулярно или под углом. Импактные струи могут создавать высокоинтенсивный тепломассоперенос, особенно при малых расстояниях от сопла до пластины [1]. Ориентированный поток жидкости относительно поверхности может передавать значительное количество тепла между этой поверхностью и жидкостью. Например, по сравнению с традиционным конвекционным охлаждением замкнутым потоком, параллельным охлаждаемой поверхности, использование струйного натекания приводит к увеличению коэффициентов теплоотдачи до трех раз при заданной максимальной скорости потока. Применение в технических областях включает в себя охлаждение лопаток турбин, сушку бумаги и тканей, нагрев печей, закалку стеклянных и металлических листов, пищевую промышленность и многие другие. Известно, что теплообмен с использованием импактных струй обеспечивает высокие локальные и средние коэффициенты теплообмена при охлаждении электронных компонентов.

В этой области технический прогресс во многом зависит от способности рассеивать чрезвычайно большие тепловые потоки. Таким образом, интерес к настоящей теме, как с точки зрения теоретических, так и технических оценок, продолжает оставаться безусловным.

Неустойчивость свободного сдвигового слоя за срезом сопла и развитие турбулентности в ближней зоне струи имеют принципиальное значение для тепло- и массопереноса набегающей струи. Авторы статьи [2] изучили влияние турбулентности на теплообмен между двумерной струей и плоской пластиной. Было показано, что некоторые, казалось бы, аномальные явления теплообмена могут быть объяснены эффектами турбулентности, возникающей в струях. Турбулентность создается самими струями и возможными внешними возмущениями и значительно зависит от формы сопла, условий на входе и положения внутри струи. Результаты, представленные этими авторами, свидетельствуют о том, что детализация сопел являются важным аспектом при проектировании теплообменных устройств, в котором турбулентные струи сталкиваются на относительно ма-

лых расстояниях между соплом и поверхностью h/D , но являются второстепенными, если натекание происходит при $h/D \geq 8$.

Большое влияние турбулентности с различного рода вихревыми структурами на скорость теплопередачи и распределение на поверхности послужило причиной расцвета множества исследований, посвященных пассивным и активным способам увеличения теплообмена между струей и импактной поверхностью. Пассивные стратегии в основном опираются на форму сопла [3].

В последние десятилетия геометрия сопел становилась все более сложной, чтобы усилить самоиндукцию асимметричных когерентных структур [4]. Самые ранние исследования, проведенные на прямоугольных струях, позволили получить значительную информацию о структуре и динамике этого типа струйного течения. В статье [5] было показано наличие четырех пар вихрей, вращающихся в противоположных направлениях, рядом с выходом прямоугольной струи. Эти структуры играют важную роль в переносе импульса. Этот автор также сообщил об искажении поперечной геометрии струи от прямоугольной формы в начальной области до эллиптической формы в дальней зоне. Это явление можно было бы объяснить азимутальным искажением кривизны вихревых структур в дополнение к неравномерной самоиндукции в сдвиговом слое. Кроме того авторы публикации [6] показали, что для эллиптических струй, в отличие от круглых или плоских струй, характерно изменение азимутальной кривизны вихревых структур, приводящее к неравномерной самоиндукции и, следовательно, к сложному трехмерному искажению, которое приводит при смене главной и второстепенной осей струи.

Сопла с прямоугольными и круглыми выступами продемонстрировали особенно улучшенную эффективность смешивания по сравнению с той же геометрией без механических выступов [7]. Каждая вкладка создает пару вихрей, вращающихся в противоположном направлении, изменяя турбулентную структуру и увеличивая перемешивание в струйном потоке.

Использование сопла со скошенными выходными отверстиями обеспечивает увеличение теплообмена на 20–30 % по сравнению с не скошенными [8]. А сопла эллиптической формы приводят к интенсификации теплообмена на 15 % по сравнению с круглой не только в области натекания, но и в дальней зоне обтекания нагреваемой поверхности при соотношении диаметров, равным 4. Другие пассивные методы связаны с использованием генераторов вихрей и турбулентности в геометрии сопла. В частности, авторы работы [9] показывают, что при расстоянии от сопла до пластины, равном 4 диаметрам, треугольные выступы, расположенные вокруг круглого отверстия (шевронное сопло), приводят к увеличению более чем на 25% по сравнению с круглой конфигурацией при том же расстоянии от сопла до пластины.

Так же к пассивным методам можно отнести и закрутку потока, используя различного рода завихрители или дополнительный тангенциальный поток. Форма струи изменяется, что сказывается и на распределении интенсивности теплообмена на нагревателе.

В методах активного управления обычно используется акустическое [10] или механическое [11] возбуждение плоскости выхода потока, что способствует при определенных условиях усилению неустойчивостей и возникновению крупных высокоэнергетичных вихревых структур, создание улучшения перемешивания. Авторы данной статьи [12] обнаружили как увеличение, так и уменьшение интенсивности теплообмена, связанное с развитием крупномасштабных вихревых структур в пристенной области струи. Когда частота возбуждения близка к собственной частоте импактной струи, прерывистое спаривание вихрей создает хаотический комковатый вихрь, который содержит большое количество мелкомасштабной случайной турбулентности, усиливающие локальный теплообмен. Как только воздействие приближается к субгармонике собственной частоты, сильные крупномасштабные когерентные структуры, образующиеся после устойчивого спаривания вихрей, вызывают нестационарный отрыв пристеночного пограничного слоя и, следовательно, приводят к локальному снижению теплоотдачи.

Целью данной работы является исследование интенсификация теплообмена на горячей поверхности при обтекании её различного рода импактных струй.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Эксперименты с импактной струей проводились на установке, представляющей собой замкнутый гидродинамический контур, состоящий из системы трубопроводов, рабочего участка с объектом измерений, водяного насоса, вихревого расходомера и системы внешнего периодического возмущения – вибратор (рис. 1). Рабочий участок, внутренние размеры которого – $0,6 \times 0,4 \times 0,4$ м, изготовлен из прозрачного оргстекла, толщиной 20 мм. Объектами исследования являются осесимметричные круглые струи, струи с шевронами и закруткой. Струя, организованная соплом с профилем Витошинского (диаметр выхода $D = 15$ мм), натекала перпендикулярно на плоскую поверхность, в которую вмонтирована нагревательный элемент. Нагреватель представляет собой сапфировое стекло с размерами 150×150 мм и толщиной 4 мм. Сторона, которая имеет контакт с водой покрыта тонким прозрачным слоем, толщиной 1,2 мкм в центре и 1,12 мкм по краям, оксида индия-олова (ITO , $(\text{In}_2\text{O}_3)_{0,9} - (\text{SnO}_2)_{0,1}$) Через покрытие пропускали ток силой 16 А, обеспечивая равномерный нагрев $3,3$ Вт/см². Температура, на нагревательном элементе, которая в условиях исследования изменяется от 27 до 38 °С, регистрировалась ИК-камерой Titanium HD 570M (FLIR Systems ATS) со

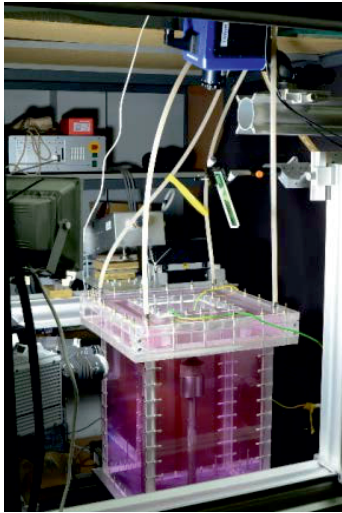


Рис. 1. Фотография рабочей части экспериментального стенда.

спектральными диапазонами 3,7–4,8 мкм. Температура дистиллированной воды контролировалась с помощью двух датчиков термосопротивления ДТС 054-50М. Один из них размещался в рабочем объеме, второй – в баке. Температура поддерживалась неизменной на уровне 25 ± 1 °С за счёт термостатического регулирования. Шевронная струя реализовывалась с помощью наладок с насечками, которые фиксируются на основное сопло. Накладки представляют собой диски толщиной 8 мм с радиальными каналами от центра к периферии. Каналы сделаны шириной 2 мм и глубиной 2 мм (рис. 2). насечки располагаются на равном расстоянии друг от друга. Количество каналов варьировало от нуля до восьми. В качестве

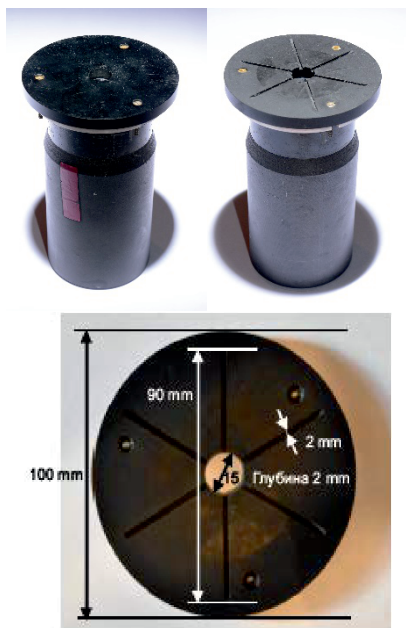


Рис. 2. Фотографии сопла с насадками.

названия количества шевронов будем использовать обозначения: $N = 0$ – сопло без шевронов, $N = 4, 6, 8$ – сопла с 4, 6, 8 шевронами соответственно.

Закрутка потока была организована с помощью специальных лопастей завихрителей, которые внедрялись в сопло. Лопатки располагались с разными углами атаки. Указанное число закрутки S вычисляется по формуле (1) и используется только для указания условий эксперимента.

$$S = \frac{2}{3} \left(\frac{1 - (d_1/d_2)^3}{1 - (d_1/d_2)^2} \right) \tan(\varphi), \quad (1)$$

где $d_1 = 7$ мм – диаметр центрального тела опорной лопасти, $d_2 = 27$ мм – внешний диаметр завихрителя, φ – угол наклона лопастей. В работе использовались завихрители, с $\varphi = 30^\circ, 60^\circ$, соответствующие следующим значениям закрутки: $S = 0,4$; и $1,0$.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЯ

На рисунке 3 (а, б) показано распределение разницы средней температуры между нагретой поверхностью и натекающей жидкостью (ΔT) для круговой незакрученной струи при $Re = 6000$, расстояние между срезом сопла и импактной поверхностью было $h/D = 1$; 3. Показаны распределения температуры невозмущённой струи и с внесением в поток внешних периодических возмущений $Sh = 0,5$; $0,9$ с одинаково-

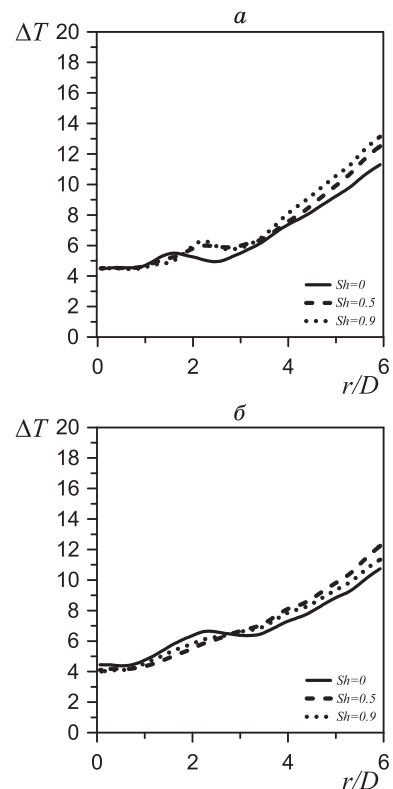


Рис. 3. Распределение относительной температуры на нагревателе. Незакрученная круглая струя при (а) $h/D = 1$; (б) $h/D = 3$.

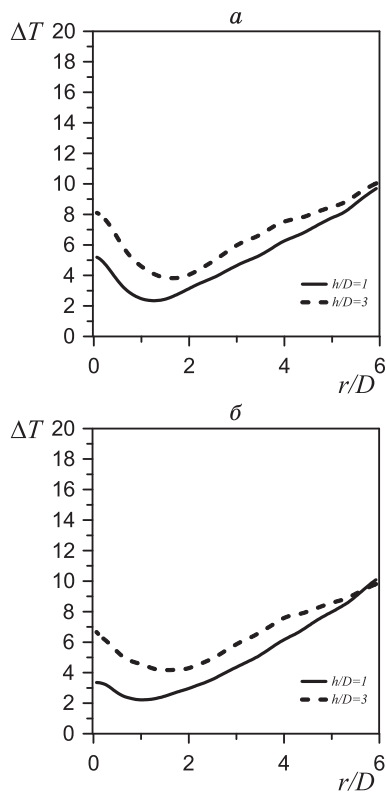


Рис. 4. Распределение относительной температуры на нагревателе. Закрученная струя при (а) $S = 0,4$; (б) $S = 1$.

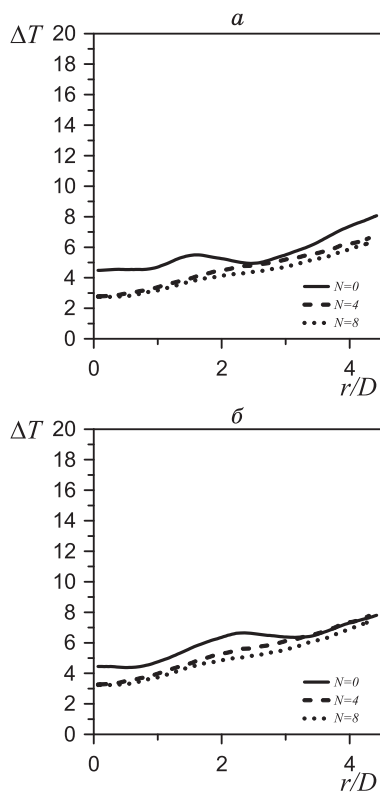


Рис. 5. Распределение относительной температуры на нагревателе. Незакрученная круглая шевронная струя при (а) $h/D = 1$ и (б) $h/D = 3$.

вой амплитудой на всех частотах $af \approx 10\%$. В отсутствии возмущений у профиля относительной температуры существуют 2 особенности. При $h/D = 1$ на $r/D \approx 0,8$ от центральной оси струи разница температуры имеет локальный минимум, в этой области происходит натекание крупномасштабных структур на поверхность. В области $r/D \approx 2,2$ расположен второй локальный минимум разницы температуры, в следствии турбулизации пристенного потока.

С возмущением потока на частоте $Sh = 0,5$ ΔT увеличивается во всей области по сравнению со случаем без возмущения. При $Sh = 0,9$ происходит локальное уменьшение температуры в области $r/D \approx 2$, но далее её значения больше. На $h/D = 3$ в отсутствие возмущения ($Sh = 0$) вторичный минимум распределения температуры в область $r/D \approx 3,3$. А при возмущении потока относительная температура меньше, соответственно происходит интенсификация теплообмена, в области $r/D \approx 0 - 2,8$, чем без. Так же можно сказать, что ΔT увеличивается при увеличении расстояния между соплом и импактной поверхностью.

Закрутка потока полностью меняет течение, что в свою очередь меняет и теплообмен на нагревателе. Закрученная импактная струя характеризуется наличием зоны рециркуляции при малых расстояниях между стенкой и срезом сопла. На рис. 3(а, б) показаны распределения ΔT для закрученной струи с $S = 0,4; 1$ при $h/D = 1; 3$. Распределение ΔT имеет характерный вид с локальным максимумом на оси струи, минимумом в области $r/D = 1,2$ и плавным увеличением разницы температуры при удалении от оси струи.

Внесение в закрученный поток внешние периодическое возмущение практически не влияет на изменение теплообмена даже при малых степенях закрутки. Можно констатировать, что закрутка потока гасит возмущения и структура потока не меняется, по крайней мере при данной амплитудой пульсаций.

На рисунке 4 показано распределение средней относительной температуры на нагретой поверхности для круглой струи ($N = 0$) и шевронной струи с

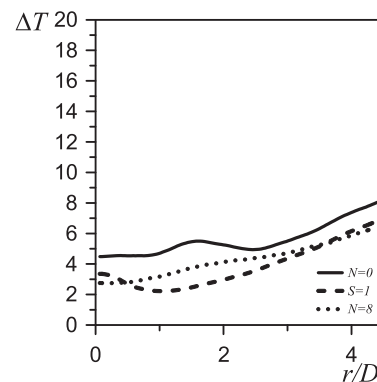


Рис. 6. Сравнение распределение относительной температуры на нагревателе при различных режимах.

различным количеством шевронов ($N = 4, 8$) при $h/D = 1; 3$. В случае струи с шевронами при малых расстояниях от сопла до поверхности ($h/D = 1$) интенсификация теплоотдачи происходит во всей области ($r/D \approx 0 - 4,5$) по сравнению с круглой струей. А для $h/D = 3$ относительная температура имеет меньшие значения в области $r/D \approx 0 - 3,3$. С увеличением количества рвов (шевранов) средняя относительная температура падает.

На рис. 5 показано сравнение распределений относительной температуры на поверхности круглой струи ($N = 0$), шевронной ($N = 8$) и закрученной струи ($S = 1$) при $h/D = 1$. Видно, что в случаях шевронной струи распределение более равномерно по всей поверхности без локальных минимумов относительной температуры, а интегральное значение ниже на. А интегральный по всей площади нагревателя теплообмен увеличивается на 11 % по сравнению с круглой струей. В случае закрученной струи распределение относительной температуры ярко выраженный локальный минимум, и интенсификация теплообмена достигает 28 %.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

С помощью тепловизионного метода регистрации температуры на поверхности были получены экспериментальные данные о распределении относительной температуры на нагретой импактной поверхности. Проводится сравнение между круговыми, закрученными и шевронными струями. Показан различный характер распределения средней относительной температуры при разных режимах течения. Показано также, что на малых расстояниях между соплом и нагревателем происходит значительная интенсификация теплообмена в случае закрученной струи.

Работа выполнена в рамках государственного задания ИТ СО РАН.

Список литературы

1. Narayanan V., Seyed-Yagoobi J., and Page R.H. An experimental study of fluid mechanics and heat transfer in an impinging slot jet flow // International Journal of Heat and Mass Transfer, 2004. 47: p. 1827–1845
2. Gardon R. and Akfirat J.C. Heat transfer characteristics of impinging two-dimensional air jets. J. Heat Transfer, 1966. 88: p. 101–108.
3. Chaudhari M., Puranik B. and Agrawal A. Effect of orifice shape in synthetic jet based impingement cooling. Experimental Thermal and Fluid Science, 2010. 34(2): p. 246–256.
4. Harmand S. et al. Review of fluid flow and convective heat transfer within rotating disk cavities with impinging jet. International Journal of Thermal Sciences, 2013. 67: p. 1–30.
5. Oosthuisen P.H. An experimental study of low Reynolds number turbulent circular jet flow. in ASME Applied Mechanics, Bioengineering and Fluids Engineering Conference., 1983. Houston, U.S.A.
6. Polat S. et al. Numerical flow and heat transfer under impinging jets: A review. Annual Review of Numerical Fluid Mechanics and Heat Transfer, 1989. 2: p. 157–197.
7. Davies, P.A.O.L., M. Fischer, and M.J. Barrat, The characteristics of the turbulence in the mixing region of a round jet. Journal of Fluid Mechanics, 1963. 15: p. 337–367.
8. Brignoni L.A. and Garimella S.V. Effects of nozzle-inlet chamfering on pressure drop and heat transfer in confined air jet impingement. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2000. 43(7): p. 1133–1139.
9. Gao N., Sun H. and Ewing D. Heat transfer to impinging round jets with triangular tabs. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2003. 46(14): p. 2557–2569.
10. Zaman, K.B.M.Q., Axis switching and spreading of an asymmetric jet: the role of coherent structure dynamics. Journal of Fluid Mechanics, 1996. 316(1): p. 1–27.
11. Suzuki H., Kasagi N. and Suzuki Y. Active control of an axisymmetric jet with distributed electromagnetic flaps actuators. Experiments in Fluids, 2004. 36(498–509): p. 1–43.
12. Liu, T. and J.P. Sullivan, Heat transfer and flow structures in an excited circular impinging jet. International Journal of Heat and Mass Transfer, 1996. 39(17): p. 3695–3706.

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ДОДЕЦИЛСУЛЬФАТА НАТРИЯ НА СТАБИЛЬНОСТЬ НАНОЖИДКОСТЕЙ НА ОСНОВЕ ВОДЫ, УГЛЕРОДНЫХ НАНОЧАСТИЦ И НАНОЧАСТИЦ SiO₂

Осипов А.А., Морозова М.А.

*Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН,
630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1*

Аннотация. В работе исследована седиментационная стабильность наножидкостей, полученных на основе воды и углеродных наночастиц и на основе наночастиц диоксида кремния. Средний размер углеродных наночастиц – 8 нм, наночастиц SiO₂ – 20 нм. В качестве параметра, характеризующего существование стабильной наножидкости, было выбрано изменение коэффициента пропускания света через образец. Исследуемая в работе наножидкость на основе воды и массовой долей углеродных наночастиц 0,2 % с добавлением 1 % додецилсульфата натрия сохраняла устойчивость в течение двух месяцев. Сравнительный анализ полученных результатов показал, что добавление додецилсульфата натрия в наножидкости на основе углеродных наночастиц привело к их стабилизации, однако для наножидкости с наночастицами диоксида кремния наблюдался обратный эффект.

Ключевые слова: наножидкость, углеродные наночастицы, наночастицы диоксида кремния, стабильность наножидкостей, додецилсульфат натрия

INVESTIGATION OF THE INFLUENCE OF SODIUM DODECYL SULFATE ON THE STABILITY OF NANOFUIDS BASED ON WATER, CARBON NANOPARTICLES AND SiO₂ NANOPARTICLES

Osipov A.A., Morozova M.A.

*Kutateladze Institute of Thermophysics SB RAS,
630090, Russia, Novosibirsk, Lavrentyev Ave. 1*

Annotation. In this work, the sedimentation stability was studied of nanofluids obtained based on water and carbon nanoparticles and based on silicon dioxide nanoparticles. The average size of carbon nanoparticles was 8 nm, SiO₂ nanoparticles was 20 nm. A change in the light transmittance through the sample was chosen as a parameter characterizing the existence of a stable nanofluid. The nanofluid based on water and a 0,2 % mass fraction of carbon nanoparticles with the addition of 1 % sodium dodecyl sulfate remained stable for two months. A comparative analysis of the results showed that the addition of sodium dodecyl sulfate to nanofluids based on carbon nanoparticles led to their stabilization, but the opposite effect was observed for nanofluids with silicon dioxide nanoparticles.

Keywords: nanofluid, carbon nanoparticles, silicon dioxide nanoparticles, stability of nanofluids, sodium dodecyl sulfate

ВВЕДЕНИЕ

Интенсивный темп развития различных отраслей приводит к развитию новых нанотехнологий. Особый интерес за последние 30 лет уделяют наножидкостям. Наножидкость – это жидкость, содержащая частицы, размер которых находится в нанометровом диапазоне. Впервые термин «наножидкость» был предложен в 1995 году [1].

Благодаря своим уникальным свойствам данные жидкости становятся объектом внимания научного сообщества, о чем свидетельствует статистика о публикациях. В исследовании [2] приведена диаграмма, отображающая экспоненциальный рост количества публикаций с употреблением термина «наножидкость» за период с 1996 по 2012 года. В обзорной статье [3] были получены сведения из базы данных Scopus® за период с 1998 по 2020 год о публикациях, посвященных исследованиям в области наножидкостей. Всего за исследуемый период было опубликовано 15 729 научных работ (журналов), в среднем 684 статьи в год. Кроме того, в работе [2] рассмотрены основные и наиболее популярные в научном со-

обществе механизмы получения и стабилизации наножидкостей.

Наножидкости достаточно широко исследуются и применяются во многих областях. Например, наножидкости активно внедряют в ресурсосберегающую энергетику [4]. В солнечных энергетических установках одна из возможностей интенсифицировать теплообмен – улучшить параметры теплоносителя. Этого можно добиться путем повышения теплопроводности жидкости из-за включения в нее наночастиц с высокой теплопроводностью [5]. В сравнении с традиционными солнечными абсорбционными коллекторами, наножидкостные коллекторы обладают более высоким оптическим поглощением и фототермическим преобразованием [6]. В работе [6] проведено сравнение эффективности наножидкости и базовой жидкости с точки зрения повышения электрического и теплового КПД для всех солнечных энергосистем. Наножидкости, включающие в себя наночастицы SiO₂, применяются для синтеза газовых гидратов. Газовые гидраты в свою очередь выполняют функции эффективной упаковки и хранения при-

родного газа [7]. В медицине наножидкости используются для гипертермии и доставки лекарственных препаратов в организме [8]. Данные жидкости применяются в производстве электронных компонентов и устройств, например, для создания тонких пленок или чипов, а также для их охлаждения [9].

В процессе создания наножидкостей в качестве дисперсионной среды чаще всего используются вода, спирты, их смеси, а в качестве включений – наночастицы различных материалов, включая металлы, нитриды, оксиды, карбиды и углерод.

Синтез наножидкостей сопровождается особенностями, которые влияют на их теплофизические свойства. Свойства наножидкостей могут варьироваться из-за морфологических особенностей синтезированных наночастиц, а также от химической структуры самих частиц и базовой жидкости [10]. Важным этапом в изучении наножидкостей является исследование зависимости вязкости от добавления поверхностно-активных веществ (ПАВ), так как добавление ПАВ даже в малых концентрациях приводит к изменению вязкости наножидкости [11]. Также одной из первостепенных задач по изучению наножидкостей является исследование их стабильности, так как без решения проблем стабилизации наножидкостей затруднительно их коммерческое использование [5, 12]. Стабильность наножидкостей определяет их устойчивость к коагуляции и седиментации. Методами оценки стабильности являются: анализ дзета-потенциала, спектральный анализ, центрифугирование [13], анализ седиментации, электронная микроскопия и светорассеяние. Повысить стабильность наножидкости можно путем добавления ПАВ, модификации поверхности наночастиц, ультразвуковым диспергированием и регулированием pH жидкости [2]. Важным этапом в получении стабильных наножидкостей является исследование поведения наножидкостей на основе различных наночастиц при добавлении ПАВ.

ПАВ додецилсульфат натрия часто используется в качестве стабилизатора для гидрофобных углеродных наночастиц в жидкости. Наножидкости на основе углеродных наночастиц активно исследуются и используются в солнечных коллекторах в качестве улучшенного теплоносителя [5]. Кроме того, додецилсульфат натрия создает условия ускоренного и структурированного роста газовых гидратов совместно с наночастицами диоксида кремния [14], [15]. В данной работе методом анализа спектров пропускания проведено исследование влияния ПАВ додецилсульфата натрия на стабильность наножидкостей, полученных на основе воды, углеродных наночастиц и наночастиц SiO₂.

МАТЕРИАЛЫ И МЕТОДЫ

Наночастицы

Наножидкости, которые использовались в работе, были получены двухстадийным методом [2]. Для соз-

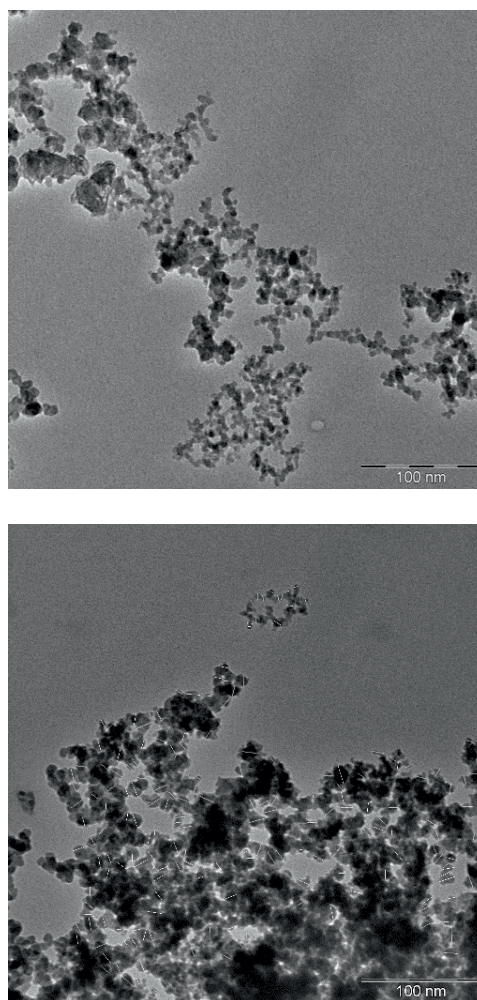


Рис. 1. ПЭМ снимки углеродных наночастиц

дания наножидкостей использовались углеродные наночастицы, полученные электродуговым методом, и наночастицы SiO₂ (Таркосил).

Снимки, полученные методом просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ), для углеродных наночастиц приведены на рисунке 1. Частицы представляют собой углеродные сажевые глобулы.

По данным снимкам было построено распределение частиц по размеру (рис. 2).

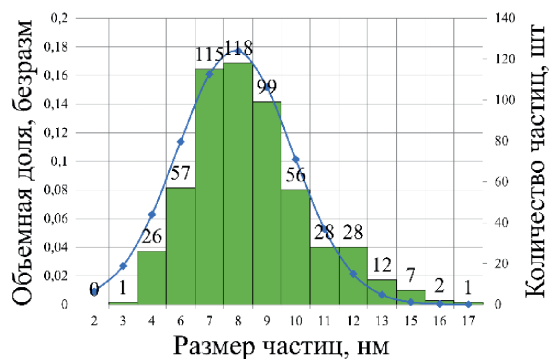


Рис. 2. Распределение углеродных наночастиц по размеру

Численные данные по распределению углеродных наночастиц представлены в таблице №1.

Также при создании наножидкостей использовались наночастицы SiO_2 . Снимки ПЭМ наночастиц оксида кремния представлены далее (рис. 3).

Приведено распределение по размеру для наночастиц оксида кремния (рис. 4).

Численные данные по распределению углеродных наночастиц представлены в таблице №2.

Таблица №1

Название	Значение, нм
Максимум	16
Минимум	3
Среднее	8
Станд. откл	2

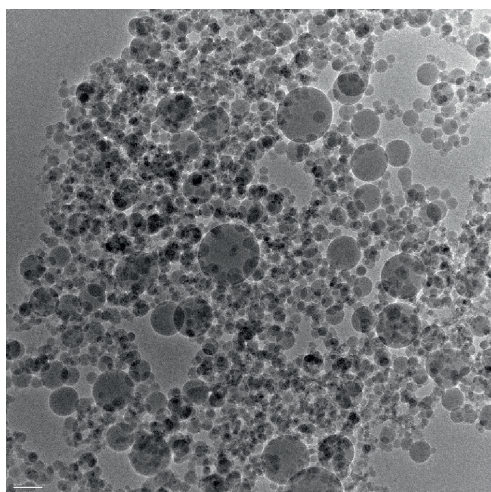


Рис. 3. ПЭМ снимки наночастиц оксида кремния

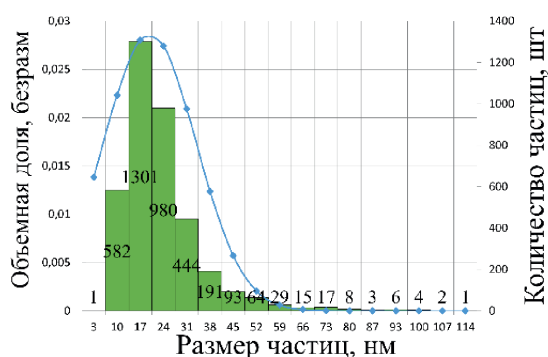


Рис. 4. Распределение оксидных наночастиц по размеру

Таблица №2

Название	Значение, нм
Максимум	238
Минимум	3
Среднее	20
Станд. откл	14

Получение наножидкостей

Предметами исследования данной работы являлись четыре наножидкости, отличающиеся по своему составу. Все наножидкости приготавливались на основе воды высокой степени очистки. Указанные далее концентрации компонентов рассчитаны по массе. Первая наножидкость состояла из углеродных наночастиц 0,2 %. Вторая наножидкость состояла из углеродных наночастиц 0,2 % и додецилсульфата натрия 1 %. В состав третьей наножидкости входили наночастицы SiO_2 0,3 %. В состав четвертой наножидкости входили наночастицы SiO_2 0,3 % и додецилсульфат натрия 0,1%.

В процессе синтеза наножидкостей герметично закрытые кюветы со смесями необходимого количества базовой жидкости и порошка наночастиц обрабатывались в течение 3 часов в ультразвуковой ванне с контролируемым прогревом Sonorex Super RK 100H с частотой ультразвукового диспергатора 35 КГц и мощностью 80 Вт.

Исследование устойчивости

В качестве параметра, характеризующего существование стабильной наножидкости, было выбрано изменение коэффициента пропускания света через образец. С течением времени наночастицы начинают слипаться и выпадать в осадок, что приводит к уменьшению оптической плотности.

Определение коэффициента происходило путём деления спектра исследуемой наножидкости на спектр, проходящий через базовую жидкость.

Для регистрации оптических спектров была собрана установка, схема которой приведена далее (рис. 2).

В качестве источника света использовалась лампа накаливания, питаемая от стабилизированного источника. Свет от источника проходил через диафрагму, вырезавшую узкий световой пучок, и направлялся на кювету с наножидкостью. В экспериментах использовались спектрофотометрические кюветы. Прошедший через кювету свет по световоду поступал в спектрограф ДФС-458С.

Полихроматор спектрографа ДФС-458С создан по оптической схеме Пашена-Рунге на основе вогнутой нарезной дифракционной решетки со скомпенсированным астигматизмом. Предел разрешения спектрографа 0,05 нм. Отношение сигнал/шум ~10000.

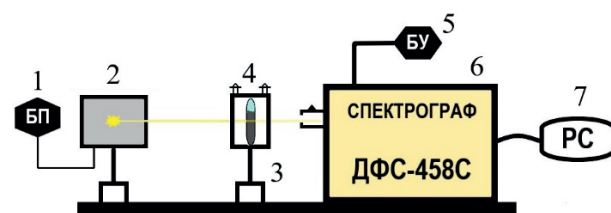


Рис. 5. Схема экспериментальной установки: 1 – блок питания; 2 – лампа накаливания; 3 – держатель пробирок; 4 – пробирка с исследуемой жидкостью; 5 – блок управления спектрографом; 6 – спектрограф ДФС-458С; 7 – персональный компьютер.

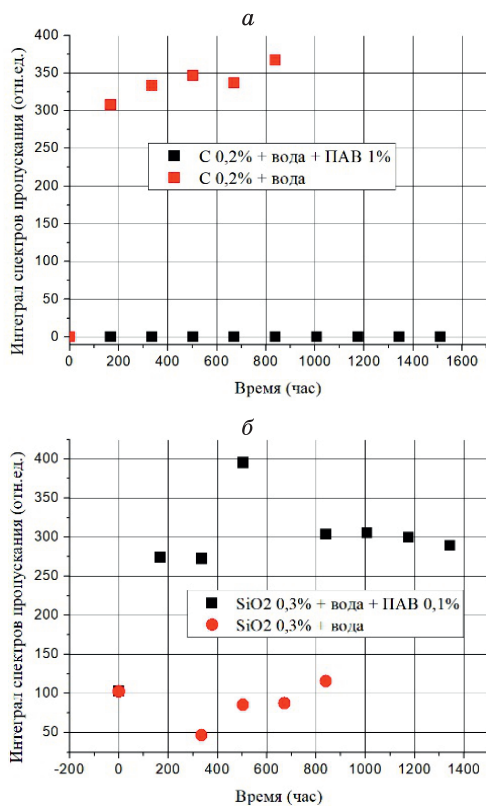


Рис. 5. Результат интегрирования отношения спектров пропускания от времени для наножидкостей на основе наночастиц: а) углеродных; б) диоксида кремния.

РЕЗУЛЬТАТЫ

Экспериментальное наблюдение за изменением коэффициента пропускания образцов проходило 2 месяца. Для количественной оценки изменения коэффициента пропускания производилось численное интегрирование спектральных кривых. Зависимость полученной величины от времени для наножидкостей представлена на рисунке 5.

Спектры пропускания образца второй наножидкости с добавлением ПАВ не изменились в течение всего времени наблюдения. Также в образце отсутствовал осадок. В то время как первая наножидкость без добавления ПАВ изменяла свою способность пропускать свет. Уже спустя 168 часов (1 неделя) практически все наночастицы в первой наножидкости выпали в осадок.

Для наножидкостей на основе наночастиц SiO₂ сложно выявить явную зависимость от времени. Данные на графике свидетельствуют об обратном эффекте от использования ПАВ. Спектры наножидкости без ПАВ находятся ниже спектров наножидкости с этим стабилизатором.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Исследуемая в работе наножидкость на основе воды и 0,2 % углеродных наночастиц с добавлением 1 % додецилсульфата натрия сохраняла устойчивость

в течение всего времени наблюдения. Сравнительный анализ полученных результатов показал, что добавление додецилсульфата натрия в наножидкости на основе углеродных наночастиц привело к их стабилизации, однако для наножидкости с наночастицами диоксида кремния наблюдался обратный эффект.

Авторы благодарят ЦКП ВТАН НГУ за проведение измерений на научном оборудовании.

Список литературы

- Choi S. U. S., Eastman J.A. Enhancing thermal conductivity of fluids with nanoparticles. – Argonne National Lab. (ANL), Argonne, IL (United States), 1995. – № ANL/MSD/CP-84938; CONF-951135-29.
- Mukherjee S., Paria S. Preparation and stability of nanofluids-a review //IOSR Journal of Mechanical and civil engineering. – 2013. – Т. 9. – № 2. – С. 63-69
- Giwa S.O. et al. Research trends in nanofluid and its applications: A bibliometric analysis //Journal of Nanoparticle Research. – 2022. – Т. 24. – № 3. – С. 63.
- Suman S., Khan M.K., Pathak M. Performance enhancement of solar collectors – A review // Renewable and Sustainable Energy Reviews. – 2015. – Т. 49. – С. 192–210.
- Wahab A. et al. Solar energy systems–potential of nanofluids //Journal of Molecular Liquids. – 2019. – Т. 289. – С. 111049.
- Chen Y. et al. Electric field combined nanofluid to enhance photothermal efficiency of the direct absorption solar collector //Renewable Energy. – 2023. – С. 118988.
- Uchida T., Ebinuma T., Ishizaki T. Dissociation condition measurements of methane hydrate in confined small pores of porous glass // The Journal of Physical Chemistry B. – 1999. – Т. 103. – № 18. – С. 3659–3662.
- Sheikhpour M. et al. Role of nanofluids in drug delivery and biomedical technology: Methods and applications // Nanotechnology, Science and Applications. – 2020. – С. 47–59.
- Bahiraei M., Heshmatian S. Electronics cooling with nanofluids: A critical review //Energy Conversion and Management. – 2018. – Т. 172. – С. 438–456.
- Hwang Y. et al. Stability and thermal conductivity characteristics of nanofluids //Thermochimica Acta. – 2007. – Т. 455. – № 1–2. – С. 70–74.
- Кистерская М.С., Пряжников М.И. Исследование влияния поверхностно-активных веществ на коэффициент вязкости наножидкостей // Красноярск, Сибирский федеральный университет, 15–25 апреля 2016 г. – 2016. – С. 13.
- Sundar L.S. Synthesis and characterization of hybrid nanofluids and their usage in different heat exchangers for an improved heat transfer rates: A critical review //Engineering Science and Technology, an International Journal. – 2023. – Т. 44. – С. 101468.
- Lamas B. et al. Assessing colloidal stability of long term MWCNT based nanofluids // Journal of colloid and interface science. – 2012. – Т. 381. – № 1. – С. 17–23.
- Zhong Y., Rogers R.E. Surfactant effects on gas hydrate formation //Chemical engineering science. – 2000. – Т. 55. – № 19. – С. 4175–4187.
- Meleshkin A.V. et al. Effect of surfactants on synthesis of gas hydrates // Journal of Engineering Thermophysics. – 2020. – Т. 29. – С. 264–266.

ОСОБЕННОСТИ СТРУКТУРЫ ТЕЧЕНИЯ В ПОГРАНИЧНОМ СЛОЕ МОДЕЛИ ЛЕТАЮЩЕГО КРЫЛА ПРИ РАЗЛИЧНЫХ УРОВНЯХ ТУРБУЛЕНТНОСТИ НАБЕГАЮЩЕГО ПОТОКА

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

*Институт теоретической и прикладной механики им. С.А. Христиановича СО РАН,
630090, Россия, Новосибирск, ул. Институтская, 4/1
e-mail: pavlenko@itam.nsc.ru*

Аннотация. В данной работе представлены результаты экспериментальных исследований в дозвуковой аэродинамической трубе, направленных на изучение отрывной структуры обтекания моделей различной формы при попадании в турбулентный след. В работе моделировался турбулентный след от различных источников и изучалось влияние типа турбулентного следа на течение вблизи поверхности крыльев. Были получены картины визуализации структур течения для каждого режима обтекания на всех моделях. Исследована структура турбулентного следа в пространстве для двух источников возмущений. Проведено сопоставление результатов между собой. Было обнаружено, что в зависимости от типа турбулентного следа, область отрыва может существенно изменяться в размерах.

Ключевые слова: турбулентный след, срыв, отрывное обтекание, трапециевидное крыло, возвратное течение, крупномасштабные вихри, прямое крыло

FEATURES OF THE FLOW STRUCTURE IN THE BOUNDARY LAYER OF A FLYING WING MODEL AT DIFFERENT LEVELS OF FREE-STREAM TURBULENCE

Pavlenko A.M., Zanin B.Yu., Melnik E.A., Alpatskiy N.S.

*Khrstianovich Institute of Theoretical and Applied Mechanics of the Siberian Branch
of the Russian Academy of Sciences, 4/1 Institutskaya Street, Novosibirsk, 630090, Russia*

Annotation. This paper presents the results of experimental studies in a subsonic wind tunnel aimed at studying the separation structure of the flow around models of various shapes when entering a turbulent trace. The work simulated a turbulent trace from various sources and studied the effect of the type of turbulent trace on the flow near the surface of the wings. Visualization pictures of flow structures were obtained for each flow regime on all models. The structure of a turbulent trace in space for two sources of disturbances has been studied. The results were compared with each other. It was found that, depending on the type of turbulent trace, the separation region can vary significantly in size.

Keywords: turbulent trace, stall, separated flow, trapezoidal wing, reverse flow, large-scale vortices, straight wing

ВВЕДЕНИЕ

Хорошо известно, что во время крейсерского режима полета на поверхности крыльев летательных аппаратов могут образовываться локальные зоны отрыва (пузыри) при дозвуковых скоростях [1–2]. С увеличением угла атаки область локального отрыва смещается в сторону передней кромки вплоть до полного исчезновения пузыря. При этом вблизи задней кромки крыла начинает формироваться отрыв турбулентного пограничного слоя. Дальнейшее увеличение угла атаки до критических значений приводит к срыву потока с передней кромки, формированию крупномасштабных вихрей и возвратному течению.

Наличие источников стационарного возмущения на поверхности крыльев может приводить к изменению структуры отрывного течения, вплоть до полного его устранения в зависимости от режима обтекания [3–6]. Новым направлением исследований является изучение влияния внешних возмущений на структуру отрывных течений [7]. В данной работе представлены результаты экспериментальных исследований, которые являются продолжением целого

комплекса работ по изучению обтекания летательного аппарата при попадании в турбулентный след. В связи с бурным развитием малоразмерной беспилотной авиации актуальность данных исследований не вызывает сомнений.

МЕТОДИКА ИССЛЕДОВАНИЙ

Эксперименты проводились в двух дозвуковых аэродинамических трубах мТ-324 и Т-324 ИТПМ СО РАН г. Новосибирск (Россия) [8].

Исследование проводилось на моделях крыльев с прямой и стреловидной передней кромкой, размеры которой представлены на рисунке 1. Размах прямого крыла составляла 200 мм, хорда – 100 мм. В качестве источника набегающих внешних возмущений применялось три вида ворсистой нити диаметром 0,5, 1,5 и 3 мм и три гладких лески диаметром 0,8, 2 и 3 мм. В каждой серии экспериментов одна определённая нить (или леска) устанавливалась в рабочей части трубы и натягивалась выше по течению перед моделью и создавала турбулентный след за собой, который набегал на модель крыла.

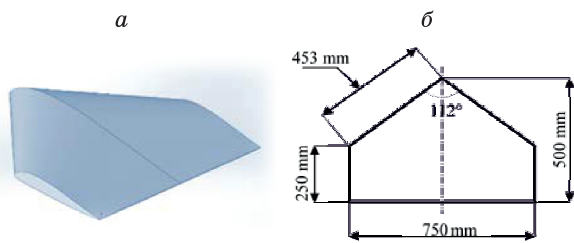


Рис. 1. Модель со стреловидной передней кромкой (а) и геометрические размеры крыла (б).

В качестве основного метода исследований применялась саже-масляная визуализация [9]. Для получения количественных данных о структуре течения за нитью и леской применялся метод термоанемометрии.

РЕЗУЛЬТАТЫ

Первая серия экспериментов была направлена на изучение обтекания модели крыла со стреловидной передней кромкой при попадании в турбулентный след при закритическом угле атаки. В этих исследованиях уделялось особое внимание срывному режиму обтекания. Крыло устанавливалось под углом атаки 18 градусов. Скорость набегающего потока составляла $U_{\infty} = 22.5$ м/с. При заданных параметрах на крыле реализуется срывной режим обтекания на всей поверхности крыла (см. рис. 2, а). Направление потока на фотографиях – сверху вниз. Поток срывается с передней кромки, и формируются два крупномасштабных вихря, вращающихся в противоположных направлениях. Затем натягивалась нить (леска) для генерации турбулентного следа на 20 мм ниже уровня передней кромки при нулевом угле атаки. При попадании крыла в турбулентный след, генерируемый леской диаметром 0.8 мм, на поверхности модели сохраняется срывной режим обтекания (см. рис. 2, б). Увеличение диаметра лески до 2 мм привело к изменению структуры обтекания. Один крупномасштабный вихрь существенно уменьшился в размерах, и его фокус сместился к левой боковой кромке (см. рис. 2, в). В результате область присоединенного течения в левой части крыла расширилась. Увеличение диаметра лески до 3 мм привело к схожим результатам в режиме с 2 мм леской (см. рис. 2, г). Стоит отметить, что правый крупномасштабный вихрь несколько уменьшился в размерах. След за ворсистой нитью диаметром 0.5 мм повлиял на обтекание модели так же, как и след от лески диаметром 3 мм (см. рис. 2, д). Наиболее интересный результат был получен под влиянием следа от ворсистой нити диаметром 1.5 мм (см. рис. 2, е и 2, ж). Данный эксперимент был повторен несколько раз и было обнаружено, что при одних и тех же условиях на крыле возможно два вида обтекания. Первый вид обтекания – это существенное увеличение области присоединенного течения и со смещением фокусов вихрей к боковым кромкам модели (см. рис. 2, е). Второй вид обтекания – это аналогичный результат, полученный

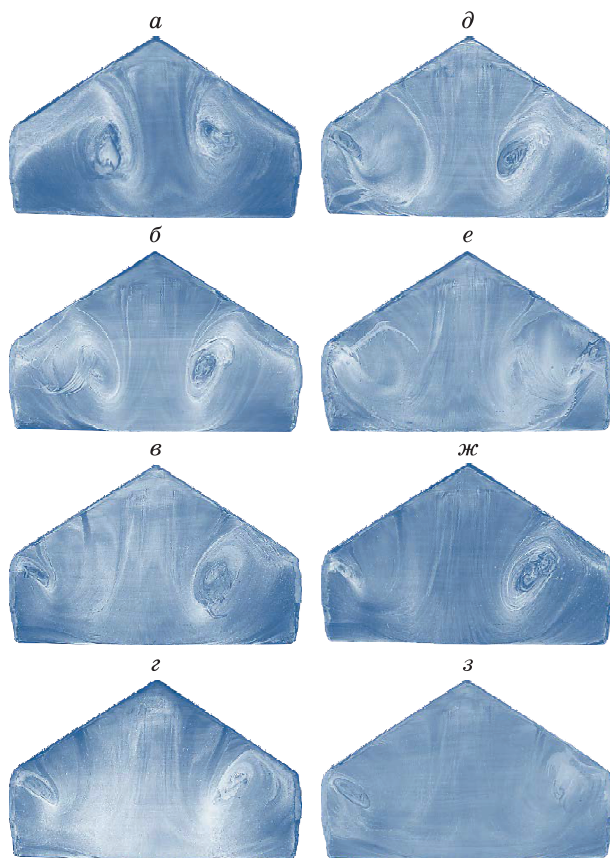


Рис. 2. Визуализация обтекания модели со стреловидной передней кромкой при различных режимах: а – свободное обтекание; б – турбулентный след от лески \varnothing 0,8 мм; в – турбулентный след от лески \varnothing 2 мм; г – турбулентный след от лески \varnothing 3 мм; д – турбулентный след от ворсистой нити \varnothing 0,5 мм; е и ж – турбулентный след от ворсистой нити \varnothing 1,5 мм; з – турбулентный след от ворсистой нити \varnothing 3 мм.

в режиме обтекания с ворсистой нитью диаметром 0.5 мм (см. рис. 2, ж). Турбулентный след за ворсистой нитью диаметром 3 мм привел к стабильному режиму обтекания с образованием малоразмерных вихрей у боковых кромок (см. рис. 2, з).

Затем нить (леска) была опущена на 40 мм ниже уровня передней кромки при нулевом угле атаки. Снова были проведены эксперименты с тремя видами лески и тремя видами нити. В качестве примера на рисунке 3 (а) приведен результат влияния следа за ворсистой нитью диаметром 1.5 мм. На крыле значительно увеличилась область присоединенного течения, и образовались малоразмерные вихри вблизи боковых кромок. Данный результат был получен для всех 6 видов источников турбулентного следа.

Установка турбулизаторов в виде конусов на переднюю кромку подветренной стороны модели привела к изменению структуры течения (см. рис. 3, б). Высота конуса составляла 12 мм, диаметр основания был равен 8 мм. Конусы были установлены в 100 мм от боковых кромок. Вблизи поверхности наблюдались две области возвратного течения и два крупномасштабных вихря. Данная структура течения на-

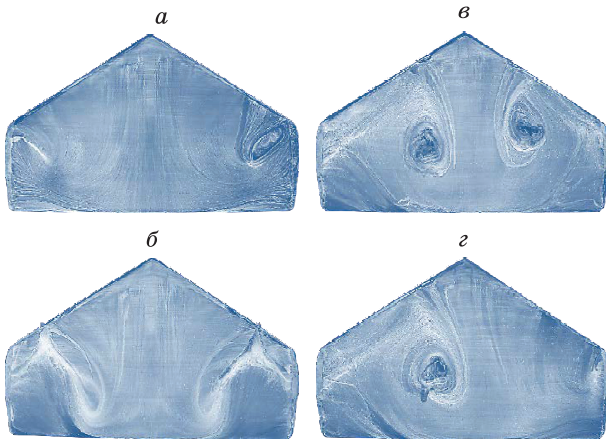


Рис. 3. Визуализация обтекания модели со стреловидной передней кромкой при различных режимах: *a* – турбулентный след от ворсистой нити \varnothing 1,5 мм; *б* – турбулентный след ворсистой нити \varnothing 1,5 мм и двумя конусами; *в* – турбулентный след от ворсистой нити \varnothing 1,5 мм под углом 27 градусов; *г* – турбулентный след от ворсистой нити \varnothing 1,5 мм под углом 90 градусов.

блюдалась в режиме обтекания свободным потоком, так и при попадании крыла в турбулентный след.

Влияние турбулентного следа за ворсистой нитью диаметром 1.5 мм, установленной под углом к го-

ризонтальной плоскости крыла в 27 градусов, не привело к изменению структуры обтекания (см. рис. 3, в). Как и в случае обтекания крыла свободным потоком, на крыле существует глобальный отрыв потока с парой крупномасштабных вихрей.

Далее ворсистая нить диаметром 1.5 мм была установлена на $1/4$ размаха модели под углом 90 градусов к горизонтальной плоскости крыла. Это привело к полному присоединению потока в правой части модели (см. рис. 3, г).

Вторая серия экспериментов была посвящена изучению влияния турбулентного следа от различных источников возмущения на обтекание модели прямого крыла в зависимости от угла скольжения (см. рис. 4). Модель была установлена в рабочей части аэродинамической трубы под углом атаки $\alpha = 12^\circ$. Угол скольжения варьировался от 0 до 30 градусов. Скорость набегающего потока составляла $U_\infty = 13$ м/с. В режиме обтекания свободным потоком наблюдался классический глобальный срыв потока с передней кромки с образованием застойной (локальной) зоны, возвратного течения и пары крупномасштабных вихрей (см. рис. 4, а). Направление потока на фотографиях – сверху вниз. Увеличение угла скольжения до 15 градусов привело к смещению локальной зоны отрыва в сторону правой боковой

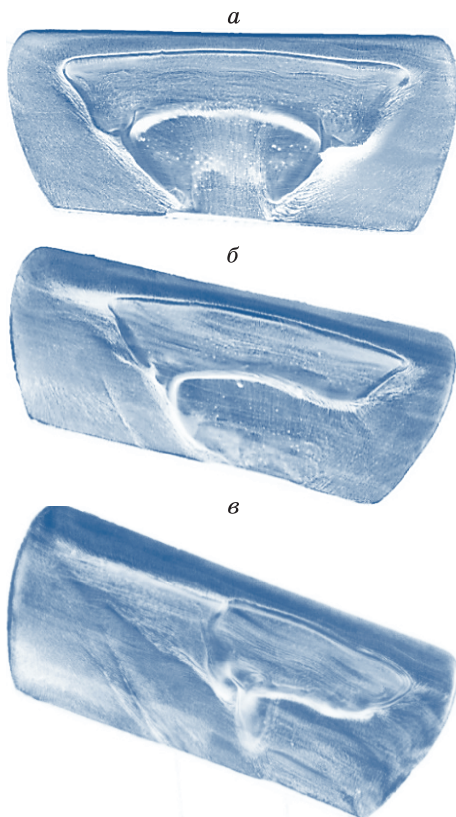


Рис. 4. Визуализация обтекания модели с прямой передней кромкой при свободном обтекании в различных режимах: *a* – угол скольжения $\chi = 0^\circ$; *б* – угол скольжения $\chi = 15^\circ$; *в* – угол скольжения $\chi = 30^\circ$.

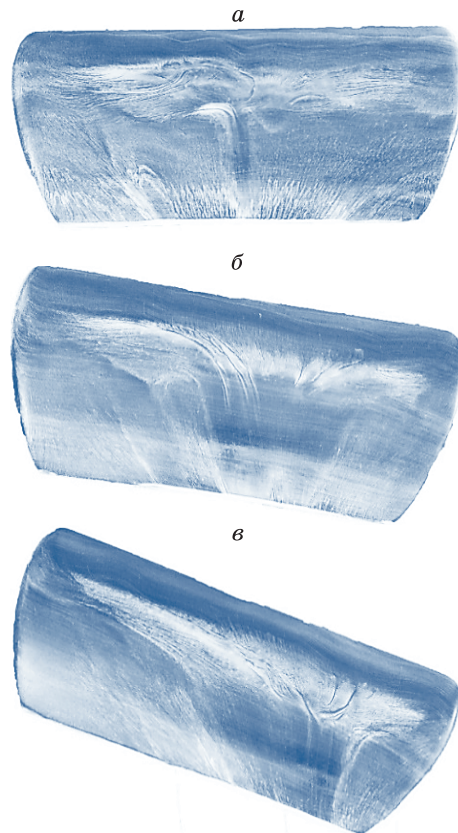


Рис. 5. Визуализация обтекания модели с прямой передней кромкой при попадании в турбулентный след генерируемый леской: *a* – угол скольжения $\chi = 0^\circ$; *б* – угол скольжения $\chi = 15^\circ$; *в* – угол скольжения $\chi = 30^\circ$.

кромки крыла (см. рис. 4, б). Следует отметить, что крупномасштабные вихри исчезли. Область локального отрыва значительно уменьшилась, когда угол скольжения достиг 30 градусов (см. рис. 4, в).

Затем перед моделью была установлена гладкая леска диаметром 0,8 мм. Эксперименты проводились также при углах скольжения 0, 15 и 30 градусов. В результате были получены данные о влиянии набегающих возмущений на отрывную структуру обтекания. Было установлено, что во всех трех случаях на крыле преобладает присоединенное течение со значительным уменьшением локальной отрывной области, в сравнении с режимом обтекания свободным потоком (см. рис. 5, а–в). Необходимо отметить, что влияние следа от лески привело к исчезновению крупномасштабных вихрей и возвратному течению.

Максимальный эффект от воздействия турбулентного следа на обтекание крыла наблюдался от ворсистой нити диаметром 1,5 мм, которую устанавливали на то же место вместо гладкой лески (см. рис. 6, а–в). При нулевом угле скольжения удалось полностью присоединить поток (см. рис. 4, а). Локальные области отрыва исчезли.

Третья серия экспериментов была посвящена получению количественных данных о структуре потока

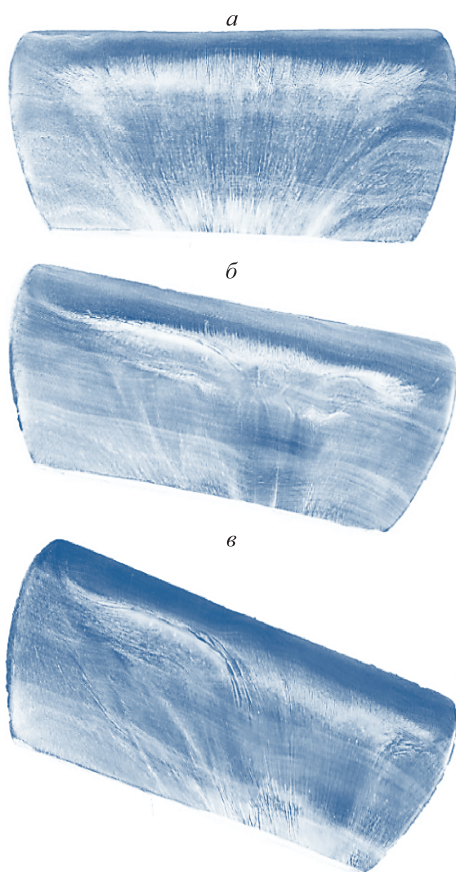


Рис. 6. Визуализация обтекания модели с прямой передней кромкой при попадании в турбулентный след генерируемый ворсистой нитью: а – угол скольжения $\chi = 0^\circ$; б – угол скольжения $\chi = 15^\circ$; в – угол скольжения $\chi = 30^\circ$.

за ворсистой нитью диаметром 1,5 мм и гладкой леской диаметром 0,8 мм. Был использован метод термоанемометрических измерений. Скорость набегающего потока в рабочей части аэродинамической трубы составляла $U_\infty = 13$ м/с. Измерения проводились вдоль нити (и лески) по координате Z , поперек нити (и лески) по координате Y и в зависимости от расстояния между датчиком и нитью (и леской) при $x = 95, 350$ и 540 мм. Было получено, что ширина следа за нитью составляла около 25 мм на расстоянии 540 мм, что на 5 мм больше следа от лески при тех же условиях (см. рис. 7, а). Средний уровень пульсаций при $x = 95$ мм на 1 % выше в следе за нитью в сравнении со следом от лески (см. рис. 7, б). Но двигаясь вниз по потоку, уровень пульсаций выравнивается. Отличительной особенностью являлось наличие про-

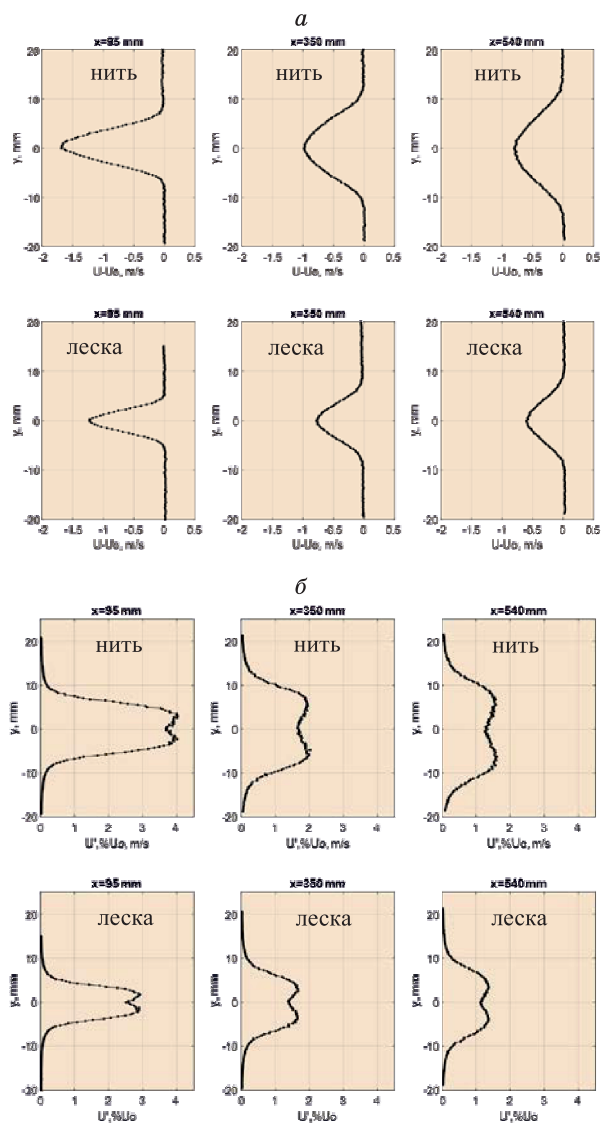


Рис. 7. Измерения в следе за источником возмущений в зависимости от продольной координаты X : а – распределение средней скорости вдоль оси Y за нитью (сверху) и леской (снизу). Абсолютное значение; б – амплитуда пульсаций скорости вдоль оси Y за нитью (сверху) и леской (снизу).

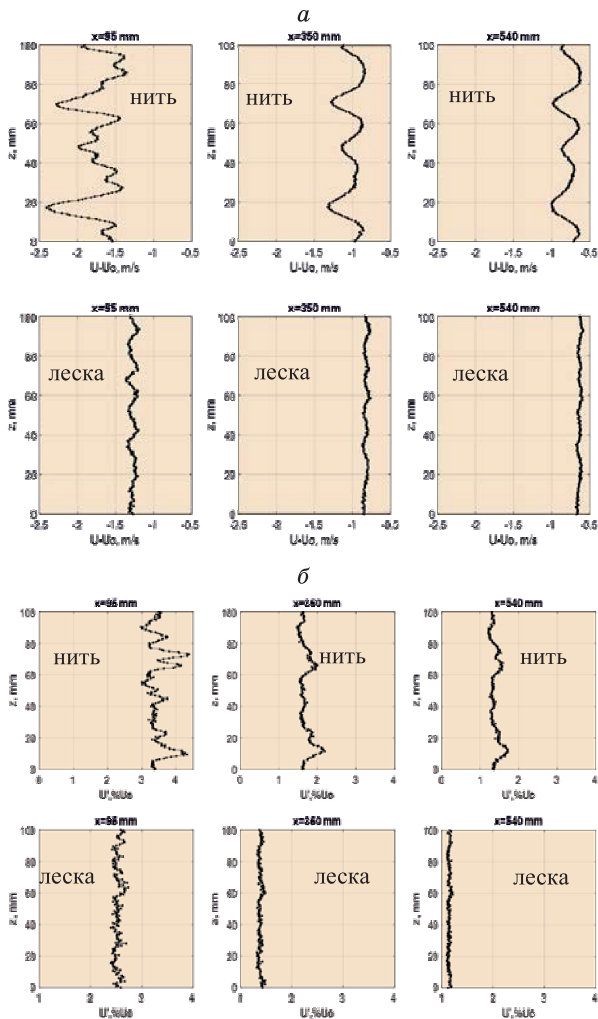


Рис. 8. Измерения в следе за источником возмущений в зависимости от продольной координаты X : a – распределение средней скорости вдоль оси Z за нитью (вверху) и леской (внизу). Абсолютное значение; b – амплитуда пульсаций скорости вдоль оси Z за нитью (вверху) и леской (внизу).

дольных структур в следе за ворсистой нитью (см. рис. 8, a – b). В следе от лески продольные структуры не наблюдались.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведены исследования структуры течения в пограничном слое моделей летающего крыла при различных уровнях турбулентности набегающего потока при закритических углах атаки. Получены картины визуализация предельных линий тока вблизи поверхности моделей для каждого случая. Получены количественные данные о структуре следа за ворсистой нитью и леской. Проведен сравнительный анализ полученных результатов. Было обнаружено, что при определенных условиях на стреловидном крыле возможны два вида обтекания при попадании в турбу-

лентный след. Влияние турбулентного следа может привести как к полному присоединению потока, так и к частичному. Частичное присоединение потока подразумевает под собой наличие одного крупномасштабного вихря на половине крыле и присоединенное обтекание на другой половине крыла. Такой режим обтекания может привести к драматическим последствиям во время полета летательного аппарата, ввиду отсутствия подъемной силы на половине крыла. Было найдено, что существует определенная область в пространстве относительно модели крыла, установив в которую источник турбулентного следа, можно добиться стабильного и присоединенного течения вблизи поверхности модели крыла.

Работа выполнена в рамках Программы фундаментальных научных исследований государственных академий наук на 2021–2023 гг. (номер гос. регистрации: 121030500149-8). Работа выполнена с использованием оборудования ЦКП «Механика».

Список литературы

1. Бойко А.В., Довгаль А.В., Занин Б.Ю., Козлов В.В. Пространственная структура отрывных течений на крыловых профилях (обзор) // Теплофизика и аэромеханика. 1996. Т. 3. № 1. С. 1–14.
2. Traub L.W., Cooper E. Experimental Investigation of Pressure Measurement and Airfoil Characteristics at Low Reynolds Numbers // Journal of aircraft. 2008. 45(4). 1322–1333. DOI: 10.2514/1.34769
3. 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.
4. Занин Б.Ю., Козлов В.В., Павленко А.М. Управление отрывом на модели крыла при малых числах Рейнольдса // Известия РАН. Механика жидкости и газа. 2012. № 3. С. 133–140.
5. Павленко А.М., Занин Б.Ю., Катасонов М.М. Исследования обтекания модели летающего крыла при натуральных числах Рейнольдса // Вестник НГУ. Сер. Физика. 2015. Т. 10. № 3. С. 19–25.
6. Бойко А.В., Довгаль А.В., Занин Б.Ю., Козлов В.В., Лушин В.Н., Сызранцев В.В. Топология глобального отрыва на модели крыла в присутствии источников стационарных возмущений // Теплофизика и аэромеханика. 1995. Т. 2. № 1. С. 37–45.
7. Pavlenko A.M., Zanin B.Y., Katasonov M.M. 2018 AIP Conference Proceedings 2027 edited by V.M. Fomin NY American Institute of Physics Melville. 030060. DOI: 10.1063/1.5065278
8. Багаев Г.И., Голов В.К., Медведев Г.В., Поляков Н.Ф. Аэродинамическая труба малых скоростей Т-324 с пониженной степенью турбулентности // Аэрофизические исследования. Новосибирск. 1972. Вып. 1. С. 5–8.
9. Пространственные пристенные турбулентные течения в угловых конфигурациях / Корнилов В.И.; Отв. ред. В.М. Фомин. Новосибирск: Наука, 2000. С. 399.

ТРЕХМЕРНОЕ ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ТЕПЛОГИДРАВЛИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ В ТЕПЛООБМЕННИКЕ «НАТРИЙ-НАТРИЙ» ПЕРСПЕКТИВНОГО РЕАКТОРА БН

Пахолков В.В., Низамутдинов В.Р., Дмитриева И.В., Фадеев И.Д., Рогожкин С.А., Сметанин Т.Р.

*АО «ОКБМ Африкантов»,
603074, Россия, Нижний Новгород, Бурнаковский проезд, 15
e-mail: pakholkov@okbm.nnov.ru*

Аннотация. Приведены результаты трёхмерного численного моделирования теплообменника «натрий-натрий» перспективного реактора на быстрых нейтронах с натриевым теплоносителем. Моделирование выполнено с помощью CFD кода FlowVision с применением стандартной $k-e$ модели турбулентности и специальной модели турбулентного теплопереноса в жидких металлах LMS. По результатам верификационных расчетов элементарных теплообменников погрешность расчета среднесмешанных температур натрия и мощности не превышает 5,2 %. Выработана расчетная модель дистанционирующего пояса трубного пучка, позволяющая корректно моделировать процессы в межтрубном пространстве. Определены граничные условия на входе в теплообменник. Результаты расчетов теплообменника приемлемо согласуются с экспериментальными данными, полученными на аэродинамической модели теплообменника и реакторе БН-800. Отличие расчетных температур на выходе из теплообменника от проектных значений не превышает 1 %. В районе входного и выходного окон теплообменника происходит перераспределение мощностей между участками трубного пучка, суммарная мощность теплообменника по расчету с запасом превышает проектное значение.

Ключевые слова: теплообменник, натриевый теплоноситель, численное моделирование

THREE-DIMENSIONAL NUMERICAL SIMULATION OF THERMOHYDRAULIC PROCESSES IN THE SODIUM-SODIUM HEAT EXCHANGER OF THE PROSPECTIVE BN REACTOR

Pakholkov V.V., Nizamutdinov V.R., Dmitrieva I.V., Fadeev I.D., Rogozhkin S.A., Smetanin T.R.

*Afrikantov OKBM JSC,
15 Burnakovsky proyezd, Nizhny Novgorod, 603074, Russia*

Abstract. The results of three-dimensional numerical simulation of the sodium-sodium heat exchanger for a prospective fast neutron reactor with a sodium coolant are presented. The simulation is performed using CFD FlowVision code with standard $k-e$ turbulence model and special LMS simulation of turbulent heat transfer in liquid metals. According to the results of verification calculations for elementary heat exchangers, the error in calculating the average mixed temperatures of sodium and power does not exceed 5.2 %. A computational model of the tube bundle spacer belt is developed, which enables to correctly simulate the processes on the shell side. Boundary conditions at the heat exchanger inlet are determined. The results of the heat exchanger calculations are acceptably consistent with the experimental data obtained from the aerodynamic model of the heat exchanger and the BN-800 reactor. Difference of calculated temperatures at heat exchanger outlet from design values does not exceed 1 %. In the area of the inlet and outlet windows of the heat exchanger there is a redistribution of capacities between the bundle sections, the calculated total capacity of the heat exchanger exceeds the design value with a margin.

Keywords: heat exchanger, sodium coolant, numerical simulation

ВВЕДЕНИЕ

В составе перспективного реактора на быстрых нейтронах с натриевым теплоносителем (БН) применяется теплообменник «натрий-натрий», предназначенный для передачи тепла от «горячего» натрия, циркулирующего в межтрубном пространстве сверху вниз, к «холодному» натрию, циркулирующему внутри труб снизу вверх.

Отличие геометрических характеристик трубного пучка от соответствующих характеристик эксплуатируемых теплообменников БН-600 и БН-800 затрудняет перенос имеющихся расчётно-экспериментальных данных по течению натрия в межтрубном

пространстве теплообменника на условия перспективного реактора БН. Для обоснования проектных характеристик теплообменника при работе на номинальной мощности необходимо выполнить уточняющие расчеты. Для решения этой задачи в рамках настоящей работы применен программный комплекс (ПК) трехмерного численного моделирования FlowVision [1, 2]. Для моделирования турбулентности со стандартной $k-e$ моделью турбулентности [3] и специальной моделью турбулентного теплопереноса в жидких металлах LMS [4].

Для обоснования возможности применения ПК FlowVision выполнены верификационные расчеты

элементарных теплообменников: однотрубного теплообменника с продольным обтеканием трубки и многотрубного теплообменника с поперечным обтеканием трубок. Для выработки подхода по учету гидравлического сопротивления дистанционирующих поясов (ДП) выполнены расчеты фрагмента трубного пучка с одним ДП. В результате численного моделирования перемешивания в камере реактора определены условия на входе в теплообменник. Затем выполнено собственно численное моделирование штатного теплообменника.

ВЕРИФИКАЦИОННЫЕ РАСЧЕТЫ

Однотрубный теплообменник с продольным обтеканием трубки

В тестовой задаче рассматривается теплопередача в однотрубном теплообменнике, представляющем собой теплообменную трубку с толстой стенкой, расположенную в кольцевом канале (см. рис. 1). «Холодный» натрий движется внутри трубки, «горячий» натрий движется по противотоку в кольцевом канале. Размеры соответствуют штатной трубке.

В результате расчёта определялись мощность теплообменника и температуры натрия, которые затем сравнивались с аналитическим решением. Последнее получено с использованием апробированных замыкающих соотношений для критерия Нуссельта [5].

На участке теплообмена происходит теплопередача между «горячим» и «холодным» натрием. Наружная поверхность кольцевого канала – адиабатическая. На торцах расчётной модели для гидродинамической стабилизации потока предусмотрены адиабатические участки. Параметры тестовой задачи для вариантов граничных условий (ГУ) А и Б приведены в табл. 1.

Результаты решения в ПК FlowVision (см. рис. 2, 3) удовлетворительно согласуются с аналитическим решением для обоих вариантов ГУ.

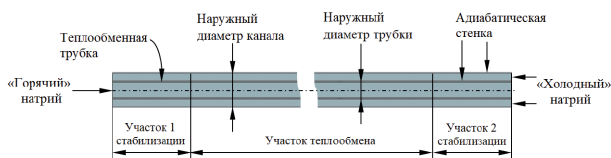


Рис. 1. Однотрубный теплообменник

Таблица 1

Параметр	Вариант ГУ	
	А	Б
Расход «горячего» натрия, кг/с	0,701	0,701
Расход «холодного» натрия, кг/с	0,585	0,701
Температура «горячего»/«холодного» натрия на входе, °С	550/355	

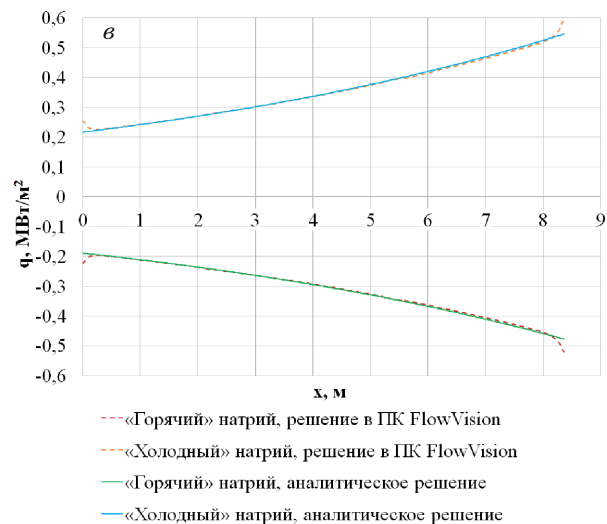
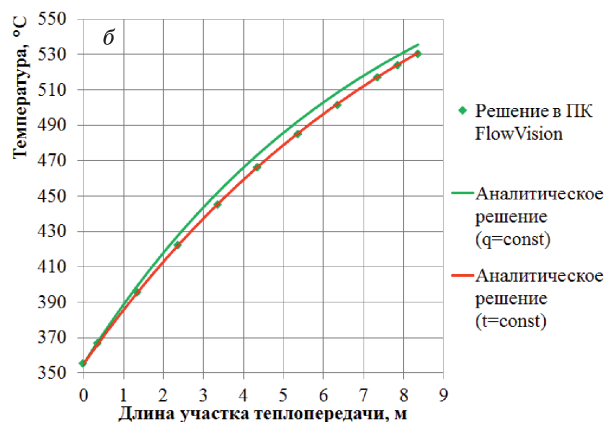
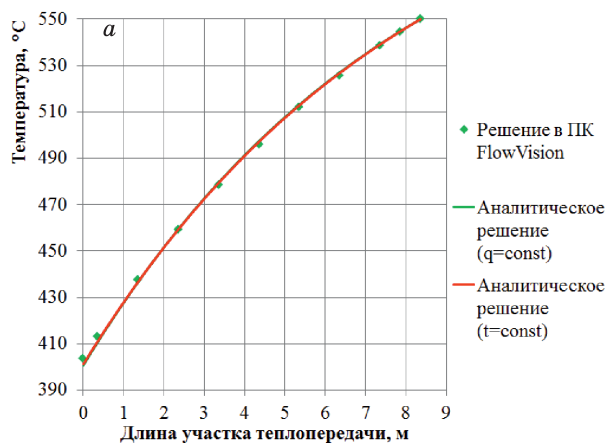


Рис. 2. Изменение среднесмешанных температур «горячего» (а) и «холодного» (б) натрия и удельных тепловых потоков (в) по длине участка теплообмена для варианта А

Относительно быстрое изменение удельного теплового потока в районе входа и выхода участка теплообмена обусловлено тепловой стабилизацией потока.

В зависимости от используемых соотношений для критерия Нуссельта, погрешность расчёта мощности и среднесмешанных температур на выходе из теплообменника изменяется в диапазоне от 0,3 до 3,6%.

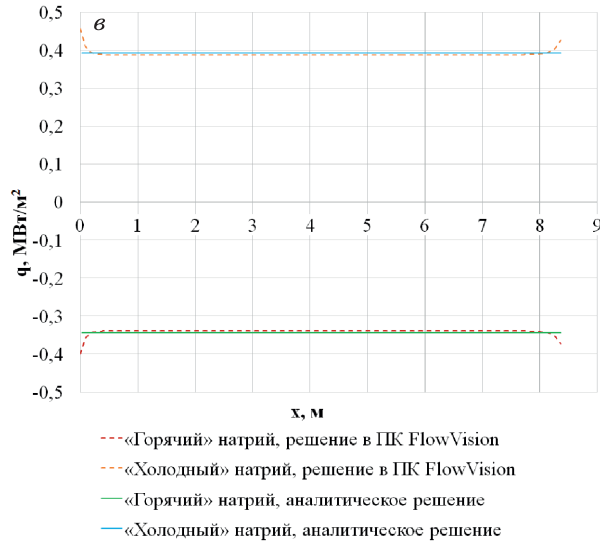
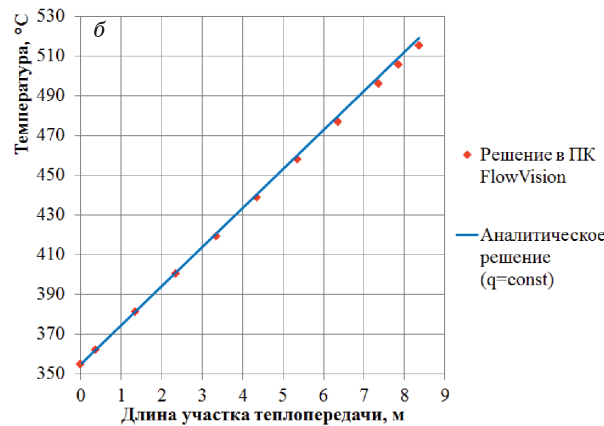
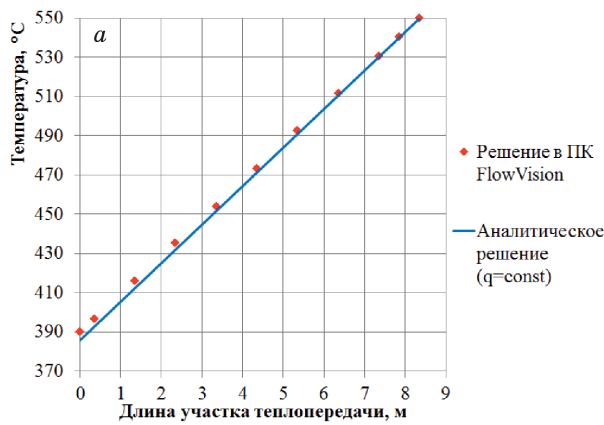


Рис. 3. То же, что и на рис. 2 для варианта Б

Многотрубный теплообменник с поперечным обтеканием трубок

Многотрубный теплообменник представляет собой трубный пучок, который расположен в прямоугольном канале (рис. 4). «Холодный» натрий движется внутри трубок, «горячий» натрий движется по каналу поперёк труб.

Диаметры трубок, шаги по рядам и трубкам в рядах приняты такими же, как в конструкции штатного



Рис. 4. Многотрубный теплообменник с перекрестным током натрия (фрагмент)

Таблица 2

Параметры тестовой задачи

Параметр	Значение
Расход «горячего» натрия, кг/с	13,993
Расход «холодного» натрия, кг/с	16,380
Температура «горячего»/ «холодного» натрия на входе, °С	550/355

теплообменника. Высота канала равна высоте входного окна штатного теплообменника.

В расчётах используется равномерная расчётная сетка с размерами ячеек, выбранными по результатам теста для однострубного теплообменника. Параметры тестовой задачи приведены в табл. 2.

Результаты решения в ПК FlowVision хорошо согласуются с аналитическим решением, в зависимости от используемых соотношений для критерия Нуссельта [5], погрешность расчёта мощности и средне-смешанных температур на выходе из теплообменника изменяется в диапазоне от 0,4 до 5,2 %.

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ФРАГМЕНТА ТРУБНОГО ПУЧКА С ДИСТАНЦИОНИРУЮЩИМ ПОЯСОМ

По высоте трубного пучка штатного теплообменника установлено несколько ДП, представляющих собой набор гладких и гофрированных лент. Гофрированные ленты устанавливают шаг между трубками в рядах, гладкие ленты – между кольцевыми рядами трубок.

С целью уменьшения количества расчетных ячеек в модели рассматривается возможность упрощения геометрии в области ДП за счёт локального увеличения наружного диаметра трубок (рассмотрено два варианта увеличения: ступенчатое и конусное) при сохранении штатной площади проходного сечения в районе ДП по межтрубному пространству (см. рис. 5). Численное моделирование выполнено по ПК FlowVision.

По расчету потери давления на ДП со ступенчатым увеличением диаметра трубок составили 367 Па, для варианта с конусным – 206 Па (см. рис. 6). Коэффициенты гидравлического сопротивления равны, соответственно, 0,31 и 0,17. По результатам испытаний коэффициент гидравлического сопротивления подобного ДП составляет 0,29 [6], что хорошо согласуется с результатами расчётов ступенчатого увеличения диаметра трубок в ПК FlowVision.

При принятом упрощении ДП сохраняется эквивалентность по гидравлическому сопротивлению и по средней скорости натрия в узком сечении, а также

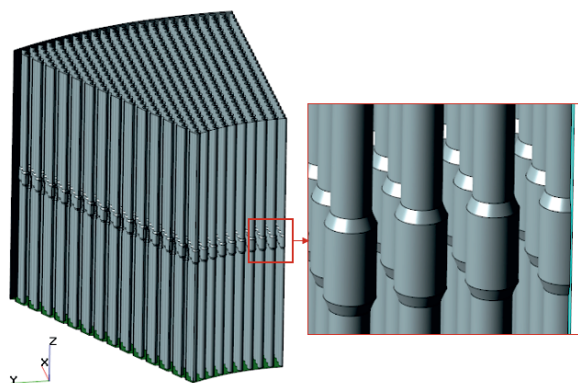


Рис. 5. Расчетная модель трубного пучка с ДП

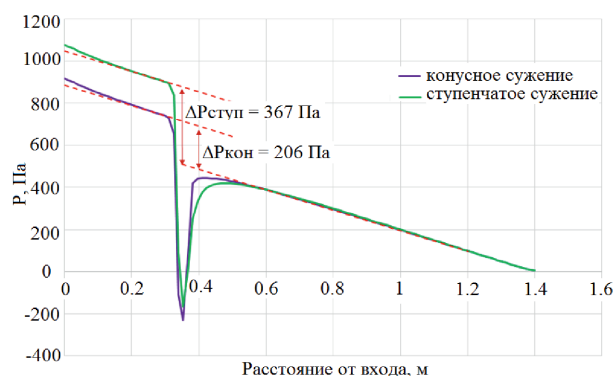


Рис. 6. Изменение относительного давления по высоте модели (для различных видов сужений)

моделируется струйное течение и интенсификация теплоотдачи на выходе из ДП.

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ КАМЕРЫ, РАСПОЛОЖЕННОЙ НА ВХОДЕ В ТЕПЛООБМЕННИК

Для определения параметров потока на входе в теплообменник с учётом сложного трёхмерного течения в камере, расположенной перед входом в теплообменник, потребовалось выполнение дополнительного расчёта фрагмента реактора. Для этого разработана модель, которая представляет собой 1/4 часть конструкции реактора с одной теплоотводящей петлей.

В данной модели теплообменник представлен в виде тела с анизотропным гидравлическим сопротивлением, которое соответствует штатному, и постоянной (по объему тела) мощностью стока тепла, которая соответствует тепловой мощности теплообменника в номинальном режиме.

В результате моделирования в ПК FlowVision необходимо было определить распределение расхода и температуры натрия на входе в теплообменник.

На рис. 7 представлена картина течения натрия в виде полей скорости и температуры в камере.

Как видно из рис. 7, в объеме перед входом в теплообменник образуется вихревая зона. Скорость натрия достигает 3 м/с. Распределение температуры перед входной решеткой теплообменника было усредне-

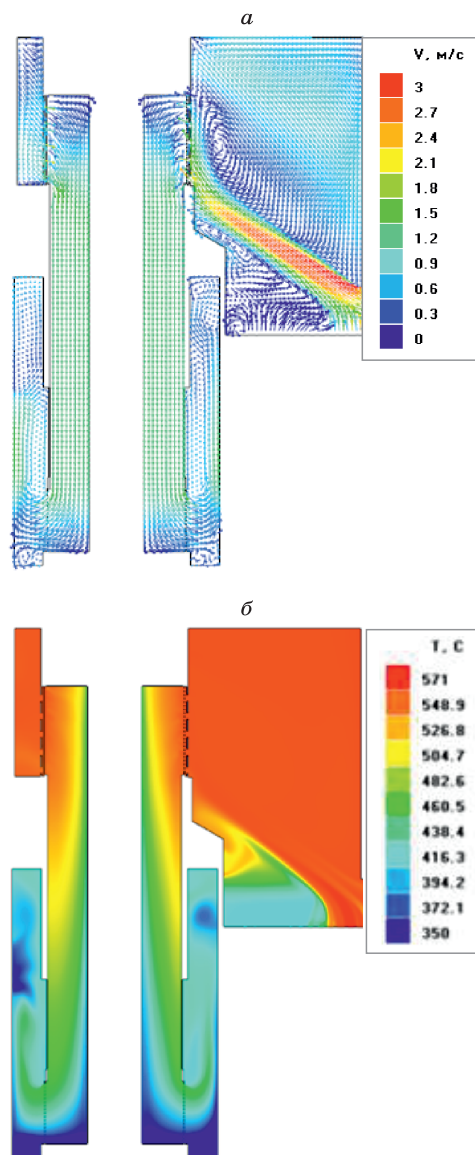


Рис. 7. Поля скорости (а) и температуры (б) в вертикальной плоскости камеры

но по периметру для получения входного условия по температуре (см. рис. 8).

Для анализа распределения расхода натрия на входе в теплообменник рассмотрено двенадцать секторов (см. рис. 9). Выбор сектора 30° связан с соответствующей повторяемостью в расположении труб в теплообменнике.

Отклонение расхода натрия через секторы от среднего значения на входе теплообменник достигает 12 %. Отклонение расхода через боковую поверхность сегмента цилиндра за второй входной решеткой теплообменника от среднего значения представлено на рис. 10, параметр Q1. По мере продвижения натрия внутрь теплообменника наблюдается выравнивание расходов по секторам: в горизонтальном сечении теплообменника ниже третьего ДП отклонение от среднего значения составляет уже не более 3 % (см. рис. 10, параметр Q2).

Так как неравномерность расхода на входе в теплообменник небольшая, а в межтрубном пространстве происходит практически полное её выравнивание на уровне нижней границы входных окон, было принято решение не учитывать неравномерность поля скорости на входе при численном моделировании сектора теплообменника.

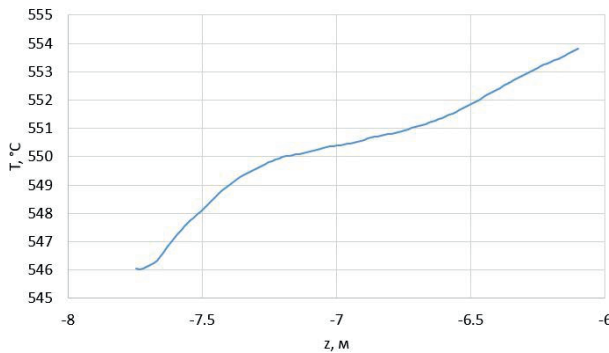


Рис. 8. Распределение температуры натрия по высоте входного окна теплообменника

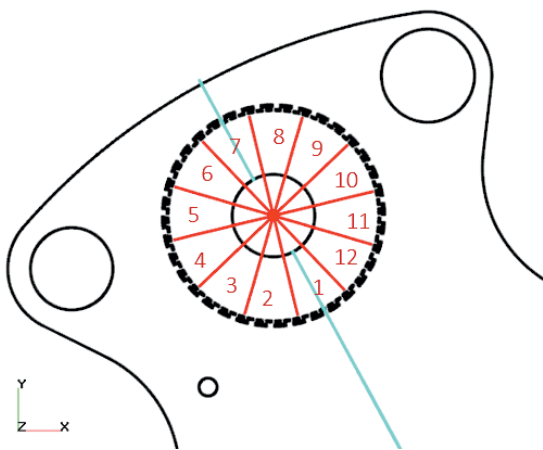


Рис. 9. Обозначение секторов на входе в теплообменник

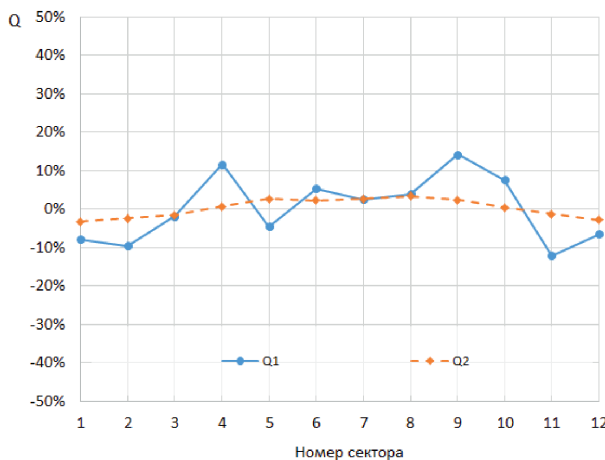


Рис. 10. Отклонение расхода по секторам теплообменника от среднего значения

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ СЕКТОРА ТЕПЛООБМЕННИКА

Геометрическая модель теплообменника включает натрий в межтрубном пространстве, теплопередающие трубки, натрий внутри трубок, несколько ДП, входные и выходную решётки. Угол сектора теплообменника составляет 30° . Гидравлическое сопротивление ДП учитывалось за счёт локального уменьшения площади проходного сечения (см. раздел 2). Расчетная модель теплообменника приведена на рис. 11.

На входе в трубки для каждого ряда по экспериментальным данным для подобных теплообменников задавалась массовая скорость, температура и параметры турбулентности.

Граничные условия на входе в межтрубное пространство теплообменника принимались по результатам расчета камеры реактора (см. раздел 3).

Общее количество расчётных ячеек составило 69 млн. Расчёт проводился с использованием 256 шестиядерных процессоров. Шаг интегрирования по времени для задачи задавался конвективным числом Куранта-Фридрихса-Леви и был принят 40. Общее время расчёта варианта до сходимости контрольных интегральных характеристик составило 13 суток.

На рис. 12 приведены поля скорости, температуры и давления в «горячем» натрии в продольном сечении сектора теплообменника. На высоте выходного окна теплообменника температура «горячего» натрия изменяется от 368 до 430 °C (разность 62 °C), что хорошо согласуется с данными по теплообменнику реактора БН-800.

Гидравлические потери в теплообменнике со стороны «горячего» натрия на 11 % меньше проектного значения, данное отличие связано с заложенными в проекте запасами.

Расчетные профили относительной продольной (вдоль трубного пучка) составляющей скорости удовлетворительно согласуются с экспериментальными.

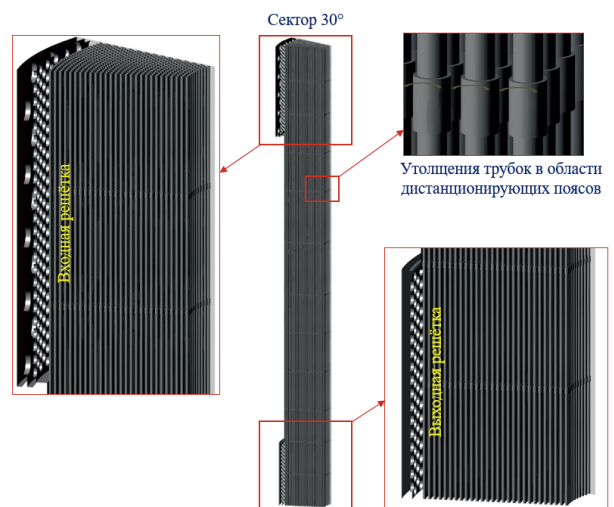


Рис. 11. Расчетная модель теплообменника

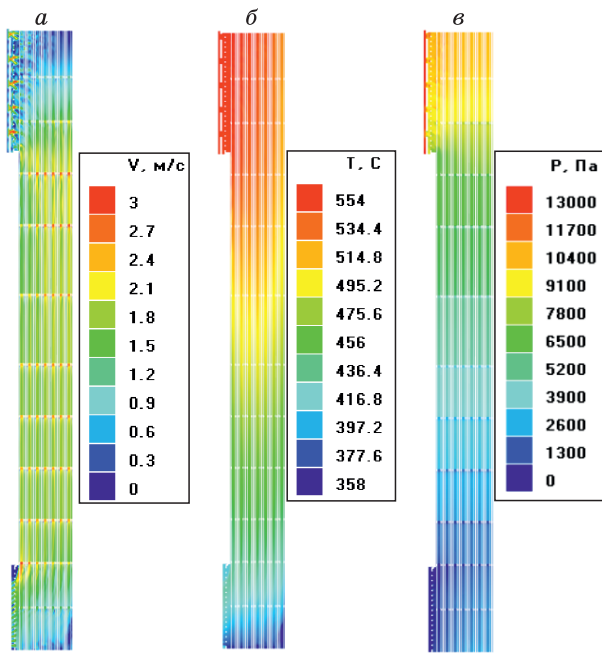


Рис. 12. Поля скорости (а), температуры (б) и давления (в) в межтрубном пространстве теплообменника

ми данными, полученными на модели теплообменника БН-600 (см. рис. 13). На рис.13 принято обозначение:

$$R_{отн} = (R - R_{вн}) / (R_{нар} - R_{вн}), \text{ м,}$$

где R – текущий радиус в межтрубном пространстве, м; $R_{нар}$, $R_{вн}$ – наружный и внутренний радиусы межтрубного пространства, соответственно, м.

Видно, что переход от поперечно-продольного обтекания трубок к продольному обтеканию наблюдается после четвёртого ДП. Установка ДП приводит к уменьшению расхода «горячего» натрия на крайних участках пучка. Основное отличие, состоящее в увеличении скорости в районе ДП, связано с тем, что в экспериментальной модели ДП отсутствовали.

Для анализа изменения мощности теплообменника вдоль пучка последний был разделен на двенадцать участков. Величина мощности на каждом участке рассчитана по среднесмешанным температурам «горячего» и «холодного» натрия в сечениях.

На рис. 14 представлены зависимости удельных мощностей по участкам (нумерация начинается от входа «горячего» натрия), полученные по одномерной модели и по ПК FlowVision. Расчет по одномерной модели выполнен исходя из предположения, что на всей высоте трубного пучка «горячий» натрий движется вдоль трубок. Видно, что на участках 1, 2 и 12 наблюдается отклонение результатов. Это отличие можно объяснить тем, что крайние ДП приводят к уменьшению расхода натрия через участки 1, 2 и 12. Натрий поступает в теплообменник и выходит из него в основном через участки 3 и 11.

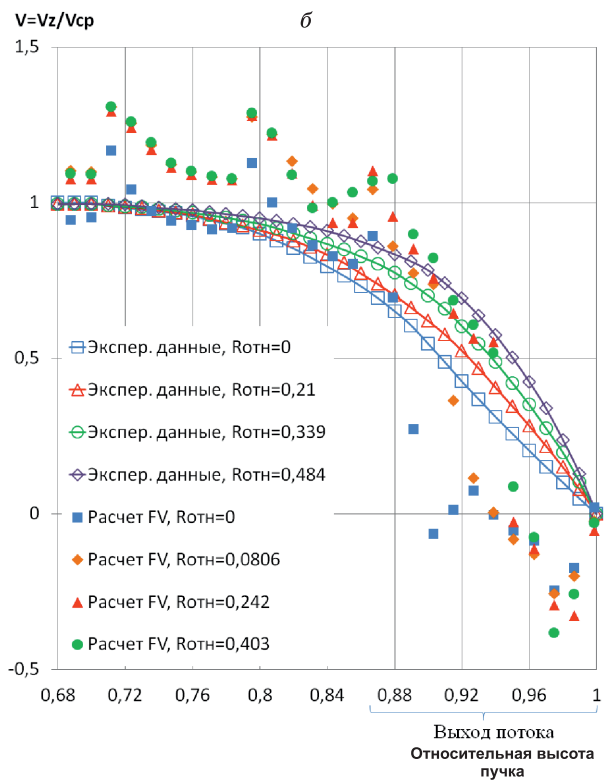
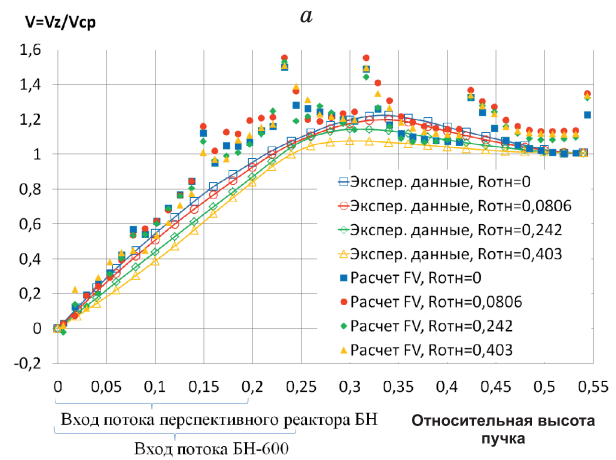


Рис. 13. Относительные продольных скоростей в районе входа (а) и выхода (б) межтрубного пространства теплообменника

По результатам численного моделирования можно отметить следующее:

- передаваемая мощность в теплообменнике с запасом обеспечивает проектное значение;
- отличие по температурам на выходе из теплообменника в сравнении с соответствующими проектными параметрами не превышает 1 %;
- отличие осредненных значений коэффициентов теплоотдачи на участке продольного обтекания трубок от проектных значений составило 4 % внутри трубок и 14 % в межтрубном пространстве, что не превышает погрешность проектных соотношений 20 %;

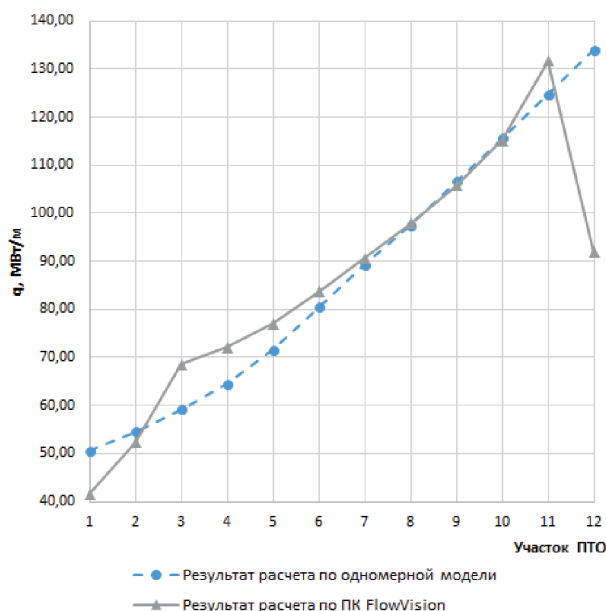


Рис. 14. Изменение удельных мощностей по участкам трубного пучка теплообменника

– на участках продольно-поперечного обтекания пучка (в районе входного и выходного окон теплообменника) происходит перераспределение мощностей между участками пучка.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Результаты численного моделирования теплообменника «натрий-натрий» по интегральным параметрам удовлетворительно согласуются с проектными данными, тем самым подтверждая теплогидравлические характеристики теплообменника.

Разработанный методический подход может использоваться при проектировании как теплообменников типа БН, так и других теплообменных аппаратов со сложной пространственной картиной течения теплоносителей.

Список литературы

1. Аксенов А.А. FlowVision: Индустриальная вычислительная гидродинамика // Компьютерные исследования и моделирование. 2017. Т. 9. № 1. С. 5–20.
2. Фадеев И.Д., Аксенов А.А., Дмитриева И.В., Низамутдинов В.Р., Пахолков В.В., Рогожкин С.А., Сазонова М.Л., Шепелев С.Ф. Разработка методического подхода и численное моделирование теплогидравлических процессов в промежуточном теплообменнике реактора БН // Компьютерные исследования и моделирование (статья подготовлена к опубликованию в журнале «Компьютерные исследования и моделирование»).
3. Жлуктов С.В., Аксёнов А.А., Карасёв П.И. Моделирование байпасного ламинарно-турбулентного перехода в рамках $k-\epsilon$ подхода // Компьютерные исследования и моделирование. 2014. Т. 6. № 6. С. 879–888.
4. Рогожкин С.А., Аксенов А.А., Жлуктов С.В., Осипов С.Л., Сазонова М.Л., Фадеев И.Д., Шепелев С.Ф., Шмелев В.В. Разработка модели турбулентного теплопереноса для жидкометаллического натриевого теплоносителя и её верификация // Вычислительная механика сплошных сред. 2014. Т.7. № 3. С. 306–316.
5. Боришанский В.М., Кутателадзе С.С., Новиков И.И., Федынский О.С. Жидкометаллические теплоносители. – М.: Атомиздат, 1976. 328с.
6. Носенко А.П., Волков В.Ю., Скибин А.П., Макаров В.В. Расчётные и экспериментальные исследования гидравлических характеристик модели ПГ // 18-ая международная научно-техническая конференция молодых специалистов по ядерным энергетическим установкам: Сборник докладов. Подольск. 2016. С. 35–42.

ИССЛЕДОВАНИЕ ПОЛЯ ТЕМПЕРАТУРЫ НА ПОВЕРХНОСТИ НАГРЕВАЕМОЙ КАПЛИ ЖИДКОСТИ

Пещенюк Ю.А.¹, Куракин А.Ю.¹, Айвазян Г.Е.², Гатапова Е.Я.¹

¹ *Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН,
630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1*

² *Национальный политехнический университет Армении,
610101, Армения, Ереван, ул. Теряна, 105
e-mail: gatapova@itp.nsc.ru*

Аннотация. В работе представлены результаты исследования поля температуры на поверхности капли жидкости расположенной на нагреваемой подложке, полученные для двух положений ИК камеры. Исследование испарения каплей воды выполнено при температурах подложки от 20 до 90 °С. При помощи съемки капли сбоку получены данные о распределении температуры и движению потоков Марангони внутри капли. Также отмечается образование зародышей пузырей, возникающих в капле жидкости. Показано, что возникающие пузыри создают дополнительный градиент температуры вблизи поверхности контакта жидкости с подложкой.

Ключевые слова: испарение, сидячая капля, инфракрасная съемка, температура, конвективные потоки, поток Марангони.

INVESTIGATION OF THE TEMPERATURE FIELD ON THE SURFACE OF A HEATED LIQUID DROPLET.

Peschenyuk Y.A.¹, Kurakin A. Yu.¹, Ayvazyan G.Y.², Gatapova E.Ya.¹

¹ *Kutateladze Institute of Thermophysics SB RAS,
630090, Russia, Novosibirsk, Lavrentyev Ave. 1*

² *National Polytechnic University of Armenia,
610101, Armenia, Yerevan, Teryan str. 105*

Annotation. The paper presents the result of investigation of the temperature field on the surface of a sessile liquid droplet on a heated substrate obtained for two position of the IR camera. The study of water droplets was carried out at the substrate temperature from 20 to 90 °C. The side visualization of droplet provides the data on the temperature distribution and the movement of Marangoni flows inside the droplet. The formation of bubble nuclei appearing in the drop is also noted. It is shown that the emerging bubbles create an additional temperature gradient near the contact surface of the liquid with the substrate.

Keywords: evaporation, sessile droplet, infrared visualization, temperature, convective flow, Marangoni flow.

Испарение сидячих каплей является фундаментальным явлением, относящимся к широкому кругу практических приложений и теоретических задач. Во многих приложениях способность прогнозировать и контролировать поведение капли во время испарения имеет первостепенное значение. Несмотря на обширный пласт работ по этой теме, многие аспекты, связанные с неизотермическим испарением каплей, остаются неясными. Это обусловлено сложностью возникающих процессов тепло- и массообмена, включая теплопроводность внутри подложки, конвекцию внутри капли за счет градиента температуры и поверхностного натяжения, диффузию вокруг капли и межфазный теплообмен между каплей и подложкой, каплей и газом.

Для экспериментальных исследований испарения сидячих каплей в большинстве исследований используются оптические методы для регистрации изменения формы каплей [1–3]. Особый интерес помимо исследования изменения формы капли, является изучение температурного поля. Развитие бесконтакт-

ных методов для измерения температуры поверхности на границе раздела капля-подложка, капля-газ и межфазного теплообмена во время испарения неподвижной капли, включает в себя инфракрасную термографию [4, 5], жидкокристаллическую термографию [6] и др.

Инфракрасная термография является наиболее широко используемым методом бесконтактного измерения температуры поверхности. Данный метод позволяет измерять с достаточной точностью и является относительно простым в использовании поскольку существует решения с удобным программным обеспечением. Помимо использования инфракрасной термографии для измерения распределения температуры на поверхности жидкости возможно исследование на границе жидкости с подложкой. Исследование температуры подложки при испарении сидячей капли усложняется непостоянной калибровкой. Однако была представлена возможность получения количественной информации за счет решения одномерного уравнения теплопроводности [7]. В работе

[8] представлено использование инфракрасной термографии для получения поля мгновенной температуры на границе жидкость-пар и для визуализации спонтанно возникающих гидротермальных явлений.

Неоднородности температурного поля внутри капли жидкости представляют отдельное направление для исследований. Изучение влияния эффекта Марангони на скорость испарения представлено в ряде работ [9–11]. Несмотря на активное развитие данного направления, часть задач на данный момент остается до конца не решенной. Это вызвано влиянием различных внешних и внутренних параметров на кинетику испарения капли. Для решения большинства задач необходима экспериментальная база, которая может быть использована для обобщения возникающих эффектов и создания теоретических моделей, которые могли бы предсказывать поведение капли во время испарения.

В данной работе представлены результаты исследований поля температур в двух пространственных конфигурациях. Продемонстрировано возникновение пузырей внутри капли и их влияние на динамику испарения.

Для экспериментального исследования поля температуры и динамики испарения капель воды был собран экспериментальный стенд, который состоял из инфракрасной камеры X6530sc FLIR, персонального компьютера, рабочего участка, источника тока GW INSTEK GPD – 74303s, термопар и АЦП RealLab! NL – 8TI. Тепловизор подключается к ПК и с помощью системы Flir Altair производится видеосъемка с частотой от 100 до 430 Гц. В качестве рабочего участка используется бокс, где помещена подложка с тонкопленочным нагревателем и две термопары для контроля температуры нагревателя и температуры воздуха в боксе. Данные с термопар фиксируются АЦП и передаются на ПК. Бокс был покрыт светопоглощающей черной бархатной бумагой. В данной работе использовались две пространственные конфигурации размещения тепловизора: сбоку и сверху (рис. 1). При съемке сбоку тепловизор размещался на стойке, а при съемке сверху на каркасе из алюминиевых профилей.

Эксперимент проводится для воды Milli-Q, физические свойства которой представлены в таблице 1 в зависимости от температуры.

Кроме того, были исследованы взаимодействия воды Milli – Q с двумя различными подложка из глад-

кого стекла с графитовым покрытием и черного кремния. Черный кремний, или «кремниевая трава», имеет игольчатую микротекстуру с шероховатостью порядка 0.1 мкм. Данный тип пористого кремния обеспечивает низкий коэффициент отражения и высокое поглощение видимого света. Представленный образец черного кремния пропускает свет в ИК диапазоне. Для достижения высокого коэффициента поглощения используется дополнительное покрытие.

Процедура проведения эксперимента состояла из трех этапов: нагрев подложки до заданной температуры, размещение капли на подложке с помощью пипетки с калиброванным объемом и соответственно ИК съемка. Процесс испарения капли жидкости исследовался в диапазоне температур подложки от 25 до 95 °С. Температура в помещении составляла 23 ± 1 °С и относительная влажность $18 \pm 5\%$.

ИК съемка позволяет получить изображения распределения температуры, которые могут быть исследованы с помощью ПО Altair Flir. Примеры полученных термограмм представлены на рис. 2 и рис. 3 для воды.

На рис. 2 видно движение конвективного потока. При съемке сбоку для каждого случая, когда температура подложки была выше 50 °С и начальная высота капли была больше 1 мм, наблюдается единичный вихрь, движение которого можно описать, представив каплю как единичную ячейку Рэлея – Бенара в гравитационном поле.

На рис. 3 наблюдается асимметричный прогрев капли для начального момента времени. Когда капля достигает стадии тонкой пленки наблюдается возникновение вторичной неустойчивости в виде локализованных групп пузырей. Более детальное рассмотрение пузырей представлено на рис. 4.

При неизотермическом испарении капли в ней возникает градиент температуры, который изменяется во времени, что также подтверждается совместным рассмотрением рис. 2 и рис. 3. На рис. 4 в объеме капли можно отметить области возникновения

Таблица 1
Физические свойства воды в зависимости от температуры.

Температура/ Параметр	ρ , кг/м ³	σ , мН/м	$T_{\text{кип}}$, °С	γ , кДж/кг
20 °С	997	72,88	100	2500
50 °С	988	67,69	100	2380
90 °С	965	60,72	100	2280

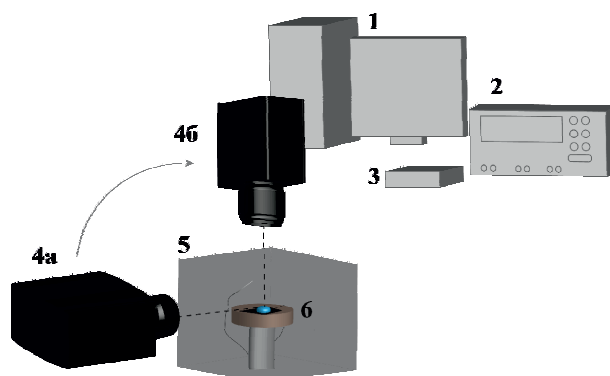


Рис. 1. Схема экспериментальной установки: а) съемка сбоку, б) съемка сверху. 1 – ПК, 2 – Источник тока, 3 – АЦП, 4а – тепловизор, 4б – тепловизор, 5 – Бокс, 6 – подложка с нагревателем.

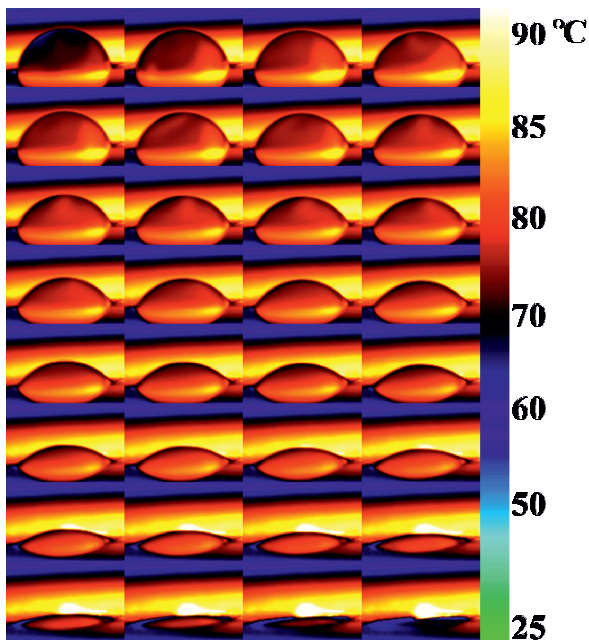


Рис. 2. Термограммы для капли воды при съемке сбоку на стеклянной подложке при $T = 90\text{ }^{\circ}\text{C}$.

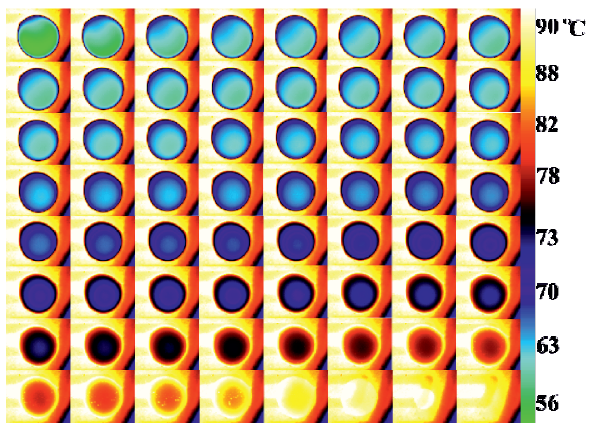


Рис. 3. Термограммы для капли воды на подложке из b – Si при температуре $T = 90\text{ }^{\circ}\text{C}$.

одиночных паровоздушных пузырей, температура которых отличается от температуры окружающей их жидкости. Начальная температуры подложки равнялась $90\text{ }^{\circ}\text{C}$, а температура капли $56,16\text{ }^{\circ}\text{C}$. Определение начальной температуры пузырей в объеме не является достоверным из-за присутствия слоя жидкости над ними. Однако определение температуры пузыря вблизи контактной линии является допустимым за счет тонкого слоя жидкости с меньшим температурным перепадом по сравнению с пузырем. Поэтому усредняя температуру по 5 пузырям, считаем, что начальная температура области пузырей равняется $81,48\text{ }^{\circ}\text{C}$ при температуре жидкой фракции $74,97\text{ }^{\circ}\text{C}$. Температура, при которой еще возможно различать фракции, будет считаться для пузырей конечной. Таким образом максимальная конечная температура пу-

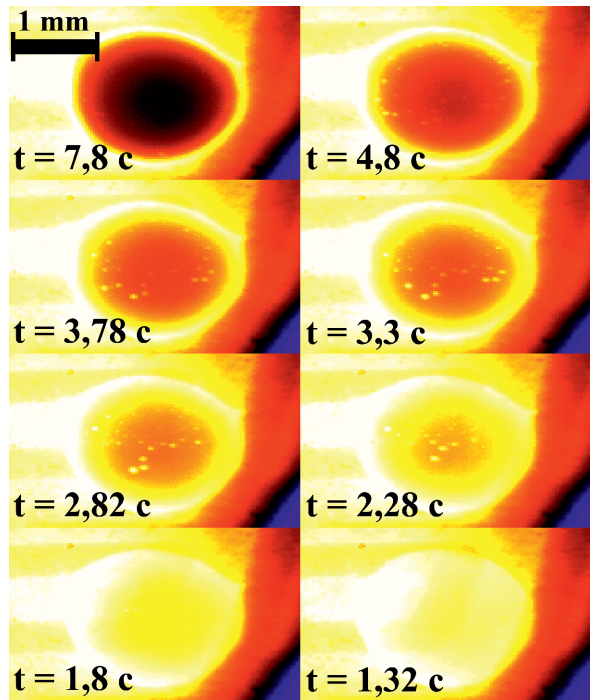


Рис. 4. Вода на подложке из b – Si при температуре $90\text{ }^{\circ}\text{C}$.

зырей равняется $90,65\text{ }^{\circ}\text{C}$, а средняя конечная $87,91\text{ }^{\circ}\text{C}$ при температуре жидкости $82,79\text{ }^{\circ}\text{C}$. Наличие пузырей создает дополнительные изменения градиента температуры во всех направлениях внутри капли, что приводит к изменению конвективных течений внутри самой капли. Данный эффект наблюдался в каждой серии, из чего мы можем сделать вывод о его повторяемости.

Анализ в системе Altair позволяет получить одномерное распределение температуры. Представленное на рис. 5, 6, 7.

Температура на периферии капли, на границе с подложкой, намного выше, чем температура самой

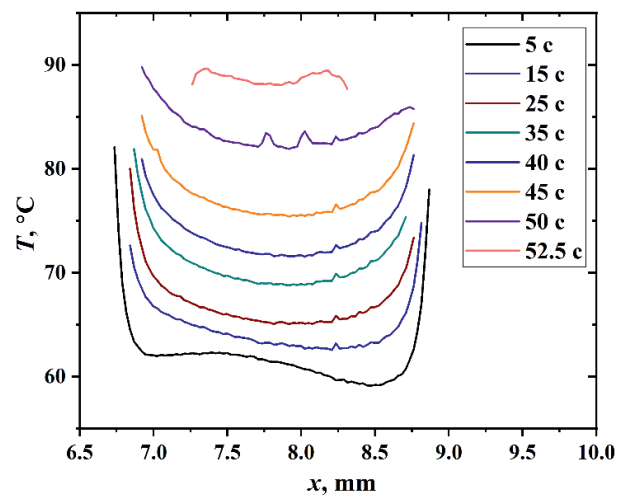


Рис. 5. Распределение температуры по диаметру капли при съемке сверху при $T = 90\text{ }^{\circ}\text{C}$.

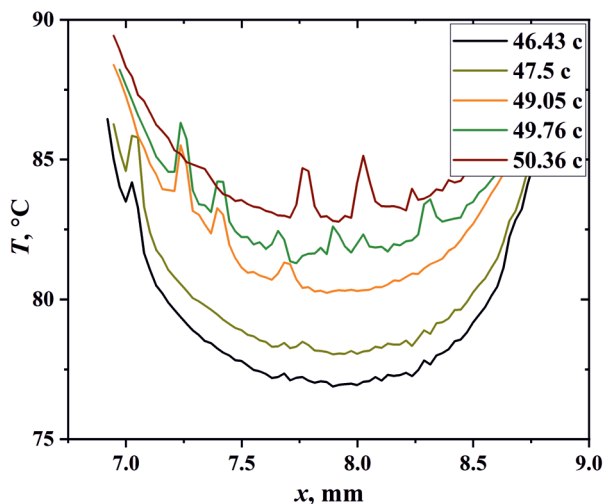


Рис. 6а. Распределение температуры по горизонтальному диаметру капли при съемке сверху при $T = 90\text{ }^{\circ}\text{C}$ с момента наблюдения пузырей.

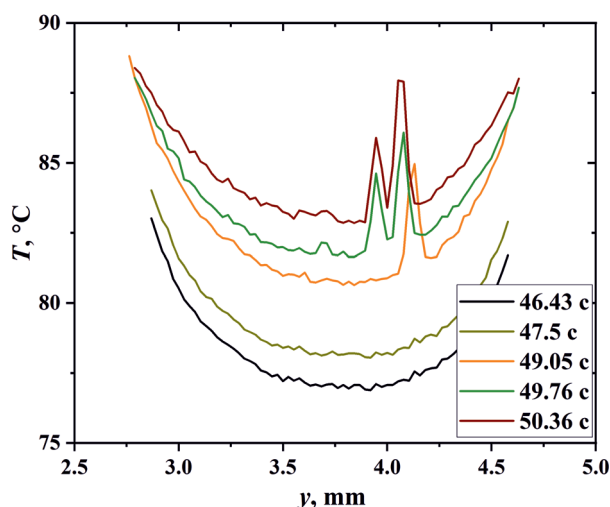


Рис. 6б. Распределение температуры по вертикальному диаметру капли при съемке сверху при $T = 90\text{ }^{\circ}\text{C}$ с момента наблюдения пузырей.

капли. Положение x соответствует точкам по линии диаметра капли. Для момента времени, когда капля размещается на подложку, значения температуры намного выше, чем спустя некоторое время. Это соответствует эффекту охлаждения нагретой подложки. Температурный изгиб для времени $t = 5$ с подтверждает наблюдаемый асимметричный прогрев. Асимметрия температурного поля капли в случае, когда капля размещается на подложке с равномерным, симметричным нагревом, остаются на сегодняшний день до конца не изученными. При обработке результатов проведенного эксперимента была выдвинута гипотеза о том, что когда температура подложки и температура капли в начальный момент времени отличается на $T_{\text{кип}}/2$, то возникающий локальный градиент поверхностного натяжения не позволяет потоку Маран-

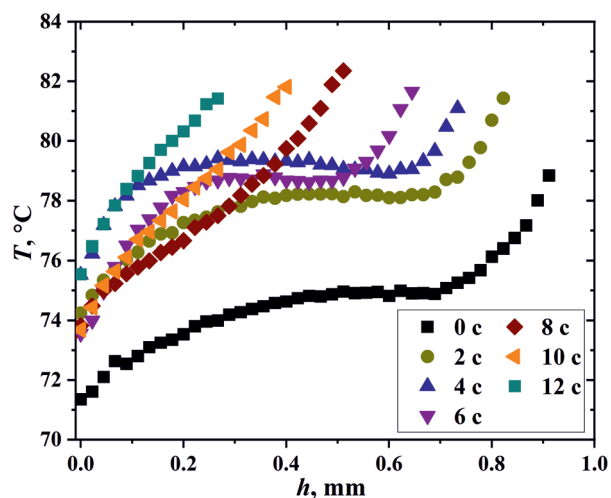


Рис. 7. Распределение температуры по высоте капли при съемке сбоку на стеклянной подложке при $T = 90\text{ }^{\circ}\text{C}$.

го ни следовать привычному сценарию развития. Рассмотрение температурного поля по профилю капли, также демонстрирует отсутствие изменения направления потока как это наблюдается для температур ниже указанного значения и уменьшение потока за малые промежутки времени. Однако данная гипотеза требует более детального исследования. Кроме того, при температурах подложки близких к температуре кипения жидкости нельзя не учитывать и влияние неустойчивостей на динамику испарения и распределение температурного поля.

На рис. 6 представлено распределение температуры внутри капли для времён близких к времени полного испарения, когда капля становится достаточно плоской, чтобы тепловизором можно было измерить распределение температуры ближе к линии контакта капли с подложкой. Пузыри на рис. 4 неподвижно, локально расположены на границе подложки с жидкостью. Их наличие, расположение и поведение во время испарения позволяет определить их как образовавшихся зародышей при мелко пузырьковом кипении. Увеличения локальных очагов возникновения пузырей приводит к возникновению дополнительных градиентов температуры, которые могут влиять на охлаждение поверхности капель. Кроме того, дальнейший нагрев может приводить к образованию сухих пятен.

На рис. 7 представлена зависимость температуры от высоты капли. Точка 0 соответствует верхней границе. Изменение температуры демонстрирует движение потока Марангони внутри капли. Прогрев капли приводит к интенсификации испарения с поверхности. Уменьшение толщины и градиента температуры внутри капли приводит к уменьшению конвективного потока в объеме и его полному исчезновению, что наблюдается при $t = 8$ с. Данному времени соответствует линейная зависимость температуры от толщины.

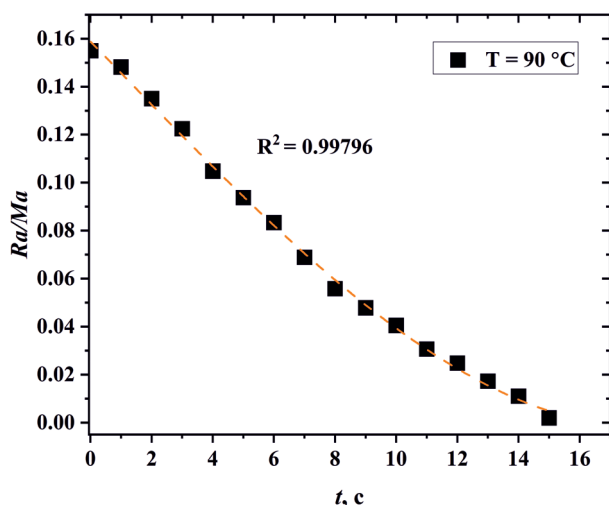


Рис. 8. Распределение соотношения числа Рэлея к числу Марангони по времени жизни капли при съемке сбоку на стеклянной подложке при $T = 90\text{ }^{\circ}\text{C}$.

Соотношение $Ra/Ma \ll 1$ описывает природу возникающих потоков в капле. Безразмерные параметры рассчитываются следующим образом:

$$Ma = \frac{d\sigma \sigma \Delta T h^2}{dT \rho \alpha \nu R}$$

$$Ra = \frac{g\beta \Delta T h^4}{\alpha \nu R}$$

где σ – поверхностное натяжение, β – коэффициент температурного расширения, ρ – плотность, ν – кинематическая вязкость, α – коэффициент теплопроводности, ΔT – разница между температурой на поверхности капли и температурой подложки, h – толщина капли, R – контактный радиус.

Соотношение безразмерных чисел демонстрирует, что с уменьшением размеров капли, в процессе испарения, решающую роль в конвекции играет термокапиллярный механизм, а не термогравитационный.

В работе представлены результаты исследования поля температуры на поверхности капли жидкости на нагреваемой подложке, полученные для двух положений ИК камеры. Продемонстрировано, что съемка сбоку дает важную дополнительную информацию о распределении температуры и движению потоков Марангони внутри капли. Также определены зародыши пузырей, возникающие в капле. Показано, что температура возникающих пузырей создает дополнительный градиент температуры вблизи поверхности контакта жидкости с подложкой.

Исследование выполнено при финансовой поддержке Российского научного фонда (проект № 20-19-00722, <https://rscf.ru/project/20-19-00722/>), характеристика свойств смачивания поверхности чёрного кремния выполнена 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.

Список литературы

1. Peschenyuk Y.A., Semenov A.A., Ayvazyan G.Y., Gatapova E.Y. The final stage of droplet evaporation on black silicon by schlieren technique with a graded filter // Experiments in Fluids. – 2023. – Т. 64. – № 1. – С. 1.
2. Peschenyuk Y.A., Semenov A.A., Ayvazyan G.Y., Lebedev M.S., Gatapova E.Y. Bubble growth in a volatile liquid drop: interface dynamics // Thermophysics and Aeromechanics. – 2022. – Т. 29. – № 6. – С. 965–973.
3. 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.
4. Tarozzi L., Muscio A., Tartarini P. Experimental tests of dropwise cooling on infrared-transparent media // Experimental thermal and fluid science. – 2007. – Т. 31. – № 8. – С. 857–865.
5. Sefiane K., Moffat J.R., Matar O.K., Craster R.V., Self-excited hydrothermal waves in evaporating sessile drops // Applied Physics Letters. – 2008. – Т. 93. – № 7.
6. Sodtke C., Ajaev V.S., Stephan P. Evaporation of thin liquid droplets on heated surfaces // Heat and mass transfer. – 2007. – Т. 43. – С. 649–657.
7. Kim T.H., Kommer E., Dessiatoun S., & Kim, J. Measurement of two-phase flow and heat transfer parameters using infrared thermometry // International Journal of Multiphase Flow. – 2012. – Т. 40. – С. 56–67.
8. Girard F., Antoni M., Sefiane K. Infrared thermography investigation of an evaporating sessile water droplet on heated substrates // Langmuir. – 2010. – Т. 26. – № 7. – С. 4576–4580.
9. Liu L., Zhang K., Liu H., Zhang S., & Mi M. Experimental study on the interfacial heat transfer of sessile droplet evaporation using temperature-sensitive paint // Experimental Thermal and Fluid Science. – 2021. – Т. 128. – С. 110436.
10. Shao X., Duan F., Hou Y., Zhong X. Role of surfactant in controlling the deposition pattern of a particle-laden droplet: Fundamentals and strategies // Advances in colloid and interface science. – 2020. – Т. 275. – С. 102049.
11. Nikolov A.D., Wasan D.T., Wu P. Marangoni flow alters wetting: Coffee ring and superspreading // Current Opinion in Colloid & Interface Science. – 2021. – Т. 51. – С. 101387.

ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ЭФФЕКТА УВЕЛИЧЕНИЯ СКОРОСТИ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ЛАМИНАРНОГО ФРОНТА ПЛАМЕНИ ГАЗОКАПЕЛЬНОЙ ВЗВЕСИ ЭТАНОЛА В ВОЗДУХЕ

Пономарев А.А.^{1,2}, Хребтов М.Ю.¹, Мулладжанов Р.И.^{1,2}, Дулин В.М.^{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: aap@itp.nsc.ru*

Аннотация. В данной работе численными методами выполнено исследование эффекта увеличения скорости распространения ламинарного пламени этанола в богатом режиме с инъекцией капель и сравнение данного режима с расчетом горения спирта без инъекции с таким же массовым расходом топлива. Данные расчетов показывают, что наличие дисперсной фазы в виде капель размером 14 мкм с массовым расходом 0,5 г/мин и расходом газа 1,7 г/мин значительно увеличивает скорость распространения пламени по сравнению с горением газообразного этанола с расходом 2,2 г/мин. Скорость распространения ламинарного пламени увеличивается с 0,23 м/с в режиме только с газообразным топливом до 0,42 м/с в режиме с инъекцией капель.

Ключевые слова: газокапельная взвесь, SprayFoam, ламинарное конусное пламя, метод конечных объемов

NUMERICAL STUDY OF THE EFFECT OF INCREASING THE PROPAGATION VELOCITY OF THE LAMINAR FLAME FRONT OF THE ETHANOL GAS-DROP SUSPENSION IN THE AIR

Ponomarev A.A.^{1,2}, Khrebtov M.Yu.¹, Mullyadzhanov R.I.^{1,2}, and Dulin V.M.^{1,2}

¹ *Kutateladze Institute of Thermophysics SB RAS, 630090, Russia, Novosibirsk, Lavrentyev Ave. 1*

² *Novosibirsk State University, 630090, Russia, Novosibirsk, Pirogova, 1*

Annotation. In this paper, numerical methods were used to study the effect of increasing the propagation velocity of the laminar flame of ethanol in a rich mode with injection of droplets. Comparison with the calculation of alcohol flame without injection with the same mass fuel consumption were made. The calculation data show that the presence of a dispersed phase in the form of droplets with a size of 14 μm with a mass flow rate of 0.5 g/min and a gas flow rate of 1.7 g/min significantly increases the flame propagation rate compared to the combustion of gaseous ethanol with a flow rate of 2.2 g/min. The laminar flame propagation velocity increases from 0.23 m/s in the mode with gaseous fuel only to 0.42 m/s in the mode with droplet injection.

Keywords: gas-drop suspension, SprayFoam, laminar cone flame, finite volume method

ВВЕДЕНИЕ

В применяемых на практике системах камер сгорания с инъекцией жидкого топлива, как правило, реализуются турбулентные пламена с полидисперсным распределением частиц. Тем не менее, понимание основ процессов, протекающий при горении распыленного жидкого топлива, может быть получено на упрощенных модельных конфигурациях ламинарных пламен с монодисперсным распределением частиц.

Одной из первых работ [1–5], в которой был описан эффект увеличения скорости пламени при инъекции капель, является работа Bourgoyne и Cohen [1]. В ней были представлены экспериментальные доказательства увеличения скорости распространения конического пламени тетралина в атмосфере с диаметром капель более 40 мкм. Позже Hayashi [6] и др. наблюдали аналогичный эффект для пламени аэрозоля этанола и *n*-октана. Кроме того, была показана возможность горения смеси в присутствии распылен-

ной фазы за пределами области воспламенения газа как для бедных ($\phi < 0,4$), так и для богатых режимов ($\phi > 4$). Важным наблюдением было существование оптимального размера капель, который приводил к максимальному увеличению скорости распространения. Neophytou и Mastorakos [7] в численном одномерном исследовании показали, что при определенных условиях имеется возможность достижения максимальной скорости распространения пламени в газокапельной взвеси большей, чем максимально достижимая скорость для чисто газового пламени.

Одним из возможных объяснений данного эффекта было предложено Hayashi [6], и заключалось в том, что горение в присутствии капель не соответствует режиму с полным коэффициентом избытка топлива $\phi_t = \phi_l + \phi_g$, где ϕ_l и ϕ_g – коэффициент избытка топлива жидкостной и газовой фазы, соответственно. Оно происходит при некотором эффективном коэффициенте ϕ_{eff} который оказывается близок к стехиометрии, что увеличивает скорость распространения.

Несмотря на длительный период исследований особенностей горения газокapельным смесей, в литературе все ещё имеются противоречивые данные о влиянии дисперсной фазы на структуру и характеристики пламени. Так например, в работе Nomura и др [8], в которой исследовалось распространение пламени этанола в условиях микрогравитации, утверждает, что увеличении скорости возможно в области бедных пламен ($\phi < 1$) и в области богатых пламен, далеких от стехиометрии ($\phi > 1,6$). В то же время, Vallal и Lefebvre [3] показали для бедных и стехиометрических пламен, что увеличение размера капель уменьшает скорость распространения пламени.

В настоящей работе представлено численное исследование эффекта увеличения скорости распространения пламени газозвеси этанола в воздухе в богатом режиме с коэффициентом избытка топлива, соответствующего значению $\phi_t = 1,47$. Для сравнения проведено исследование горения чисто газового топлива с аналогичным расходом.

ЧИСЛЕННАЯ МОДЕЛЬ

Для моделирования процессов газокapельного горения использовался пакет CFD с открытым исходным кодом OpenFoam. Для решения динамики многофазной смеси был использован решатель sprayFoam. Данный решатель рассчитывает динамику газокapельной взвеси в Эйлерово-Лагранжевой постановке методом конечных объемов. Численная модель состояла из взаимосвязанных уравнений сжимаемой газовой фазы (Эйлеров подход) и уравнений жидкой фазы (Лагранжев подход). Для газовой фазы решалась следующая система уравнений:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho u) = S_{ev} \quad (1)$$

$$\frac{\partial \rho Y_i}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho u Y_i) = \nabla \cdot (\mu \nabla Y_i) + S_{Y_i} + W_{Y_i} \quad (2)$$

$$\frac{\partial \rho Y_i}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho u Y_i) = \nabla \cdot (\mu \nabla Y_i) + S_{Y_i} + W_{Y_i} - \nabla \cdot \left(\mu \frac{2}{3} \text{tr}(\nabla u) \right) + S_m \quad (3)$$

$$\frac{\partial \rho h_s}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho u h_s) = \nabla \cdot (\rho \alpha \nabla h_s) + \frac{Dp}{Dt} + S_h + S_{rad} \quad (4)$$

Система включала уравнения непрерывности, баланса масс компонентов смеси, баланса импульса и баланса энергии, где ρ – плотность, u – скорость, Y_i – массовая доля i -го компонента, $\frac{D}{Dt}$ – субстанциональная производная, $\text{tr}(\dots)$ – след матрицы.

Для расчета давления использовалось уравнение состояния идеального газа. Правые части уравнений (1)–(4) содержат источниковые члены, рассчитываемые из жидкостной фазы: S_{ev} связан с процессом массопереноса между фазами и является суммой изменения масс капель, $S_{ev} = \sum_i \dot{m}_{pi}$, где m_{pi} – ско-

рость изменения массы i -ой капли. S_{Y_i} и W_{Y_i} – источниковые члены, связанные с протеканием химических реакций и испарения компонентов жидкой фазы, соответственно; S_h – теплообмен между каплями и газом, с учетом теплоты парообразования; S_m – сила трения между каплями и газом, S_{rad} – тепловое излучение. Капли жидкости рассматривались как чистый этанол, а газовая фаза как предварительно перемешанная смесь этанола с воздухом.

На каждую Лагранжеву частицу решалось уравнение сохранения импульса с учетом действующих на нее сил:

$$\frac{du_p}{dt} = \frac{F_D}{m_p} + g,$$

где u_p – скорость частицы; F_D – сила вязкого трения; g – сила тяжести, m_p – масса частицы. F_D – имеет следующий вид:

$$F_D = m_p \frac{18\mu}{\rho_p d^2} \frac{C_D \text{Re}}{24} u_{rel},$$

где μ – динамическая вязкость; δ – диаметр капли; Re – локальное число Рейнольдса; u_{rel} – скорость капли относительно потока газа. Для сферических капель коэффициент сопротивления C_D вычислялся следующим образом [12]:

$$C_D = \begin{cases} 24(1 + 0,15 \text{Re}^{0,687}), & \text{Re} \leq 1000 \\ 0,44, & \text{Re} \leq 1000 \end{cases}$$

В процессе теплопереноса учитывалась конвекция, испарение и радиация:

$$m_p c_p \frac{dT}{dt} = A \left(\frac{k \text{Nu}}{d} (T - T_p) - \varepsilon \pi I - \sigma \varepsilon T_p^4 \right) - \frac{dm_p}{dt} h_{\omega},$$

где A – площадь поверхности капли, k – коэффициент теплопроводности, m_p – масса капли, d – диаметр капли, c_p – удельная теплоемкость капли, σ – постоянная Стефана-Больцмана, ε – степень черноты компонента смеси, h_{ω} – удельная энтальпия фазового перехода, I – интенсивность радиационного теплового потока, Nu – число Нуссельта, определяемое следующим образом [9]:

$$\text{Nu} = 2 + 0,6 \text{Re}^{1/2} \text{Pr}^{1/3}$$

Испарение описывалось уравнением с числом Шервуда, определяемым через аппроксимацию Ранца – Маршалла [9–10]:

$$\frac{dm_p}{dt} = -\pi d v Sh v D_{vap} (\rho_{sat} - \rho_{inf})$$

$$Sh = 2 + 0,6 v \text{Re}^{1/2} Sc^{1/3}$$

где D_{vap} – коэффициент диффузии пара, ρ_{sat} – плотность насыщенных паров, ρ_{inf} – плотность паров спирта в точке капли в Эйлеровой фазе.

Для оценки влияния радиационной составляющей на капли в расчетах применялась модель P1 [11]. Данная модель обладает несколькими существенны-

ми преимуществами при расчете большого количества Лагранжевых частиц: уравнение теплопереноса быстро решается малым количеством процессоров; возможен учет эффекта рассеяния как на каплях, так и на твердых частицах; модель активно применяется в симуляции процессов горения [12, 13]. Данные по коэффициентам излучения для H_2O , CO_2 , CO и CH_4 были взяты из [14]. Пары этанола рассматривались как серый газ. Коэффициент излучения для этанола был выбран согласно [15].

В качестве расчетной области был выбран аксиально симметричный трехмерный цилиндрический домен высотой 180 мм и диаметром 200 мм, состоящий из гексагональных ячеек. Геометрия сопла, использованного в данной работе, подробно описано в работе Лобасова [16] (случай без завихрителя). В области фронта пламени выполнено многоуровневое адаптивное сгущение. Размер ячеек составил $90 \times 170 \times 90$ мкм³. Начальная температура каплей и газовой среды соответствовала комнатной температуре и составляла 296 К, стенки сопла считались теплоизолированными. На входе в сопло задавался пуазелевский профиль скорости, соответствующий объемному расходу воздуха 10,8 л/мин. По периметру сопла задавался спутный поток с равномерным профилем скорости, соответствующим 5 % от максимального значения на выходе из сопла.

Для описания химической кинетики использовался редуцированный механизм горения этанола [17], созданный на основе San Diego [18]. Механизм состоял из 31 компонента и 66 реакций.

Для расчета применялись конечно-разностные схемы второго порядка точности по времени и по пространству.

РЕЗУЛЬТАТЫ

Исследуемые режимы соответствовали расходу с полным коэффициентом избытка топлива $\phi_t = 1,47$. В режиме горения газокapельной смеси задавался расход каплей и газообразного спирта 0,5 г/мин и 1,7 г/мин, соответственно. В режиме горения газовой смеси в качестве топлива использовался только газообразный этанол с полным массовым расходом, соответствующим 2,2 г/мин. Размер каплей составлял 14 мкм и задавался монодисперсным распределением. Так как расход газа вычислялся из предположения о равновесной концентрации паров спирта внутри сопла, капли, инжектируемые на входе в сопло, не претерпевали значительного испарения непосредственно до области близкой ко фронту пламени.

Оценка влияния радиационной составляющей показала, что за счет излучения температура газа и каплей при подлете ко фронту поднимается на величину до 0,8 К, что приводит к незначительному испарению и уменьшению диаметра каплей с 14 до 13,5 мкм вблизи фронта пламени.

На рис. 1 представлено сравнение мгновенных полей температуры в режиме с инжекцией каплей (слева) и без инжекции (справа). В режиме с инжек-

цией каплей высота конуса пламени составила 23 мм. При этом, подлетающие ко фронту пламени капли его растягивают и вызывают непрерывные осцилляции. В режиме без инжекции конус пламени стабилизировался на высоте 35 мм. Разница высот конусов указывает на то, что в режиме газокapельного горения скорость распространения пламени оказывается значительно выше, по сравнению с режимом газового горения при одинаковом массовом расходе топлива.

Графики нормальной компоненты скорости распространения пламени представлены на рис. 2.

Для режима без инжекции скорость распространения ламинарного пламени составила 0,23 м/с, что согласуется с литературными данными по этанолу для $\phi = 1,47$. В режиме с инжекцией скорость распространения ламинарного пламени составляет 0,42 м/с, что более чем в два раза превосходит скорость горения чисто газовой смеси. Данное значение скорости соответствует скорости горения газообразного этанола с коэффициентом избытка топлива $\phi_{eff} \approx 1,25$. Таким образом, ϕ_{eff} оказывает ближе к стехиометрии, что приводит к увеличению скорости распространения пламени. Полученные результаты согласуются с предположением Hyashi [6] о поведении пламени при горении богатых пламен.

На рис. 3 и 4 представлены профили основных компонентов газовой фазы поперек фронта пламени для режимов горения газокapельной и газовой смеси, соответственно. В режиме с инжекцией каплей мольная доля газообразного спирта до фронта пламени составила 0,072, в то время как для режима без инжекции – 0,093. Концентрации основных компонен-

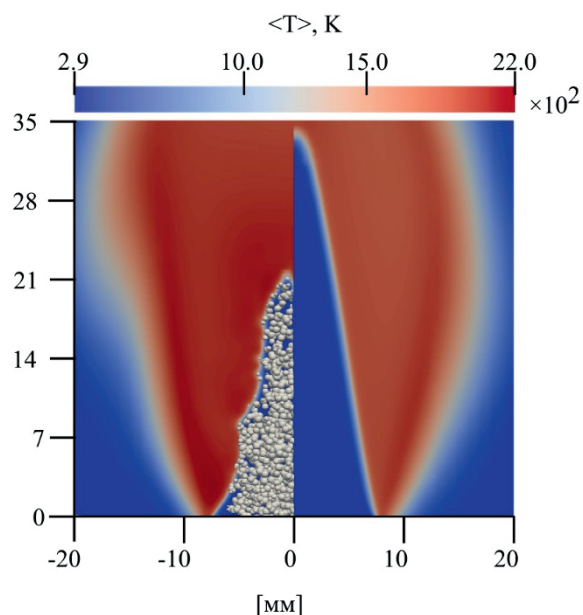


Рис. 1. Сравнение полей мгновенной температуры исследуемых режимов. Слева – горение газокapельной смеси, справа – газовой смеси. На визуализации диаметр каплей увеличен в 50 раз.

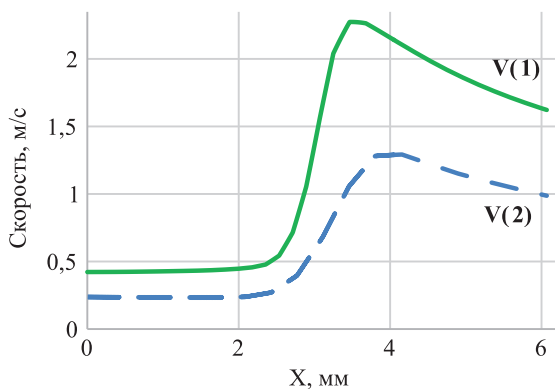


Рис. 2. Графики нормальной компоненты скорости распространения пламени. V(1) (сплошная линия) – газочапельное пламя, V(2) (пунктирная линия) – газовое пламя.

тов смеси за фронтом пламени в двух режимах оказываются в значительной степени схожи. Небольшие отличия наблюдаются в концентрации CO_2 и CO . При инъекции капля концентрация CO_2 оказывается несколько больше, чем в режиме горения только газообразного спирта. Данные результаты согласуются с профилями температуры и плотности, представленными на рис. 6. Температура для газочапельного режима составила 2000 К, в то время как для газового режима температура составила 1915 К. Концентрация основных компонентов смеси для режима горения чисто газового пламени, полученного методом 3D моделирования (рис. 4) совпадает с результатами численного моделирования одномерного фронта пламени этанола (рис. 5) в программе CANTERA [19].

Для газочапельного режима горения имеется локальная область, в которой идет рост концентрации газообразного этанола (1,7 % по мольной доли), что говорит о локальном превышении скорости испарения над скоростью расходования в химической реакции.

На рис. 7 и 8 изображены профили рассчитанных в программе OpenFoam промежуточных компонентов горения этанола в газовой фазе для режимов горения с инъекцией и без нее, соответственно. На рис. 9 изображены профили промежуточных компонентов горения этанола в газовой фазе для режима без инъекции, рассчитанных в программе CANTERA. Значение концентрации H_2CO и HCO во фронте пламени отличаются незначительно, в то время как концентрация H в режиме с инъекцией капля оказывается в три раза выше, чем для газообразного топлива. Максимальные значения концентрации H в одномерном пламени и пламени газочапельной смеси совпадают. Анализ чувствительности, проведенный для одномерного фронта газового пламени в программе CANTERA (рис. 10, таблица 1), показывает, что наибольшей восприимчивостью обладают реакции с участием атомарного водорода H . Полученные данные, вероятно указывают на то, что инъекция капля способна значительно менять концентрацию промежуточных радикалов H , тем самым увеличивая скорость

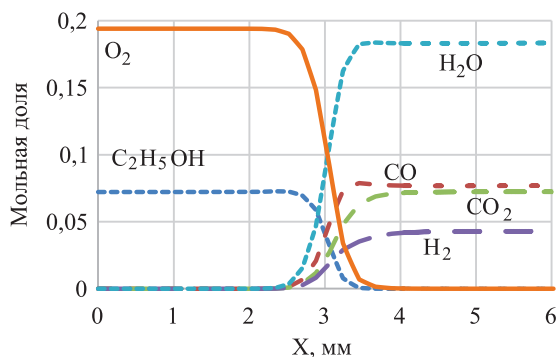


Рис. 3. Профили основных компонентов смеси в газовой фазе поперек фронта пламени для режима с инъекцией капля.

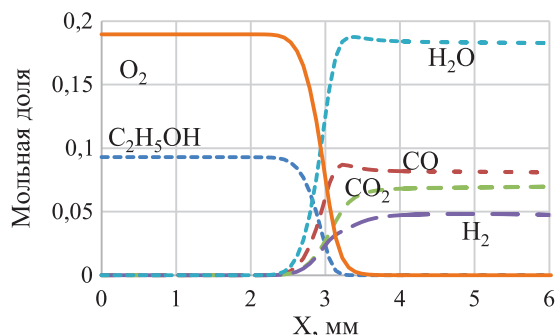


Рис. 4. Профили основных компонентов смеси в газовой фазе поперек фронта пламени для режима без инъекции.

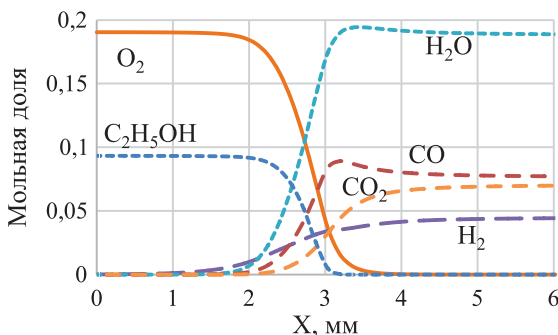


Рис. 5. Профили основных компонентов смеси газовой фазы одномерного пламени этанола.

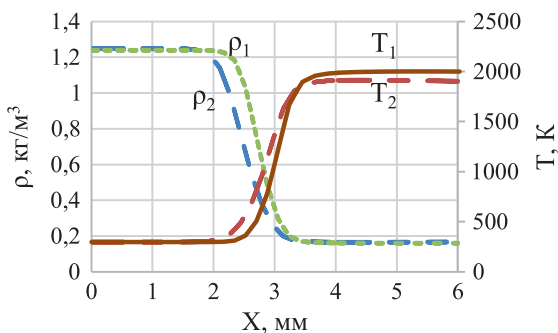


Рис. 6. Профили плотности и температуры. Индексы 1 и 2 соответствуют режиму газочапельного и газового горения.

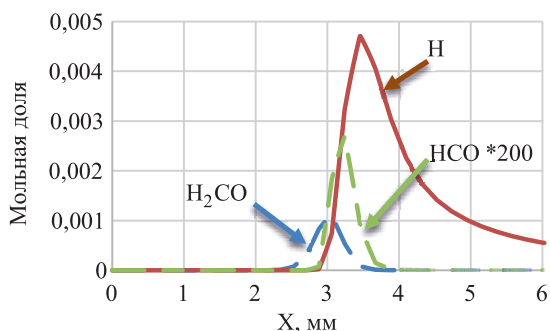


Рис. 7. Профили промежуточных компонентов режима газокапельного горения в газовой фазе: H_2CO – пунктир, HCO – пунктир-точка, H – сплошная линия. Концентрация HCO на графике увеличена в 200 раз.

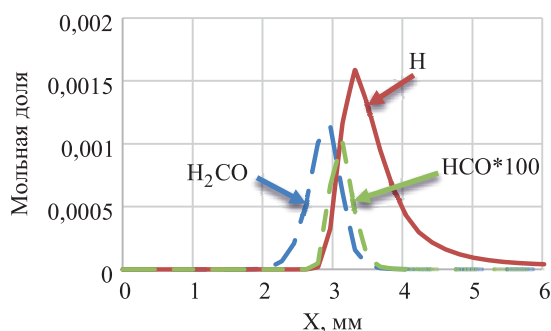


Рис. 8. Профили промежуточных компонентов режима газового горения в OpenFoam: H_2CO – пунктир, HCO – пунктир-точка, H – сплошная линия. Концентрация HCO на графике увеличена в 100 раз.

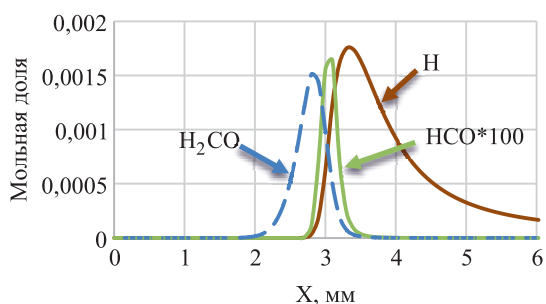


Рис. 9. Профили промежуточных компонентов режима газового пламени в CANTERA: H_2CO – пунктир, HCO – пунктир-точка, H – сплошная линия. Концентрация HCO на графике увеличена в 100 раз.

распространения пламени. При этом температура за фронтом пламени соответствует температуре горения газообразного топлива при том же ϕ .

На рис. 11 представлены графики скорости испарения капли и температуры от времени по мере приближения ко фронту пламени. Характер скорости изменения радиуса капель во времени согласуется с данными Aggarwal [20]. Температура капель растет до температуры кипения спирта при атмосферном давлении (351,6 К).

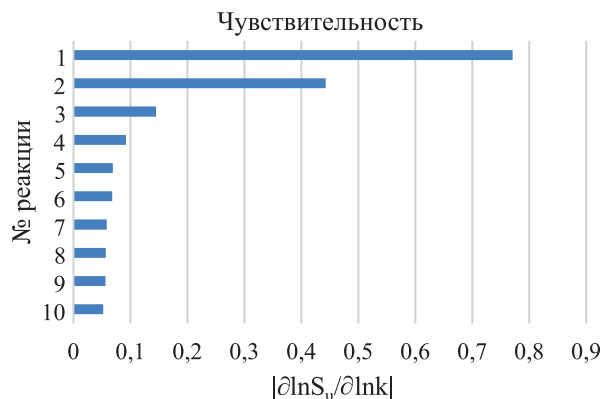


Рис. 10. Анализ чувствительности химических реакций в одномерном фронте пламени для $\phi = 1,47$.

Таблица 1

Порядковые номера химических реакций.

1	$H + O_2 \rightleftharpoons O + OH$
2	$CH_3 + H (+M) \Rightarrow CH_4 (+M)$
3	$CH_3 + O \Rightarrow CH_2O + H$
4	$C_2H_3 + H \Rightarrow C_2H_2 + H_2$
5	$C_2H_2 + O \rightleftharpoons CO + T-CH_2$
6	$C_2H_3 + O_2 \Rightarrow CH_2CHO + O$
7	$CH_3 + HO_2 \Rightarrow CH_3O + OH$
8	$HCO + M \Rightarrow CO + H + M$
9	$2 CH_3 (+M) \Rightarrow C_2H_6 (+M)$
10	$H + HO_2 \Rightarrow H_2 + O_2$

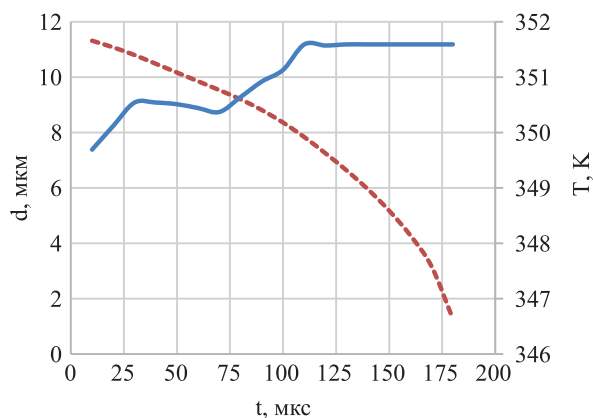


Рис. 11. Графики зависимости температуры (сплошная линия) и диаметра капли (пунктирная линия) от времени подлета ко фронту пламени.

ВЫВОДЫ

В данной работе было проведено исследование эффекта ускорения распространения фронта пламени для богатого режима горения с полным коэффициентом избытка топлива 1,47. Для режима с горением только газа было выполнено сравнение с одномерных фронтом пламени в программе CANTERA.

Скорость горения только газообразного этанола составила 0,42 см/с. При инъекции капля скорость распространения ламинарного пламени составила

0,23 см/с. Профили основных компонентов смеси H_2 , CO , CO_2 , H_2O , O_2 и C_2H_5OH , а также атомарного водорода H , рассчитанных в трехмерной постановке для газовой смеси, совпадают с данными расчета одномерного пламени в программе CANTERA. В расчете с инжекцией капель концентрация H во фронте пламени возросла более чем в три раза, при этом концентрация основных компонентов за фронтом пламени также совпала с данными одномерного расчета. Таким образом, данные указывают на то, что изменение способа инжекции топлива способно оказывать значительное влияние на промежуточные компоненты химических реакций, при этом, слабо влияя на концентрацию конечных продуктов за фронтом пламени и на температуру пламени.

Работа выполнена в рамках государственного задания ИТ СО РАН.

Список литературы

- 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. – Т. 225. – № 1162. – С. 375–392.
- Browning J.A., Tyler T.L., Krall W.G. Effect of particle size on combustion of uniform suspensions // Industrial & Engineering Chemistry. – 1957. – Т. 49. – № 1. – С. 142–147.
- Ballal D.R., Lefebvre A.H. Flame propagation in heterogeneous mixtures of fuel droplets, fuel vapor and air // Symposium (International) on combustion. – Elsevier, 1981. – Т. 18. – № 1. – С. 321–328.
- Polymeropoulos C.E., Das S. The effect of droplet size on the burning velocity of kerosene-air sprays // Combustion and Flame. – 1975. – Т. 25. – С. 247–257.
- Myers G.D., Lefebvre A.H. Flame propagation in heterogeneous mixtures of fuel drops and air // Combustion and Flame. – 1986. – Т. 66. – № 2. – С. 193–210.
- Hayashi S., Kumagai S., Sakai T. Propagation velocity and structure of flames in droplet-vapor-air mixtures // Combustion Science and Technology. – 1977. – Т. 15. – № 5–6. – С. 169–177.
- Neophytou A., Mastorakos E. Simulations of laminar flame propagation in droplet mists // Combustion and Flame. – 2009. – Т. 156. – № 8. – С. 1627–1640.
- Nomura H. et al. Microgravity experiments of flame propagation in ethanol droplet-vapor-air mixture // Proceedings of the Combustion Institute. – 2000. – Т. 28. – № 1. – С. 999–1005.
- Ranz W. E. Evaporation from drops, Parts I & II // Chem Eng Prog. – 1952. – Vol. 48. – P. 141–146.
- O'Rourke P.J. Collective drop effects on vaporizing liquid sprays: Ph. D. thesis; Princeton University. – 1981.
- Krishnamoorthy G. A computationally efficient P1 radiation model for modern combustion systems utilizing pre-conditioned conjugate gradient methods // Applied Thermal Engineering. – 2017. – Vol. 119. – P. 197–206.
- Kim S., Kim J. Effect of radiation model on simulation of water vapor–Hydrogen premixed flame using flamelet combustion model in OpenFOAM // Nuclear Engineering and Technology. – 2021.
- Combustion and radiation modeling of laminar premixed flames using OpenFOAM: A numerical investigation of radiative heat transfer in the RADIATE project / Haider S., Pang K.M., Ivarsson A., and Schramm J. // 27th CIMAC World Congress on Combustion Engine Technology / Conseil International des Machines a Combustion. – 2013.
- Rivière P., Soufiani A. Updated band model parameters for H_2O , CO_2 , CH_4 and CO radiation at high temperature // International Journal of Heat and Mass Transfer. – 2012. – Vol. 55, no. 13–14. – P. 3349–3358.
- Freeman G. R. Radiation chemistry of ethanol: A review of data on yields, reaction rate parameters, and spectral properties of transients. – 1974.
- Lobasov A.S., Alekseenko S.V., Markovich D.M., Dulin V.M. Mass and momentum transport in the near field of swirling turbulent jets. Effect of swirl rate // Int. J. Heat. Fluid. Flow. – 2020. – V. 83. – P. 108539.
- A multipurpose reduced mechanism for ethanol combustion / Millán-Merino A., Fernández-Tarrazo E., Sánchez-Sanz M., and Williams F.A. // Combustion and Flame. – 2018. – Vol. 193. – P. 112–122.
- Chemical-kinetic mechanisms for combustion applications, San Diego Mechanism web page, Mechanical and Aerospace Engineering (Combustion Research), University of California at San Diego. Version 2016-12-14.
- <https://cantera.org/>
- Aggarwal S.K., Sirignano W.A. Unsteady spray flame propagation in a closed volume // Combustion and Flame. – 1985. – Т. 62. – № 1. – С. 69–84.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ СТРУЙНОГО ИСТЕЧЕНИЯ ГАЗОЖИДКОСТНОГО ПОТОКА ИЗ СВЕРХЗВУКОВОГО СОПЛА В ВАКУУМ И ФОНОВЫЙ ГАЗ

Приходько В.Г., Ярыгин В.Н., Ярыгин И.В.

*Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН,
630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1*

Аннотация. В работе представлены результаты экспериментальных исследований по струйному истечению газа из сверхзвукового сопла в вакуум и затопленное пространство с подачей в него жидкости через капилляр и в виде пристенной пленки. Установлена общая структура течения капельной фазы в газокапельном потоке за срезом сопла, существенным образом зависящая от способа подачи жидкости. При объемном способе структура течения капельной фазы состоит только из приосевой области течения, в то время как при пленочном способе подачи – из центральной и периферийной областей. Показано, что механизмы формирования указанных областей имеют разную физическую природу. Описаны развитые в работе методы диагностики пристенных пленок внутри сопла и при их истечении со спутным газовым потоком в вакуум, представляющие самостоятельный интерес.

Ключевые слова: струйное истечение, вакуум, пристенная пленка жидкости, структура течения за сверхзвуковым соплом, методы диагностики газокапельного потока

EXPERIMENTAL STUDY OF JET OUTFLOW OF A GAS-LIQUID FLOW FROM A SUPERSONIC NOZZLE INTO VACUUM AND BACKGROUND GAS

Prikhodko V.G., Yarygin V.N., Yarygin I.V.

*Kutateladze Institute of Thermophysics SB RAS,
630090, Russia, Novosibirsk, Lavrentyev Ave. 1*

Annotation. The paper presents the results of experimental studies on the jet outflow of gas from a supersonic nozzle into a vacuum and background gas with liquid supplied into it through a capillary and in the form of a near-wall film. The general structure of the droplet phase flow in a gas-droplet flow behind the nozzle has been established, which significantly depends on the method of liquid supply. At the volumetric method the flow structure of the droplet phase consists only of the axial flow region, while at the film feeding method it consists of central and peripheral regions. It is shown that the formation mechanisms of these regions have different physical natures. The methods developed in the work for diagnosing near-wall films inside the nozzle and under outflow with a co-current gas flow into a vacuum are described.

Keywords: jet outflow, vacuum, near-wall liquid film, flow structure behind supersonic nozzle, diagnostic methods for gas-droplet flow

ВВЕДЕНИЕ

Исследование струйного истечения газа совместно с потоком капель из сопел в вакуум и фоновый газ является актуальной задачей ввиду широкого распространения газокапельных потоков в тепло- и массообменных аппаратах и устройствах. Это связано, в первую очередь, с повышением эффективности охлаждения теплонапряженных конструкций за счет использования теплоты фазового перехода при испарении капель при даже небольшом добавлении капельной фазы в охлаждающий поток. Можно выделить два основных способа получения газокапельного потока внутри сопла. В первом, назовем его объемным, газокапельный поток получают путем распыления жидкости, например, с помощью форсунок внутри сопла и дальнейшего смешения капель с несущим газовым потоком, при этом основная масса жидкости попадает в поток газа, и только незначительная часть – на стенку сопла или устройства. Во втором способе, назовем его пленочным, газокапельный поток формируется при взаимодействии спутного газового потока с пристенной пленкой жидкости

как внутри сопла, так и при распаде пленки жидкости на выходной кромке сопла.

Опубликованные к настоящему времени монографии [1–5] и обзоры [6, 7], а также труды отечественных конференций и международных симпозиумов по динамике разреженных газов дают достаточно полное представление о явлениях и процессах, сопровождающих истечение газа в пространство с малым абсолютным давлением, в пределе – в пустоту. При свободном расширении газа в покоящуюся среду с малым противодавлением задание рода газа, температуры T_0 и давления торможения p_0 , геометрии сопла (диаметров критического d_* и выходного d_a сечений сопла, полуугла раскрытия Θ_a , либо профиля его сверхзвуковой части), а также условий в окружающем пространстве – рода газа, его температуры T_∞ и давления p_∞ полностью определяет как поле газодинамических параметров в струе, так и набор и характер протекания физических процессов на всех этапах формирования структуры течения. Диапазоны изменения указанных выше режимных параметров, встречающиеся на практике,

весьма велики и могут отличаться на многие порядки величин.

Струи идеального газа исследованы наиболее полно. Возникающая при этом структура течения показана на рис. 1 [8]. Определяющими параметрами задачи являются степень нерасчетности $n = p_d/p_\infty$, число Маха на срезе сопла M_a , отношение удельных теплоемкостей κ_a и угол наклона контура сопла в выходном сечении Θ_a . При глубоком адиабатическом расширении газа в пространство с пониженным давлением становится существенным проявление эффектов вязкости, разреженности и неравновесности. При этом в добавление к перечисленным выше определяющим параметрам n , M_a , κ_a , Θ_a появляются критерии Рейнольдса Re , Прандтля Pr , Шмидта Sc и температурный T_0/T_∞ или энтальпийный H_0/H_∞ факторы. Наличие вязкости приводит к возникновению пограничного слоя на стенках сверхзвуковой части сопла, а также слоя смешения вдоль границы струи с ламинарным или турбулентным режимом течения в зависимости от определяющего числа Рейнольдса.

Что касается режимов течения в недорасширенной струе за соплом, то в качестве определяющего может быть принято число $Re_L = Re_* / \sqrt{N}$, позволяющее классифицировать течение по видам от сплошного с наличием сверхзвукового ядра струи, боковых и замыкающего скачков уплотнения до режима рассеяния с исчезновением ударно-волновой структуры (здесь Re_* – число Рейнольдса, определяемое по параметрам в критическом сечении сопла, $N = p_0/p_\infty$ – перепад давлений между форкамерой сопла и вакуумной камерой) [9]:

1. $Re_L > 10^4$ – режим течения в слое смешения носит турбулентный характер;
2. $10^3 < Re_L < 10^4$ – переход от ламинарного к турбулентному режиму течения в слое смешения;
3. $10^2 < Re_L < 10^3$ – режим течения в слое смешения носит ламинарный характер;

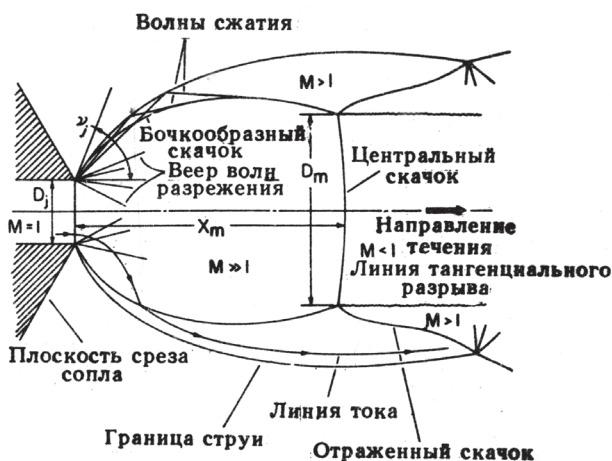


Рис. 1. Схематическое изображение недорасширенной заопленной струи невязкого газа

4. $Re_L < 10^2$ – переход от ламинарного течения к режимам, при которых проявляются эффекты разреженности;
5. $Re_L < 10$ – переход к режиму рассеяния, происходит вырождение ударных волн по плотности.

Газовая динамика многофазных сред является предметом весьма многочисленных теоретических и экспериментальных исследований [10–13]. Заметное место среди этих исследований занимают газожидкостные среды, в частности, вопросы дробления капель, их взаимодействия с газовым потоком, физические процессы на границе раздела фаз и т.д. Процесс дробления капель достаточно сложен и зависит от соотношения сил поверхностного натяжения, вязкости и инерции. Для различного набора скоростей обтекания капель, физических параметров газа и капель характер процесса их дробления может существенно отличаться. К настоящему времени накоплен большой экспериментальный материал по дроблению капель, но касается он главным образом поведения капель в ударных волнах и в газовых потоках при давлениях близких к атмосферному. Одна из особенностей задачи о газокapельном потоке, возникающем при совместном истечении в вакуум жидкости и газа, состоит в изменении режима течения в газовой фазе от континуального внутри сопла и его окрестности до переходного в ближнем поле струи и свободномолекулярного в дальнем поле течения.

Ранее в ИТ СО РАН был выполнен цикл экспериментальных исследований, направленных на изучение пристенного пленочного течения внутри сопла и в струе за ним применительно к решению проблемы внешнего загрязнения Международной космической станции струями двигателей ориентации [14]. Данная работа является, в некоторой степени, продолжением проведенных исследований, и в ней изучается структура течения капельной фазы в газокapельном потоке за срезом сверхзвукового сопла с геометрическим числом Маха $M = 3$ и диаметром критического сечения 10 мм как при пленочном, так и при объемном способе подачи жидкости. При пленочном способе жидкость подавалась на стенку в дозвуковой части сопла и двигалась за счет касательного напряжения со стороны спутного газового потока. При объемном способе жидкость подавалась через капилляр диаметром 1 мм на оси сопла, после чего дробилась на мелкие капли спутным потоком газа. Перемещение капилляра вдоль оси сопла позволяло осуществлять подачу жидкости как в дозвуковую, так и в сверхзвуковую часть сопла.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА И МЕТОДЫ ДИАГНОСТИКИ

Эксперименты в рамках данной работы проводились на вакуумном газодинамическом комплексе ИТ СО РАН, входящем в перечень уникальных научных установок РФ [15]. Рабочий участок устанавливался внутри вакуумной камеры. Подача газа (воздуха)

осуществлялась через электромагнитный клапан и расходную диафрагму, жидкости (этанола) – через форсунку и далее либо в виде пристенной пленки через кольцевой зазор шириной 0,1 мм на стенку форкамеры сопла, либо через капилляр диаметром 1 мм. Указанный капилляр мог перемещаться вдоль оси сопла, занимая фиксированные положения относительно среза сопла, что давало возможность проводить исследования процесса взаимодействия жидкости и газа при до- и сверхзвуковых относительных скоростях. Схема рабочего участка приведена на рис. 2. В работе с использованием развитых методик [16] исследовалась пространственная структура течения капельной фазы за срезом сопла, а также проводилась её визуализация с использованием обычной и лазерной подсветки. Для получения угловых распределений капельной фазы во всей области течения в струе за соплом капли из газокapельного потока попадали на бумажные подложки, установленные на некотором расстоянии от сопла на сферическом («прозрачном» для потока) каркасе с центром на оси среза сопла. Маркером количества осевших капель служила оставшаяся после их испарения масса несублимирующегося в вакууме родамина 6Ж, который использовался в качестве красителя модельной жидкости.

Эксперименты данной работы были проведены в диапазоне чисел Рейнольдса Re^* от $3 \cdot 10^4$ до $4 \cdot 10^5$, при этом давление в вакуумной камере (окружаю-

щем пространстве) независимо устанавливалось в диапазоне от 1 Па до 1 кПа.

РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ И ИХ АНАЛИЗ

Приведем сначала результаты экспериментов при объемном способе подачи жидкости в сопло. На рис. 3 показан пример визуализации структуры течения капельной фазы по методу «лазерного ножа» за сверхзвуковым соплом для режима истечения с числом Рейнольдса $Re_L = 2,8 \cdot 10^4$, что соответствует турбулентному режиму течения в слое смешения. При этом капилляр для подачи жидкости находился внутри сверхзвуковой части сопла вблизи среза. Из рис. 3 можно видеть формирование только центральной, приосевой зоны течения газокapельного потока, что подтверждают также и бумажные подложки (рис. 3). При этом за срезом сопла наблюдается формирование некоторых неоднородностей течения капельной фазы, связанных с особенностями истечения газа в затопленное пространство, приведенными выше (рис. 1).

На рис. 4 приведен характерный вид бумажной подложки со следами капель, полученные в экспериментах при объемном способе подачи жидкости в сопло ($p_o = 13,5$ кПа, $p_\infty = 10$ Па). Капилляр находился внутри сверхзвуковой части сопла вблизи критического сечения.

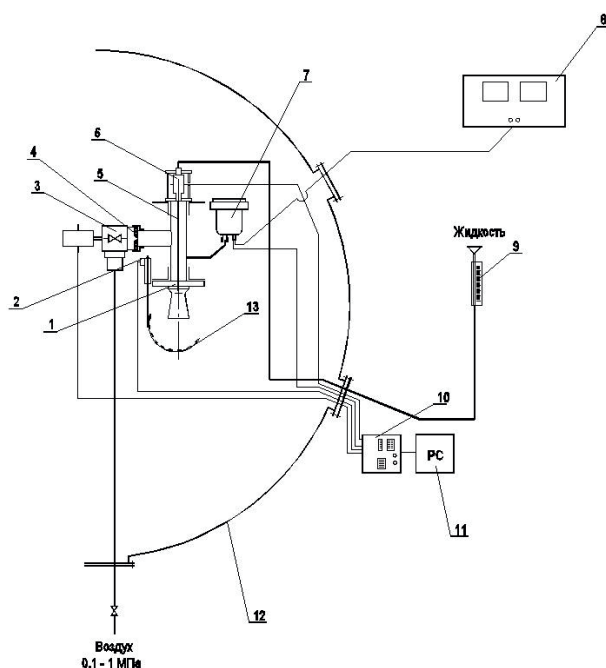


Рис. 2. Схема рабочего участка. 1 – источника газокapельного потока; 2 – поворотный механизм; 3 – электромагнитный клапан; 4 – мерная шайба; 5 – капилляр; 6 – форсунка; 7 – датчик давления; 8 – источник постоянного тока; 9 – мерная трубка; 10 – блок управления; 11 – компьютер; 12 – вакуумная камера установки ВИКИНГ; 13 – дуга с размещенной на ней подложкой.

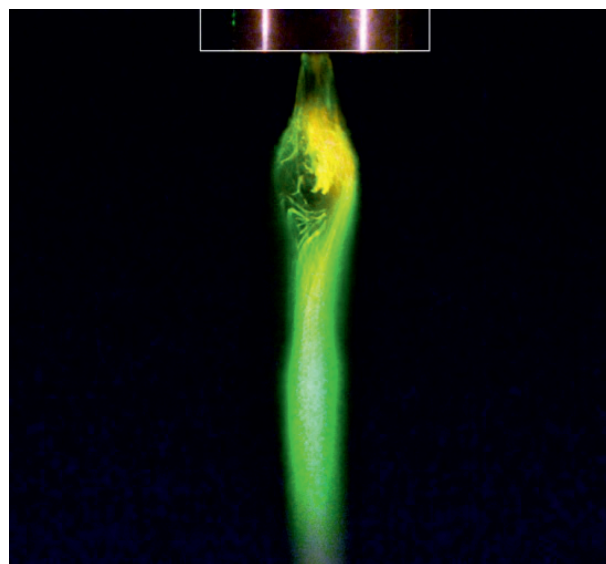


Рис. 3. Истечение струи жидкости, инжeктируемой в сверхзвуковой спутный газовый поток, в вакуумную камеру с подсветкой по методу «лазерного ножа».

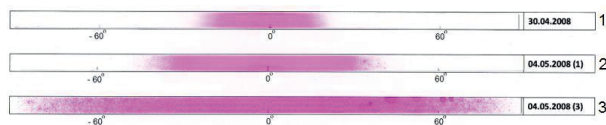


Рис. 4. Общий вид бумажной подложки

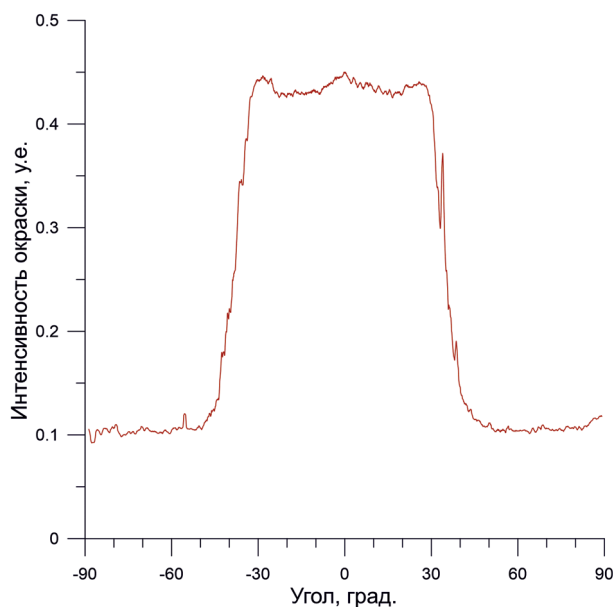


Рис. 5. Угловое распределение капельной фазы при объемном способе подачи жидкости

На рис. 5 представлен график зависимости интенсивности окраски от угла относительно оси сопла. Отчетливо видно возникновение центральной области течения капельной фазы. Осаждение на подложку дает наглядное представление о структуре газокapельного потока, формирующегося при совместном истечении газа и жидкости в вакуум.

При пленочном способе подачи жидкости с сопла картина течения за срезом сопла кардинально меняется, а именно кроме приосевой области потока формируется также и периферийная область. Это можно видеть на рис. 6, на котором приведен пример визуализации структуры течения за срезом сопла.

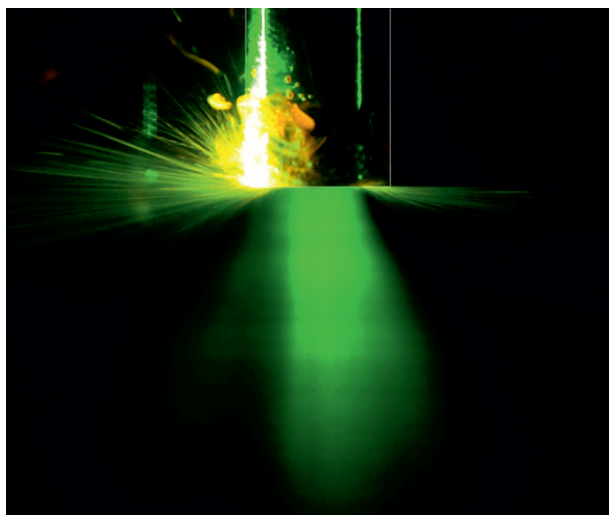


Рис. 6. Истечение пристенной пленки жидкости со спутным газовым потоком в вакуумную камеру с подсветкой по методу «лазерного ножа».

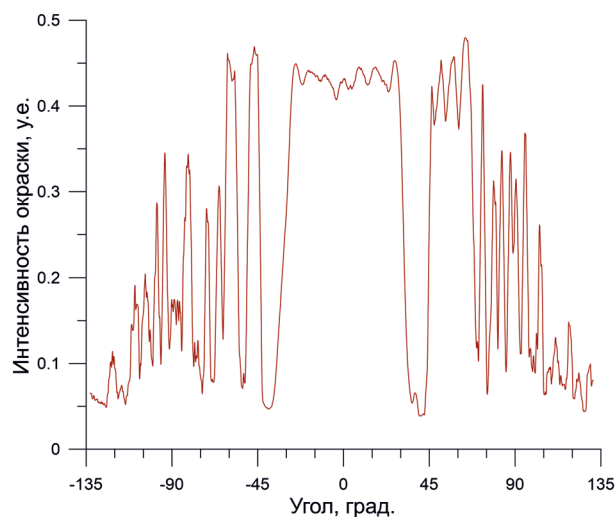


Рис. 7. Угловое распределение капельной фазы при пленочном способе подачи жидкости

Видно, что на кромке сопла происходит диспергирование пристенной пленки жидкости спутным газовым потоком, но часть жидкости выходит на наружную поверхность сопла и поднимается вверх, несмотря на силу тяжести. Поскольку давление в окружающем пространстве на несколько порядков ниже давления насыщенных паров жидкости, пленка на внешней поверхности взрывным образом разрушается на капли разного размера, формируя периферийную область течения капельной фазы за срезом сопла с углами разлета от 45 до 180° относительно оси сопла. В то же время в приосевой области течения также хорошо наблюдается поток капельной фазы, появление которого обусловлено срывом и уносом капель с поверхности пленки спутным газовым потоком при движении внутри сверхзвукового сопла. Формирование приосевой и периферийной областей течения хорошо наблюдается и на рис. 7, на котором приведены результаты обработки бумажных подложек со следами осевших в ходе эксперимента капель жидкости.

Из рис. 7 можно видеть, что структура течения капельной фазы в периферийной области очень неоднородна. Капли в периферийной области течений имеют разный размер, поскольку не могут быть раздроблены спутным газовым потоком ввиду резкого падения плотности за срезом сопла.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведен цикл экспериментальных исследований по струйному истечению газа их сверхзвукового сопла в вакуум и затопленное пространство с подачей в него жидкости через капилляр и в виде пристенной пленки. Установлена общая структура течения капельной фазы в газокapельном потоке за срезом сопла, существенным образом зависящая от способа подачи жидкости. При объемном способе структура

течения капельной фазы состоит только из приосевой области течения, в то время как при пленочном способе подачи – из центральной и периферийной областей. Центральная область формируется за счет срыва и уноса капель с поверхности пленки внутри сопла, их дальнейшего дробления и ускорения спутным газовым потоком. Периферийная область течения капельной фазы образуется за счет распада пристенной пленки на выходной кромке и внешней поверхности сопла как под действием несущего газового потока, так и за счет фазового взрыва. Развитые методы диагностики пристенных пленок внутри сопла и при их истечении со спутным газовым потоком в вакуум представляют самостоятельный интерес при изучении различных газожидкостных течений. Результаты исследований могут быть использованы при построении и верификации численных моделей многофазных течений за сверхзвуковыми соплами.

Список литературы

1. Дулов В.Г., Лукьянов Г.А. Газодинамика процессов истечения. Новосибирск: Наука. – 1984. – 234 с.
2. Авдеевский В.С., Ашратов Э.А., Иванов А.В., Пирумов У.Г. Сверхзвуковые неизобарические струи газа. М.: Машиностроение. – 1985. – 248 с.
3. Авдеевский В.С., Ашратов Э.А., Иванов А.В., Пирумов У.Г. Газодинамика сверхзвуковых неизобарических струй. М.: Машиностроение. – 1989. – 320 с.
4. Чекмарев С.Ф. Импульсные течения газа в сверхзвуковых соплах и струях. Новосибирск: Изд-во ИТФ СО АН СССР. – 1989. – 342 с.
5. Глазнев В.Н., Запрыгаев В.И., Усков В.Н. и др. Струйные и нестационарные течения в газовой динамике. Новосибирск: Изд-во СО РАН. – 2000. – 200 с.
6. Ребров А.К. О газодинамической структуре высоконапорных струй низкой плотности // Проблемы теплофизики и физической гидрогазодинамики. Новосибирск: Наука. – 1974. – С. 262–276.
7. Лукьянов Г.А. Сверхзвуковые газовые струи (обзор экспериментальных и теоретических исследований) // Сверхзвуковые газовые струи. Новосибирск: Наука. – 1983. – С. 3–21.
8. Крист С., Шерман Г., Гласс Д. Исследование сильно недорасширенных струй за звуковым соплом // РТК. – 1966. – Т. 4, № 1. – С. 87–92.
9. Авдеевский В.С., Иванов А.В., Карпман И.М., Трасковский В.Д., Юделович М.Я. Влияние вязкости на течение на начальном участке сильно недорасширенной струи // ДАН. – 1971. – Т. 197, № 1. – С. 46–49.
10. Ивандаев А.И., Кутушев А.Г., Нигматулин Р.И. Газовая динамика многофазных сред. «Итоги науки и техн. ВИНИТИ. Сер. Механика жидкости и газа». – 1981. – Т. 16. – С. 209–287.
11. Дейч М.Е., Филиппов Г.А. Газодинамика двухфазных сред. М.: Энергоатомиздат. – 1981. – 472 с.
12. Нигматулин Р.И. Динамика многофазных сред. Ч. I. М.: Наука. – 1987. – 464 с.
13. Нигматулин Р.И. Динамика многофазных сред. Ч. II. М.: Наука. – 1987. – 360 с.
14. Ярыгин В.Н., Герасимов Ю.И., Крылов А.Н., Мишина Л.В., Приходько В.Г., Ярыгин И.В. Газодинамика космических кораблей и орбитальных станций (обзор) // Теплофизика и Аэромеханика. – 2011. – Т. 18, № 3. – С. 345–372.
15. <https://ckp-rf.ru/catalog/usu/200981/>
16. 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, Iss. 2. – P. 105–111.

ОСОБЕННОСТИ РЕГИСТРАЦИИ ПОЛЯ ТЕМПЕРАТУРЫ В ПЛАМЕНИ НА ОСНОВЕ ИНТЕНСИВНОСТИ ЛАЗЕРНО-ИНДУЦИРОВАННОЙ ФЛУОРЕСЦЕНЦИИ

Савицкий А.Г.

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

Аннотация. Приведены результаты измерения поля средней температуры ламинарного бедного пламени Бунзена методом, основанным на лазерно-индуцированной флуоресценции. Продемонстрирован пошаговый алгоритм обработки регистрируемого сигнала флуоресценции радикала ОН. Показано, что неравномерное распределение энергии в лазерном ноже не удастся полностью скомпенсировать, используя изображение лазерного ножа в кювете с раствором родамина 6G. Измеренная температура пламени составила 1400–1850 К.

Ключевые слова: плоскостная лазерно-индуцированная флуоресценция, плоскостная термометрия, ламинарное пламя, флуоресценция ОН

FEATURES OF TEMPERATURE FIELD MEASUREMENTS IN FLAME BASED ON THE INTENSITY OF LASER-INDUCED FLUORESCENCE

Savitskii A.G.

*Kutateladze Institute of Thermophysics SB RAS,
630090, Russia, Novosibirsk, Lavrentyev Ave. 1*

Annotation. The results of lean laminar Bunsen flame temperature measurements using a method based on laser-induced fluorescence are presented. A step-by-step algorithm for processing the recorded OH radical fluorescence signal is demonstrated. It is shown that the non-uniform laser sheet energy distribution cannot be fully taken into account using the image of the laser sheet inside a cuvette with Rhodamine 6G solution. The flame temperature measured was from 1400 to 1850 K.

Keywords: planar laser-induced fluorescence, planar thermometry, laminar flame, OH fluorescence

ВВЕДЕНИЕ

Температура газа очень важна для понимания физико-химического процесса горения, поскольку она оказывает существенное влияние на скорость химических реакций и, следовательно, на эффективность горения, образование загрязняющих веществ и скорость тепловыделения. Надежные измерения температуры необходимы для проверки числовых кодов и теоретических моделей, а также для экспериментальной диагностики пламени. Несмотря на то, что интрузивные методы, такие как датчики с термопарами, просты в использовании, они искажают исследуемый поток. Лазерные методы более актуальны для измерения температуры, поскольку они практически неинтрузивны и обладают высоким пространственным и временным разрешением. Метод планарной лазерно-индуцированной флуоресценции (англ.: planar laser-induced fluorescence, PLIF) может быть успешно использован для двумерных измерений температуры.

Для измерения температуры ламинарного пламени может применяться метод multi-line NO LIF [1,2] Метод сочетает в себе измерение сигналов флуоресценции NO в заданном спектральном диапазоне с подгонкой смоделированных спектров. Метод дает абсолютные количественные значения температуры без помощи дополнительной калибровки. К недостаткам можно отнести тот факт, что ввиду необходимости сканирования спектра данный метод приме-

ним только к измерению температуры стационарного пламени.

Для измерения двумерных распределений температуры турбулентного пламени может быть использован метод, основанный на регистрации сигнала флуоресценции радикала ОН (two-line PLIF), представленный в работах [3–5]. Идея метода состоит в возбуждении радикала ОН из двух различных уровней энергии с использованием двух перестраиваемых лазеров. Далее сигнал флуоресценции пересчитывается в температуру через распределение Больцмана заселенностей основного состояния. В различных работах сообщается, что наиболее популярной парой переходов является пара $Q_1(5):Q_1(14)$ переходов (1-0) электронной системы $A^2\Sigma^+ - X^2\Pi$, так как она имеет наибольшее отношение регистрируемых сигналов, а также обеспечивает хорошее совпадение значений температуры со значениями, полученными другими методами [6, 7]. Реализация two-line ОН PLIF измерений температуры осложнена необходимостью коррекции пространственной неоднородности обоих лазерных ножей.

Альтернативным вариантом является метод thermally-assisted PLIF, представленный в работах [8, 9]. По сравнению с two-line LIF, термометрия с использованием thermally-assisted PLIF проще, поскольку необходим только один источник лазерного излучения, но данный метод менее распространен из-за

того, что связывает температуру с сигналами, которые зависят от перераспределения молекул по энергетическим состояниям в процессе столкновений. Как в методе two-line LIF, так и в thermally-assisted LIF измеряется интенсивность флуоресценции возбужденного состояния, но первый метод связывает флуоресценцию с температурой через распределение Больцмана заселенностей основного состояния, а второй связывает распределение возбужденных квантовых состояний с температурой. В методе thermally-assisted LIF используется один лазерный источник для заполнения возбужденного состояния, а затем молекулы перераспределяются по энергетическим уровням за счет столкновений, распределение происходит между вращательными состояниями внутри колебательного уровня и между другими колебательными уровнями в пределах электронно-возбужденного состояния. После перераспределения спонтанное излучение с двух или более из этих энергетических уровней может быть связано с температурой. Данный метод позволяет проводить двумерные температурные измерения в турбулентных пламенах за одну вспышку лазера.

В данной работе будут рассмотрены особенности метода измерения температуры, основанного на методе two-line PLIF, однако с использованием только одного источника лазерного излучения. Область применения метода ограничена стационарными пламенами. Корректная интерпретация регистрируемого сигнала флуоресценции является ключевым моментом для оценки поля температуры пламени. Цель данной работы – развитие и применение математических алгоритмов обработки сигнала лазерно-индуцированной флуоресценции для вычисления поля температуры в пламени.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Схема экспериментальной установки, используемой для проведения ЛИФ измерений температуры представлена на рис. 1. Для организации пламени в форме конуса использовалось осесимметричное сужающееся сопло диаметром 15 мм, в которое, через трубу-смеситель длиной 70 см, поступала предварительно-перемешанная смесь окислителя и топлива. В качестве окислителя использовался воздух, в качестве топлива метан. Контроль расходов осуществлялся с помощью массовых расходомеров Bronkhorst El-Flow. Число Рейнольдса для потока составляло $Re = 1000$, расчет проводился с учетом вязкости и расхода воздуха при комнатной температуре, коэффициент избытка топлива составлял $\phi = 0.92$. Более детальную информацию о геометрии сопла можно найти в работе [10].

PLIF система состояла из импульсного лазера накачки Nd: YAG QuantaRay с испускаемой длиной волны 532 нм и средней энергией импульса 0.7 Дж, перестраиваемого лазера на красителе Sirah Precision scan. Полученный лазерный луч, попадая в коллиматор, преобразуется в лазерный нож шириной 50 мм и

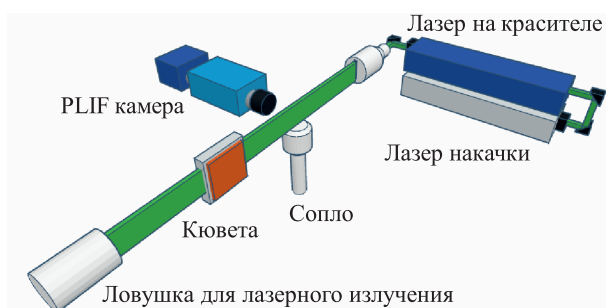


Рис. 1. Схема экспериментальной установки

толщиной примерно 0,8 мм. Для регистрации сигнала использовалась 16 битная камера LaVision Imager sCMOS, с разрешением 2560×2160 пикселей, подключенная к усилителю LaVision IRO. Так как длина волны флуоресценции радикала OH находится в УФ-зоне длин волн, на камере был установлен УФ-объектив, оснащенный узкополосным оптическим фильтром LOT-Oriel и полосой пропускания на длине волны 310 ± 5 нм.

Чтобы учесть неравномерность распределения энергии в лазерном ноже использовалась та же камера, но без фильтра, регистрирующая излучение флуоресценции в прямоугольной кювете с кварцевыми стеклами, заполненной раствором родамина 6G. Для перемещения кюветы в область видимости камеры использовалось координатное устройство. В приведенной конфигурации (с использованием той же камеры для регистрации флуоресценции в кювете) возможно учесть только среднее по времени распределение энергии в лазерном ноже.

РЕЗУЛЬТАТЫ

При невысокой интенсивности зондирующего лазерного излучения I_{las} , сигнал флуоресценции будет линейно зависеть от I_{las} , в отличие от режимов с насыщением. Также, присутствует зависимость от концентрации флуоресцирующего вещества C_{fl} , заселенности энергетического уровня $g_{v,J}(T)$, с которого происходит возбуждение, определяемой функцией распределения Больцмана, сечения поглощения σ_{abs} , учитывающего коэффициент Эйнштейна B_{ik} и спектральное перекрытие линий поглощения и лазера, квантового выхода ϕ и константы T_{opt} , зависящей от параметров измерительной системы. Регистрируемый сигнал состоит из сигнала флуоресценции I_{LIF} и интенсивности фонового сигнала I_{BG} . Описанная зависимость выражается формулами (1–5).

$$I_{LIF} = C_{fl} T_{opt} I_{las} g_{v,J}(T) \sigma_{abs}(\lambda_{las}, P, T) \phi \quad (1)$$

$$g_{v,J}(T) = N_0 (2J + 1) e^{-\frac{E}{kT}} \quad (2)$$

$$\sigma_{abs} = \frac{h\nu_{las}}{c} B_{ik} \int S_{las}(v', \nu_{las}) S_{line}(v', \nu_{ik}) dv' \quad (3)$$

$$\phi = \frac{A_{ik}}{\sum_j A_{jk} + Q_k(P, T, C_q) + P_k} \quad (4)$$

$$I = I_{LIF} + I_{BG} \quad (5)$$

где A_{ik} – коэффициенты Эйнштейна спонтанного излучения, $Q_k(P, T, C_q)$ – скорость тушения, P_k – скорость преддиссоциации.

PLIF изображения были обработаны набором математических алгоритмов, включающих в себя коррекцию пространственной неоднородности распределения энергии в лазерном ноже. Помимо этого, к изображениям применялась процедура удаления фона. Ниже будет дано описание каждого из этапов обработки сигнала.

После применения описанных выше алгоритмов, температура пламени может быть оценена по формуле (6).

$$T = - \frac{E_1 - E_2}{k \ln \left(\frac{I_{LIF1} I_{las2} \nu_{las2} (2J_2 + 1) B_2}{I_{LIF2} I_{las1} \nu_{las1} (2J_1 + 1) B_1} \right)} \quad (6)$$

Средние сигналы флуоресценции при возбуждении на линиях $Q_1(5)$ и $Q_1(14)$ показаны на рис. 2. Оба сигнала нормированы на максимальное значение $I_{Q_1(5)}$.

На рис. 3. показан пример фонового сигнала. Фоновый сигнал записывался при включенном лазере, но без пламени. Он в основном состоит из переотражений, а также темного тока.

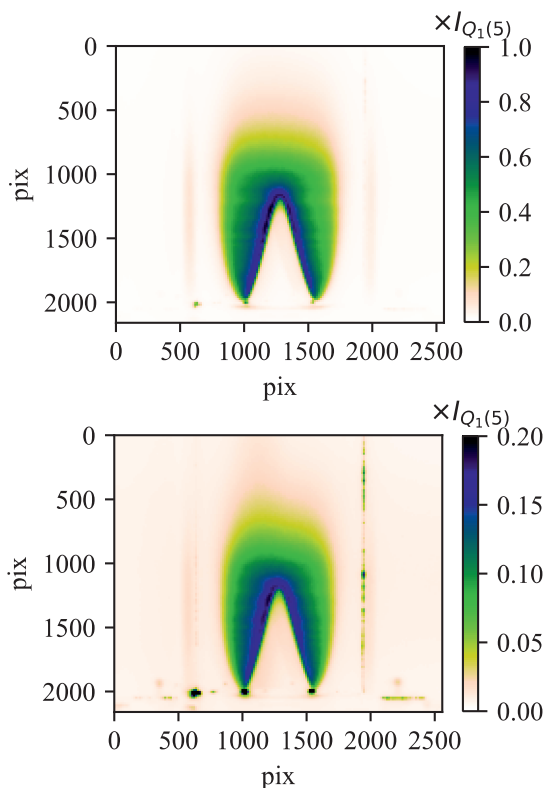


Рис. 2. Средний сигнал флуоресценции до обработки: сверху – линия $Q_1(5)$, снизу – линия $Q_1(14)$

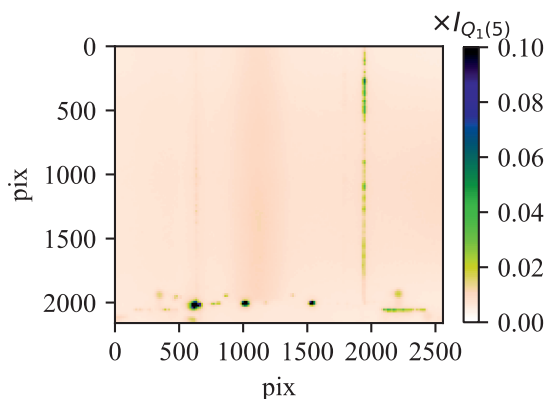


Рис. 3. Фоновый сигнал

Помимо фонового сигнала, необходимо учесть неравномерность распределения энергии в лазерном ноже. Среднее распределение флуоресценции в кювете с раствором роданина 6G представлено на рис. 4 (сверху). Область, по которой проводилось осреднение, выделена красным. Осреднение проводилось по столбцам.

Видно, что в лазерном ноже присутствуют полосы разной интенсивности. Для того, чтобы скомпенсировать эти полосы, каждый столбец сигнала флуоресценции делится на профиль, представленный на рис. 4 (снизу).

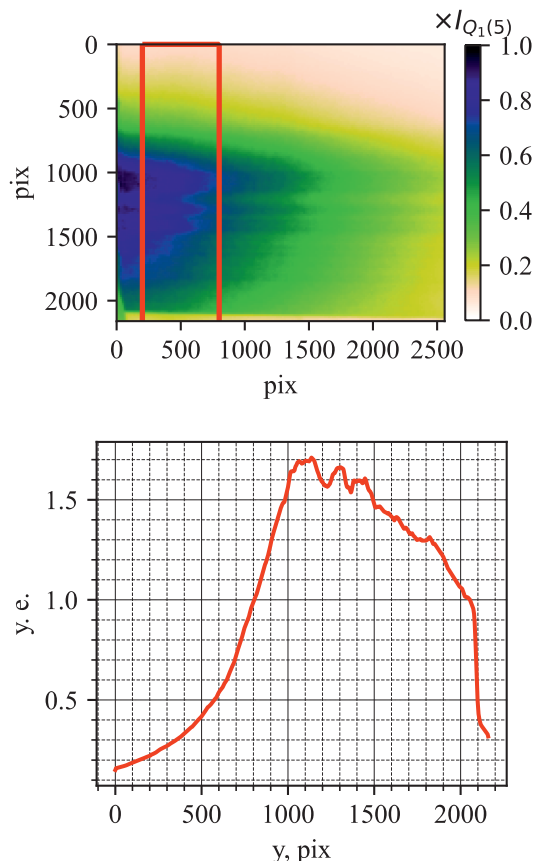


Рис. 4. Средний сигнал флуоресценции в кювете (сверху), вертикальный профиль лазерного ножа (снизу)

Последним шагом обработки сигналов флуоресценции является пространственная калибровка. Для этого использовалась плоская калибровочная мишень Edmund optics, размером 100×100 мм, на рассеивающем фоне мишени отмечены черные круглые маркеры диаметром 1 мм, расположенные на сетке с шагом 2 мм между узлами. Пространственное разрешение камеры составило 31.9 пикс/мм.

На рис. 5 представлены средние сигналы флуоресценции радикала ОН после обработки. Как можно заметить, некоторые полосы в лазерном ноже сохранились даже после коррекции. Это связано с тем, что использовалось среднее распределение в кювете, а также с тем, что стекло на входе в кювету дополнительно искажает лазерный нож.

Для вычисления температуры описанным выше методом, необходимо вычислить отношение сигналов флуоресценции (см. рис. 6). Перед вычислением отношения сигналов на каждое распределение была наложена маска, отсекающая низкие значения сигнала флуоресценции.

На рис. 7 (сверху) представлено поле средней температуры, оцененное с использованием формулы (6). Значения энергий используемых переходов молекул ОН даны в работе [11]. Коэффициенты Эйнштей-

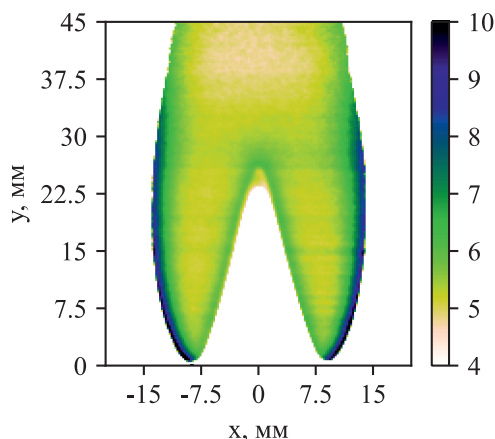


Рис. 6. Отношение сигналов флуоресценции

на получены в LIF-Base. Полные моменты количества движения молекул J_1 и J_2 составляют 5.5 и 14.5 для линий возбуждения $Q_1(5)$ и $Q_1(14)$, соответственно. Энергия лазера составляла 10 мДж.

Температура пламени составила 1400–1850 К. Области, в которых концентрация радикала ОН была недостаточной для оценки температуры закраснены белым. На рис. 7 (снизу) показаны профили температу-

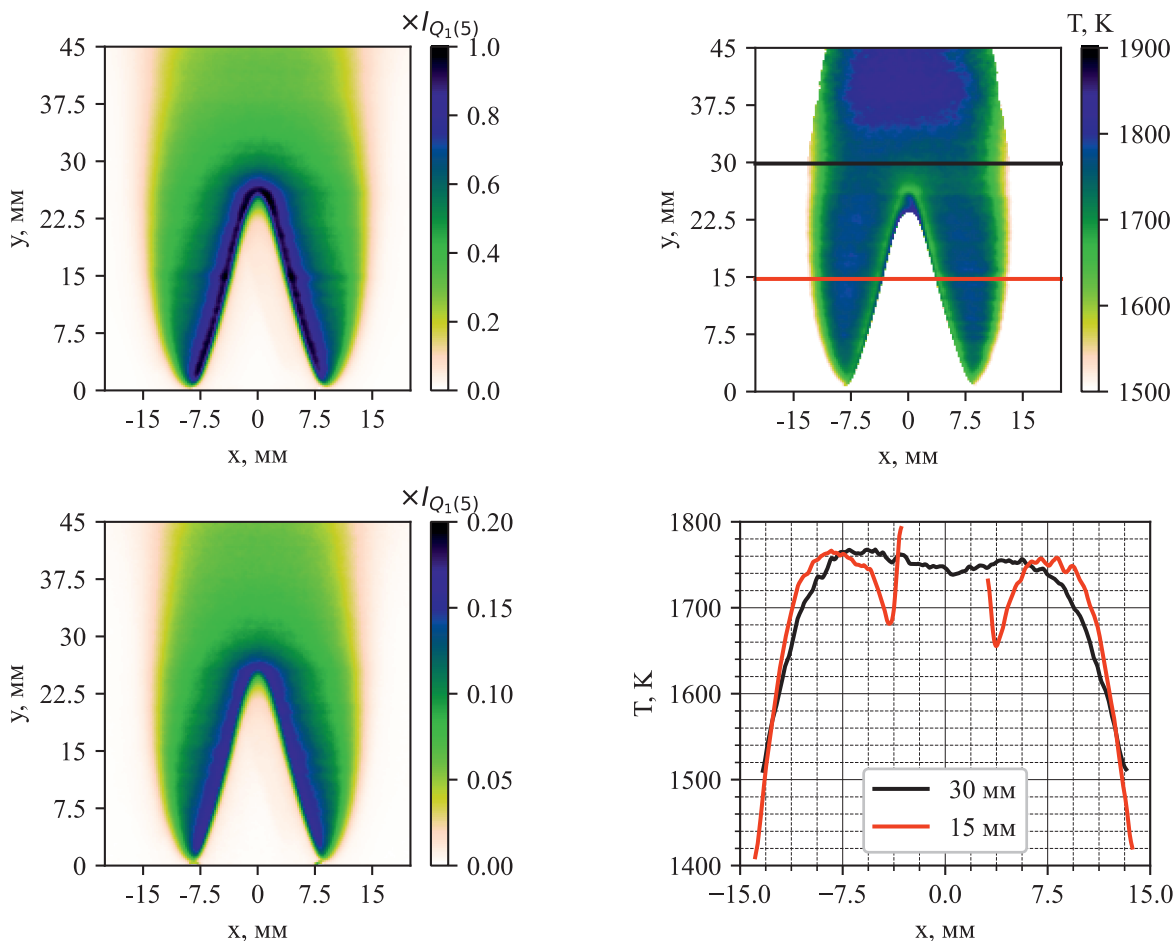


Рис. 5. Средний сигнал флуоресценции после обработки: сверху – линия $Q_1(5)$, снизу – линия $Q_1(14)$

Рис. 7. Вычисленное поле средней температуры в пламени (сверху), горизонтальные профили температуры (снизу)

ры на расстояниях 15 и 30 мм от среза сопла. Рост температуры внутри конуса на расстоянии 15 мм от среза сопла объясняется недостаточной фильтрацией изображения, приводящей к наличию сигнала флуоресценции OH до фронта пламени, что не соответствует действительности.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе описан метод измерения температуры, основанный на лазерно-индуцированной флуоресценции, который может применяться к стационарному пламени. Приведены основные формулы, необходимые для корректной интерпретации регистрируемого сигнала флуоресценции. Продемонстрирован пошаговый алгоритм обработки сигналов флуоресценции на примере стационарного метановоздушного пламени при $Re = 1000$, $\varphi = 0.92$. Показано, что коррекция неоднородности распределения энергии в лазерном ноже по среднему изображению, полученному с использованием кюветы с раствором родамина 6G позволяет получить более равномерный сигнал, однако некоторые полосы скомпенсировать не удается. Оцененная температура пламени составила от 1400 до 1850 К.

Работа выполнена в рамках государственного задания ИТ СО РАН.

Список литературы

1. Bessler W.G., Schulz C. Quantitative multi-line NO-LIF temperature imaging // Appl. Phys. B Lasers Opt. Springer, 2004. V. 78, № 5. P. 519–533.
2. Lee T. et al. Quantitative temperature measurements in high pressure flames with multiline NO-LIF thermometry // Appl. Opt. V. 44, Issue 31, pp. 6718–6728.
3. Ayoola B. et al. Temperature response of turbulent premixed flames to inlet velocity oscillations // Exp. Fluids. 2009. V. 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 // Exp. Therm. Fluid Sci. Elsevier Inc., 2017. V. 81. P. 209–222.
5. 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 // Flow, Turbul. Combust. 2005 751. Springer, 2005. V. 75, № 1. P. 317–333.
6. 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 // Appl. Opt. OSA – The Optical Society, 2008. V. 47, № 31. P. 5871–5885.
7. Lobasov A.S. et al. On the efficiency of using different excitation lines of (1–0) two-line OH fluorescence for planar thermometry // Thermophys. Aeromechanics. Kutateladze Institute of Thermophysics SB RAS, 2021. V. 28, № 5. P. 751–755.
8. Copeland C., Friedman J., Renksizbulut M. Planar temperature imaging using thermally assisted laser induced fluorescence of OH in a methane–air flame // Exp. Therm. Fluid Sci. Elsevier, 2007. Vol. 31, № 3. P. 221–236.
9. Dulin V. et al. Assessment of single-shot temperature measurements by thermally-assisted OH PLIF using excitation in the A₂Σ⁺–X₂Π (1-0) band // Proc. Combust. Inst. Elsevier, 2021. V. 38, № 1. P. 1877–1883.
10. Lobasov A.S. et al. Mass and momentum transport in the near field of swirling turbulent jets. Effect of swirl rate // Int. J. Heat Fluid Flow. Elsevier B.V., 2020. V. 83.
11. Dieke G.H., Crosswhite H.M. The ultraviolet bands of OH Fundamental data // J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf. Pergamon, 1962. V. 2, № 2. P. 97–199.

ПРОДОЛЬНЫЕ СТРУКТУРЫ В ПРИСТЕННОЙ ТУРБУЛЕНТНОСТИ

Сиковский Д.Ф.

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

Аннотация. В настоящей работе развито турбулентное течение несжимаемой жидкости в плоском канале при больших числах Рейнольдса исследуется с помощью метода срачиваемых асимптотических разложений (САР). В отличие от традиционного подхода, метод САР применяется к анализу уравнений Навье–Стокса, описывающих мгновенную динамику поля скорости. В основу анализа взята классическая гипотеза подобия о том, что статистический режим турбулентности в непосредственной близости от стенки однозначно определяется напряжением трения на стенке и вязкостью («закон стенки» Прандтля–Кармана), и таунсендовский принцип подобия турбулентных течений по числу Рейнольдса во внешней области потока. Определены главные члены асимптотических разложений мгновенной скорости потока во внешней и внутренней областях и сформулированы условия их срачивания в логарифмическом слое. Показано, что из условий срачивания помимо известного логарифмического закона скорости следует, что характерный продольный масштаб длины поля скорости превышает поперечный и трансверсальный масштабы на величину, пропорциональную отношению средней скорости потока на оси канала к динамической скорости. Представленная теория также предсказывает аномальный логарифмический скейлинг продольных напряжений Рейнольдса и длинные хвосты автокорреляционной функции продольной скорости, а также «закон -1 степени» для энергетического спектра продольной скорости в пристенной зоне.

Ключевые слова: пристенная турбулентность, законы подобия, метод срачиваемых асимптотических разложений

STREAKY STRUCTURES IN A NEAR-WALL TURBULENCE

Sikovsky D.Ph.

*Kutateladze Institute of Thermophysics SB RAS,
630090, Russia, Novosibirsk, Lavrentyev Ave. 1*

Annotation. In this work, the developed turbulent channel flow of an incompressible fluid at high Reynolds numbers is studied using the method of matched asymptotic expansions (MAE). In contrast to the traditional approach, the MAE method is applied to the analysis of the Navier–Stokes equations, which describe the instantaneous fluid velocity. The analysis is based on the classical similarity hypothesis that the statistical regime of turbulence near the wall is determined by the friction velocity and viscosity (“the law of the wall”), and on the Townsend’s Reynolds number similarity hypothesis for the outer layer. The leading-order terms of the asymptotic expansions for the velocity in the outer and inner layers are defined and the matching condition in the log layer is determined. It is shown that from the matching condition it follows that the streamwise lengthscale of the velocity field exceeds the normal and spanwise lengthscales by a coefficient of order of the ratio of the mean centerline velocity to the friction velocity. The present theory also predicts anomalous logarithmic scaling of streamwise Reynolds stresses and long tails of the autocorrelation function of streamwise velocity, as well as “ w^{-1} law” for the energy spectrum of streamwise velocity in the near-wall region.

Keywords: near-wall turbulence, scaling laws, method of matched asymptotic expansions

ВВЕДЕНИЕ

В настоящей работе развито турбулентное течение несжимаемой жидкости в плоском канале при больших числах Рейнольдса исследуется с помощью метода срачиваемых асимптотических разложений (САР). В традиционном варианте этого подхода [1] область течения разделяется на две характерных подобласти: прилегающая к стенкам внутренняя область, или вязкий подслой, толщина которого убывает с ростом числа Рейнольдса, и занимающая основную часть потока внешняя область. Для решения осреднённых по Рейнольдсу уравнений Навье–Стокса используются асимптотические разложения для параметров потока по обратному числу Рейнольдса, при этом главные члены разложений в вязком подслое и внешней области определяются на основе достаточно общих соображений размерности и подобия

без использования каких-либо полуэмпирических моделей замыкания. Кроме этого постулируется наличие области перекрытия между внешней и внутренней областями, в которой справедливы как внешнее, так и внутреннее разложения. Условие срачивания для главных членов разложения средней скорости приводит к функциональному уравнению, решением которого является известный логарифмический закон скорости Прандтля–Кармана, с чем связано другое название области перекрытия – логарифмический слой [1].

В то время, как логарифмический закон скорости хорошо подтверждается многочисленными экспериментальными данными, результаты данного подхода для статистических моментов пульсаций скорости согласуются с экспериментальными данными хуже. Так, согласно классической теории подобия харак-

терным масштабом напряжений Рейнольдса во внутренней и внешней областях является напряжение трения на стенке, что противоречит имеющимся данным эксперимента и DNS, согласно которым величина пристенного максимума продольной компоненты напряжений Рейнольдса, отнесенной к напряжению трения, медленно (логарифмически) растёт с ростом числа Рейнольдса. Хотя характер и причины аномального скейлинга продольных напряжений Рейнольдса до сих пор являются предметом дискуссий, наиболее разумным его объяснением в настоящее время является гипотеза присоединённых вихрей Таунсенда (attached eddy hypothesis) [2]: в пристенной зоне $y \ll h$ (y – расстояние от стенки, h – полуширина канала), определяющий вклад в нормальные и сдвиговые напряжения Рейнольдса вносят вихревые движения (присоединённые вихри) с характерным размером порядка y , в то время, как в продольную и трансверсальную компоненты напряжений Рейнольдса вносят вклад присоединённые вихри более широкого спектра размеров: от y и вплоть до наиболее крупных вихрей размером порядка h . Возникающее при этом противоречие с классическими гипотезами подобия, постулирующими независимость статистического режима пристенной турбулентности от внешнего масштаба длины h , ещё предстоит разрешить в рамках будущей непротиворечивой теории пристенной турбулентности.

В отличие от традиционного подхода, в настоящей работе, следуя идее Лундгрена [3], метод САР применяется к анализу уравнений Навье-Стокса, описывающих мгновенную динамику пристенного турбулентного течения несжимаемой жидкости в плоском канале при больших числах Рейнольдса. В основу анализа взяты классическая гипотеза подобия о том, что статистический режим турбулентности в непосредственной близости от стенки однозначно определяется напряжением трения на стенке и вязкостью («закон стенки» Прандтля-Кармана), и таунсендовский принцип подобия турбулентных течений по числу Рейнольдса во внешней области потока [2]. Определены главные члены асимптотических разложений мгновенной скорости потока во внешней и внутренней областях и сформулированы условия их сращения в логарифмическом слое. Впервые показано, что из условий сращения помимо известного логарифмического закона скорости следует, что характерный продольный масштаб длины поля скорости превышает характерный поперечный и трансверсальный масштабы в ε^{-1} раз, где $\varepsilon = v_\tau/U_c$ – малый параметр, представляющий собой отношение динамической скорости v_τ к средней скорости потока на оси канала U_c .

ВНЕШНЕЕ И ВНУТРЕННЕЕ РАЗЛОЖЕНИЯ

В соответствии с принципом подобия по числу Рейнольдса [2], для достаточно больших чисел Рейнольдса $Re_\tau = v_\tau h/\nu \gg 1$ во внешней области потока

характерными масштабами неоднородности скорости и размера турбулентных структур являются, соответственно, динамическая скорость v_τ и полуширина канала h , а вязкость не оказывает прямого влияния на статистические характеристики скорости и давления. В этом случае течение имеет характер турбулентного следа, сносимого вниз по потоку со скоростью U_c , для математического описания которого удобно ввести безразмерные координаты

$$X = \frac{x - U_c t}{h}, \quad Y = \frac{y}{h}, \quad Z = \frac{z}{h}, \quad T = \frac{v_\tau t}{h}$$

Степень турбулентности потока во внешней области характеризует малый параметр $\varepsilon = v_\tau/U_c$.

С помощью введённых параметров асимптотические разложения скорости и давления во внешней области могут быть записаны в виде

$$u_i = U_c \left[e_i + \varepsilon U_i(Y, X, Z, T) + O(Re_\tau^{-1}) \right], \quad (1)$$

$$p = v_\tau^2 \left[P(Y, X, Z, T) + O(Re_\tau^{-1}) \right] \quad (2)$$

где e_i – единичный вектор, направленный вдоль потока (ось x).

Подставляя (1), (2) в уравнения Навье-Стокса, не трудно убедиться, что главные приближения скорости U_i и давления P удовлетворяют уравнениям Эйлера [3]. Поскольку решения этих уравнений не могут удовлетворить условиям прилипания на стенках канала, необходимо отдельно рассмотреть внутреннюю область, или вязкий подслой $y_+ = v_\tau y/\nu = O(1)$, в которой скорость падает от ненулевых значений на границе внешней области до нуля на стенке. В этой области будем предполагать справедливой классическую гипотезу подобия о том, что статистический режим турбулентности в непосредственной близости от стенки однозначно определяется параметрами v_τ и ν . Асимптотические разложения скорости во внутренней области имеют вид [3]

$$u_i = v_\tau \left[u_{i+}(y_+, x_+, z_+, t_+) + O(Re_\tau^{-1}) \right], \quad (3)$$

$$p = v_\tau^2 \left[p_+(y_+, x_+, z_+, t_+) + O(Re_\tau^{-1}) \right] \quad (4)$$

где нижний индекс ‘+’ традиционно обозначает величины, обезразмеренные с помощью параметров v_τ и ν .

УСЛОВИЕ СРАЩИВАНИЯ

Условие сращения между (1) и (3) в логарифмическом слое $\nu/v_\tau \ll y \ll h$ имеет вид

$$u_{i+}(x_+, y_+, z_+, t_+) = \varepsilon^{-1} (Re_\tau) e_i + U_i(Y, Z, X, T), \quad (5)$$

Осреднение по Рейнольдсу соотношения (5) даёт функциональное уравнение для средней скорости в логарифмическом слое

$$\langle u_+ \rangle(y_+) \equiv \langle u \rangle(Y, Re_\tau) = \varepsilon^{-1} (Re_\tau) + \langle U \rangle(Y), \quad (6)$$

решением которого является известный универсальный логарифмический закон скорости

$$\langle u_+ \rangle = \kappa^{-1} \ln y_+ + B, \quad \langle U \rangle = \kappa^{-1} \ln y_+ + B - D, \\ \varepsilon^{-1} = \kappa^{-1} \ln \text{Re}_\tau + D \quad (7)$$

где κ – постоянная Кармана, B , D – универсальные постоянные.

Дифференцируя (5) по t , получим

$$t_+ \frac{\partial}{\partial t_+} u_{i+}(x_+, y_+, z_+, t_+) = \\ = T \left(\frac{\partial}{\partial T} - \varepsilon^{-1} \frac{\partial}{\partial X} \right) U_i(Y, Z, X, T), \quad (8)$$

откуда следует важное соотношение

$$\frac{\partial}{\partial X} U_i(Y, Z, X, T) = O(\varepsilon) \quad (9)$$

Дифференцируя (5) по x , с учётом (9), получим

$$\frac{\partial}{\partial x_+} u_{i+}(x_+, y_+, z_+, t_+) = O(\varepsilon), \quad (10)$$

Согласно (9), (10) продольные градиенты скорости малы, что означает, что поле скорости имеет вытянутую в направлении x структуру. Этому результату можно дать следующую физическую интерпретацию. Единственными характерными масштабами в логарифмическом слое $y/v_\tau \ll y \ll h$ являются динамическая скорость и расстояние до стенки, поэтому характерный масштаб времени турбулентных структур равен отношению y/v_τ . Согласно (1) и (5) скорость сноса этих структур вдоль потока имеет порядок скорости внешнего потока U_c . Тогда перемножение этих двух величин должно дать характерный продольный размер турбулентных пульсаций $\lambda_x \sim U_c y/v_\tau = \varepsilon^{-1} y$. При этом характерный поперечный и трансверсальный размер структур по-прежнему определяется расстоянием до стенки: $\lambda_{y,z} \sim y$. Таким образом, вытянутость структур вдоль потока обусловлена влиянием скорости сноса турбулентных структур в логарифмическом слое, величина которой существенно превышает динамическую скорость. Это принципиальным образом отличает пристенную турбулентность от однородно-изотропной, в которой снос мелкомасштабных структур крупномасштабными движениями не влияет на их динамику вследствие галилеевской инвариантности уравнений Навье-Стокса. В отличие от однородно-изотропной, в пристенной турбулентности галилеевская инвариантность нарушается присутствием стенок.

Отметим, что полученное для логарифмического слоя соотношение (10) будет справедливо также и для вязкого подслоя, поскольку является для него условием срачивания. Полученный результат объясняет полосчатую структуру течения в пристенной турбулентности, впервые обнаруженную с помощью визуализации течения в вязком подслое [4].

При рассмотрении течения в пристенной области (вязкий подслой + логарифмический слой), можно разложить главные члены разложений для скорости и давления (1)–(4) в ряд по степеням малого параметра $\varepsilon = O(\ln^{-1} \text{Re}_\tau)$

$$u_{i+}(y_+, x_+, z_+, t_+) = u_{i0+}(y_+, z_+, t_+) + O(\varepsilon), \quad (11)$$

$$p_+(y_+, x_+, z_+, t_+) = p_{0+}(y_+, z_+, t_+) + O(\varepsilon) \quad (12)$$

$$U_i(Y, X, Z, T) = U_{i0}(Y, Z, T) + O(\varepsilon) \quad (13)$$

$$P(Y, X, Z, T) = P_0(Y, Z, T) + O(\varepsilon) \quad (14)$$

Для главного приближения пульсаций скорости $u'_{i+} = u_{i0+} - \langle u \rangle$, $U'_i = U_i - \langle U_i \rangle$ из (5) следует функциональное уравнение

$$u'_{i+}(y_+, z_+, t_+) \equiv u'_{i+}(Y \text{Re}_\tau, Z \text{Re}_\tau, T \text{Re}_\tau) = \\ = U'_i(Y, Z, T), \quad (15)$$

решение которого обладает свойством масштабной инвариантности, характерной для уравнений идеальной жидкости, описывающей динамику течения в логарифмическом слое [5]

$$u'_{i+}(y_+, z_+, t_+) = u'_{i+}(\lambda y_+, \lambda z_+, \lambda t_+) \quad (16)$$

где λ – произвольное положительное число.

СТОХАСТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОДОЛЬНЫХ СТРУКТУР

Подстановка (11), (12) в уравнения Навье-Стокса приводит к уравнениям так называемой «2.5-мерной» модели пристенной турбулентности [6], в которой отсутствуют продольные градиенты параметров

$$\frac{\partial u_+}{\partial t_+} + v_+ \frac{\partial u_+}{\partial y_+} + w_+ \frac{\partial u_+}{\partial z_+} = \frac{\partial^2 u_+}{\partial y_+^2} + \frac{\partial^2 u_+}{\partial z_+^2}, \quad (17)$$

$$\frac{\partial v_+}{\partial t_+} + v_+ \frac{\partial v_+}{\partial y_+} + w_+ \frac{\partial v_+}{\partial z_+} + \frac{\partial p_+}{\partial y_+} = \frac{\partial^2 v_+}{\partial y_+^2} + \frac{\partial^2 v_+}{\partial z_+^2} \quad (18)$$

$$\frac{\partial w_+}{\partial t_+} + v_+ \frac{\partial w_+}{\partial y_+} + w_+ \frac{\partial w_+}{\partial z_+} + \frac{\partial p_+}{\partial z_+} = \frac{\partial^2 w_+}{\partial y_+^2} + \frac{\partial^2 w_+}{\partial z_+^2} \quad (19)$$

$$\frac{\partial v_+}{\partial y_+} + \frac{\partial w_+}{\partial z_+} = 0 \quad (20)$$

Важным свойством, отличающим систему уравнений (17)–(20) от полных уравнений Навье-Стокса, является «пассивный» характер динамики продольной скорости, описываемый уравнением переноса пассивного скаляра квазидвумерным полем скорости $v_i = (v_+, w_+)$ в плоскости Oy_z . Вследствие этого статистика продольной скорости в рассматриваемом приближении полностью определяется статистикой поля v_i . Более детальную информацию можно из-

взвешивая из уравнения переноса для пульсации продольной скорости, которое выводится из (17)

$$\begin{aligned} & \frac{\partial u'_+}{\partial t_+} + v_+ \frac{\partial u'_+}{\partial y_+} + w_+ \frac{\partial u'_+}{\partial z_+} = \\ & = \frac{\partial^2 u'_+}{\partial y_+^2} + \frac{\partial^2 u'_+}{\partial z_+^2} + \frac{\partial \langle u'_+ v_+ \rangle}{\partial y_+} - v_+ \frac{\partial \langle u_+ \rangle}{\partial y_+}, \end{aligned} \quad (21)$$

В логарифмическом слое отвечающие за влияние вязкости члены со вторыми производными в правой части (21) могут быть опущены. Кроме того, градиент сдвиговых напряжений Рейнольдса (3-й член в правой части (21)) в логарифмическом слое является малой величиной порядка y_+^{-2} . С учётом этого и выражения (7) для средней скорости уравнение (21) в логарифмическом слое упрощается до уравнения

$$\frac{\partial u'_+}{\partial t_+} + v_+ \frac{\partial u'_+}{\partial y_+} + w_+ \frac{\partial u'_+}{\partial z_+} = -\frac{v_+}{\kappa y_+}, \quad (22)$$

из которого видно, что пульсация нормальной к стенке скорости является источником для пульсации продольной скорости.

Уравнение (22) легко интегрируется в лагранжевых координатах вдоль траектории лагранжевой частицы, определяемой уравнениями характеристик

$$\begin{aligned} \frac{dy_+}{dt_+} &= v_+(y_+(t_+), z_+(t_+), t_+), \quad \frac{dz_+}{dt_+} = \\ &= w_+(y_+(t_+), z_+(t_+), t_+). \end{aligned} \quad (23)$$

Результат имеет вид

$$\begin{aligned} & u'_+(y_+(t_+), z_+(t_+), t_+) = \\ & = -\frac{1}{\kappa} \ln \int_{-\infty}^{t_+} v_+(y_+(t_+), z_+(t_+), t_+) dt_+ + \text{const}. \end{aligned} \quad (24)$$

Из (24) видно, что величину пульсации продольной скорости определяет интеграл от скорости лагранжевой частицы по отрезку времени, существенно превышающему время декорреляции скорости частицы. Можно ожидать, что вследствие закона больших чисел статистика продольной скорости должна быть близка к гауссовой, что неплохо согласуется с имеющимися экспериментальными данными [7]. Гауссовость продольной скорости позволяет представить её в виде линейного функционала от гауссовского белого шума, который, используя для большей наглядности размерные величины, можно записать в виде

$$u'(y, z, t) = \int_{-\infty}^t dt_1 \int_{-\infty}^{\infty} dz_1 \int_0^{\infty} dy_1 K(y, y_1, z - z_1, t - t_1) f(z_1, y_1, t_1), \quad (25)$$

где $f(z, y, t)$ – белый шум, т.е. гауссовский случайный процесс с нулевым средним и корреляцией

$$\begin{aligned} & \langle f(z_1, y_1, t_1) f(z_2, y_2, t_2) \rangle = \\ & = \delta(z_2 - z_1) \delta(y_2 - y_1) \delta(t_2 - t_1), \end{aligned} \quad (26)$$

K – неслучайное ядро, стремящееся к нулю при больших значениях аргумента, а также принимающее ненулевые значения при $y, y_1 \rightarrow 0$, в соответствии с условием скольжения на границе вязкого подслоя для уравнений идеальной жидкости (22).

Учёт свойства масштабной инвариантности (16) позволяет уменьшить число аргументов ядра K до трёх, представив его в виде функции безразмерных аргументов

$$\begin{aligned} & u'(y, z, t) = \int_{-\infty}^t \frac{dt_1}{(t-t_1)^{3/2}} \int_{-\infty}^{\infty} dz_1 \int_0^{\infty} dy_1 \times \\ & \times \tilde{K} \left(\frac{y}{v_\tau(t-t_1)}, \frac{y_1}{v_\tau(t-t_1)}, \frac{z-z_1}{v_\tau(t-t_1)} \right) f(z_1, y_1, t_1), \end{aligned} \quad (27)$$

где функция \tilde{K} должна стремиться к нулю при больших значениях аргумента, а также принимать ненулевые значения при $y, y_1 \rightarrow 0$, в соответствии с условием скольжения на границе вязкого подслоя для уравнений идеальной жидкости (22).

Выражение (27) записано для логарифмического слоя бесконечной протяжённости, то есть при предельных переходах $v \rightarrow 0$ и $h \rightarrow \infty$ для случая бесконечно большого числа Рейнольдса. Для конечных чисел Рейнольдса пределы интегрирования по y ограничены снизу и сверху толщиной вязкого подслоя и полушириной канала соответственно, а по времени – моментом времени $t_1 = t - t_{\max}$, где $t_{\max} \sim h/v_\tau$ – период пульсаций наиболее крупных вихрей.

АВТОКОРРЕЛЯЦИОННАЯ ФУНКЦИЯ И СПЕКТРЫ ПРОДОЛЬНОЙ СКОРОСТИ

С помощью (26), (27) можно вычислить автокорреляционную функцию продольной скорости в логарифмическом слое $\langle u'_+(y, z, 0) u'_+(y, z, \tau) \rangle$, которую на основании соображений размерности удобно представить в виде

$$\langle u'_+(y, z, 0) u'_+(y, z, \tau) \rangle = v_\tau^2 R(T), \quad T = v_\tau |\tau| / y, \quad (28)$$

Вычисления на основе (26), (27) дают

$$R(T) = \int_0^{\infty} \frac{\theta^{1/2}}{(\theta+T)^{3/2}} \Psi \left(\frac{1}{\theta+T}, \frac{1}{\theta}, \frac{\theta}{\theta+T} \right) d\theta, \quad (29)$$

где

$$\Psi(a, b, c) = \int_0^{\infty} dY \int_{-\infty}^{\infty} dZ \tilde{K}(b, Y, Z) \tilde{K}(a, Yc, Zc), \quad (30)$$

– регулярная функция своих аргументов.

Поскольку $\Psi(0, 0, c) \neq 0$, интеграл (29) логарифмически расходится на верхнем пределе. Как уже обсуждалось выше, для конечных чисел Рейнольдса верхний предел интегрирования по времени обрезается на $T_{\max} \sim h/y$. Для больших значений аргумента $T \gg 1$ из (29) следует

$$R(T) = \int_0^{T_{\max}/T} \frac{s^{1/2}}{(1+s)^{3/2}} \Psi\left(0, 0, \frac{s}{1+s}\right) ds =$$

$$= A \ln \frac{T_{\max}}{T} + O(1) = A \ln \frac{h}{v_{\tau} |\tau|} + O(1), \quad (31)$$

где $A = \Psi(0, 0, 1)$.

В то же время энергия пульсаций продольной скорости равна

$$R(0) = \int_0^{T_{\max}} \frac{d\theta}{\theta} \Psi\left(\frac{1}{\theta}, \frac{1}{\theta}, 1\right) = A \ln T_{\max} + O(1),$$

Или

$$\langle u_+^2 \rangle = A \ln \frac{Re_{\tau}}{y_+} + O(1) \quad (32)$$

откуда следует, что в окрестности границы вязкого подслоя продольные напряжения Рейнольдса имеют аномальный скейлинг, логарифмически зависящий от числа Рейнольдса. Кроме того, автокорреляционная функция продольной скорости в логарифмическом слое является функцией, медленно (логарифмически) затухающей на временах, превышающих время декорреляции пульсаций нормальной к стенке компоненты скорости. Наличие подобного «длинного хвоста» автокорреляционной функции приводит к тому, что интегральный масштаб времени согласно (31) имеет порядок h/v_{τ} , т.е. периода пульсаций наиболее крупных вихрей внешней области потока.

Применяя к (31) преобразование Фурье, можно показать, что энергетический спектр пульсаций продольной скорости подчиняется «закону степени -1»

$$E(\omega) \sim A\omega^{-1}, \quad (33)$$

справедливному в интервале частот $v_{\tau}/h \ll \omega \ll v_{\tau}/y$.

Закономерности (32),(33) хорошо известны в современных исследованиях пристенной турбулентности, как следствия гипотезы присоединённых вихрей Таунсенда [2], либо соображений размерности и подобия [8, 9], при этом коэффициент A известен под названием постоянной Таунсенда-Перри и по данным [10] равен 1.25. В настоящей работе они получены путём применения соображений подобия к мгновенному полю продольной скорости, выраженному с помощью интегрального представления гауссова случайного процесса (25), (27). Следует отметить, что если заменить входящий в эти представления гауссовский белый шум пуассоновским белым шумом [11, 12], то интеграл (27) заменится на сумму слагаемых, вклад каждого из которых описывается умноженной на случайную амплитуду функцией ядра \tilde{K} от автомодельных переменных со случайным сдвигом во времени и пространстве, что по сути совпадает с математической формулировкой гипотезы присоединённых вихрей Таунсенда [2]. Гипотеза

присоединённых вихрей по сути соответствует представлению поля скорости в виде пуассоновского случайного процесса. Известно, что в пределе большой плотности точек пуассоновский процесс стремится к гауссову случайному процессу, поэтому использованное выше представление (27) может быть формально получено из модели присоединённых вихрей в пределе большой плотности расположения структур, когда в каждой точке логарифмического слоя вклад в скорость вносят достаточно много «перекрывающихся» присоединённых вихрей. В этом случае, однако, сильное гидродинамическое взаимодействие между такими вихрями ставит под сомнение постулируемые в гипотезе присоединённых вихрей Таунсенда их автомодельность и неизменность формы. Предлагаемая теория свободна от таких допущений и имеет более общий характер.

ВЫВОДЫ

Метод сращиваемых асимптотических разложений применён к анализу решений уравнений Навье-Стокса, описывающих мгновенную динамику пристенного турбулентного течения несжимаемой жидкости, с использованием достаточно общих соображений размерности и подобия без применения каких-либо полуэмпирических моделей замыкания. Показано, что наблюдаемые в пристенной турбулентности продольные структуры поля скорости являются следствием таунсендовского принципа подобия по числу Рейнольдса и закона стенки Прандтля-Кармана. Полученный результат объясняет полосчатую структуру течения в пристенной турбулентности, неоднократно подтверждённую в многочисленных экспериментальных исследованиях и данных прямого численного моделирования. Представленная теория также предсказывает аномальный логарифмический скейлинг продольных напряжений Рейнольдса и длинные хвосты автокорреляционной функции продольной скорости, а также «закон -1 степени» для частотного спектра продольной скорости в пристенной зоне.

Исследования выполнены в рамках государственного задания ИТ СО РАН (проект № FWNS-2021-0005).

Список литературы

1. Panton R.L. Review of wall turbulence as described by composite expansions // Appl. Mech. Rev. 2005. V. 58. P.1–36.
2. Townsend A.A. The Structure of Turbulent Shear Flow. Cambridge Univ. Press, 1976.
3. Lundgren T.S. Asymptotic analysis of the constant pressure turbulent boundary layer // Phys. Fluids. 2007. V. 19. 055105.
4. Kline S.J. et al. The structure of turbulent boundary layers // J. Fluid Mech. 1971. V. 50. Pt. 1. P. 133–160.
5. Монин А.С., Яглом А.М. Статистическая гидромеханика. Ч. 1. Механика турбулентности. М., Физматлит, 1965.

6. Hatzivramidis D.T., Hanratty T.S. The representation of the viscous wall region by a regular eddy pattern// J. Fluid Mech. 1979. V. 95. Pt. 4. P. 655–679.
7. Meneveau C., Marusic I. Generalized logarithmic law for high-order moments in turbulent boundary layers // J. Fluid Mech. 2013. V. 719. R1.
8. Perry A.E., Abell C.J. Asymptotic similarity of turbulence structures in smooth- and rough-walled pipes// J. Fluid Mech. 1977. V. 79. P. 785–799.
9. Кадер Б.А., Яглом А.М. Спектры анизотропных пульсаций скорости и температуры в пристеночных турбулентных потоках / Проблемы турбулентных течений. М.: Наука, 1987. С. 65–74.
10. Smits A.J. Batchelor Prize Lecture: Measurements in wall-bounded turbulence // J. Fluid Mech. 2022. V. 940. A1.
11. Рытов С.М. Введение в статистическую радиофизику. Ч. 1. Случайные процессы. М.: Наука, 1976. 496 с.
12. Кляцкин В.И. Стохастические уравнения: теория и её приложения к акустике, гидродинамике и радиофизике. Т. 1. Основные положения, точные результаты и асимптотические приближения. М.: Физматлит, 2008. 320 с.

ПРЯМОЕ ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ПЛАМЕНИ МЕТАНОВОЗДУШНОЙ СМЕСИ С ПЛОСКОЙ ОХЛАЖДЕННОЙ ПРЕГРАДОЙ С УЧЕТОМ ДЕТАЛЬНОЙ КИНЕТИКИ

Сластная Д.А.¹, Хребтов М.Ю.^{1,2}, Мулладжанов Р.И.^{1,2}, Дулин В.М.^{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. В работе представлено прямое численное моделирование ламинарного пламени предварительно перемешанной метановоздушной смеси ($\varphi = 0.92$), направленного в виде импактной струи на плоскую охлажденную поверхность ($Re = 1000$). Вычисления проведены в расчетном модуле реагирующих потоков laminarSMOKE, написанном на основе открытой интегрируемой платформы OpenFOAM. Выбранный кинетический механизм включал 53 компонента смеси и 324 элементарные реакции (GRI-MECH 3.0). Полученные поля скорости и температуры позволяют изучить изменение структуры пламени в результате взаимодействия с преградой. Использование подробного кинетического механизма позволяет проанализировать химический состав продуктов горения в пристенной области.

Ключевые слова: прямое численное моделирование, импактное пламя (пламя, направленное на преграду), детальный кинетический механизм, laminarSMOKE, OpenFOAM

DIRECT NUMERICAL SIMULATION OF INTERACTION OF METHANE-AIR MIXTURE FLAME WITH A FLAT COOLED OBSTACLE TAKING INTO ACCOUNT DETAILED MECHANISMS OF CHEMICAL KINETICS

Slastnaya D.A.¹, Hrebtov M.Yu.^{1,2}, Mullyadzhyanov R.I.^{1,2}, Dulin V.M.^{1,2}

¹ *Institute of Thermophysics SB RAS,
630090 Novosibirsk, Russia, Lavrentyev Ave. 1*

² *Novosibirsk State University. Department of Physics,
630090 Novosibirsk, Russia, Pirogov Str. 1*

Annotation. The paper presents a direct numerical simulation of a premixed laminar methane-air flame ($\varphi = 0.92$) directed as an impact jet onto a flat cooled obstacle ($Re = 1000$). The simulations were performed with the computational module for reacting flows, laminarSMOKE, based on OpenFOAM open-source platform. The chosen mechanism of chemical kinetics included 53 mixture components and 324 elementary reactions (GRI-MECH 3.0). The obtained velocity and temperature fields allowed studying the change in flame structure as a result of interaction with the obstacle. The use of detailed chemical kinetics made it possible to analyze the chemical composition of combustion products in the near-wall region.

Keywords: direct numerical simulation, impact flame (flame directed onto an obstacle), detailed kinetic mechanism, laminarSMOKE, OpenFOAM

ВВЕДЕНИЕ

Структура пламени, направленного на преграду, представляет значительный исследовательский интерес ввиду реализации таких импактных пламен в широком спектре практических применений: при нагреве и плавлении, обработке поверхностей, синтезе материалов. Наличие стенки существенно влияет на структуру пламени, стабилизацию, вызывает гашение, что приводит к неполному сгоранию топлива и как результат первичному образованию загрязнителей. В свою очередь неравномерный тепловой поток от пламени приводит к сложностям терморегулирования и раннему износу материала стенки [1]. Таким образом, детальное понимание подпроцессов взаимо-

действия пламени и стенки, изучение особенностей химического реагирования и теплообмена в пристенной области является важным для повышения эффективности установок и снижения количества выбросов загрязняющих веществ в атмосферу.

За последние десятилетия опубликовано большое количество работ, посвященных изучению взаимодействия пламени и стенки [2]. Основной интерес представляет исследование теплообмена в различных конфигурациях и начальных условиях [3–4]. Важным параметром импактного пламени является температура поверхности, с которой взаимодействует пламя. В работе [5] экспериментально доказано, что при понижении температуры стенки увеличивается не толь-

ко тепловой поток, но и выделение CO/NO_x. Исследование структуры реагирующей струи, натекающей на плоскую охлажденную пластину проведено в работе [6]. Впервые экспериментально было показано, что для незакрученной струи с горением наличие холодной стенки приводит к образованию зоны рециркуляции между конусом пламени и поверхностью, ранее наблюдаемой в расчетной работе [7].

Прямое численное моделирование является важным инструментом изучения импактных пламен, позволяющим проанализировать взаимодействие реагирующей струи с преградой, не прибегая к дополнительным физическим приближениям. Основной трудностью численного исследования оказывается учет химической кинетики, использование подробных механизмов реакции накладывает большие ограничения на потребляемую мощность и время расчета. Для уменьшения времени вычислений часто используют сокращенные кинетические механизмы или же методы табулированной химии. Но использование данных подходов не позволяет в полной степени проанализировать многие промежуточные компоненты реакции, играющие важную роль в процессах теплообмена и формирования канцерогенных веществ.

Численное исследование теплоотдачи предварительно перемешанного пламени, натекающего перпендикулярно на плоскую поверхность представлено в работе [8]. Проведено двумерное осесимметричное моделирование ламинарного метановоздушного пламени с использованием упрощенного кинетического механизма, включающего 25 реакций и 16 компонент смеси. Выведена простая модель для определения теплового потока в зоне рециркуляции в зависимости от расстояния от кромки сопла до поверхности. В работе [7] с помощью коммерческого CFD-кода (FLUENT) проведено численное моделирование ламинарного метановоздушного пламени, направленного на плоскую поверхность, для различных расстояний от кромки сопла до преграды. Кинетический механизм также состоял из 16 отдельных компонент смеси и 25 химических реакций. Исследовалось влияние преграды на поля температуры и скорости, результаты сравнивались с экспериментальными данными.

В данной работе проведено прямое численное моделирование ламинарного импактного пламени предварительно перемешанной метановоздушной смеси. Расчет выполнен в модуле laminarSMOKE, написанном на основе открытого кода OpenFOAM. Основной целью данной работы является изучение взаимодействия пламени с охлажденной преградой с использованием детальной химической кинетики. Выбранный кинетический механизм включал 53 компонента смеси и 324 элементарные реакции (GRI-MECH 3.0). Полученные поля скорости, температуры и массовых долей отдельных компонент смеси дают подробную информацию о структуре пламени, интенсивности теплообмена и определяют области с наиболее интенсивным выделением загрязняющих веществ. Вы-

численное поле температуры сравнивается с ранее полученными экспериментальными результатами.

ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ

Моделирование реагирующей струи с использованием детальных кинетических механизмов осуществляется путем решения следующей системы уравнений: уравнение неразрывности (1), уравнение баланса импульса (2), закон сохранения массы отдельных компонент смеси Y_k (3) и уравнение баланса энергии (4) [9]:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla(\rho u) = 0, \quad (1)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho u) + \nabla(\rho uu) = -\nabla p + \nabla \tau + \rho g, \quad (2)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho Y_k) + \nabla(\rho Y_k u) = -\nabla(\rho Y_k V_k) + \omega_k,$$

$$k = 1, \dots, N \quad (3)$$

$$\begin{aligned} & \rho C_p \frac{\partial T}{\partial t} + \rho C_p u \nabla T = \\ & = -\nabla q - \rho \nabla T \sum_{k=1}^N C_{(p,k)} Y_k V_k - \sum_{k=1}^N h_k \omega_k, \end{aligned} \quad (4)$$

где t – время, $\nabla = \left(\frac{\partial}{\partial x}, \frac{\partial}{\partial y}, \frac{\partial}{\partial z} \right)$, ρ – плотность смеси, определяемая из уравнения состояния идеального газа:

$$\rho = p / RT \sum_{k=1}^N \frac{Y_k}{M_k}, \quad (5)$$

где p – давление смеси, R – универсальная газовая постоянная, T – температура смеси, M_k – молярная масса k -го компонента смеси, u – скорость смеси, τ – тензор вязких напряжений, Y_k – массовая доля,

причем $\sum_{k=1}^N Y_k = 1$. V_k – скорость диффузии k -го химического соединения. Предполагается, что диффузионный перенос массы осуществляется за счет градиента концентрации (закон Фика), а также за счет градиента температуры – термодиффузия (эффект Соре), из этого скорость диффузии имеет следующий вид [10]:

$$V_k = -\frac{D_k}{Y_k} \nabla Y_k - \frac{D_k \theta_k}{X_k} \frac{1}{T} \nabla T, \quad (6)$$

где D_k, θ_k, X_k – усредненный коэффициент диффузии, коэффициент термодиффузии и мольная доля k -го компонента смеси, соответственно [11]. q – вектор теплового потока, представленный в следующем виде:

$$q = -\lambda \nabla T + q_{rad}, \quad (7)$$

λ – коэффициент теплопроводности, тепловой поток за счет излучения q_{rad} определяется с помощью оп-

тической модели излучения, где предполагается, что основной вклад в излучение вносят молекулы H_2O , CO , CO_2 , CH_4 [12]. h_k – энтальпия образования k -го компонента смеси.

Скорость образования k -го компонента смеси является суммой скоростей ω_{kj} по всем реакциям [13]:

$$\omega_k = \sum_{j=1}^M \omega_{kj} = M_k \sum_{j=1}^M \nu_{kj} \Theta_j, \quad (8)$$

где ν_{kj} – разница стехиометрических коэффициентов, Θ_j – скорость протекания j -ой реакции, которая определяется через скорость прямой и обратной реакции. Скорость прямой реакции определяется с помощью эмпирического закона Аррениуса:

$$K_{ff} = A_{ff} T^{\beta_j} \exp\left(-\frac{T_{ff}}{T}\right), \quad (9)$$

где A_{ff} – предэкспоненциальная постоянная, β_j – температурный показатель, T_{ff} – температура активации. Скорость обратной реакции вычисляется через скорость прямой реакции и константы равновесия.

ПАРАМЕТРЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ

Исследуется импактное пламя предварительно перемешанной метановоздушной смеси (CH_4 – 5%, Воздух – 95%). Реагирующая струя с коэффициентом избытка топлива $\phi = 0.92$ поступает из осесимметричного сужающегося сопла диаметром $D = 15$ мм при числе Рейнольдса $Re = 1000$. Преградой является плоская поверхность постоянной температуры $T_{wall} = 371$ К, расстояние до которой от кромки сопла $h/D=1$. Расчетная область, изображенная на рис. 1, представляет собой сектор цилиндра высотой 65 мм, радиусом 100 мм и углом раствора 5° (предполагается осевая симметрия течения). Вычислительная сетка состояла из 2×10^5 четырехугольных ячеек, минимальное разрешение 5 мкм.

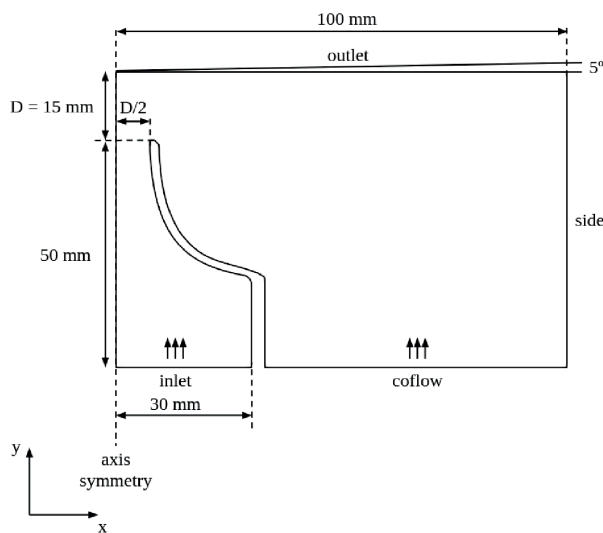


Рис. 1. Геометрия расчетной области

Вычисления проводились на основе открытого вычислительного кода OpenFOAM [14], где для разрешения гидродинамики используется метод конечных объемов (FVM: finite volume method) в сжимаемой постановке. Химическая кинетика определялась с помощью расчетного пакета laminarSMOKE [15–16], позволяющего учитывать детальные механизмы реакций, путем введения оператора Стренга для корректного разрешения членов переноса и отдельных компонент смеси в уравнениях на массовые доли и температуру. Данные об элементарных реакциях задавались отдельным файлом в формате CHEMKIN. Используемый кинетический механизм включал 53 компонента смеси и 324 реакции (GRI-MECH 3.0).

Задача решалась в осесимметричной нестационарной постановке с учетом сил плавучести. Для дискретизации по времени и пространству использовались схемы второго порядка точности. Для построения начального поля скорости был использован решатель buoyantPimpleFoam (стандартный solver OpenFOAM для нестационарных, сжимаемых, нерагулирующих потоков с учетом сил плавучести). Дальнейшие вычисления проводились с использованием решателя laminarBuoyantPimpleSMOKE, доступного в расчетном модуле laminarSMOKE. Поджиг осуществлялся после установления потока резким увеличением температуры $T_{spark} = 2500$ на импактной поверхности вблизи оси симметрии.

РЕЗУЛЬТАТЫ

В ходе работы были получены поля скорости, температуры и отдельных компонент смеси для импактной реагирующей струи. Сравнение полей скорости для свободно распространяющегося пламени (пламя Бунзена) [17] и пламени, ограниченного плоской холодной преградой, представлено на рис. 2. Можно заметить, что взаимодействие пламени и стенки приводит к деформации конуса и растяжению пламени в пристенной области, кроме этого, снижается стабильность горения.

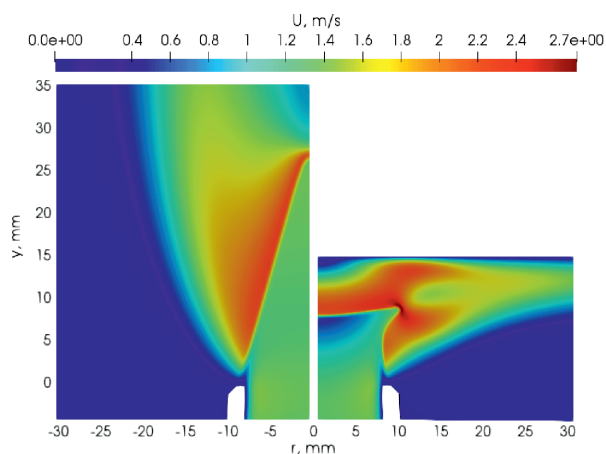


Рис. 2. Сравнение полей амплитуды скорости для горелки Бунзена – слева и для импактного пламени – справа

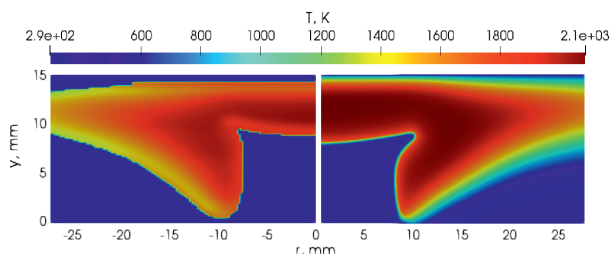


Рис. 3. Сравнение полей температуры импактных пламен, исследуемых в ходе эксперимента – слева и на основе численного моделирования – справа

Для валидации полученных результатов было проведено сравнение поля температуры, полученного в ходе моделирования, с результатами экспериментального исследования, проведенного ИТ СО РАН методом лазерно-индуцированной флуоресценции [18], для аналогичных геометрии и условий. Результат представлен на рис. 3: структура пламени хорошо согласуется с экспериментальными данными. Однако наблюдаются небольшие отличия в максимальных значениях температуры пламени, что требует сравнения полей скорости в расчете и в эксперименте для сопоставления конвективного теплообмена.

Наличие холодной поверхности на пути распространения пламени приводит к его тушению. Пониженная температура в пристенной области замедляет многие реакции и окисление топлива полностью не происходит. Кроме этого, вблизи стенки формируется

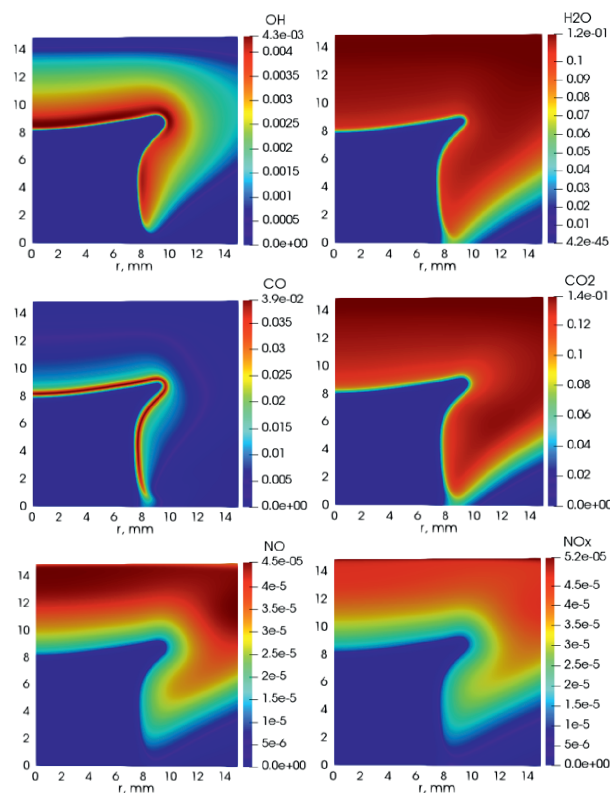


Рис. 4. Распределения массовых долей отдельных компонент смеси: OH, H₂O, CO, CO₂, NO, NO_x

повышенное количество загрязняющих веществ, таких как CO₂ и NO_x. Основное преимущество данного исследования – это разрешение детальной кинетики горения, что позволяет отследить изменения концентраций отдельных компонент смеси не только в зоне фронта пламени, но и во всей остальной расчетной области. На рис. 4 изображены массовые доли отдельных компонент реакций, представляющих наибольший интерес.

Все распределения согласуются с ранее полученными результатами как экспериментальных, так и численных работ. Большинство компонент смеси образуются только в зоне фронта пламени и сразу же вступают в другие реакции в силу высокой температуры в данной области, что приводит к уменьшению их количества вниз по потоку. В свою очередь, концентрации H₂O, CO₂ и NO увеличиваются при приближении к холодной поверхности, с увеличением доли сгоревшего топлива. Кроме этого, повышенное содержание CO₂ и NO_x наблюдается только в пристенной области, что является результатом охлаждения пламени поверхностью стенки, снижения температуры смеси и замедления промежуточных стадий горения.

ВЫВОДЫ

В результате прямого численного моделирования получены поля скорости, температуры и массовых долей продуктов сгорания импактной реагирующей струи. Исследовано изменение структуры пламени при взаимодействии с плоской холодной преградой. Проведено сравнение полей скорости для свободно распространяющегося пламени и пламени, ограниченного плоской холодной преградой. Кроме этого, проведено сравнение поля температуры с данными экспериментального исследования методом лазерно-индуцированной флуоресценции: структура пламени имеет подобную форму, но максимальные значения температуры пламени в расчете на 200 К больше. Изучено распределение массовых долей отдельных компонент смеси во всей расчетной области. Полученная химическая кинетика согласуется с ранее опубликованными работами, что говорит о корректности расчета и возможности дальнейших исследований на основе вычислительного модуля laminarSMOKE.

Работа выполнена в рамках государственного задания в ИТ СО РАН.

Список литературы

1. Chander S., Ray A. Flame impingement heat transfer: a review // Energy conversion and Management. – 2005. – Т. 46. – № 18–19. – С. 2803–2837.
2. Dreizler A., Böhm B. Advanced laser diagnostics for an improved understanding of premixed flame-wall interactions // Proceedings of the Combustion Institute. – 2015. – Т. 35. – № 1. – С. 37–64.
3. Boust B. et al. A thermal formulation for single-wall quenching of transient laminar flames // Combustion and flame. – 2007. – Т. 149. – № 3. – С. 286–294.

4. Fuyuto T. et al. Temperature and species measurement in a quenching boundary layer on a flat-flame burner // *Experiments in fluids*. – 2010. – T. 49. – C. 783–795.
5. Li H.B, Zhen H.S, Leung C.W, Cheung C.S. Effects of plate temperature on heat transfer and emissions of impinging flames. *Int J Heat Mass Transf* 2010;53(19):4176–84.
6. Kravtsov Z.D. et al. On formation of a stagnation zone in the flow between conical flame and flat obstacle // *Thermophysics and Aeromechanics*. – 2018. – T. 25. – № 2. – C. 317–320.
7. Chander S., Ray A. Experimental and numerical study on the occurrence of off-stagnation peak in heat flux for laminar methane/air flame impinging on a flat surface // *International Journal of Heat and Mass Transfer*. – 2011. – T. 54. – № 5–6. – C. 1179–1186.
8. Kleijn C.R. Heat transfer from laminar impinging methane air flames // *ASME-PUBLICATIONS-PVP*. – 2001. – T. 424. – C. 259–270.
9. 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. – T. 26. – № 4–6. – C. 565–608.
10. 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. – T. 115. – C. 717–729.
11. Mauss F. et al. Soot formation in partially premixed diffusion flames at atmospheric pressure // *Soot formation in combustion: mechanisms and models*. – 1994. – C. 325–349.
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. – T. 30. – № 1. – C. 1441–1448.
13. Poinot T., Veynante D. *Theoretical and numerical combustion*. – RT Edwards, Inc., 2005.
14. 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).
15. Alberto Cuoci, Alessio Frassoldati, Tiziano Faravelli, and Eliseo Ranzi. Numerical modeling of laminar flames with detailed kinetics based on the operator-splitting method. *Energy & fuels*, 27(12):7730–7753, 2013.
16. Alberto Cuoci, Alessio Frassoldati, Tiziano Faravelli, and Eliseo Ranzi. A computational tool for the detailed kinetic modeling of laminar flames: Application to c2h4/ch4 coflow flames. *Combustion and Flame*, 160(5):870–886, 2013.
17. Слaстная Д.А., Хребтов М.Ю., Мулляджанов Р.И. Моделирование пламени метановоздушной смеси с использованием детальных кинетических механизмов. – 2022.
18. Tolstoguzov R.V., Chikishev L.M. Temperature field measurements between a Bunsen flame and flat a cold plate by using PLIF // *Journal of Physics: Conference Series*. – IOP Publishing, 2022. – T. 2233. – № 1. – C. 012014.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ ПЛАМЕНИ БУНЗЕНА В ПОСТОЯННОМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ

Толстогузов Р.В.¹, Лавронов К.Д.^{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: enot.roman@gmail.com*

Аннотация. В работе представлены результаты экспериментального исследования влияния постоянного электрического поля на ламинарное пламя предварительно перемешанной смеси в форме конуса. Акцент в работе сделан на количественной оценке распределения температуры при отсутствии и при наличии электрического поля с помощью метода плоскостной лазерно-индуцированной флуоресценции. Было выявлено, что наличие электрического поля приводит к изменению формы фронта пламени и его отклонению к катоду. Полученные средние поля температуры показывают отсутствие значительного влияния наложения внешнего электрического поля на распределение температуры в таком пламени.

Ключевые слова: электрическое поле, пламя Бунзена, лазерно-индуцированная флуоресценция, оптические методы, поле температуры

EXPERIMENTAL STUDY OF THE BUNSEN FLAME TEMPERATURE IN A WEAK DC ELECTRIC FIELD

Tolstoguzov R.V.¹, Lavronov K.D.^{1, 2}

¹ *Kutateladze Institute of Thermophysics SB RAS,
630090, Russia, Novosibirsk, Lavrentyev Ave. 1*

² *Novosibirsk State University,
630090, Russia, Novosibirsk, Pirogova str. 1*

Annotation. The paper presents the results of the experimental study of the weak DC electric field effect on a cone-shape pre-mixed laminar flame. The focus in the work is on the quantitative estimation of the flame temperature distributions in the absence and in the presence of an electric field using the method of planar laser-induced fluorescence. The presence of the electric field was found to alter the shape of the flame front and to deviate the flame toward the cathode. The mean temperature fields obtained show the absence of a significant effect of the external electric field on the temperature distribution of the flame under investigation.

Keywords: electric field, bunsen flame, laser-induced fluorescence, optical methods, temperature field

ВВЕДЕНИЕ

Проблема управления и оптимизации горения известна со времени появления первых камер внутреннего сгорания. Широкое применение горелочных устройств в различных областях техники требует наличия систем управления процессом горения. Принцип работы таких систем заключается в регулировании количества, состава и скорости подачи топлива и окислителя, а также воздействии на область горения внешними факторами, такими как акустические волны, магнитные и электрические поля. Влияние внешних электрических полей на область горения было отмечено еще в 20–30-х годах прошлого века [1–3], что послужило возникновению исследовательского интереса к причинам этого влияния на горение и методам управления пламенем с помощью использования внешних электрических полей. Обнаружение значительного количества заряженных частиц в пламени [4, 5] привело к предположению, что ионизированная среда способна создавать собственное элек-

трическое поле [6]. При исследовании влияния собственного поля пламени на однородность внешнего электрического поля, создаваемого электродами в различных конфигурациях, был сделан вывод о том, что параллельные пластины создают наиболее однородное поле в области горения [7]. В других экспериментальных исследованиях было установлено, что с присутствием внешнего электрического поля влияние собственного электрического поля пламени становится незначительным, и основным механизмом, оказывающим существенное влияние на ионизированную область в потоке, считается механизм «ионного ветра». Согласно этому механизму, электроны, образовавшиеся в процессе хемионизации во фронте пламени, при воздействии внешнего поля приобретают достаточную кинетическую энергию для образования новых активных центров при столкновении с нейтральными частицами [8].

При изучении различных конфигураций электродов, необходимых для создания электрического поля,

было обнаружено, что при наложении продольного электрического поля происходят изменения в высоте и форме пламени этанола [9]. При увеличении напряжения на катоде наблюдается сужение поверхности химических реакций, что приводит к уменьшению размера пламени и приданию ему сферической формы. Кроме того, увеличение напряжения также повышает скорость реакции, что в свою очередь приводит к повышению температуры пламени. Аналогично были исследованы влияние направления силовых линий продольного внешнего электрического поля на устойчивость горения пламени. Было обнаружено, что условия стабильности формы фронта пламени зависят не от направления силовых линий, а от значения напряженности электрического поля [10, 11]. При наложении электрического поля до 3 кВ, независимо от направления силовых линий, фронт пламени приобретает устойчивую форму, увеличивается его светимость. Однако, с дальнейшим повышением напряженности электрического поля происходит дестабилизация пламени, возникают нестабильные мерцания, связанные с частичным отрывом нестабильных областей от основного пламени.

При проведении более детального исследования влияния постоянного и переменного электрического поля на область горения ламинарного пламени, были предприняты попытки уточнить модель ионного ветра [12–14]. В рамках этих исследований была составлена таблица, описывающая химические реакции, происходящие в процессе хемионизации во фронте пламени с учетом концентрации образовавшихся ионов. На основе полученных данных была применена уточненная модель ионного ветра, которая описывает подвижность ионов во фронте пламени, оказывающих наибольшее влияние на процесс. Кроме того, был сделан вывод о том, что частота приложенного переменного напряжения также является важным параметром, влияющим на степень стабилизации пламени. Отмечается также значимость наличия отрицательных ионов, особенно при приложенном переменном или отрицательном потенциале. При размещении ламинарного пламени в однородном поперечном поле происходит деформация фронта пламени. На основе этого наблюдения были сделаны выводы о том, что влияние электрического поля локализовано в зоне протекания химических реакций [15]. В обзорной статье [16] проведена работа по обобщению и уточнению результатов основных работ, опубликованных ранее. Согласно авторам данной работы, в ходе анализа работ было установлено, что основным эффектом при горении в электрическом поле являются электрохимические реакции во фронте пламени, которые способствуют повышению стабилизации и скорости горения пламени. Одновременно было обнаружено, что численные исследования пламени ограничиваются двумерными моделями горения. Так же было установлено, что электрическое поле постоянного напряжения оказывает меньшее влияние на горение, по сравнению с электриче-

ским полем переменного напряжения. Как отмечается в некоторых работах, использование внешнего поля может способствовать снижению выброса сажи в продуктах горения.

В научных работах, посвященных исследованию горения во внешних электрических полях, основными оптическими методами измерений являются метод анемометрии по изображениям частиц (англ. particle image velocimetry, PIV) и метод лазерно-индуцированной флуоресценции (ЛИФ) [9–15]. С использованием метода PIV были проведены измерения полей скоростей в пламенах и в отдельных областях горения, что позволило сделать выводы о изменении скорости и направлении движения участков пламени при наличии внешнего электрического поля. С помощью метода ЛИФ были получены поля температур для пламени в условиях, когда внешнее электрическое поле отсутствовало. Таким образом, исследование области горения во внешнем электрическом поле с использованием данных оптических методов является актуальной задачей.

Цель данной работы заключалась в исследовании влияния постоянного электрического поля на ламинарное пламя предварительно перемешанной смеси в форме конуса. Акцент в работе сделан на количественной оценке распределения температуры при отсутствии и при наличии электрического поля.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЙ СТЕНД

Экспериментальная установка состояла из осесимметричного сужающегося сопла с внутренним диаметром равным $d = 15$ мм. Часть сопла была выполнена из диэлектрического материала для гальванической развязки сопло-земля. В сопло через трубу-смеситель длиной 70 см производилась подача предварительно-перемешанной смеси горючего газа (метана или пропана) и воздуха. Число Рейнольдса составляло $Re = 1000$, коэффициент избытка топлива был равен для метана 0.95 и 0.85 для пропана. Контроль расходов компонентов смеси регулировался массовыми расходомерами Bronkhorst El-Flow. Вблизи кромки сопла были установлены две параллельные металлические пластины, между которых было организовано постоянное электрическое поле. При напряжении на электродах $U = 2.5$ кВ (организованного при помощи высоковольтного источника питания) напряженность электрического поля, оцененная в приближении плоского конденсатора, достигала значения $E = 62.5$ кВ/м (при расстоянии 40 мм).

Для реализации метода лазерно-индуцированной флуоресценции использовался импульсный лазер накачки Nd:YAG QuantaRay (532 нм), перестраиваемый импульсный лазер на красителе Sirah Precision Scan. Схема экспериментальной измерительной установки представлена на рис. 1. С помощью лазера на красителях происходило возбуждение флуоресценции молекул OH на длине волны перехода $Q_1(5)$ (282.66 нм) и перехода $Q_1(14)$ (286.37 нм) полосы (1–0) электронной системы $A^2\Sigma^+ - X^2\Pi$. Лазерный луч разворачивал-

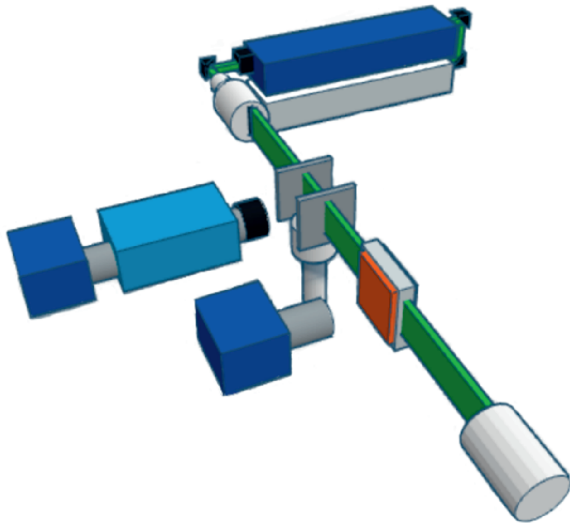


Рис. 1. Схема экспериментальной установки.

ся в лазерный нож с использованием коллимирующей оптики (LaVision) и освещал центральное сечение исследуемого потока. Энергия лазерного импульса составляла приблизительно 10 мДж до коллимирующей оптики. Регистрация сигнала флуоресценции производилась с помощью интенсифицированной КМОП камеры LaVision Imager sCMOS, подключённой к усилителю на основе ЭОП LaVision IRO, на усилитель камеры был установлен УФ-объектив и полосовой фильтр (310 ± 10 нм), позволяющий исключить влияние излучения на длине волны лазера и выделить необходимый участок длин волн спектра флуоресценции радикала ОН. Чтобы учесть неравномерность распределения энергии в лазерном ноже, использовалась камера LaVision Imager sCMOS, регистрирующая излучение в кварцевой прямоугольной кюветы, заполненной раствором родамина 6G. Для пространственного сведения изображения, полученного с камер, была использована плоская калибровочная мишень Edmund optics.

Для оценки температуры в пламени с присутствием внешнего электрического поля и без него использовался метод плоскостной лазерно-индуцированной флуоресценции (ПЛИФ) для двух линий («Two-Line» ЛИФ). Принцип метода «Two-line» ЛИФ основан на регистрации отношения интенсивности сигнала флуоресценции при возбуждении двух линий перехода в одно верхнее электронное состояние. В случае использования ОН как возбуждаемой молекулы, производится возбуждение перехода (1–0) и регистрации интенсивности излучения линий (1–1) и (0–0) (в диапазоне 300–320 нм). Результаты численного моделирования работы [17] демонстрируют, что пара линий возбуждения $Q_1(5):Q_1(14)$ имеет хорошее соответствие с теоретической зависимостью в диапазоне 1200–2100 К и обладает наибольшей чувствительностью к температуре.

Осреднение сигнала флуоресценции производилось по 350 мгновенным изображениям для каждого

режима горения. К мгновенным распределениям сигнала флуоресценции была применена обработка изображений, включающая в себя вычет фона, учет неравномерности распределения интенсивности в лазерном ноже, учет энергии лазерного излучения от вспышки к вспышке и пространственную калибровку.

РЕЗУЛЬТАТЫ

Для регистрации наличия изменения формы пламени под действием внешнего электрического поля, была произведена визуализация пламени Бунзена для

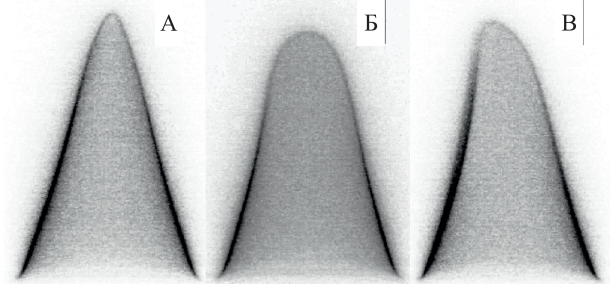


Рис. 2. Фотографии пламени (топливо - метан), А – без эл. поля, Б – напряженность эл. поля 28 кВ/м, В – напряженность эл. поля 48 кВ/м

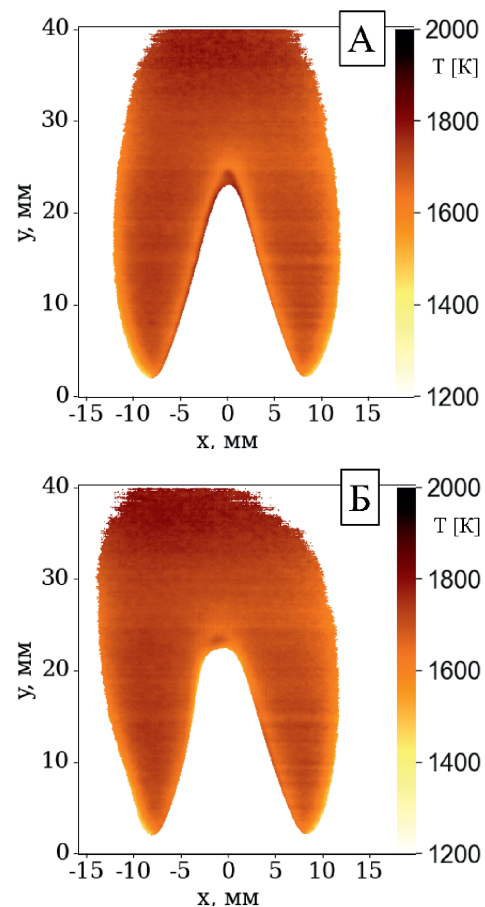


Рис. 3. Среднее поле температуры для пламени (топливо – метан), А – без внешнего эл. поля, Б – при наличии внешнего электрического поля.

предварительно-перемешанной метано-воздушной смеси (рис. 2). Число Рейнольдса составляло $Re = 1000$, коэффициент избытка топлива был равен $\Phi = 0.95$. В результате визуализации установлено, что под воздействием внешнего электрического поля фронт пламени искривляется в сторону катода (рис. 2 в), однако при наложении меньшей напряженности к электродам значительного отклонения не наблюдается, но регистрируется «скругление» верхней части фронта пламени, находящейся на вершине конуса (рис. 2 б).

Перед проведением измерений поля температуры была проведена проверка линейного режима флуоресценции. Для этого была проведена регистрация сигнала флуоресценции молекул ОН при возбуждении на длинах волн линий $Q_1(5)$ и $Q_1(14)$ в исследуемом пламени при варьировании энергии возбуждения. По полученным зависимостям сигнала (нормированного на максимальное зарегистрированное значение) от энергии лазерного излучения была установлена рабочая энергия лазера $10 \pm 0,3$ мДж для обоих газов, которая позволяет производить измерения интенсивности сигнала флуоресценции при максимально допустимом значении сигнала, при этом

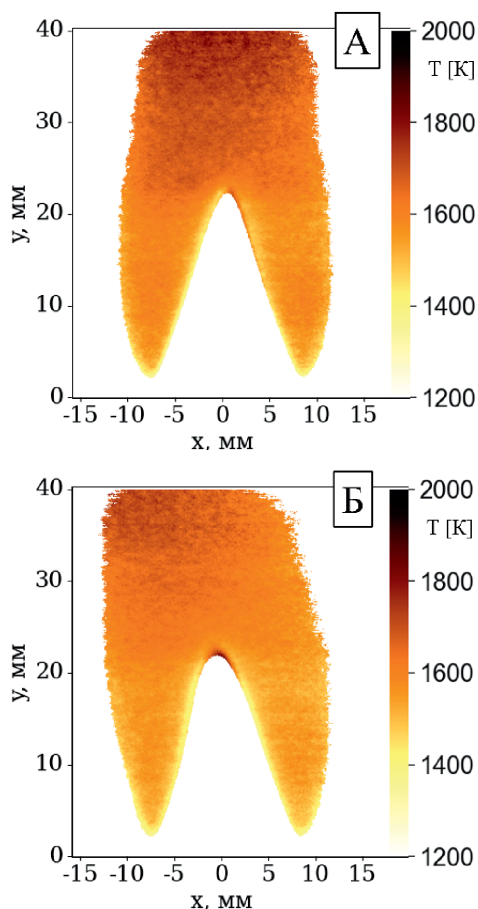


Рис. 4. Среднее поле температуры для пламени (топливо – пропан), А – без внешнего эл. поля, Б – при наличии внешнего электрического поля.

минуя режим насыщения, позволяя производить измерения в линейной режиме ЛИФ.

Используя полученное отношение сигналов флуоресценции при двух различных линиях возбуждения, а также известную зависимость между отношением сигналов и температурой [18, 19] было получено поле средней температуры для пламени метано-воздушной смеси без наложения внешнего электрического поля и с его наличием (рис. 3). Аналогичные действия были проделаны для пламени пропано-воздушной смеси, полученные поля температуры представлены на рис. 4. Напряженность электрического поля в обоих случаях была максимальной и равной $E = 62.5$ кВ/м.

На рис. 5 представлены профили температуры в пламени метано-воздушной и пропано-воздушной смесей в сечении $y = 15$ мм над срезом сопла. Разрыв профилей температуры по середине (над соплом) обусловлен отсутствием сигнала значений внутри конуса. Это связано с тем, что температура внутри конуса и за пределами горячих продуктов горения не определена ввиду низкого сигнала ЛИФ из-за малого количества молекул ОН в данных областях. Из полученных данных установлено, что значения температуры в выбранном сечении для метано-воздушного пламени не изменяются в зависимости от наличия

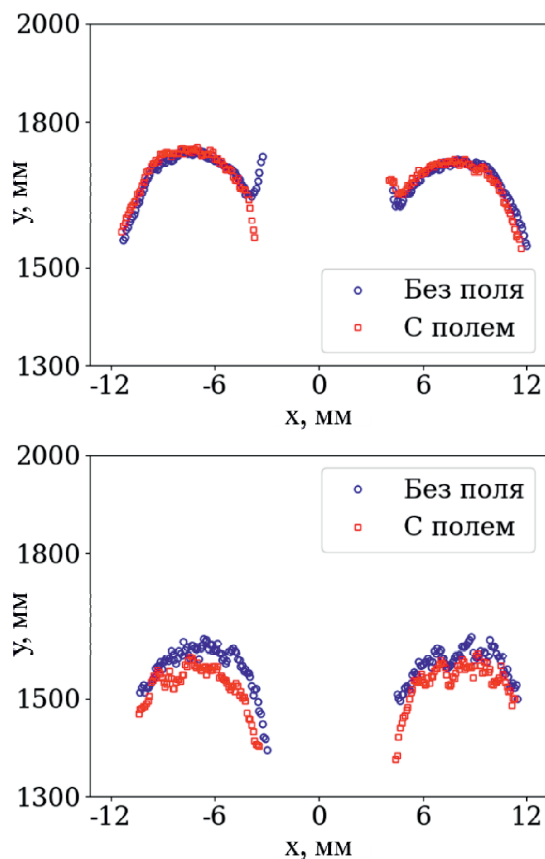


Рис. 5. Профили средней температуры на высоте 15 мм для метана и пропана

внешнего электрического поля. В случае пропано-воздушного пламени наблюдается незначительное (порядка 20 К) уменьшение температуры в выбранном сечении в случае наличия внешнего электрического поля.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В результате экспериментального исследования структуры пламени предварительно-перемешанной метано-воздушной и пропано-воздушной смеси проведена оценка поля температуры в пламени под действием постоянного электрического поля и без него.

С использованием метода «Two-line» ЛИФ было проведено измерение полей температуры в коническом пламени при $Re = 1000$ и $\Phi = 0.95$, в случае использования метана как топлива, и $\Phi = 0.85$ в случае использования пропана. В работе продемонстрировано наличие влияния внешнего электрического поля на форму конического пламени. Было выявлено, что наличие электрического поля приводит к изменению формы фронта пламени и его отклонению к катоду. Полученные средние поля температуры (а также построенные по ним профили в сечении $y = 15$ мм) показывают отсутствие значительного влияния наложения внешнего электрического поля на распределение температуры в таком пламени. Полученные данные могут быть использованы в дальнейшем для верификации данных, реализованных с помощью численного моделирования.

Работа выполнена в рамках государственного задания ИТ СО РАН.

Список литературы

1. Лаутон Д., Вайнберг Ф. Электрические аспекты горения // М.: Энергия. – 1976. – С. 186.
2. Лавров Ф.А., Малиновский А.Э. Влияние продольного электрического поля на процесс горения газовых смесей // ЖФХ. – 1933. – Т. 4. – № 1. – С. 104.
3. Малиновский А.Э., Егоров К.Е. Влияние электрического поля на процессы горения при пониженных давлениях // ЖЭТФ. – 1934. – Т. 4. – № 2. – С. 208.
4. Щербаков Н.Д., Оспанов Б.С., Фиалков Б.С. Распределение отрицательных ионов в углеводородных пламенах // Физика горения и взрыва. – 1988. – Т. 24. – № 3. – С. 55.
5. Calcote H.F. Mechanisms for the formation of ions in flames // Combustion and Flame. – 1957. – Т. 1. – № 4. – С. 385–403.
6. Кидин Н.И., Либрович В.Б. О собственном электрическом поле ламинарного пламени // Физика горения и взрыва. – 1974. – Т. 10. – № 5. – С. 696–705.
7. Dolmansley T.J.C., Wilson C.W., Stone D.A. Electrical modification of combustion and the affect of electrode geometry on the field produced //Modelling and Simulation in Engineering. – 2011. – Т. 2011. – С. 1–13.
8. Степанов Е.М., Дьячков Б.Г. Ионизация в пламени и электрическое поле. – Металлургия, 1968.
9. Luo Y., Gan Y., Jiang X. Investigation of the effect of DC electric field on a small ethanol diffusion flame // Fuel. – 2017. – Т. 188. – С. 621–627.
10. Kuhl J. et al. On the effect of ionic wind on structure and temperature of laminar premixed flames influenced by electric fields // Combustion and Flame. – 2017. – Т. 176. – С. 391–399.
11. Gillon P. et al. Electric field influence on the stability and the soot particles emission of a laminar diffusion flame // Combustion Science and Technology. – 2019. – Т. 191. – № 2. – С. 325–338.
12. Belhi M., Domingo P., Vervisch P. Modelling of the effect of DC and AC electric fields on the stability of a lifted diffusion methane/air flame //Combustion Theory and Modelling. – 2013. – Т. 17. – № 4. – С. 749–787.
13. Belhi M., Domingo P., Vervisch P. Effect of electric field on flame stability // Proceedings of the European Combustion Meeting. – Vienna, Austria, 2009. – С. 1–6.
14. Andrei S., Michael S., Thomas H. Influence of weak electric fields on flame structure // 17th Int'l Conf Gas Discharges and Their Applications. – 2008. – С. 629–632.
15. Tretyakov P. K. et al. Laminar propane-air flame in a weak electric field //Combustion, Explosion, and Shock Waves. – 2012. – Т. 48. – С. 130–135.
16. Ma Y. et al. A comprehensive review of the influence of electric field on flame characteristics. – 2020.
17. 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. V. 28. № 5. P. 751–755.
18. 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. – Т. 47 (31). – С. 5871–5885.
19. Dieke G.H., Crosswhite H.M. The ultraviolet bands of OH fundamental data // Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer. – 1962. – Т. 2(2). – С. 97–199.

ПРИМЕНЕНИЕ ВЫСОКОСКОРОСТНОГО PIV МЕТОДА ДЛЯ АНАЛИЗА ДИНАМИКИ ПОТОКА ИМПАКТНОЙ СТРУИ В УСЛОВИЯХ ВНЕШНЕГО ПЕРИОДИЧЕСКОГО ВОЗМУЩЕНИЯ

Строева П.С.^{1,2}, Ничик М.Ю.¹, Дулин В.М.¹

¹ *Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, Новосибирск*

² *Новосибирский государственный университет
e-mail: nichik.mikle@gmail.com*

Аннотация. Приведены результаты исследований динамики течения в осесимметричной набегающей струе ($Re = 12500$, $H/D = 2$) с периодическим внешним воздействием с $St = 0,5$ и низкочастотной амплитудной модуляцией. Проведено сравнение статистических характеристик для разных режимов течения. Полученные поля скорости с временным разрешением дополнительно обработаны методом DMD (dynamic mode decomposition). Обнаружено, что при модуляции частотой, соответствующей $1/4$ от основной частоты внешних пульсаций в области съемки отсутствует спаривание вихрей, в отличие от других режимов.

Ключевые слова: импактная струя, периодические пульсации, двухчастотные пульсации, вихревая динамика, бесконтактная анемометрия, динамическое разложение на моды.

APPLICATION OF HIGH-SPEED PIV METHOD TO ANALYZE THE DYNAMICS OF IMPACT JET FLOW UNDER CONDITIONS OF EXTERNAL PERIODIC DISTURBANCE

Stroeva P.S.^{1,2}, Nichik M.Yu.¹, Dulin V.M.¹

¹ *Kutateladze Institute of Thermophysics SB RAS,
630090, Russia, Novosibirsk, Lavrentyev Ave. 1*

² *Novosibirsk State University,
630090, Russia, Novosibirsk, Pirogova Street 1*

Annotation. The results of a study of the dynamics of flow in an axisymmetric impinging jet ($Re = 12500$, $H/D = 2$) periodically forced with $St = 0.5$ and low-frequency amplitude modulation. A comparison of statistical characteristics for different flow regimes was carried out. The obtained time-resolved velocity data is processed by the dynamic mode decomposition (DMD) method. It was found that when modulating the frequency equal to $1/4$ of the main pulsations in the measurement zones, there is no pairing of vortices, unlike other modes.

Keywords: Impinging jet, periodic forcing, two-frequency forcing, vortex dynamics, particle image velocimetry, dynamic mode decomposition

ВВЕДЕНИЕ

Затопленные струи – это один из распространенных вариантов турбулентных сдвиговых течений. Их применяют во многих областях промышленности в силу относительной простоты их реализации и высокой эффективности. В настоящее время актуальной задачей является развитие эффективных методов управления гидродинамикой струйных течений для интенсификации турбулентности в сдвиговом слое.

Одним из наиболее известных методов активного контроля струйными течениями является внесение в поток периодических пульсаций расхода жидкости. Внешнее воздействие на поток может привести к усилению или ослаблению когерентных структур, в зависимости от частоты пульсаций расхода. Этот эффект напрямую влияет на изменение интенсивности турбулентных пульсаций. Таким образом, крупномасштабные вихревые структуры в струях играют важную роль в процессе перемешивания [Алексеевко С.В., 2004].

Возбуждение струи как один из методов активного контроля струйными потоками достаточно хорошо

изучен. Однако, систематическое исследование влияния возмущения на двух частотах (с использованием модуляции) на характеристики импактной струи и теплообмен вблизи импактной поверхности в литературе отсутствует. Амплитудная модуляция осуществляется простым умножением модулирующего сигнала на несущий.

ПАРАМЕТРЫ ЭКСПЕРИМЕНТА И МЕТОДЫ ИЗМЕРЕНИЙ

Экспериментальная установка представляет собой замкнутый гидродинамический контур, состоящий из накопительного бака, термостата, насоса и рабочего участка. Рабочий участок изготовлен из органического стекла высотой 425 мм и площадью 300×300 мм². Импактная струя формировалась круглым соплом Витошинского с внутренним диаметром $D = 20$ мм.

Число Рейнольдса в эксперименте составляло $Re = 12\,500$, что соответствует скорости выходящей из сопла жидкости $V_0 = 0,49$ м/с. Расход воды измерялся ультразвуковым расходомером Kamstrup MULTICAL 402 с погрешностью измерения 2%. Рас-

стояние между кромкой сопла и импактной поверхностью составляло $H/D = 2$. Это расстояние было выбрано из набора значений, при которых расстояние H/D не сильно влияет на теплопередачу вблизи точки застоя из-за ее близости к ядру струи [Choo et al, 2016].

Ниже сопла была установлена круглая труба (диаметром 20 мм и длиной 1200 мм). Периодические пульсации расхода струи создавались электромагнитным вибратором Veb Robotron-Messelectronik. Электромагнитный вибратор приводился в действие электрическим усилителем, подключенным к ЦАП (L-Card E14-440). Пульсации давления p' внутри трубы контролировались датчиком Keller (РАА-25/8797.1). Частота измерения давления составляла 2500 Гц.

Внешнее возмущение применялось для получения временных изменений скорости на выходе из сопла в форме, близкой к уравнению (1), где основная частота возмущения $f_0 = 12,4$ Гц соответствовала числу Струхала $St = f_0 D / U_0 = 0,5$. Эксперименты проводились для с внешним возмущением и без воздействия. Воздействие соответствовало немодулированной и модулированной амплитуде основного режима. Частота модуляции f_m варьировалась в диапазоне от 1,55 Гц до 6,2 Гц (см. таблицу 1).

$$U_j(t) \approx U_0 + a_0 \sin(2\pi f_0 t) \sin(2\pi f_m t + \phi) \quad (1)$$

В данной работе методом анемометрии по изображениям частиц (particle image velocimetry, PIV) были получены последовательности реализаций распределений мгновенной скорости струи. Для проведения измерений PIV в рабочую жидкость были добавлены полиамидные частицы размером 20 мкм. Для реализации метода PIV был использован измерительный комплекс, состоящий из импульсного Nd:YAG лазера Photonics Industries DM100-532 (длительность импульса 150 нс с энергией до 8 мДж), высокоскоростной CMOS-камеры Photron Fastcam Nova S12 (разрешение 1024×1024 пикселей, максимальная частота регистрации 12,7 кГц), оснащенной набором объективов Nikon и Sigma разной светосилы с различными фокусными расстояниями и различными оптическими элементами. Камера и лазер были синхронизированы с помощью устройства BNC 575 Berkeley Nucleonics. Время между кадрами составляло $1/3000$

Таблица 1

Параметры исследуемых режимов

Режим	Основная частота f_0	Частота модуляции f_m	u_{rms}/U_0
Без возбуждения	—	—	$\approx 2\%$
Основной	12,4 Гц	—	$\approx 4,5\%$
Модуляция 1/2	12,4 Гц	6,2 Гц	$\approx 3,4\%$
Модуляция 1/3	12,4 Гц	4,13 Гц	$\approx 3,4\%$
Модуляция 1/4	12,4 Гц	3,1 Гц	$\approx 3,4\%$
Модуляция 1/5	12,4 Гц	2,37 Гц	$\approx 3,4\%$
Модуляция 1/8	12,4 Гц	1,55 Гц	$\approx 3,4\%$

секунды, частота съемки составляла 3 кГц. Во время каждого режима было записано 5454 изображений.

Для исследования спектральных характеристик пульсаций скорости, данные были обработаны с применением многокадрового пирамидальной корреляционного алгоритма. Алгоритм пирамидальной корреляции использовалась для повышения точности PIV измерений, а также данный алгоритм компенсирует случайные ошибки и ошибки смещения [Sciacchitano et al. 2012].

Метод принимает в качестве входных данных короткую серию эквидистантных по времени изображений для расчета кросскорреляционной функции в каждый момент времени. Суть метода заключается в следующем: корреляционные функции, вычисленные на разных интервалах времени между кадрами, усредняются для построения усредненной по ансамблю карты с более высоким отношением сигнал/шум, что дает более надежную оценку смещения изображения частиц (см. рис 1).

Последовательность кросскорреляционных функций, упорядоченных по временным интервалам, определяется следующим образом:

$$\bar{R}_n(\Delta x) = \frac{1}{n_{opt} - n + 1} \sum_{i=(n_{opt}-1)/2}^{(n_{opt}+1)/2} R_{i,i+n}(\Delta x) \quad (2)$$

$n = 1, 2, \dots, n_{opt}$

где N – длина последовательности изображений, используемой в алгоритме, $n_{opt} = N - 1$ – число (нечетное) всевозможных корреляционных функций между соседними кадрами (основание пирамиды), $\Delta x = (\Delta x, \Delta y) \in D$ – координаты корреляционной функции в дискретной области смещений D некоторой элементарной ячейки, $R_{i,i+n}$ – корреляционная функция между i -ым и $(i + n)$ -м кадрами. С ростом

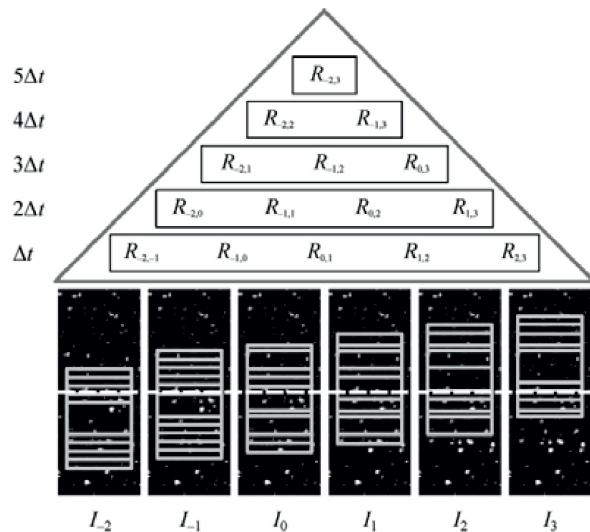


Рис. 1. Принципиальная схема расчета поля скорости методом PIV с использованием пирамидальной кросскорреляции

временного интервала между кадрами (увеличивая параметр n), можно получить более точный вектор смещения отдельной частицы.

Поскольку кросскорреляционные функции \bar{R}_n соответствуют различным временным смещениям, необходимо использовать преобразование для масштабирования всех функций по времени:

$$\bar{R}_n^{\Delta t_{opt}}(\Delta x) = \bar{R}_n(n\Delta x/n_{opt}), \text{ где } \Delta t_{opt} - \text{ временной}$$

интервал между крайними кадрами последовательности. Далее выполняется суммирование преобразованных таким образом функций:

$$\bar{R}_{ens}^{vt_{opt}}(vx) = \frac{1}{n_h} \sum_{n=1}^{n_h} \bar{R}_n^{vt_{opt}}(vx), \text{ где } n_h \leq n_{opt} - \text{ высота пи-}$$

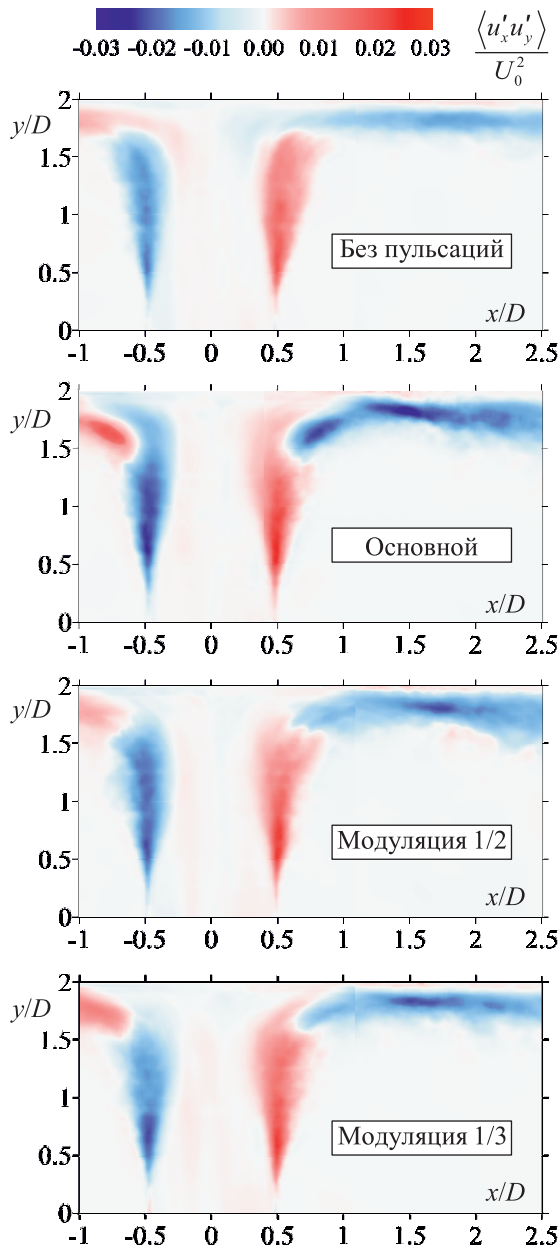


Рис. 2. Пространственные распределения перекрестных пульсаций скорости

рами. Дальнейший поиск пика и расчет скорости в элементарной ячейке на основе корреляционной функции $\bar{R}_{ens}^{vt_{opt}}(vx)$ выполняется аналогично описанному в методе двухкадрового алгоритма PIV.

Дополнительно проводилась обработка периодических пульсаций методом DMD (dynamic mode decomposition). Расчеты и реконструкция потока проводилась для первых 100 собственных значений SVD (singular value decomposition). Также был рассчитан Q-критерий для реконструированных данных.

РЕЗУЛЬТАТЫ

На пространственном распределении усредненных по времени данных 2D PIV хорошо показывают различия для потока без пульсаций, основного и случаев воздействия с модуляцией 1/2 и 1/3. Из-за пери-

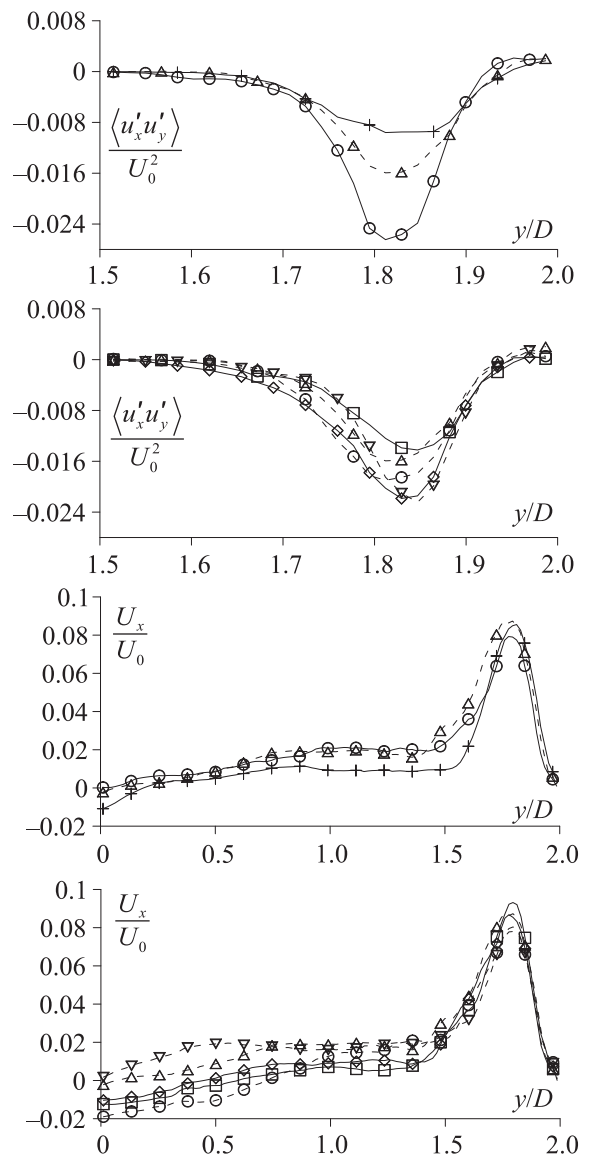


Рис. 3. Профили сдвиговых напряжений и горизонтальной скорости для $x/D = 1.5$.

Режимы: без возбуждения (+), основной (—○—); модуляция: 1/2 (-△-), 1/3 (-◇-), 1/4 (-▽-), 1/5 (-□-), 1/8 (-○-)

одичности внешнего возбуждения, средние поля скорости почти не различаются, однако сдвиговое напряжение Рейнольдса (см. рисунок 2) показывает, что турбулентный перенос импульса как в пристеночной области, так и в слое смешения струи увеличивается в случае возмущений. Самый сильный рост наблюдается для основного случая, когда две области с высокой магнитудой появились вблизи $(x/D = 0,6, y/D = 1,6)$ и $(x/D = 1,6, y/D = 1,8)$. В обоих случаях при модуляции более сильное увеличение имеет место в пристеночной области с максимумом при $x/D \approx 1,6$.

На рис. 3 показаны профили турбулентного напряжения сдвига и средней радиальной скорости в поперечном сечении, нормальном к стенке, для $x/D = 1,5$. Наибольшая интенсификация турбулентного переноса наблюдается для основного случая. В модулированном случае интенсификация турбулентный перенос меньше. Это неудивительно, поскольку модуляция снижает среднюю интенсивность пульсаций скорости на срезе сопла.

На рис. 4 показаны примеры поля мгновенной скорости и аппроксимации низшего порядка динамики потока для модулированного (случай 1/2) воздействия для центрального и смещенного поля зрения. Внешнее возбуждение приводит к образованию крупномасштабных вихревых структур (визуализируемых через положительные контурные уровни Q -критерия) в слое смешения струи вблизи среза сопла. Реконструкция низкого порядка извлекает динамику первичных тороидальных вихревых структур и отфильтровывает более мелкие вихри и турбулентные колебания.

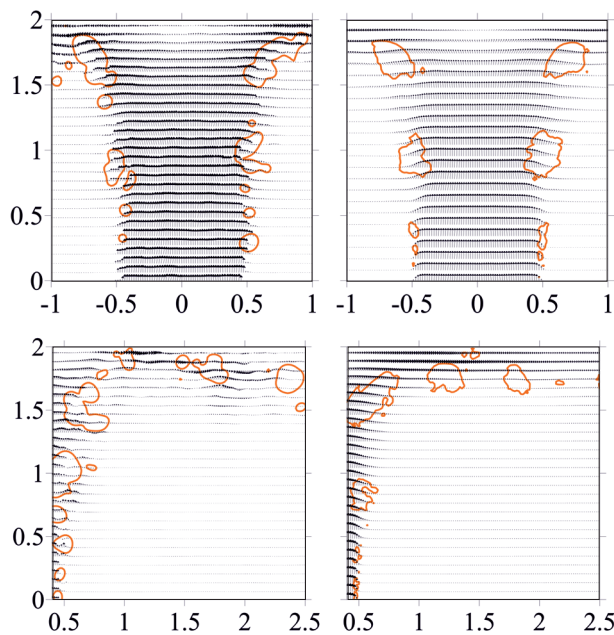


Рис. 4. Примеры мгновенных оригинальных (слева) и реконструированных (справа) полей скорости (вихревые структуры выделены положительными значениями Q -критерия) для случая модулированного (1/2) течения.

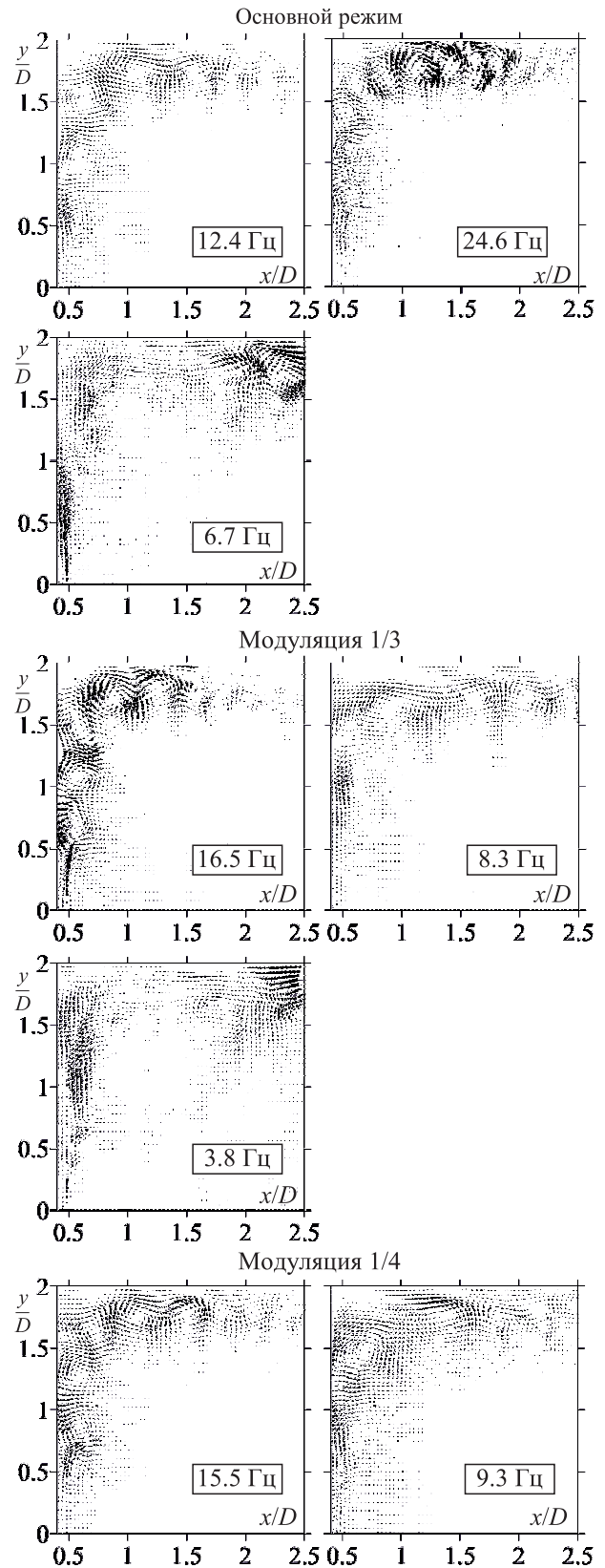


Рис. 5. Примеры первых трех мод соответствующие наибольшему собственным значениям.

На рис. 5 показаны доминирующие моды DMD (реальная часть) для импактной струи с возбуждением при смещенной зоне съемки. Режимы демонстрируют образование крупномасштабных вихревых структур, их динамику в слое смещения и вдоль импактной поверхности. Для пристеночной области моды DMD показывают, что распространение вихревых структур коррелирует с продольными пульсациями скорости в окрестности стенки. Также моды описывают затухание скорости конвекции в слое смещения перед стенкой и связаны с вихревым спариванием в пристеночной области. За спаривание отвечают низкочастотные моды (по сравнению с основной). DMD обеспечивает линейную аппроксимацию динамики потока, и их сумма может использоваться для реконструкции динамики потока низкого порядка.

В основном случае спаривание вихревых структур в низком приближении наблюдалось только на выходе из области съемки. При своем распространении вдоль импактной поверхности они вызвали образование вторичных более мелких вихрей в пристеночном пограничном слое. Три впрыска вибратора соответствовали периоду возмущений для случая 1/2 модуляции и привели к образованию трех вихрей и их последующему слиянию у стенки. Считается, что это произошло из-за одного слабого впрыска, в результате которого вихревая структура замедлилась раньше, чем два последующих. Для случая модуляции 1/3 за период форсирования образовались четыре вихря и наблюдались два события спаривания. Примечательно, что для случая 1/4 пар не обнаружено. При модуляции 1/5 за период образуются шесть вихрей. Из-за модуляции произошло два высокоамплитудных впрыска, которые привели к двум спариваниям у поверхности. Динамика вихрей была менее регулярной для 1/8 из-за разнообразия амплитуд

впрыска/забора в пределах периода. Однако для каждого события из двух, когда за слабым забором следовал сильный впрыск, вблизи стенки наблюдалось спаривание вихрей. Таким образом, сформировалось девять вихревых структур с двумя событиями у стенки.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе проведено исследование динамики течения в осесимметричной набегающей струе ($Re = 12500$, $H/D = 2$) с периодическим внешним воздействием с $St = 0,5$ и низкочастотной амплитудной модуляцией. Полученные поля скорости с временным разрешением дополнительно обработаны методом DMD (dynamic mode decomposition). Из полученных реконструкции низкого порядка на основе доминирующих мод DMD видно, что усиление первой субгармоники (случай модуляции 1/2) обеспечило слияние трех последующих вихрей вблизи стенки. Для второй субгармоники (случай 1/3) внешние пульсации обеспечили формирование четырех вихревых структур за период с двумя спариваниями.

Работа выполнена при финансовой поддержке в рамках государственного задания ИТ СО РАН.

Список литературы

1. Алексеенко С.В., Бильский А.В., Маркович Д.М. Применение метода цифровой трассерной визуализации для анализа турбулентных потоков с периодической составляющей // Приборы и техника эксперимента – 2004 – № 5. – С. 145–153.
2. Choo et al. The influence of nozzle-to-plate spacing on heat transfer and fluid flow of submerged jet impingement. // Int. J. Heat Mass Transfer. – 2016. – № 97. – С. 66–69.
3. Vejrazka J. et al. Effect of an external excitation on the flow structure in a circular impinging jet // Physics of Fluids. – 2005. – Т. 17. – № 10. – С. 105102.

ВЛИЯНИЕ ГАЗОВЫХ ПОТОКОВ НА ПРОИЗВОДИТЕЛЬНОСТЬ И КАЧЕСТВО НАНОЧАСТИЦ ПРИ ПОЛУЧЕНИИ НАНОПОРОШКОВ МЕТОДОМ ИСПАРИЕНИЯ НЕПРЕРЫВНЫМ ПУЧКОМ ЭЛЕКТРОНОВ ВЫСОКОЙ ЭНЕРГИИ

Труфанов Д.Ю.¹, Зобов К.В.¹, Бардаханов С.П.¹, Гапоненко В.Р.¹, Чакин И.К.²

¹ *Институт теоретической и прикладной механики им. С.А. Христиановича СО РАН,
630090, Россия, Новосибирск, ул. Институтская, 4/1*

² *Институт ядерной физики им. Г. И. Будкера СО РАН,
630090, Россия, Новосибирск, проспект Академика Лаврентьева, д. 11*

Аннотация. В работе проводились исследования по изучению процесса синтеза наноразмерного порошка диоксида кремния при помощи испарения исходного сырья под действием пучка электронов высокой энергии. В качестве источника электронов использовался ускоритель электронов ЭЛВ-6, такой метод нагрева позволяет сохранить исходную чистоту материала и добиться высокой до 100 кВт/см² плотности мощности. В сравнении с лазерным нагревом электронный ускоритель имеет в несколько раз выше КПД и не избирателен к нагреваемому материалу, что является преимуществами для дальнейшего использования в промышленности. В данной работе рассмотрена опытно-промышленная установка, способная производить до 7 кг диоксида кремния в час. Исследовалось влияние мощности электронного пучка, плотности мощности которую он создает на различных удалениях мишени от точки выхода в атмосферу и влияние предварительного разогрева сырья на производительность синтеза наноразмерного порошка.

Ключевые слова: газофазный синтез, наноразмерный порошок, электронный ускоритель, диоксид кремния.

THE EFFECT OF GAS FLOWS ON THE PERFORMANCE AND QUALITY OF NANOPARTICLES IN THE PRODUCTION OF NANOPOWDERS BY EVAPORATION BY A CONTINUOUS BEAM OF HIGH-ENERGY ELECTRONS

Trufanov D.Yu.¹, Zobov K.V.¹, Bardakhanov S.P.¹, Gaponenko V.R.¹, Chakin I.K.²

¹ *Khristianovich Institute of Theoretical and Applied Mechanics SB RAS,
630090, Russia, Novosibirsk, Institutskaya st. 4/1*

² *Budker Institute of Nuclear Physics SB RAS
630090, Russia, Novosibirsk, Akademika Lavrentieva Av. 11*

Annotation. The research was carried out to study the process of synthesis of nanoscale silicon dioxide powder by evaporation of raw materials under the action of a high-energy electron beam. The electron accelerator ELV-6 was used as the electron source, this heating method allows to preserve the original purity of the material and achieve a high power density up to 100 kW/cm². In comparison with laser heating, the electronic accelerator has several times higher efficiency and is not selective to the heated material, which is an advantage for further use in industry. In this paper, a pilot plant capable of producing up to 7 kg of silicon dioxide per hour is considered. The influence of the power of the electron beam, the power density it creates at various distances of the target from the point of release into the atmosphere and the effect of preheating of raw materials on the synthesis performance of nanoscale powder were investigated.

Keywords: gas-phase synthesis, nanoscale powder, electron accelerator, silicon dioxide.

ВВЕДЕНИЕ

В современной промышленности широко распространено использование наноразмерных порошков. Прежде всего их использование связано с большой удельной поверхностью в которой наноразмерный порошок может взаимодействовать с окружающей средой. Так, например, в предыдущих работах авторского коллектива было показано что нанопорошки могут использоваться как стабилизатор лакокрасочных покрытий, существенно увеличивая адгезию и срок эксплуатации [1], как основной элемент для керамических изделий заданной пористости или прочности [2], как составные элементы в шумоподавляющих конструкциях [3]. Так же известны использования нанопорошков в медицине, например, в качестве инертных реагентов, выводящих токсичные вещества

адсорбируя их на своей поверхности. Экспериментально показано что разные способы получения порошков могут приводить к различным свойствам поверхности. Эта работа изучает процесс синтеза нанопорошков из газовой фазы при получении паров материала нагревом пучком электронов высокой энергии [4]. В качестве источника нагрева использовался ускоритель ЭЛВ-8 с энергией электронов 2 МэВ. Решение использовать ускоритель электронов в качестве источника нагрева, ведет за собой достаточное количество преимуществ. Такой нагрев не вносит никаких загрязнений, что существенно упрощает подготовку материала. В отличии от широко распространенного метода получения при помощи сжигания тетраоксида кремния в кислород-водородном пламени [5] данный метод не использует ника-

ких токсичных веществ. К достоинствам так же относится и то что данный метод является универсальным, и был уже апробирован авторами на большом количестве различных веществ и соединений.

В предыдущих работах исследовалось влияние параметров получения нанопорошка на его удельную поверхность [6]. Работы проводились на реакторе среднего размера в диаметре 150 мм. Варьировались параметры мощности электронного пучка и расхода газа, проходящего через реактор. Эксперименты показали что куб удельной поверхности линейно зависит от комбинированного параметра QH^2/W , Q – расход газа через реактор, H – высота от точки выхода электронного пучка до мишени из кварца и W – мощность электронного пучка.

Данная работа представляет собой развитие знаний, полученных на среднем реакторе применительно к полупромышленной установке. Характерные размеры испарительной камеры уже составляют 800 мм, существенно увеличена мощность энергии электронов в пучке с 25 кВт до 90 кВт.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ

Для получения пара качестве источника нагрева в работе использовался ускоритель электронов ЭЛВ-8. Он имеет схожую с промышленными ускорителями конструкцию и обладает мощностью, выдаваемой в пучке, до 100 кВт. В отличие от промышленных аналогов, выпускающих свой электронный пучок через тонкую мембрану, для чего пучок расфокусируется и быстро перемешается по мембране магнитным полем данный ускоритель имеет систему выпуска электронного пучка непосредственно в атмосферу без каких-либо мембран. Такое инженерное решение позволяет сильно нарастить плотность мощности, с которой ускоритель электронов способен воздействовать на мишень перед ним. Стоит отметить что генерация электронного пучка должна производиться в условиях близких к космическому вакууму при давлении 10^{-9} АТМ. Для соблюдения этого условия в установке предусмотрена многоступенчатая система камер понижения давления, воздух постоянно попадает в

ускоритель через выходное отверстие, но успевает откачиваться насосами. Для оптимизации работы пучок электронов непосредственно перед выходом фокусируется магнитной линзой.

На рисунке 1 представлена схема воздействия электронного пучка на мишень внутри реактора. Электронный пучок выходя из ускорителя пролетает от 20 до 35 см сталкивается с мишенью, которая в первоначальном варианте представляет из себя емкость заполненную высокочистым (до 99,9 % SiO_2) кварцевым песком, после первых нескольких проходов образуется желоб из расплавленного и в последствии застывшего кварца (см. рис. 2).

Все эксперименты проходили уже после того как в песке образовывался желоб, этот режим наиболее удобен для поддержания в квазипостоянном виде. После воздействия электронного пучка устанавливается дозатор с кварцевым песком, который обеспечивает заданный уровень расплава и приток нового материала взамен испаренного и унесенного воздушной системой удаления, охлаждения и очистки из потока наноразмерных частиц, конденсированных из пара. Мишень постоянно вращается со скоростями задаваемыми в интервале от 0,2 до 2 об/ч.

Система отвода пара из ректора представляет из себя систему труб с диаметром сечения 0,15 м с циклонами и фильтром. Через 8 метров от реактора установлен циклон грубой очистки, он предназначен удалять из потока капли и песчинки песка, которые были увлечены потоком. Далее идет система труб коагуляторов, где наноразмерные частицы, соударяясь друг с другом, образуют агломераты частиц имеющие достаточную массу чтобы быть уловленными вторым циклоном, в зависимости от необходимости общая длина трека может составлять от 50 до 100 м. Перед выходом потока воздуха в атмосферу, установлен фильтр с системой автоотбивки попавшего на него нанопорошка в отдельный контейнер.

Исследовалось влияние мощности пучка на производительность установки по получению порошка.

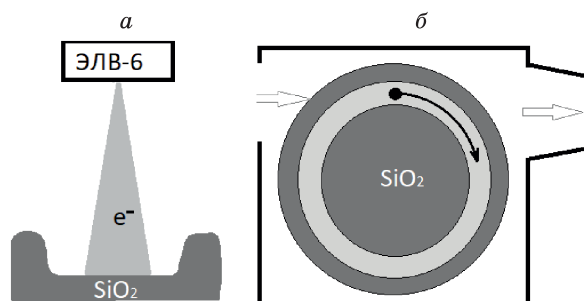


Рис. 1. Схема взаимодействия электронного пучка с мишенью из диоксида кремния, а) — вид в сечении, проходящем через центральную линию пучка и ось вращения мишени, б) вид сверху, фигурными стрелками обозначены потоки входящего и выходящего из реактора газа.

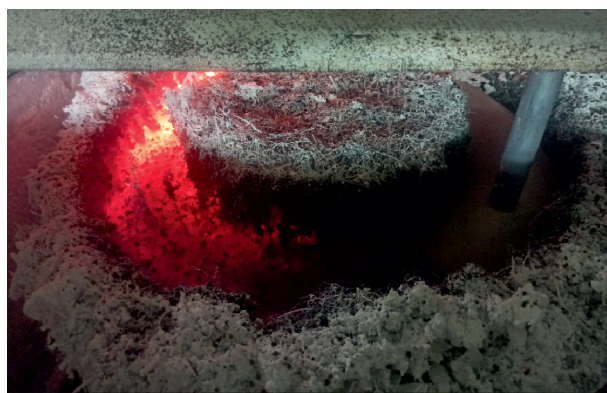


Рис. 2. Фотография желоба, оставленного электронным пучком после многократного прохождения по мишени из диоксида кремния.

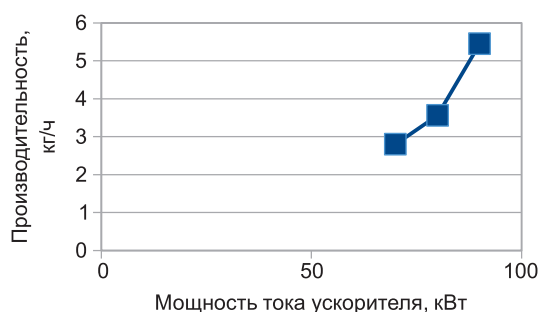
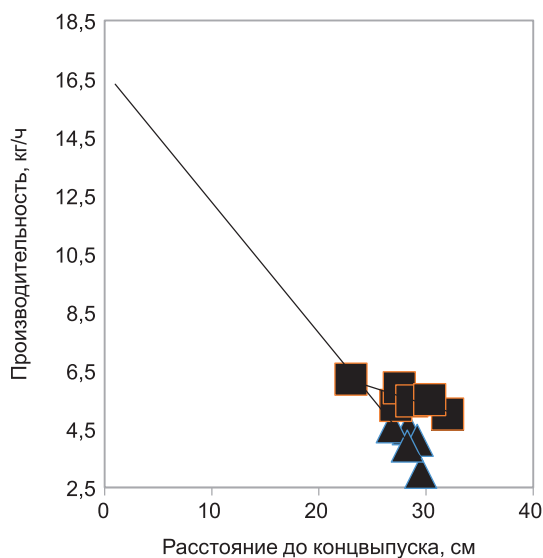


Рис. 3. Влияние мощности пучка электронов воздействующую на мишень, на производительность получаемого наноразмерного порошка.

В работе исследовалось влияние мощности с которой воздействует ускоритель электронов на мишень на производительность получения наноразмерного порошка (рис. 3). ЭЛВ-8 имеет внутреннюю систему установки тока в выпускаемом пучке электронов, при постоянном напряжении ускорения равном 2 МВ мы имеем возможность непосредственно устанавливать мощность воздействия. С увеличением мощности картина внутри реактора может существенно образом меняться. Например, так как пучок электронов большую часть энергии торможения выделяет примерно на глубине около 2 мм, то пар образуется в толще расплава, интенсивное разбрызгивание расплава может вовлекать в процесс большее количество сырья, что в свою очередь не пропорционально увеличивает теплоотвод из зоны испарения. К тому же стоит отметить что диоксид кремния это диэлектрик, при падении на него электронного пучка, на нем должен скапливаться заряд, заряженная жидкость будет растекаться под действием электрической силы отталкивания одинаковых зарядом, это в свою очередь будет увеличивать расстояние которое будет проходить пучок до мишени, тем самым уменьшая плотность мощности. Эксперименты по изучению влияния мощности пучка электронов на производительность получения наноразмерного порошка, показали, что производительность растет линейно, а значит существенного перестроения картины испарения внутри реактора в рассматриваемом диапазоне мощностей не происходит.

При росте нагрева, растет температура в центральной области взаимодействия электронного пучка с сырьем, в результате это приводит не только к более интенсивному испарению, но и к большей потере энергии на излучение. При испарении в реакторе конкурируют два процесса, уход тепла через испарение и уход тепла через излучение, второе происходит пропорционально четвертой степени при температуре.

В работе исследовалось влияние расстояния, пройденного электронным пучком в атмосфере, на производительность получения наноразмерного порошка. С пройденным расстоянием пучок неизбежно будет расширяться, это связано с двумя факторами,



- ▲ Производительность от расстояния вечер
- Производительность от расстояния утро

Рис. 4. Влияние расстояния которое электронный пучок прошел в атмосфере, на производительность синтеза наноразмерного порошка диоксида кремния.

во-первых, происходит рассеяние пучка в атмосфере: электроны, взаимодействуя с молекулами воздуха, отклоняются от своей первоначальной траектории. Вторым фактором является конструктивная особенность, связанная со строением ускорителя и непосредственно с системой выпуска пучка в атмосферу, чтобы минимизировать отверстие, через которое происходит выпуск пучка перед ним стоит электромагнитная линза, фокус которой расположен примерно в зоне отверстия, пройдя фокусное расстояние пучок так же, как и световые лучи продолжит расширение. С расширением электронного пучка связан параметр, непосредственно влияющий на парообразование – это плотность мощности. Так как пар испаряемого вещества в установке отводится потоком холодного газа, температура которого более чем на две тысячи градусов ниже чем температура в зоне реакции, то количество образованных наночастиц, а вместе с ним и производительность, на прямую зависят от плотности мощности.

На графике (см. рис. 4) видно, что производительность по получению наноразмерного порошка линейно падает в зависимости от расстояния, пройденного пучком в атмосфере. Стоит отметить что общая мощность, которая долетает до мишени почти не меняется, так как пучок данного типа останавливается в атмосфере на расстояниях больших чем десять метров, а в эксперименте расстояния составляю не больше чем 0.4 м. С уменьшением площади воздействия пучка на мишень мы так же увеличиваем температуру в центре реакции, с другой стороны мы уменьшаем сечение, через которое тепло уходит из зоны воздействия по средством теплопроводности и конвекции.

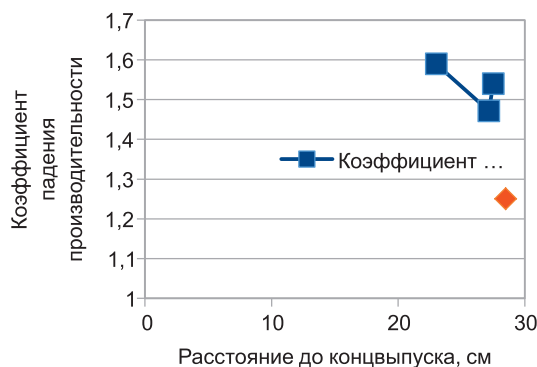


Рис. 5. Падение производительности испарения из нагретой мишени в сравнении с испарением из холодной мишени.

На графике видно, что результаты эксперимента сгруппированы по времени получения. Это явление является результатом следующего изучения.

В течении суток эксперименты проходили в два этапа: утренний и вечерний. Между окончанием утреннего экспериментального пуска и началом вечернего пуска проходило примерно три часа времени, за этот период мишень не успевает полностью охладиться. Мишень из себя представляет слиток из кварца весом около трехсот килограмм, во время утреннего часа воздействия на нее 90 кВт излучения она существенно нагревалась и за время перерыва успевала остыть лишь до 200–250 °С. В связи с этим в вечерний час проведения эксперимента, слитку до того чтобы расплавиться требуется поглотить меньшее количество теплоты, а значит фронт плавления будет быстрее продвигаться по мишени. С увеличением количества жидкой фазы увеличивается и скорость с которой уносится тепло через теплопроводность из зоны испарения. Кипящая жидкость достаточно быстро перемешивается и не смотря на то что пятно от воздействия остается неизменной площадью с которой происходит интенсивное тепловое излучение возрастает, как и площадь через которую тепло уходит в расплавленную часть слитка. В результате этих процессов температура в центре зоны воздействия падает, что и приводит к резкому падению производительности. Качественно данные рассуждения подтверждает эксперимент с удвоенной скоростью вращения (на графике обозначен ромбом), если утром энергия, которую поглотил слиток кварца уменьшается в два раза, то в вечернем пуске производительность падает не 1,5 раза, а в 1,25.

Одной из особенностей нагрева кварца является то что при плавлении он не имеет ярко выраженной точки плавления, в результате чего получаемая жидкость обладает существенным градиентом вязкости в диапазоне от зоны максимального нагрева до зоны соприкосновения с твердой фазой. Такое свойство жидкости приводит к тому, что в реакторе образуются волокнистые структуры (см. рис. 6). При длительном испарении, волокнистые структуры попадают на верхнюю водоохлаждаемую крышку реактора, защи-



Рис. 6. Фотография зоны воздействия электронного пучка, демонстрирующая обилие волокнистых структур.

щающую ускоритель электронов от теплового воздействия. Попадая волокна образуют плохопроницаемую структуру препятствующую быстрому отводу паров кварца из зоны испарения. Это ведет к существенному падению производительности.

Для того чтобы избежать образования волокнистых структур, установка была модернизирована для увеличения пропускной мощности системы очистки воздуха от наночастиц. Не смотря на то что в трубах коагулятора скорость потока составляла 7 м/с, скорость потока вблизи зоны оценивается ~1 м/с, после увеличения пропускной способности тракта скорость потока вблизи зоны расплава уже можно оценить с ~2 м/с. Скорости измерялись при не работающем ускорителе сразу после эксперимента при помощи трубки Пито-Прандтля, это позволяло частично учесть конвективные потоки, возникающие при нагреве сырья. Измерение скоростей непосредственно во время работы ускорителя не представляется возможным из-за сильного излучения повреждающего приборы и гамма излучения вызванного тормозным излучением электронов.

Проделанная работа позволила сократить количество образующихся волокон, но полностью проблему не решило. Следующим этапом в модификации потоков газа в реакторной зоне, было создание дополнительного тракта сжатого воздуха или пара сдувающего пары кварца. Трубка из нержавеющей стали была направлена непосредственно на пятно воздействия ускорителя электронов создавала потоков около 4–7 м/с. В результате организации потока данным образом получилось полностью избавиться от волокнистых структур.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Было установлено что при длительном воздействии электронного пучка на сырье происходит плав-

ление материала в области существенно большей чем пятно контакта электронного пучка, в результате в зоне взаимодействия образуется жидкая фаза. В дальнейшем количество жидкой фазы увеличивается, а температура в центре пятна взаимодействия падает, вместе с этим и падает производительность.

Было проведено сравнение производительности получения наноразмерного порошка при одинаковой мощности ускорителя при температуре сырья в начале пуска 20 °С с аналогичными показателями когда сырье было предварительно нагрето до 200 °С. Было установлено что производительность при нагреве сырья падает примерно в полтора раза.

Были проведены эксперименты по установлению зависимости производительности установки при постоянной мощности 90 кВт, от расстояния от точки выхода пучка в атмосферу до контактного пятна на сырье. Не смотря на кажущуюся простоту задачи, вместе с изменением расстояния меняется не только диаметр пятна контакта, но это в целом меняет картину в реакторе. Желоб от взаимодействия пучка и сырья при приближении становится уже, это влияет на долю тепла которое уходит за счет излучения, что увеличивает производительность, к тому же ухудшает поток воздуха отводящего пары что ухудшает производительность. Эксперименты были проведены для случая с холодным и нагретым сырьем. В результате для обоих случаев было показано что зависимость производительности от расстояния до мишени линейная.

В результате проведенной работы были установлены характеристики взаимодействия высокоско-

ростного электронного пучка непрерывного действия с мишенью из диоксида кремния. Проведены работы по оптимизации воздушных потоков внутри реактора. Выработаны рекомендации по улучшению производительности полупромышленной установки.

Работа выполнена в рамках государственного задания (№ госрегистрации 121030500149-8)

Список литературы

1. Влияние нанопорошка таркосила на свойства эмалей. Бардаханов С.П., Goverdovskiy V.N., Лысенко В.И., Номоев А.В., Труфанов Д.Ю., Лыгденов В.Ц. Лакокрасочные материалы и их применение. 2009. № 7. С. 32.
2. Керамика из нанопорошков диоксида кремния. Бардаханов С.П., Лысенко В.И., Номоев А.В., Труфанов Д.Ю. Физика и химия стекла. 2008. Т. 34. № 4. С. 665–668.
3. Hybrid sound-absorbing foam materials with nanostructured grit-impregnated pores Bardakhanov S.P., Zobov K.V., Trufanov D.Y., Lee S.M., Chen M., Xu Z.H., Goverdovskiy V.N., Zavjalov A.P., Chakin I.K. Applied Acoustics. 2018. Т. 139. С. 69–74.
4. Бардаханов С.П., Корчагин А.И., Куксанов Н.К., Лаврухин А.В., Салимов Р.А., Фадеев С.Н., Черепков В.В. / Получение нанопорошков испарением исходных веществ на ускорителе электронов при атмосферном давлении. Доклады Академии наук. 2006. Т. 409. № 3. С. 320–323.
5. Bode R., Ferch H., Fratzscher H. Basic characteristics of Aerosil // Degussa Tech. Bull. 2006. № 11.
6. Завьялов А.П. Тепло-массообмен в сублиматоре установки по получению нанопорошков // XXXI Сибирский теплофизический семинар, 17–19 ноября 2014 г., Новосибирск, сборник тезисов 181с.

ГОМОГЕННОЕ ГОРЕНИЕ МЕТАНО-ВОЗДУШНОЙ СМЕСИ В СЛАБОМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ

Тупикин А.В.

*Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН,
630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1*

Аннотация. Управление сжиганием углеводородов с помощью внешнего электрического поля является одним из способов повышения энергоэффективности и экологической безопасности при выработке энергии за счет сжигания углеводородных топлив. В работе показано, что фронт гомогенного ламинарного пламени метана под действием слабого электрического поля деформируется, и происходит изменение степени растяжения пламени. В турбулентном режиме горения предварительно перемешанной метано-воздушной смеси воздействие электрического поля на пламя ведет к изменению коэффициента турбулентного обмена. При этом наблюдается линейная связь между изменением коэффициента турбулентного обмена и средней напряженностью электрического поля.

Ключевые слова: ламинарный и турбулентный режим горения, слабое электрическое поле, растяжение фронта пламени, коэффициент турбулентного обмена.

HOMOGENEOUS COMBUSTION OF A METHANE-AIR MIXTURE IN A WEAK ELECTRIC FIELD

Tupikin A.V.

*Kutateladze Institute of Thermophysics SB RAS,
630090, Russia, Novosibirsk, Lavrentyev Ave. 1*

Abstract. Control the combustion of hydrocarbons using an external electric field is one of the ways to increase energy efficiency and environmental safety in energy generation. It is shown that the front of a homogeneous laminar flame of methane under the action of a weak electric field is deformed, and the degree of flame stretching changes. In the turbulent combustion of a pre-mixed methane-air mixture, the effect of an electric field on the flame leads to a change in the coefficient of turbulent exchange. At the same time, there is a linear relationship between the change in the coefficient of turbulent exchange and the average intensity of the electric field.

Key words: laminar and turbulent combustion mode, weak electric field, flame front stretch effect, turbulent exchange coefficient.

Уровень потребления энергии мировой экономикой и обществом от года к году растет. При этом основную долю энергии (более 80 %) по-прежнему получают за счет сжигания полезных ископаемых, в том числе различных углеводородов (нефть, газ). На долю природного газа (по сути метана) приходится ~20 % (см. рис. 1). К технологическим установкам повышаются требования по экологической безопасности. В связи с этим интернациональное энергетическое агентство (International Energy Agency) поставило задачу к 2050 г. использовать в качестве энергоносителя до 80 % возобновляемые источники энергии и вдвое сократить выброс в атмосферу CO₂, как показателя эмиссии вредных веществ. Однако движение в сторону «зеленой энергетики» далеко от заявленного прогресса, но, даже сохраняя направленность в развитии промышленности на «зеленую энергетику», в обозримом будущем полного отказа от сжигания топлив, скорее всего, не будет. Поэтому на первый план выходит проблема энергоэффективности преобразования химической энергии топлива в полезную мощность. Совершенство рабочего процесса в энергетических установках за счет изменения конструкции достигло газодинамических пределов, и

требуются поиск и развитие новых подходов, основанных на активном воздействии на течение и процессы горения. Для управления сжиганием топлив могут применяться внешние энергоисточники различного типа: лазерное излучение, нестационарная газовая плазма, электрические поля и разряды.

Воздействию на пламя постоянного и переменного электрического поля посвящено множество работ, и их количество растет из года в год. Углеводородные пламена имеют значительные концентрации носителей зарядов (~ 10¹² см⁻³), обеспечиваемые реакциями хемоионизации. Наличие реакций хемоионизации при горении углеводородов впервые было представлено в работах Colcote H.F. [2]. Существует множество различных цепей реакции с образованием ионов, в том числе и отрицательных [3–6] (в углеводородных пламенах идентифицировано порядка 50 типов различных ионов). Т.к. отрицательный заряд переносится в большей степени электронами, а положительный – ионами (в основном H₃O⁺) [3], то из-за различия в подвижности носителей заряда при наложении электрического поля возникает гидродинамический дисбаланс, ведущий к изменению формы и условий стабилизации пламени. В зависимости от

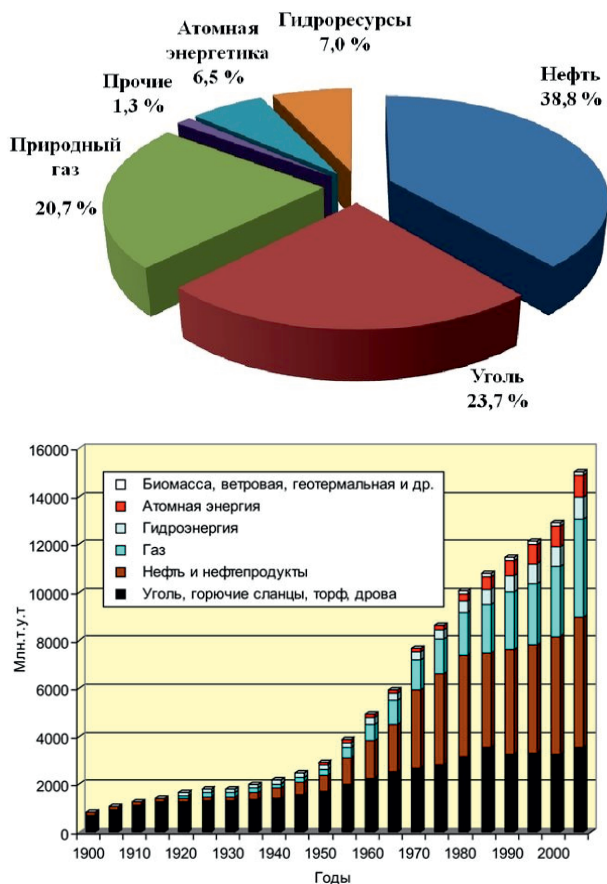


Рис. 1. Потребление энергоресурсов и соотношение способов производства энергии по годам [1].

гидродинамических условий и напряженности электрического поля возможны три основных механизма влияния на горение: нагрев при протекании тока через область реакций; воздействие на кинетику и ионный ветер [7, 8].

Для слабых электрических полей ($E[\text{В/см}]/P[\text{тор}] < 2$) важное значение имеет вовлечение ионами нейтральных частиц в дрейф. Одним из первых этот эффект описал Маркштейн Г. В его работе [9] была рассмотрена стабилизация поднятого углеводородного факела в постоянном электрическом поле, и высказано предположение, что «*The stabilizing effect was caused by the "ion wind" which pulled the burned gas down at the nozzle tip, thus increasing the local burning velocity by supplying heat and chain carriers and impeding the entrainment of cold air*». В [10, 11] представлены данные, свидетельствующие о том, что слабые электрические поля не оказывают влияния на кинетику химических реакций, а эффект тепловыделения при протекании тока пренебрежимо мал, и воздействие на фронт пламени идет через электрогидродинамический механизм (ЕГД-взаимодействие). Для оценки эффекта при ЕГД-взаимодействии Ватажиным А.Б. было предложена модель [12], в которой для стационарного процесса принималось равенство электрических и инерционных сил, откуда:

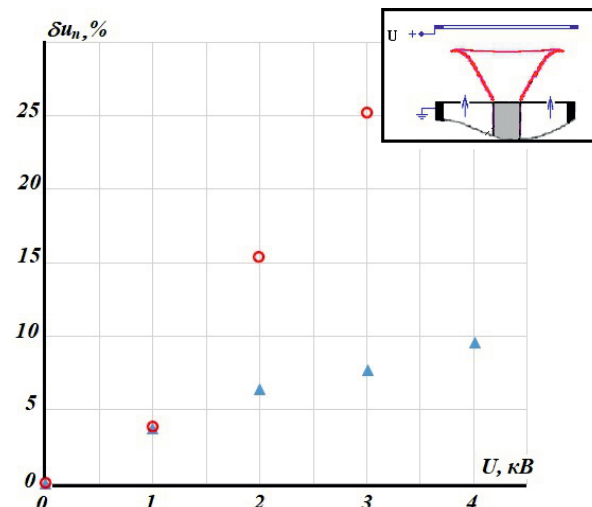


Рис. 2. Изменение скорости распространения метано-воздушного пламени в зависимости от напряжения: Δ ламинарный режим; \circ турбулентный.

$$f_+(x) = en_+ E(x) = \frac{dp}{dx} \quad \text{и} \quad \Delta p_i = \int_a^b en_+ E(x) dx \approx \frac{j_+}{b_+} \Delta x,$$

где $E(x)$ – напряженность поля, j_+ , n_+ , и b_+ – плотность тока, концентрация и подвижность ионов, Δp_i – газодинамический напор «ионного ветра», Δx – характерный размер (расстояние от пламени до электродов).

В работе [13] было показано, что под действием электрических сил возможно изменение положения фронта горения метано-воздушной гомогенной смеси, соответствующее увеличению скорости распространения пламени на 20 %. При этом электрическая мощность составляла порядка 1 Вт, поток энтальпии струи смеси около 150 Вт, а тепловыделение при горении превышало 1 кВт. Если предположить, что скорость потока смеси постоянна перед фронтом, тогда изменение потерь давления в ламинарном фронте при включении электрического поля будет: $p_{\text{гор}} \approx \rho_{\text{см}} (u_{n1}^2 - u_{n0}^2) \left(\frac{T_1}{T_0} - 1 \right) \approx 0.15 \text{ Па}$, где T_0

и T_1 – температуры смеси и продуктов сгорания, u_n – скорость распространения пламени (индексы «0» – без поля, «1» – с полем). С другой стороны, слабое электрическое поле не влияет на кинетику, и есть только потери газодинамического напора смеси из-за ЕГД-взаимодействия, которые дают величину того же порядка: $p_{\text{см}} \approx 1/2 \rho_{\text{см}} (v_{\text{ср}1}^2 - v_{\text{ср}0}^2) \approx 0.1 \text{ Па}$, где $v_{\text{ср}}$ – средняя скорость течения.

При стабилизации гомогенного метано-воздушного пламени на отрывной зоне за центральным телом было определено изменение положения фронта горения, и соответствующее ему увеличению скорости распространения пламени Δu_n .

В ламинарном режиме изменение скорости распространения пламени при увеличении напряжения ограничено (примерно 10 %). В турбулентном режи-

ме влияние напряженности поля более выражено, и скорость распространения пламени возрастает вплоть до электрического пробоя среды.

Применение бесконтактных методов, таких как PIV (Particle Image Velocimetry), PLIF (Planar Laser Induced Fluorescence) и спектроскопической съемки на длине излучения радикалов OH^* , CH^* и C_2^* , в работе [14] позволило сформулировать гипотезу о локализации воздействия электрического поля на области горения. Свидетельства справедливости данной гипотезы представлены в экспериментальных [15] и расчетных исследованиях [16]. Применяя предложенный в [17] на примере пламени Бунзена было показано, что под действием электрических сил фронт ламинарного пламени деформируется, и меняется степень его растяжения (критерий Климова-Карловица).

Выражение для определения степени деформации пламени было предложено Williams [18], оно имеет вид: $\gamma = \frac{d(\ln A)}{dt}$, где A – площадь малого элемента поверхности пламени. Для определения этого коэффициента необходимо проследить эволюцию во времени площади данного элемента поверхности пламени. В [19] коэффициент представлен в безразмерном виде (критерий Климова-Карловица):

$$K = \frac{d(\ln A)}{dt} \cdot \frac{\delta_0}{u_n},$$

u_n – нормальная скорость горения, а δ_0 – толщина предпламенной зоны (зоны прогрева).

В случае цилиндрической симметрии при наличии у пламени локального радиуса кривизны R , критерий состоит из двух слагаемых

$$K = \delta_0 \cdot \left(\frac{1}{R \cos^2 \beta} + \frac{\sin \beta}{\rho} \right),$$

где β – угол между нормалью к поверхности и направлением течения, ρ – расстояние до оси симметрии. Для фронта пламени при $R \rightarrow \infty$ критерий стремится к $K \rightarrow \delta_0 \cdot \frac{\sin \beta}{\rho}$. Размер предпламенной

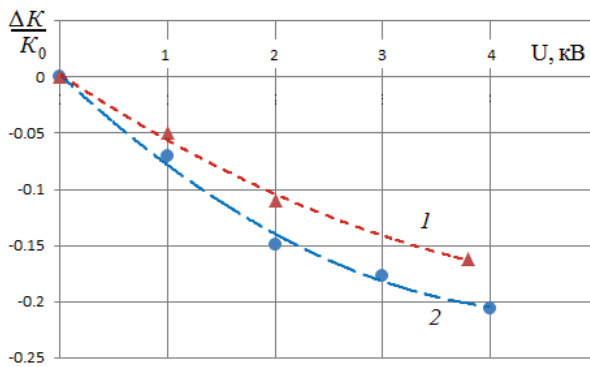


Рис. 3. Относительное изменение критерия Климова-Карловица от напряжения: 1 пропан; 2 метан.

зоны практически равен толщине фронта пламени и выражается через коэффициент температуропроводности a и нормальную скорость горения, как:

$$\delta_0 \approx \frac{a}{u_n}.$$

В опытах подготовленная смесь истекала из сопла с внутренним диаметром $d = 20$ мм со средней скоростью $u \sim 0.5\text{--}2$ м/с ($Re \sim 650\text{--}2500$). Фронт пламени стабилизировался на отрывной зоне за центральным телом диаметром 6 мм. Сопло было заземлено, а на высоте 40 мм от его среза соосно располагалось кольцо диаметром 28 мм, являющееся положительным электродом. Опыты проводились с бедными ($\alpha \approx 1.2$) пропано- и метано-воздушными смесями при напряжениях на электроде $U = 0\text{--}4$ кВ.

На рис. 3 представлено изменение критерия при варьировании напряжения, наблюдаемое на высоте $h = 8$ мм от среза горелки, когда фронт пламени находится в ядре струи. В зависимости $\frac{\Delta K}{K_0} = f(U)$ значение критерия Климова-Карловица в отсутствие поля. С ростом напряжения величина эффекта снижается, что согласуется с данными рис. 2 для ламинарного горения.

Рассмотрим воздействие электрического поля на турбулентное пламя. Оставаясь в рамках гипотезы о влиянии электрических сил на тепломассообмен вблизи фронта горения, можно предположить, что будет меняться коэффициент турбулентного обмена. Известно, что при стабилизации на отрывной зоне за центральным телом турбулентная скорость распространения пламени определяется коэффициентом турбулентного обмена и характерным временем горения [20]:

$$u_T \sim \sqrt{\frac{D_T}{\tau_T}},$$

где D_T – коэффициент турбулентного обмена, τ_T – характерное время горения.

Полагая, что структуру фронта турбулентного пламени можно принять такой же, как при ламинарном горении, изменение потерь давления во фронте горения при включении электрического поля будет оцениваться как: $\Delta p \approx \rho_{см} (u_{T1}^2 - u_{T0}^2) (\theta - 1)$, где индексам 1 и 0 обозначены значения с полем и без, соответственно, $\rho_{см}$ – плотность смеси, θ – относительное увеличение температуры во фронте пламени. Запишем отношение изменение потерь давления к потерям давления во фронте без электрического поля при варьировании напряжения на кольцевом электроде:

$$\frac{\Delta p}{p} \approx \frac{(u_{T1}^2 - u_{T0}^2)}{u_{T0}^2}.$$

Подставляя определение турбулентной скорости распространения пламени через коэффициент турбулентного обмена, получим, что $\frac{\Delta p}{p} \approx \frac{\Delta D(U)}{D_0}$. Относительное изменение коэффициента турбулентного обмена $\Delta D/D_0$ в зависимости от

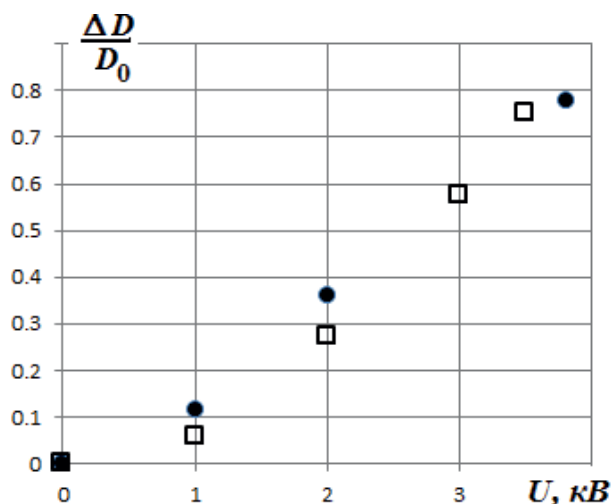


Рис. 4. Зависимость изменение коэффициента турбулентного от напряжения: ● – пропан; □ – метан.

U представлено на рис. 4. Следует заметить, что все точки зависимости практически лежат на одной прямой. Иными словами, коэффициент турбулентного обмена и напряженность электрического поля связаны линейно: $D_T = f(E) \approx \beta E + D_0$.

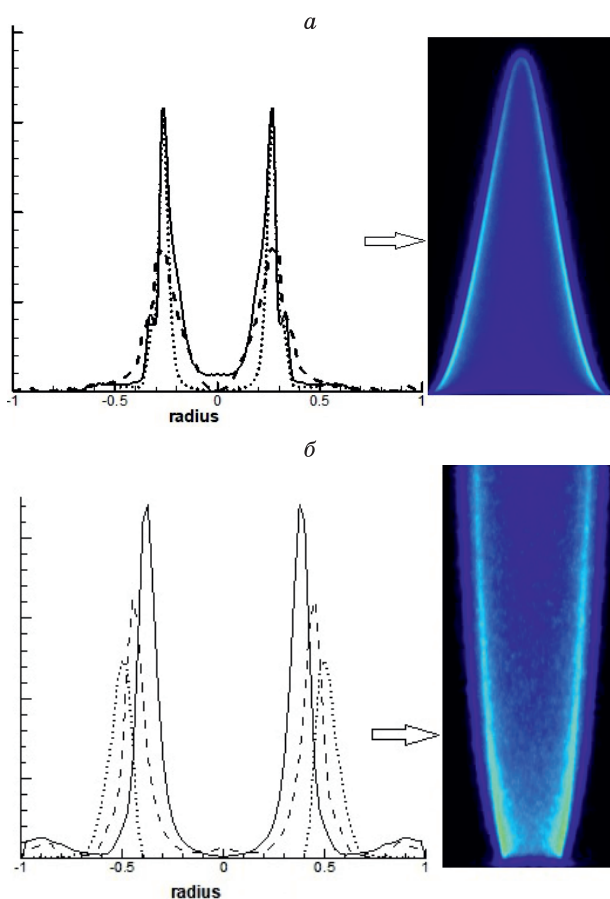


Рис. 5. Профили интенсивности свечения на длинах волн радикалов (гомогенное горение и диффузионный факел): точечная кривая OH; штриховая кривая CH; сплошная кривая C_2 .

В работе [23] при оценке ЕГД-воздействия на пламя было получено, что:

$$\Delta p = \int_0^{z_F} e n_+ E(z) dz \sim E_{\text{нб}} \approx U / z_F,$$

где z_F – положение фронта пламени. Другими словами, с одной стороны изменение в потерях давления во фронте горения связаны с изменением коэффициента турбулентного обмена, с другой оно линейно зависит от напряжения, т. е. наблюдается связь $\Delta D \sim \Delta p \sim U$.

В турбулентном режиме горения воздействие электрического на пламя ведет к изменению коэффициента турбулентного обмена. При этом наблюдается практически линейная связь между изменением коэффициента турбулентного обмена и средней напряженностью электрического поля.

В отличие от горения предварительно перемешанных метано-воздушных смесей в диффузионном пламени фронт горения, разделяющий зоны топлива и окислителя, имеет значительную ширину. При этом по диффузионному фронту идет изменение в кинетике химических реакций, о чем свидетельствует распределение максимумов в пространственном распределении излучения на промежуточных продуктах реакций (CH^* , C_2^* , OH^*). В случае же горения предварительно перемешанной смеси положения максимумов на всех длинах волн совпадают (см. рис. 5).

То есть механизмы влияния электрического поля на горение для этих режимов могут существенно отличаться. Если в случае предварительно перемешанной смеси основной вклад несет теплоперенос, то для диффузионного режима более важными будут процессы смешения. Это подтверждается экспериментальными результатами, представленными в [15], где показано увеличение интенсивности излучения на длине радикала CH^* свидетельствующее об интенсификации процесса горения при включении электрического.

При размещении диффузионного факела между пластинами подача напряжения приводит к отклонению пламени в сторону отрицательного электрода.

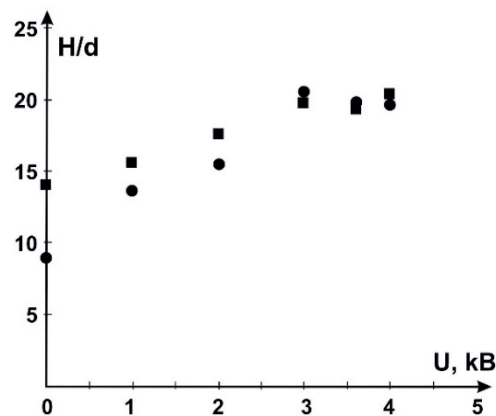


Рис. 6. Высота подъема факела от напряжения: ● – $Re \approx 2000$, ■ – $Re \approx 2700$.

При этом с ростом прикладываемого напряжения точки поджога поднимаются, но не выше середины пластин (см. рис. 6). Это связано с тем фактом, что поле не является однородными из-за конечных размеров пластин, и максимальная напряженность реализуется на середине высоты электродов. В области стабилизации факела (точках поджога), согласно [21], реализуется состав близкий к стехиометрическому, следовательно, имеющему максимальную концентрацию носителей заряда. Поэтому точки поджога смещаются в область максимальной напряженности электрического поля, стремясь занять положение с минимальной потенциальной энергией.

Таким образом, горение метано-воздушных смесей обладает типичными свойствами углеводородных пламен, а именно, достаточно высокой чувствительностью к электрическому полю, вызванной наличием реакций хемоионизации.

В гомогенных ламинарных метановых пламенах под действием слабого электрического поля происходит изменение коэффициента растяжения пламени (критерия Климова-Карловца). Для фиксированного состава смеси уменьшение критерия Климова-Карловца приводит к росту концентрации зарядов в зоне реакций, и, следовательно, снижению сопротивления вдоль фронта горения.

В турбулентном режиме горения предварительно перемешанной метано-воздушной смеси воздействие электрического поля на пламя ведет к изменению коэффициента турбулентного обмена. При этом наблюдается линейная связь между изменением коэффициента турбулентного обмена и средней напряженностью электрического поля.

Сделано сравнение с поднятым диффузионным факелом. Показано, что при диффузионном горении метана эффект от воздействия электрического поля в первую очередь связан с улучшением смешения топлива и окислителя, что также является следствием изменения коэффициента турбулентного обмена

Работа выполнена в рамках государственного задания ИТ СО РАН (№ гос. рег. 122041400020-6).

Список литературы

1. «Статистика мирового энергопотребления Enerdata» // https://translated.turbopages.org/proxy_u/en-ru.ru.b1d0c94f-648bda48-8bede67d-74722d776562/https/yearbook.enerdata.net/total-energy/world-consumption-statistics.html
2. Colcote H.F. Mechanism of the formation of ions of flames // *Combustion & Flame*, 1957. V. 1. P. 385–403.
3. Gooding J.M., Bohme D.K. and Chung-Wai Ng. Detailed ion chemistry in methane-oxygen flames. I. Positive ions. // *Combustion & Flame*, 1979. V. 36. P. 27–43.
4. Gooding J.M., Bohme D.K. and Chung-Wai Ng. Detailed ion chemistry in methane-oxygen flames. II. Negative ions. // *Combustion & Flame*, 1979. V. 36. P. 45–62.
5. Pedersen T., Brown R.S. Simulation electric field effect in premixed methane flame // *Combustion & Flame*, 1993. V. 94. P. 433–448.
6. Rodrigues J.M., Agneray A., Jaffr'ezic X., Bellenoue M., Labuda S., Leys C., Chernukho A.P., Migoun A.N., Ceni-an A., Savel'ev A.M., Titova N.S., Starik A.M. Evolution of charged species in propane/air flames: mass-spectrometric analysis and modeling // *Plasma sources science and technology*, 2007. V. 16. P. 161–172.
7. Степанов Е.М., Дьячков Б.Г. Ионизация в пламени и электрическое поле. М.: «Металлургия», 1968.
8. Лаутон Дж., Вайнберг Ф. Электрические аспекты горения. М.: Энергия, 1976.
9. Markstein G.H. Interaction of flame propagation and flow disturbances // *Third Symposium on Combustion and Flame and Explosion Phenomena*, 1948. V. 3, No. 1. P. 162–167.
10. Исаев Н.А. Исследование закономерностей и механизма влияния электрического поля на пламя / *Физика горения и методы ее исследования*, 1973. № 3. С. 48–56.
11. Исаев Н.А., Данилов Н.С., Ксенофонтов С.И., Филиппов В.Г., Галкова Н.Ю. Влияние переменного электрического поля на стабилизацию ламинарного пламени / *Физика горения и методы ее исследования*, 1980. № 3. С. 121–125.
12. Ватажин А.Б., Лихтер В.А., Сепп В.А., Шульгин В.И. Влияние электрического поля на эмиссию окислов азота и структуру диффузионного ламинарного пропанового пламени // *МЖГ*, 1995. Т. 31, № 2. С. 13–23.
13. Jagers H.C., A. von Angel. The effect of electric field on the burning velocity various flames // *Combustion & Flame*, 1971. V. 16, № 3. P. 275–285.
14. Altendorfner, J. Kuhl, L. Zigan, A. Leipertz Study of the influence of electric fields on flames using planar LIF and PIV techniques // *Proceedings of the Combustion Institute*, 2011. V. 33, № 2. – P. 3195–3201.
15. Тупикин А.В., Третьяков П.К., Денисова Н.В., Замашиков В.В., Козулин В.С. Диффузионный факел в электрическом поле с изменяемой пространственной конфигурацией // *Физика горения и взрыва*, 2016. Т. 52, № 2. С. 49–53.
16. Starikovskii A., Skoblin M., Hammer T. Influence of weak electric fields on flame structure // *46th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit (7–10 January 2008, Reno, Nevada) AIAA-Paper 2008-995*, 2008
17. Тупикин А.В., Замашиков В.В. Растяжение ламинарного пламени в слабом электрическом поле // *Физика горения и взрыва*, 2020. Т. 56, № 2. С. 3–9.
18. Williams F.A. A review of some theoretical considerations of turbulent flame structure // *AGARD Conference Proceedings*, No. 164, AGARD, 1975
19. Strehlow R.A., and Savage L.D. The concept of flame stretch // *Combustion and Flame*, 1978. V. 31, P. 209–211.
20. Баев В.К., Третьяков П.К. Расчет положения пламени в турбулентном потоке // *Известия СО АН СССР*, 1969. № 3, вып. 1. С. 32–37.
21. Баев В.К., Ясаков В.А. Исследование устойчивости диффузионного пламени // *Известия Сибирского отделения АН СССР*, 1969. № 3, вып. 1. С. 38–42.

СТАБИЛИЗАЦИЯ ПЛАЗМОЙ ОПТИЧЕСКОГО РАЗРЯДА ГОМОГЕННОГО ВОДОРОДНО-ВОЗДУШНОГО ПЛАМЕНИ ПРИ ВЫСОКОСКОРОСТНОМ ИСТЕЧЕНИИ В АТМОСФЕРУ

Тупикин А.В.¹, Третьяков П.К.²

¹*Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН,
630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1*

²*Институт теоретической и прикладной механики им. С.А. Христиановича СО РАН,
630090, Россия, Новосибирск, ул. Институтская, 4/1*

Аннотация. В настоящее время активно изучаются возможности применения плазмы лазерного пробоя для воспламенения топливно-воздушных смесей и стабилизации горения с целью повышения эффективности и экологической безопасности при сжигании топлив. Проведено исследование стабилизации гомогенного водородно-воздушного пламени на плазме оптического разряда в высокоскоростном потоке. Оптический разряд стабилизирует фронт пламени в широком диапазоне по коэффициенту избытка воздуха при скоростях потока вплоть до $u=200$ м/с. Получены зависимости турбулентной скорости распространения пламени от числа Маха и коэффициента избытка воздуха. Найден безразмерный критерий, который отражает влияние на горение газодинамических и физико-химических свойств течения. Зависимость скорости распространения турбулентного пламени от него носит линейный характер.

Ключевые слова: турбулентное горение, лазерное излучение, оптический разряд, критерий гомохронности, коэффициент турбулентного обмена.

STABILIZATION BY PLASMA OF AN OPTICAL DISCHARGE OF A HOMOGENEOUS HYDROGEN-AIR FLAME WITH HIGH-SPEED OUTFLOW INTO THE ATMOSPHERE

Tupikin A.V.¹, Tretyakov P.K.²

¹*Kutateladze Institute of Thermophysics SB RAS,
630090, Russia, Novosibirsk, Lavrentyev Ave. 1*

²*Khristianovich Institute of Theoretical and Applied Mechanics SB RAS,
630090, Russia, Novosibirsk, Institutskaya Str. 4/1*

Abstract. Currently, the possibilities of using laser breakdown plasma for ignition of fuel-air mixtures and flame stabilization are being actively studied to increase efficiency and environmental safety during fuel combustion. A study of the stabilization of a homogeneous hydrogen-air flame on an optical discharge plasma in a high-speed flow is carried out. The optical discharge stabilizes the flame front in a wide range by equivalent ratio at flow rates up to $u=200$ m/s. The dependences of the turbulent flame propagation velocity on the Mach number and the equivalent ratio are obtained. A dimensionless criterion has been found that reflects the influence of the gas-dynamic and physicochemical properties of the flow on combustion. The dependence of the velocity of propagation of a turbulent flame on it is linear.

Key words: turbulent combustion, laser radiation, optical discharge, homochrony criterion, turbulent exchange coefficient.

При фокусировке лазерного излучения достигаются высокие интенсивности, в результате чего происходит многофотонная либо туннельная ионизация, и образуются один или несколько плазменных каналов с низкой проводимостью [1]. Лазерные лучи с интенсивностью, превышающей некоторое критическое значение, не расходятся, а образуют протяженные световые нити филаменты. Поэтому благодаря особенностям филаментации лазерного луча, таким как распространение на большие расстояния и пробой в воздухе [2, 3], возникло множество потенциальных технологических и научных приложений. Например, лазерная плазма может использоваться в качестве источников терагерцового и рентгеновского излучения для спектроскопических и медицинских приложений [4]. Разработаны чувствительные методы измерения ультрафиолетового излучения с ис-

пользованием оптического пробоя газа [5, 6]. В настоящее время активно изучаются возможности применения плазмы лазерного пробоя для воспламенения топливно-воздушных смесей и стабилизации горения с целью повышения эффективности и экологической безопасности при сжигании топлив. Следует заметить, что в вопросах инициирования горения наблюдается значительный прогресс. И если стабильное воспламенение возможно даже при сверхзвуковых скоростях (см. [7–10]), то стабилизация пламени на плазме в потоках со скоростью выше 40 м/с без вспомогательных устройств практически не реализуется и мало изучена. Кроме того, определенный интерес представляют механизмы стабилизации и описание турбулентного горения для таких условий. При этом, как показано в обзоре [11] даже изучение интегральной зависимости скорости распространения турбу-

лентного пламени u_t от характеристик течения и свойств горючей смеси порождает различные гипотезы и модели. Начиная со ставших классическими:

- гипотезы, выдвинутой Дамкёлером [12] о сходстве молекулярной диффузии и турбулентного переноса и модели поверхностного горения К.И. Щёлкина [13];

- объемной модели турбулентного горения Е.С. Щетинкова [14];

- зависимости для турбулентного горения при больших числах Рейнольдса, полученные Зимонтом В.Л. [15];

- описания распространения пламени через интегральные характеристики процесса, предложенное П.К. Третьяковым и В.К. Бaeвым [16].

И заканчивая современными представлениями, полученными на основе выше представленных гипотезы Дамкёлера и модели К.И. Щёлкина, с неожиданно большим количеством эмпирических констант [17, 18]. При этом экспериментальные данные из этих работ укладываются в единую зависимость при использовании подхода из работы [16].

В данной работе представлено экспериментальное исследование стабилизация водородно-воздушного гомогенного пламени на оптическом разряде, когда скорости течения могут значительно выходить за пределы работы механических стабилизаторов. На рис. 1 представлена схема стабилизации горения. Истекающая в атмосферу струя водородно-воздушной смеси натекала на плазменное образование (1), которое являлось одновременно воспламенителем и стабилизирующим пламя фактором. В границах водородно-воздушной струи (2), как правило, присутствует линейный участок фронта пламени (3), который образует угол β с осью потока. За скорость распространения турбулентного пламени $u_t = u \times \sin \beta$ (турбулентную скорость горения) принималась нормальная составляющая скорости потока к линии, соответствующей среднему положению фронта пламени.

В работе при анализе результатов в качестве отправной точки была использована модель описания турбулентного пламени из [16], которая предсказывает линейный характер зависимости турбулентной скорости горения от критерия гомохронности. Критерий определяется как отношение характерного кинетического (характерное время горения) и газодинамического времен. Такой подход к анализу турбулентного горения имеет определенные преимущества: не требует знаний параметров турбулентности; оперирует интегральными физическими величинами (средние скорости, характерные времена процессов); имеет минимальный констант, определяемых дополнительно опытным путем. В эксперименте реализовывались режимы со средней скоростью истечения смеси $u \approx 30 \div 200$ м/с ($Re \approx 3500 \div 30000$) при коэффициентах избытка воздуха $\alpha = 0.85 \div 2.5$. Для визуализации фронта горения применялся интерферометр сдвига, работающий в режиме нуль-полосы.

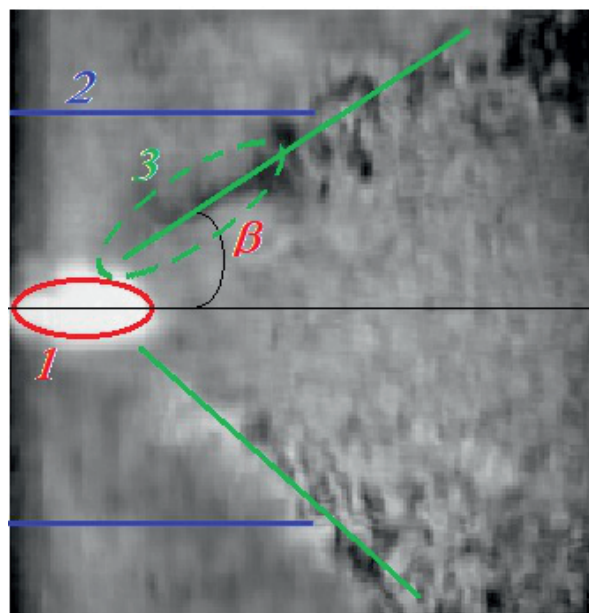


Рис. 1. Стабилизация пламени на оптическом разряде: 1 оптический разряд; 2 границы водородно-воздушной струи; 3 – участок фронта пламени, находящийся в ядре струи; β угол между осью потока и линейным участком фронта.

В каждом опыте получали ряд снимков, по которым определялось среднее положение фронта горения (линии, отделяющей холодный поток от области горения и продуктов сгорания).

Было проведено четыре серии опытов, в каждой расход водорода и параметры лазерного излучения поддерживались постоянными, а состав и скорость истечения смеси изменялись за счет варьирования расхода воздуха:

$$1 - f = 30 \text{ кГц}, G^1_{\text{H}_2} = 0.107 \text{ г/с};$$

$$2 - f = 30 \text{ кГц}, G^2_{\text{H}_2} = 0.063 \text{ г/с};$$

$$3 - f = 8 \text{ кГц}, G^3_{\text{H}_2} = 0.087 \text{ г/с};$$

$$4 - f = 8 \text{ кГц}, G^4_{\text{H}_2} = 0.107 \text{ г/с}.$$

После обработки снимков были построены зависимости скорости распространения турбулентного пламени от числа Маха и коэффициента избытка воздуха.

Скорость распространения фронта гомогенного ламинарного пламени (u_l) является функцией физико-химических свойств смеси (состава, давления, температуры), и, как правило, не зависит от газодинамики течения. Далее на графиках скорость распространения турбулентного пламени отнесена к скорости распространения ламинарного пламени, полученной из данных работ [19, 20]. На рис. 2 представлена зависимость турбулентной скорости от числа Маха $F_i(M) = u_t/u_l$, где i – номер серии опытов. Из приведенных данных следует, что, чем больше в серии расход водорода, тем дальше вправо лежит зависимость $F_i(M)$. Путем сдвига вдоль оси чисел Маха они могут быть объединены в единую кривую. Так если точки

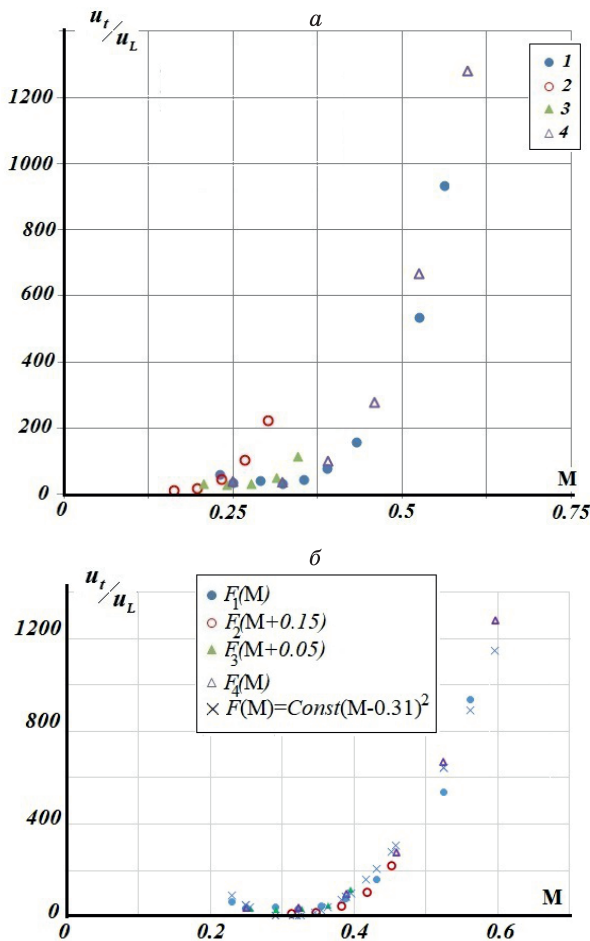


Рис. 2. Скорость распространения турбулентного пламени от числа Маха: а – исходные данные; б – при сдвиге графиков вдоль оси абсцисс.

2-ой серии опытов сместить на $\Delta M = 0.15$, а для 3-ей на $\Delta M = 0.05$, то получится единая кривая для всех случаев:

$$F_1(M) = F_2(M + 0.15) = F_3(M + 0.05) = F_4(M).$$

Общий вид функции $F(M)$ будет носить квадратичный характер и может быть записан как:

$$F(M) \approx \text{Const} \times (M - 0.31)^2 + 1.$$

Т.е. наблюдается газодинамическое подобие в условиях стабилизации на оптическом разряде.

Согласно [16] скорость распространения турбулентного пламени связано с коэффициентом турбулентного обмена $u_t \sim \sqrt{\frac{D_t}{\tau_2}}$, который постоянен и равен

таковому при истечении свободной струи в затопленное пространство той же плотности, т.е. можно записать $D_t \sim ud$, где d – характерный размер (диаметр струи). Тогда скорость распространения турбулентного пламени и критерий гомохронности связаны

следующим образом: $u_t \sim u \sqrt{\frac{1}{Ho}}$. Заметим, что в

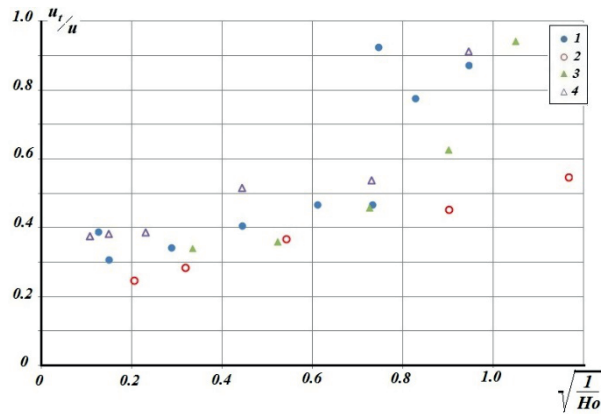


Рис. 3. Зависимость скорости распространения турбулентного пламени от критерия гомохронности.

представленных экспериментах зависимость скорости распространения турбулентного пламени от критерия гомохронности для разных серий опытов не обобщается (см. рис. 3). Данные не ложатся на одну прямую. Вероятно, в нашем случае при описании стабилизации пламени нельзя опираться на величину коэффициента турбулентного обмена, определяемую по параметрам потока на срезе горелки. Требуется развитие другого подхода к анализу полученных данных.

В опытах величина теплоподвода от горения определяется расходом водорода. Чем больше подводится тепла в области реакций, тем выше устойчивость и шире пределы стабилизации по скорости потока.

Представим экспериментальные данные в виде зависимости от состава смеси, который однозначно определяется коэффициентом избытка воздуха (см. рис. 4а). Здесь также наблюдается подобие между распределениями в сериях опытов. Зависимости от коэффициента избытка воздуха можно свести к единому распределению, если учесть изменение величины расхода водорода от серии к серии, которому, как уже было сказано, пропорционально количества тепла, выделяющегося при горении.

Для сведения к единой кривой зависимости преобразуем в приведенную функцию $L = \left(\frac{u_t}{u_L} \right)_i \times \frac{G_{H_2}^1}{G_{H_2}^i}$.

В качестве базового значения расхода водорода можно выбрать любой, не обязательно $G_{H_2}^1$, который был выбран из удобства, т.к. был таким же в 4-ой серии опытов. На рис. 4б точки для всех серий образуют единую кривую от α . За параметр, характеризующий условия в опытах, можно выбрать отношение потока полной энтальпии к тепловыделению при сгорании

водорода $N^* = \frac{G_{mix} C_P^{mix} T_0}{G_{H_2}^i H_u}$, где G_{mix} расход смеси,

C_P^{mix} ее теплоемкость, T_0 начальная температура и H_u теплотворная способность водорода. Зависимость

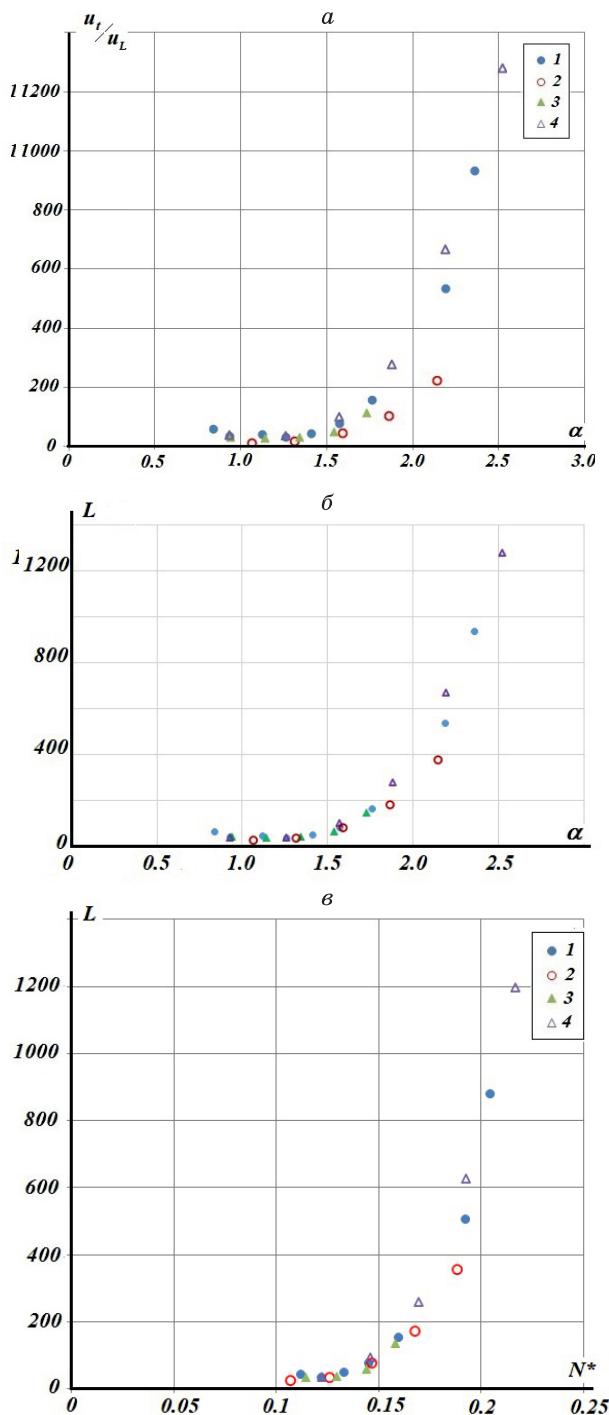


Рис. 4. Скорость распространения турбулентного пламени от числа состава: a – исходные данные; b и v – приведенная функция L от α и N^* .

приведенной функции от него также является единой для всех серий опытов (см. рис. 4в). При этом значительного влияния на скорость распространения турбулентного пламени частоты следования импульсов и мощности лазерного излучения в экспериментах не наблюдалось. Следовательно полученные экспериментальные данные могут быть обобщены в единую

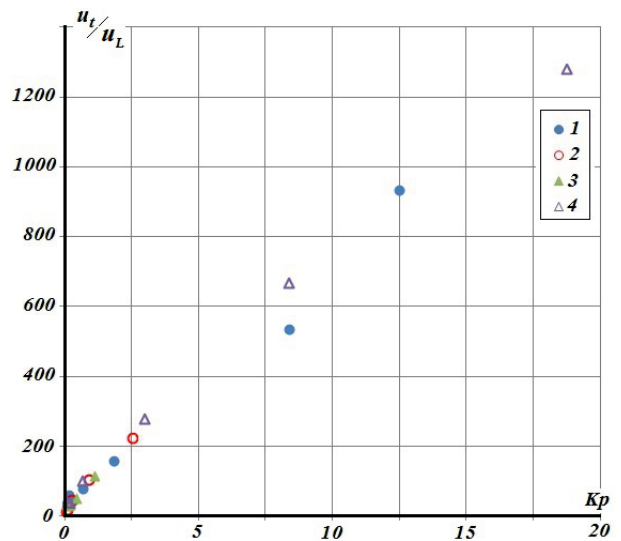


Рис. 5. Приведенная функция (a) и скорость распространения турбулентного пламени (b) от безразмерных параметров: 1, 2, 3 и 4 – номера серий опытов.

зависимость от безразмерного параметра, связывающего газодинамику течения и физико-химические свойства смеси.

Найден безразмерный критерий $Kp = \frac{u^2}{cu_L}$ (c –

скорость звука), связь которого с турбулентной скоростью горения $u_t/u_L = f(Kp)$, с хорошей точностью, можно считать линейной функцией (см. рис. 5). Данный критерий отражает влияние на горение газодинамических и физико-химических свойств течения.

Проведенные эксперименты по стабилизации гомогенного водородно-воздушного пламени на плазме оптического разряда в высокоскоростном потоке показали, что:

Оптический разряд стабилизирует фронт пламени в широком диапазоне по коэффициенту избытка воздуха при скоростях потока вплоть до $u = 200$ м/с.

Влияние на скорость распространения турбулентного пламени параметров лазерного излучения в пределах их варьирования от опыта к опыту было незначительным.

Стабилизация пламени на оптическом разряде имеет свои особенности. При этом важным параметром является величина тепловыделения при горении водорода.

Получен безразмерный критерий, который отражает влияние на горение газодинамических и физико-химических свойств течения. Зависимость скорости распространения турбулентного пламени от него носит линейный характер.

Работа выполнена в рамках государственного задания ИТ СО РАН и ИТПМ СО РАН (№ госрегистрации 122041400020-6 и 121030500157-3).

Список литературы

1. Рйзер Ю.П. Лазерная искра и распространение разрядов М.: Наука, 1974. 308 с.
2. Асиновский Э.И., Василяк Л.М., Нестеркин О.П. Волна потенциала при электрическом пробое вдоль длинной лазерной искры // Теплофизика высоких температур, 1997. Т. 35, № 6. С. 845–852.
3. Leonov S.B., Firsov A.A., Shurupov M.A., Michael J.B., Schneider M.N., Miles R.B., Popov N.A. Femtosecond laser guiding of a high-voltage discharge and the restoration of dielectric strength in air and nitrogen // Phys. Plasmas, 2012. V. 19, 123502.
4. Houard A., Liu Y., Prade B., Tikhonchuk V.T., Mysyrowicz A. Strong enhancement of terahertz radiation from laser filaments in air by a static electric field // Phys Rev. Lett., 2008. V. 100, 255006.
5. Hahn D.W., Omenetto N. Laser-induced breakdown spectroscopy (LIBS) Part I: Review of basic diagnostics and plasma-particle interactions: still-challenging issues within the analytical plasma community // Appl. Spectrosc., 2010. V. 64, P. 335–336.
6. Hahn D.W., Omenetto N. Laser-induced breakdown spectroscopy (LIBS) Part II: Review of instrumental and methodological approaches to material analysis and applications to different fields // Appl. Spectrosc., 2012. V. 66, P. 347–419.
7. Зудов В.Н., Третьяков П.К. Иницирование оптическим разрядом гомогенного горения топливовоздушной смеси в высокоскоростной струе // Физика горения и взрыва. 2017. Т. 53, № 3. С. 1–9.
8. Azarmanesh S., Targhi M.Z. Comparison of laser ignition and spark plug by thermodynamic simulation of multi-zone combustion for lean methane-air mixtures in the internal combustion engine // Energy. 2021. – V. 216. P. 119309.
9. Shukla A., Vagharia J., Mistry M. Effect of laser ignition on combustion and performance of internal combustion engine: A Review // Energ. Convers. Manage. 2022. V. 13. p. 100166.
10. An B., Yang L., Wang Z., Li X., Sun M. A comparative study of laser-induced gas breakdown ignition and laser ablation ignition in a supersonic combustor // J. Phys. D: Applied Phys. 2020. V. 53. P. 485–501.
11. Lipatnikov A.N., Chomiak J. Molecular transport effects on turbulent flame propagation and structure // Progress in Energy and Combustion Science. 2005. V. 31. P. 1–73.
12. Damköhler G. Der Einfluss der Turbulenz auf die Flammengeschwindigkeit in Gasgemischen // Zeitschrift für Elektrochemie. 1940. Vol. 46. P.601–626.
13. Щёлкин К.И. О сгорании в турбулентных потоках // Журнал технической физики. 1943. Т. 43, Вып. 9–10. С. 520–527.
14. Щетинков Е.С. О расчете распространения пламени в турбулентном потоке / сб. статей «Горение в турбулентном потоке. Изд. АН СССР. 1959.
15. Зимонт В.Л. К теории турбулентного горения однородной горючей смеси при больших числах Рейнольдса // Физика горения и взрыв. 1979. Т. 15, № 3. С. 23–32.
16. Баев В.К., Третьяков П.К. Расчет положения пламени в турбулентном потоке // Известия СО АН СССР. 1969. № 3. вып. 1. С. 32–37
17. Wabel Timothy M., Skiba Aaron W., James F. Driscoll Evolution of turbulence through a broadened preheat zone in a premixed piloted Bunsen flame from conditionally-averaged velocity measurements // Combustion and Flame. 2018. V. 188. P. 13–27.
18. Wang X., Cheng X., Lu H., Xu Y., Liu Y., Wang R. and Yao Ju. Quantifying the role of Darrieus–Landau instability in turbulent premixed flame speed determination at various burner sizes // Phys. Fluids. 2021. V. 33. P. 025104
19. Баев В.К., Третьяков П.К. Характерные времена горения топливовоздушных смесей // Физика горения и взрыв. 1968. Т. 4, № 3. С. 367–376.
20. Григорьев Е.Г., Колубаев Б.Д., Ерохов В.И., Зубарев А.А. Газобаллонные автомобили М.: Машиностроение, 1989. 216 с. ISBN 5-217-9

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕПЛООБМЕНА В ПУЧКЕ ТРУБ ПРИ СИММЕТРИЧНЫХ И НЕСИММЕТРИЧНЫХ ПУЛЬСАЦИЯХ ПОТОКА

Хайруллин А.Р., Хайбуллина А.И.

*Казанский государственный энергетический университет,
420066, Россия, Казань, ул. Красносельская, 51
e-mail: haybullina.87@mail.ru*

Аннотация. В данной работе проведено экспериментальное исследование теплообмена в коридорном пучке труб в условиях возвратно поступательных пульсаций потока. Закономерности теплообмена исследованы для течения капельной жидкости, при числе Рейнольдса в диапазоне от 1200 до 2400 и числе Прандтля 4. Относительная безразмерная амплитуда пульсаций, отнесенная к диаметру трубки пучка, находилась в диапазоне от 5 до 15, частота пульсаций от 0,18 Гц до 0,45 Гц. Несимметричность пульсаций характеризовалась скважностью пульсаций и рассчитывалась как отношение первого полупериода пульсаций к общему периоду пульсаций. Скважность пульсаций находилась в диапазоне от 0,2 до 0,5. Результаты показали, что пульсация потока приводит к увеличению интенсивности теплообмена в пучке труб.

Ключевые слова: теплообмен, экспериментальное исследование, пульсирующее течение, пучок труб

EXPERIMENTAL STUDY OF HEAT TRANSFER IN A BUNDLE OF PIPES WITH SYMMETRIC AND ASYMMETRIC FLOW PULSATIONS

Hayrullin A. R., Haibullina A.I.

*Kazan State Power Engineering University,
420066, Russia, Kazan, Krasnoselskaya Street, 51*

Annotation. In this paper, an experimental study of heat transfer in an inline tube bundle under conditions of reciprocating pulsations of the flow is carried out. The heat transfer was investigated for the water flow, with the Reynolds number in the range from 1200 to 2400 and the Prandtl number 4. The relative dimensionless amplitude of pulsations related to the diameter of the tube bundle was in the range from 5 to 15, the pulsation frequency from 0.18 Hz to 0.45 Hz. The asymmetry of pulsations was characterized by the duty cycle of pulsations and was calculated as the ratio of the first half-period of pulsations to the total period of pulsations. The duty cycle was in the range from 0.2 to 0.5. The results showed that flow pulsation leads to an increase in the intensity of heat transfer in the tube bundle.

Keywords: heat transfer, experimental study, pulsating flow, tube bundle

ВВЕДЕНИЕ

Общеизвестно, что теплообменные аппараты влияют на технико-экономические показатели промышленных установок. Масса теплообменного оборудования в составе промышленных установок составляет львиную долю от массы установок в целом. Отсюда следует, что повышение эффективности процессов теплообмена может привести к энерго- и ресурсосбережению. Повышение энергоресурсоэффективности теплообменных аппаратов тесно связано с исследованиями современных методов интенсификации теплообмена. Одним из методов интенсификации теплообмена является вынужденная пульсация потока.

Пульсации потока рассматривались многими исследователями [2, 3]. Положительные результаты при применении пульсационного потока в трубе круглого сечения [4–6] и обтекании одиночного цилиндра [7–9] показывают возможность применения пульсаций для интенсификации теплообмена в трубчатых теплообменных аппаратах.

Пульсирующие течение капельной жидкости в пучках труб были исследованы экспериментальным методом в работах [10–12]. Авторами проанализиро-

вана гидродинамическая картина течения в различных компоновках пучков труб. Влияние пульсаций на теплообмен не проводилась. В работе [13] исследовалась теплоотдача коридорного пучка труб численным методом. Авторы установили, что увеличение теплоотдачи цилиндра первого и второго ряда, связанного с феноменом резонанса вихрей. Интенсификации теплообмена для остальных рядов при вынужденных пульсациях не наблюдалось. В ряде исследований [14, 15] показано, что вынужденная нестационарность, наложенная на поток воздуха приводит к увеличению теплоотдачи пучков труб.

Теплообменные аппараты с трубными пучками широко распространены в составе промышленных установок. Несмотря на то, что возможность интенсификации теплообмена при вынужденных пульсациях потока показана во многих работах [2, 3], исследования теплообмена в пучках труб при пульсирующих течениях ограничены. При этом пульсации в имеющихся работах имеют ограниченную амплитуду и симметричный характер пульсаций. Эффективность несимметричных пульсаций с возвратно-поступательными пульсациями показано в работах авторов [16, 17].

В данной работе проведено экспериментальное исследование теплообмена в коридорном пучке в условиях возвратно поступательных пульсаций потока симметричного и несимметричного характера.

МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНАЛЬНОГО ИССЛЕДОВАНИЯ

Экспериментальные исследования пульсирующих течений в пучке труб проводились на испытательном теплообменнике, который представляет собой прямоугольный канал. По центру канала перпендикулярно потоку расположен пучок труб. Количество рядов труб в пучке по ходу жидкости и в поперечном направлении восемь. Диаметр трубок 10 мм, относи-

тельный продольный и поперечный шаг 1,3. Интегральные характеристики внешней теплоотдачи всего пучка труб оценивались по тепловому балансу и уравнению теплопередачи. Теплоотдача внутри трубок определялась по известному критериальному уравнению [18] при гидродинамическом режиме с числом Рейнольдса $Re > 10000$. Тепловой баланс определялся по измеренным расходам теплоносителей и их температурам на входе и выходе из межтрубного и трубного пространства пучка труб.

Для создания низкочастотных несимметричных пульсаций, с возвратно-поступательным движением жидкости, используется пульсатор (устройство для

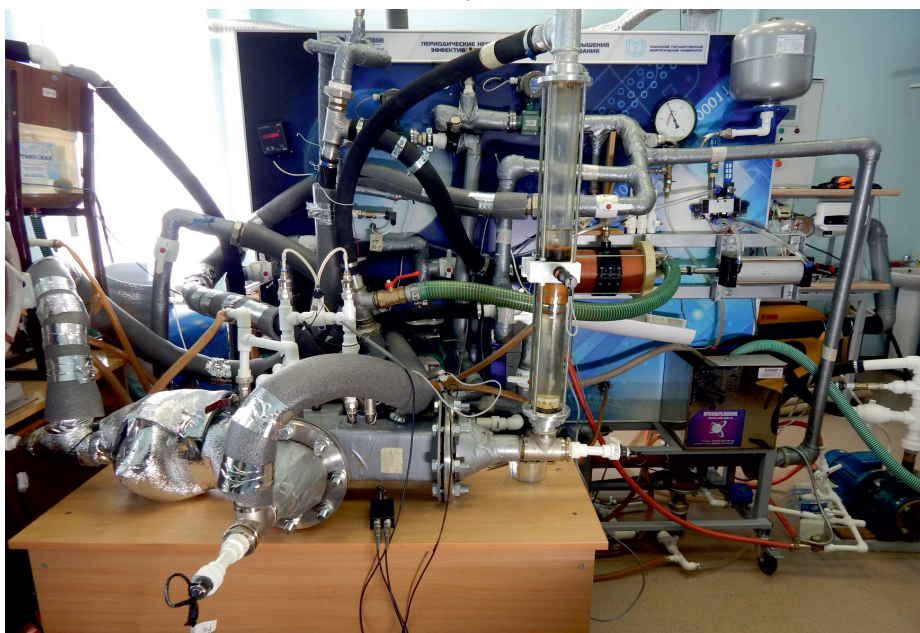
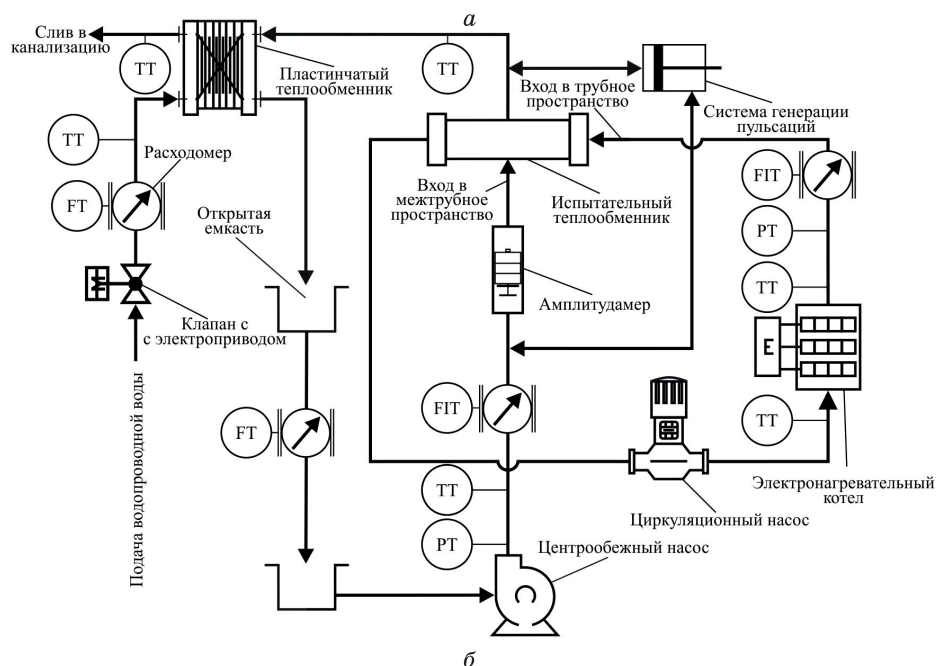


Рис. 1. Экспериментальная установка для исследования пульсирующих течений: а) схема; б) фотография

передачи колебаний от системы генерации пульсаций к теплоносителю в испытательном теплообменнике). Пульсатор представляет собой обечайку с расположенным в нем поршнем. Пульсатор соединен общим штоком с пневмоцилиндром, который также имеет поршень. Движение поршня пульсатора с заданной амплитудой, частотой и скважностью осуществляется попеременной подачей сжатого воздуха в поршневую и штоковую полость пневмоцилиндра за счет контрольно-регулирующей пневмоаппаратуры. Следует отметить, что пульсатор с данным принципом работы позволяет генерировать характер пульсаций не исследованный в научной литературе, не только в пучках труб, но и на других теплопередающих поверхностях.

Управления контрольно-регулирующей аппаратурой осуществляется с компьютера посредством интерфейса связи RS-485. Для подачи сжатого воздуха используется поршневой компрессор. Пульсации в данном исследовании имеют возвратно поступательный характер. Амплитуда пульсаций A это обратный ход (расстояние) жидкости в пучке труб. В относительных величинах A/D , где D диаметр трубки пучка. Для определения амплитуды пульсаций, на входе в межтрубное пространство, установлен амплитудомер. Вертикально установленный, амплитудомер представляет собой прозрачную трубу, с расположенным внутри обратным клапаном. Клапан пропускает поток в прямом направлении и не пропускает в обратном. Амплитуда фиксируются по смещению обратного клапана вверх по трубе, что характеризует разворот жидкости в пучке. Смещение обратного клапана вверх по трубе, соответствует первому полупериоду пульсаций. Далее следует второй полупериод пульсаций, здесь поток вновь разворачивается и движется в прямом направлении.

Схема работы экспериментальной установки и ее общий вид представлены на рис. 1. Вынужденные пульсации потока накладываются на межтрубное пространство испытательного теплообменника. Греющий теплоноситель циркулирует в трубном пространстве, обогреваемый теплоноситель в межтрубном пространстве. Отвод тепла от обогреваемого теплоносителя осуществляется водопроводной водой посредством пластинчатого теплообменника.

РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОГО ИССЛЕДОВАНИЯ

Закономерности теплообмена исследованы для течения капельной жидкости, при числе Рейнольдса Re в диапазоне от 1200 до 2400 и числе Прандтля 4. Относительная безразмерная амплитуда пульсаций A/D , отнесенная к диаметру трубки пучка, находилась в диапазоне от 5 до 15, частота пульсаций f от 0,18 Гц до 0,45 Гц. Скважность пульсаций ψ находилась в диапазоне от 0,2 до 0,5.

Частота пульсаций f определялась по формуле

$$f = \frac{1}{T} \text{ Гц,}$$

где T – период пульсаций, который рассчитывался по формуле

$$T = T_1 + T_2 \text{ с,}$$

где T_1 и T_2 – первый и второй полупериод пульсаций соответственно. Скважность пульсаций ψ рассчитывалась следующим образом

$$\psi = \frac{T_1}{T}.$$

Число Рейнольдса, как при стационарном, так и при пульсационном течении, находилось по следующей формуле

$$Re = \frac{uD}{\nu},$$

где ν – кинематическая вязкость при средней температуре воды в межтрубном пространстве пучка труб, m^2/c ; u – скорость потока воды по самому узкому сечению межтрубного пространства пучка труб, m/c . Осредненный расход жидкости в межтрубном пространстве, при пульсирующем течении, устанавливался равным стационарному. Таким образом, число Рейнольдса при стационарном и пульсационном течении были равны.

Внешняя теплоотдача пучка труб, для стационарного течения, верифицирована по критериальному уравнению А.А. Жукаускаса [19], для коридорного пучка труб при числе Рейнольдса $Re > 1000$. Отклонение экспериментальных данных с уравнением А.А. Жукаускаса, в диапазоне числа Рейнольдса от 1200 до 2400, в среднем составило 13 %.

На рис. 2 показан эффект амплитуды пульсаций на теплоотдачу пучка труб при частоте пульсаций f 0,18 Гц и числе Рейнольдса 1200. Как видно по рис. 2 увеличение безразмерной амплитуды приводит к росту числа Нуссельта Nu , как при симметричных, так и

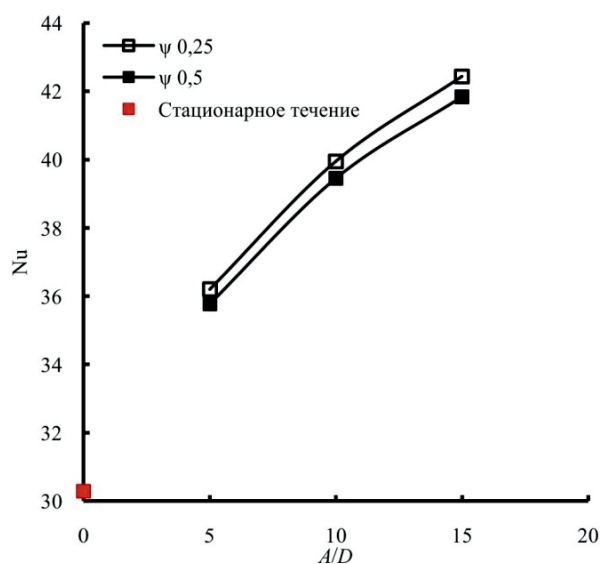


Рис. 2. Зависимость числа Нуссельта от амплитуды пульсаций при частоте пульсаций $f = 0,18$ Гц и числе Рейнольдса $Re = 1200$

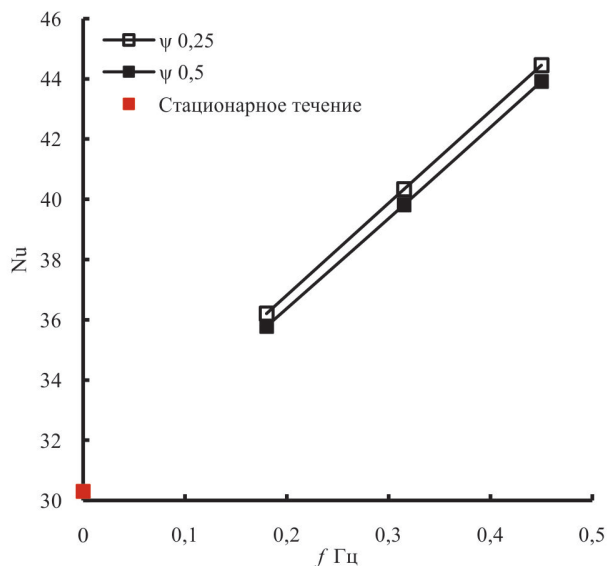


Рис. 3. Зависимость числа Нуссельта от частоты пульсаций при амплитуде пульсаций $A/D = 5$ и числе Рейнольдса $Re = 1200$

несимметричных пульсациях. Число Нуссельта Nu , при максимальной амплитуде, увеличивается на 40 % и 38 % при несимметричных и симметричных пульсациях соответственно.

На рис. 3 показано влияние частоты пульсаций на интенсификацию теплообмена при фиксированной амплитуде $A/D = 5$ и числе Рейнольдса $Re = 1200$. Увеличение частоты пульсаций приводит к повышению интенсивности теплообмена пучка, при этом влияние роста частоты выше роста амплитуды. С ростом частоты f до 4,5 Гц число Нуссельта Nu при пульсационном течении выше стационарного на 47 % и 45 % при несимметричных и симметричных пульсациях соответственно.

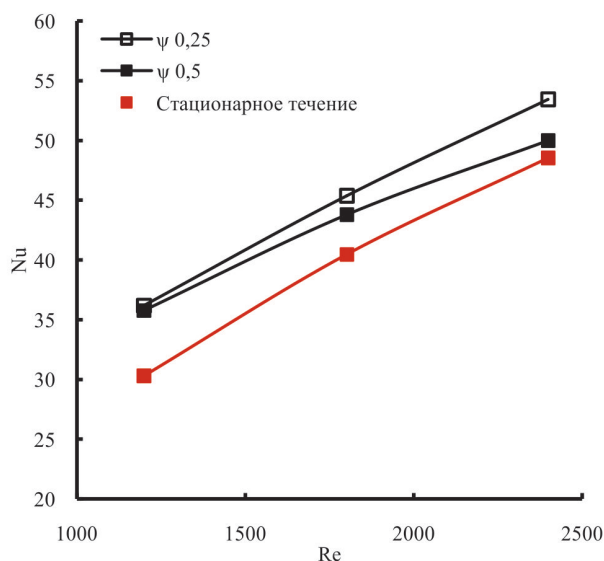


Рис. 4. Зависимость числа Нуссельта от числа Рейнольдса при частоте пульсаций $f = 0,18$ Гц и амплитуде пульсаций $A/D = 5$

На рис. 4 показана зависимость числа Нуссельта Nu от числа Рейнольдса Re при частоте пульсаций $f = 0,18$ Гц и амплитуде $A/D = 5$. Как видно по рис. 4 с увеличением числа Рейнольдса Re , как при стационарном течении, так и при пульсационном течении происходит повышение внешней теплоотдачи пучка труб. Степень интенсификации теплообмена снижается с увеличением числа Рейнольдса Re . Разница между симметричными и несимметричными пульсациями также увеличивается с ростом числа Рейнольдса Re . Когда число Рейнольдса Re было 1200, разница между двумя типами пульсаций была незначительна, число Нуссельта Nu при симметричных пульсациях увеличилось на 18 %, при несимметричных пульсациях на 19 %. С увеличением числа Рейнольдса Re до 2400, увеличение числа Нуссельта Nu составило 3 % и 10 % для симметричных и несимметричных пульсаций соответственно.

ВЫВОДЫ

Результаты экспериментальных исследований показали, что пульсационное течение может приводить к существенной интенсификации теплообмена в зависимости от режима пульсаций. Выявлена положительная взаимосвязь между интенсивностью пульсаций и внешней теплоотдачей коридорного пучка труб. Как с повышением частоты, так амплитуды пульсаций теплоотдача пучка труб возрастает. Скважность пульсаций, также оказывает влияние на теплоотдачу пучка труб. Увеличение несимметричности пульсаций приводит к повышению теплоотдачи. С увеличением интенсивности стационарного течения прирост теплоотдачи в пульсационном течении уменьшается. Максимальная интенсификация теплообмена наблюдается при числе Рейнольдса 1200 и режиме пульсаций соответствующей максимальной частоте и амплитуде пульсаций.

Работа выполнена при финансовой поддержке проекта РФФ № 23-29-00845, <https://www.rscf.ru/project/23-29-00845/>

Список литературы

1. Физические основы и промышленное применение интенсификации теплообмена. Интенсификация теплообмена И.А. Попов, Х.М. Махьянов, В.М. Гуреев; Под ред. Ю.Ф. Гортышова. Казань: Изд. Центр инновационных технологий, 2009. 560 с.
2. Ye Q., Zhang Y., Wei J. A comprehensive review of pulsating flow on heat transfer enhancement // Appl. Therm. Eng. 2021. Vol. 196. URL: doi.org/10.1016/j.applthermaleng.2021.117275
3. Herman, C. The impact of flow oscillations on convective heat transfer // Annu. Rev. Heat Transf. 2000. Vol. 11. P. 495–561.
4. Badr H.M. Effect of free-stream fluctuations on laminar forced convection from a straight tube // Int. J. Heat Mass Trans. 1997. Vol. 40. P. 3653–3662.
5. Zontul H., Şahin B. Experimental investigation of convective heat transfer performance and hydrodynamics of pulsating

- flow through the rectangular grooved channel // *Exp. Therm. Fluid Sci.* 2023. Vol. 141. URL: doi.org/10.1016/j.expthermflusci.2022.110796.
6. Haibullina A.I., Hayrullin A.R. Heat Transfer in Pulsating Laminar Flow in a Pipe: Evaluation of the Reduction in the Heat Exchange Area of Oil Cooler // *IOP Conf. Ser.: Mater. Sci. Eng.* 2022. No. 4. Vol. 988. URL: iopscience.iop.org/article/10.1088/1755-1315/988/4/042038
 7. Gaheen O.A. [и др.]. Experimental investigation on the convection heat transfer enhancement for heated cylinder using pulsated flow // *Therm. Sci. Eng. Prog.* 2021. Vol. 26. URL: doi.org/10.1016/j.tsep.2021.101055
 8. Gnatowska R. Numerical analysis of oscillating flow around a cylinder // *J. Appl. Comput. Mech.* 2014. No. 3. Vol. 13. P. 59–66.
 9. Mikheev N.I., Molochnikov V.M., Mikheev A.N., Dushina O.A. Hydrodynamics and heat transfer of pulsating flow around a cylinder // *Int. J. Heat Mass Transf.* 2017. Vol. 109. P. 254–265.
 10. Konstantinidis E., Balabani S., Yianneskis M. Relationship between vortex shedding and heat transfer: implications for tube bundles in cross-flow // *Chem. Eng. Res. Des.* 2003. Vol. 81. P. 695–699.
 11. Konstantinidis E., Balabani S., Yianneskis M. Phase-average mean flow and turbulence structure in a staggered cylinder array subjected to pulsating cross-flow // *J. Fluids Eng. Trans. ASME.* 2004. Vol. 126. P. 323–336.
 12. Konstantinidis E., Castiglia D., Balabani S., Yianneskis M. On the flow and vortex shedding characteristics of an in-line tube bundle in steady and pulsating crossflow // *Chem. Eng. Res. Des.* 2000. Vol. 78. No. 8. P. 1129–1138.
 13. Liang C., Papadakis G. Study of the Effect of Flow Pulsation on the Flow Field and Heat Transfer Over an Inline Cylinder Array Using LES // *Engineering Turbulence Modelling and Experiments.* 2005. Vol. 6. P. 813–822.
 14. Molochnikov V.M., Mikheev A.N., Aslaev A.K., Dushina O.A., Paereliy A.A. Heat transfer of a tube bundle in a pulsating flow // *Therm. and Aeromechanics.* 2019. Vol. 26, No. 4. P. 519–529.
 15. Molochnikov V.M., Mikheev A.N., Goltsman A.E., Paereliy A.A., Aslaev A.K. Flow structure between the tubes and heat transfer of a tube bundle in pulsating flow // *J. Phys.: Conf. Ser.* 2018. Vol. 1105. URL: iopscience.iop.org/article/10.1088/1742-6596/1105/1/012024.
 16. Ilyin V.K., Haibullina A.I., Hayrullin A.R., Sabitov L.S. Thermal and hydraulic efficiency of the corridor tube bundle in conditions of pulsating flow of fluid // *IOP Conf. Ser.: Mater. Sci. Eng.* 2017. Vol. 240. URL: iopscience.iop.org/article/10.1088/1757-899X/240/1/012025
 17. Ilyin V.K., Haibullina A.I., Hayrullin A.R., Sabitov L.S. Factors influencing on the thermal flow with the cross-section of the corridor tube bundle in low-frequency non-symmetric pulsations // *IOP Conf. Ser.: Mater. Sci. Eng.* 2017. Vol. 240. URL: iopscience.iop.org/article/10.1088/1757-899X/240/1/012026
 18. Примеры и задачи по курсу процессов и аппаратов химической технологии. Учебное пособие для вузов К.Ф. Павлов, П.Г. Романков, А.А. Носков / Под ред. чл.-кор. АН СССР П.Г. Романкова. 10-е изд., перераб и доп. Л.: Химия. 1987. 576 с.
 19. Теплоотдача пучков труб в поперечном потоке жидкости / А.А. Жукаускас, Макарявичюс В.И., Шланчяускас А.А. Вильнюс: Изд. Мокслас. 1968. 192 с

ТЕПЛОГИДРАВЛИЧЕСКАЯ ЭФФЕКТИВНОСТЬ ПОРИСТЫХ СРЕД В УСЛОВИЯХ ПУЛЬСИРУЮЩЕГО ПОТОКА

Хайруллин А.Р., Хайбуллина А.И., Сinyaев А.А.

*Казанский государственный энергетический университет,
420066, Россия, Казань, ул. Красносельская, 51
e-mail: haybullina.87@mail.ru*

Аннотация. В данной работе проведено численное исследование теплогидравлических характеристик симметричных и несимметричных пульсаций на уровне отдельных пор, с учетом сложной трехмерной структуры пористого материала. Построение трехмерной структуры высокопористых пен осуществлялась путем трехмерных тесселяций Вороного с помощью Ansys Fluent. Численное исследование проводилось при числе Рейнольдса 10, 25, 40 и 50. Рабочей средой служил воздух. Три пены были сгенерированы с пористостью 0,743, 0,864 и 0,954 соответствующих диаметру фибр 6,5, 4,5 и 2,5 мм. Результаты показали, что теплогидравлическая эффективность пен выше при несимметричных пульсациях.

Ключевые слова: пористая среда, численное исследование, метод Вороного, пульсация потока, теплогидравлическая эффективность

THERMOHYDRAULIC EFFICIENCY OF POROUS MEDIA UNDER PULSATING FLOW CONDITIONS

Hayrullin A.R., Haibullina A.I., Sinyavin A.A.

*Kazan State Power Engineering University,
420066, Russia, Kazan, Krasnoselskaya Street, 51*

Annotation. In this paper, a numerical study of the thermohydraulic characteristics of symmetric and asymmetric pulsations at the level of individual pores is carried out, taking into account the complex three-dimensional structure of a porous material. The construction of a three-dimensional structure of highly porous foams was carried out by three-dimensional Voronoi tessellations using Ansys Fluent. The numerical study was carried out with Reynolds numbers 10, 25, 40 and 50. The working medium was air. Three foams were generated with a porosity of 0.743, 0.864 and 0.954 corresponding to the diameter of 6.5, 4.5 and 2.5 mm fibers. The results showed that the thermal-hydraulic efficiency of foams is higher with asymmetrical pulsations.

Keywords: porous medium, numerical study, Voronoi method, flow pulsation, thermal-hydraulic efficiency

ВВЕДЕНИЕ

Металлические пены с открытыми порами представляют собой высокопористые материалы с ячеистыми структурами, расположенными в случайном порядке. Несмотря на то, что имеется большее количество теоретических и экспериментальных исследований теплообмена в пористых структурах [1]. Теплообмен и характеристики потока в пористых структурах в основном исследуются при стационарном течении, при этом исследования с вынужденными нестационарными течениями ограничены. Вынужденные пульсации потока являются одним из методов интенсификации теплообмена. Эффективность пульсаций для интенсификации теплообмена показана во многих исследованиях [2]. Поэтому совместное применение пористых структур в условиях пульсирующего потока для интенсификации теплообмена представляет научный интерес.

Исследования пульсирующих течений в пористых структурах имеют ограниченный характер. Экспериментальные исследования осциллирующих течений в пористых структурах проводятся без циркуляции теплоносителя [3–5], что не позволяет сравнить их напрямую со стационарным течением. Численные

исследование с использованием реалистичной трехмерной геометрии пористой среды может быть затруднительно, даже при стационарном течении (в случае больших расчетных областей). Поэтому численная симуляция пульсирующих течений в основном проводятся на двухмерных моделях. В работе [6] получены результаты моделирования в двухмерной пористой структуре, состоящей из пучка труб при пульсирующем течении. В результате моделирования показано, что увеличение частоты приводит к росту гидравлического сопротивления. Авторы [7] численным методом изучали влияние симметричных пульсаций на характеристики теплообмена и гидродинамики в двухмерной пористой среде. В работе показано, что безразмерная частота пульсаций влияет на профили скорости и температуры потока. В другой работе [8] при двухмерном моделировании показано, что число Нуссельта при пульсирующем течении существенно отличается от стационарного течения, при этом интенсификация зависит от частоты и амплитуды пульсаций. В работе [9] авторы также обнаружили, что высокая амплитуда и частота пульсаций приводит к повышению числа Нуссельта при осциллирующем потоке в канале с пористой средой.

При численном исследовании течений в трехмерных структурах используются различные методы [10]. Одним из таких методов является применение трехмерных тесселяций Вороного [11], данный метод совместно с программами трехмерного проектирования позволяет симитировать геометрию пористой среды со случайным расположением пор в пространстве, при заданных характеристиках, такие как количество пор на дюйм, порозность, диаметр фибр и т.д. Численное моделирование теплообмена в пористой среде, сгенерированной путем трехмерных тесселяций Вороного, показывают хорошее совпадение с экспериментальными данными [12].

В данной работе проведено численное исследование теплогидравлических характеристик симметричных и несимметричных пульсаций на уровне отдельных пор, с учетом сложной трехмерной структуры пористого материала. Построение трехмерной структуры высокопористых пен осуществлялась путем трехмерных тесселяций Вороного.

МЕТОДИКА ЧИСЛЕННОГО ИССЛЕДОВАНИЯ

Численное исследование проводилось при числе Рейнольдса Re 10, 25, 40 и 50. Рабочей средой служил воздух. Три пены были сгенерированы с пористостью ε 0,743, 0,864, 0,954 соответствующих диаметру фибр 6,5, 4,5 и 2,5 мм. Размер одной ячейки D_c пены при всех пористостях составлял 25,4 мм. Для сокращения расчетного времени исследовалось влияние произведения безразмерной амплитуды пульсаций и числа Струхала $(A/D)Sh$, которое принимало значение 0,114, 0,191, 0,268 и 0,344. При всех расчетах частота f пульсаций соответствовала 2 Гц. Пульсации потока имели возвратно поступательный характер. Исследовались симметричные пульсации и несимметричные пульсации со скважностью ψ 0,25. Скважность пульсаций рассчитывалась как отношение первого полупериода пульсаций к общему периоду пульсаций, при этом первый полупериод пульсаций соответствовала развороту потока жидкости. Пористая среда, сгенерированная методом трехмерных тесселяций Вороного, показана на рис. 1. Расчетная область представляла собой прямоугольный канал с буферными зонами на входе и выходе (см. рис. 2). По центру канал располагалась пористая среда. Количество пор по направлению потока для сокращения времени расчета соответствовала 10. Ширина и высота расчетной области составляла 1,6 диаметра от ячейки пены.

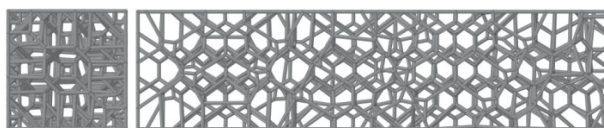


Рис. 1. Геометрия пористой среды, построенная путем трехмерных тесселяций Вороного

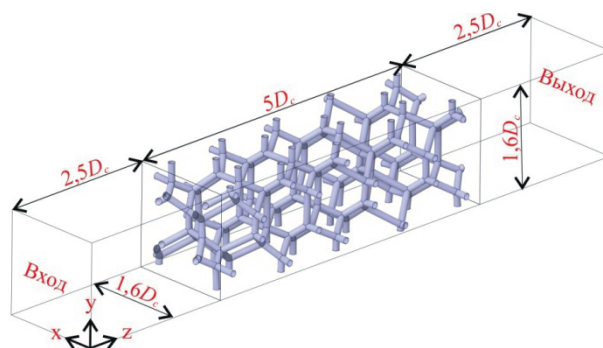


Рис. 2. Расчетная область математической модели для пористости ε 0,954

Численные исследования проводились с помощью Ansys Fluent. Дискретизация уравнений массы и энергии осуществлялась методом конечных объемов. На боковых гранях расчетной области задавалось условие симметрия. На стенках пены задавался постоянный тепловой поток. На входе в расчетную область постоянная температура 299,15 К. При стационарном случае на входе пористой среды принималась постоянная скорость, при пульсационном течении пульсации скорости. Количество элементов сеточного решателя, определенное в ходе тестовых расчетов, составило 1,8, 2,1 и 3,4 млн для пористостей 0,743, 0,864, 0,954 соответственно.

Для верификации численного моделирования, число Нуссельта, полученное для стационарного течения при порозности 0,954, сравнивалось с экспериментальными данными других авторов [13, 14], при этом отклонение в числе Нуссельта составило не более 9 %.

РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННОГО ИССЛЕДОВАНИЯ

На рис. 3 показаны линии тока при стационарном течении при числе Рейнольдса Re 25 и пористости $\varepsilon = 0,954$.

На рис. 4, 5 показаны линии тока, при симметричной и несимметричной пульсации для разных моментов времени τ относительно периода пульсаций T . Течение потока при пульсирующем течении менее стабильно по сравнению со стационарным потоком.

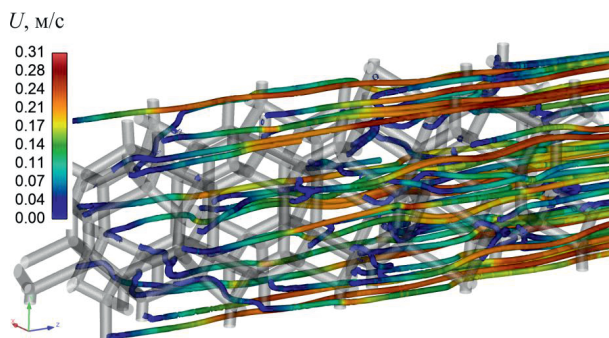


Рис. 3. Мгновенные значения линий тока при стационарном течении при $\varepsilon = 0,954$ $Re = 25$

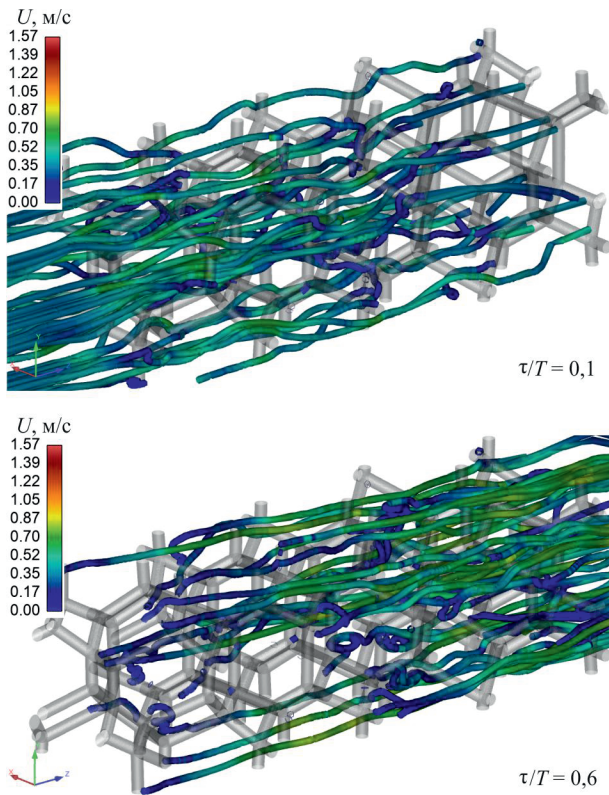


Рис. 4. Мгновенные значения линий тока скорости потока при несимметричных пульсациях при $\varepsilon = 0,954$ $Re = 25$, $(A/D)Sh = 0.344$

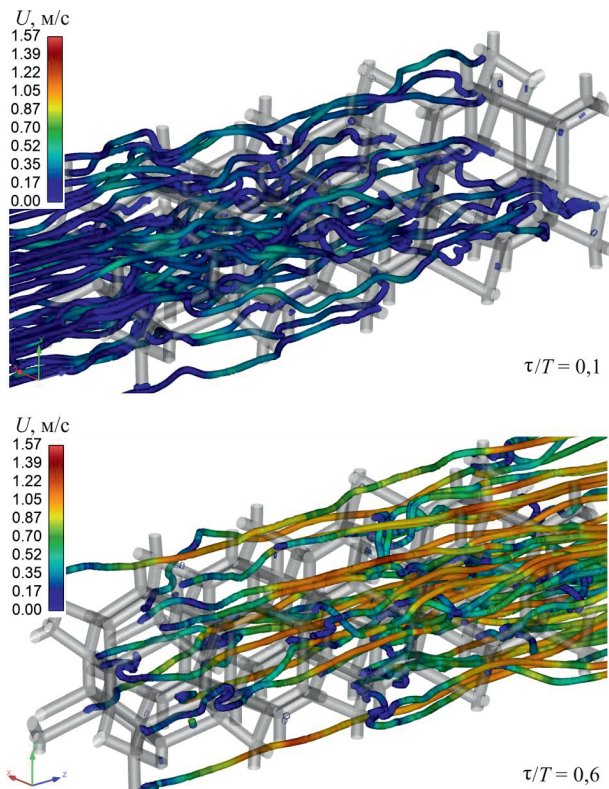


Рис. 5. Мгновенные значения линий тока скорости потока при симметричных пульсациях при $\varepsilon = 0,954$ $Re = 25$, $(A/D)Sh = 0.344$

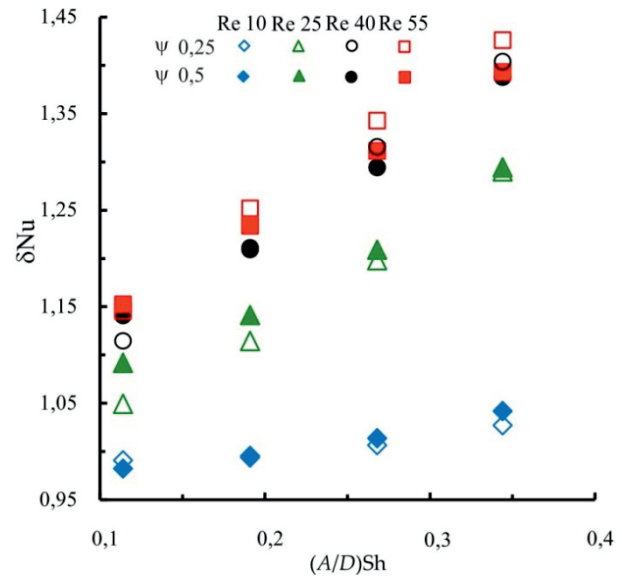


Рис. 6. Зависимость прироста числа Нуссельта δNu от интенсивности пульсаций при $\varepsilon = 0,743$

Анализ качественной картины течения показал, что паттерн течения схож с течением при поперечном обтекании пучков труб. Фибры пены служат препятствием потоку, поэтому позади фибр пены по направлению потока образуются застойные зоны с уменьшенным значением скорости.

На рис. 6 показаны приросты числа Нуссельта в пульсационном течении по сравнению со стационарным течением, при пористости $\varepsilon 0,743$. Как видно по рис. 6 повышения произведения амплитуды пульсаций и числа Струхала приводит к росту числа Нуссельта, как при симметричных, так и несимметричных пульсациях.

Симметричные пульсации показывают чуть лучшее усиление теплообмена 4–5 %, при низких числах Рейнольдса в исследованном диапазоне. Несимметричные пульсации, наоборот эффективней при высоких числах Рейнольдса. Различия симметричных и несимметричных пульсаций незначителен, по сравнению с величиной интенсификации теплообмена. Максимальная интенсификация в 43 % достигнута при несимметричных пульсациях, произведения амплитуды и числа Струхала $(A/D)Sh 0,344$, числа Рейнольдса $Re 55$ и порозности $\varepsilon 0,743$. Увеличение произведения амплитуды и числа Струхала приводит к увеличению степени интенсификации теплообмена независимо от порозности и режимных параметров. Увеличение чисел Рейнольдса также приводит к повышению степени интенсификации теплообмена

На рис. 7 показано влияние интенсивности пульсаций на рост коэффициента гидравлического сопротивления в пульсационном течении по сравнению со стационарным течением при различном числе Рейнольдса и скважности пульсаций.

Количественная оценка гидравлического сопротивления показала, что для всех исследованных по-

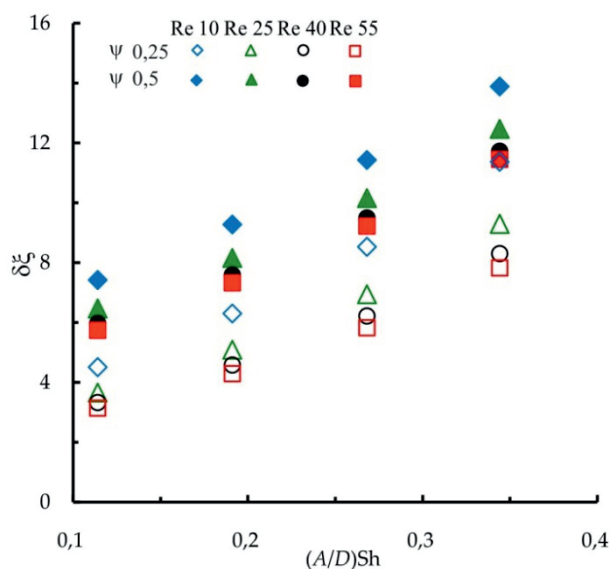


Рис. 7. Зависимость прироста гидравлического сопротивления $\delta\xi$ от интенсивности пульсаций при $\varepsilon = 0,743$

ристовей, чем выше интенсивность пульсаций, тем выше отношение сопротивления, что согласуется с данными, при подобных пульсациях в пучках труб [16]. Рост отношения сопротивления связан с ростом потерь давления за счет увеличения скорости при пульсирующем течении. Сквозность пульсаций оказывает существенное влияние на отношение сопротивления. Для всех пористостей, при одинаковом числе Рейнольдса, отношение сопротивления всегда выше при симметричных пульсациях. При симметричных пульсациях, для второго полупериода пульсаций, входная скорость выше, чем при несимметричных пульсациях. Рост потерь давления приходится на фазы пульсаций с максимальной скоростью, что может быть причиной более высоких значений отношений сопротивления при симметричных пульсациях. Как для симметричных, так и для несимметричных пульсаций с уменьшением чисел Рейнольдса происходит повышение отношения сопротивления.

На рис. 8–10 показана теплогидравлическая эффективность пористой среды в пульсирующем потоке, при различных режимных параметрах и пористости, в зависимости от интенсивности пульсаций $(A/D)Sh$.

Теплогидравлическая эффективность основывалась на факторе аналогий Рейнольдса (ФАР) [15] и определялась по следующей формуле

$$\text{ФАР} = \frac{\delta \text{Nu}}{\delta \xi} = \frac{\text{Nu}_п / \text{Nu}_{ст}}{\xi_п / \xi_{ст}},$$

где $\text{Nu}_п$, $\text{Nu}_{ст}$, $\xi_п$, $\xi_{ст}$ – число Нуссельта и коэффициент гидравлического сопротивления при пульсационном и стационарном течении.

Для всего исследованного диапазона, теплогидравлическая эффективность, основанная на факторе аналогий Рейнольдса (ФАР), была меньше одного.

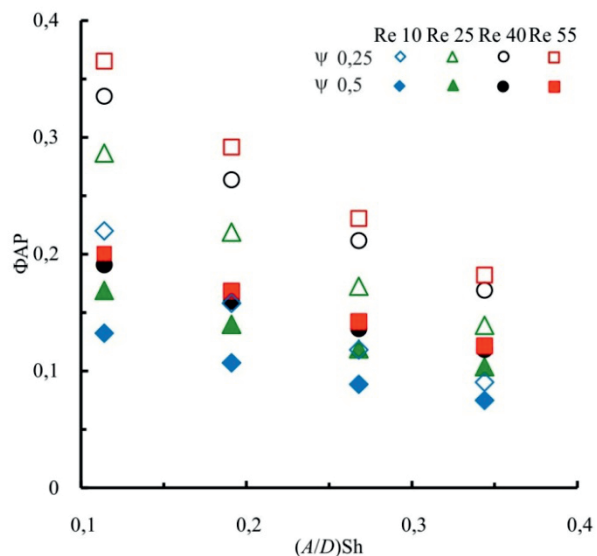


Рис. 8. Теплогидравлическая эффективность в зависимости от интенсивности пульсаций при $\varepsilon = 0,743$

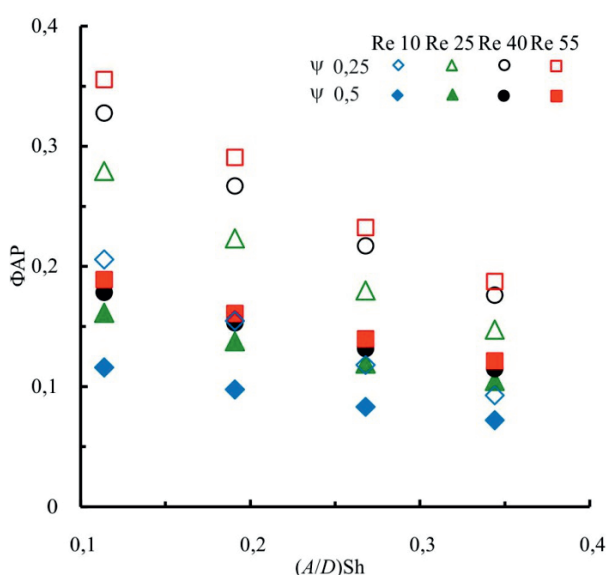


Рис. 9. Теплогидравлическая эффективность в зависимости от интенсивности пульсаций при $\varepsilon = 0,864$

Увеличение интенсивности пульсаций приводило к уменьшению ФАР. Интенсификация теплообмена могла быть выше как при симметричных, так и несимметричных пульсациях. При этом ФАР был выше при несимметричных пульсациях потока, что связано с тем, что рост гидравлического сопротивления при симметричных пульсациях был выше. Отношение сопротивления выше при минимальном числе Рейнольдса, при этом отношение числа Нуссельта выше при максимальном числе Рейнольдса, поэтому увеличение числа Рейнольдса приводило к повышению ФАР. Максимальное значение ФАР для всех исследованных пористостей 0,743, 0,864 и 0,954 составило 0,37, 0,35 и 0,28 соответственно. Повышение пористости

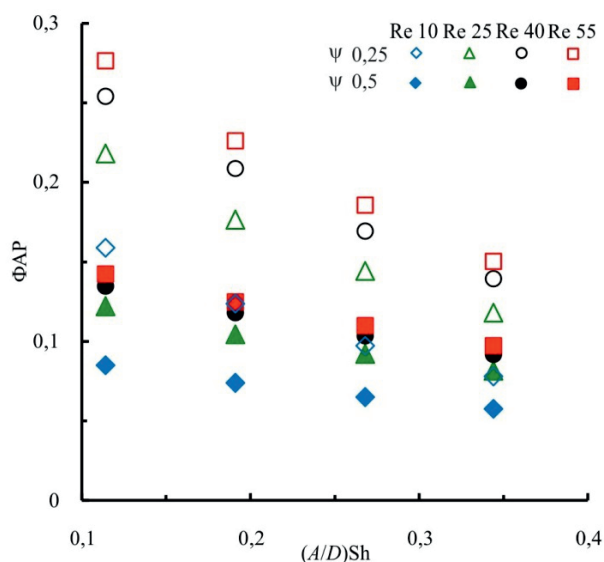


Рис. 10. Теплогидравлическая эффективность в зависимости от интенсивности пульсаций при $\varepsilon = 0,954$

оказывало незначительный эффект на ФАР, в диапазоне пористостей от 0,743 до 0,864. При повышении пористости до 0,954 происходило снижение ФАР.

Работа выполнена при финансовой поддержке проекта РНФ № 21-79-10406, <https://rscf.ru/project/21-79-10406/>

Список литературы

1. Wang H., Guo L., Chen K. Theoretical and Experimental Advances on Heat Transfer and Flow Characteristics of Metal Foams // *Sci. China Technol. Sci.* 2020. Vol. 63. P. 705–718.
2. Ye Q., Zhang Y., Wei J. A comprehensive review of pulsating flow on heat transfer enhancement // *Applied Thermal Engineering.* 2021. Vol. 196. P. 117275
3. Вағси Ö., Arbak A., De Paere M., Dukhan N. Investigation of Low-Frequency-Oscillating Water Flow in Metal Foam with 10 Pores per Inch // *Heat Mass Transfer* 2018. Vol. 54. P. 2343–234.
4. Leong K.C., Jin L.W. Characteristics of oscillating flow through a channel filled with open-cell metal foam //

- International Journal of Heat and Fluid Flow. 2006. Vol. 27, No. 1. P. 144–153.
5. Ni M. et al. A quantitative method to describe the flow characteristics of an oscillating flow including porous media // *International Journal of Heat and Mass Transfer.* 2018. Vol. 119. P. 860–866.
6. Kim S.-M., Ghiaasiaan S.M. Numerical Modeling of Laminar Pulsating Flow in Porous Media // *Journal of Fluids Engineering.* 2009. Vol. 131, No. 4. P. 041203
7. Dai Q., Yang L. LBM numerical study on oscillating flow and heat transfer in porous media // *Applied Thermal Engineering.* 2013. Vol. 54, No. 1. P. 16–25.
8. Chen S. et al. Numerical study on the heat transfer characteristics of oscillating flow in cryogenic regenerators // *Cryogenics.* 2018. Vol. 96. P. 99–107.
9. Ghafarian M., Mohebbi-Kalhorji D., Sadegi J. Analysis of heat transfer in oscillating flow through a channel filled with metal foam using computational fluid dynamics // *International Journal of Thermal Sciences.* 2013. Vol. 66. P. 2–50.
10. Abishek S. et al. Generation and validation of virtual non-woven, foam and knitted filter (separator/coalescer) geometries for CFD simulations // *Separation and Purification Technology.* 2017. Vol. 188. P. 493–507.
11. Nie Z., Lin Y., Tong Q. Modeling structures of open cell foams // *Computational Materials Science.* 2017. Vol. 131. P. 160–169.
12. Nie Z., Lin Y., Tong Q. Numerical investigation of pressure drop and heat transfer through open cell foams with 3D Laguerre-Voronoi model // *International Journal of Heat and Mass Transfer.* 2017. Vol. 113. P. 819–839.
13. Mancin S. et al. Air forced convection through metal foams: Experimental results and modeling // *International Journal of Heat and Mass Transfer.* 2013. Vol. 62. P. 112–123.
14. Calmidi V.V., Mahajan R.L. Forced Convection in High Porosity Metal Foams // *Journal of Heat Transfer.* 2000. Vol. 122, № 3. P. 557–565.
15. Физические основы и промышленное применение интенсификации теплообмена. Интенсификация теплообмена И.А. Попов, Х.М. Махьянов, В.М. Гуреев; Под ред. Ю.Ф. Гортышова. Казань: Изд. Центр инновационных технологий, 2009. 560 с.
16. Ilyin V.K. Haibullina A.I., Hayrullin A.R., Sabitov L.S. Thermal and hydraulic efficiency of the corridor tube bundle in conditions of pulsating flow of fluid // *IOP Conf. Ser.: Mater. Sci. Eng.* 2017. Vol. 240. P. 012025.

ПЛОСКОПАРАЛЛЕЛЬНЫЕ ТЕЧЕНИЯ И ТЕПЛОПЕРЕНОС В ГАЗЕ

Шалаев В.И., Калугин С.Т., Толоко Г.В., Токарев В.А.

Московский физико-технический институт (Физтех),
141701, Московская область, г. Долгопрудный, Институтский пер., 9
e-mail:vi.shalaev@yandex.ru

Аннотация. Скользящие течения сжимаемого газа в плоских или цилиндрических каналах представляют значительный интерес в аэромеханике как тестовые задачи, например, для анализа развития возмущений и ламинарно-турбулентного перехода, так и в практических приложениях. Известно несколько работ, посвященное этой тематике, но все они касались только отдельных задач, типа течения Куэтта, на основе использования преобразования типа А.А. Дородницына [1-3]. В настоящей работе показано, что условием аналитического решения таких задач является наличие интеграла уравнения энергии, подобного интегралу Крокко для пограничного слоя, но для произвольного числа Прандтля. Представлены точные решение для комплекса задач типа течения Куэтта-Пуазейля в сжимаемом газе для плоского канала.

Ключевые слова: плоскопараллельные течения в газе, аналитические решения

PLANE-PARALLEL FLOWS AND HEAT TRANSFER IN GASES

Shalaev V.I., Kalugin S.T., Toloko G.V., Tokarev V.A.

Moscow Institute of Physics and Technologies (Phystech),
141701, Russia, Moscow region, Dolgoprudnyi c., Institute alleyway, 9

Annotation. Compressible gas sliding flows in plane and cylindrical channels are of considerable interest in aeromechanics as test problems, for example, in analysis of perturbation evolution and laminar-turbulent transition, and in practical applications. Several works dedicated to this theme are known but in all of them only specific problems of the Couette flow type on the base of Dorodnitsyn type transformation have been considered. In the present work, it is shown that the existence of a Crocco type integral for the energy equation at an arbitrary Prandtl number is the condition for an analytical solution existence for this flow type. Exact solutions are presented for problems of Couette- Pouaseile type gas flows in a plane channel.

Keywords: plane-parallel gas flows, analytical solutions

Скользкие течения сжимаемого газа в плоских или цилиндрических каналах представляют значительный интерес в аэромеханике как тестовые задачи, например, для анализа развития возмущений и ламинарно-турбулентного перехода, так и в практических приложениях. Известно несколько работ, посвященное этой тематике, но все они касались только отдельных задач, типа течения Куэтта, на основе использования преобразования типа А.А. Дородницына [1–3]. В настоящей работе показано, что условием аналитического решения таких задач является наличие интеграла уравнения энергии, подобного интегралу Крокко для пограничного слоя, но для произвольного числа Прандтля. Представлены точные решение для комплекса задач типа течения Куэтта-Пуазейля в сжимаемом газе для плоского канала.

1. ФОРМУЛИРОВКА ПЛОСКОЙ ЗАДАЧИ

Рассматривается плоско-параллельное течение вязкого газа в канале шириной l под действием продольного движения нижней границы со скоростью U и продольного постоянного градиента давления $p_x = \text{const}$ при наличии постоянного поперечного массопереноса через проницаемые стенки $\rho v = v_0 = \text{const}$; скорость продольного движения $u(y)$ и энтальпия $h(y)$ зависят только от поперечной координаты y . Схема течения представлена на рис. 1.

Уравнения энергии и импульса для плоского течения представляются в виде:

$$\frac{1}{Pr} \frac{d}{dy} \mu \frac{dh}{dy} + u p_x + \mu u_y^2 = v_0 \frac{dh}{dy}; \quad h(0) = h_0, \quad h(l) = h_1,$$

$$\frac{d}{dy} \mu \frac{du}{dy} = p_x + v_0 \frac{du}{dy}; \quad u(0) = U, \quad u(l) = 0. \quad (1.1)$$

Здесь Pr – число Прандтля, вязкость $\mu(h)$ определена для воздуха формулой Саттерленда [4]:

$$\bar{\mu} = \frac{\mu(h)}{\mu_0} = \bar{h}^{\frac{3}{2}} \frac{1 + h_S}{\bar{h} + h_S}, \quad h_S = \frac{110.4^\circ K}{T_0}, \quad \bar{h} = \frac{h}{h_0}. \quad (1.2)$$

T_0 – температура нижней стенки, \bar{h} – безразмерная энтальпия (температура) отнесенная к своему значению на стенке.

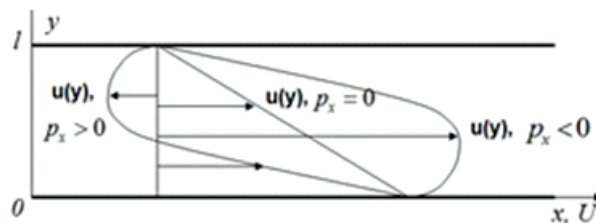


Рис. 1. Схема плоского течения

Умножая уравнение импульса (1.1) на скорость и складывая результат с уравнением энергии, получим уравнение для аналога полной энтальпии при H_0 :

$$\frac{d}{dy} \mu \frac{dH_0}{dy} = \text{Pr} v_0 \frac{dH_0}{dy} + (1 - \text{Pr}) \frac{d}{dy} \left(\frac{u^2}{2} \right), \quad H_0 = \frac{h}{\text{Pr}} + \frac{u^2}{2}$$

Уравнение импульса и преобразованное уравнение энергии интегрируются один раз и приобретают форму:

$$\mu \frac{dH_0}{dy} = \text{Pr} v_0 H_0 - (1 - \text{Pr}) \frac{u^2}{2} + C_1, \\ \mu \frac{du}{dy} = v_0 u + p_x y + A_1. \quad (1.3)$$

$$u(0) = U, \quad u(l) = 0, \quad H_0(0) = \frac{h_0}{\text{Pr}} + \frac{U^2}{2}, \quad H_0(l) = \frac{h_1}{\text{Pr}}$$

Здесь A_1 и C_1 – постоянные интегрирования. Для нахождения полного решения уравнений (1.3) предположим, что H_0 есть функция скорости, $H_0 = H_0(u)$. В этом случае уравнение энергии (1.3) преобразуется так:

$$(v_0 u + p_x y + A_1) \frac{dH_0}{du} = \text{Pr} v_0 H_0 + (1 - \text{Pr}) \frac{u^2}{2} + C_1. \quad (1.4)$$

Рассмотрим возможные случаи существования интеграла этого уравнения

2. ТЕЧЕНИЕ КУЭТТА

Эта задача соответствует условию $p_x = v_0 = 0$. Уравнение (1.4) имеет интеграл типа интеграла Крокко в пограничном слое, который представляется в виде:

$$H_0(u) = \frac{h}{\text{Pr}} + \frac{u^2}{2} = C_1 u + D_1, \\ D_1 = \frac{h_1}{\text{Pr}}, \quad C_1 = \frac{h_0 - h_1}{\text{Pr} U} + \frac{U}{2}. \quad (2.1)$$

Преобразуем задачу к безразмерной форме в соответствии с соотношениями (1.2) и (2.1):

$$\bar{h} = \beta(a + bV - V^2) = \beta R(V), \quad V = \frac{u}{U}, \quad Y = \frac{y}{l},$$

$$\beta = \frac{\text{Pr} U^2}{2h_0}, \quad a = \frac{2D_1}{U^2}, \quad b = \frac{2C_1}{U}, \quad H_S = \frac{h_S}{\beta},$$

$$A = \frac{A_1 l}{\mu_0 (1 + h_S) \sqrt{\beta}}, \quad m(V) = \frac{\bar{\mu}}{(1 + h_S) \sqrt{\beta}} = \frac{R^{3/2}(V)}{R(V) + H_S}.$$

В результате уравнение импульса приводится к виду

$$m(V) \frac{dV}{dY} = A.$$

Оно интегрируется в следующей форме:

$$f(V) = \int \frac{R^{3/2}(V) dV}{R(V) + H_S} = AY + B, \\ f(1) = B, \quad A = f(0) - f(1). \quad (2.2)$$

Для вычисления интеграла (2.2) используется представление:

$$f(V) = \int \frac{R^{3/2}(V) dV}{R(V) + H_S} = \int \sqrt{R(V)} dV + \\ + H_S \int \frac{\sqrt{R(V)} dV}{-R(V) - H_S} = I_1(V) + H_S I_2(V)$$

Интеграл I_1 определяется функцией [5]:

$$I_1(V) = \frac{(2V - b) \sqrt{R(V)}}{4} + \frac{\Delta}{8} \arcsin \frac{2V - b}{\sqrt{\Delta}}. \quad (2.3)$$

Второй интеграл преобразуется так:

$$I_2(V) = \int \frac{\sqrt{R(V)} dV}{V^2 - bV - a_1} = \int \frac{\sqrt{R(V)} dV}{(V - v_1)(V - v_2)} = \\ = \frac{1}{\sqrt{\Delta_1}} \left[\int \frac{\sqrt{R(V)} dV}{V - v_1} - \int \frac{\sqrt{R(V)} dV}{V - v_2} \right] = \frac{I_{21} - I_{22}}{\sqrt{\Delta_1}}$$

Здесь v_1 и v_2 – корни уравнения:

$$-R_1(v) - H_S = v^2 - bv - a_1 = 0, \quad a_1 = a + H_S,$$

$$v_{1,2} = \frac{b \pm \sqrt{\Delta_1}}{2}, \quad \Delta_1 = b^2 + 4a_1.$$

Интегралы I_{21} и I_{22} определяются соотношениями [5]:

$$I_{21}(V) = \sqrt{R(V)} + \sqrt{H_S} \arctg \frac{\sqrt{\Delta_1} \left(V - \frac{b}{2} \right) - \Delta}{\sqrt{H_S R(V)}} - \\ - \frac{\sqrt{\Delta_1}}{2} \arcsin \frac{2V - b}{\sqrt{\Delta}}, \quad \Delta = b^2 + 4a, \\ I_{22}(V) = \sqrt{R(V)} - \sqrt{H_S} \arctg \frac{\sqrt{\Delta_1} \left(V - \frac{b}{2} \right) + \Delta}{\sqrt{H_S R(V)}} + \\ + \frac{\sqrt{\Delta_1}}{2} \arcsin \frac{2V - b}{\sqrt{\Delta}}. \quad (2.4)$$

В соответствии с этими выражениями решение уравнения импульса представляется так:

$$\frac{(2V - b) \sqrt{R(V)}}{4} + \left(\frac{\Delta}{8} - H_S \right) \arcsin \frac{2V - b}{\sqrt{\Delta}} + \\ + 2H_S \frac{\sqrt{H_S}}{\sqrt{\Delta_1}} \arctg \frac{\sqrt{\Delta_1} \left(V - \frac{b}{2} \right) - \Delta}{\sqrt{H_S R(V)}} = AY + B. \quad (2.5)$$

Это решение совпадает с полученными ранее другим методом [1–3]. На рис. 2а и рис. 2б приведены распределения безразмерных скорости и температуры в канале при изменении параметра $\rho_0 = 1/(2\beta)$ при $\text{Pr} = 0,72$.

3. ПЛОСКОЕ ТЕЧЕНИЕ КУЭТТА-ПУАЗЕЙЛЯ С ТЕПЛОИЗОЛИРОВАННОЙ НЕПОДВИЖНОЙ СТЕНКОЙ

Эта задача соответствует наличию постоянного градиента давления. Ранее в литературе она не рассматривалась. В этом случае уравнение (1.4) для полной энтальпии приводится к виду:

$$(p_x y + A_1) \frac{dH_0}{du} = C_1. \quad (3.1)$$

Это уравнение интегрируется только в случае, если $C_1 = 0$, что соответствует, согласно соотношению (4.1), обращению в ноль на неподвижной границе $y = l$ производной от энтальпии, т.е. ее теплоизолированности:

$$\mu \left. \frac{dH}{dy} \right|_{y=l} = \mu \left(\frac{dh}{dy} + u \frac{du}{dy} \right)_{y=l} = \mu_1 \left. \frac{dh}{dy} \right|_{y=l} = C = 0.$$

Следовательно, $b = 0$, а энтальпия и функция $R(V)$ выражаются формулами:

$$h(u) = \text{Pr} \left(D_1 - \frac{u^2}{2} \right) = h_0 + \frac{\text{Pr}(U^2 - u^2)}{2},$$

$$h_1 = h_0 + \frac{\text{Pr}U^2}{2}, \quad R(V) = a - V^2. \quad (3.2)$$

Интеграл уравнения импульса определяется соотношениями:

$$f(V) = I_1(V) + H_S I_2(V) = \frac{1}{2} P V^2 + A V + B$$

$$P = \frac{p_x l^2}{\mu_0 U (1 + h_s) \sqrt{\beta}}, \quad B = f(1),$$

$$A = \frac{A_1 l}{\sqrt{\beta} \mu_0 U (1 + h_s)} = f(0) - f(1) - \frac{1}{2} P.$$

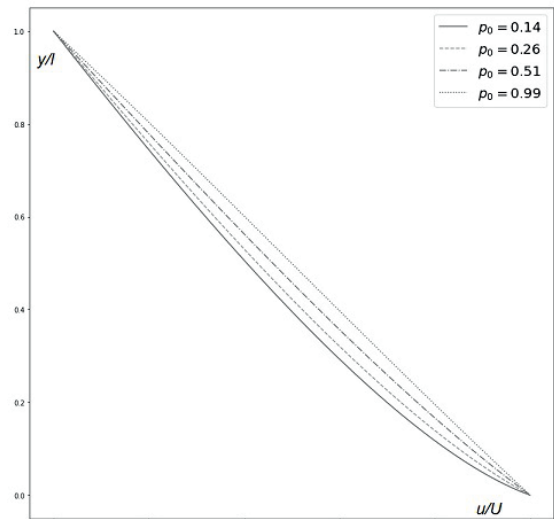
В этом случае:

$$I_1(v) = \frac{V \sqrt{a - V^2}}{2} + \frac{a}{2} \arcsin \frac{V}{a},$$

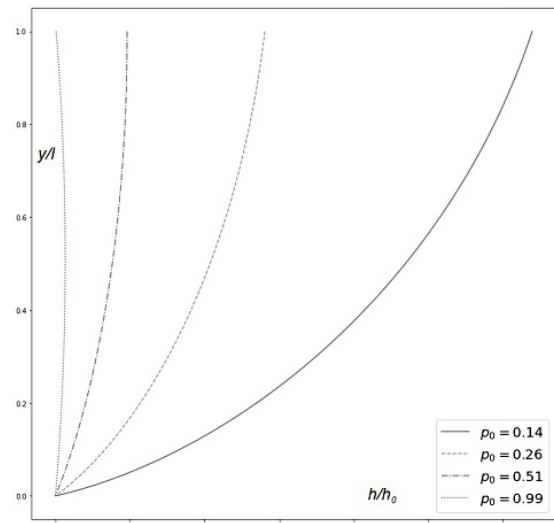
$$I_2(V) = \frac{I_{21} - I_{22}}{\sqrt{\Delta_1}} = \frac{\sqrt{H_S}}{\sqrt{a_1}} \arctg \frac{2\sqrt{a_1}V - 4a}{\sqrt{H_S(a - V^2)}} - \arcsin \frac{V}{\sqrt{a}},$$

$$f(V) = \frac{V \sqrt{a - V^2}}{2} + \frac{a}{2} \arcsin \frac{V}{a} +$$

$$+ 2H_S \left(\frac{\sqrt{H_S}}{\sqrt{a_1}} \arctg \frac{2\sqrt{a_1}V - 4a}{\sqrt{H_S(a - V^2)}} - \arcsin \frac{V}{\sqrt{a}} \right).$$



а) распределения скорости;



б) распределения температуры.

Рис. 2. Распределения безразмерных скорости и температуры в течении Куэтта

Постоянные А и В определяются формулами:

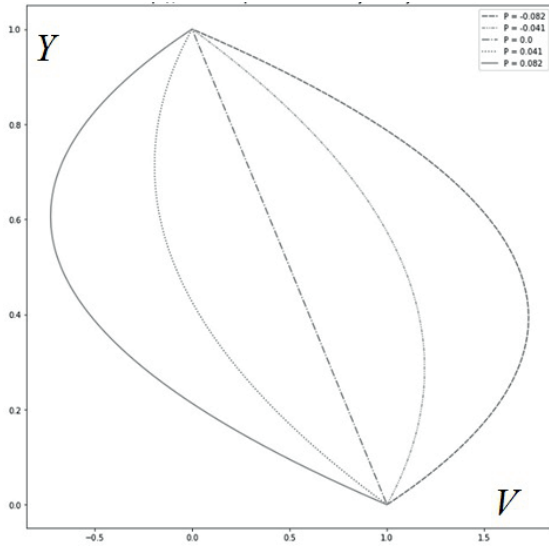
$$B = f(1) = \frac{\sqrt{a-1}}{2} + \left(\frac{a}{2} - 2H_S \right) \arcsin \frac{1}{a} +$$

$$+ 2 \frac{H_S^{3/2}}{\sqrt{a_1}} \arctg \frac{2\sqrt{a_1} - 4a}{\sqrt{H_S(a-1)}};$$

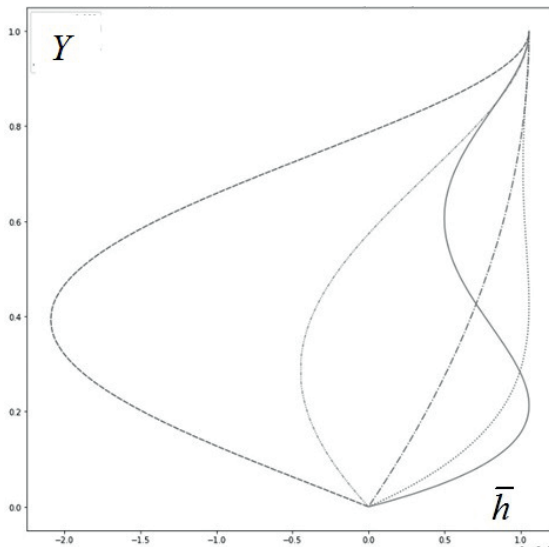
$$A = -2 \frac{H_S^{3/2}}{\sqrt{a_1}} \arctg 4 \sqrt{\frac{a}{H_S}} - \frac{1}{2} P -$$

$$- \frac{\sqrt{a-1}}{2} - \left(\frac{a}{2} - 2H_S \right) \arcsin \frac{1}{a} -$$

$$- 2 \frac{H_S^{3/2}}{\sqrt{a_1}} \arctg \frac{2\sqrt{a_1} - 4a}{\sqrt{H_S(a-1)}}.$$



а) распределения скорости;



б) распределения температуры.

Рис. 3. Распределения безразмерных скорости и температуры в течении Куэтта-Пуазейля

Распределения скорости и температуры в течении Куэтта-Пуазейля при различных значениях параметра P приведены на рис. 3а и рис. 3б.

4. ПЛОСКОЕ ТЕЧЕНИЕ КУЭТТА С ПОПЕРЕЧНЫМ МАССОПЕРЕНОСОМ

Для течения Куэтта в газе актуальной также является задача с поперечным массопереносом через противоположные стенки. Для нее аналитического решения ранее получено не было. В этом случае $v_0 = \text{const}$, $p_x = 0$, и уравнение (1.4) для полной энтальпии приобретает форму;

$$(v_0 u + A_1) \frac{dH_0}{du} = \text{Pr} v_0 H_0 + (1 - \text{Pr}) \frac{u^2}{2} + C_1. \quad (4.1)$$

Его интеграл:

$$\frac{h}{\text{Pr}} = -\frac{1}{2} \left[\frac{(u + A_1)^2}{2 - \text{Pr}} + \frac{A_1^2 + 2C_1}{\text{Pr}} \right] + D(u + A_1)^{\text{Pr}}$$

$$\frac{C_1}{\text{Pr}} = -\frac{A_1^2}{2 - \text{Pr}} \frac{h_1}{\text{Pr}} + \frac{A_1^{\text{Pr}}}{(U + A_1)^{\text{Pr}} - A_1^{\text{Pr}}} \left[\frac{h_0 - h_1}{\text{Pr}} + \frac{(U + A_1)^2 - A_1^2}{2(2 - \text{Pr})} \right]$$

$$D = \left[\frac{h_0 - h_1}{\text{Pr}} + \frac{(U + A_1)^2 - A_1^2}{2(2 - \text{Pr})} \right] \left[(U + A_1)^{\text{Pr}} - A_1^{\text{Pr}} \right]^{-1}$$

Как видно, в этом случае решение уравнения энергии в явном виде зависит от постоянной интегрирования уравнения импульса, которая может быть определена только в процессе решения последнего.

В безразмерных переменных интеграл этого уравнения имеет вид:

$$\bar{h} = \beta \left[a + b s^{\text{Pr}} + c s^2 \right] = \beta R(s), \quad s = V + A,$$

$$A = \frac{A_1}{v_0 U}, \quad \bar{C} = \frac{2C_1}{U^2}, \quad c = -\frac{1}{2 - \text{Pr}},$$

$$a = -\frac{A^2}{2 - \text{Pr}} \frac{2\bar{h}_1}{\beta} + \frac{2A^{\text{Pr}}}{(1 + A)^{\text{Pr}} - A^{\text{Pr}}} \left[\frac{2(1 - \bar{h}_1)}{\beta} + \frac{1 + 2A}{2(2 - \text{Pr})} \right]$$

$$b = \left(\frac{1 - \bar{h}_1}{\beta} + \frac{1 + 2A}{2 - \text{Pr}} \right) \left[(1 + A)^{\text{Pr}} - A^{\text{Pr}} \right]^{-1}. \quad (4.5)$$

При $\text{Pr} = 2$, $\beta = U^2/h_0$ решение является сингулярным и имеет следующий вид:

$$\bar{h} = \beta \left(a + b s^2 + c s^2 \ln s \right), \quad a = \frac{2\bar{h}_1(1 + A) - 1}{\beta(1 + 2A)},$$

$$b = \frac{1 - \bar{h}_1}{\beta(1 + 2A)} + \frac{(1 + A)^2 \ln(1 + A) - A^2 \ln A}{(1 + 2A)}, \quad c = -1. \quad (4.6)$$

Для течения с поперечным массопереносом уравнение импульса сводится к следующему:

$$\frac{R^{3/2}(s)}{R(s) + H_s} \frac{ds}{dY} = \alpha s, \quad s(0) = 1 + \bar{A}, \quad s(1) = \bar{A}$$

$$\alpha = \frac{v_0 l}{\mu_0 (1 + \bar{h}_s) \sqrt{\beta}}$$

Здесь параметр α есть аналог числа Рейнольдса для поперечного течения. Решение уравнения импульса имеет интегральное представление:

$$f(s) = \int \frac{R^{3/2}(s) ds}{(R(s) + H_s) s} = \alpha Y + B. \quad (4.7)$$

При произвольном числе Прандтля этот интеграл не имеет явной аналитической формы и должен вычисляться численно. Постоянные A и B находятся в процессе численного решения на основе краевых условий:

$$f(1 + A) = B, \quad f(A) - f(1 + A) = \alpha$$

Исключение составляет случай $Pr = 1$, когда подынтегральная функция принимает вид, подобный случаю обычного течения Куэтта:

$$R(s) = a + bs + cs^2, \quad a = \frac{(\bar{h}_1 - \beta A)(1 + A) - A}{\beta},$$

$$b = \frac{1 - \bar{h}_1}{\beta} + 1 + 2A, \quad c = -1, \quad \beta = \frac{U^2}{2h_0}.$$

Решение уравнения импульса в этом случае имеет следующий вид

$$f(s) = \sqrt{R(s)} + \frac{b}{2} \arcsin \frac{2s - b}{2\sqrt{-\Delta}} - \sqrt{-a} \left(1 + \frac{H_S}{a_1} \right) \operatorname{arctg} \frac{2a + bs}{2\sqrt{-aR(s)}} + \frac{bH_S\sqrt{H_S}}{a_1\sqrt{\Delta_1}} \operatorname{arctg} \frac{\sqrt{\Delta_1} \left(s - \frac{b}{2} \right) - \Delta}{\sqrt{H_S R(s)}}, \quad a < 0. \quad (4.8)$$

Краевые условия определяют следующие нелинейные уравнения для постоянных A и B :

$$B = \sqrt{R(1+A)} + \frac{b}{2} \arcsin \frac{2(1+A) - b}{2\sqrt{-\Delta}} -$$

$$-\sqrt{-a} \left(1 + \frac{H_S}{a_1} \right) \operatorname{arctg} \frac{2a + b(1+A)}{2\sqrt{-aR(1+A)}} +$$

$$+ \frac{bH_S\sqrt{H_S}}{a_1\sqrt{\Delta_1}} \operatorname{arctg} \frac{\sqrt{\Delta_1} \left(1 + A - \frac{b}{2} \right) - \Delta}{\sqrt{H_S R(1+A)}}$$

$$\alpha + B = \sqrt{R(A)} + \frac{b}{2} \arcsin \frac{2A - b}{2\sqrt{-\Delta}} -$$

$$-\sqrt{-a} \left(1 + \frac{H_S}{a_1} \right) \operatorname{arctg} \frac{2a + bA}{2\sqrt{-aR(A)}} +$$

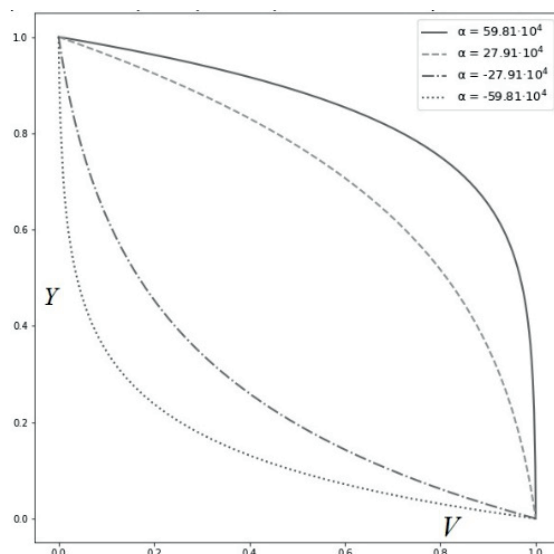
$$+ \frac{bH_S\sqrt{H_S}}{a_1\sqrt{\Delta_1}} \operatorname{arctg} \frac{\sqrt{\Delta_1} \left(A - \frac{b}{2} \right) - \Delta}{\sqrt{H_S R(A)}}$$

На основе решения этих уравнений на рис. 4 получены распределения скорости (рис. 4а) и температуры (рис. 4б) при $Pr = 0,72 - \beta = 2,95 \cdot 10^{-4}$ и разных значениях параметра α .

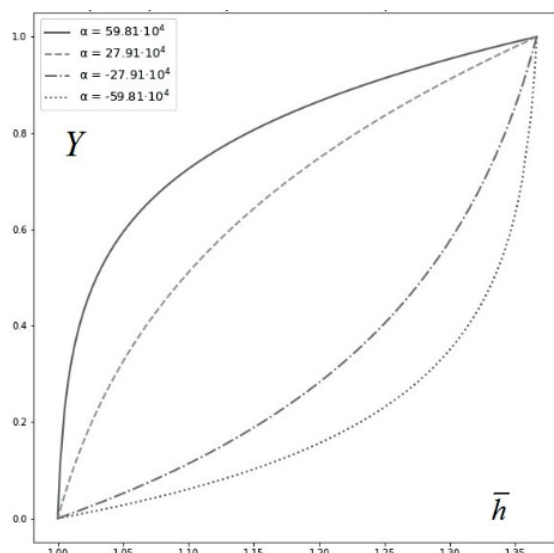
5. ВЫВОДЫ

В настоящей работе представлены исследования массо- и теплопереноса для плоскопараллельных (скользящих) течений вязкого газа в канале.

Задача сведена к решению уравнения для энтальпии, как функции продольной скорости, и нелинейного уравнения импульса, в котором вязкость также зависит от скорости. Получены аналитические решения уравнений энергии и импульса для аналогов те-



а) распределения скорости;



б) распределения температуры.

Рис. 4. Распределения безразмерных скорости и температуры в течении Куэтта с поперечным массопереносом.

чений Куэтта и Куэтта-Пуазейля и Куэтта с поперечным массопереносом при $Pr = 1$. При произвольном числе Прандтля последняя задача допускает только численное интегрирование уравнения импульса, хотя энтальпия имеет аналитическую зависимость от скорости.

С небольшими модификациями полученные решения имеют подобные аналоги для течений между двумя соосными цилиндрами, один из которых движется в осевом направлении, а также для течений вязкого газа типа Тэйлора-Куэтта между двумя вращающимися цилиндрами.

Работа выполнена при финансовой поддержке проекта РНФ № 19-29-13016.

Список литературы

1. Гродзовский Г.Л. Течение вязкого газа между двумя движущимися параллельными стенками и между двумя вращающимися цилиндрами // ПММ. 1955. Т. 19. С. 99–102.
2. Жмулин Е.М. Течение вязкого газа между двумя движущимися параллельными пластинами // Ученые записки ЦАГИ. 1971. Т. II. № 4. С. 31–37.
3. Голубкин В.Н., Сизых Г.Б. О сжимаемом течении Куэтта // Ученые записки ЦАГИ. 2018. Т. 49, № 1. С. 27–38.
4. Лойцянский Л.Г. Механика жидкости и газа // М.: Дрофа. 2003. 846 с.
5. Градштейн И.С., Рыжик И.М. Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений // М.: Физматгиз. 1963. 1108 с.

ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ АЭРАЦИОННОГО РЕЖИМА ЖИЛОЙ ЗАСТРОЙКИ ПЕРИМЕТРАЛЬНОГО ТИПА

Шульженко П.Д.¹, Мешкова В.Д.¹, Дектерев А.А.^{1,2}, Мешков К.Н.¹

¹ Сибирский Федеральный Университет,

660041, Россия, Красноярск, пр. Свободный, 79

² Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН,

630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1

Аннотация. В работе проведено численное исследование формирования аэрационного режима при обтекании жилой застройки периметрального вида. Для данного вида застройки характерно строительство зданий «замкнутой» геометрической формы. Вначале исследовалась аэродинамика обтекания тандема зданий, при этом варьировалось их взаиморасположение по отношению друг к другу. Далее моделировались условия аэрационного режима рассматриваемой застройки, изменяя направление входного потока по отношению к расположению зданий в ней. Результаты моделирования представлены в виде поля скорости на высоте 2 м. Полученные результаты позволили определить области формирования различных ветровых зон и охарактеризовать их с точки зрения скоростного режима. Выявлена принцип формирования вихревых структур внутри здания. Также была проанализировано влияние направления входного ветрового потока на формирование скоростного режима внутри «городского каньона» между зданиями.

Ключевые слова: аэродинамика, численное исследование, морфотипы, городской каньон, жилой район, аэрационный режим.

NUMERICAL STUDY OF THE AERATION REGIME OF RESIDENTIAL BUILDINGS OF THE PERIMETER TYPE

Shulzhenko P.D.¹, Meshkova V.D.¹, Degtyarev A.A.^{1,2}, Meshkov K.N.¹

¹ Siberian Federal University,

660041, Russia, Krasnoyarsk, Svobodny Ave. 79

² Kutateladze Institute of Thermophysics SB RAS,

630090, Russia, Novosibirsk, Lavrentyev Ave. 1

Annotation. In this paper we have numerically investigated the formation of the aeration mode in the case of flowing around a residential building of perimeter type. This type of development is characterized by the construction of buildings of “closed” geometric shape. At first, the aerodynamics of the tandem flow of buildings was investigated, and their interposition in relation to each other was varied. Further, the conditions of the aeration regime of the considered building were modeled by changing the direction of the inlet flow in relation to the location of buildings in it. The simulation results are presented as a velocity field at a height of 2 m. The obtained results allowed to determine the areas of formation of different wind zones and characterize them in terms of the velocity regime. The principle of formation of vortex structures inside the building was revealed. Also, the influence of the direction of the incoming wind flow on the formation of the velocity regime inside the “urban canyon” between buildings was analyzed.

Keywords: aerodynamics, numerical study, morphotypes, urban canyon, residential area, aeration regime.

ВВЕДЕНИЕ

Урбанизация – процесс, который в современном обществе не только не замедляется, но и увеличивает свои темпы. По данным ООН, к 2050 году численность населения, проживающее в городах, достигнет 68 % от общего числа населения Земли [1]. Переселение людей из малых населенных пунктов является причиной роста городского пространства, вследствие чего города приобретают статусы крупных и сверхкрупных [2].

Рост городского населения приводит к необходимости увеличивать жилой фонда, за счет строительства новых зданий/сооружений в условиях уже существующей городской системы, так и в результате освоения новых городских земель, которые, как правило, располагаются на окраине города.

Здания, являющиеся элементарными единицами городского пространства, изменяют натуральный ландшафт местности, что приводит к изменению движения потоков ветра в пределах городского пространства, тем самым изменяя естественный аэрационный режим территории [3].

Регулирование ветрового режима является важнейшей архитектурно-планировочной задачей, которую необходимо решать на градостроительном уровне. Корректное планирование застраиваемой территории способствует созданию благоприятных условий для рассеивания загрязняющих веществ в условиях городских системы и позволяет сформировать комфортные ветровые условия в уличных общественных пространствах города [4]. Оценка же текущего состояния экологической обстановки в совре-

менных городах говорит о том, что преимущественно складываются неблагоприятные условия для жизнедеятельности населения [5].

Необходимо начать с того, что используемые планировочные подходы жилых микрорайонов направлены в основном на социальную функциональность [6]. И практически не оцениваются с точки зрения аэрации территории и условий ветрового безопасного комфорта.

Ветровой режим является определяющим параметром, который влияет на пространственно-временные взаимодействия природных и антропогенных факторов, которые и определяют общий уровень безопасной и комфортной жизни. В связи с этим возникает интерес в изучении аэрационного режима типичных видов современных жилых микрорайонов с оценкой формирования в них условий ветрового комфорта в зоне пребывания людей.

Архитектурно-строительная типология зданий выделяет несколько исторически сложившихся видов жилой застройки – это периметральная, строчная, точечная и смешанная застройка [7].

Из рассматриваемых видов застройки, стоит выделить периметральную, так как преимущественно состоит из зданий «П-образной» и «замкнутой» геометрической формы, что способствует созданию условий для формирования низкого аэрационного режима внутри застройки. На рис. 1 приведен пример периметрального вида застройки.

Стоит отметить, что периметральный вид застройки способствует оптимизации социальной жизни внутри кварталов, в связи с этим возник интерес в оценки аэрационного режима в условиях рассматриваемого вида.

Существует два основных метода с помощью которых можно исследовать аэрационный режим застройки, – физическое и численное моделирование.

Физические эксперименты возможно выполнять только на модельных объектах, и необходимо соблю-



Примечание:
Координаты: 56.045165, 92.916590

Рис. 1. Пример периметральной застройки

сти условия подобия геометрических размеров и внешних условий среды. Для выполнения данного рода исследований необходимо иметь аэродинамические трубы/каналы, которые должны быть оснащены требуемым для данного вида исследований оборудованием [8]. В качестве альтернативного подхода используются методы вычислительной гидродинамики. Основное преимущество данного подхода заключается в том, что современные программные комплексы, в которых реализованы различные микро-масштабные модели атмосферы позволяют более полно воспроизводить внешние условия среды, с учетом климатических и географических особенностей рассматриваемой области, не говоря уже о детальном воссоздании объекта исследования [9].

На данный момент для решения рассматриваемого класса задач научным коллективом Сибирского федерального университета совместно с институтом теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН был разработан программный модуль «SigmaEco» на базе программного комплекса «SigmaFlow» [10]. Программный модуль «SigmaEco» позволяет рассчитывать многокомпонентные нестационарные турбулентные течения с дисперсной фазой и учетом теплообмена в условиях городской среды. Данный программный комплекс был использован в дальнейшем в исследованиях.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Цель исследования заключалась в изучении формирования аэрационного режима жилой застройки периметрального вида.

Для периметральной застройки характерно строительство зданий «замкнутой» геометрической формой. На рис. 2 в качестве примера представлена модель здания с характерными размерами, которые были приняты в дальнейшем в исследованиях, где H – высота, L – длина и B – ширина.

Вначале исследовалась аэродинамика обтекания тандема зданий. Рассматривались два варианта расположения зданий по отношению к входному ветровому потоку:

- вариант 1 – ветровой поток направлен в торец здания (рис. 3а);
- вариант 2 – ветровой поток направлен в угол здания (рис. 3б).

Аналогичное направление ветра было выбрано и при оценке рассматриваемой застройки: Вариант 3, 4 (рис. 3 в, г).

Профиль скорости на входе задавался согласно логарифмическому закону и $v_{h_{10}} = 2,5$ м/с (скорость

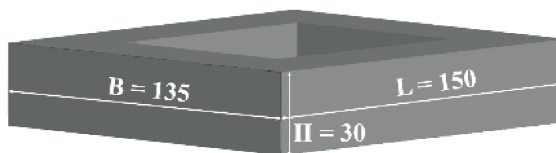


Рис. 2. Пример модели здания с характерными размерами, м

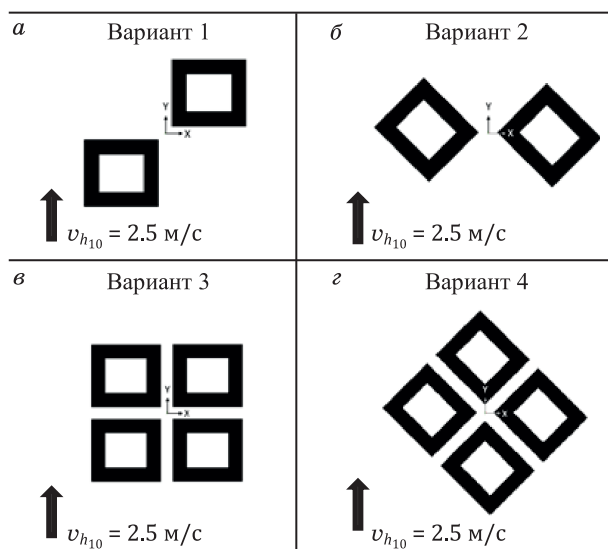


Рис. 3. Варианты моделей для численного исследования

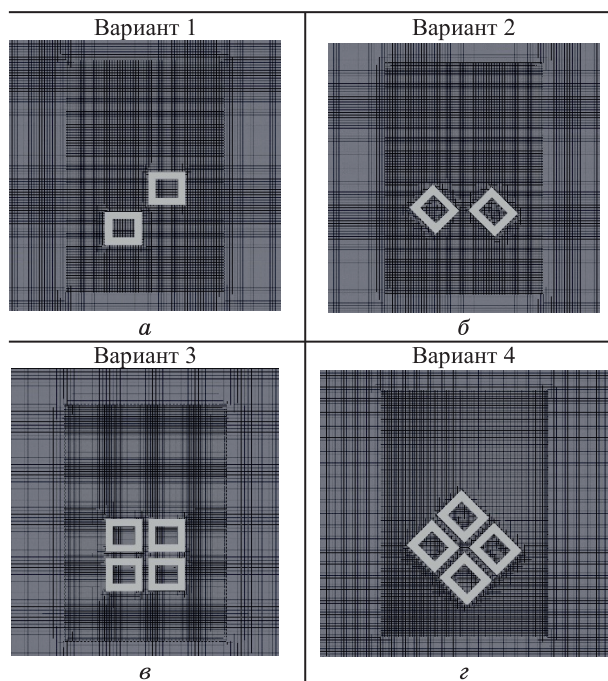


Рис. 4. Расчетные сетки исследуемых моделей

на высоте 10 м); числа Рейнольдса для характерных размеров модельных зданий составлял $9,6 \times 10^6$.

Для численного моделирования были построены многоблочные расчетные сетки. Количество ячеек составляло около $2,6 \times 10^6$ (рис. 4).

МЕТОДЫ РЕШЕНИЯ

Для численного моделирования использовалась микромасштабная численная модель атмосферы городской среды, основанная на нестационарных осреднениях по Рейнольдсу уравнениях Навье-Стокса для несжимаемых течений с переменной плотностью, которая включает в себя уравнения неразрыв-

ности, движения и сохранения энергии [11-12]. Система уравнений для осредненных метеорологических величин включает:

- уравнение неразрывности:

$$\nabla(\rho_h \mathbf{V}) = 0, \quad (1)$$

- уравнение движения:

$$\frac{d(\rho_h \mathbf{V})}{dt} = -\nabla P + g\rho_h \frac{(\theta_h - \theta)}{\theta_h} + \nabla \left[(\mu + \mu_t)(\nabla \mathbf{V} + \nabla \mathbf{V}^T) \right] \quad (2)$$

- уравнение сохранения энергии, которое записывается через потенциальную температуру:

$$\rho_h C_p \frac{d\theta}{dt} = \nabla \cdot \left[\left(\lambda + \frac{\mu_t C_p}{Pr_t} \right) \nabla \theta \right] + S_\theta, \quad (3)$$

где $\frac{d}{dt}$ – субстанциональная производная; \mathbf{V} – вектор

скорости, м/с; ρ_h – гидростатическая плотность, кг/м³; θ – потенциальная температура, К; P – осреднённое давление, Па; μ – динамическая вязкость, Па·с; C_p – теплоемкость воздуха, Дж/(кг·К); λ – теплопроводность, Вт/(м·К); S_θ – дополнительный тепловой источник, Вт/м³; μ_t – турбулентная вязкость, Па·с; g – ускорение свободного падения, м/с²; Pr_t – турбулентное число Прандтля.

В качестве модели турбулентности используется двухпараметрическая модель RANS $k-\omega$ SST модель [13].

РЕЗУЛЬТАТЫ

Исследование обтекания тандема зданий «закрытой» геометрической формы при разном направлении ветрового потока относительно модельных объектов, позволяет наглядно продемонстрировать формирование основных ветровых зон и выполнить оценку их взаимовлияния на изменения структуры течения.

С точки зрения анализа особый интерес вызывают результаты, которые можно рассмотреть на высоте 2 м от поверхности земли, так как потенциально, основная деятельность человека в уличном пространстве наблюдается в данном высотном диапазоне. Результаты исследования представлены в виде поля скорости на рассматриваемой высоте (рис. 5).

Анализируя картины течения на рис. 5, можно выделить, что при взаимодействии ветрового потока с торцевой частью зданий (Вариант 1) по всей его длине происходит образование обратного течения, которое характеризуется вихревым типом движения ветра (рис. 5а). Скорость ветра в данной области имеет низкие значения и колеблется от 0 до 0,3 м/с. В то время как при обтекании с угла здания (Вариант 2), область образования данных вихрей практически не наблюдается, так как в результате столкновения потока воздуха с углом, происходит распад потока с образованием отрывных вихрей, что приводит к увеличению скорости течения до 2 м/с (рис. 5б).

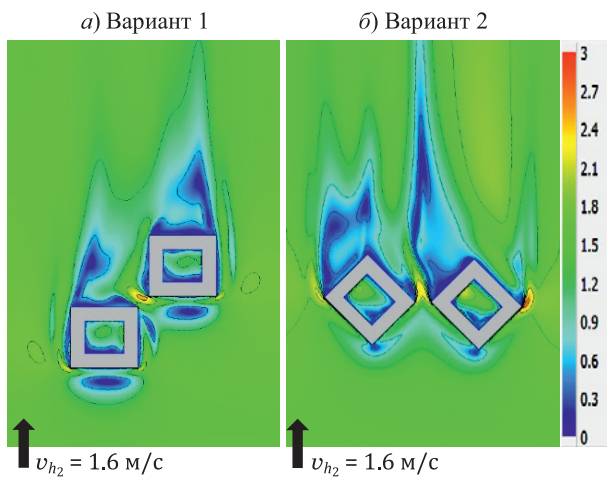


Рис. 5. Поле скорости в горизонтальном сечении на высоте 2 м, м/с

Анализ тандемного расположения модельных объектов позволяет наглядно увидеть, как происходит взаимовлияние близко расположенных зданий на изменения скоростного режима. Близкое расположение зданий приводит к образованию узких областей, где происходит поджатие ветрового потока, что, в конечном счете, приводит к значительному ускорению (рис. 5 а,б).

Стоит отметить, что в случае при прямом расположении зданий относительно потока (рис. 5а), обтекая боковые торцы здания происходит формирование локальных зон ускорения, где скорости достигают 2,1 м/с. В случае же, когда обтекание происходит со стороны угла зданий (рис. 5б), зоны с локальным ускорением имеют большую площадь и более высокие скоростные режимы, в которых максимум достигает около 3 м/с. Стоит отметить, что в местах поджатия ветрового потока, его скорость увеличивается и образующие вихри начинают взаимодействовать с вихревыми структурами за зданиями, тем самым, изменяя размеры аэродинамической тени и скоростные режимы в ней. Чем выше скорость в месте отрыва вихре с угла здания, тем сильнее это влияние ощущается (рис. 5а,б).

Рассматривая поведение ветрового потока внутри зданий, то наблюдается схожая картина течения вне зависимости от направления входного потока. Внутри зданий формируются устойчивые области с низки-

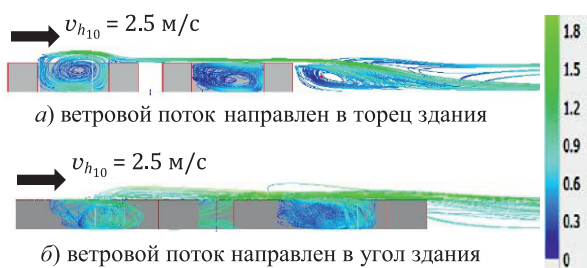


Рис. 6. Продольные линии тока потока внутри здания, м/с

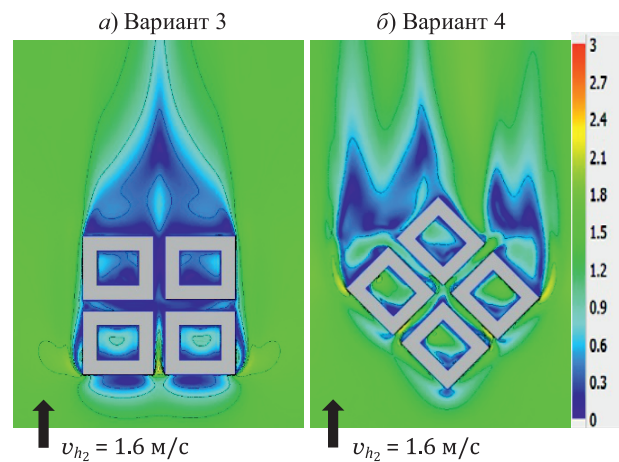


Рис. 7. Поле скорости в горизонтальном сечении на высоте 2 м, м/с

ми скоростями ветра до 0,3 м/с, с циклическим движением попавших туда воздушных масс (рис. 6а,б).

Далее исследовалась аэрационный режим застройки периметрального вида. На рис. 7, представлены результаты численного исследования в виде поля скорости в горизонтальном сечении на высоте 2 м.

Рассматривая застройку, необходимо отметить, что ее ориентация по отношению к входному потоку очень сильно влияет на формирование уровня аэрационного режима. В случае, когда здания расположены торцевой частью к ветровому потоку (Вариант 3), складываются условия, характерные для низкого аэрационного режима, т.е. практически на всей территории застройки наблюдаются низкие скорости от 0,3 до 0,6 м/с. Единственное интенсивное колебание скорости зафиксировано в результате прохождения потока между зданиями, которые формируют «уличный каньон». В данной области скорости достигают выше 3 м/с (рис. 7а).

Рассматривая картину течения на рис. 7б (вариант 4), то наблюдается градация скоростных областей и, в совокупности скорость в застройке колеблется в пределах 0,5 до 2,4 м/с. Внешняя часть застройки со стороны потока подвержена интенсивному проветриванию, и первый ряд зданий претерпевает значительную ветровую нагрузку, что негативно может отражаться на конструктивных элементах здания. Также был выполнен анализ изменение компоненты скорости в вдоль «уличного каньона» в рассматриваемых вариантах 3, 4. На рис. 8 представлено распределение скорости ветра в зависимости от длины «уличного каньона».

Полученный анализ позволил наглядно продемонстрировать, что в результате набегания ветрового потока с торцевой части зданий между ними происходит поджатие потока, что приводит к формированию скоростной области с пиковым значением скорости до 3,5 м/с; далее по каньону скорость падает до критически низких значений, близких к штилевым условиям от 0 до 0,5 м/с (рис. 8а).

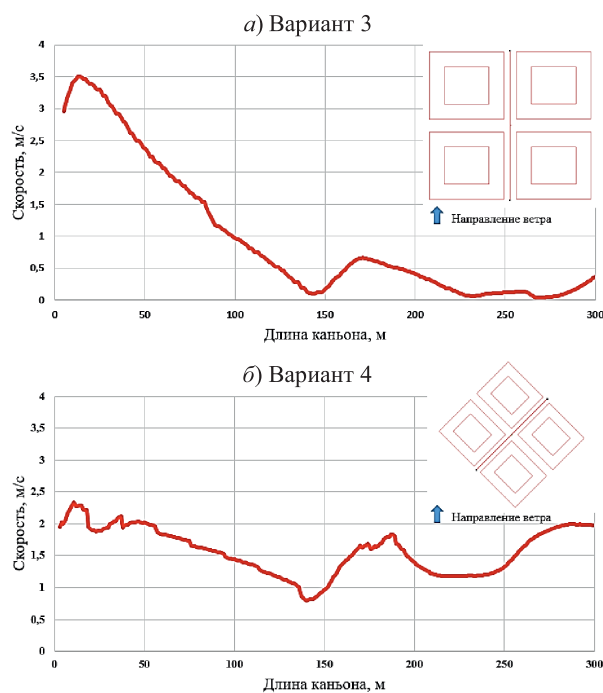


Рис. 8. График распределения скорости по длине «уличного каньона» вдоль зданий

Рассматривая же второй вариант обтекания, наблюдается иная картина течения. На протяжении всего расстояния уличного каньона фиксируется незначительный перепад скорости ветра от 0,8 до 2,5 м/с. Течение потока более развито, что способствует интенсивному проветриванию территории (рис. 8б).

ВЫВОДЫ

Было выполнено исследование аэродинамики обтекания тандема зданий «закрытой» геометрической формы при разном направлении ветра по отношению к модельным зданиям, также была выполнена оценка аэрационного режима периментального вида застройки.

Проведенное исследование позволило определить, что на формирование аэрационного режима влияет не только направление ветра относительно объектов исследования, но и геометрический вид, их расположение по отношению друг к другу.

Полученные картины аэродинамики рассматриваемой застройки позволила определить, что необходимо учитывать расположение застройки по отношению к господствующему направлению ветра, так именно это будет определять формирование аэрационного режима рассматриваемой территории в целом. Результаты исследования показали, что используемый в градостроительстве подход организации жилого пространства способствует формированию благоприятных условий для организации мест общего досуга и отдыха, и, в целом, пребывания человека,

исключив при этом возможность передвижения автомобильного транспорта в дворовом пространстве. В случае же попадания в области с низкими скоростями выбросов загрязняющих веществ, приведет к их накоплению, что значительно ухудшит условия внешнего комфорта.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 22-61-00098, <https://rscf.ru/project/22-61-00098/>

Участие в конференции осуществлено при поддержке КГАУ «Красноярский краевой фонд поддержки научной и научно-технической деятельности» №20230622-03912

Список литературы

1. World urban population [Электронный ресурс]: Statistics times – URL: <https://statisticstimes.com/index.php>
2. Потаев Г.А. Тенденции развития градостроительства / Потаев Г.А. // Минск: БНТУ. – 2014. – С. 222.
3. Meenakshi Singhal, Neighborhood Unit and its Conceptualization in the Contemporary Urban Context / Meenakshi Singhal // ITPI Journal/ – 8 (3). – 2011. – pp. 81–87.
4. Мягков М.С. Особенности ветрового режима типовых форм городской застройки / Мягков М.С., Алексеева Л.И. // АМТ 1 – 2014 – С. 29.
5. Мананков А.В. Урбоэкология и техносфера: учебник и практикум для вузов / Мананков А.В. // Юрайт. – 2023. – С. 494.
6. Протасова Ю. От микрорайона к бестранспортному жилому кварталу / Протасова Ю. // Наука и инновации. – 2020. – С. 10–16.
7. Oliveira V. Urban Morphology / Oliveira V. // Springer International Publishing Switzerland. 2016, 192 p.
8. Мошкин Д.И. Экспериментальное исследование конвективного теплообмена моделей одиночных и тандемно расположенных зданий – Коробков Мошкин Дмитрий Ильич – Диссертация – Томск, 2014 – С. 165.
9. Патанкар С.В. Численное решение задач теплопроводности и конвективного теплообмена при течении в каналах / Пер. с англ. Е.В. Калабина / Под ред. Г.Г. Янькова. – М.: Издательство МЭИ, 2003. – 312 с.
10. Dekteryev A.A., Litvintsev K.Yu., Gavrilov A.A., Kharlamov E.B. The development of free engineering software package for numerical simulation of hydrodynamics, heat transfer, and chemical reaction processes // Bulletin of the South Ural State University, Series: Mathematical Modelling, Programming and Computer Software. – 2017. Vol. 10. No. 4. pp. 105–112
11. Ogura Y., and Charney J.G. A numerical model of thermal convection in the atmosphere. // Proc. Int. Symp. on Numerical Weather Prediction, Tokyo, Japan, Meteorological Society of Japan, 1962, pp. 431–451.
12. Milliez M. and Carissimo B., 2007: Numerical simulations of pollutant dispersion in an idealized urban area, for different meteorological conditions. Bound.-Layer Meteor., 122 (2), 321–342. 37
13. Menter F.R. Zonal two equation k- ω turbulence models for aerodynamic flows // AIAA Paper. 1993. No. 93-2906. P. 11.

Оглавление

Исследование процесса горения метана при наличии внешнего источника возмущений Агафонцев М.В., Луценко А.В., Рейно В.В., Лобода Е.Л.	3
Исследование волновых характеристик кольцевого газожидкостного течения с вязкой жидкостью в прямоугольном микроканале Барткус Г.В., Кузнецов В.В.	8
Моделирование гидродинамических аспектов лазерного плавления металлических порошков Борейшо А.С., Джгамадзе Г.Т., Моисеев А.А., Савин А.В., Смирнов П.Г.	12
Определение эффективного коэффициента теплоотдачи в испарительно-конденсационных теплообменниках Борщев Н.О.	16
Влияние температурного фактора на дисперсию примеси в городском каньоне Васнёв И.Р., Федорова Н.Н.	27
Взрывное вскипание электролита при импульсном электролизе Виноградов В.Е., Павлов П.А.	32
Экспериментальное исследование влияния частоты колебаний на теплообмен в синтетических круглых струях воздуха при низких числах Рейнольдса Герасимов А.С., Леманов В.В.	36
Интенсификация теплообмена на развитых поверхностях в плоских каналах Гетман П.В., Щелчков А.В., Попов И.А., Зубков Н.Н., Гетман В.В.	41
Восстановление структуры течения в импульсной струе по односточным высокоскоростным измерениям с использованием нейросетевого декодера Гобызов О.А., Пантелеев С.А., Ничик М.Ю., Токарев М.П.	48
Внутренние волны большой амплитуды Держо О.Г.	53
Исследование процесса рассеяния частиц сверхзвукового кластрированного потока методом молекулярно-пучковой масс-спектрометрии Деринг Е.Д., Дубровин К.А., Зарвин А.Е., Каляда В.В.	58
Окислительная паровая конверсия метана в микроканальном реакторе Димов С.В., Гасенко О.А.	63
Влияние температуры боковой струи сжатого воздуха на горение в высокоскоростном потоке в канале Замураев В.П., Калинина А.П.	67
Особенности теплопотерь излучением при синтезе наночастиц металлов методом испарения непрерывным пучком электронов высокой энергии Зобов К.В., Хартаева Э.Ч., Бардаханов С.П., Труфанов Д.Ю., Гапоненко В.Р.	72
Моделирование экспериментов с жидкометаллическими теплоносителями с помощью кода HYDRA-IBRAE/LM Ильясова О.Х., Алипченков В.М., Мосунова Н.А.	77
Расчет охлаждения тепло-нагруженных устройств рабочих станций строящегося сибирского кольцевого источника фотонов Кабов О.А., Золотарев К.В., Винокуров В.В., Винокуров В.А., Быковская Е.Ф., Пуховой М.В.	81
Анализ эффективности сопла внешнего расширения с учетом турбулизации течения Каун Ю.В., Чернышов М.В.	86

Экспериментальное исследование пульсационных характеристик касательного напряжения на стенке в трубах малых диаметров Кашинский О.Н., Курдюмов А.С.	90
Определение демпфирующих моментов с использованием граничных условий «подвижная стенка» Кашковский А.В., Королёв А.А.	94
Разработка алгоритма автоматической коррекции пространственной калибровки камер для метода восстановления траекторий частиц Кирчанова Е.Е., Токарев М.П., Дулин В.М.	99
К влиянию радиуса передней кромки пластины на восприимчивость сверхзвукового пограничного слоя стационарных возмущений Косинов А.Д., Питеримова М.В.	105
Исследование развития нестационарных течений в Т-микрочанале при изменении отношения расходов Кравцова А.Ю., Кашкарова М.В.	110
Оценка влияния обечайки винта на характеристики ячейки мультироторной летающей платформы Крюков А.В., Зверков И.Д., Куликов В.В., Чехов В.П.	115
Применение многокадрового PIV для исследования спектральных характеристик пульсаций скорости вокруг круглого гидрофобного цилиндра Сорокин М.И., Лебедев А.С.	120
Скоростные тепловые процессы при каталитическом окислении H_2 Леманов В.В., Лукашов В.В., Шаров К.А.	126
Трехмодовое распределение турбулентных пульсаций скорости в эксперименте Рейнольдса Леманов В.В., Шаров К.А., Лукашов В.В.	131
Исследование коллоидной устойчивости инвертных эмульсий и буровых растворов на основе технических растительных масел Лысакова Е.И., Скоробогатова А.Д., Жигарев В.А.	136
Комбинированный прямоточный реактивный двигатель: ударно-волновые структуры и перспективы реализации Матвеев С.А., Савёлова К.Э., Чернышов М.В.	141
Изучение влияния параметров синтеза и высокотемпературного отжига на размер кристаллита тонкой пленки поликристаллического алюминия Меркулова И.Е.	147
Двухмерное прямое статистическое моделирование течения вокруг левитирующей микрокапли с не круглым сечением Морозов А.А., Зайцев Д.В.	153
Исследование скоростных и температурных характеристик нагретой струи в поперечном потоке Небучинов А.С.	159
Исследование интенсификации теплообмена в импактных струях Небучинов А.С.	165
Исследование влияния додецилсульфата натрия на стабильность наножидкостей на основе воды, углеродных наночастиц и наночастиц SiO_2 Осипов А.А., Морозова М.А.	170
Особенности структуры течения в пограничном слое модели летающего крыла при различных уровнях турбулентности набегающего потока Павленко А.М., Занин Б.Ю., Мельник Е.А., Алпацкий Н.С.	174

Трёхмерное численное моделирование теплогидравлических процессов в теплообменнике «натрий-натрий» перспективного реактора БН Пахолков В.В., Низамутдинов В.Р., Дмитриева И.В., Фадеев И.Д., Рогожкин С.А., Сметанин Т.Р.	179
Исследование поля температуры на поверхности нагреваемой капли жидкости Пещенюк Ю.А., Куракин А.Ю., Айвазян Г.Е., Гатапова Е.Я.	186
Численное исследование эффекта увеличения скорости распространения ламинарного фронта пламени газокapельной взвеси этанола в воздухе Пономарев А.А., Хребтов М.Ю., Мулляджанов Р.И., Дулин В.М.	191
Экспериментальное исследование струйного истечения газожидкостного потока из сверхзвукового сопла в вакуум и фоновый газ Приходько В.Г., Ярыгин В.Н., Ярыгин И.В.	197
Особенности регистрации поля температуры в пламени на основе интенсивности лазерно-индуцированной флуоресценции Савицкий А.Г.	202
Продольные структуры в пристенной турбулентности Сиковский Д.Ф.	207
Прямое численное моделирование взаимодействия пламени метановоздушной смеси с плоской охлажденной преградой с учетом детальной кинетики Сластная Д.А., Хребтов М.Ю., Мулляджанов Р.И., Дулин В.М.	213
Экспериментальное исследование температуры пламени бунзена в постоянном электрическом поле Толстогозов Р.В., Лавронов К.Д.	218
Применение высокоскоростного PIV метода для анализа динамики потока импактной струи в условиях внешнего периодического возмущения Строева П.С., Ничик М.Ю., Дулин В.М.	223
Влияние газовых потоков на производительность и качество наночастиц при получении нанопорошков методом испарения непрерывным пучком электронов высокой энергии Труфанов Д.Ю., Зобов К.В., Бардаханов С.П., Гапоненко В.Р., Чакин И.К.	228
Гомогенное горение метано-воздушной смеси в слабом электрическом поле Тупикин А.В.	233
Стабилизация плазмой оптического разряда гомогенного водородно-воздушного пламени при высокоскоростном истечении в атмосферу Тупикин А.В., Третьяков П.К.	238
Экспериментальное исследование теплообмена в пучке труб при симметричных и несимметричных пульсациях потока Хайруллин А.Р., Хайбуллина А.И.	243
Теплогидравлическая эффективность пористых сред в условиях пульсирующего потока Хайруллин А.Р., Хайбуллина А.И., Синявин А.А.	248
Плоскопараллельные течения и теплоперенос в газе Шалаев В.И., Калугин С.Т., Толоко Г.В., Токарев В.А.	253
Численное исследование аэрационного режима жилой застройки периметрального типа Шульженко П.Д., Мешкова В.Д., Дектерев А.А., Мешков К.Н.	259

Научное издание

Всероссийская конференция
«XXXIX Сибирский теплофизический семинар,
посвященный 90-летию академика А.К. Реброва»
28–31 августа 2023 г.,
Новосибирск, Россия

Труды конференции

Ответственный за выпуск В.А. Пинаев
Технический редактор

Мероприятие проведено при финансовой поддержке
Министерства науки и высшего образования Российской Федерации
в рамках Соглашения № 075-15-2021-575, Сибирского отделения Российской академии наук
и группы компаний «Научные приборы и системы»

Подготовлено к печати Сибирским отделением РАН

Оригинал-макет *Н.М. Райзвих*
Художественный редактор *Н.Ф. Суранова*

Подписано в печать 25.08.2023. Формат 60×84 1/8. Усл. печ. 29,5.
Тираж 25 экз. Заказ № 251.

Сибирское отделение РАН
630090, Новосибирск, просп. акад. Лаврентьева, 17
Отпечатано в Сибирском отделении РАН
630090, Новосибирск, Морской просп., 2
Тел. (383) 330-84-66, e-mail: e.lyannaya@sb-ras.ru