

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Институт теплофизики им. С. С. Кутателадзе
Сибирского отделения Российской академии наук

На правах рукописи

Воробьев Максим Александрович

**ВЛИЯНИЕ ДИСПЕРСНОЙ ФАЗЫ НА ЛОКАЛЬНУЮ СТРУКТУРУ И
ТЕПЛООБМЕН ПУЗЫРЬКОВЫХ ТЕЧЕНИЙ В ОБЛАСТИ МАЛЫХ
ГАЗОСОДЕРЖАНИЙ**

1.3.14 – теплофизика и теоретическая теплотехника

Диссертация на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:
доктор физико-математических наук
Кашинский Олег Николаевич

Новосибирск - 2023

Оглавление

Введение	4
1. Современное состояние вопроса.....	10
1.1. Двухфазные течения.....	10
1.2. Режимы двухфазных течений	10
1.3. Пузырьковые течения в трубах и каналах.....	12
1.4. Формирование пузырьков.....	27
1.5. Модели отрыва пузырька.....	30
1.6. Особенности опускающих пузырьков течений	36
1.7. Пузырьковые течения в каналах сложной геометрии	39
1.8. Однофазные течения в сборках стержней.....	39
1.9. Пузырьковые течения в сборках стержней	40
Выводы к Главе 1	43
2. Экспериментальные методики.....	45
2.1. Обработка теневых изображений пузырьков течений	45
2.2. Электродиффузионный метод	46
2.3. Измерение теплообмена.....	52
2.4. Анализ погрешностей измерений.....	53
3. Экспериментальное исследование отрыва пузыря от капилляра	55
3.1. Экспериментальная установка.....	55
3.2. Влияние расходных параметров фаз и положения капилляра	59
3.3. Влияние свойств жидкости и диаметра капилляра.....	67
3.4. Режимы генерации пузырей в потоке жидкости.....	73
Выводы к Главе 3	80
4. Гидродинамические характеристики опускающих пузырьков течений при малых числах Рейнольдса жидкой фазы	81
4.1. Описание экспериментальной установки.....	81

4.2. Опускное пузырьковое течение вблизи режима зависания газовой фазы	84
4.3. Опускное пузырьковое течение при докритических числах Рейнольдса	90
Выводы к Главе 4	95
5. Пузырьковое течение в сборке стержней	96
5.1. Описание экспериментальной установки и рабочих участков.....	96
5.2. Результаты экспериментов.....	103
5.2.1. Теплообмен	103
5.2.2. Локальное газосодержание.....	106
5.2.3. Напряжение трения.....	110
Выводы по Главе 5	114
Заключение	115
Условные обозначения.....	117
Список литературы.....	121

Введение

В настоящее время двухфазные газожидкостные течения представляют собой один из наиболее интенсивно развивающихся разделов механики и теплообмена многофазных систем. Изучение пузырьковых течений играет важную роль для химической и атомной промышленности, металлургии, оксигенации и очистки воды. Создание микропузырей является важной областью исследований в материаловедении и пищевой индустрии. В различных медицинских приложениях пузыри микронного размера используются для разрушения тромбов или доставки лекарств. Пузырьковые течения реализуются при добыче нефти и газа, а так же в биореакторных установках и тепловых насосах абсорбционного типа. Знание информации о структуре, осредненных и пульсационных характеристиках пузырьковых потоков необходимо при создании современных энергоустановок. В связи с этим требуется постоянное улучшение методик расчета двухфазных потоков, которые могли бы стать базой для проектирования и безопасной эксплуатации технических устройств. Вследствие чрезвычайного разнообразия как геометрических характеристик технических установок, так и режимных параметров потока в настоящее время не представляется возможным обобщенное описание двухфазных газожидкостных течений. Для существующих методик расчета требуется значительное количество эмпирической информации о локальной структуре потока, полученной на основе эксперимента. Пузырьковые течения изучаются уже многие годы, в литературе показано, что локальная структура потока существенно зависит от дисперсности газовой фазы, направления движения фаз, и геометрии канала.

Показано, что изменяя размер пузырьков в потоке жидкости, можно управлять параметрами течения. Генерация газовой фазы на капиллярах, погруженных в поток жидкости, – один из способов создания пузырькового течения с контролируемой дисперсностью газовой фазы. Большая часть работ по исследованию отрыва пузырька в потоке жидкости сконцентрирована на изучении формирования пузырьков на отверстии в стенке канала в восходящем потоке. Данные об особенностях генерации пузырьков в опускных течениях, а также информация о влиянии положения инжектора газа в потоке на отрыв пузырька носят фрагментарный характер.

Несмотря на обширную базу экспериментальных данных о структуре опускного пузырькового течения в трубах, в литературе наблюдается недостаток исследований о характеристиках спутных опускных пузырьковых течениях при малых расходах фаз. Практически отсутствуют прямые экспериментальные исследования структуры опускного

пузырькового течения при докритических числах Рейнольдса, а так же вблизи режима зависания газовой фазы.

Существует большое количество работ посвященных исследованию газожидкостных течений в сборках стержней. При этом применяемые в работах методики измерения не позволяют определять значения локальных характеристик течения в пристенной зоне стержней. Не раскрыта проблема влияния дистанцирующих решеток на характеристики двухфазного потока в сборке.

В связи со сказанным, необходимо проведение экспериментальных исследований пузырьковых потоков для получения надежных данных о его локальной структуре. Эта информация может послужить основой для разработки современных методов расчета двухфазных потоков.

Целью работы является экспериментальное исследование влияния дисперсной фазы на локальные характеристики и теплообмен пузырьковых течений в области малых газосодержаний, включая процессы генерации пузырьковой смеси. В соответствии с целью работы были поставлены следующие **задачи**:

- Определить особенности процесса генерации дисперсной фазы при истечении газа из одиночного капилляра, в восходящем, и в нисходящем потоке жидкости при различных размерах капилляра, его ориентациях в потоке, и различных вязкостях рабочей жидкости. Выделить основные параметры, влияющие на размер формируемого пузырька.
- Экспериментально исследовать локальные гидродинамические характеристики опускного пузырькового потока, такие как скорость жидкости, газосодержание и напряжение трения на стенке канала при докритических числах Рейнольдса жидкой фазы, и в течениях, близких к режиму со значительным ростом истинного газосодержания, когда групповая скорость всплытия пузырьков близка к скорости жидкой фазы.
- На основе измерений дисперсности газовых включений при отрыве от одиночного капилляра провести экспериментальные исследования распределения коэффициента теплообмена и напряжения трения на стенке в модели вертикальной сборки стержней квадратной компоновки. В том числе, получить распределение локального газосодержания по сечению канала сборки и исследовать влияние на это распределение возмущения течения от элементов, дистанцирующих стержни друг от друга.

Научная новизна:

- Определены режимы процесса генерации дисперсной фазы на одиночном капилляре в потоке жидкости при различных условиях. Экспериментально показано, что на размер пузыря оказывает влияние направления течения и ориентации капилляра в потоке. Показано, что при

одиночном режиме отрыва наблюдается значительное влияние диаметра капилляра на размер пузыря, при этом при переходе в зону с коалесценцией рост среднего диаметра пузыря при увеличении расхода газа имеет схожую тенденцию для капилляров разного диаметра.

- Впервые получены экспериментальные данные о локальной гидравлической структуре опускного пузырькового течения вблизи режима зависания газовой фазы, и при докритических числах Рейнольдса жидкой фазы. Показано качественное подобие структур течения в однофазном развитом турбулентном потоке и псевдотурбулентном пузырьковом течении. Установлено, что даже при малых газосодержаниях газовая фаза оказывает значительное влияние на локальную структуру потока.
- Проведено экспериментальное исследование теплообмена вертикального стержня в модели сборки квадратной компоновки к адиабатическому пузырьковому потоку при различных расходах фаз. Впервые экспериментально измерены напряжение трения и пульсации напряжения трения на стенке вертикального стержня в сборке при восходящем пузырьковом течении.
- Определено, что значения напряжения трения и пульсаций напряжения трения существенно зависят от расстояния до дистанцирующей решетки, и эта зависимость имеет немонотонный вид, в отличие от однофазного случая.
- Впервые получены распределения локального газосодержания вблизи стенок стержней в ячейке вертикальной сборки квадратной компоновки. Показано, что наличие дистанцирующих элементов приводит к перестроению профиля газосодержания от колоколообразного к седлообразному. Обнаружено влияние структуры распределения газовой фазы по сечению канала на напряжение трения и интенсивность турбулентных пульсаций в пристенной зоне стержней сборки.

Теоретическая и практическая значимость.

Полученные знания о режимах генерации дисперсной фазы на капилляре в потоке жидкости, важны для ряда технических приложений, в которых существует необходимость контроля дисперсности газовой фазы при движении пузырьковой среды. Например, в абсорбционных насосах и биореакторах пузырькового типа, где размер газовых включений определяет скорость массообмена.

Экспериментальные данные о параметрах опускных пузырьковых течений при докритических числах Рейнольдса и вблизи режима зависания газовой фазы расширяют и дополняют существующие знания об опускных пузырьковых течениях. Полученные результаты могут быть использованы для верификации расчетных моделей пузырьковых течений при малых расходах фаз.

Экспериментальные данные об особенностях пузырьковых течений в вертикальной сборке стержней квадратной компоновки позволяют создать реальную физическую картину течений двухфазных газожидкостных смесей в сборках, способствуют пониманию механизмов влияния газовой фазы на теплогидравлические параметры течения, могут быть использованы при верификации расчетных защитных кодов для анализа аварийных ситуаций на АЭС.

Степень достоверности результатов.

Достоверность полученных результатов обеспечивается использованием современных методов, проведением калибровочных измерений, анализом погрешностей, воспроизводимостью полученных экспериментальных данных. Используемые методики тестировались в однофазных потоках, а результаты сравнивались с известными корреляциями. Достоверность полученных данных обусловлена также публикацией результатов исследований в жестко рецензируемых научных журналах.

Личный вклад.

Основные научные результаты, включенные в диссертацию и выносимые на защиту, получены соискателем лично. Вклад автора состоял в проектировании и сборке экспериментальных установок и рабочих участков, подготовке и проведении всех представленных в работе экспериментов, разработке и тестировании комплекса численных алгоритмов для анализа базы полученных экспериментальных данных, обработке и анализе результатов, подготовке статей для публикации в рецензируемых журналах и докладов на конференциях. Постановка задачи и основные методы исследования сформулированы руководителем диссертационной работы д.ф.–м.н. О.Н. Кашиным.

Объем и структура работы.

Диссертация состоит из введения, пяти глав и заключения. Полный объем диссертации составляет 138 страниц с 84 рисунками и 4 таблицами. Список литературы содержит 245 наименований.

Апробация результатов:

Результаты диссертационной работы докладывались и обсуждались на ведущих российских конференциях:

1. Минский Международный форум по тепло- и массообмену, сентябрь 10 – 12, 2012, Минск, Республика Беларусь.
2. ICONE21, International Conference on Nuclear Engineering July 29- August 2, 2013, Chengdu, China
3. 52-я Международная научная студенческая конференция МНСК-2014, 11–18 апреля 2014, Новосибирск.

4. Шестая Российская национальная конференция по теплообмену (РНКТ-6), 27-31 октября 2014, Москва.
5. XIII Всероссийская школа-конференция с международным участием. Актуальные вопросы теплофизики и физической гидрогазодинамики, 20-23 ноября 2014, Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, Новосибирск.
6. 53-я Международная научная студенческая конференция МНСК-2015, 11–17 апреля 2015, Новосибирск.
7. Всероссийская научная конференция "Теплофизика и физическая гидродинамика" с элементами школы молодых ученых. 21-27 сентября 2015, Алушта.
8. Всероссийская конференция «XXXII Сибирский теплофизический семинар», 19-20 ноября 2015, Новосибирск.
9. XXI Всероссийская научно-техническая конференция «Энергетика: эффективность, надежность, безопасность», 2-4 декабря 2015. Томский политехнический университет, Томск.
10. ICONE 24, International Conference on Nuclear Engineering, June 26-30 2016, Charlotte Convention Center, Charlotte, North Carolina, USA.
11. 9th International Conference on Multiphase Flow, 22-27 May 2016, Firenze, Italy
12. Минский Международный форум по тепло- и массообмену, сентябрь 23 – 26 мая, 2016, Минск, Республика Беларусь.
13. IV Международный семинар с элементами научной школы для молодых ученых (ISHM - IV), 18-19 апреля 2016, Новосибирск.
14. Фундаментальные и прикладные проблемы современной механики 21-25 сентября 2016, Томск.
15. XIV Всероссийская школа-конференция «Актуальные вопросы теплофизики и физической гидрогазодинамики», 22-25 ноября, 2016, Новосибирск.
16. «Фундаментальные и прикладные проблемы тепломассообмена» XXI Школа-семинар молодых ученых и специалистов под руководством академика РАН А.И. Леонтьева. 22-26 мая 2017, Санкт-Петербург.
17. Всероссийская конференция «XXXIII Сибирский теплофизический семинар», 6-8 июня 2017, Новосибирск.
18. Школа-конференция «Теоретические и вычислительные проблемы механики сплошных сред», 14–25 августа 2017, Новосибирск.
19. Седьмая российская национальная конференция по теплообмену (РНКТ-7), 22-26 октября 2018 года, Москва.

20. Всероссийская конференция «XXXIV Сибирский теплофизический семинар», 27-30 августа 2018, Новосибирск.
21. XV Всероссийская школа-конференция молодых ученых с международным участием «Актуальные вопросы теплофизики и физической гидрогазодинамики» 20-23 ноября 2018, Новосибирск.
22. XXII Школа-семинар молодых ученых и специалистов под руководством академика А.И. Леонтьева "Проблемы газодинамики и тепломассообмена в энергетических установках", 20-24 мая 2019 года, Москва.
23. 5th International Workshop on Heat/Mass Transfer Advances for Energy Conservation and Pollution Control. August 13-16, 2019, Novosibirsk, Russia.
24. V Всероссийская научная конференция "Теплофизика и физическая гидродинамика" с элементами школы молодых ученых. 13-20 сентября 2020, Ялта.
25. VI Всероссийская научная конференция "Теплофизика и физическая гидродинамика" с элементами школы молодых ученых. 5-14 сентября 2022, Сочи.

Публикации.

По теме диссертации опубликовано 36 работ, включая 13 статей, в том числе 12 статей – в печатных изданиях, входящих в перечень ведущих рецензируемых научных журналов и изданий, рекомендованных ВАК.

Положения, выносимые на защиту:

- Результаты экспериментального исследования режимов генерации газовых включений при истечении газа из одиночного капилляра в поток жидкости, при различных параметрах системы, включая зависимость диаметров пузырьков от геометрических и режимных параметров.
- Результаты экспериментальных исследований локальных гидродинамических характеристик опускного пузырькового потока при докритических числах Рейнольдса жидкой фазы.
- Результаты экспериментальных исследований локальных характеристик опускного пузырькового потока вблизи режима зависания газовой фазы, когда групповая скорость пузырьков близка к скорости жидкой фазы.
- Результаты экспериментального исследования теплообмена, напряжения трения, распределения газовой фазы по сечению канала, влияния дистанцирующих элементов на параметры потока в адиабатическом пузырьковом течении в вертикальной сборке стержней квадратной компоновки.

1. Современное состояние вопроса

1.1. Двухфазные течения

Большое количество работ посвящено вопросам гидродинамики и теплофизики двухфазных систем. Многие годы интерес к этой тематике не уменьшается. Это связано с повсеместным присутствием двухфазных систем в промышленных установках и соответственно актуальными задачами, которые стоят перед современной промышленностью. С другой стороны, этот интерес определяется фундаментальной сложностью решаемой задачи, ведь движение двухфазных потоков значительно многообразнее и законы их существования сложнее, чем формы движения и законы гидродинамики однофазных сред.

1.2. Режимы двухфазных течений

Двухфазные потоки можно классифицировать несколькими различными способами. Так как в нормальных условиях существуют только три состояния вещества (твердая, жидкая, газовая фазы), то и наиболее естественно классифицировать двухфазные потоки по комбинациям двух фаз, которые содержатся в них:

1. Смесь твердой и газовой фаз
2. Газожидкостная смесь
3. Смесь твердой и жидкой фаз
4. Две несмешивающиеся жидкости

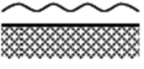
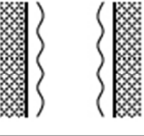
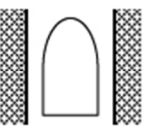
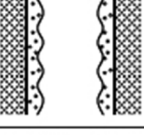
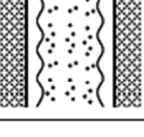
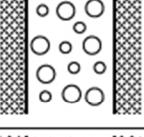
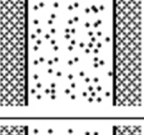
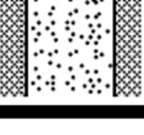
Очевидно, что четвертая группа не является двухфазным потоком в буквальном смысле, однако для всех практических целей ее можно рассматривать как двухфазную смесь.

Другую классификацию двухфазных течений, основанную на структуре межфазной границы и распределении каждой фазы в потоке, сделать гораздо сложнее, поскольку изменения этих параметров происходят непрерывно. Согласно работам [1–3] и основной классификацией [4] двухфазные потоки разделяют в соответствии со структурой межфазной границы на три основных класса:

1. Раздельный поток
2. Переходный поток
3. Дисперсный поток

Двухфазные потоки для различных сочетаний режимов из первой и второй классификации приведены в Таблице 1.1.

Таблица 1.1. Режимы двухфазных течений [4].

Class	Typical regimes	Geometry	Configuration	Examples
Separated flows	Film flow		Liquid film in gas Gas film in liquid	Film condensation Film boiling
	Annular flow		Liquid core and gas film Gas core and liquid film	Film boiling Boilers
	Jet flow		Liquid jet in gas Gas jet in liquid	Atomization Jet condenser
Mixed or Transitional flows	Cap, Slug or Churn-turbulent flow		Gas pocket in liquid	Sodium boiling in forced convection
	Bubbly annular flow		Gas bubbles in liquid film with gas core	Evaporators with wall nucleation
	Droplet annular flow		Gas core with droplets and liquid film	Steam generator
	Bubbly droplet annular flow		Gas core with droplets and liquid film with gas bubbles	Boiling nuclear reactor channel
Dispersed flows	Bubbly flow		Gas bubbles in liquid	Chemical reactors
	Droplet flow		Liquid droplets in gas	Spray cooling
	Particulate flow		Solid particles in gas or liquid	Transportation of powder

В зависимости от типа межфазной границы существуют два режима раздельного потока: плоский и квазисимметричный поток, каждый из которых разделяется еще на 2 режима. Плоский поток включает в себя пленочный и слоистый режим течения, тогда как квазисимметричный принято разделять на кольцевой и струйный.

Класс дисперсных течений можно разделить на несколько типов. В зависимости от геометрии границы раздела можно рассмотреть сферические, эллиптические, зернистые частицы и т.д. Однако удобнее классифицировать дисперсные режимы по типу дисперсной фазы. Соответственно возможно выделить три режима: пузырьковый, капельный, пылевой.

Смена структуры межфазной границы происходит постепенно, поэтому выделяют третий класс, который характеризуется наличием как раздельного так и дисперсного потоков. Смешанные потоки так же разделяют на подклассы по типу дисперсной фазы. Следовательно, получается 5 режимов: снарядный, кольцевой с пузырьками в жидкой пленке, кольцевой с каплями в воздушном ядре, и кольцевой с каплями и пузырьками.

Характеристики структур различных режимов двухфазных течений существенно отличаются, что придает особую важность умению разделять эти режимы, но, так как классификация режимов изначально имеет описательный характер, не существует универсальных и общепринятых методик по определению границ режимов двухфазных течений. Для различных частных случаев принято строить двумерные карты режимов в размерных [5–7], или безразмерных координатах [8] стр. 141. Но, как показано в работе [9], для описания всех переходов необходимо по меньшей мере 6 безразмерных параметров, что затрудняет построение наглядной и полной карты режимов. В последние годы для классификации режимов течения используют нейронные сети, обрабатывающие фотографии газожидкостных потоков как в [10,11].

1.3. Пузырьковые течения в трубах и каналах

В настоящем исследовании будет рассматриваться только пузырьковый режим течения. Особенность такого течения состоит в том, что газовая фаза в нем представлена в виде отдельных газовых включений, размер которых существенно меньше характерного размера канала. В общем случае область объемных газосодержаний, соответствующих пузырьковому течению, простирается от одиночного изолированного пузырька в большом объеме жидкости до течения пены с объемным содержанием жидкости менее 1%. В настоящей работе будут рассматриваться пузырьковые течения с относительно малым среднерасходным газосодержанием (не более 10%). Относительная скорость газовой фазы в таком случае близка к скорости свободного всплытия пузырей.

Интерес к пузырьковым течениям связан с его распространенностью в различных технических приложениях и существенным разнообразием особенностей присущих однофазным течениям. Внесение пузырей в поток жидкости существенно увеличивает площадь межфазной границы, что приводит к изменению гидродинамических свойств течения, а так же

значительно влияет на тепло и массообменные процессы в потоке. При этом влияние газовой фазы количественно и качественно зависит от множества параметров – таких, как ориентация и геометрия канала, направление течения жидкости, физические свойства фаз, дисперсность газовой фазы, и непосредственно газосодержание.

В связи с этим, изучение пузырьковых течений играет важную роль для химической и атомной промышленности, металлургии, оксигенации и очистки воды, газо- и нефтедобыче. Создание микропузырей является важной областью исследований в материаловедении и пищевой индустрии. В различных медицинских приложениях пузыри микронного размера используются для разрушения тромбов или доставки лекарств. Знание информации о структуре, осредненных и пульсационных характеристиках пузырьковых потоков необходимо при проектировании современных энергоустановок.

В следующих главах влияние газовой фазы на параметры течения будет рассмотрено более детально.

Истинное газосодержание

Помимо физических свойств фаз и геометрии канала, объемные среднерасходные скорости жидкости и газа – два основных параметра задающие условия движения газожидкостной смеси. Расходным объемным газосодержанием β называют отношение среднерасходной скорости газовой фазы $U_g = Q_g/S$ к среднерасходной скорости газожидкостной смеси $U_g + U_L$ ($U_L = Q_L/S$), где Q – объемный расход соответствующей фазы, а S – площадь сечения канал:

$$\beta = U_g / (U_g + U_L). \quad (1.1)$$

Важнейшей характеристикой двухфазного потока, определяющий его гидродинамические параметры, является истинное объемное газосодержание φ . Величину φ можно определить как отношение площади поперечного сечения канала, которое занимает газ к общей площади поперечного сечения канала. То есть: $\varphi = \langle \alpha \rangle = \frac{1}{S} \int_S \alpha dS$, где α – локальное газосодержание, S – площадь поперечного сечения канала. В то время как β задается внешними условиями, φ – является макроскопической характеристикой внутренней структуры двухфазного потока.

В адиабатном потоке скорость газовых пузырьков, как правило, отличается от скорости несущей жидкости, что приводит к тому, что

$$\varphi \neq \beta. \quad (1.2)$$

Множество работ посвящено экспериментальному определению истинного газосодержания при различных параметрах течения, анализу, обобщению этих данных и теоретическому поиску взаимосвязи $\varphi = f(\beta)$.

В работах [12–15] измерение истинного газосодержание производилось «методом отсечки». Метод заключается в одновременном перекрытие входа и выхода исследуемой секции канала. После естественного разделения фаз вследствие всплытия пузырьков, производится измерение объемной доли газа. В исследованиях [16–20] для нахождения φ применялся импедансный метод, основанный на том, что, согласно матричному представлению Максвелла для проводимости дисперсных сред [21], истинное газосодержание можно выразить через электрические сопротивления несущей среды R_L и газожидкостной смеси R_{gL} [22]:

$$\varphi = 2 \frac{R_{gL} - R_L}{2R_{gL} - R_L}. \quad (1.3)$$

Так же в литературе встречается множество экспериментальных работ, определяющих φ измерением плотности газожидкостной смеси при помощи γ излучения [23,24]. Следует отметить, что «метод отсечки», несмотря на простоту и высокую точность, не позволяет производить диагностику двухфазного потока в реальном времени. Показания импедансного метода сильно зависят от распределения газовой фазы по сечению канала, и поэтому недостаточно надежны. γ -плотномеры лишены этих недостатков, но отличаются дороговизной.

В обзорных работах [25–27] приведены различные методики расчета φ . Истинное газосодержание вычисляется из эмпирических и полуэмпирических корреляций, полученных на основании обобщения экспериментальных данных, и имеет вид:

$$\varphi = f(\beta, Re, Fr, We, \rho_g/\rho_L, U_g/U_L), \quad (1.4)$$

где Re – число Рейнольдса, Fr – число Фруда, We – число Вебера.

Такого рода корреляции, как правило, имеют весьма ограниченную область применимости и достаточно низкую точность. Вероятно, это связано с тем, что в них не учитывается внутренняя структура течения, например, неравномерность распределения газовой фазы по сечению канала.

Зубер и Финдлей разработали модель описывающую движение двухфазных потоков учитывающую относительное движение фаз, и получившую название модели потока дрейфа. В статье [28] авторы предлагают способ расчета истинного газосодержания в рамках данной модели, при этом вводятся параметры, учитывающие неоднородность пузырькового течения:

$$\varphi_c = \langle \alpha \rangle = \frac{U_g}{C_0(U_g + U_L) + \langle \langle V_{gj} \rangle \rangle}, \quad (1.5)$$

где треугольные скобки $\langle \rangle$ соответствуют усреднению величины по поперечному сечению канала, $\langle \langle V_{gj} \rangle \rangle$ – взвешенная скорость дрейфа газовой фазы, C_0 – эмпирически определяемый параметр, связанный с распределением газовой фазы по сечению канала. В статьях [29–35]

предлагаются разнообразные способы определения величин параметров C_0 и $\langle\langle V_{gj} \rangle\rangle$ в зависимости от характеристик двухфазных течений.

Распределение газовой фазы по сечению канала

Таким образом, для моделирования пузырьковых течений необходимы эмпирические данные о локальной структуре газожидкостного потока, в том числе информация о распределении газовой фазы по сечению канала.

В работе [36] автор усовершенствовал метод, основанный на рентгеновском излучении. При помощи перемещения источника излучения и детектора ему удалось получить распределение локального газосодержания по сечению канала. Эксперимент проводился в каналах прямоугольной формы различной ширины, профиль локального газосодержания измерялся в зоне после внезапного расширения из одного исследуемого канала в другой. В зоне до расширения были зафиксированы куполообразные профили газосодержания, а в зоне после, профили с двумя максимумами.

В исследовании [37] для измерения профилей локального газосодержания предлагается использовать миниатюрный датчик проводимости, разработанный авторами статьи. Эксперименты проходили в системе ртуть-азот при числе Рейнольдса $Re = 26400$. Полученные профили газосодержания имели куполообразную форму. Описанная в работе экспериментальная методика широко применяется в настоящее время и будет подробно описана в главе 2.2.3.

Для исследования газожидкостных потоков и измерения пространственного распределения газовой фазы применяются и оптоволоконные датчики [38–41]. Работа датчика основана на различном поведении инфракрасного луча направленного в оптоволокно. В случае нахождения кромки датчика в жидкой фазе луч поглощается, в газовой фазе отражается и возвращается к приемнику.

В [41] для измерения локального газосодержания применяются термоанемометрические датчики. Принцип работы состоит в изменении теплообмена между датчиком (представляющим собой проволочку, нагреваемую электрическим током) и жидкостью. При накаливании датчика на пузырек теплообмен значительно снижается.

Работы [42,43] одни из первых в которых при помощи локальных методов измерения было показано, что в восходящем пузырьковом турбулентном течении может реализовываться седлообразный профиль локального газосодержания с выраженными пиками газосодержания вблизи стенок канала. В статье [42] представлены экспериментальные результаты, полученные при помощи датчика проводимости. При числах Рейнольдса ($Re > 14000$) большая часть газовой фазы сосредотачивалась в узком слое вблизи стенок канала, но при уменьшении

расхода жидкости максимумы у стенок убывают и при $Re < 10000$ наблюдается профиль газосодержания напоминающий форму профиля скорости при ламинарном течении (Рисунок 1.1).

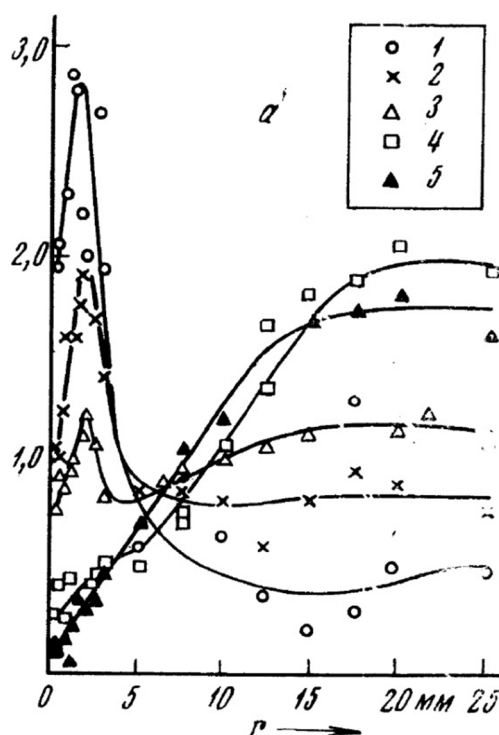


Рисунок 1.1. Распределение газовой фазы по сечению канала [42]. Расход газа $0,07 \text{ м}^3/\text{час}$; Расход воды ($\text{м}^3/\text{час}$): 1 – 3,6; 2 – 3; 3 – 2,4; 4 – 1,9; 5 – 1,5;

В статьях [37,44] авторы предполагают, что распределение газовой фазы по сечению канала определяется способом ввода пузырьков в поток жидкости. Но в работе [45] было исследовано влияние начальных условий организации двухфазного потока на распределения газовой фазы по сечению канала. Эксперимент проводился при $U_L = 1.88 - 6.13 \text{ м/с}$ и $U_g = 0,18 - 3,01 \text{ м/с}$ в вертикальной трубе диаметром 50,8 мм. Газосодержание измерялось на расстояниях 8, 36 и 108 диаметров от места генерации пузырьков. Было экспериментально показано, что по крайней мере для малых скоростей жидкости $U_L < 3 \text{ м/с}$ седлообразный профиль газосодержания является устойчивым способом самоорганизации пузырькового потока.

В статье [46] показано, что дисперсность газовой фазы существенно влияет на профиль газосодержания в потоке. Эксперимент проводился при числах Рейнольдса $Re = 990$ и 2280 и расходном газосодержании $\beta = 10\%$. Генератор пузырьков специальной конструкции позволил изменять размеры пузырей вводимых в поток жидкости не изменяя при этом расходные скорости фаз. В течении с пузырьками диаметром 1 мм реализовывался куполообразный профиль газосодержания, а с пузырьками 0.5 мм - седлообразный.

В работах [47–49] представлено исследование спутного опускного пузырькового течения, измерены профили локального газосодержания при различных скоростях жидкости, расходных газосодержаниях и размерах пузырей. В случае опускного течения профили локального газосодержания отличаются от таковых в восходящих режимах и обычно имеют максимум в центре канала. В статье [47] показано, что в таких режимах течения пристенная область канала практически полностью свободна от пузырьков.

Понять, почему профили локального газосодержания принимают различную форму, можно исходя из анализа сил, действующих на отдельный пузырек в потоке жидкости в направлении перпендикулярном этому потоку. При несимметричном обтекании частицы в потоке на нее действует поперечная сила. При этом несимметричное обтекание может быть обеспечено поперечным градиентом скорости жидкой фазы (сила Стэффмана), вращением частицы (сила Магнуса) или ее несимметричностью (сила Жуковского) [50]. При течении пузырьковых смесей в трубах, поперечный градиент скорости обеспечивается граничными условиями на стенках канала. В работе [51] в координатах чисел Рейнольдса, Бонда и Мортонa построена режимная карта форм пузырьков, всплывающих в жидкости. Показаны параметры при которых пузырек теряет сферическую форму, что может привести к возникновению силы Жуковского. В работе [52] аналитически показано, что при движении сферической частицы в течении Пуазейля со стороны жидкости к ней прикладывается ненулевой момент сил, приводящий частицу во вращение. Таким образом, для пузырьковых течений в трубах возможна реализация одновременно всех механизмов, вызывающих поперечную силу, действующую на пузырек. Для восходящих и опускных течений и с учетом того, что при движении в жидкости пузырек создает возмущение потока, которое может повлиять на движение других пузырей, приведенные силы, в зависимости от параметров течения, могут быть направлены в противоположные стороны, что обеспечивает неоднородность распределения газовой фазы по сечению канала. Таким образом, в общем случае теоретическое обоснование распределения газовой фазы по сечению канала при различных параметрах системы является чрезвычайно сложной задачей. В связи с этим довольно много работ посвящено созданию полуэмпирических и численных моделей для предсказания распределения α .

Работа [53] посвящена численному исследованию движения сферического пузырька в сдвиговом слое жидкости в приближении чистоты поверхности пузырька, что обеспечивает отсутствие вращения последнего. Показано, что основные механизмы, обеспечивающие поперечную силу, действующую на пузырек, существенно различаются при малых и больших

числах Рейнольдса. Для описания поперечной силы как функции числа Re и безразмерной сдвиговой скорости предложена эмпирическая корреляция.

Седлообразные профили газосодержания в восходящем потоке и параболические в опускном, согласующиеся с экспериментальными данными, были получены в работе [54] при помощи двухжидкостной модели многомерного ламинарного пузырькового течения.

В работе [55] при помощи прямого численного моделирования исследовано ламинарное пузырьковое течение в вертикальных каналах. Показано, что для почти сферических пузырьков одинакового размера плотность пузырьков в центре канала всегда такова, что газожидкостная смесь находится в гидростатическом равновесии. В восходящем потоке пузырьки оттесняются к стенкам канала, образуя вблизи них слой толщиной в один диаметр пузырька. В нисходящем потоке пузырьки втягиваются в центр канала и вблизи стенок образуется слой жидкости, лишенный пузырьков.

Расчетная модель на основе механики гетерогенных сред в двухскоростном приближении Эйлера для описания опускного пузырькового течения предложена в работе [56]. Результаты расчетов сравниваются с экспериментальными данными, полученными для пузырьков размером 0.5 и 2 мм.

Особенности гидродинамики пузырьковых течений

Для практических приложений наиболее важным гидродинамическим параметром при течении пузырьковой газожидкостной смеси является гидравлическое сопротивление, которое определяется напряжением трения τ_w на стенке канала. Наиболее простое и при этом достаточно точное при больших скоростях газожидкостной смеси приближение τ_w в зависимости от параметров течения можно получить при помощи гомогенной модели [57]. В таком случае напряжение трения на стенке канала вычисляется как:

$$\tau_{gL} = \frac{\lambda_{gL}}{8} \rho_{\phi} U_{gL}^2, \quad (1.6)$$

где ρ_{ϕ} – плотность газожидкостной смеси, основанная на истинном газосодержании, а величины с индексом gL среднерасходные по фазам параметры. Но в случаях, когда скорость всплытия газовых включений относительно жидкости сопоставима со скоростью движения самой жидкости, такое приближение не применимо.

В статьях [58,59] представлены измерения гидравлического сопротивления газожидкостных течений в вертикальных трубах при различных расходах фаз и диаметрах канала. Полученные экспериментальные данные обобщены корреляционными зависимостями.

В предыдущих параграфах показано, что интегральные параметры пузырькового течения определяются локальными параметрами движения газожидкостной смеси. Соответственно для более глубокого понимания взаимосвязи гидравлического сопротивления с параметрами

газожидкостной системы необходимо понимание ее локальной структуры и соответственно необходимы локальные методы исследований гидродинамических параметров. Ряд методов для исследования локальных гидродинамических характеристик в однофазных потоках были адаптированы для измерений в двухфазных течениях. Так измерения при помощи термоанемометра в двухфазном потоке впервые проведены [60]. В работе [61] применялась трубка Пито для измерения скорости жидкости в пузырьковом течении. Лазерный доплеровский измеритель скорости (ЛДИС) в [62,63] адаптирован к измерениям в газожидкостном потоке. Возможность применения электродиффузионного метода для изучения гидродинамических параметров двухфазного течения была показана в [64–68]. В [69] объединение методик Particle image velocimetry (PIV), теневой фотографии и численного разделения фаз, позволило получить поля скоростей в пузырьковом потоке. Приведенные методики позволили весьма подробно изучить локальную структуру газожидкостных потоков в трубах и каналах простой геометрии и зафиксировать ряд существенных отличий гидродинамической структуры пузырькового течения от однофазного.

Экспериментально показано, что при пузырьковом режиме течения профили скорости жидкости имеют более заполненную форму по сравнению с однофазным потоком как в турбулентном [70,71], так и в ламинарном режимах течения [72].

Эксперимент [71] показал, что в пузырьковом потоке спектры скорости пузырьков и воды подчиняются нормальному закону распределения. При этом при увеличении расхода газа и постоянной скорости жидкости вначале наблюдается тенденция к уменьшению интенсивности продольной турбулентности, при дальнейшем росте расхода газа турбулизация начинает усиливаться.

Аномальное повышение напряжения трения на стенке канала при малых газосодержаниях было показано в [73,74] (Рисунок 1.2). Этот эффект связан с наличием резких максимумов газосодержания вблизи стенок трубы.

В работах [75–77] изучено влияние газосодержания на турбулентную структуру потока. Наблюдается, что турбулентная кинетическая энергия сильно увеличивается при росте газосодержания. В спектрах пульсаций скорости появляется высокочастотная составляющая, вызванная движением пузырей, и коэффициент в спектре Колмогорова ($-5/3$ для однофазного течения) становится равным $-8/3$. При этом в исследовании [78] показано, что пузыри могут фрагментировать турбулентные вихри жидкости, что приводит к подавлению турбулентности.

В работе [79] показано, что аддитивность псевдотурбулентности и собственных пульсаций жидкости выполняется только при $Re_b > 100$, а для меньших значений Re_b это неверно.

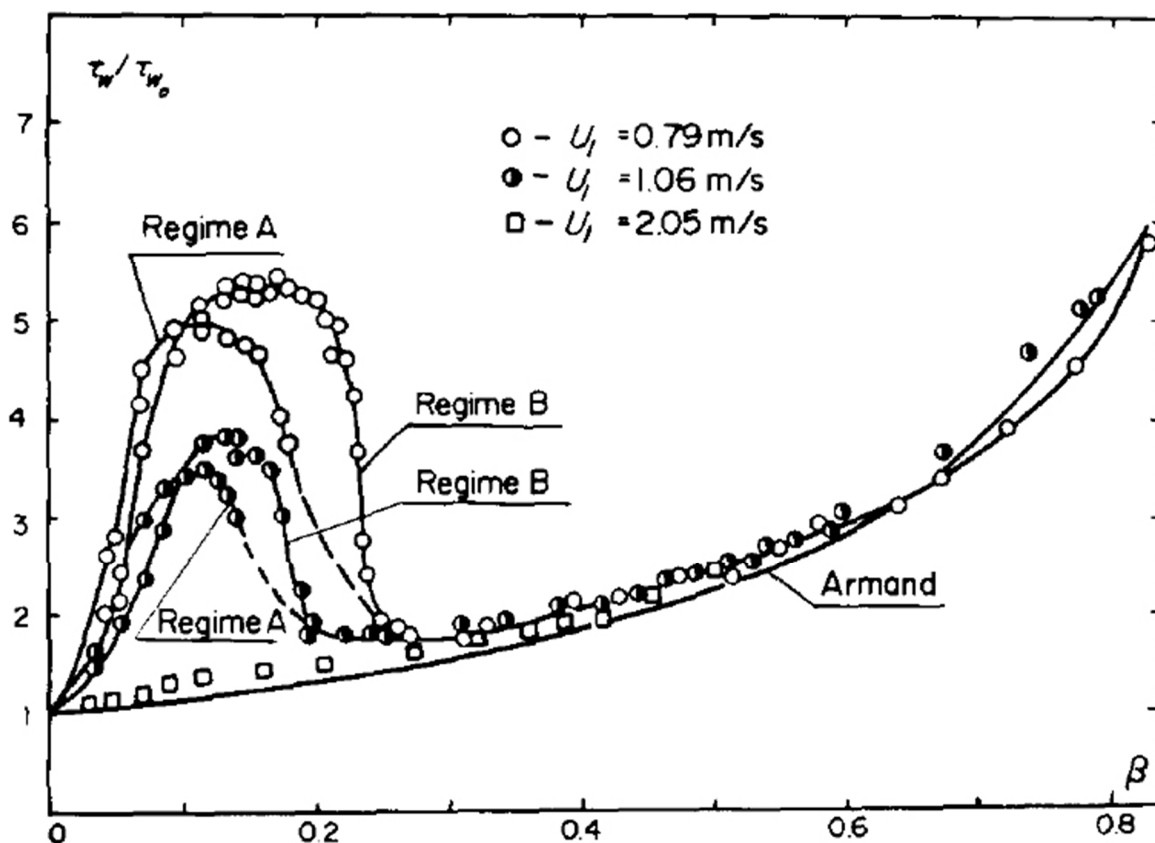


Рисунок 1.2. Аномальное напряжение трения на стенке канала в пузырьковом течении при малых газосодержаниях [74].

Теплообмен в пузырьковых течениях

Работа [80] одна из первых, в которой была исследована теплопередача к двухкомпонентному водовоздушному потоку. Газожидкостное течение в вертикальной трубе внутренним диаметром 14 мм и длиной 400 мм обдувалось снаружи сухим насыщенным паром. В опытах измерялась температура жидкости на входе в рабочий участок и температура стенки теплообменного участка термopарами, вмонтированными в стенку трубки. Среднерасходная скорость жидкости U_L изменялась в диапазоне 0.14 – 0.44 м/с, что соответствовало турбулентному движению однофазной жидкости. Расходное газосодержание β менялось в пределах 0.9 – 99.8%. В работе показано, что увеличение газосодержания при постоянном расходе жидкости приводит к росту коэффициента теплоотдачи α , при этом при $U_g/U_L > 2$ происходит переход от пузырькового к снарядному режиму течения и характер зависимости меняется. В исследованиях [81–84] получены аналогичные результаты.

В работе [85] исследована теплоотдача в вертикальной медной трубе диаметром 32 мм, обогреваемой электронагревателем. Показано, что при заданной приведенной скорости газа U_g

с увеличением скорости жидкости коэффициент теплоотдачи вначале слабо зависит от скорости жидкости, затем при $U_L > 0.4$ м/с влияние скорости жидкости на процесс теплообмена увеличивается до тех пор, пока не станет определяющим. С увеличением вязкости жидкости характер зависимости коэффициента теплоотдачи от скорости жидкости остается неизменным, а абсолютные значения коэффициентов теплоотдачи уменьшаются.

В исследовании [86] изучено пузырьковое течение водо-воздушной и ртутно-воздушной систем в вертикальной трубе диаметром 28.9 мм. Кроме теплообмена изучено поле температур по сечению канала в зависимости от расходов фаз. Показано, что при газосодержаниях меньше 10% увеличение последнего приводит к более быстрому росту теплообмена чем при более высоких газосодержаниях. Так же при увеличении газосодержания наблюдалось уменьшение градиентов температур во всех точках потока. Это уменьшение градиентов температуры связано с увеличением турбулентного переноса тепла в газожидкостном потоке.

Теплообмен в масляноазотной смеси в вертикальной трубе внутренним диаметром 12.85 мм был исследован в [87]. Опыт проводился при числах Рейнольдса жидкой фазы $Re = 6.7 - 162$. Экспериментальные данные обобщены соотношением:

$$\frac{\alpha}{\alpha_0} = \left(1 + \frac{U_g}{U_L}\right)^{1/3}, \quad (1.7)$$

где α_0 – коэффициент теплоотдачи в однофазном потоке.

В исследованиях [88,89] разработана теория переноса импульса и тепла в двухфазном пузырьковом течении основанная на предположении, что присутствующую в потоке турбулентность можно разделить на два вида – собственную турбулентность, присущую течению однофазной жидкости при текущих параметрах системы, и турбулентность, вызванную относительным движением пузырьков в жидкости. Теоретически рассчитано распределение температуры по сечению канала и коэффициент теплопередачи в предположении, что турбулентный перенос тепла и импульса одинаков. Предсказанные теорией параметры двухфазного течения хорошо согласуются с экспериментальными данными полученными в [88], и удовлетворительно с данными других авторов.

Работа [90] посвящена исследованию теплообмена в монодисперсном пузырьковом течении при малых скоростях жидкой фазы. Предложена корреляционная зависимость для расчета теплообмена, полученная исходя из допущения, что основное термическое сопротивление сосредоточено в тонком пристенном слое жидкости:

$$Nu = \frac{2}{\frac{\lambda_L}{\lambda_T} + \frac{0.05}{\sqrt{Re_{j21}}}}, \quad (1.8)$$

где $\frac{\lambda_T}{\lambda_L} = \frac{2(1-\varphi)}{2+\varphi} + \frac{Re_{j21}Pr_L}{6\sqrt{2\varphi}}$ – отношение эффективной теплопроводности к

теплопроводности жидкости, Re_{j21} – число Рейнольдса, построенное по приведенной скорости дрейфа, диаметру пузыря и вязкости жидкости, а Pr_L – число Прандтля. Показано, что размер теплового подслоя в восходящем пузырьковом потоке существенно зависит от концентрации и относительной скорости пузырей в пузырьковом подслое и значительно слабее – от концентрации пузырей в ядре потока.

С помощью прямого численного моделирования турбулентных пузырьковых течений в вертикальном канале с нагреваемыми стенками в работе [91] изучено влияние пузырькового течения на скорость теплообмена и распределение температуры в канале. Для параметров, рассматриваемых в данной работе, объемная доля пузырьков $\varphi = 3\%$ может увеличить число Нуссельта на 60 %. Наибольшее увеличение числа Нуссельта происходит при малых числах Бонда и высоких числах Прандтля. Пузырьки почти сферической формы, поднимающиеся у стенки, перемешивают вязкий подслей и уменьшают размер области проводимости у стенки, что улучшает скорость теплопередачи.

Влияние субмиллиметровых пузырьков на теплообмен в восходящем двухфазном течении при числах Рейнольдса по жидкой фазе $Re = 100, 200$ было изучено в работе [92]. Газовые пузырьки генерировались при помощи электролиза воды на платиновом проволочном аноде. Показано, что коэффициент теплоотдачи в двухфазном потоке до 38% больше, чем в однофазном, при этом отношение скорости теплопередачи к мощности потребляемой на генерацию пузырьков позволяет утверждать, что подача субмиллиметровых пузырьков является высокоэффективным методом для улучшения ламинарной теплопередачи со смешанной конвекцией.

В работах [93,94] представлен обзор современных корреляций для определения теплообмена в барботажных колоннах, и двухфазных потоках в трубах различным образом ориентированных в пространстве. Показано, что существующие корреляции имеют удовлетворительную прогностическую способность только в узком диапазоне параметров двухфазных систем.

Влияние дисперсности газовой фазы на параметры течения

Работа [46] одна из первых, в которой было показано экспериментально, что размер пузырьков, вносимых в поток жидкости, существенно влияет на интегральные и локальные характеристики двухфазных систем. Монодисперсные пузырьки диаметром 0.5 и 1 мм подавались в поток жидкости при помощи газового диспергатора специальной конструкции (Рисунок 1.3).

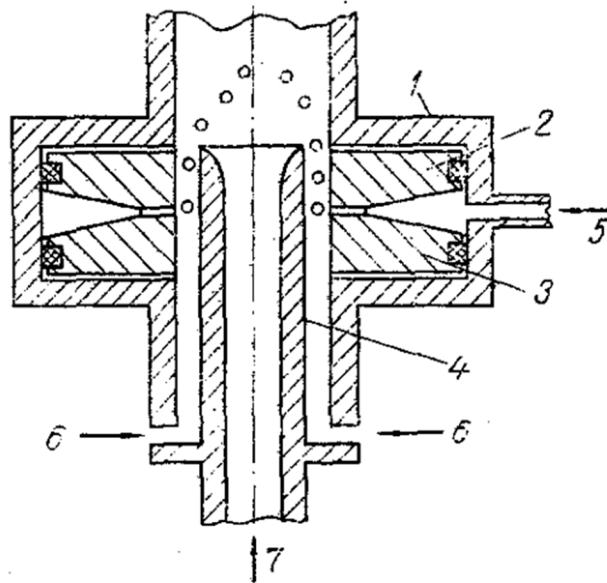


Рисунок 1.3. Генератор монодисперсных пузырьков [46]. 1 – корпус; 2, 3 – кольца; 4 – втулка; 5 – ввод газа; 6 – ввод жидкости через щелевой зазор; 7 – ввод жидкости через центр.

Газ через маленькие отверстия подавался в кольцевой зазор, образованный центральной втулкой и корпусом смесителя. Жидкость подавалась в рабочий канал как через кольцевой зазор, где происходила генерация пузырей, так и через центральную втулку смесителя. Регулируя расходы жидкости через втулку и кольцевой зазор, авторы смогли получить пузырьковые потоки с различными расходными параметрами фаз при неизменном размере пузырьков. Размер пузырьков определялся по теньвым изображениям пузырькового потока. Эксперимент проводился в вертикальной трубе с внутренним диаметром 15 мм, при числах Рейнольдса по жидкой фазе $Re = 100-5000$ и расходных газосодержаниях $\beta = 0.5-15\%$. В работе показано, что для пузырьков диаметром 1 мм по сечению канала реализуется седлообразный профиль газосодержания, в то время как для пузырьков диаметром 0.5 мм наблюдается куполообразный профиль.

В работах [79,95] показано, что пузыри малого (субмиллиметрового) размера значительно увеличивают трение на стенке канала и массообмен в потоке по сравнению с пузырьками большего диаметра (Рисунок 1.4). Этот эффект объясняется тем, что малые пузыри образуют пузырьковый подслои вблизи стенки трубы. В исследовании [96] получены аналогичные результаты. В исследовании [97] измерены спектры турбулентных пульсаций на стенке канала в опускных пузырьковых течениях с пузырьками различных размеров. В однофазном потоке с ростом частоты наблюдается затухание по закону близкому к Колмогоровскому ($-5/3$), в то время как для пузырей диаметром 0.48 мм практически весь спектр можно описать законом (-1) .

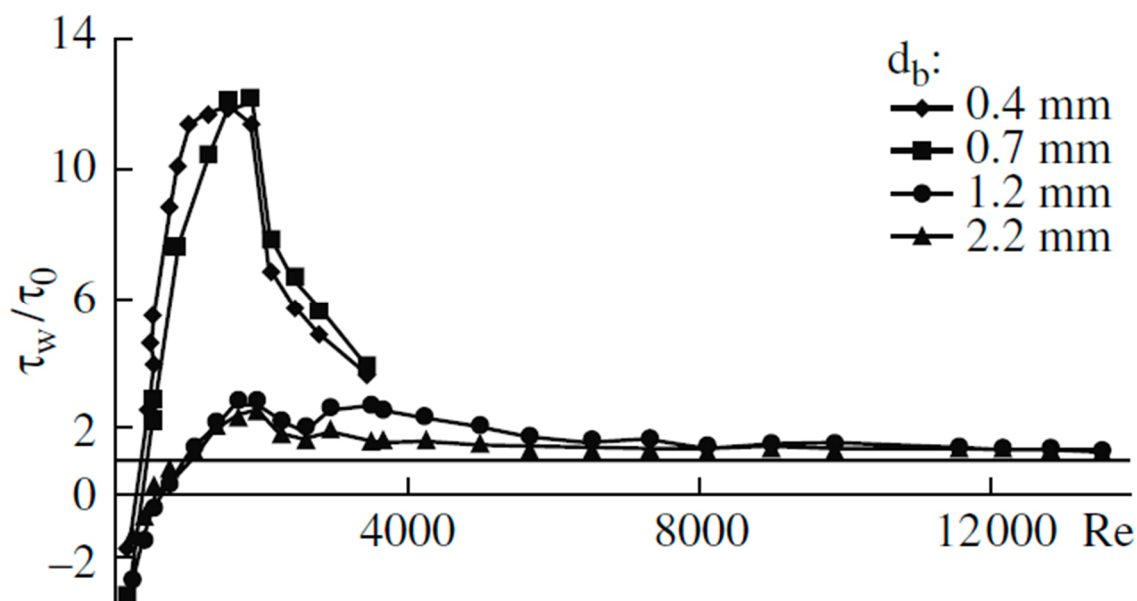


Рисунок 1.4. Влияние размера пузырьков на напряжение трение на стенке канала [95].

В работах [98,99] показано, что введение большого количества микропузырей в пристенную область потока, может приводить к значительному снижению напряжения трения на стенке.

Для проведения экспериментов с контролируемой дисперсностью газовой фазы необходимо измерять размер пузырьков в потоке. Для этого существует два подхода – фотосъемка теневых изображений пузырькового потока, предполагающая их автоматическую обработку, и применение датчиков проводимости с двумя и более сенсорами [100].

В работах [101–103] предлагаются различные способы съемки и обработки теневых изображений пузырькового потока, предлагаются алгоритмы позволяющие распознавать пузырьки изображения которых на теневой фотографии перекрываются. В статье [104] демонстрируется удачное применение нейронной сети для обработки пузырьковых изображений с достаточно высоким газосодержанием.

Способы генерации пузырьков

Из описанного выше становится понятно, что размер газовых включений – один из важнейших параметров влияющий на свойства пузырькового потока. Наиболее ярко представленные эффекты проявляются в монодисперсных газожидкостных смесях, когда отсутствует конкуренция между эффектами вызванными пузырями различных размеров. Таким образом, существует возможность управления процессами переноса в энергетических и технологических приложениях, путем изменения размеров пузырей, вводимых в поток. Соответственно возникает задача о создании аппарата для генерации пузырей заданного объема в широком диапазоне, но с минимальным разбросом по размерам. Для достижения этой цели

необходимы понимание процессов, происходящих при формировании и отрыве пузырька и поиск параметров определяющих эти процессы.

Введение газовой фазы в поток жидкости и соответственно создание газожидкостной смеси возможно несколькими способами:

- барботирование через пористые перегородки
- при помощи устройств фокусировки потока
- вдувание через отверстия или капилляры

Существует ряд работ посвященных изучению распределения пузырьков по размерам в барботажных колоннах [105–109]. В работе [110] описывается генерация пузырей при продавливании газа через пористое тело в кольцевой сдвиговый слой жидкости. В статье [111] генерация пузырей происходит через вращающуюся в потоке жидкости пористую пластину. На Рисунке 1.5 представлены распределения пузырьков по размерам, измеренные вблизи пористой поверхности, полученные в работе [109].

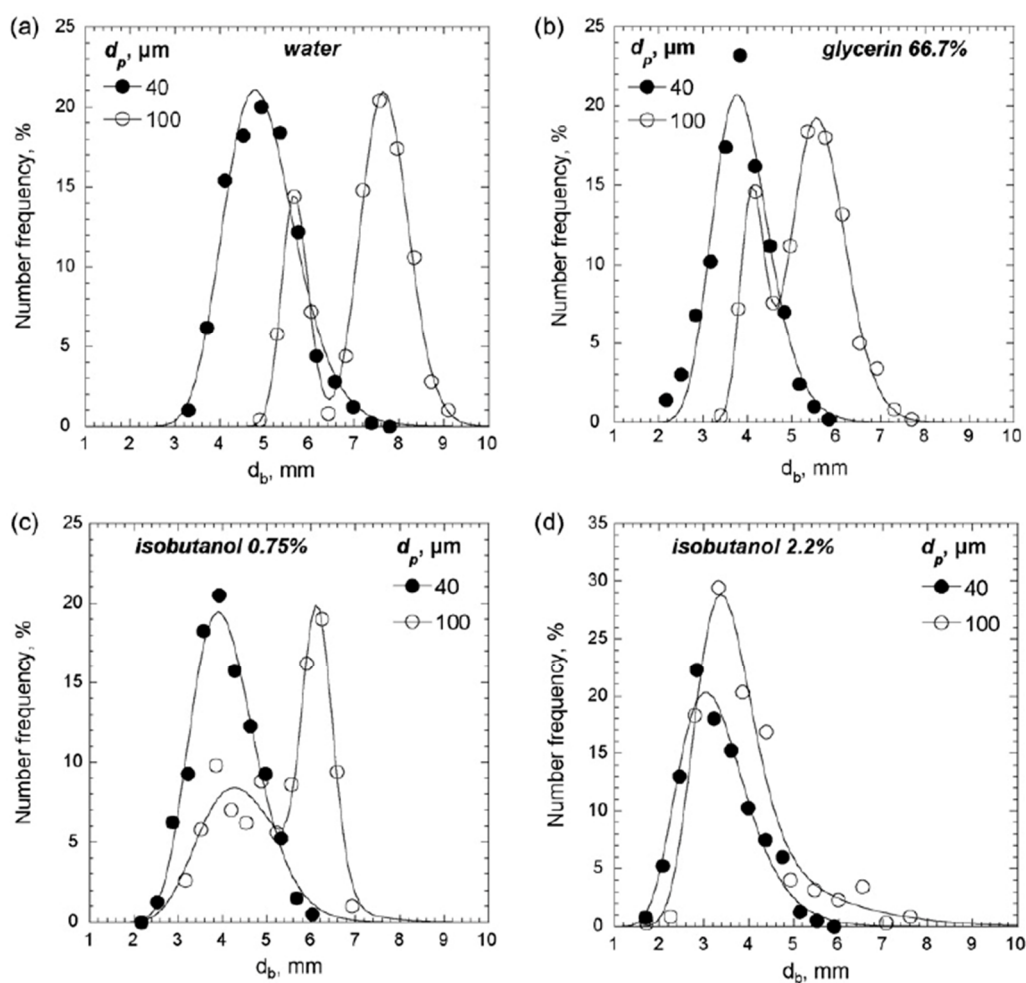


Рисунок 1.5. Влияние размера пор на распределение пузырей по размерам [109]. Полные и пустые маркеры соответствуют порам 40 и 100 мкм соответственно. Расход газа $Q_g = 14 \text{ мл/с}$. (a) вода, (b) глицерин 66.7%, (c) изобутанол 0.75%, (d) изобутанол 2.2%.

В эксперименте использовались жидкости с различными физическими свойствами и два типа пористых материалов с характерными размерами пор 40 и 100 мкм. На графиках наблюдается существенный разброс пузырьков по размерам во всех случаях. Авторы связывают это с тем, что размер пор является одним из важнейших параметров определяющих размер пузырька. Соответственно, неизбежный разброс в размере пор материала не позволяет создать монодисперсную газожидкостную смесь таким методом.

Для получения пузырьков малого диаметра используют устройства с фокусировкой потока [95,112–115]. Принципиальная схема такого устройства представлена на Рисунке 1.6 [116]. В отверстии в стенке канала расположено сопло, через которое подается струя газа.

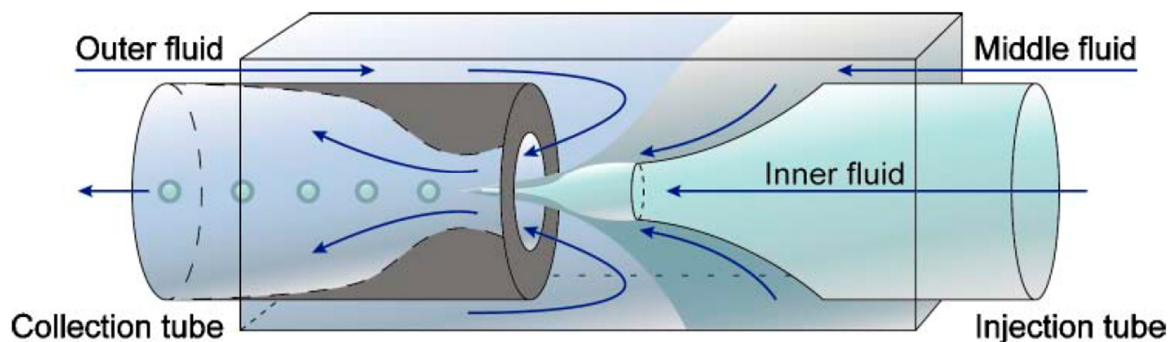


Рисунок 1.6. Схема устройства фокусировки потока [116].

Фокусирующий поток жидкости подается через отверстие и служит для сужения диаметра газовой струи (приблизительно до размера сопла). Ниже по течению неустойчивость Плато-Рэлея на границе раздела фаз приводит к разрушению газовой струи на цепочку монодисперсных пузырьков. Изменяя расход фокусирующей жидкости можно изменять размер пузырьков в некотором интервале. Существенное преимущество такого метода состоит в возможности создания монодисперсных смесей из пузырьков малого диаметра (менее 0.5 мм). Для больших объемных расходов жидкости характерных для промышленности и энергетики весьма затруднительно получить смеси с объемным газосодержанием по крайней мере больше 1% при помощи устройств с фокусировкой потока. Тем не менее, для ряда технических приложений, не требующих больших расходов фаз, эта методика является весьма перспективной.

Так же в литературе присутствует ряд работ, в которых предлагаются оригинальные способы генерации пузырьков. Например, в исследовании [92] пузырьки водорода субмиллиметрового размера получают электролизом воды на платиновом проволочном аноде.

В работах [117,118] исследуется влияние неоднородного электрического поля на характеристики пузырьков, генерируемых на погруженном в этанол капилляре.

В настоящей работе, для создания пузырьковых течений, газовая фаза вводилась в поток жидкости через погруженные в нее или закрепленные заподлицо со стенкой капилляры. Такой способ создания газожидкостного течения имеет ряд преимуществ по сравнению с описанными выше. При таком способе ввода газовой фазы расходное газосодержание β и размер газовых включений могут варьировать в достаточно широких диапазонах, при этом существует возможность контроля за разбросом пузырьков по размерам, что особенно важно для исследования монодисперсных пузырьковых потоков.

1.4. Формирование пузырьков

Существует множество работ, посвященных изучению отрыва пузырька от отверстия или капилляра в покоящейся жидкости. Показано, что размер пузырька определяется множеством разнообразных параметров таких как: физико-химические свойства фаз, диаметр отверстия, ориентация капилляра, геометрия его кромки, контактный угол смачивания, расход газа, граничные условия подачи газа, гравитационные условия, и так далее.

В статьях [119–121] рассмотрены два принципиально разных способа подачи газа – при постоянном давлении и при постоянном расходе. В работе [121] показано, что если реализуется условие неизменного расхода газовой фазы, то объем отрывающегося пузырька зависит от скорости потока газа и кинематической вязкости жидкости, размеры отверстия имеют второстепенное значение. При постоянном давлении газа существенное влияние на отрывной диаметр пузырька оказывает плотность газа, размер и форма отверстия капилляра, кинематическая вязкость и поверхностное натяжение жидкости, и давление подачи газа.

Из результатов работ [119,121,122] следует, что при увеличении вязкости жидкости растет и отрывной диаметр пузырька Рисунок 1.7. В работе [123] предлагается зависимость отрывного диаметра пузырька от динамической вязкости жидкости в виде $\sim \eta_L^{0.66}$.

В экспериментальной работе [124] анализируется влияния коэффициента поверхностного натяжения на отрывной диаметр пузырька в покоящейся жидкости. Показано, что зависимость вида $d_b \sim \sigma^{1/3}$ удовлетворительно описывает экспериментальные данные. Показано, что добавление поверхностно активных веществ в воду или создание электролитического водного раствора приводит к уменьшению генерируемых пузырьков и препятствует их коалесценции [124,125]. В работе [126], посвященной исследованию влияния поверхностно активных веществ на формирование и отрыв пузырька от капилляра показано, что для прогнозирования отрывного диаметра пузырька необходимо учитывать динамическое, а

не статическое поверхностное натяжение. На Рисунке 1.8 представлены экспериментальные данные об отрывном диаметре для жидкостей с различным поверхностным натяжением.

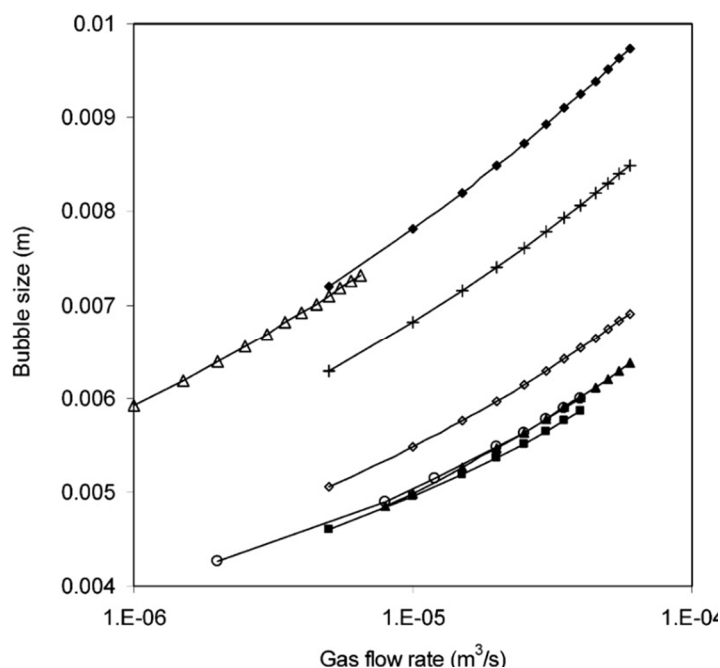


Рисунок 1.7. Влияние вязкости рабочей жидкости на отрывной диаметр пузырька [127]. ■ - $\eta = 0.001$ Па·с, $\sigma = 0.072$ Н/м; $\diamond$ - $\eta = 0.0449$ Па·с, $\sigma = 0.067$ Н/м; $\blacklozenge$ - $\eta = 0.552$ Па·с, $\sigma = 0.063$ Н/м; $\bullet$ - $\eta = 0.007$ Па·с, $\sigma = 0.069$ Н/м; $\triangle$ - $\eta = 0.515$ Па·с, $\sigma = 0.053$ Н/м; $\blacktriangle$ - $\eta = 0.012$ Па·с, $\sigma = 0.053$ Н/м; $\oplus$ - $\eta = 0.269$ Па·с, $\sigma = 0.08$ Н/м.

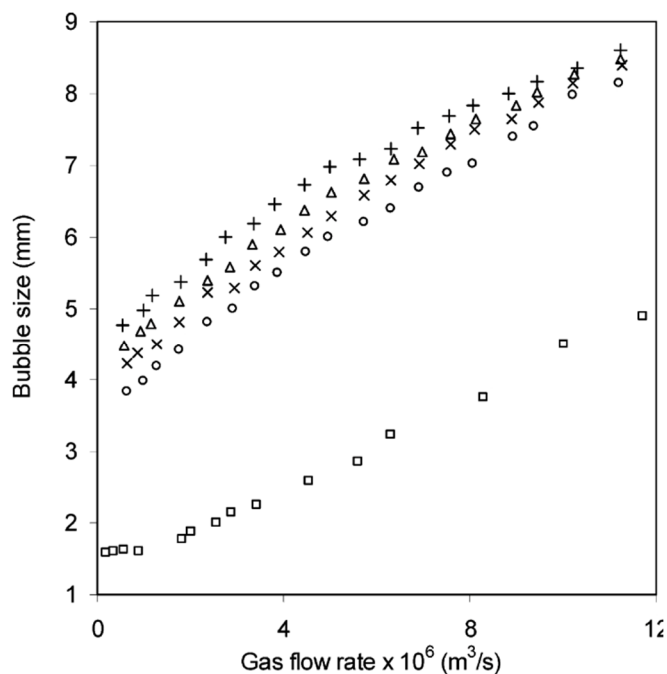


Рисунок 1.8. Влияние коэффициента поверхностного натяжения на отрывной диаметр пузыря [127]. $\oplus$ - $\sigma = 0.073$ Н/м; $\triangle$ - $\sigma = 0.0238$ Н/м; $\blacklozenge$ - $\sigma = 0.0228$ Н/м; $\bullet$ - $\sigma = 0.0227$ Н/м; $\square$ - $\sigma = 0.0217$ Н/м.

Влияние плотности жидкости на отрыв пузырька исследуется в работе [128]. Показано, что при малой вязкости жидкости и малых ее скоростях, отрывной объем пузырька уменьшается при увеличении плотности жидкости. Если скорость потока достаточно велика, то при малой вязкости и малом размере отверстия для истечения газа, размер пузырька практически не зависит от плотности жидкой фазы.

В работах академика С.С. Кутателадзе [129] показано, при барботаже критические условия оттеснения барботируемой жидкости от пористой поверхности характеризуются критерием устойчивости k аналогичным критерию для пленочного режима кипения. В работе [130] проведены исследования критических условий оттеснения при барботаже различных газов. Показано, что критерий устойчивости k зависит от молекулярного веса газа. Это является основанием предположить, что и молекулярный вес газа может оказать влияние на процесс отрыва пузырька от капилляра. В работах [131,132] проведены исследования влияния молекулярной массы газа на отрыва пузырька с использованием различных газов (воздух, H_2 , He, N_2 , Ar, CO_2 , SF_6), измерения проводились при различных давлениях. Показано, что влияние на отрыв пузырька оказывает именно разность плотностей газовой и жидкой фазы. Плотность газа пропорциональна и давлению и молекулярной массе газа, то есть молекулярная масса оказывает влияние на отрыв пузыря ровно в той мере, в которой она изменяет плотность газа. В работе также показано, что для отверстий большого диаметра отрыв пузырька происходит быстрее в случае пузырьков большей плотности, тогда как для отверстий малого диаметра плотность газа оказывает незначительное влияние на отрыв. На Рисунке 1.9 представлена иллюстрация этих наблюдений.

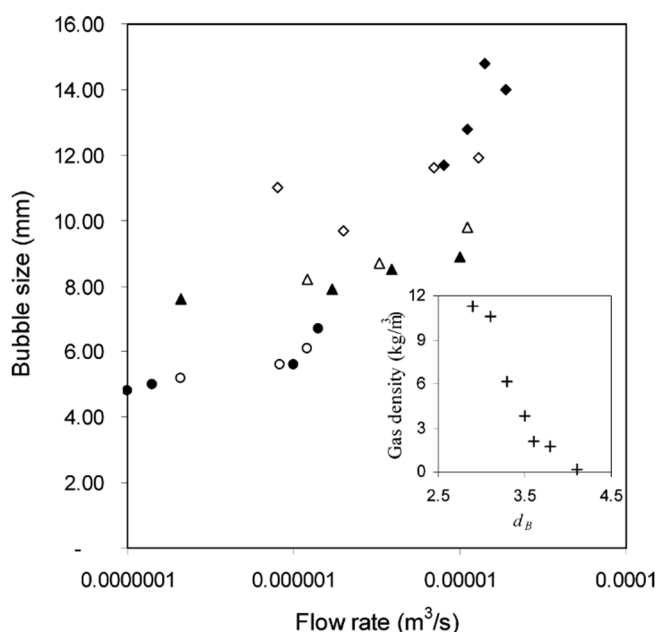


Рисунок 1.9. Влияние плотности газа на отрывной диаметр пузыря [127]. Гелий: (◆ - 0.1 МПа, ▲ - 0.6 МПа, ● - 2.1 МПа); Азот: (◇ - 0.1 МПа, △ - 0.3 МПа, ○ - 2.1 МПа);

1.5. Модели отрыва пузырька

На пузырек, выдуваемый из капилляра в движущуюся жидкость, действует множество различных сил. Авторы работы [133] предлагают следующие силы и выражения для них для случая, когда газ подается в канал через отверстие в его стенке (Рисунок 1.10): F_b – сила Архимеда, $F_b = \frac{1}{6}\pi d_b^3(\rho_L - \rho_g)g$, при несимметричном обтекании пузырька возникает разность давлений и, соответственно, сила $F_{SL} = \frac{\pi}{4}d^2C_L\frac{\rho_L U_L^2}{2}$, где C_L – подъемный коэффициент. F_M – сила, связанная с импульсом газа вдуваемого в канал через отверстие. $F_M = \frac{\pi}{4}d_0^2\rho_g U_g^2$, сила поверхностного натяжения - $F_\sigma = \pi d_0\sigma$, F_D – сила, связанная с потоком жидкости, уносящим пузырек $F_D = \frac{\pi}{4}d^2C_D\frac{\rho_L}{2}U_{eff}^2$, где $U_{eff} = \sqrt{\left(U_L - \frac{dx}{dt}\right)^2 + \left(\frac{dy}{dt}\right)^2}$ – относительная скорость потоков жидкости и газа, C_D – коэффициент гидродинамического сопротивления пузырька. Сила инерции- $F_I = \frac{d}{dt}\left(\rho_g V_B \frac{dS}{dt}\right) + \frac{d}{dt}\left[\rho_L C_{MC} V_B \left(\frac{dS}{dt} - U_L \hat{i}\right)\right]$, где C_{MC} – коэффициент присоединенной массы, а $\frac{dS}{dt}$ – скорость центра пузырька относительно начала координат- центра отверстия. Детальный учет всех сил для решения динамической задачи роста пузырька представляется весьма сложной задачей. В настоящий момент нет общепринятых критериев отрыва пузырька.

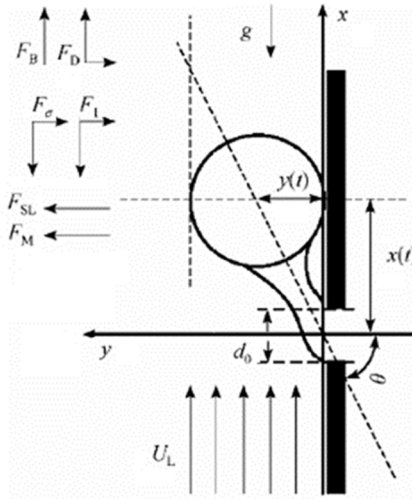


Рисунок 1.10. Силы, действующие на пузырек, выходящий через отверстие в стенке канала [133].

Отрыв в покоящейся жидкости

Первые модели-оценки отрывного диаметра пузырька от капилляра в покоящейся жидкости основывались на балансе сил, при этом условия подбирались так, чтобы большей частью сил можно было пренебречь. Так в работе [134], где отрыв пузырька происходит в

покоящейся жидкости от вертикально расположенного капилляра, учитываются лишь сила Архимеда и сила поверхностного натяжения. При этом силы поверхностного натяжения, приложенные к элементам линии контакта межфазной поверхности и капилляра, считаются направленными параллельно капилляру. Таким образом, из баланса сил $V_b(\rho_l - \rho_g)g = \pi d_o \sigma$, где V_b – объем пузыря, а d_o – внутренний диаметр капилляра, следует выражение для отрывного диаметра пузыря: $d_b = \left(\frac{6\sigma d_o}{\rho_L g}\right)^{1/3}$. Как правило, в момент отрыва пузырька контактный угол между фазами и капилляром θ не равен нулю. Соответственно, силу поверхностного натяжения необходимо умножать на так называемый коэффициент сужения радиуса шейки $\phi_0 = \cos\theta$. В работе [135] показано, что наилучшим образом экспериментальные данные описываются при $\phi_0 = 2/3$. В работе [136] показано, что данный подход применим только при малом расходе газа, ограниченном следующими соотношениями:

$$Q_g \leq \frac{0.31}{\eta_L} \left[\frac{\sigma^4 d_o^4}{g \Delta \rho} \right]^{1/3} \text{ для } Re_b \leq 1, \quad (1.9)$$

$$\text{и } Q_g \leq 1,66 \left[\frac{\sigma^5 d_o^5}{\rho_L^3 g^2 \Delta \rho^2} \right]^{1/6} \text{ для } Re_b \gg 1, \quad (1.10)$$

где $Re_b = \frac{\rho_L v_b d_b}{\eta_L}$ – число Рейнольдса рассчитанное по диаметру пузырька d_b и скорости его свободного всплытия v_b . При расходах больше указанных необходимо учитывать влияние скорости газа на отрывной диаметр пузырька.

При увеличении скорости газа силы поверхностного натяжения уходят на второй план, а размер пузырьков определяют балансом сил плавучести, инерции и вязкости. В работе [137] предлагаются различные корреляции для отрывного диаметра пузыря на основе предположения, что частота отрыва пузырьков с ростом расхода газа не меняется и соответственно справедливо следующее соотношение: $d_b \sim Q_g^{1/3}$. Например, $d_b = 0.18 d_o^{1/2} Re_o^{1/3}$ [137], где Re_o – число Рейнольдса на основе диаметра капилляра, вязкости и расходной скорости газа.

В работе [136] размер пузыря вычисляется исходя из приближений, что пузырьки после отрыва от капилляра движутся непрерывной цепочкой со скоростью определяемой по формуле Стокса:

$$d_b = 3.22 \left[\frac{\eta_L}{\pi g \Delta \rho} \right]^{1/4} Q_g^{1/4} \text{ для } Re_b < 1, \quad (1.11)$$

$$\text{и } d_b = 2.35 \left[\frac{\rho_L}{\pi^2 g \Delta \rho} \right]^{1/5} Q_g^{2/3} \text{ для } Re_b \gg 1. \quad (1.12)$$

Частота отрыва пузырьков, в отличие от предыдущих моделей, при этом не является постоянной величиной.

Учитывая силу Архимеда и силы инерции, но пренебрегая силами поверхностного натяжения и вязкостью в работе [121] было предложено следующее соотношение для отрывного диаметра пузыря:

$$d_b = 1.11 Q_g^{2/5} g^{1/5}. \quad (1.13)$$

Авторами утверждается, что данное соотношение применимо при расходах газа менее $3 \cdot 10^{-6} \text{ м}^3/\text{с}$.

При дальнейшем увеличении расхода газа, происходит его струйное истечение, а разделение струи на пузырьки согласно работе [137] определяется турбулентными процессами в струе газа.

Подход к вычислению отрывного диаметра пузырька основанный на балансе сил подвергается активной критике. В работе [57], высказываются следующие замечания:

- Во-первых, возникает вопрос о корректности приложения внешних сил к центру масс исследуемого объекта при условии легкой деформируемости его границы. Более физически обоснованным подходом к описанию роста пузырька предлагается решение уравнения Лапласа - $P_g - P_l = 2\sigma H(\vec{r})$, где $H(\vec{r})$ – средняя кривизна поверхности пузырька в данной точке, и уравнений гидростатики [138] (для получения квазистатических решений), или динамики жидкости [139–141] с граничными условиями удовлетворяющими уравнению Лапласа. Но решение таких задач чрезвычайно сложно и возможно лишь численными методами.

- Во-вторых, не совсем понятно, о каком балансе сил идет речь, в ситуации, когда на протяжении всего процесса роста пузырька его условный центр масс движется неравномерно (с ускорением). Таким образом, неочевидно как выделить момент времени, в который произойдет отрыв пузырька.

В связи с этим большое распространение получили двухэтапные модели отрыва. В течении первого этапа центр масс пузырька удаляется от капилляра в первую очередь за счет собственного роста, во втором этапе пузырек начинает всплывать и вытягиваться в месте крепления к капилляру или отверстию. Момент отрыва определяется, как правило, исходя из экспериментальной базы. В работе [128] первая стадия формирования пузыря длится до тех пор пока сила Архимеда не станет равной сумме сил действующих вниз. Во втором этапе пузырек движется с ускорением.

В исследовании [123] предложен оригинальный подход – корреляцию предсказывающую отрывной диаметр пузырька сформировала нейронная сеть обученная на основе 900 экспериментальных точек:

$$\frac{d_b}{d_o} = \left[\frac{5}{\text{Bd}_o^{1.08}} + \frac{9.261 \text{Fr}^{0.36}}{\text{Ga}^{0.39}} + 2.147 \text{Fr}^{0.51} \right]^{1/3}, \quad (1.14)$$

где $Bd_o = \rho_L g d_o^2 \sigma^{-1}$ – число Бонда основанное на диаметре капилляра, $Fr = v_g^2 / d_o g$ – число Фруда, $Ga = \rho_L^2 d_o^3 g / \eta_L$ – число Галилея.

Отрыв в потоке жидкости

Исходя из приведенных выше исследований становится ясно, что с одной стороны огромное количество факторов оказывает влияние на отрывной диаметр пузырька, с другой при отрыве в покоящейся жидкости отсутствует возможность управления размером формируемого пузырька в достаточно широких диапазонах. Для проведения исследований монодисперсных пузырьковых потоков целесообразнее генерировать пузыри в потоке жидкости, когда размером и частотой отрыва пузырька можно управлять, в том числе, изменяя скорость натекающей на капилляр жидкости.

На данный момент в литературе существует большое количество работ посвященных моделированию отрыва пузырька от отверстия или капилляра в поток жидкости. Одна из наиболее известных моделей формирования и отрыва пузырька - модель Маршалла [142]. В рамках этой модели пузырек вдувается в сдвиговый поток через отверстие в стенке канала. Наиболее существенными приняты F_σ и F_D – силы поверхностного натяжения и сила действующая на пузырек со стороны набегающего потока жидкости. Получена зависимость отрывного радиуса пузыря от расходных параметров жидкости и газа: $d_b = 0.96 \left(\frac{d_o}{2}\right)^{0.826} \left(\frac{U_g}{U_L}\right)^{0.36}$, где $U_g = \frac{4Q_g}{\pi d_o^2}$, d_o – диаметр отверстия, U_g – расходная скорость газа в капилляре, Q_g – расход газа, U_L – приведенная скорость жидкости, d_b – отрывной диаметр пузыря. Так же в работе приведено довольно подробное исследование процесса формирования пузырей в потоке жидкости через отверстие в стенке канала.

Образование и отрыв пузыря от отверстия в стенке канала в сдвиговый поток жидкости исследованы в [143]. В этой работе уделено большее внимание рассмотрению сил поверхностного натяжения. Предполагается, что во время образования пузырек имеет принципиально не сферическую форму, но при этом симметричен относительно оси. Итогом работы является следующая зависимость размера пузыря от расходных параметров:

$$\left(\frac{d_b}{2}\right)^8 + \left(\frac{d_b}{2}\right)^4 \left(\frac{U_L}{Q_g}\right)^2 \left(\frac{4\pi}{3}\right)^2 \left(\frac{d'_b}{2}\right)^8 = \left(\frac{d'_b}{2}\right)^8, \quad (1.15)$$

где d'_b – отрывной диаметр пузыря в покоящейся жидкости при тех же прочих условиях.

Двухэтапная модель отрыва пузыря от отверстия в стенке канала предложена в [144]. Во время первого этапа реализуется баланс сил. Во втором этапе, пузырек начинает двигаться по течению, но все еще какое-то время прикреплен к отверстию шейкой, через которую поступает воздух. Момент разрыва шейки определяется по углам смачивания.

В работе [145] проведено экспериментальное исследование отрыва пузыря от отверстия в стенке канала в потоке жидкости в условиях пониженной гравитации. Показано, что размер пузыря зависит от сил тяжести, диаметра отверстия, а так же расходов фаз. Исходя анализа на основе баланса сил, определены два механизма отрыва. Если расход газа достаточно велик, пузырек отрывается от отверстия в первую очередь из-за инерционных сил связанных с импульсом вдуваемого газа. В случае, когда импульс газа мал, важен баланс сил в направлении потока жидкости, пузырек отрывался, когда наклон оси пузыря превышал определенный порог. Для первого случая предложена следующая модель для отрывного диаметра пузырька:

$$\left(\frac{d_b}{d_o}\right)^2 = \frac{1}{4} \frac{\rho_L}{\rho_g} \left(\frac{C_{MC}}{3} + \frac{C_D}{8} \right), \quad (1.16)$$

где C_{MC} – коэффициент присоединенной массы, C_D – коэффициент гидродинамического сопротивления пузыря.

В исследованиях [146–148] численно решаются задачи баланса сил и предлагаются разнообразные критерии отрыва, в случае формирования пузыря на отверстии в сдвиговом слое жидкости. Так в работе [148] методами высокоскоростной видеосъемки и обработки изображений экспериментально исследована квазистатическая инжекция пузырьков воздуха на стенку в вязком сдвиговом течении. Радиус пузырька и положение его центра масс определялись на протяжении всего роста. Затем экспериментальные результаты были использованы для проверки модели баланса сил во время роста пузырька и после отрыва для малых чисел Рейнольдса пузырька. Предложено следующее выражение для отрывного диаметра пузыря:

$$d_b = d'_b \left(1 + \frac{0.13 + 11.44 \left(\frac{11}{20} \frac{d'_b}{d_o} \right) Ca - 42 \left(\frac{11}{20} \frac{d'_b}{d_o} \right)^2 Ca^2 + \left(\frac{76}{16} \frac{\eta_L C_1 Q_g}{\pi \sigma d_o d'_b} - \frac{d_o}{d'_b} \right) - 1}{3 - 22.88 \left(\frac{11}{20} \frac{d'_b}{d_o} \right) Ca + 168 \left(\frac{11}{20} \frac{d'_b}{d_o} \right)^2 Ca^2 + \left(\frac{76}{16} \frac{\eta_L C_1 Q_g}{\pi \sigma d_o d'_b} - \frac{d_o}{d'_b} \right)} \right), \quad (1.17)$$

где $Ca = \frac{\eta_L d'_b \frac{\partial u}{\partial n} (2C_2 - 1/4)}{\sigma}$ – число капиллярности, $\frac{\partial u}{\partial n} = \tau_w / \eta_L$ – градиент скорости на поверхности, C_1 – коэффициент пропорциональности между вертикальной составляющей скорости пузырька и скоростью его роста, C_2 – коэффициент пропорциональности между горизонтальной составляющей скорости пузырька и градиентом скорости на поверхности. Для градиентов скорости $\frac{\partial u}{\partial n} < 10.5 \text{ с}^{-1}$, величины C_1 и C_2 в данной модели принимаются равными 2 и 1 соответственно.

Работа [149] посвящена экспериментальному исследованию влияния скорости и физических свойств жидкости на отрыв пузырька от отверстия в горизонтальной пластине, обтекаемое потоком жидкости. Предложен ряд корреляций применимых для различных параметрах системы.

Численное моделирование процесса отрыва пузыря от капилляра в вязкой жидкости проведено в [141]. Показано, что при достаточно больших расходах вдуваемого газа поле скоростей, формируемое оторвавшимся пузырем, влияет на формирование и отрыв последующего.

Так же численное моделирование задачи о динамическом образовании пузырьков из затопленного отверстия приведено в работе [150]. Исследования проводились как в покоящейся жидкости, так и в случае ее спутного потока. Показано, что умеренный спутный поток жидкости может препятствовать слиянию пузырей у капилляра. При малых числах Бонда наблюдаются существенные различия в динамике образования пузырьков между случаями с потоком жидкости и без.

В работе [151] исследуются образования пузырьков на сопле специальной конструкции, помещенном в поперечный поток жидкости. Показано, что предлагаемая авторами насадка на капилляр во всем диапазоне исследуемых расходных параметров фаз позволяет генерировать пузыри меньшего размера чем с случае отрыва от капилляра. При этом частота отрыва повышается в 2-3 раза и практически не зависит от скорости жидкости.

Работа [152] одна из немногих, где экспериментально исследуется влияние положения точки подачи газа в потоке на отрыв пузырька. Газ подавался через микротрубку в опускной поперечный поток жидкости. Наконечник инжектора располагался заподлицо со стенкой канала, а так же в нескольких положениях на расстоянии от стенки, поперек потока. Эксперимент проводился в квадратном канале 6×6 мм при расходной скорости жидкости $U_L = 0.46 - 0.83$ м/с и расходах газа $Q_g = 4 - 10$ мл/мин. Было замечено, что смещение наконечника инжектора к центру канала приводит к слиянию некоторых из пузырьков и образованию более крупных. Увеличение скорости потока воздуха и уменьшение скорости потока воды также увеличивают скорость слияния пузырьков. Предлагаются корреляционные соотношения, предсказывающие процент первоначальных и вторичных пузырьков, а также их средние размеры в зависимости от положения сопла в поперечном потоке.

Как видно, большая часть экспериментальных и теоретических работ по исследованию отрыва пузырька в потоке жидкости сконцентрирована на изучении формирования пузырька на отверстии в стенке канала в восходящем потоке жидкости. Данные об особенностях генерации

пузырьков в опускных течениях, а также информация о влиянии положения инжектора газа в потоке на отрыв пузырька, носят фрагментарный характер. Соответственно, возникает задача систематического экспериментального исследования влияния направления течения и положения точки ввода газа в поток на процесс формирования и отрыва пузыря от одиночного капилляра в потоке жидкости.

1.6. Особенности опускных пузырьковых течений

В опускных пузырьковых потоках скорость жидкой фазы и скорость всплытия пузырьков разнонаправленны. Если скорость жидкости превышает скорость всплытия пузырька, то реализуется спутный режим течения, когда направление результирующих скоростей газа и жидкости совпадает. Как показано в предыдущих главах, локальная структура спутных опускных пузырьковых течений существенно отличается от структуры восходящих. Одна из причин состоит в том, что в опускном течении поперечные силы, действующие на пузырек в потоке, меняют направление.

Работа [47] одна из первых, в которой было представлено детальное исследование опускного пузырькового течения. Измерения были проведены в трубе с внутренним диаметром 42.3 мм, при расходных скоростях фаз $U_L = 0.5 - 1.25$ м/с, $U_g = 0.01 - 0.095$ м/с. Показано, что в отличие восходящего пузырькового течения, где наблюдается отсутствие аксиальной симметрии локальных параметров течения по сечению трубы [153,154], в опускном потоке отклонение напряжения трения от среднего значения по углу не превышало 10%, а для скорости отклонение не превосходило 20%. Зависимость напряжения трения на стенке канала τ_w от расходного газосодержания β не описывается формулой Арманда [155]:

$$\tau_w/\tau_0 = (1 - 0.833\beta)^{-1.53}, \quad (1.18)$$

где τ_0 – напряжение трения на стенке в однофазном потоке. При этом, чем больше размер пузыря в потоке, тем больше значение τ_w . Полученные экспериментальные данные по напряжению трения на стенке неплохо согласуются с корреляцией из работы [29], основанной на модели потока дрейфа. Показано, что профили распределения локального газосодержания демонстрируют нулевое содержания газовой фазы вблизи стенок трубы, при этом в центральной части наблюдается однородная ненулевая плотность пузырьков. Существенного влияния размера пузырьков на профили газосодержания не было обнаружено. Профили скорости имеют небольшие локальные максимумы вблизи стенок канала.

В работе [156] для выявления особенностей опускных пузырьковых течений и влияния силы тяжести на формирование их структуры были проведены измерения характеристик двухфазного потока при трех различных вариантах направления силы тяжести – в восходящем,

опускном потоке, и в условиях микрогравитации. Эксперимент проводился на трубе с внутренним диаметром 40 мм при числах Рейнольдса по жидкой фазе $Re = 1000 - 4000$ и расходных газосодержаниях $\beta = 2.5 - 10\%$. Измерены распределения газосодержания, профили скорости и пульсаций скорости по сечению канала. Показано, что направление силы тяжести оказывает наибольшее влияние на распределения газовой фазы по сечению канала. В восходящем потоке профили газосодержания имели максимумы вблизи стенок, в опускном наблюдались куполообразные профили, как и в более ранних работах. В условиях микрогравитации профили газосодержания принимали более пологую форму в центральной части канала чем в случае нисходящего потока. Показано, что в условиях нулевой гравитации однофазное и пузырьковое течение имеют схожую структуру.

В экспериментальной работе [157] было замечено, что в отличие от восходящих двухфазных течений, режимы течений в нисходящих сильно зависят от диаметра трубы. Но при этом показано, что основные механизмы взаимодействия пузырьков, приводящие к их слиянию или распаду, в опускном течении аналогичны таковым в восходящем двухфазном потоке в пузырьковом потоке.

Большинство экспериментальных исследований газожидкостных течений выполнены с использованием воды в качестве жидкой фазы. Как правило, числа Рейнольдса жидкой фазы в этих работах соответствуют развитому турбулентному режиму. В работе [34] приводится обзор экспериментальных работ по исследованию спутных опускных двухфазных течений (Рисунок 1.11):

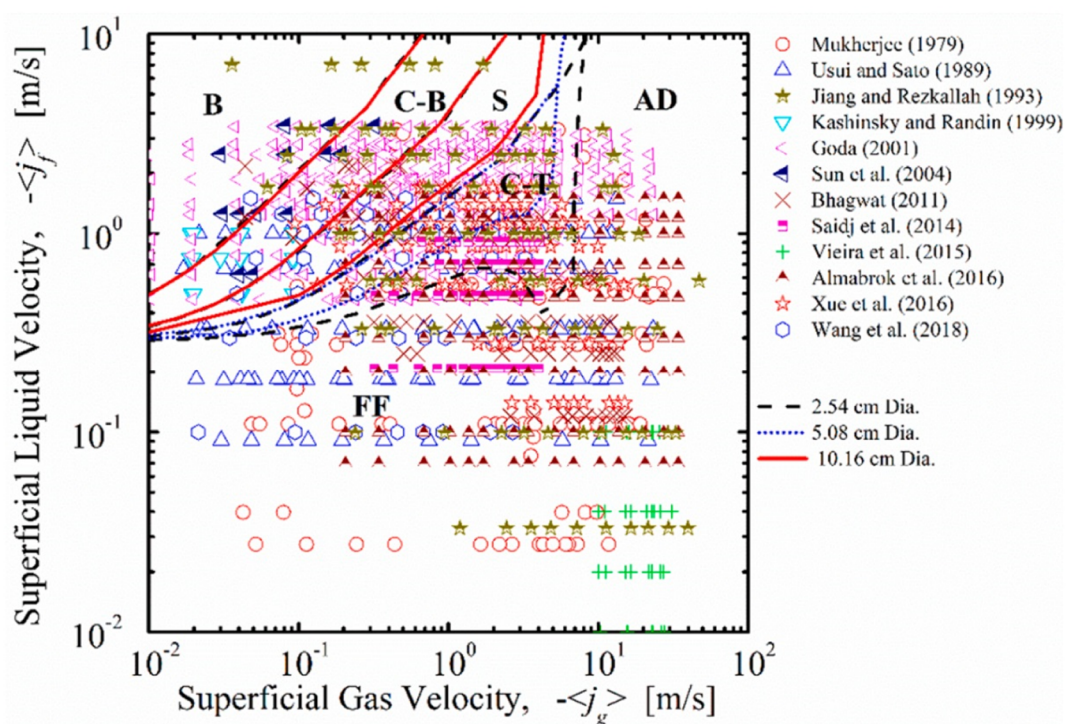


Рисунок 1.11. База данных опускных двухфазных газожидкостных течений [34].

Можно заметить, что, несмотря на большое внимание к этой теме, в настоящее время режимы с малыми расходами фаз по-прежнему остаются малоизученными.

При докритических числах Рейнольдса

В литературе имеется весьма ограниченное количество исследований пузырькового двухфазного течения при докритических числах Рейнольдса (условно называемого ламинарным) при этом большая часть имеющихся посвящена исследованию восходящих течений. Одной из первых теоретических работ является работа [158]. Первое детальное экспериментальное исследование восходящего пузырькового течения в ламинарном режиме проведено в [159]. Простые аналитические модели ламинарного пузырькового течения были представлены в [55,103,160–162]. В этих работах профиль локального газосодержания задавался в виде ступенчатой функции. С учетом этого предположения было получено удовлетворительное согласие с измеренными профилями скорости.

Важным вопросом при изучении газожидкостного течения является влияние газовой фазы на пульсационные характеристики жидкости. Детальный обзор исследований по псевдотурбулентности, вызванной относительным движением пузырей, приведен в работе [163]. Пульсации скорости жидкости возникают всегда, когда локальные скорости жидкости и газа различны. Имеются корреляции для интенсивности пульсаций скорости жидкости в зависимости от размера и относительной скорости пузырей только для простейших случаев движения одиночного пузыря или пары пузырей. В случае течений с широким спектром размеров пузырей (которые реализуются практически во всех случаях) имеются корреляции интенсивности пульсаций скорости с величиной локального газосодержания. Это, в частности, связано с тем, что относительная скорость газовой фазы в коллективе пузырей отличается от скорости всплытия одиночного пузыря в покоящейся жидкости.

В литературе отсутствуют прямые экспериментальные исследования структуры опускного пузырькового течения при докритических числах Рейнольдса. В частности, остается открытым вопрос о форме распределения локального газосодержания при различных значениях расхода газовой фазы. Также отсутствуют данные о пульсационных характеристиках жидкой фазы в таких режимах, включая структуру течения в пристенной зоне.

Вблизи режима зависания газовой фазы

В случае спутных опускных пузырьковых потоков, истинное газосодержание всегда выше, чем расходное ($\varphi > \beta$). Если средняя скорость жидкости равна групповой скорости всплытия пузырьков газа, реализуется так называемый режим зависания газовой фазы, когда величина истинного газосодержания может принимать значения в широком диапазоне при нулевом расходе газа ($\varphi > 0, \beta = 0$). Этот режим противоположен барботажному по характеру

взаимодействия фаз. В настоящее время опускные пузырьковые течения с расходными параметрами фаз соответствующими режиму зависания изучены весьма слабо. В работе Б.Г. Ганчева и В.Г. Пересадыко [164] представлено исследование опускного пузырькового потока как в спутном режиме течения, так и в режиме зависания газовой фазы. Показано, что в режиме зависания газовой фазы профили локального газосодержания имеют максимумы вблизи стенок канала, что наиболее характерно для восходящих течений [42]. Из-за особенностей подачи газа в работе [164] пузыри в потоке представлены в широком диапазоне размеров, при этом их распределение по размерам существенно меняется вверх по течению в связи с активной коалесценцией, что приводит к значительному изменению параметров течения.

Таким образом, в настоящее время в литературе наблюдается недостаток экспериментальных данных о характеристиках спутных опускных пузырьковых течениях при малых расходах фаз, в особенности вблизи режима зависания газовой фазы.

1.7. Пузырьковые течения в каналах сложной геометрии

Развитие теоретических моделей движения газожидкостных потоков сдерживается отсутствием достаточного количества экспериментальной информации, полученной для различных условий движения. В последние 10-15 лет заметна тенденция перехода ведущих групп, которые в течение многих лет проводили исследования двухфазных течений в трубах (например, группы под руководством Томиямы, Иши, Прайсера), к исследованиям в каналах с геометрией характерной для современных технологических приложений. В литературе появились исследования, изучающие пузырьковые течения в плоских [165–168], кольцевых каналах [169], в каналах с внезапным расширением [170,171], в различных нелинейных элементах трубопроводов, например в U-образных изгибах [172]. Так же большой интерес со стороны научного сообщества проявляется к каналам, имитирующим тепловыделяющие сборки ядерных реакторов (ТВС).

1.8. Однофазные течения в сборках стержней

Исследования термогидравлических характеристик однофазных течений в моделях тепловыделяющих сборок проводится во многих отечественных и зарубежных лабораториях, и конструкторских бюро (ОКБ Гидропресс, Обнинское ЦКБ). В настоящий момент собрана обширная база экспериментальных данных по теплогидравлическим характеристикам потоков в ТВС, показано влияние компоновки стержней, шага решетки, и множества других геометрических особенностей канала на параметры течения. Некоторые из этих исследований приведены ниже.

В работах [173,174] проведено экспериментальное исследование турбулентной структуры потока в сборке стержней, показано влияние шага сборки на обмен массой и энергией между ячейками. В статье [175] представлен анализ множества исследований, показывающих падение давления в сборках стержней различной геометрии. Детальная структура поля скорости исследована в [176] на крупномасштабном аэродинамическом стенде, имитирующем сборку квадратной геометрии, показано влияние различных дистанцирующих и перемешивающих решеток на параметры течения. Так же при течении в сборке стержней, как показано в работе [177], относительные значения осредненной и пульсационной скоростей зависят от расстояния до дистанцирующей решетки и не зависят от числа Рейнольдса. Работа [178] посвящена исследованию теплообмена от стержня к потоку в сборке при течении однофазного теплоносителя. Показано, существенное влияние свободной конвекции на теплообмен в области за дистанцирующей решеткой. В исследовании [179] демонстрируется влияние решеток различных конфигураций на теплообмен, предложен ряд корреляций для решеток специфической формы.

В работах [180,181] представлены экспериментальные данные по осевым распределениям напряжения трения на поверхности стержня-имитатора ТВЭЛа при протекании жидкости через модель ТВС в зависимости от диаметра стержней, расстояния между ними для ламинарного, переходного и турбулентного режимов течений. Показано увеличение осредненных и пульсационных касательных напряжений на стенке непосредственно за дистанцирующей решеткой за счет возмущения течения жидкости и исчезновение этого эффекта вдали от нее.

Работы [182–184] посвящены исследованию теплообмена в каналах имитирующих тепловыделяющие сборки.

Результаты отечественных исследований сведены в учебных пособиях: Б.С. Петухов [185], В.И. Субботин [186], и справочниках: под редакцией П.Л. Кириллова [187]. Большое количество экспериментальных работ, посвященных исследованию течений однофазного теплоносителя в сборках, гарантирует надежную проверку теоретических и численных исследований таких, как работы [188,189].

1.9. Пузырьковые течения в сборках стержней

В процессе штатной работы ядерных установок типа BWR (кипящий водо-водяной реактор) в активной зоне происходит кипение теплоносителя, так же в случае аварийной ситуации в установках типа ВВЭР возможно закипание теплоносителя. В последнее время (в особенности после аварии на АЭС Фукусима-1) в литературе начало появляться большое

количество работ посвященных исследованию пузырьковых течений в каналах – сборках стержней. Численные коды, предназначенные для прогнозирования аварийных ситуаций в ядерных реакторах, основаны, как правило, на двухжидкостных моделях. Надежные экспериментальные данные о распределении газовой фазы и о других локальных параметрах двухфазного течения в канале ТВС необходимы как для составления замыкающих соотношений, так и для верификации моделей.

В работе [190] истинное газосодержание ϕ было измерено в сборке стержней моделирующей BWR реактор. Показано, что скорость дрейфа уменьшается с увеличением давления и не зависит от объемного газосодержания. Показано, что корреляции основанные на модели потока дрейфа неудовлетворительно описывают экспериментальные результаты.

Статья [191] посвящена исследованию ϕ в сборке стержней квадратной компоновки, в случае покоящейся жидкости. Стенки рабочего канала были изготовлены из прозрачного материала, что позволило оптическими методами исследовать характеристики движения пузырьков. Были исследованы режимы течения в широком диапазоне расходов газовой фазы. Полученные данные хорошо описываются корреляцией предложенной в работе [192].

В работе [193] представлены распределения газосодержания в сборке усредненные по площади, полученные при помощи рентгеновского сканера. Полученные экспериментальные данные описываются корреляцией на основе модели потока дрейфа при $C_0 = 1.08$, и

$$\langle\langle V_{gj} \rangle\rangle = 3.04 \left(\frac{\sigma(\rho_L - \rho_g)}{\rho_L} \right)^{\frac{1}{4}}, \quad (1.19)$$

для случаев, когда $U_L + U_g > 5$ м/с.

В работе [194] в квадратной сборке стержней 8×8 в условиях малого расхода жидкой фазы осредненное по объему газосодержание измерялось импедансным датчиком. Расходные скорости фаз варьировались в диапазонах $U_L = 0 - 1$ м/с, $U_g = 0.03 - 10$ м/с. Полученные данные сравниваются с известными корреляциями.

Помимо работ посвященных измерению осредненного газосодержания, так же есть исследования, в которых проводится измерение распределения газовой фазы по сечению канала. Такие эксперименты проводятся при помощи оптических датчиков или датчиков проводимости. В работе [195] проведены измерения локального газосодержания электрорезистивным датчиком. Показано влияние дистанцирующих решеток на измеряемые параметры. В работе [196] измерены осредненные параметры при помощи гамма-плотномера, и локальное газосодержание оптическим датчиком. В связи со способом введения датчика в рабочий канал в вышеупомянутых работах локальное газосодержание было измерено только на линии между двумя рядами стержней в сборке квадратной компоновки. В работах [197,198]

представлены более детальные исследования локального газосодержания вокруг стержня в сборке. Но в и данных работах конструкция датчика не позволяет провести измерения вблизи стенок стержней и в узких зазорах между ними. В работе [198] показано, что на распределение газосодержания во внутренних и боковых подканалах влияет не только подъемная сила, действующая на пузырьки, но и существенно влияние стенок стержней на форму пузырьков и скорость подъема. Относительная скорость между пузырьками и жидкой фазой в подканале образует неравномерное распределение скорости по сечению канала.

В работе [199] предложены критерии перехода различных режимов двухфазных течений в сборке стержней при изменении расходных параметров фаз, измерены профили локального газосодержания и скорости жидкой фазы, предложена модель, разработанная на основе модели потока дрейфа, предсказывающая газосодержание в сборке.

Как видно, в литературе присутствует большое количество экспериментальных и теоретических работ по исследованию как истинного газосодержания, так и распределения газовой фазы по сечению канала при газожидкостном течении в сборках стержней. При этом применяемые в описанных выше работах методики измерения локального газосодержания не позволяют определять значения α в пристенной зоне стержней, а так же в узких зазорах между ними. Так же, несмотря на некоторое количество работ, посвященное исследованию гидродинамических характеристик пузырьковых потоков в сборках стержней, данные о структуре течений (особенно в пристенной зоне стержней) остаются фрагментарными. Не раскрыта проблема влияния дистанцирующих решеток на характеристики двухфазного потока в сборке. Что касается теплообмена при пузырьковом течении в ТВС, то в литературе нет работ, позволяющих выделить вклад относительного движения газовых пузырьков в интенсификацию передачи тепла от стержня сборки к потоку.

Выводы к Главе 1

Анализ экспериментальных исследований пузырьковых течений, как в трубах, так и в каналах более сложной геометрии позволяет сделать следующие выводы:

- Изменяя размер газовых включений в потоке жидкости, можно управлять процессами переноса. Есть ряд подходов для создания монодисперсной пузырьковой газожидкостной смеси. Отрыв пузырька от отверстия в стенке канала или капилляра в потоке жидкости – наиболее применимый для генерации газовой фазы в объемных расходах соответствующих техническим приложениям. Большая часть экспериментальных и теоретических работ по исследованию отрыва пузырька в потоке жидкости сконцентрирована на изучении формирования пузырька на отверстии в стенке канала в восходящем потоке жидкости. Данные об особенностях генерации пузырьков в опускных течениях, а также информация о влиянии положения инжектора газа в потоке на отрыв пузырька, носят фрагментарный характер. Соответственно, возникает задача систематического экспериментального исследования влияния направления течения и положения точки ввода газа в поток на процесс формирования и отрыва пузыря от одиночного капилляра в потоке жидкости.
- Несмотря на обширную базу экспериментальных данных о структуре опускного пузырькового течения в трубах, в литературе наблюдается недостаток исследований о характеристиках спутных опускных пузырьковых течениях при малых расходах фаз. А именно, отсутствуют прямые экспериментальные исследования структуры опускного пузырькового течения при докритических числах Рейнольдса. В частности, остается открытым вопрос о форме распределения локального газосодержания при различных значениях расходного газосодержания. Также отсутствуют данные о пульсационных характеристиках жидкой фазы в таких режимах, включая структуру течения в пристенной зоне. Не раскрыты особенности спутных опускных пузырьковых течений вблизи режима зависания газовой фазы.
- В литературе присутствует большое количество экспериментальных и теоретических работ по исследованию как истинного газосодержания, так и распределения газовой фазы по сечению канала при газожидкостном течении в сборках стержней. При этом применяемые в работах методики измерения локального газосодержания не позволяют определять значения локального газосодержания в пристенной зоне стержней, а так же как и в узких зазорах между ними. Несмотря на некоторое количество работ, посвященное исследованию гидродинамических характеристик пузырьковых потоков в сборках стержней, данные о структуре течений (особенно в пристенной зоне стержней) остаются

фрагментарными. Не раскрыта проблема влияния дистанцирующих решеток на характеристики двухфазного потока в сборке. Что касается теплообмена при пузырьковом течении в ТВС, то в литературе нет работ, позволяющих выделить вклад относительного движения газовых пузырьков в интенсификацию передачи тепла от стержня сборки к потоку.

2. Экспериментальные методики

В данной главе описаны основы используемых в работе методик. Частные подробности их применения, связанные с конструктивными особенностями конкретных рабочих участков, приведены в соответствующих главах текста диссертации.

2.1. Обработка теневых изображений пузырьковых течений

При помощи видеокамеры были получены теневые изображения течения, при обработке которых измерялись размеры пузырей. Съемка потока проводилась при помощи видеокамеры, а так же оптической системы увеличения изображения. Камера была смещена на 3 см по вертикали от места ввода газа в сторону течения. Выдержка во время съемок варьировалась в диапазоне от $1/4000$ с до $1/16000$ с, при частоте кадров от 25 Гц до 60 Гц. Для определения особенностей отрыва пузырей использовалась скоростная видеосъемка на камеру Red Lake Motion Pro 2000. Частота кадров во время съемки составляла 2000 Гц, выдержка $1/40000$ с. Перед началом измерений производилась калибровочная съемка, позволяющая вычислить количество пикселей изображения на линейный размер. Обработка полученных в ходе эксперимента изображений производилась в автоматическом режиме, с использованием калибровочных данных. В каждом режиме обрабатывалось не менее 1000 кадров, что обеспечивало достаточную статистику. Использовались стандартные средства обработки изображений пакета Matlab. Определялась площадь проекции пузырей на фронтальную плоскость видеокамеры. Диаметр пузыря d_b определялся как диаметр окружности, эквивалентной по площади изображению объекта $d_b = \sqrt{\frac{4S}{\pi}}$. При обработке данных проводилась фильтрация по верхнему порогу эксцентриситета эллиптических объектов 0.3. Эксцентриситет определялся, как отношение расстояния между фокусами эллипса и длины большой оси. Кроме того, отбрасывались изображения, не являющиеся выпуклыми, что позволило исключить из рассмотрения пузыри в момент их коалесценции и наложения изображений разных пузырей. На Рисунке 2.1 приведен примеры обрабатываемых изображений.

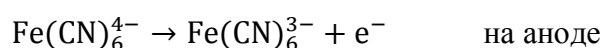
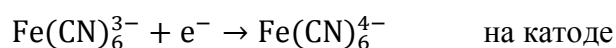


Рисунок 2.1. Этапы обработки теневых изображений

2.2. Электродиффузионный метод

Электродиффузионный метод широко применяется при исследовании движения как однофазных так и двухфазных течений. Изначально метод использовался для изучения процесса массоотдачи к большим электродам на стенках при течении жидкости в трубе [200]. Возможность измерения локальной скорости жидкости данным методом впервые была показана в работе [201]. Применение настенного электрода малых размеров для изучения локального касательного напряжения трения на стенке было предложено в работе [202]. Датчики обладают достаточно малым размером. Простота первичной электронной аппаратуры позволяет использовать многоканальные датчики. Большой вклад в усовершенствование методики и ее обобщение для исследований двухфазных газожидкостных систем внесли сотрудники ИТ СО РАН [203].

Определение гидродинамических характеристик потока данным методом основано на измерении скорости диффузии активных ионов к электроду-датчику, помещенному в поток. Измеряемой величиной является ток датчика, пропорциональный потоку активных ионов. Схема метода следующая – в поток помещается два электрода: катод малого размера, выполняющий роль датчика, и анод большого размера. Конструкция, геометрические характеристики датчика и его положение в потоке определяется измеряемой величиной. В качестве рабочей жидкости используется специальный электролит, состоящий из водного раствора ферри- и ферроцианида калия ($\text{K}_3\text{Fe}(\text{CN})_6$ и $\text{K}_4\text{Fe}(\text{CN})_6$) и карбоната натрия (Na_2CO_3). При таком составе электролита на электродах протекает следующая реакция:



Карбонат натрия не участвует в реакции, его роль – создание высокой электропроводности раствора. Высокая электропроводность рабочей жидкости исключает влияние падения напряжения на омическом сопротивлении электролита. Так как реакция обратима, то концентрация реагентов в растворе не меняется. В ходе реакции на электродах происходит только обмен электронами, что предупреждает осаждение реагирующих веществ на электроды и их последующее загрязнение. Между датчиком и анодом прикладывается напряжение, что вызывает электрический ток в цепи, которая замыкается через измерительный прибор.

Ток в цепи датчика определяется множеством процессов таких как: электрохимическая реакция на поверхности катода, диффузия активных ионов к катоду, электрохимическая реакция на поверхности анода, диффузия ионов к аноду, миграция ионов под действием

электрического поля. Но измерения данным методом корректны в случае, когда ток определяется только диффузией ионов к поверхности катода, а влиянием остальных процессов можно пренебречь. Малость влияния процессов на аноде на ток датчика может быть обеспечен большой разницей площадей катода и анода. Таким образом, основными процессами, определяющими ток на датчике, являются – электрохимическая реакция на поверхности катода и диффузия активных ионов к катоду. Скорость электрохимической реакции существенно зависит от напряжения между катодом и анодом, в то время как диффузия активных ионов определяется скоростью жидкости вблизи датчика. Пример вольт-амперной характеристики электрохимической ячейки представлен на Рисунке 2.2.

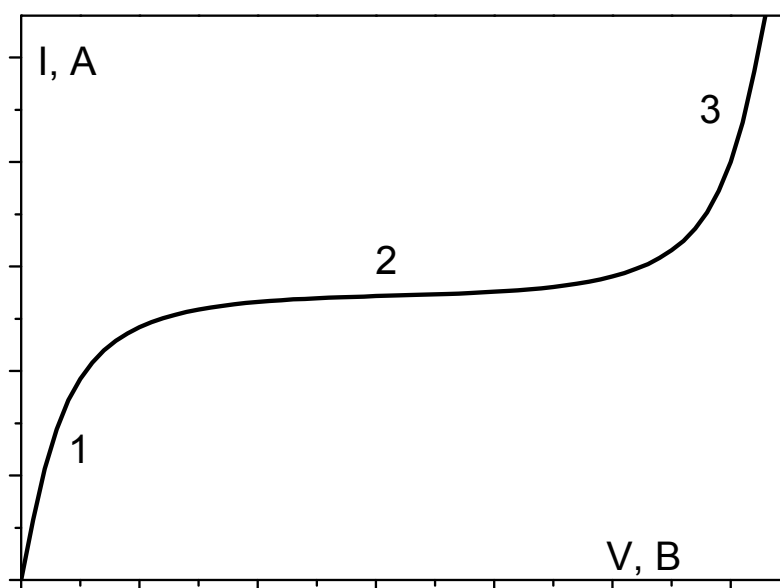


Рисунок 2.2. Пример вольтамперной характеристики электродиффузионного датчика.

В зоне 1 с повышением напряжения возрастает скорость химической реакции, что приводит к росту электрического тока. С дальнейшим ростом напряжения, скорость электрохимической реакции становится так велика, что ток полностью начинает определяться диффузией активных ионов (зона 2). Эта область называется режимом предельного диффузионного тока. При проведении эксперимента напряжение между датчиком и анодом выбирается в середине зоны предельного диффузионного тока. Благодаря этому небольшие изменения подаваемого на датчик напряжения не влияют на измеряемый ток. При дальнейшем увеличении напряжения вновь произойдет рост тока (зона 3), что связано с электролизом воды.

Измерение трения на стенке канала

Датчик для измерения напряжения трения на стенке представляет собой электрод малого размера (как правило, круглой или прямоугольной формы) расположенный заподлицо на непроводящей стенке исследуемого канала. Между датчиком (катодом) и

анодом прикладывается напряжение соответствующее середине участка придельного диффузионного тока для данной электрохимической ячейки. При этом ток датчика определяется градиентом скорости на его поверхности.

Размер датчика определяется требованиями к частотным характеристикам датчика (чем больше размер, тем уже полоса пропускания), при этом необходимо, чтобы диффузионный слой на датчике был меньше гидродинамического вязкого подслоя и толщины пленки жидкости между стенкой канала и пузырьком. Диффузионный слой можно оценить по формуле [203]:

$$\delta_d = 2.83 \left(\frac{\eta D l}{\tau_w} \right)^{\frac{1}{3}} \quad (2.1)$$

где $D = 6 \cdot 10^{-10} \text{ м}^2/\text{с}$ – коэффициент диффузии ионов к датчику [204], l – размер датчика вдоль потока жидкости. Минимальный размер ограничен чувствительностью аппаратуры регистрирующей ток датчика и влиянием повышенного коэффициента массоотдачи на передней кромке датчика, что делает нецелесообразным применение датчиков размером меньше 15 мкм. В настоящей работе использовался датчик прямоугольной формы с размером вдоль потока жидкости $l = 50 \text{ мкм}$, такие размеры удовлетворяют всем вышеприведенным условиям.

Данная методика позволяет получить уникальные данные о параметрах течения в пристенной зоне при этом, не возмущая поток, при этом метод не имеет отрицательных эффектов аналогичных утечкам тепла в подложку у поверхностных пленочных термоанемометров.

Напряжение трения на стенке канала определяется следующим соотношением [203]:

$$\tau_w = \frac{1,87 \eta I_d^3}{F^3 C_0^3 D^2 l_d^2 h_d^3}, \quad (2.2)$$

где $F = 96500 \text{ Кл/моль}$ – число Фарадея, C_0 – концентрация активных ионов в растворе, I_d – ток датчика, l_d – размер датчика поперек потока, h_d – ширина датчика, D – коэффициент диффузии. В ряде работ, например [205–208], напряжение трения измеряется абсолютным методом, используя различные вариации формулы (2.2). Но такие измерения затруднены тем, что для этого необходимо с высокой точностью знать входящие в формулу параметры, то есть размер датчика, концентрацию активных ионов, физические свойства жидкости. Так же при прямых измерениях необходимо следить за чистотой поверхности датчика. Поэтому в данной работе применялся более удобный и точный - относительный метод измерения. Суть метода состоит в калибровке датчика в однофазном потоке в канале с известным коэффициентом гидравлического сопротивления λ , тогда согласно формуле Дарси — Вейсбаха $\tau_w = \frac{\lambda}{8} \rho_L U_L^2$.

Для трубы коэффициент гидравлического сопротивления $\lambda = \frac{64}{\text{Re}}$ в ламинарном течении и $\lambda = \frac{0,3164}{\sqrt[4]{\text{Re}}}$ в турбулентном. При этом соотношение (2.2) принимает вид:

$$\tau_w = AI_d^n \quad (2.3)$$

где A и n – калибровочные коэффициенты, которые остаются постоянными для данного датчика при неизменных параметрах электролита. Такой подход успешно применен в работах [47,166,209,210]. Калибровка датчика проводится перед и после основного эксперимента в однофазном потоке. Эксперимент считается удачным, если коэффициенты двух калибровок совпадают с достаточной точностью, в противном случае результаты отбраковываются.

Измерение скорости жидкости

Скорость жидкости измерялась миниатюрным датчиком скорости типа «лобовая точка» [203]. Датчик представлял собой проволочку диаметром 50 мкм, вваренную в тонкий стеклянный капилляр (Рисунок 2.3).

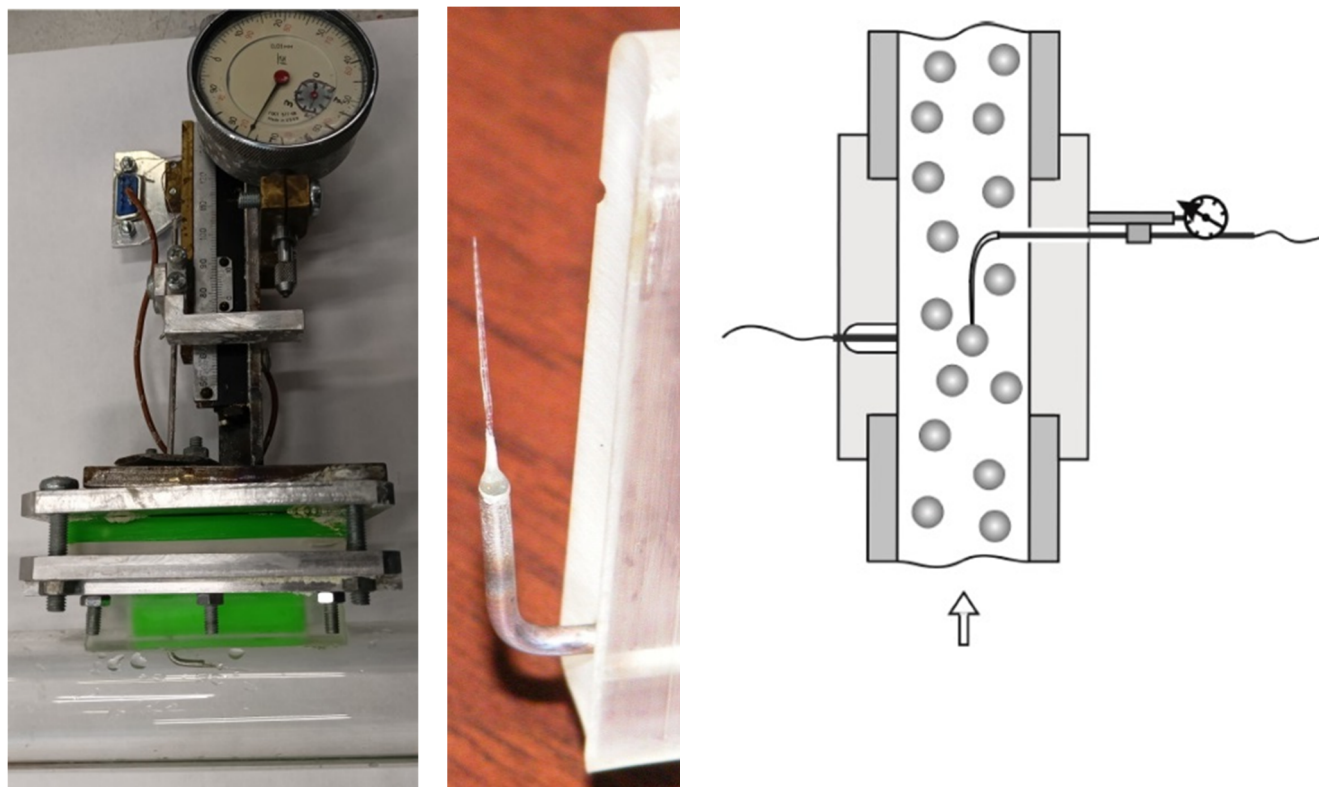


Рисунок 2.3. Электродиффузионный датчик скорости.

Для такого типа датчика связь скорости потока и ток в электрохимической ячейке представляется следующим соотношением [211]:

$$I_d = 0.753nFS_eC_0D^{2/3}v_Lu_Ld^{-1/2}, \quad (2.4)$$

где d – наружный диаметр датчика, n – число электронов участвующих в реакции, S_e – площадь электрода. Численный множитель в приведенном соотношении зависит от формы кромки

датчика. При изготовлении реальных датчиков малых размеров их носовая часть, как показывает практика, имеет неправильную геометрическую форму. В связи с этим использование выражения (2.4) и его аналогов, для определения связи скорости потока жидкости и тока датчика, затруднено. Как и в случае с электродиффузионным датчиком трения, для датчика скорости применяется относительный метод измерения. Калибровочная зависимость строится с одной стороны по показаниям датчика, полученным в потоке с известным профилем скорости, а с другой по выражению, связывающему ток датчика и скорость потока жидкости, аналогичному закону Кинга:

$$I_d = A + Bu_L^{1/2}, \quad (2.5)$$

где A и B – калибровочные коэффициенты. Калибровка, как в случае использования датчика трения, проводится и до, и после эксперимента.

Локальное газосодержание

При использовании электродиффузионного датчика скорости в двухфазных газожидкостных системах, он так же может выполнять роль датчика проводимости для измерения локального газосодержания. При работе электрохимического датчика скорости в газожидкостном потоке его чувствительная часть попеременно находится то в жидкости, то в газе. В момент нахождения датчика в жидкости его сигнал соответствует скорости жидкой фазы. При попадании кромки датчика в газовую фазу электрическая цепь датчика размыкается, и происходит резкое уменьшение его тока. Для одновременной работы датчика в двух режимах использовалась следующая методика. На датчик подавалось постоянное напряжение смещения с наложенным на него высокочастотным напряжением частотой 250 кГц. При помощи соответствующих фильтров ток датчика разделялся на высокочастотную и низкочастотную составляющие. Далее сигналы усиливались и сглаживались. По низкочастотному сигналу определяется скорость жидкости. Высокочастотный соответствует показаниям датчика в режиме проводимости.

Высокочастотный сигнал имеет два уровня, соответствующих положению чувствительного элемента датчика в газовой и жидкой фазе. Если бы сигнал имел вертикальные фронты при переходе чувствительного элемента датчика из фазы в фазу, то локальное газосодержание вычислялось бы как:

$$\alpha = \frac{t_b}{t}, \quad (2.6)$$

где t_b и t – время нахождения датчика в газовой фазе и общее время эксперимента соответственно. Но как видно на Рисунке 2.4, фронты сигнала, при переходе датчика из одной фазы в другую, имеют конечную длительность.

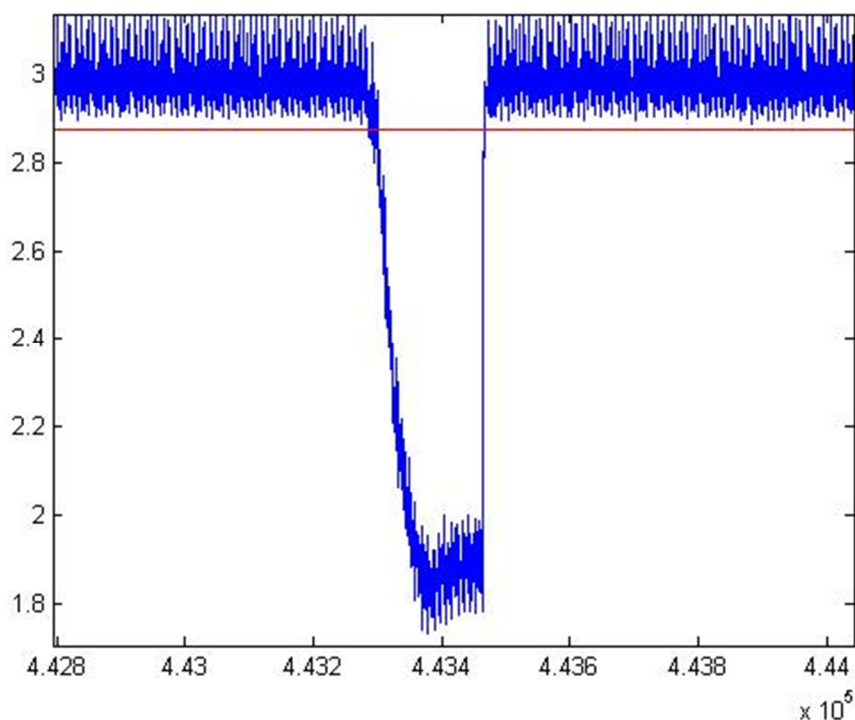


Рисунок 2.4. Сигнал датчика локального газосодержания. Порог вырезания обозначен красной линией.

В связи с этим эффектом значение измеренного газосодержания будет зависеть от выбранного порога вырезания V_n , который отсекает условную границу между фазами. В таком случае газосодержание вычисляется как:

$$\alpha = \frac{t_v}{t}, \quad (2.7)$$

где t_v – время, которое сигнал датчика был меньше значения V_n . Проблема выбора порога вырезания рассмотрена в работе [212]. При увеличении значения порога вырезания измеренное значение локального газосодержания будет приближаться к реальному, пока шумы, наложенные на высокочастотный сигнал в жидкой фазе, не дадут свой вклад в вычисляемое по формуле (2.7) значение газосодержания. В данной работе V_n выбирался следующим образом – запись сигнала обрабатывалась в среде MatLab, при этом вычислялись среднее значения α для различных значений V_n от уровня газа до уровня жидкости с некоторым достаточно малым шагом. По полученным данным строятся графики зависимости α от V_n (Рисунок 2.5) и $\frac{d\alpha}{dV_n}$ от V_n (Рисунок 2.6). При пересечении порога обрезания с шумами на уровне жидкости происходит резкий скачок $\frac{d\alpha}{dV_n}$. Соответственно порог вырезания выбирается равным его значению на шаг ранее.

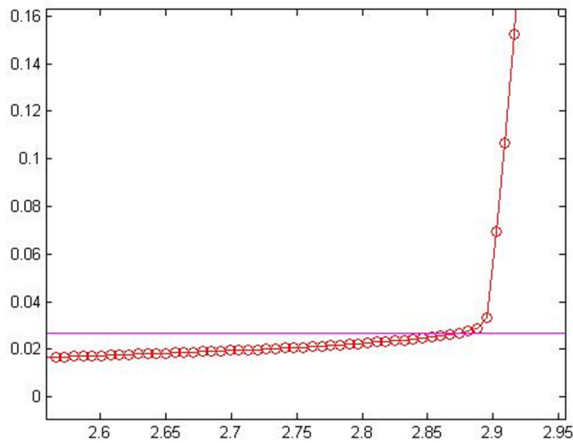


Рисунок 2.5. Зависимость локального газосодержания от порога вырезания.

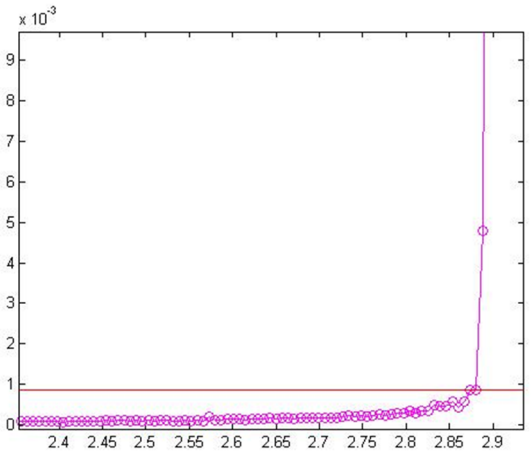


Рисунок 2.6. Зависимость $\frac{d\alpha}{dV_n}$ от порога вырезания V_n .

2.3. Измерение теплообмена

Для исследования теплообмена в вертикальной сборке стержней использовался участок, представляющий собой тонкостенную трубку из нержавеющей стали внутренним диаметром 9 мм и с толщиной стенки 0.5 мм. К внутренней поверхности трубки плотно прижимался миниатюрный ($2 \times 2 \times 1$ мм) платиновый резистивный датчик температуры (700-102ВАА-В00) с сопротивлением 1 кОм при температуре 0°C . Для контроля температуры входного потока жидкости T_L в начале рабочего участка был установлен термометр сопротивления (ДТС105ЭД6-50М.В3.80). С помощью медных трубок к участку подводится электрический ток (до 200 А). Ток измерялся с помощью лабораторного трансформатора тока (Т – 0.66) и амперметра. Во время эксперимента ток поддерживался постоянным, таким образом, реализовывалось граничное условие постоянного теплового потока на стенке ($q = \text{const}$). Зная подводимую к рабочему участку мощность и температуру стенки вычислялся коэффициент теплообмена $\alpha_h = q/\Delta T$, где $\Delta T = T_{c1} - T_L$ – температурный напор (разность температур внешней стенки, нагреваемой трубки, и натекающего потока жидкости). Все измерения проводились при температурном напоре $\Delta T \approx 10^\circ\text{C}$. Плотность теплового потока вычисляется как $q = I^2 R_r / s$, где R_r – омическое сопротивление трубки из нержавеющей стали, s – площадь проводящего сечения трубки, I – пропускаемый через рабочий участок ток. Число Нуссельта определялось как $\text{Nu} = \alpha_h \cdot D_h / \kappa_L$, где κ_L – теплопроводность воды. Описанная выше методика применялась в работах [166,213]. Так как датчик температуры был прижат к внутренней стенке измерительного участка и соответственно измерял температуру внутренней стенки трубки T_{c2} , а

теплообмен определяется температурой внешней стенки T_{c1} измерительного участка, существует систематическая погрешность измерений. Разницу температур можно оценить, решив задачу теплопроводности для цилиндрической стенки с равномерно распределенными в ней источниками тепла и тепловыделением через внешнюю стенку [214]:

$$T_{c1} - T_{c2} = \frac{qr_1}{2\kappa_c} \left(1 - \frac{2r_2^2}{r_1^2 - r_2^2} \ln \frac{r_1}{r_2} \right), \quad (2.8)$$

где κ_c – теплопроводность трубки из нержавеющей стали, а r_1 и r_2 – внешний и внутренний радиусы трубки соответственно. Поправка учитывалась при вычислении коэффициентов теплообмена.

Датчик температуры был расположен на расстоянии от начала нагреваемого участка, на котором происходит стабилизация теплообмена по длине (для случая развитого турбулентного течения жидкости).

2.4. Анализ погрешностей измерений

Системы подачи жидкости (расходомерные диафрагмы, ротаметры) калибровались весовым методом, что обеспечило стандартное среднеквадратичное отклонение расхода жидкой фазы не более 1%. При контроле расхода газа расходомерной диафрагмой, калибровка проводилась при помощи барабанного счетчика газа с водяным затвором (ГСБ-400), что обеспечило погрешность не более 2.5%. Погрешность контроллера Bronkhorst, подающего газ в поток, согласно документации, составляет 1.5% от полной шкалы. Аппаратура, использованная для измерения тока датчиков (усилители, АЦП), обеспечивала точность измерений тока с погрешностью не более 0.5%.

Погрешность при определении диаметра пузыря по теневым изображениям потока зависит от размера пузыря. Граница раздела фаз, при достаточно четкой фокусировке определяется с точностью ± 1 п. При минимальном размере пузыря, наблюдаемом в настоящем исследовании ($d_b \approx 0.35$ мм), на площадь теневого изображения пузыря приходится примерно 787 пикселей ± 93 пикселя на межфазной границе. На Рисунке 2.7 синим цветом обозначены пиксели, приходящиеся на площадь S теневого изображения

пузыря, оранжевым пиксели границы. Диаметр пузыря рассчитывался как $d_b = \sqrt{\frac{4S}{\pi}}$,

соответственно погрешность в определении диаметра была равна $\Delta d_b = \frac{\Delta \sqrt{\frac{4S}{\pi}}}{d_b} = \frac{33.5 - 29.7}{31.6} =$

12%. При увеличении размера пузыря погрешность будет уменьшаться пропорционально $1/d_b$ до тех пор, пока форма пузыря перестанет быть близка к сферической, что происходит при расходах газа $Q_g \sim 100$ мл/мин.

Точность калибровочной видеосъемки, определяющей число пикселей приходящихся на миллиметр, составляло $\sim 1\%$, что связано с отношением числа пикселей приходящихся на риску линейки ($\pm 5 \text{ pix}$) к числу пикселей приходящихся на ее длину (1000 pix).

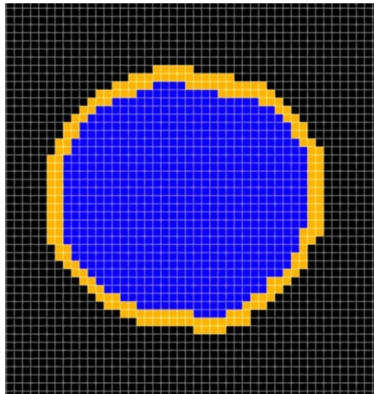


Рисунок 2.7. Изображение пузыря, синие пиксели приходятся на площадь, оранжевые соответствуют межфазной границе.

Оценка погрешностей измерений при использовании электродиффузионного метода подробно описана в работе [215], и составляет 7% при измерении напряжения трения, и 4% при измерении скорости жидкой фазы.

В исследовании [216] проведен анализ погрешностей при измерении локального газосодержания датчиком проводимости типа «лобовая точка». В работе представлено сравнение значений истинного газосодержания, полученного интегрированием профилей локального газосодержания со значениями измеренными методом отсечки (точность которого составляла 0.5%). Показано, что при измерении локального газосодержания электродиффузионным датчиком, наблюдается систематическая ошибка, показания датчика занижены на 3.2-15.7%. Это связано с тем, что при контакте пузырька с датчиком поверхность пузырька существенно деформируется прежде чем кончик датчика проколется ее и попадет в газовую фазу.

Система для измерения теплообмена калибровалась по известным корреляциям в однофазном потоке. Отклонение экспериментальных данных от теоретической кривой не превысило 5%.

3. Экспериментальное исследование отрыва пузыря от капилляра

3.1. Экспериментальная установка

Первая часть эксперимента посвящена исследованию влияния расходных параметров жидкости и газа, направления течения и ориентации капилляра, на размер пузырей при отрыве в потоке жидкости от капилляра или отверстия в стенке канала. Экспериментальная установка представляла собой замкнутый по жидкости контур (Рисунок 3.1, *а*). Рабочая жидкость (дистиллированная вода) при помощи центробежного насоса *1* из бака *2* подавалась в прозрачный вертикальный канал из оргстекла *3* с квадратным поперечным сечением. Ширина канала $b = 10$ мм, длина канала 600 мм, точка ввода газа находилась на расстоянии 300 мм от входа. В центральной части канала в стенку вклеен горизонтальный капилляр из нержавеющей стали *4*, через который в поток жидкости вводился газ (атмосферный воздух). Внутренний диаметр капилляра 0.14 мм, внешний 0.3 мм, полная длина 40 мм. Рабочий торец капилляра аккуратно зашлифован. Использовались три конфигурации расположения отверстия, через которое производился ввод газа в поток в канале. В первой отверстие капилляра располагалось заподлицо с одной из стенок канала (Рисунок 3.1, *б*), во второй оно было расположено в центре канала (Рисунок 3.1, *в*), а в третьем случае капилляр, находящийся в центре канала, был направлен по потоку жидкости (Рисунок 3.1, *г*). Эксперименты проводились в восходящем и опускающем режимах течения жидкости. Ввод газа осуществлялся при помощи контроллера Bronkhorst, обеспечивающего расход газа Q_g в диапазоне 0.0167–1.67 мл/с. Расход жидкости контролировался посредством ротаметра и расходомерной диафрагмы. Перепад давления на диафрагме измерялся дифференциальным преобразователем давления Метран 100 ДД. Предварительная калибровка расходомерной диафрагмы осуществлялась весовым методом. В экспериментах при постоянном расходе газа изменялась расходная скорость жидкости в диапазоне: $U_L = 0.063 - 1.19$ м/с, что соответствовало числам Рейнольдса 650 – 12400. Газожидкостная смесь с выхода канала через гибкую пластиковую трубку подавалась в бак-сепаратор *5*, который был расположен в верхней части установки, где происходило разделение газа и жидкости. Далее жидкость поступала в основной бак по возвратной трубе *6*, а газ выводился в атмосферу. В ходе проведения экспериментов контроль температуры рабочей жидкости осуществлялся при помощи системы термостабилизации (*7*, *8*) в пределах 25 ± 0.2 °С.

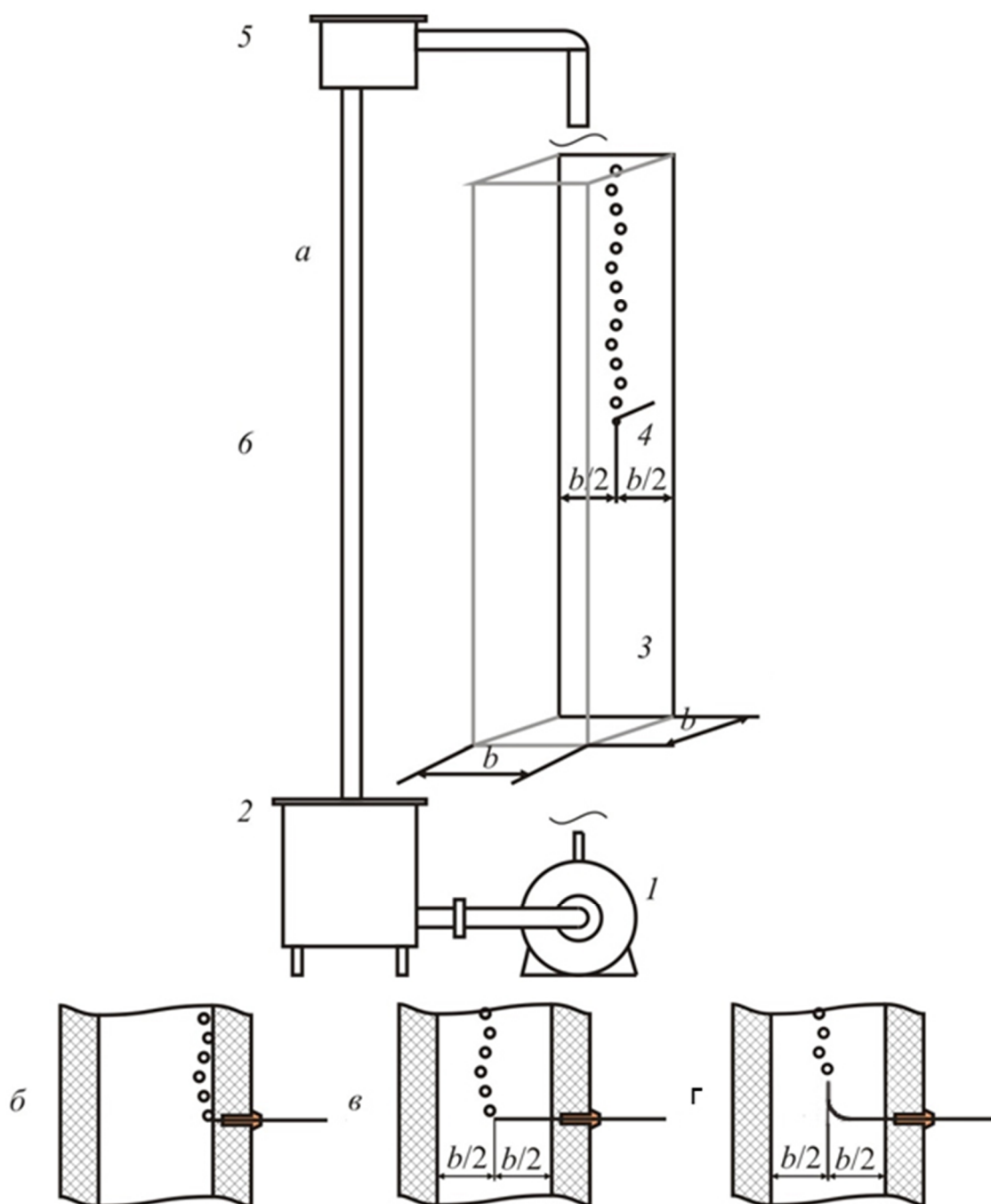


Рисунок 3.1. Схема экспериментальной установки. а – гидравлический стенд, 1 – насос, 2 – бак, 3 – рабочий канал, 4 – капилляр, 5 – бак сепаратор, 6 – возвратная труба. б-г – различные положения капилляра; ширина канала $b = 10\text{мм}$.

Для проведения второй части эксперимента, посвященной влиянию физических свойств жидкости на отрыв газового пузыря от капилляра в потоке, экспериментальный гидродинамический стенд был модифицирован (Рисунок 3.2).

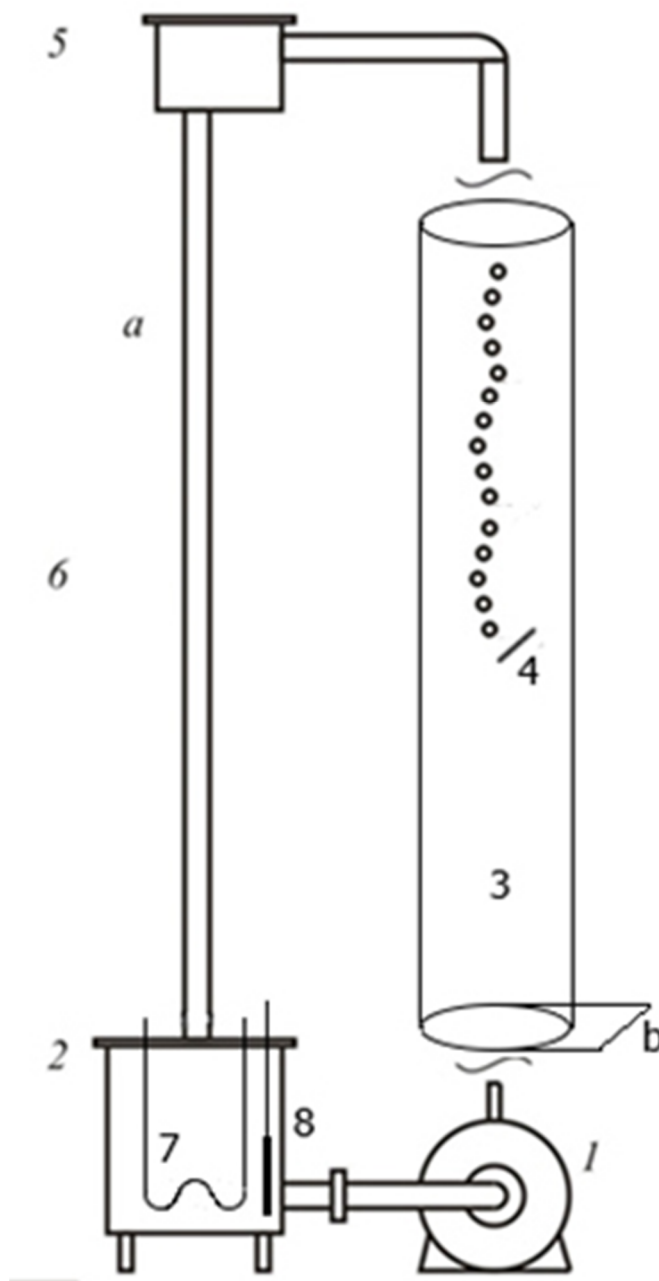


Рисунок 3.2. Схема экспериментальной установки 1 – насос, 2 – бак, 3 – рабочий канал, 4 – капилляр, 5 – бак сепаратор, 6 – возвратная труба, 7 – нагреватель, 8 - термопара; внутренний диаметр канала $b = 15\text{мм}$.

Благодаря нагревателю 7 и системе термостабилизации 8, стало возможным исследование отрыва пузыря от капилляра в потоке различных жидкостей при различной температуре. Рабочей жидкостью в данном эксперименте выступал глицерин, разогретый до 70, 80, 90 °С, так как известна его сильная зависимость вязкости от температуры. Прямоугольный канал из оргстекла был заменен на стеклянную трубку 3 с внутренним

диаметром 15 мм и длиной 600 мм. Бак и все подводящие трубы были теплоизолированы. Газ подавался в поток через капилляр 4, вклеенный в центральную часть рабочего участка. Отверстие капилляра было расположено в центре канала в соответствии с конфигурацией представленной на Рисунке 3.1, б. В эксперименте использовались капилляры с внутренним диаметром 0.5 и 0.16 мм. Торцы капилляров были аккуратно зашлифованы, фотографии торцов капилляров изображены на Рисунке 3.3.

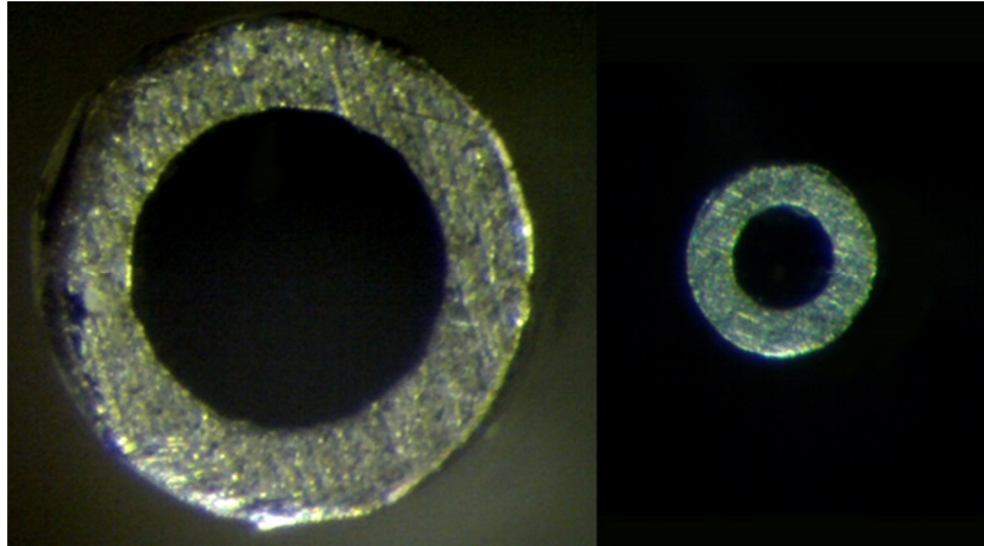


Рисунок 3.3. Фотографии кромки капилляров, используемых в эксперименте. а – внутренний диаметр 0.5 мм; б – внутренний диаметр 0.16 мм.

Ввод газа осуществлялся при помощи контроллера Bronkhorst. Расход жидкости контролировался посредством ротаметра. При каждом изменении температуры производилась калибровка ротаметра весовым методом. Пример калибровочной зависимости приведен на Рисунке 3.4.

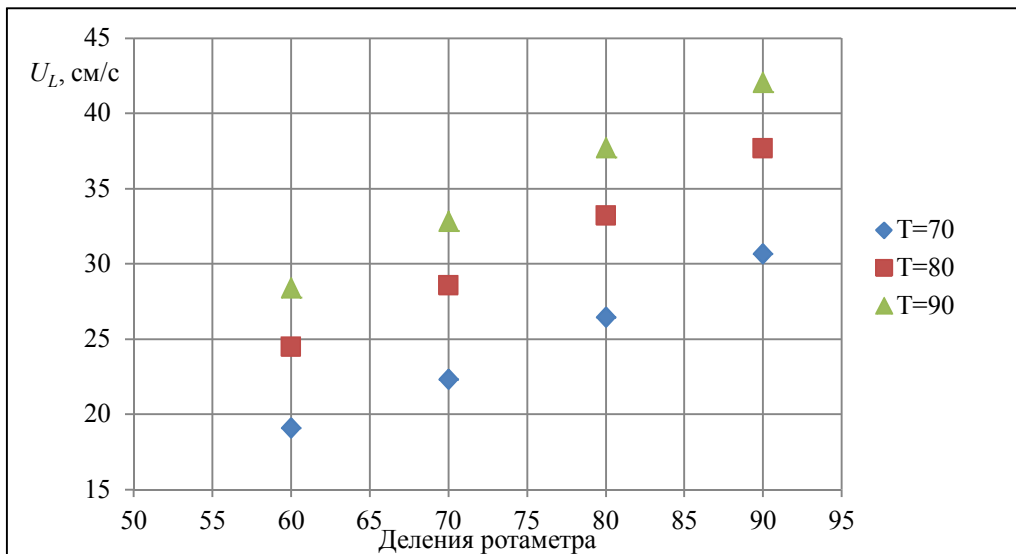


Рисунок 3.4. Тарировка ротаметра для глицерина при различных температурах.

По плотности определенной весовым методом было установлено, что содержание воды в растворе близко к нулю. Физические свойства глицерина представлены в Таблице 3.1 [217].

Таблица 3.1. Физические свойства глицерина при различной температуре [217].

$T, ^\circ\text{C}$	$\eta_L, \text{Па}\cdot\text{с}$	$\rho_L, \text{кг/м}^3$	$\sigma, \text{Н/м}$
60	0.102	1087.1	0.0574
70	0.059	1082.1	0.05653
80	0.035	1077	0.0558
90	0.021	1067.5	0.05485
100	0.013	1057.9	

Изменение расхода жидкости, а также изменение ее температуры позволило проводить эксперименты в широком диапазоне безразмерных параметров. Число Рейнольдса $\text{Re}_L = \frac{\rho_L U_L D_h}{\eta_L}$ менялось в диапазоне 80 – 300, число Бонда $\text{Bo} = \frac{g d_o^2 (\rho_L - \rho_g)}{\sigma} = 0.03 - 3$, число Мортонa $\text{Mo} = \frac{g \eta_L^4 (\rho_L - \rho_g)}{\rho_L^2 \sigma^3} = 6 \cdot 10^{-4} - 1.1 \cdot 10^{-5}$.

Зона отрыва пузырька снималась на видеокамеру. Полученные теневые изображения пузырькового течения обрабатывались автоматически при помощи стандартных средств обработки изображений пакета Matlab. Подробнее методика описана в параграфе 2.1 диссертации.

3.2. Влияние расходных параметров фаз и положения капилляра

В первой части эксперимента было проведено исследование влияния расходных параметров жидкости и газа, а так же направления течения и положения точки ввода газа в поток на отрывной диаметр пузырей.

На Рисунках 3.5, 3.6 представлены результаты измерений среднего диаметра пузырька, формируемого при отрыве от капилляра в восходящем и опускном потоке жидкости соответственно. Во всех случаях наблюдается уменьшение размера пузыря при увеличении скорости жидкости, а так же рост его размера при увеличении расхода газовой фазы. Так, например, в случае отрыва в восходящем потоке, когда капилляр расположен на стенке канала, (Рисунок 3.5 а) пятикратное увеличение Q_g по сравнению с минимальным из измеренных приводит к росту отрывного диаметра пузыря на 10 – 20%. Это должно существенным образом сказываться на частоте отрыва пузырей от капилляра. Влияние скорости жидкости на размер пузыря наиболее выражено при малых значениях скоростей. При Re выше 8000 графики становятся более пологими и наблюдается слабая зависимость

отрывного диаметра пузырей от скорости жидкости при всех исследованных Q_g . Аналогичная картина наблюдается в случае формирования пузырька в опускном течении (Рисунок 3.6).

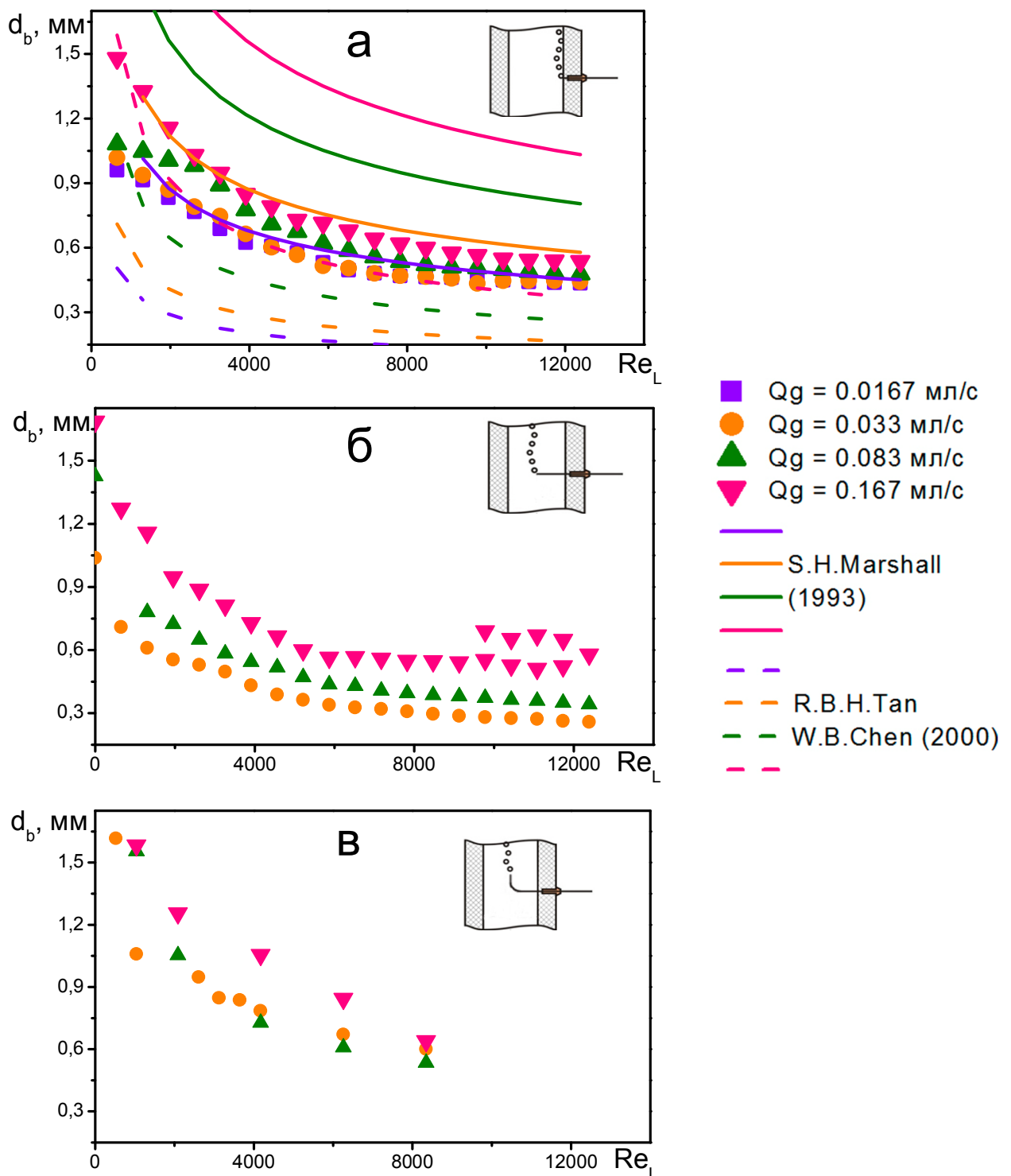


Рисунок 3.5. Зависимость отрывного диаметра пузыря от расходов фаз в восходящем потоке жидкости. Маркеры – экспериментальные данные; Сплошная линия – модель Маршалла [142]; Пунктирная линия – модель Тана и Чена [143]; а – Капилляр расположен у стенки канала; б – капилляр расположен в центре канала; в – капилляр расположен в центре канала по потоку.

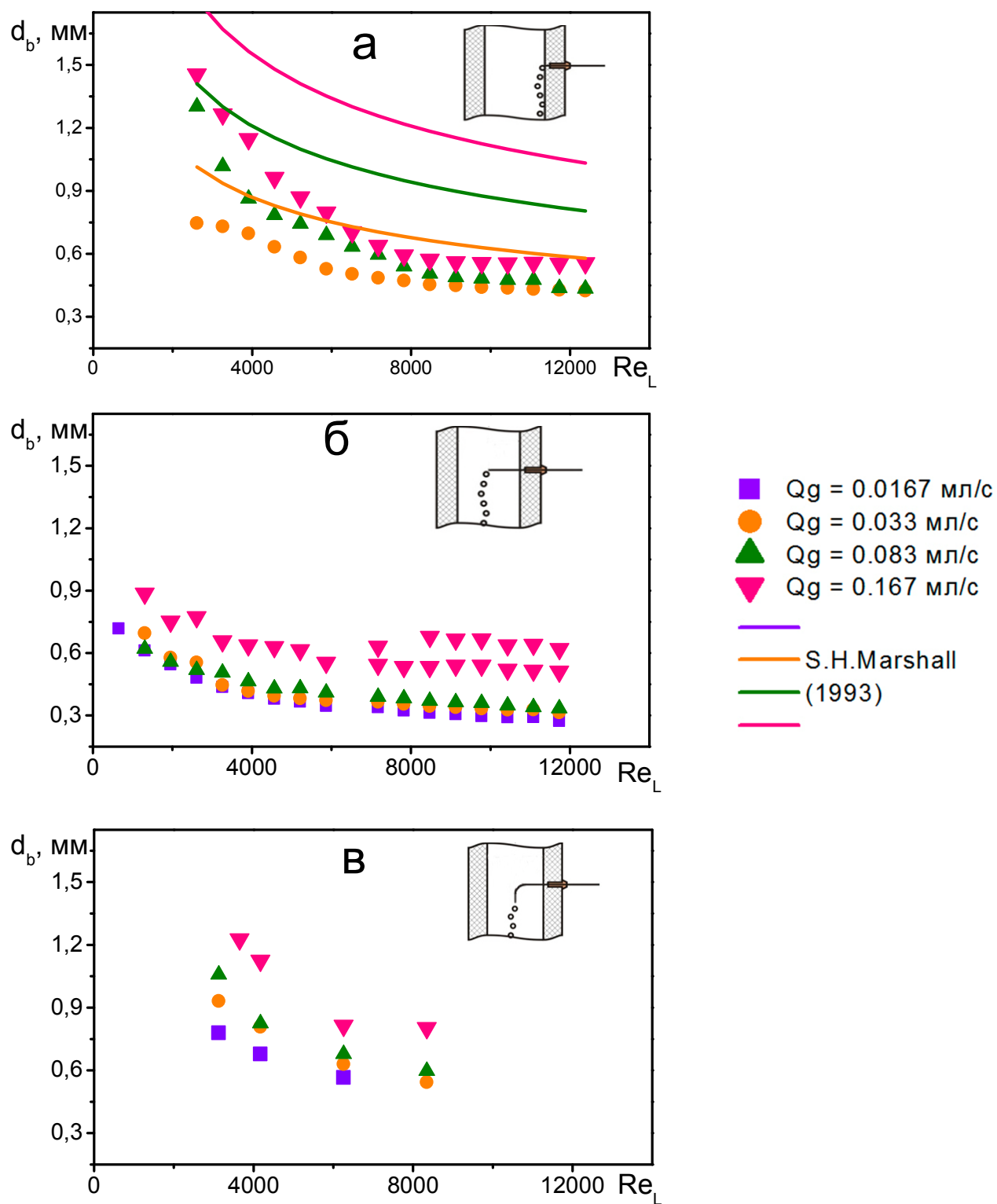


Рисунок 3.6. Зависимость отрывного диаметра пузыря от расходов фаз в опускающем потоке жидкости. Маркеры – экспериментальные данные; Сплошная линия – модель Маршалла [142]; а – Капилляр расположен у стенки канала; б - капилляр расположен в центре канала; в - капилляр расположен в центре канала по потоку.

Экспериментальные результаты, полученные при отрыва пузырька от отверстия в стенке канала в восходящем течении, сравниваются с моделями [142] и [143] (Рисунок 3.5 *а*). наблюдается существенное расхождение теории и эксперимента. Модель Тана и Чена значительно занижает размер пузырька, модель Маршалла показывает приемлемое совпадение только при малых газосодержаниях. Ряд других моделей, рассмотренных в обзоре литературы, не подходит для описания настоящего эксперимента, так как разработаны для специфических условий отрыва. В работе [145] рассматриваются условия микрогравитации, в [148] чрезвычайно малые сдвиговые напряжения.

На Рисунке 3.7 результаты измерений сгруппированы таким образом, что бы было проще оценить влияние положения капилляра в канале и направления потока на размер формируемых пузырей. Видно, что при одинаковых расходах фаз (во всем исследуемом диапазоне их значений) самые мелкие пузыри получаются при отрыве от капилляра расположенного в центре канала поперек потока, при этом самые крупные формируются на капилляре расположенном в центре канала по потоку. При малых скоростях жидкости отрывной размер пузырей выше в опускном режиме течения, чем в восходящем. Увеличение U_L приводит к выравниванию размеров пузырей для обоих случаев. В опускном течении векторы скорости жидкости и силы Архимеда направлены в противоположные стороны, что приводит к замедлению уноса пузырька от отверстия капилляра в опускном течении и увеличению времени его роста. При увеличении U_L значительно выше относительной скорости всплытия пузыря влияние направления потока жидкости на его размер становится незначительным.

В случаях, когда капилляр располагался в центре канала поперек потока жидкости (Рисунок 3.5. б, 3.6. б) при $Q_g = 0.167$ мл/с и высоких U_L зафиксировано формирование пузырей с большим разбросом по размеру. Можно отметить две группы значений d_b , свидетельствующих об отсутствии однозначной зависимости $d_b(U_L)$. Гистограмма распределения размеров пузырей для восходящего режима течения в этой области приведена на Рисунке 3.8, *а*. Заметно два четко выраженных пика распределения пузырей. Это можно объяснить тем, что при достижении определенной частоты отрыва расстояние между пузырями становится малым; происходит взаимодействие между двумя последовательно сходящимися пузырями, приводящее к их коалесценции. Для сравнения приведена гистограмма отрыва пузырей от среза капилляра при том же Q_g и меньшем значении U_L (Рисунок 3.8, б). Здесь наблюдается нормальное распределение размеров пузырей с малым разбросом d_b .

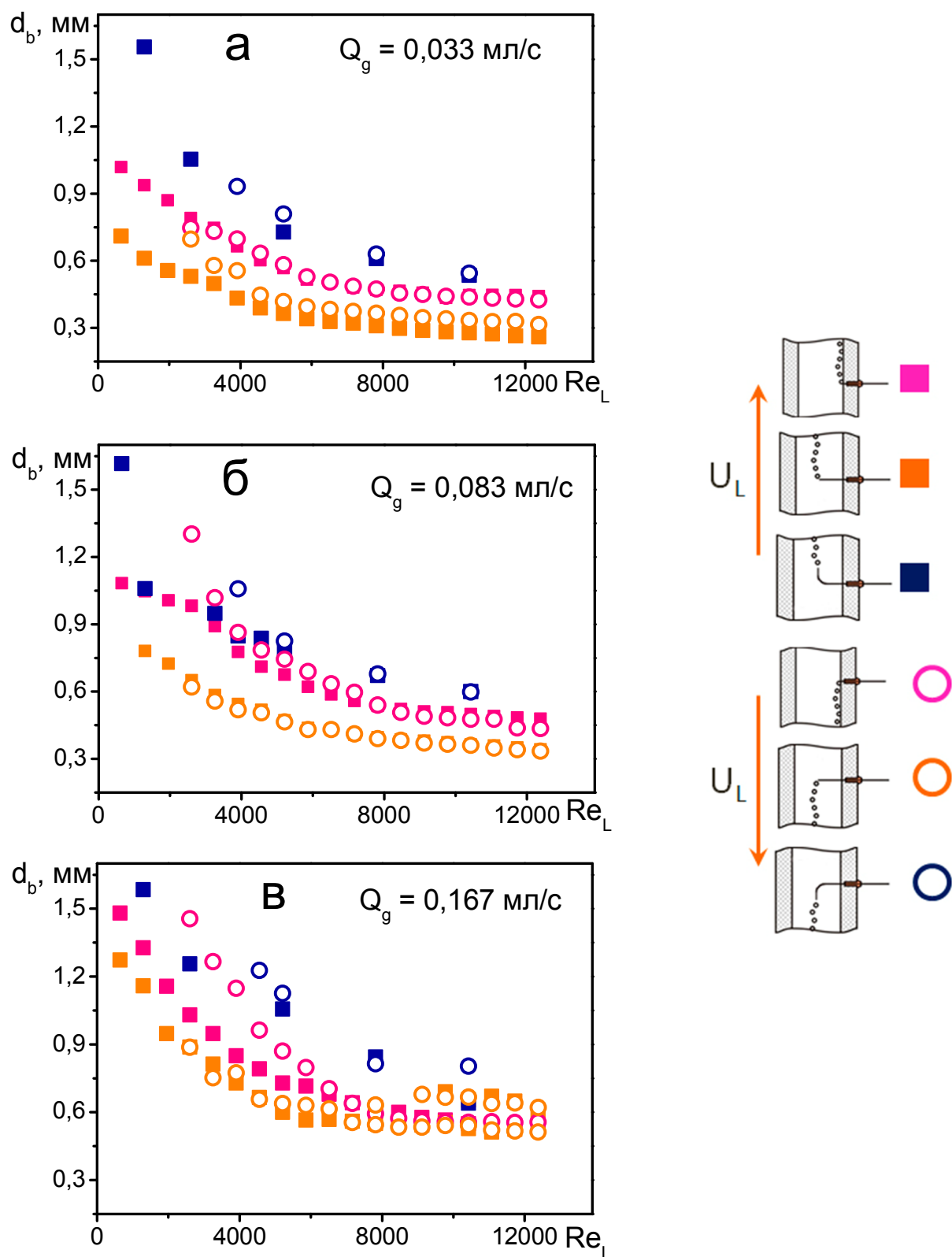


Рисунок 3.7. Влияние способа ввода газа в поток и направления течения на размер пузыря.

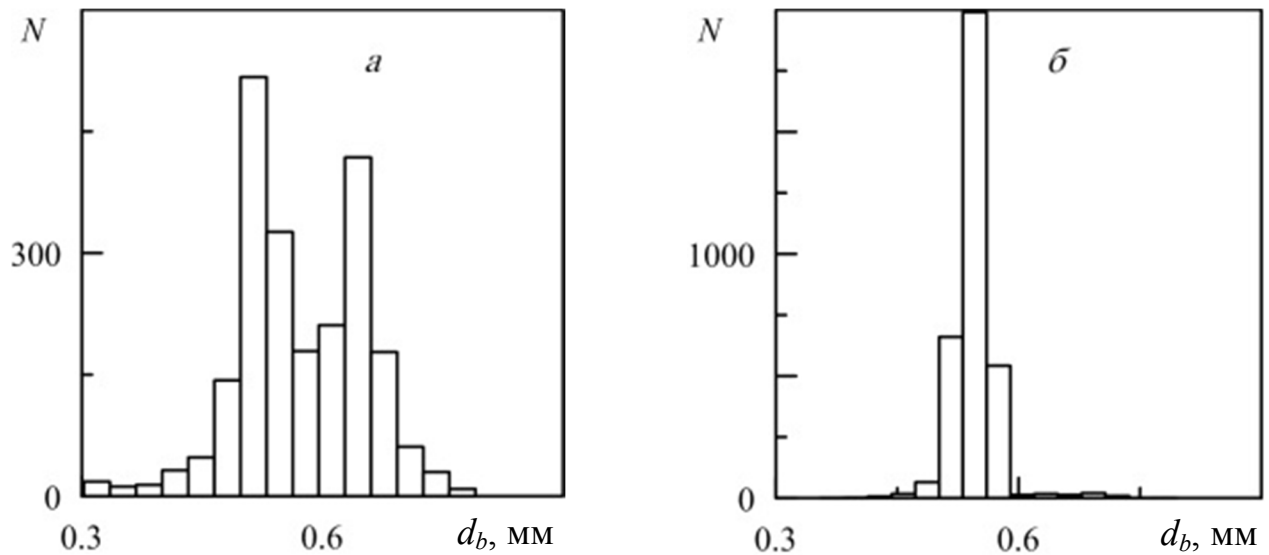


Рисунок 3.8. Гистограммы распределения пузырей по размерам в опускном течении, при положении капилляра в центре канала; а - $Q_g = 0.167$; б - $Q_g = 0.033$ мл/с.

Фотографии процесса отрыва пузырей, полученные при помощи высокоскоростной видеосъемки, приведены на Рисунке 3.9. Срез капилляра находился в центре канала. Съемка проводилась с частотой 2000 кадров в секунду. В правом нижнем углу фотографий находится срез капилляра, от которого происходит отрыв пузырей.

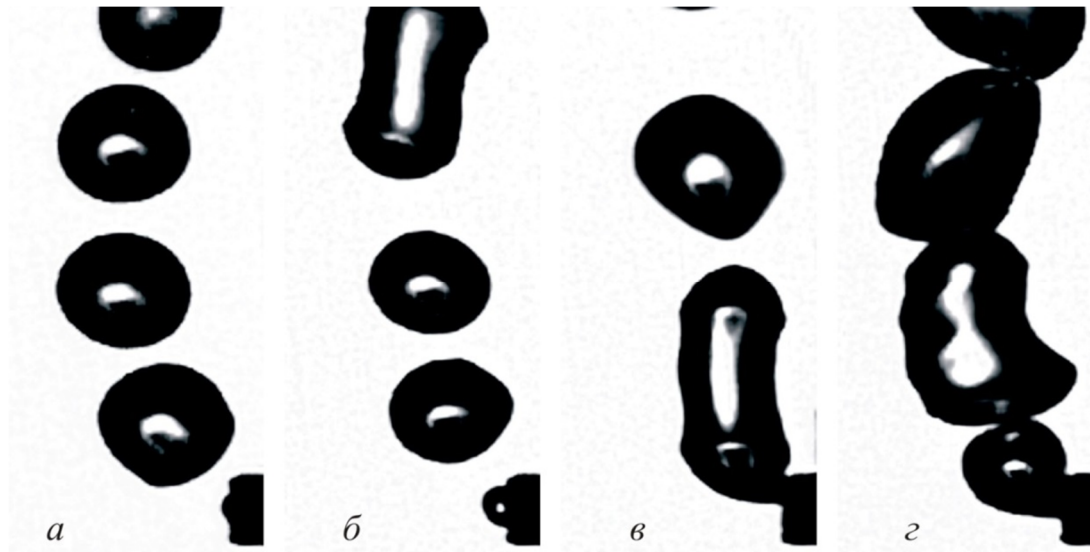


Рисунок 3.9. Фотографии отрыва пузырей: а – в – $Q_g = 0.083$ мл/с, $U_L = 0.5, 0.6, 0.7$ м/с; г – $Q_g = 0.167$ мл/с, $U_L = 0.8$ м/с.

На Рисунке 3.9, а представлен процесс образования пузырей с одинаковым отрывным диаметром. При зарождении нового пузыря имеется достаточный зазор с предыдущим, происходит рост пузыря до определенного размера, его отрыв и отход от капилляра. Далее

начинается формирование нового пузыря и процесс повторяется. Это приводит к цепочке пузырей с одинаковым размером. На Рисунке 3.9, б приведена фотография слияния двух пузырей на некотором расстоянии от капилляра.

При одиночном отрыве пузырей от капилляра это происходит довольно редко, пузырьки с большим диаметром составляют 10% от общего количества. Коалесценция пузырей в непосредственной близости от капилляра приводит к образованию пузырей большого диаметра (Рисунок 3.5, в). Данный процесс не является стационарным, периодически происходит переход на режим одиночного отрыва или режим струйного отрыва [8]. За счет этого возможно формирование потока с двумя или более характерными размерами пузырей: пузыри, образованные непосредственно при отрыве от капилляра и пузыри, образовавшиеся путем коалесценции. При больших расходах газа реализуется струйный режим отрыва пузырей (Рисунок 3.9, г), который характеризуется непрерывной хаотической коалесценцией пузырей вблизи капилляра. Размеры пузырей в этом режиме имеют большой разброс. Рисунок 3.10 иллюстрирует влияние скорости жидкости на размер формируемого пузырька. На Рисунке 3.11 показаны кадры пузырьковых течений при постоянной скорости жидкости и увеличивающемся расходе газа.

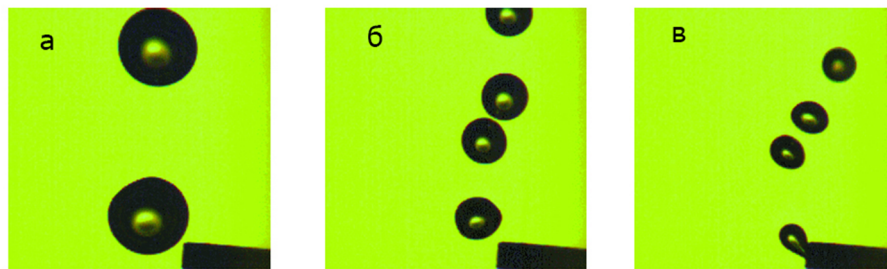


Рисунок 3.10. Зависимость диаметра пузыря от расходной скорости жидкости. $Q_g = 0.0167$ мл/с; а – $U_L = 0.1$ м/с; б – $U_L = 0.5$ м/с; в – $U_L = 0.9$ м/с.

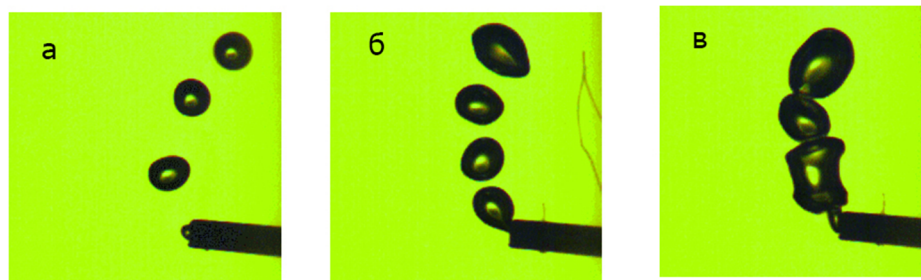


Рисунок 3.11. Зависимость диаметра пузыря от расхода газа через капилляр. $U_L = 0.8$ м/с; а – $Q_g = 0.0167$ мл/с; б – $Q_g = 0.083$ мл/с; в – $Q_g = 0.167$ мл/с.

На Рисунке 3.12 приведена зависимость диаметра пузыря от расхода газа. Показано, что при увеличении расхода газа появляются пузыри новых размеров и их объем кратен

объему пузырей при малых расходах. При увеличении расхода газа расстояние между центрами пузырей уменьшается не так быстро как зазор между ними (как показано на Рисунке 3.13) это и приводит к коалесценции пузырей при больших расходах газа.

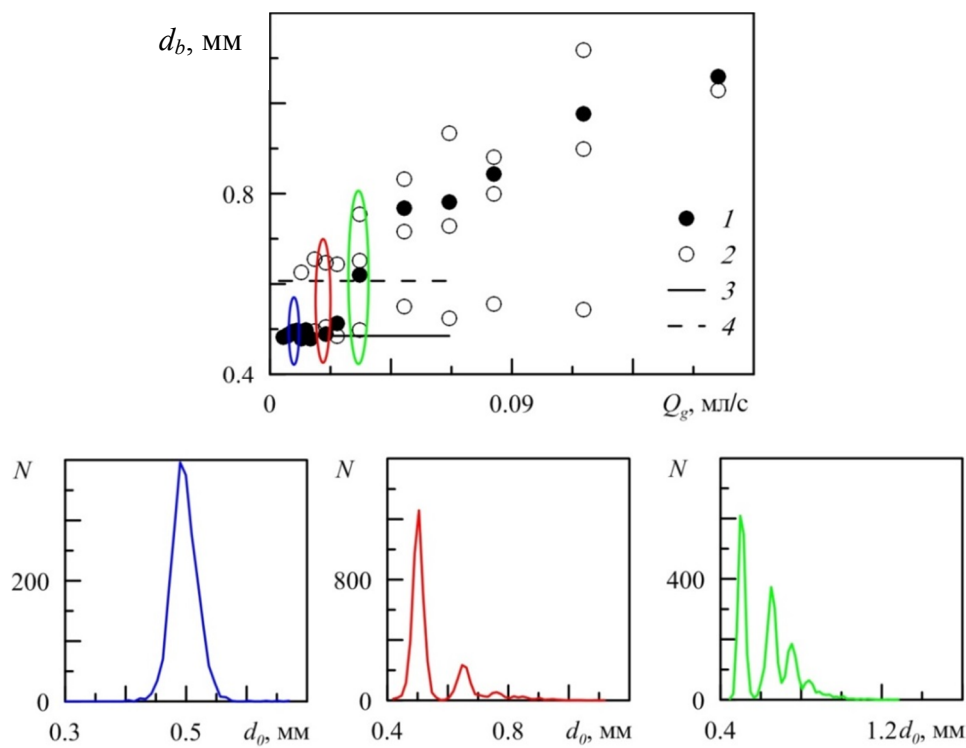


Рисунок 3.12. Зависимость среднего диаметра пузыря от расхода газа. 1- средний диаметр пузырей; 2- размеры пузырей соответствующие пикам на гистограммах; 3- средний диаметр пузырей, образующихся при малых расходах газа (до 1 мл/мин); 4- диаметр пузырей объем который в два раза больше объема пузырей с отрывным диаметром.

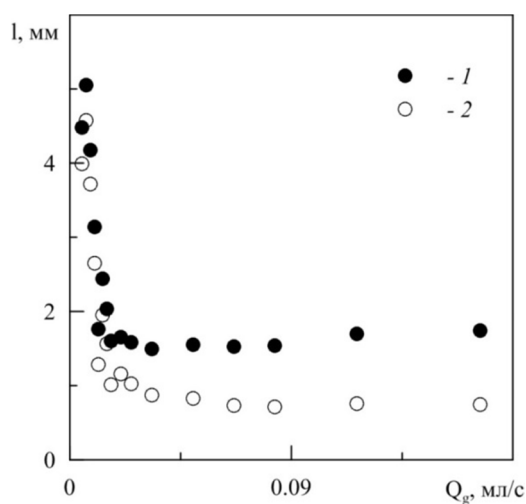


Рисунок 3.13. Зависимость среднего расстояния между пузырями от расхода газа. 1 - расстояние между центрами пузырей; 2 - зазор между пузырями.

3.3. Влияние свойств жидкости и диаметра капилляра

Вторая часть эксперимента была посвящена исследованию влияния физических свойств жидкости и диаметра капилляра на отрыв пузыря в потоке. Благодаря возможности изменять температуру рабочей жидкости диапазон безразмерных параметров, в котором проводится эксперимент, был существенно расширен (Рисунок 3.14).

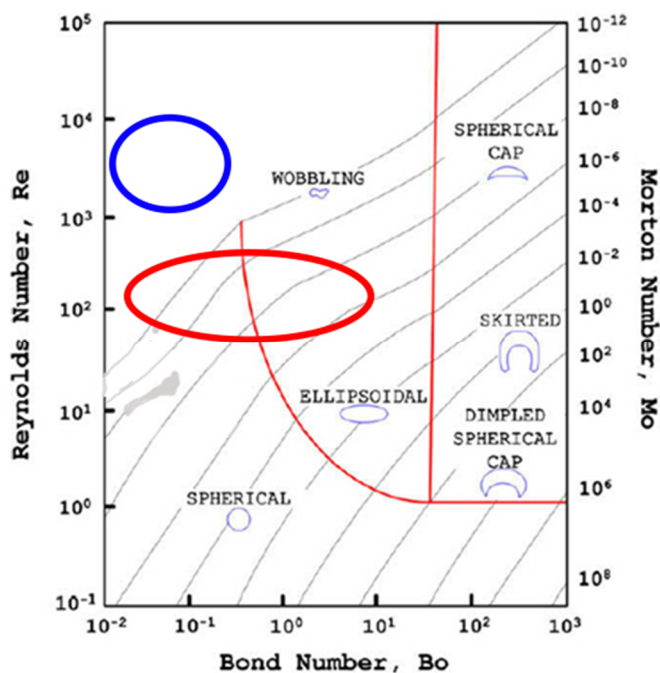


Рисунок 3.14. Карта режимов пузырьков течений [51]. Синим эллипсом обозначен диапазон безразмерных параметров, в котором проводилась первая часть эксперимента; красным эллипсом диапазон второй части эксперимента.

Эксперимент проводился в опускном течении, при положении точки ввода газа в поток в центре канала (Рисунок 3.1, в). Эти параметры были выбраны потому, что именно при таком направлении течения и положении капилляра наблюдались наиболее интересные режимы отрыва, требующие более детального изучения. При установленной температуре жидкости и ее расходе, производилась съемка течений с различными расходами газа.

Рассмотрим данные полученные при генерации пузырей с использованием капилляра с внутренним диаметром 0.5 мм. Зависимость среднего размера пузырей от расходов фаз при различных температурах рабочей жидкости представлены на Рисунке 3.15. Снижение расхода газа приводит к уменьшению диаметра генерируемых пузырей, при достаточно малых расходах газа (менее 10 мл/мин) зависимость выходит на постоянное значение, соответствующее диаметру пузыря примерно 1 мм. Дальнейшее уменьшение расхода газа сказывается на частоте отрыва, а не на размере генерируемых пузырей.

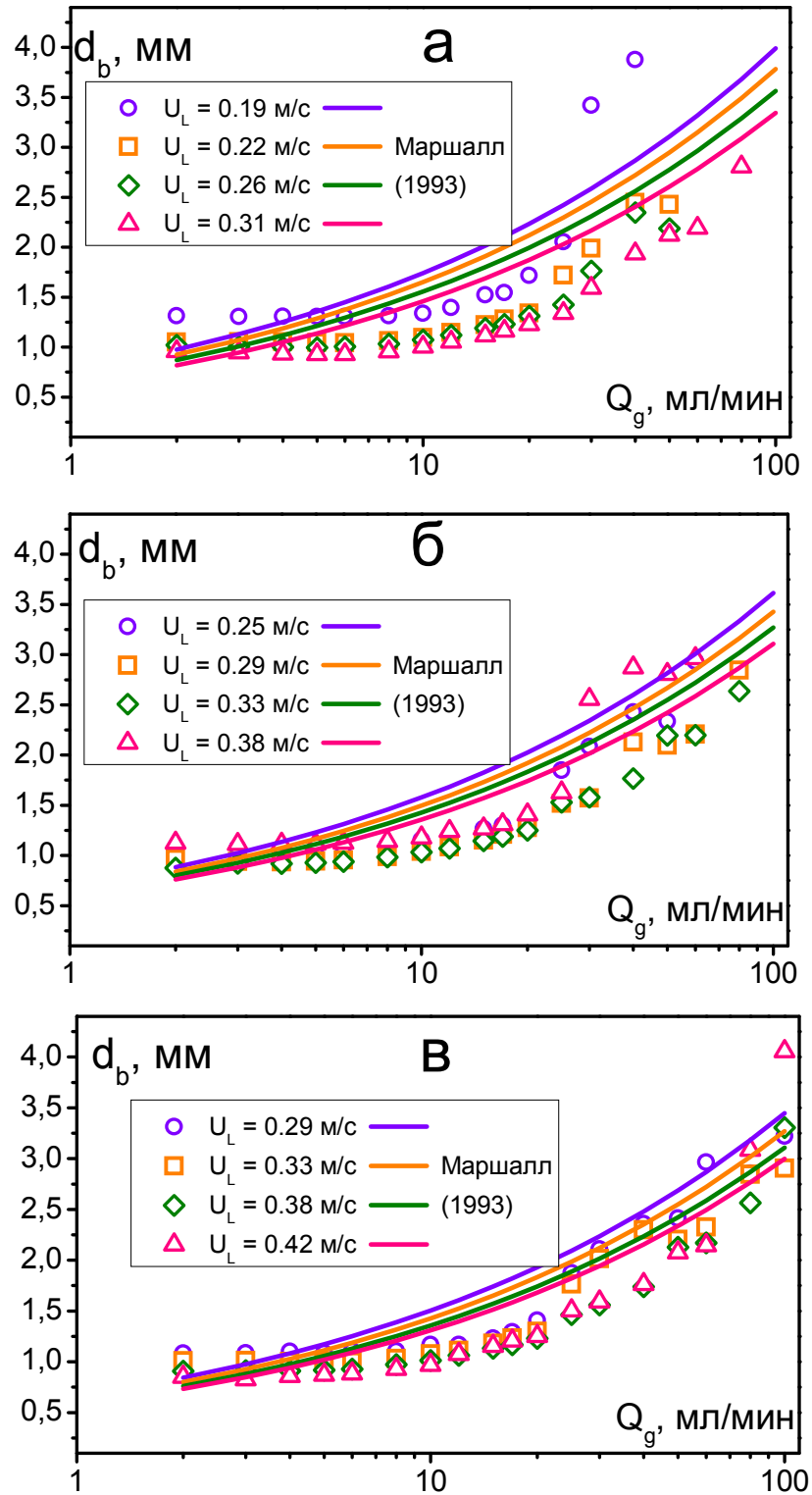


Рисунок 3.15. Зависимости среднего диаметра пузыря от расхода газа при различной расходной скорости жидкости и температуре; внутренний диаметр капилляра $d_o = 0.5$ мм; а – $T = 70^\circ\text{C}$; б – $T = 80^\circ\text{C}$; в – $T = 90^\circ\text{C}$; Сплошная линия – модель [142].

При $T = 70^\circ\text{C}$ и $U_L = 0.19$ м/с (Рисунок 3.15 а) на графике наблюдается резкий рост размера пузырей при небольшом увеличении расхода газа, в этом режиме сила связанная с

потоком жидкости F_D практически уравнивается другими силами (в большей степени силой Архимеда) и пузырь очень медленно отдаляется от капилляра продолжая рост.

Так же были проведены исследования с использованием капилляра с внутренним диаметром $d_o = 0.16$ мм. На Рисунке 3.16 представлена зависимость диаметра генерируемого пузыря от расходных параметров жидкости и газа, при различных температурах рабочей жидкости. Как и в предыдущем случае, снижение расхода газа приводит к уменьшению размеров газовых включений. Отличие состоит в том, что при этом графики выходят на постоянное значение на уровне соответствующем диаметру пузыря примерно 0.5 мм, а сама полочка намного короче, чем в случае крупного капилляра. Таким образом, наблюдается существенное отличие влияния размера капилляра для ввода газа в стационарную жидкость [8] и в поток жидкости. Так же в случае тонкого капилляра даже при больших расходах газа средний размер пузырей меньше чем с капилляром внутренним диаметром 0.5 мм.

В работе [218], посвященной численному моделированию отрыва пузырька от капилляров разного диаметра в поток жидкости, результаты исследования обобщены в следующих безразмерных координатах (Рисунок 3.17): по оси ординат отложено отношение объема пузырька к отрывному объему в покоящейся жидкости, вычисленному в соответствии с соотношением $V_{Fr} = \frac{\pi \sigma d_o}{\rho_L g}$ [134]; по оси абсцисс – отношение расхода газа к критическому расходу $Q_{cr} = \pi \left(\frac{16}{3g^2} \right)^{\frac{1}{6}} \left(\frac{\sigma d_o}{2\rho_L} \right)^{\frac{5}{6}}$, при котором, согласно исследованию [137], при отрыве в покоящейся жидкости, происходит переход от одиночного отрыва пузырька к отрыву с коалесценцией вблизи капилляра. В работе [218] показано (Рисунок 3.17), что при подобном обобщении при $Q_g < Q_{cr}$ отношение V_b/V_{Fr} слабо зависит от расхода газа, при $Q_g \approx Q_{cr}$ наблюдается излом зависимости и объем пузырька начинает расти с увеличением расхода газа по закону $V_b/V_{Fr} \sim (Q_g/Q_{cr})^n$. При этом на обоих участках характер зависимости одинаков для капилляров разного диаметра. На Рисунке 3.18 представленные результаты

настоящего исследования в данных координатах. Видно, что при $Q_g/Q_{cr} > 1$ экспериментальные результаты полученные для капилляров разного диаметра и разных вязкостей жидкости ложатся вблизи одной кривой $V_b/V_{Fr} \sim (Q_g/Q_{cr})^{1.4}$, при этом в зоне $Q_g/Q_{cr} < 1$, в отличие от работы [218] наблюдается существенное влияние диаметра капилляра и вязкости жидкости на объем формируемого пузырька.

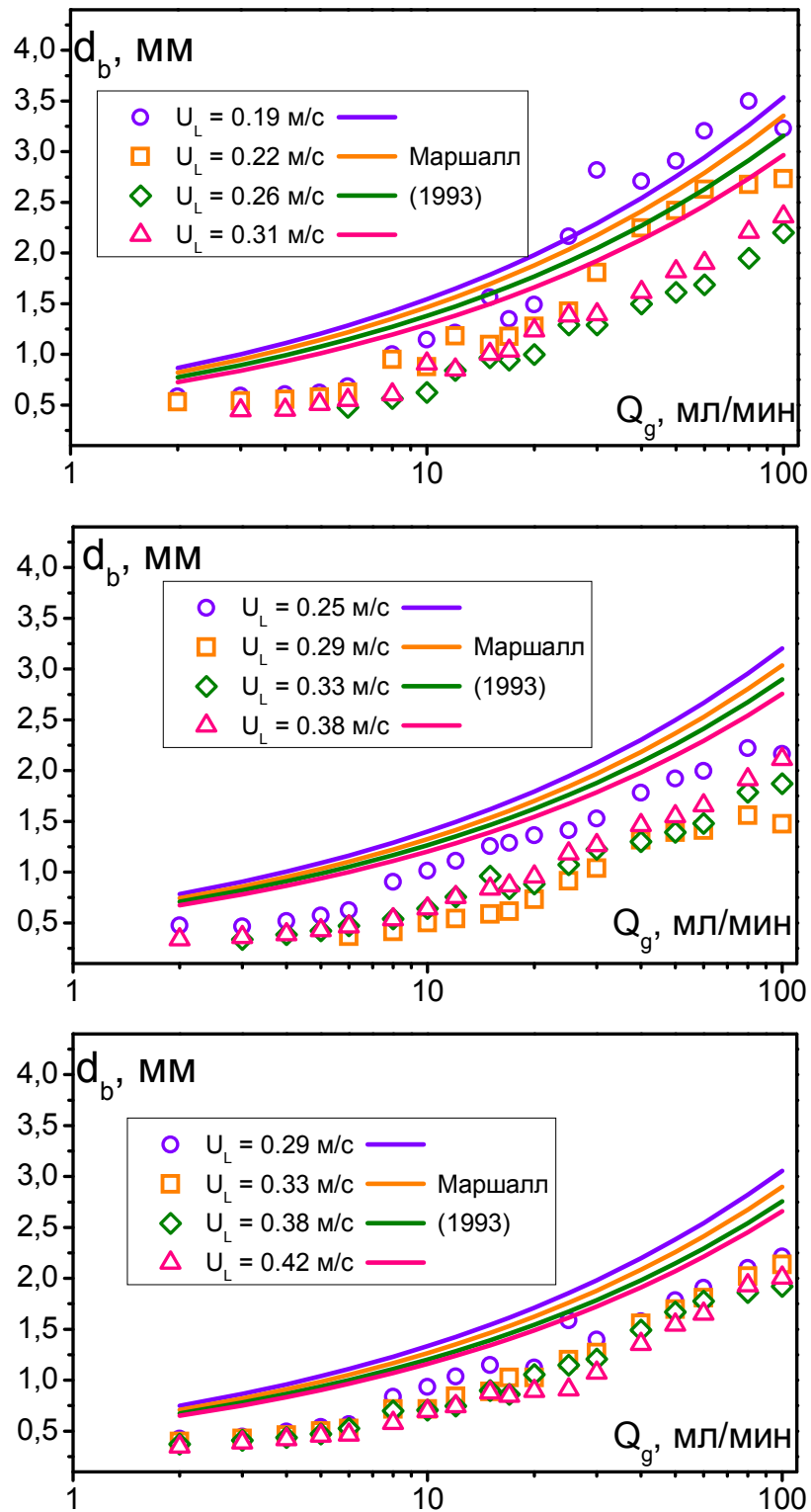


Рисунок 3.16. Зависимости среднего диаметра пузыря от расхода газа при различных скоростях жидкости и температуре; внутренний диаметр капилляра $d_o = 0.16$ мм; а – $T = 70^\circ\text{C}$; б – $T = 80^\circ\text{C}$; в – $T = 90^\circ\text{C}$; Сплошная линия – модель [142].

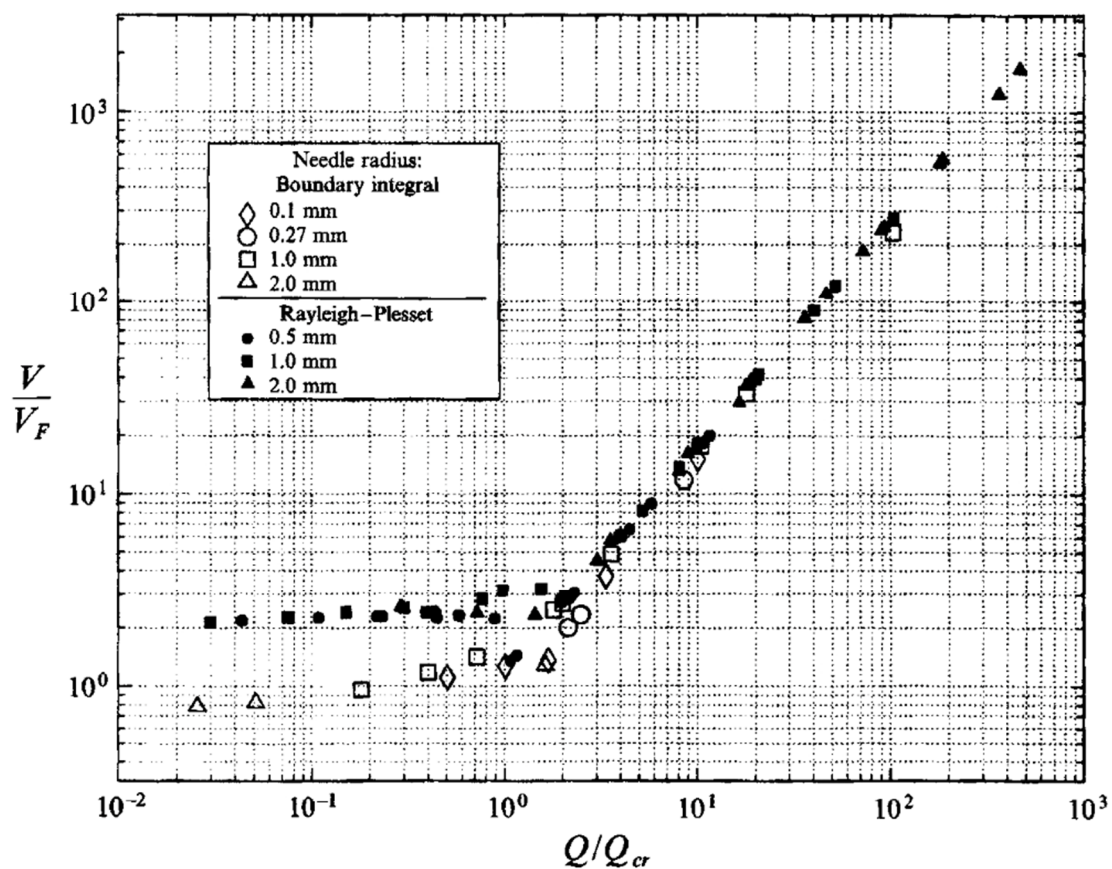
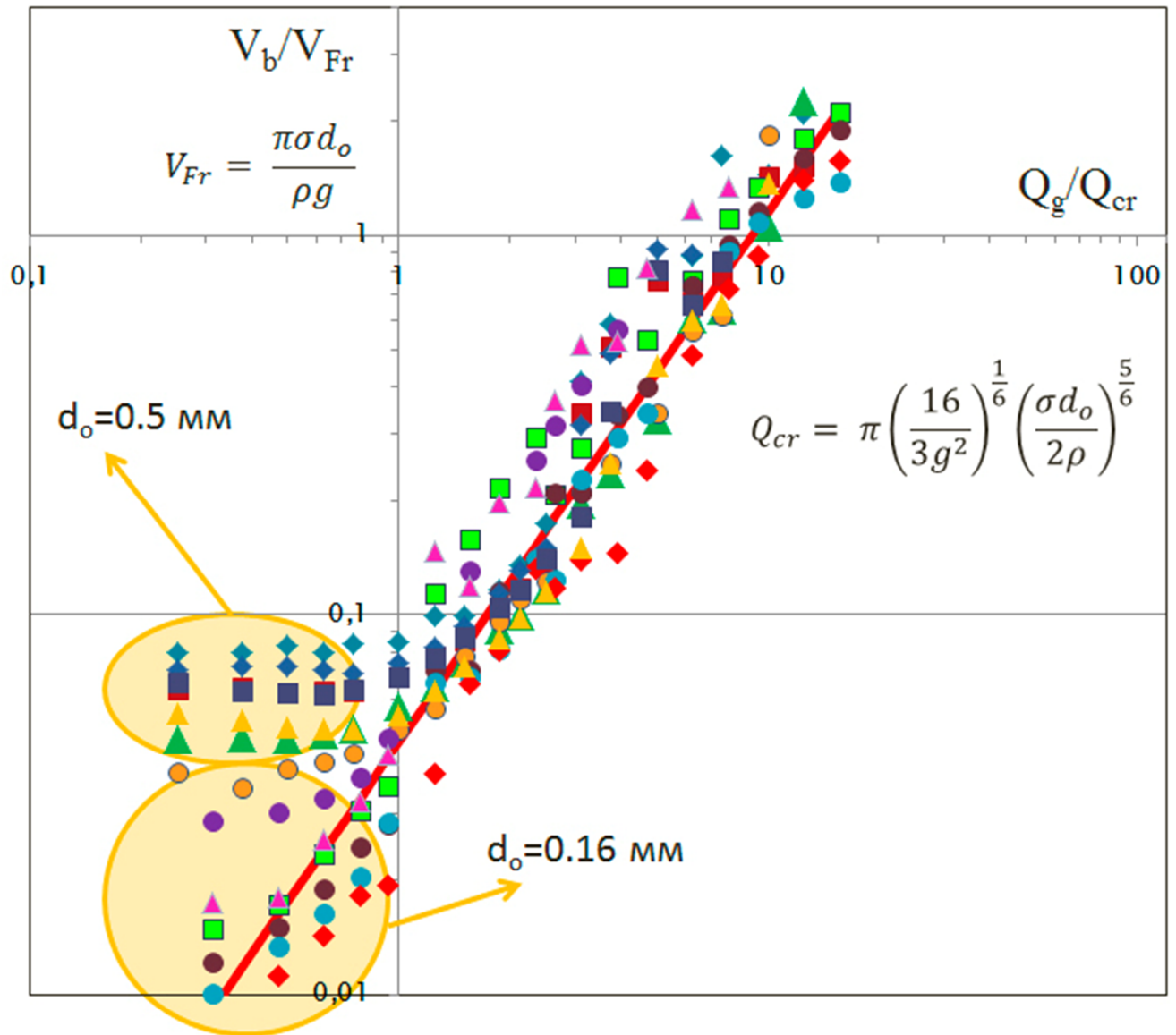


Рисунок 3.17. Влияние диаметра капилляра на объем пузырька при различных расходах газа [218]. Пустые маркеры – прямое численное моделирование; полные маркеры – упрощенная модель.



- | | |
|---|--|
| ◆ $d_o = 0.5 \text{ мм}, T = 90 \text{ C}, Q_l = 0.285 \text{ м/с}$ | ○ $d_o = 0.5 \text{ мм}, T = 90 \text{ C}, Q_l = 0.42 \text{ м/с}$ |
| ■ $d_o = 0.5 \text{ мм}, T = 90 \text{ C}, Q_l = 0.33 \text{ м/с}$ | ■ $d_o = 0.16 \text{ мм}, T = 90 \text{ C}, Q_l = 0.285 \text{ м/с}$ |
| ▲ $d_o = 0.5 \text{ мм}, T = 90 \text{ C}, Q_l = 0.38 \text{ м/с}$ | ● $d_o = 0.16 \text{ мм}, T = 90 \text{ C}, Q_l = 0.33 \text{ м/с}$ |
| ● $d_o = 0.16 \text{ мм}, T = 90 \text{ C}, Q_l = 0.38 \text{ м/с}$ | ■ $d_o = 0.5 \text{ мм}, T = 60 \text{ C}, Q_l = 0.26 \text{ м/с}$ |
| ◆ $d_o = 0.16 \text{ мм}, T = 90 \text{ C}, Q_l = 0.42 \text{ м/с}$ | ▲ $d_o = 0.5 \text{ мм}, T = 60 \text{ C}, Q_l = 0.31 \text{ м/с}$ |
| ◆ $d_o = 0.5 \text{ мм}, T = 60 \text{ C}, Q_l = 0.22 \text{ м/с}$ | ● $d_o = 0.16 \text{ мм}, T = 60 \text{ C}, Q_l = 0.22 \text{ м/с}$ |
| ▲ $d_o = 0.16 \text{ мм}, T = 60 \text{ C}, Q_l = 0.31 \text{ м/с}$ | — $V_b/V_{Fr} \sim (Q_g/Q_{cr})^{1.4}$ |

Рисунок 3.18. Зависимости среднего объема пузыря от расходов фаз в безразмерных координатах.

3.4. Режимы генерации пузырей в потоке жидкости

Как было сказано выше, взаимосвязь размера пузыря со скоростью и температурой жидкости ведет себя предсказуемо только для маленьких расходов газа, при увеличении этого параметра зависимость становится более сложной.

Рассмотрим изображения, полученные в процессе эксперимента, и режимы формирования пузырей соответствующие этим изображениям, что бы объяснить такой эффект.

При достаточно маленьких расходах газа (примерно от 2 до 12 мл/мин для капилляра с $d_o = 0.5$ мм, и от 2 до 6 мл/мин для тонкого капилляра $d_o = 0.16$ мм) реализуется режим одиночного отрыва, когда пузырь, оторвавшийся от капилляра, слабо влияет на отрыв последующего. Эта область и соответствует полочке на графиках (Рисунок 3.15, Рисунок 3.16). Для такого режима отрыва характерен один ярко выраженный пик на гистограмме размеров (Рисунок 3.19).

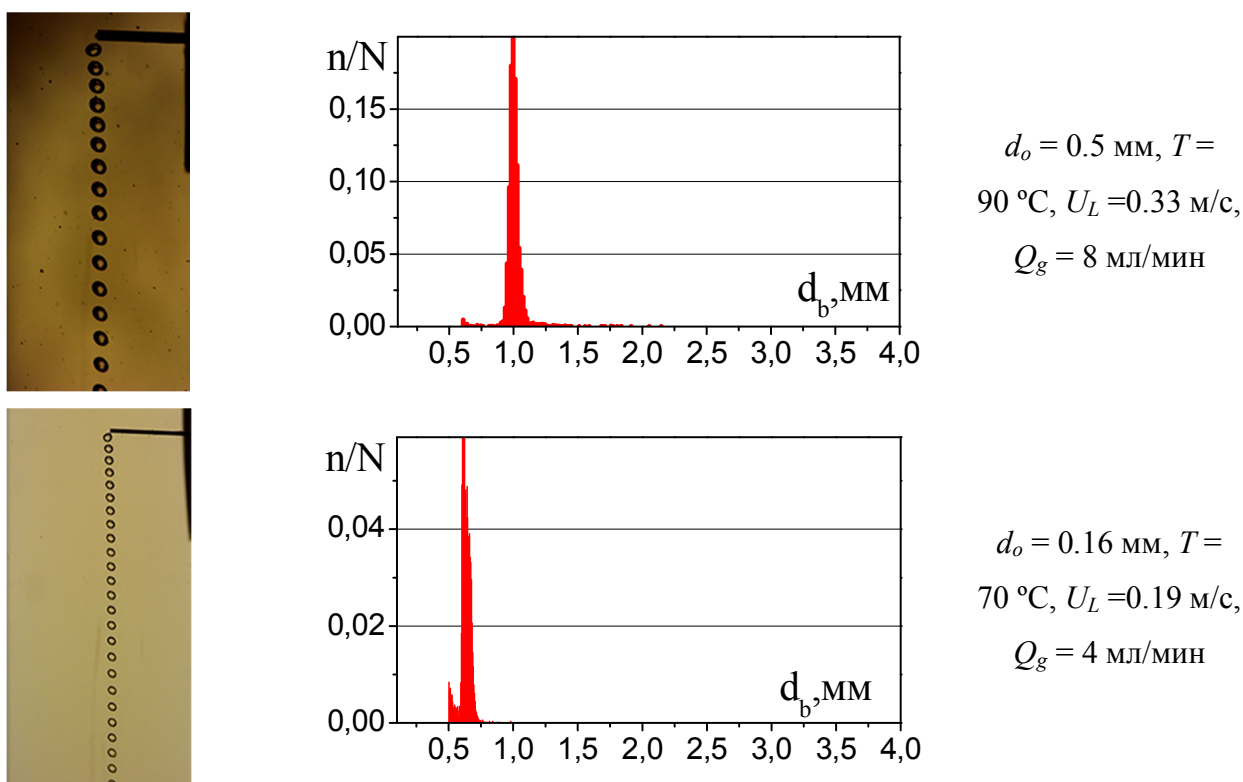


Рисунок 3.19. Режим одиночного отрыва пузыря.

При малых расходах газа (примерно от 2 до 6 мл/мин для капилляра с $d_o = 0.5$ мм, и до 2 мл/мин для тонкого капилляра $d_o = 0.16$ мм) можно наблюдать импульсный режим отрыва пузыря (Рисунок 3.20), когда цепочка пузырей периодически прерывается и возобновляется.

При таком режиме, который является частным случаем одиночного отрыва, наблюдается так же лишь один пик на гистограмме размеров.

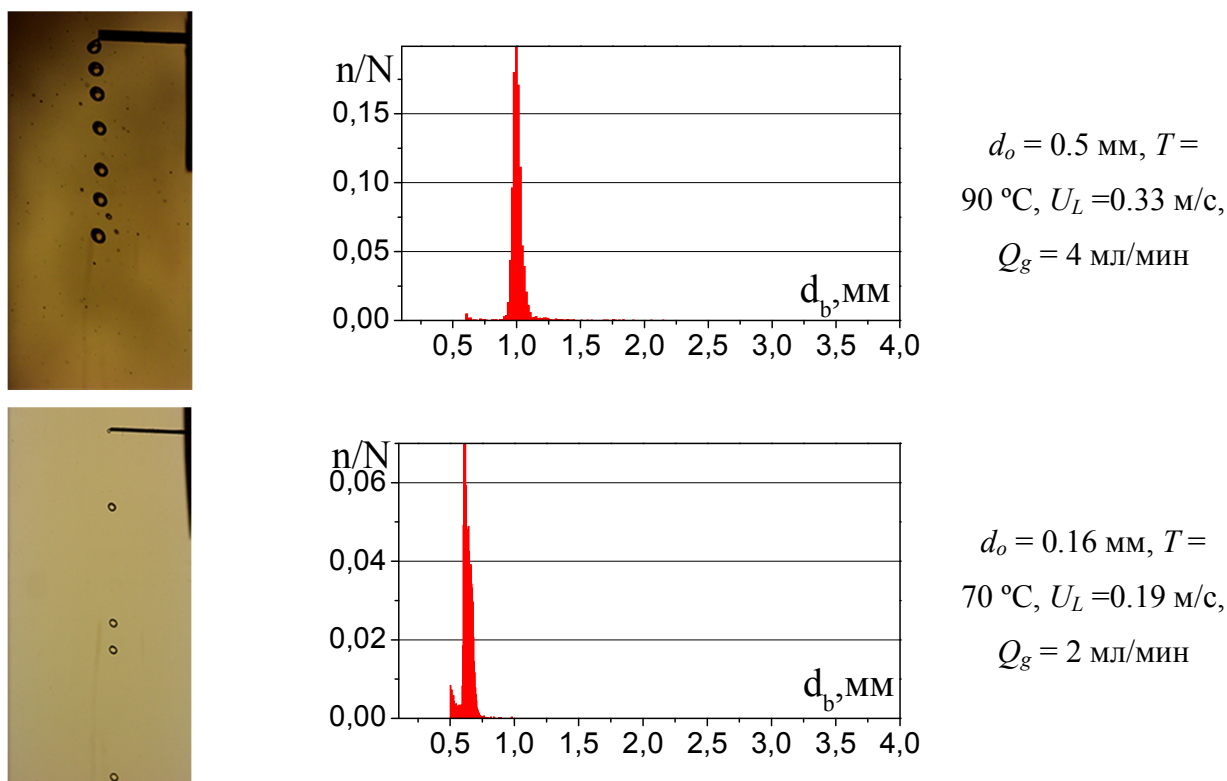
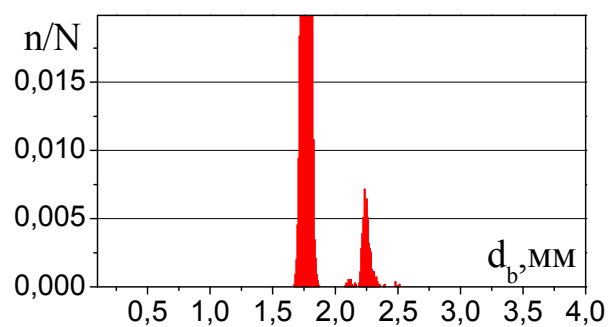
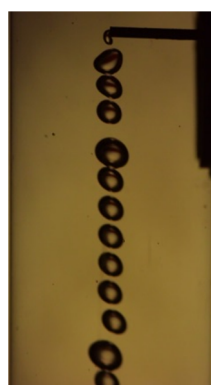


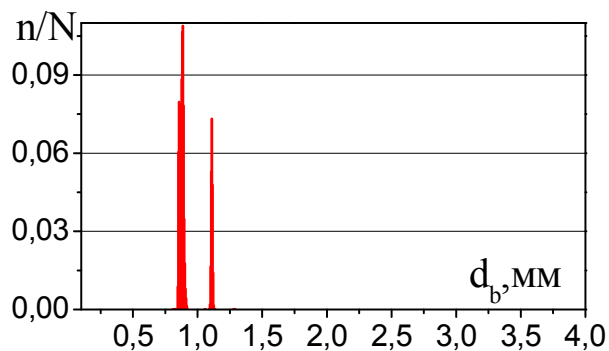
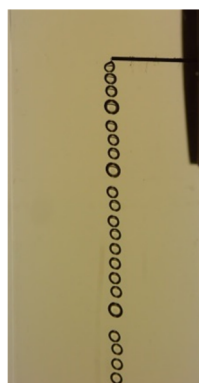
Рисунок 3.20. Режим импульсного отрыва.

При увеличении расхода газа наблюдается переход от режима одиночного отрыва к режиму, для которого свойственны два ярко выраженных пика на гистограмме размеров. Кадры соответствующие таким переходам представлены на Рисунке 3.21. На гистограммах видно, что дополнительный пик соответствует пузырям вдвое большего объема, чем пузыри относящиеся к основному пику. Это дает основание утверждать, что большие пузыри возникают в результате коалесценции маленьких (соответствующих одиночному отрыву) вблизи капилляра.

При дальнейшем увеличении расхода газа доля крупных пузырей растет, в некоторых случаях при увеличении расхода газа течение вновь может перейти в режим, для которого характерен только один ярко выраженный пик на гистограмме размеров, но в этом случае, генерируемые пузыри будут не результатом одиночного отрыва, а следствием коалесценции вблизи капилляра. Пример такого течения представлен на Рисунке 3.22. При последующем повышении расхода газа такое чередование режимов может повториться. На Рисунке 3.23 представлен еще ряд примеров для данного случая.



$d_o = 0.5 \text{ мм}, T = 80 \text{ °C}, U_L = 0.38 \text{ м/с},$
 $Q_g = 40 \text{ мл/мин}$



$d_o = 0.16 \text{ мм}, T = 70 \text{ °C}, U_L = 0.22 \text{ м/с},$
 $Q_g = 10 \text{ мл/мин}$

Рисунок 3.21. Режим отрыва с коалесценцией.

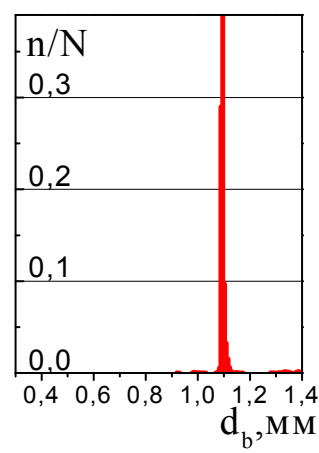
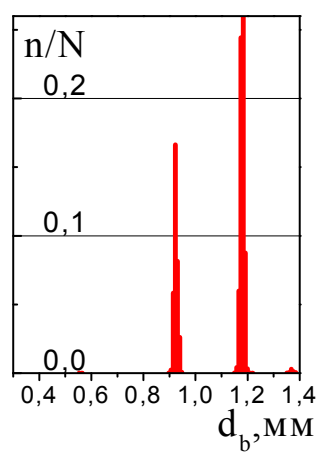
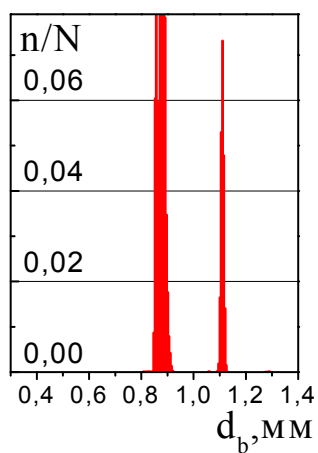
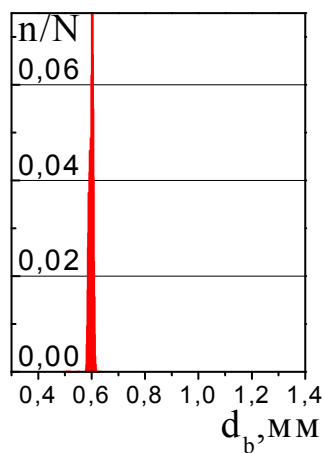
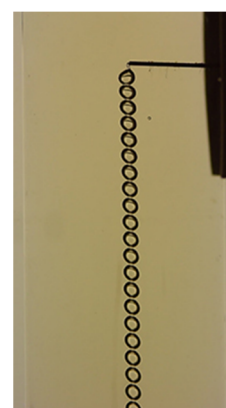
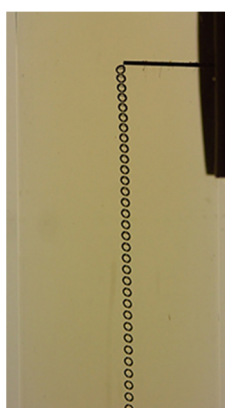


Рисунок 3.22. Режим отрыва с коалесценцией. $d_o = 0.16 \text{ мм}, T = 70 \text{ °C}, U_L = 0.22 \text{ м/с}, Q_g = 6, 10, 12, 15 \text{ мл/мин}.$

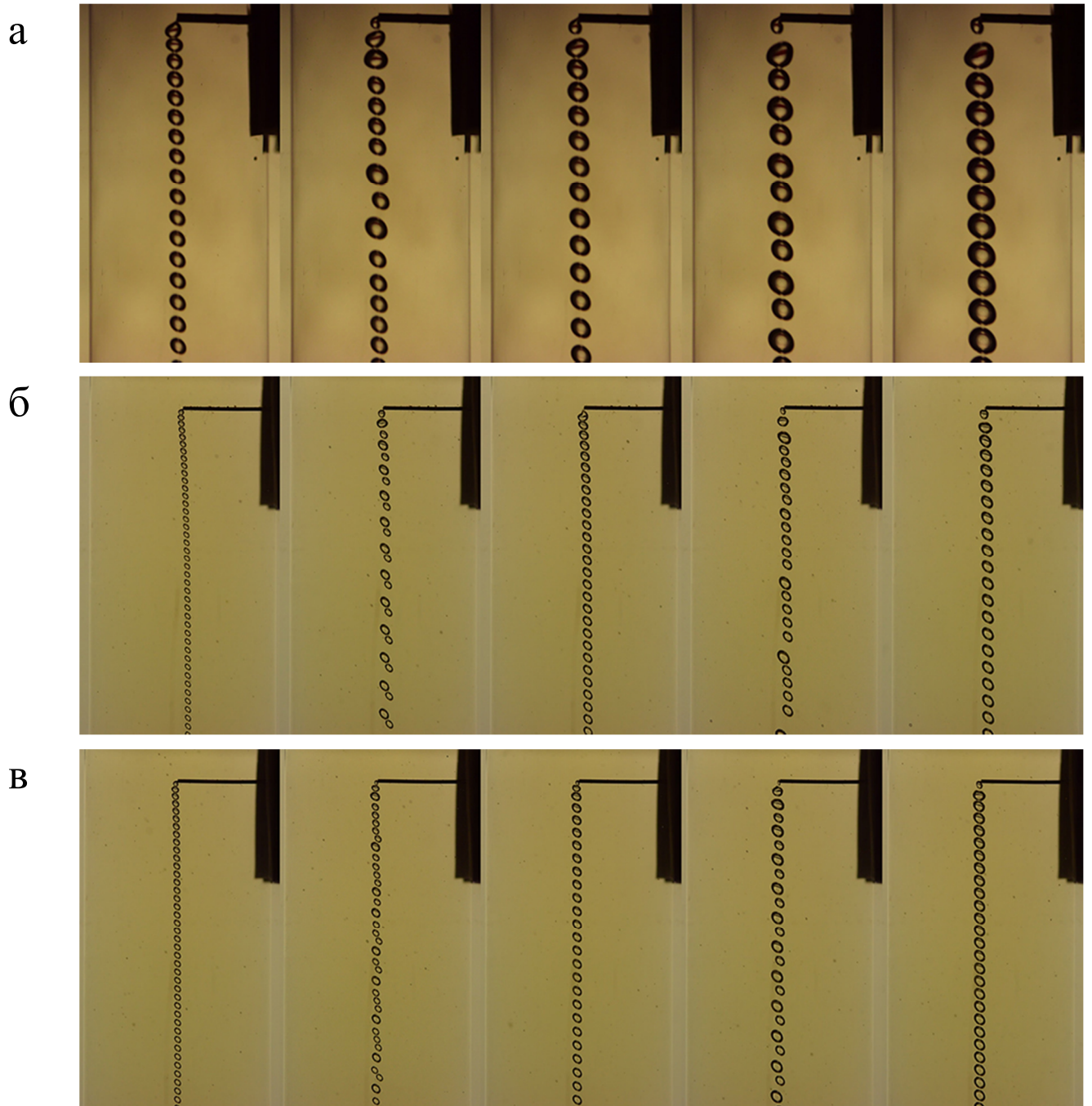


Рисунок 3.23. Примеры перехода от одиночного режима отрыва к режиму с коалесценцией при увеличении расхода газа; а – $d_o=0.5$ мм, $T=70^{\circ}\text{C}$, $U_L=0.31$ м/с, $Q_g=20, 25, 30, 40, 50$ мл/мин; б – $d_o=0.16$ мм, $T=90^{\circ}\text{C}$, $U_L=0.42$ м/с, $Q_g=5, 8, 10, 12, 15$ мл/мин; в – $d_o=0.16$ мм, $T=90^{\circ}\text{C}$, $U_L=0.33$ м/с, $Q_g=5, 6, 8, 10, 12$ мл/мин;

Если в предыдущих режимах течения наблюдалась одна вереница пузырей, то при увеличении расхода газа при некоторых параметрах вереница может разделяться на две, как справа и слева от капилляра (Рисунок 3.24 а), так и в перпендикулярной плоскости (Рисунок 3.24 б). Согласно полученным данным, первый вариант является более

распространённым. Благодаря такому поведению может уменьшиться число случаев коалесценции пузырей, а частота отрыва повышается.



Рисунок 3.24. Последовательности кадров соответствующие режимам течения с двумя пузырьковыми струями. а – течение с параметрами $d_o = 0.5$ мм, $T = 80^\circ\text{C}$, $U_L = 0.25$ м/с, $Q_g = 17$ мл/мин; б - течение с параметрами $d_o = 0.5$ мм, $T = 70^\circ\text{C}$, $U_L = 0.19$ м/с, $Q_g = 17$ мл/мин.

При дальнейшем повышении расхода газа наблюдались более сложные режимы отрыва. На гистограмме размеров пузырей в таких режимах можно обнаружить более двух ярко выраженных пиков. Пример такого режима и распределение пузырей по размерам соответствующие ему представлено на Рисунке 3.25. Подобные результаты были получены в работе [219].

Так же при некоторых параметрах реализовались неустойчивые режимы отрыва, когда несколько различных видов течений беспорядочно сменяли друг друга. Для таких режимов так же характерно более двух пиков на гистограмме размеров. Кадры соответствующие таким режимам изображены на Рисунке 3.26.

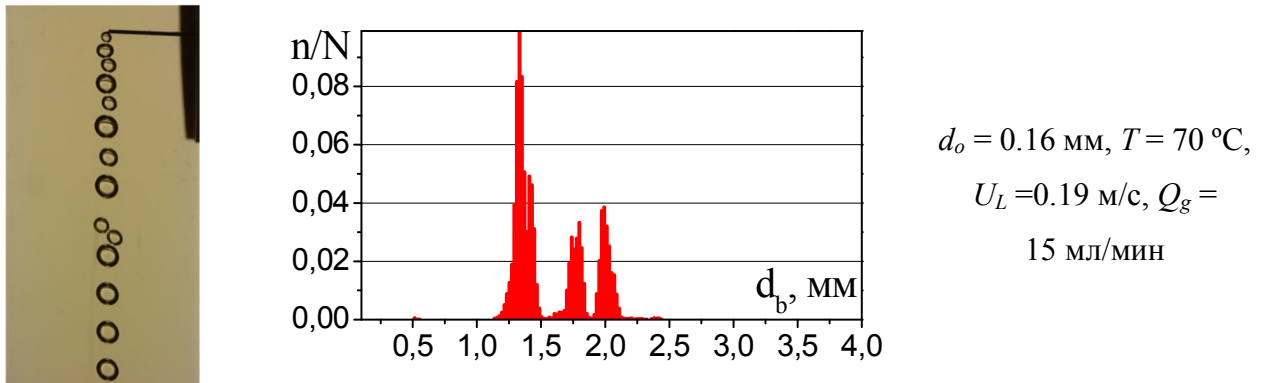


Рисунок 3.25. Пример режима отрыва пузыря с более чем двумя пиками на гистограмме размеров.

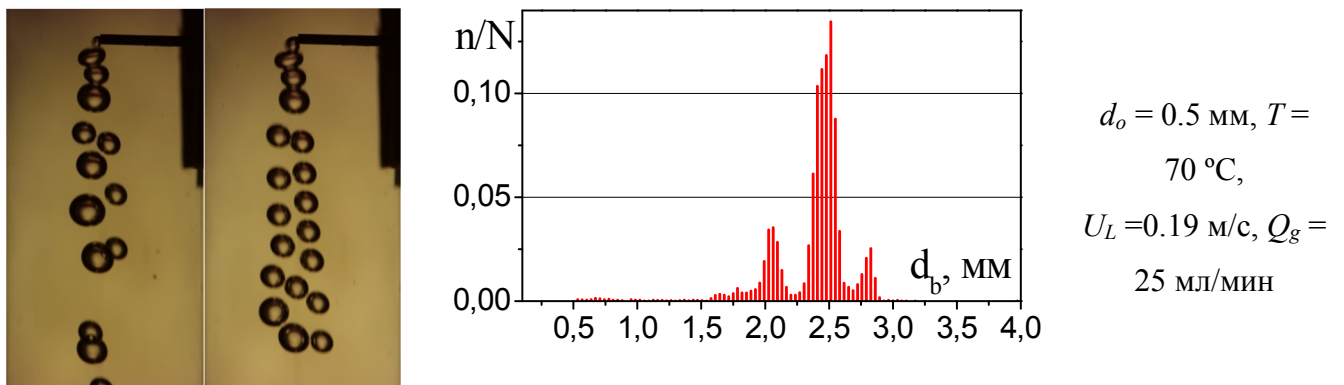


Рисунок 3.26. Пример неустойчивого режима отрыва.

При расходах газа порядка 100 мл/мин можно наблюдать переход отрыва пузыря к струйному режиму, для которого характерен большой разброс пузырей по размерам, а так же сильное отклонение формы пузырей от сферической. Примеры таких течений представлены на Рисунке 3.27. Из-за сложной трехмерной формы пузырей и перекрытия их изображений такие режимы не поддаются компьютерной обработке.

Соответствующие режимы представлены на карте Рисунок 3.28 в координатах $Re_L = \frac{\rho_L U_L d_h}{\eta_L}$ и $Re_g = \frac{\rho_g U_{cg} d_o}{\eta_g}$, где U_{cg} – расходная скорость газа в капилляре. Переход от импульсного режима отрыва к одиночному происходит во всех случаях при $Re_g = 15$. При этом зона одиночного отрыва шире при увеличении скорости жидкости.

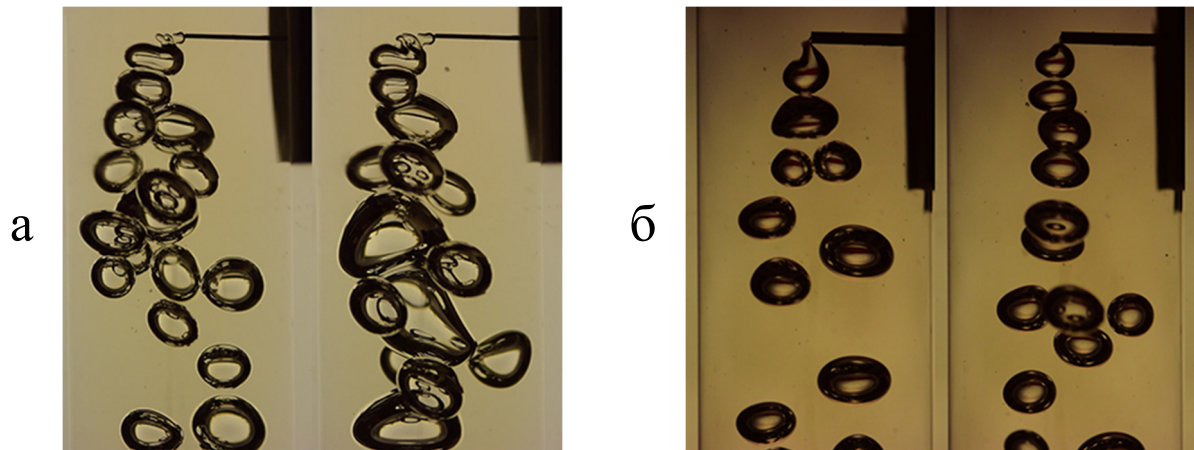


Рисунок 3.27. Последовательности кадров соответствующих струйному режиму отрыва пузыря.
 а – течение с параметрами $d_o = 0.16$ мм, $T = 70^\circ\text{C}$, $U_L = 0.19$ м/с, $Q_g = 100$ мл/мин; б - течение с параметрами $d_o = 0.5$ мм, $T = 80^\circ\text{C}$, $U_L = 0.25$ м/с, $Q_g = 100$ мл/мин.

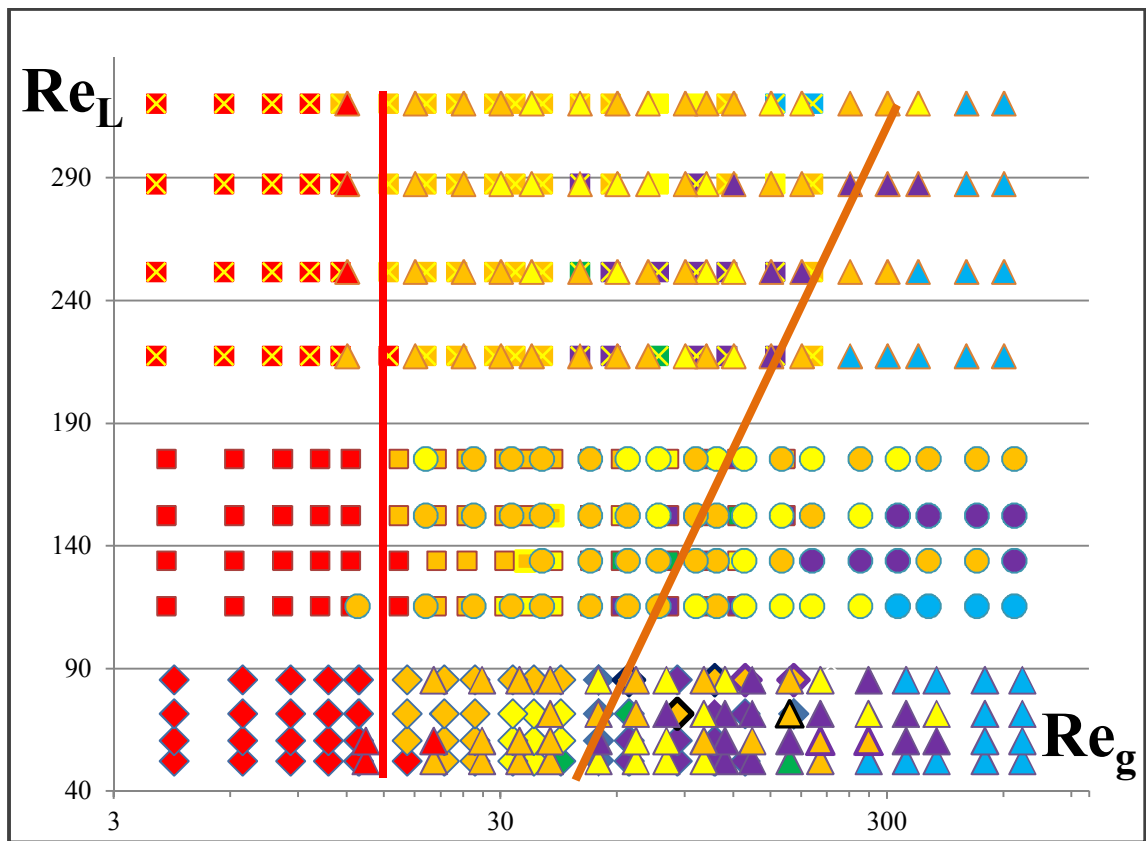


Рисунок 3.28. Карта режимов отрыва пузырька от капилляра в потоке жидкости;

■ - импульсный режим отрыва; ■ - одиночный режим; ▲ - коалесценция с двумя пиками; ■ - коалесценция с тремя пиками и больше; ■ - нестабильный режим; ▲ - струйный режим;

Выводы к Главе 3

- Проведено систематическое исследование отрыва пузыря от одиночного капилляра в потоке различных жидкостей. Исследовано влияние расходов жидкости и газа, направления течения жидкости и способа ввода газа в поток, а так же физических свойств жидкости на отрывной диаметр пузыря.
 - Показано, что при расходе газа не превышающем критического значения диаметр капилляра и свойства жидкости оказывают существенное влияние на характер зависимости среднего объема пузыря от расходов фаз. При расходе газа больше критического значения зависимости объема пузыря от расходов фаз ложатся на одну кривую в предложенных безразмерных координатах.
 - Исследованы режимы дискретного и струйного отрыва пузырей. Показано, что увеличение расхода газа приводит к росту случаев коалесценции пузырей в потоке. Показано, что в случае ввода газа в поток через капилляр в центре канала можно получить существенно меньший размер пузырей, чем при вводе газа через отверстие в стенке канала. В то же время, перенос места генерации пузырей в центральную область канала приводит к существенной интенсификации процесса коалесценции пузырей вблизи среза капилляра.
 - Обнаружен ряд различных режимов отрыва пузыря от капилляра в потоке жидкости. Найдены режимы наиболее пригодные для создания монодисперсных газожидкостных смесей.
 - Показано, что при больших расходах газа итоговый размер пузырей в потоке определяется не отрывным диаметром пузыря, а процессом коалесценции.
- Результаты исследований Главы №3 опубликованы в статьях [220–226].

4. Гидродинамические характеристики опускных пузырьковых течений при малых числах Рейнольдса жидкой фазы

4.1. Описание экспериментальной установки

Экспериментальная установка (Рисунок 4.1) представляет собой замкнутый по жидкости и разомкнутый по газу контур. Рабочая жидкость из бака (1) при помощи насоса (2) подавалась в вертикальную трубу. Расход жидкости контролировался при помощи регулировочных винтов (4) и системы ротаметров (3). В нижней части трубы располагалась форкамера (5), через которую в восходящий поток жидкости подавались пузырьки газа. Газожидкостный смеситель (Рисунок 4.2) представлял собой камеру внутренним диаметром 150 мм в которую через 17 капилляров внутренним диаметром 0.2 мм из линии высокого давления (10) подавался газ (атмосферный воздух). Давление контролировалось манометром (12). Расход газа регулировался при помощи вентиля (15) и определялся по перепаду давления на расходомерной диафрагме (13), перепад давления измеряется преобразователем давления Метран 100 ДД (14). Калибровка расходомерной диафрагмы производилась при помощи барабанного счетчика газа с водяным затвором (ГСБ-400). Получившаяся на восходящем участке газожидкостная смесь при помощи U-образной трубки подавалась в рабочий канал (7), где реализовывался спутный опускной пузырьковый режим течения. Эксперимент проводился на двух различных рабочих каналах, представляющих собой трубы из орг.стекла внутренним диаметром 14 и 20 мм. В нижней части рабочего участка устанавливался вентиль, предотвращающий разрыв газожидкостного потока. Далее газожидкостная смесь возвращалась обратно в бак. Температура рабочей жидкости контролировалась при помощи системы термостабилизации состоящей из термометра сопротивления (16), охлаждающего змеевика (17), клапана (18) и терморегулятора (2ТРМ1). Температура жидкости в баке поддерживалась постоянной с точностью $\pm 0.1^{\circ}\text{C}$.

В процессе движения газожидкостной смеси происходила как коалесценция пузырей, так и их дробление. В результате в потоке реализовывалась газожидкостная смесь с широким спектром размеров пузырей. Во всех режимах производилась видеосъемка потока, по которой определялся средний размер пузырей.

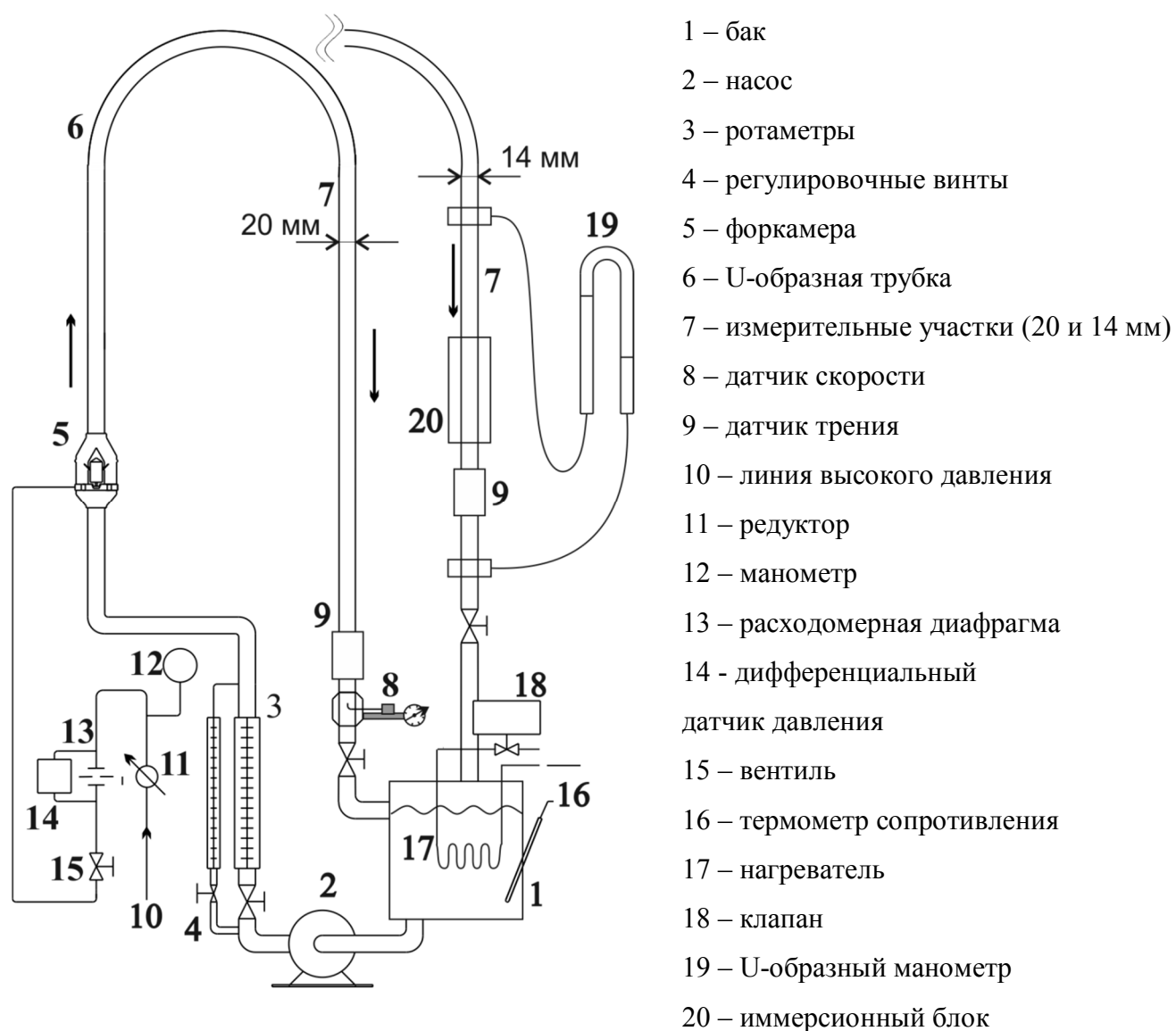


Рисунок 4.1. Схема экспериментальной установки

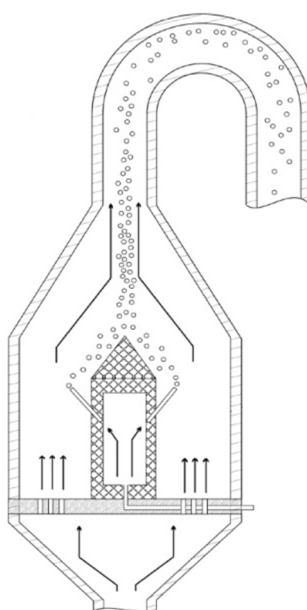


Рисунок 4.2. Схема газожидкостного смесителя

Рабочий участок $D_h = 14$ мм

Рабочий канал внутренним диаметром 14 мм (Рисунок 4.1 справа) был оснащен участком с электродиффузионным датчиком (9) для измерения напряжения трения на стенке. В верхней и нижней частях канала на расстоянии $H = 610$ мм друг от друга располагались заборы давления. Перепад давления измерялся U-образным манометром (19). Иммерсионный блок (20) использовался для минимизации оптических искажений при фотосъемке теневых изображений пузырькового потока. Размер газовых включений в потоке определялся при автоматической обработке полученных снимков.

В роли рабочей жидкости выступал специальный электролит – раствор красной, желтой кровяной соли и карбоната натрия в дистиллированной воде. Использование электролита обусловлено применением электродиффузионного метода измерений, применяемого в эксперименте. Подробно электродиффузионный метод описан в параграфе 2.2 диссертации.

Эксперимент проводился при расходных скоростях рабочей жидкости $U_L = 0.2 - 0.44$ м/с, что соответствует числам Рейнольдса в диапазоне $Re = 2900 - 6400$. Калибровка электродиффузионного датчика проводилась в однофазном потоке, исходя из формулы Дарси — Вейсбаха $\tau_w = \frac{\lambda}{8} \rho_L U_L^2$ и известного соотношения для гидравлического сопротивление в турбулентном потоке в круглой трубе - $\lambda = \frac{0,3164}{\sqrt[4]{Re}}$. Пример полученной калибровочной кривой представлен на Рисунок 4.3. Расходное газосодержание варьировалось в диапазоне $\beta = 0.005 - 0.07$. Расходы фаз подбирались таким образом, чтобы приблизиться к режиму зависания газовой фазы.

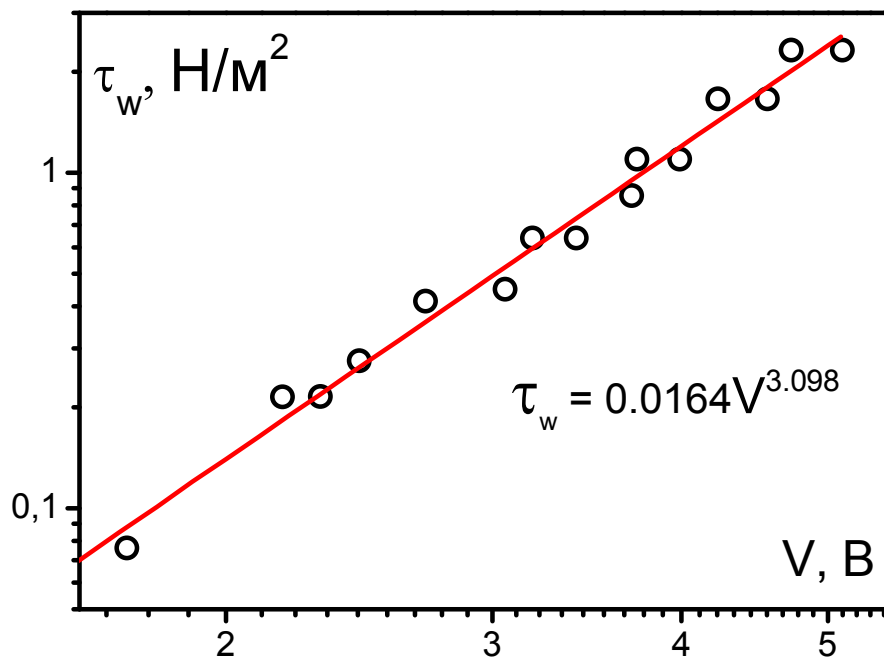


Рисунок 4.3. Калибровочная кривая электродиффузионного датчика трения.

Рабочий участок $D_h = 20$ мм

Рабочий канал внутренним диаметром 20 мм (Рисунок 4.1 слева) был оснащен участком с электродиффузионным датчиком (9) для измерения напряжения трения на стенке, и секцией с электродиффузионным датчиком скорости (8), одновременно работающем в режиме датчика проводимости, для определения локального газосодержания в двухфазном потоке. Избыточное давление в измерительном сечении поддерживалось на уровне 50 КПа для всех режимов, в которых проводились измерения. Измерения проводились в сечении, отстоящем на 125 калибров от начала прямого участка опускной секции.

Рабочей жидкостью являлся водо-глицериновый раствор, в котором были растворены карбонат натрия и ферри- и ферроцианид калия. Кинематическая вязкость рабочей жидкости равнялась $5 \cdot 10^{-6}$ м²/с при температуре 25 °С. Ротаметры калибровались на этой рабочей жидкости при соответствующей температуре. Измерения гидродинамических характеристик пузырькового течения проводились при двух значениях приведенной скорости жидкости U_L . Соответствующие значения числа Рейнольдса, построенные по параметрам жидкой фазы и по диаметру трубы, равнялись 500, 1000 и 1500. Расходное объемное газосодержание изменялось в пределах 0.005 до 0.1. Во всех случаях режим опускного течения был пузырьковый. Диаметр пузырьков был определен при автоматической обработке теневых изображений двухфазного потока, и средние значения диаметров находились в диапазоне от 2.6 до 3.5 мм.

4.2. Опускное пузырьковое течение вблизи режима зависания газовой фазы

Эксперимент проводился на канале с внутренним диаметром 14 мм. На Рисунке 4.4 представлена экспериментально полученная зависимость напряжения трения на стенке канала в опускном пузырьковом течении при различных расходах фаз. τ_0 – соответствует напряжению трения на стенке канала в однофазном потоке при той же расходной скорости жидкости. Для всех исследуемых расходов фаз отношение $\tau_w / \tau_0 > 1$, как правило, в опускных двухфазных потоках напряжение трения больше чем в однофазном. Качественно похожие результаты, но в канале внутренним диаметром 42.3 мм и при расходах фаз соответствующих значениям $Re = 20000 - 55000$, $\beta = 0.001 - 0.15$ были получены в исследовании [47]. В работе [97] показаны случаи опускного пузырькового течения, когда $\tau_w / \tau_0 < 1$. Согласно этим работам, результат существенно зависит от дисперсности газовой фазы в потоке.

Интенсивность турбулентных пульсаций в пристенной зоне канала τ' / τ_w при различных приведенных скоростях фаз представлена на Рисунке 4.5. τ' – среднеквадратичное отклонение напряжения трения на стенке канала. В однофазном потоке величина отношения τ' / τ_w принимает значение равное 0.27 при всех исследуемых расходах жидкой фазы. Для $Re =$

3350, 4450, 5450 и 6450 наблюдается тенденция к уменьшению интенсивности турбулентности с ростом β . В этих случаях значения τ'/τ_w большие или равны ($Re = 3350$) таковым в однофазном потоке, что качественно соответствует данным полученным в исследованиях [47,97]. Для $Re = 2900$ в случае, когда течение наиболее близко к режиму зависания газовой фазы, наблюдается нетипичное для опускного пузырькового течения поведение пульсаций напряжения трения на стенке канала – его значение больше чем в однофазном потоке примерно на 20%.

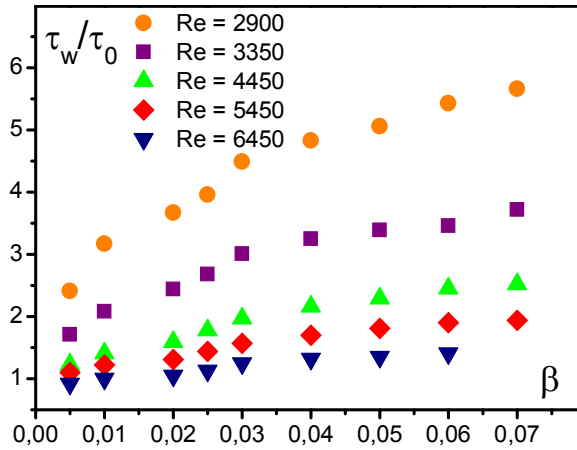


Рисунок 4.4. Напряжение трения на стенке

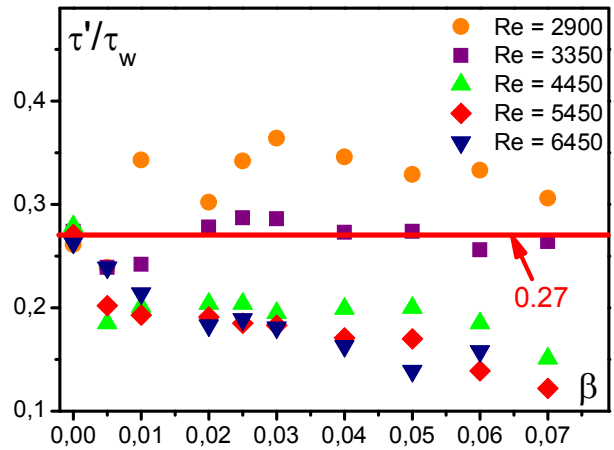


Рисунок 4.5. Пульсации напряжения трения на стенке

Чтобы определить истинное газосодержание φ , выделим некоторый цилиндрический объем газожидкостной смеси длиной H (расстояние между точками забора давления U-образным манометром) и диаметром равным внутреннему диаметру трубы d . Отметим внешние силы, действующие на этот объем жидкости: это сила трения на стенке канала - $F_g = \pi d H \tau_w$, сила тяжести - $F_g = m_L g = g(1 - \varphi) \rho_L \pi d^2 H / 4$ (плотность газовой фазы принимаем за ноль), и силы связанные с давлением жидкости выше и ниже выбранного объема - $F_p = \Delta P \pi d^2 / 4$, где ΔP – разность давлений в верхней и нижней части рассматриваемого объема жидкости. Среднерасходная скорость жидкости U_L неизменна, следовательно, выбранный объем жидкости движется без ускорения – сумма сил действующих на него равна нулю:

$$\frac{g(1 - \varphi) \rho_L \pi d^2 H}{4} - \pi d H \tau_w + \frac{\Delta P \pi d^2}{4} = 0 \quad (4.1)$$

Выразим из соотношения (4.1) истинное газосодержание:

$$\varphi = \frac{\Delta P \pi d^2 / 4 + g \rho_L H \pi d^2 / 4 - \pi d \tau_w}{g \rho_L H \pi d^2 / 4}. \quad (4.2)$$

Отметим, что первые два слагаемых в числителе правой части выражения:

$$\frac{\Delta P \pi d^2}{4} + \frac{g \rho_L H \pi d^2}{4} = \frac{\Delta P' \pi d^2}{4}, \quad (4.3)$$

где $\Delta P' = \rho_L g \Delta h$ - показания U-образного манометра, перепад давления на котором определяется не только скоростью жидкости, но и разностью средних плотностей воды в трубках манометра и газожидкостной смеси в рабочем канале. Таким образом, истинное газосодержание φ можно определить через измеряемые в эксперименте параметры $\Delta P'$ и τ_w следующим образом:

$$\varphi = \frac{\Delta P' d - 4 H \tau_w}{\rho_L g H d}. \quad (4.4)$$

Перепады давления $\Delta P'$ на манометре для исследуемых режимов течения представлены на Рисунке 4.6.

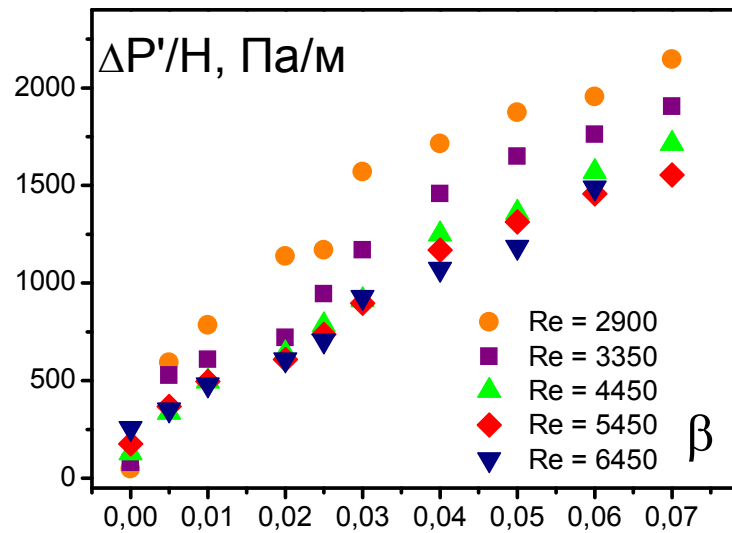


Рисунок 4.6. Падение давления на U-образном манометре

Таким образом, зависимость истинного газосодержания от расходных параметров фаз, рассчитанная согласно выражению (4.4), представлена на Рисунке 4.7. При всех параметрах течения ожидаемо $\varphi > \beta$. Диаметр пузырьков определен при автоматической обработке теневых изображений двухфазного потока, и находился в диапазоне от 1 до 3 мм, на Рисунке 4.8 представлены фотографии некоторых исследуемых режимов течения.

Одномерная модель потока дрейфа [28] используется в литературе для предсказания истинного газосодержания в двухфазных потоках:

$$\varphi = \frac{U_g}{C_0(U_g + U_L) + \langle \langle V_{gj} \rangle \rangle}, \quad (4.5)$$

где C_0 – параметр распределения, а $\langle \langle V_{gj} \rangle \rangle$ – приведенная скорость дрейфа газовой фазы, для определения которых в литературе существует множество корреляций. В исследованиях [227,228] показано, что данные параметры существенно зависят от расходов фаз и режима

течения. Значения C_0 и $\langle\langle V_{gj} \rangle\rangle$ для опускных пузырьковых течений из работ [29,33,34] представлены в Таблице 4.1.

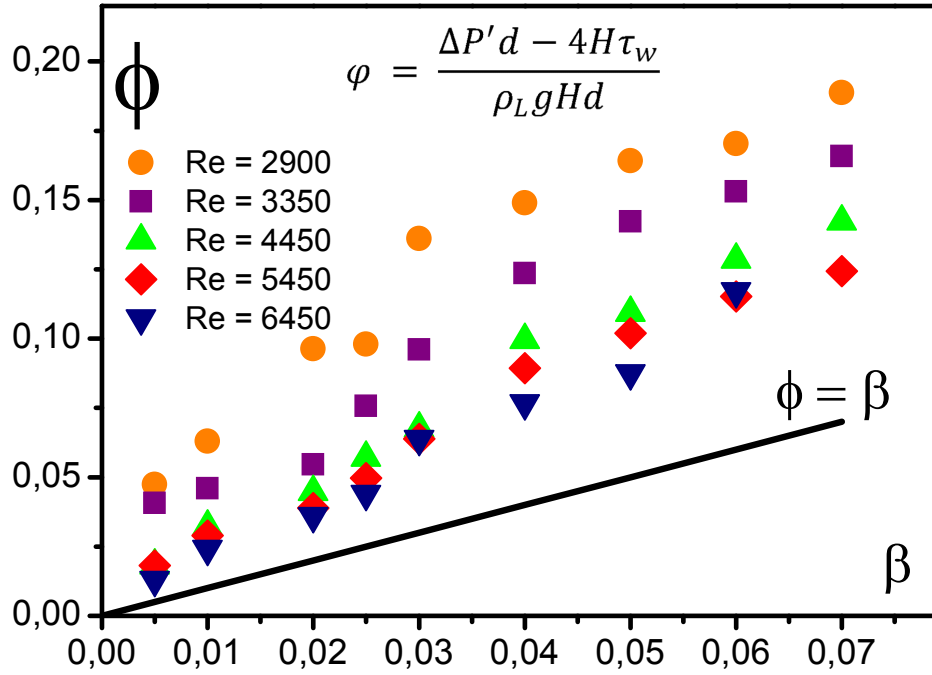


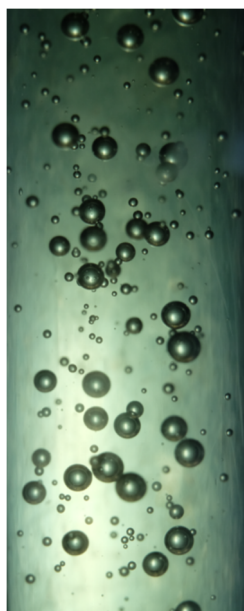
Рисунок 4.7. Истинное газосодержание

Таблица 4.1. Корреляции для параметров модели потока дрейфа

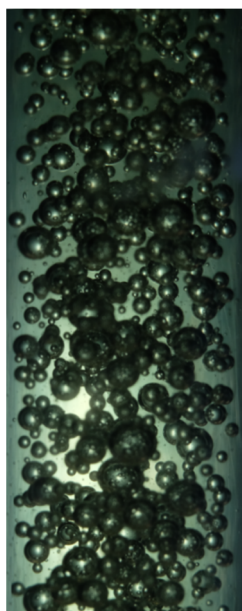
Авторы	C_0	$\langle\langle V_{gj} \rangle\rangle$
Clark and Flemmer, 1985a [29]	$1.521(1 - 3.67\varphi)$	$v_b(1 - \varphi)^{0.702}$
Goda et al., 2003 [33]	$\left(1.2 - 0.2\sqrt{\rho_g/\rho_L}\right)(1 - e^{-18\varphi})$	$\sqrt{2}\left(\frac{g\sigma(\rho_L - \rho_g)}{\rho_L^2}\right)^{1/4}$
Dong and Hibiki, 2021 [34]	$0.9 \exp\left(0.405\left(\frac{U_g}{0.9(U_L + U_g)}\right)^{1.5}\right) - \sqrt{\frac{\rho_g}{\rho_L}}\left(0.9 \exp\left(0.405\left(\frac{U_g}{0.9(U_L + U_g)}\right)^{1.5}\right) - 1\right)$	$\sqrt{2}\left(\frac{g\sigma(\rho_L - \rho_g)}{\rho_L^2}\right)^{1/4} (1 - \varphi)^{1.75}$

На Рисунке 4.9 можно увидеть результаты сравнения полученных в работе значений истинного газосодержания φ со значениями, рассчитанными на основе корреляций φ_c . Модели

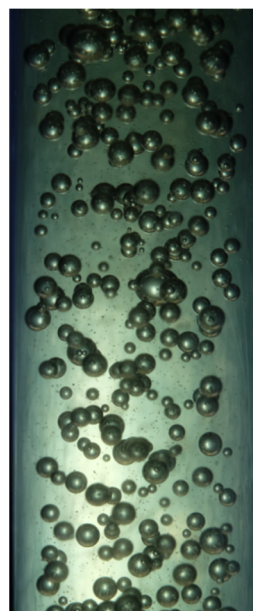
[29,33] показывают неудовлетворительное совпадение с экспериментальными данными во всем диапазоне исследуемых расходных параметров фаз. Более сложная современная модель [34] описывает экспериментальные результаты с неплохой точностью, но в зоне низких расходных газосодержаний и вблизи режима зависания газовой фазы ошибка расчетов все еще больше 20%.



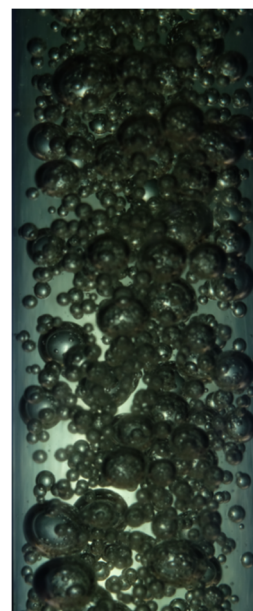
$Re = 6434, \beta = 0.5\%$



$Re = 6434, \beta = 7\%$



$Re = 2922, \beta = 0.5\%$



$Re = 2922, \beta = 7\%$

Рисунок 4.8. Фотографии пузырьковых течений.

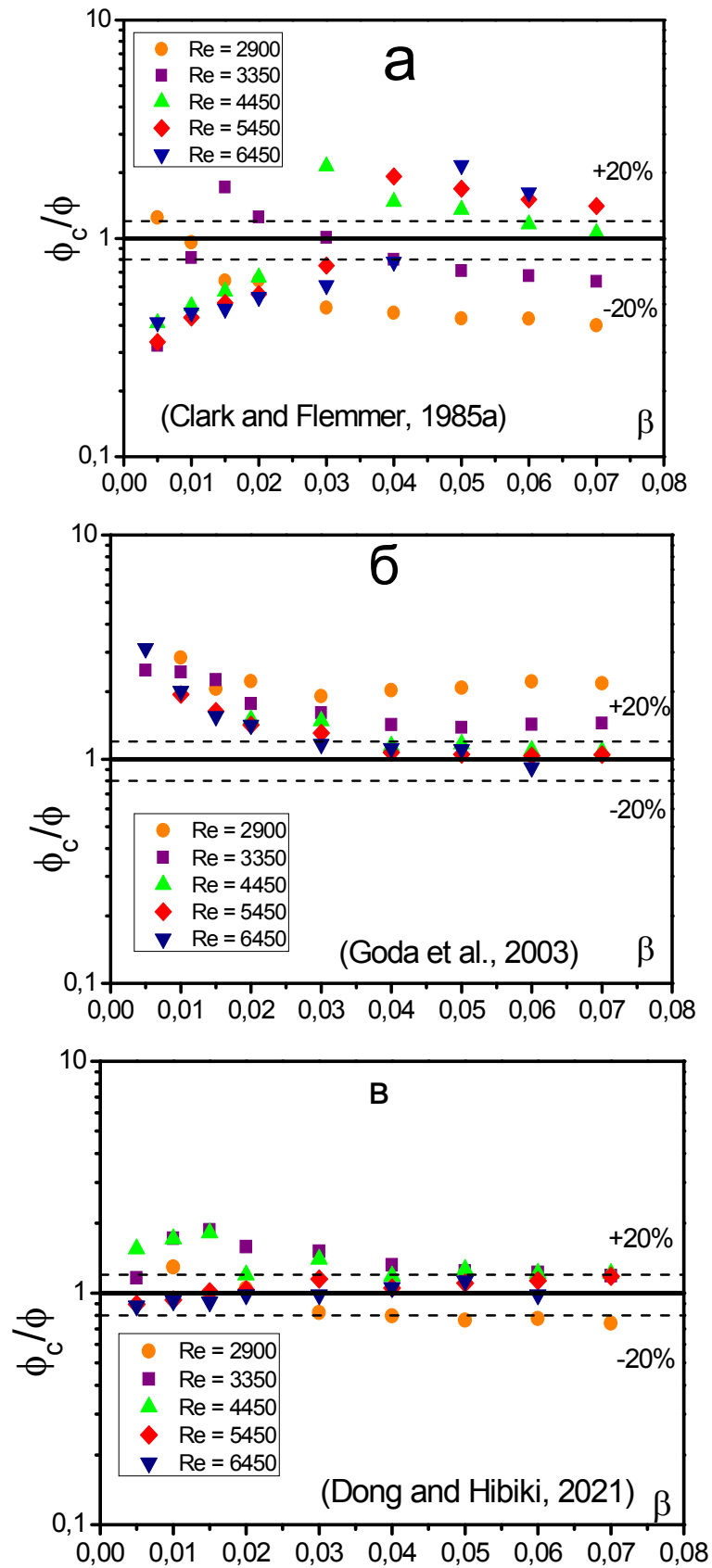


Рисунок 4.9. Сравнение экспериментальных данных с корреляциями: (а) Clark Flemmer, 1985 [29]; (б) Goda et al., 2003 [33]; (в) Dong and Hibiki, 2021 [34].

4.3. Опускное пузырьковое течение при докритических числах Рейнольдса

Эксперимент проводился на канале с внутренним диаметром 20 мм. Измеренные профили локального газосодержания приведены на Рисунке 4.10. R – радиус канала, y – расстояние от его стенки. Вблизи стенки существует кольцевая область чистой жидкости, свободная от пузырей газа. Эта область хорошо видна при визуальном наблюдении потока. При малых значениях расходного газосодержания профиль α имеет колоколообразную форму. При увеличении β профили имеют примерно постоянное значение в центральной части трубы. При наибольших значениях β профиль локального газосодержания имеет небольшой локальный максимум при промежуточном значении радиуса, что более четко видно на Рисунке 4.10 а, б. Аналогичное поведение профилей локального газосодержания отмечено в работах, выполненных в развитом турбулентном режиме [47].

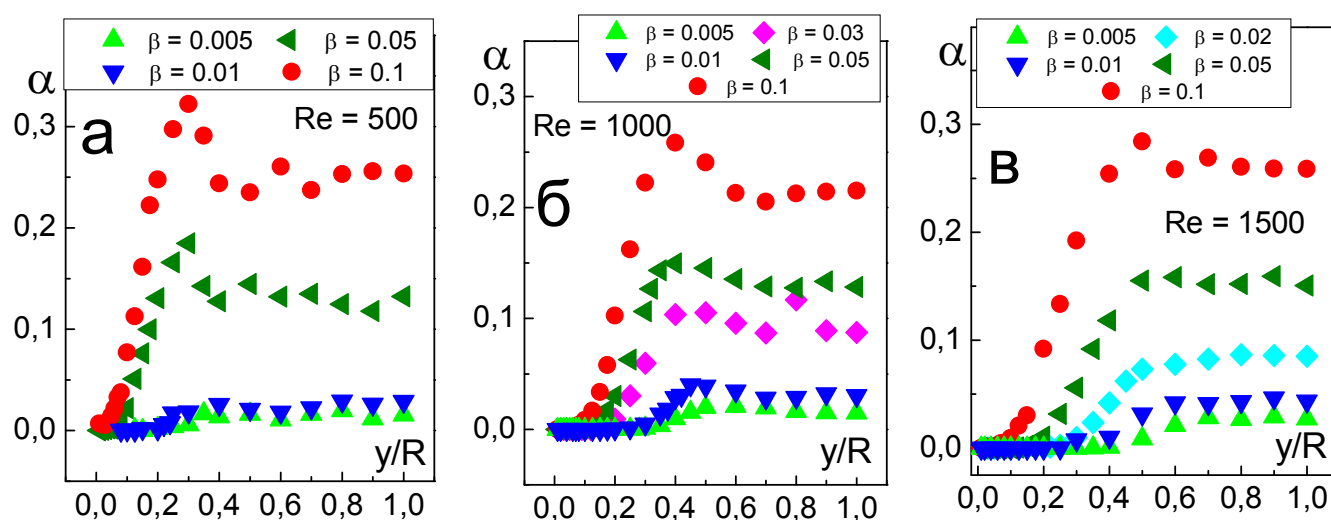


Рисунок 4.10. Профили локального газосодержания. а – $Re = 500$; б – $Re = 1000$; в – $Re = 1500$.

На Рисунке 4.11 приведены измеренные профили скорости жидкости в двухфазном потоке. По оси ординат отложено отношение локальной продольной компоненты скорости жидкости u к скорости жидкости в однофазном потоке в центре канала u_1 . Для сравнения приведены также однофазные параболические профили скорости ($\beta = 0$). Видно, что даже малая добавка газовой фазы приводит к существенной деформации профилей скорости, выражающейся в их выполаживании. В центральной части трубы значения скорости жидкости близки к постоянным. В то же время возникает максимум скорости при промежуточном значении радиуса, который более выражен при больших значениях β . Происходит также существенное возрастание градиента скорости в пристенной зоне.

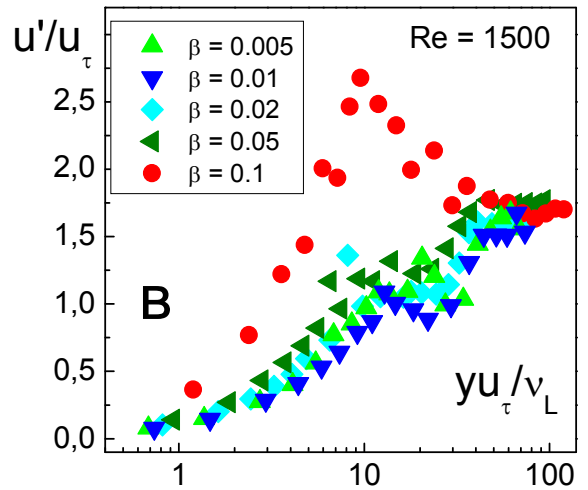
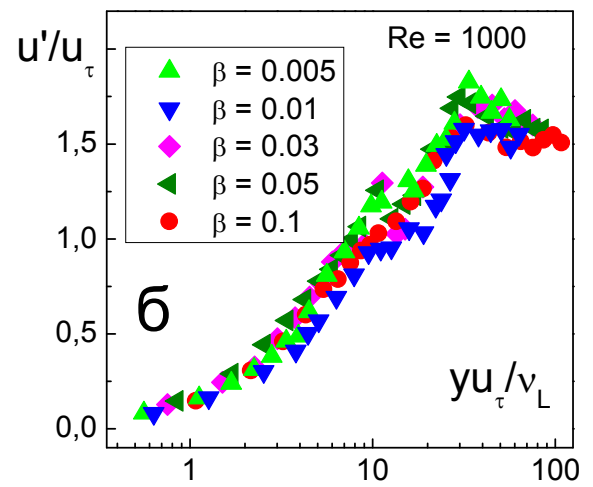
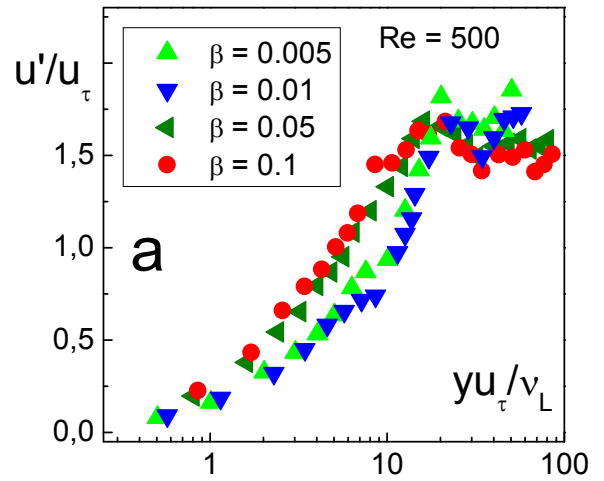
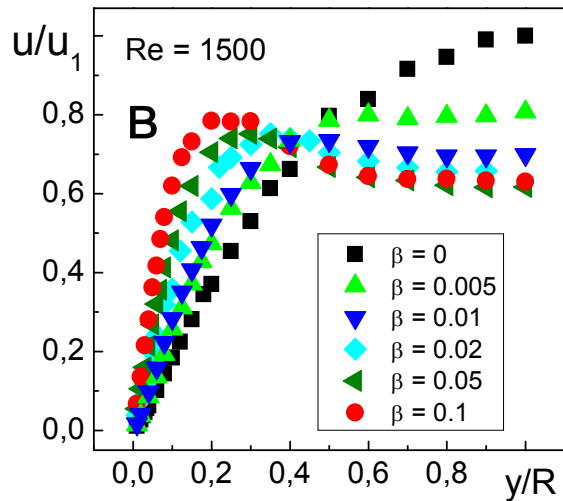
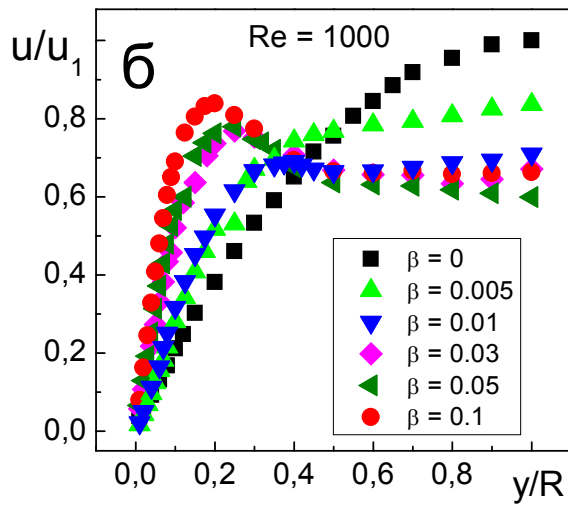
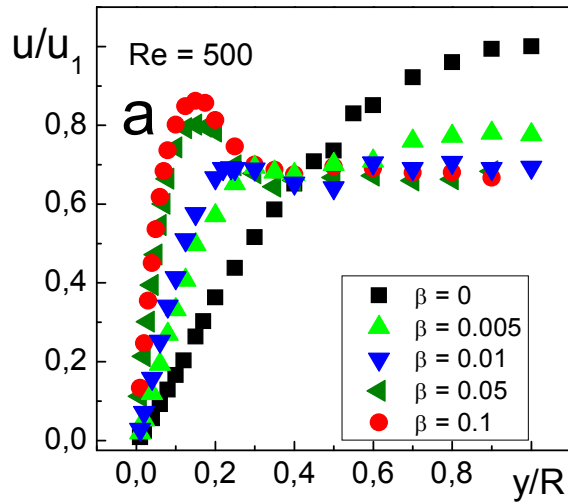


Рисунок 4.11. Профили скорости. а – $Re = 500$; б – $Re = 1000$; в – $Re = 1500$.

Рисунок 4.12. Профили пульсаций скорости в координатах закона стенки. а – $Re = 500$; б – $Re = 1000$; в – $Re = 1500$.

Измеренные значения среднеквадратичных пульсаций скорости жидкости u' приведены на Рисунке 4.12. Данные приведены в полулогарифмических координатах закона стенки [229].

Такое представление применяется для анализа турбулентных течений. $u_\tau = (\tau_w/\rho_L)^{1/2}$ – динамическая скорость, вычисленная по измеренным значениям напряжения трения на стенке. Видно, что профили пульсаций скорости близки при существенно различных значениях β . Максимальные значения отношения u'/u_τ лежат в диапазоне от 1.5 до 2, что близко к соответствующим значениям для однофазного турбулентного течения в трубах [229]. Таким образом, динамическая скорость является адекватным масштабом для пульсаций скорости жидкости в псевдотурбулентном пузырьковом течении.

Проинтегрировав профили локального газосодержания по площади канала, можно найти истинное газосодержание в потоке $\phi = \frac{2\pi \int_0^R \alpha(r) r dr}{\pi R^2}$, где r – текущий радиус. Следует отметить, что согласно исследованию [216], величина истинного газосодержания полученная таким методом ниже реальной на 3.2 – 15.7%. Значения ϕ при различных расходах фаз представлены на Рисунке 4.13. Как и в предыдущем параграфе, измеренные значения истинного газосодержания сравниваются с расчетными ϕ_c , вычисленными по корреляциям на основе модели потока дрейфа (Рисунок 4.14). Большие расхождения моделей и эксперимента наблюдаются в зоне малых расходных газосодержаний.

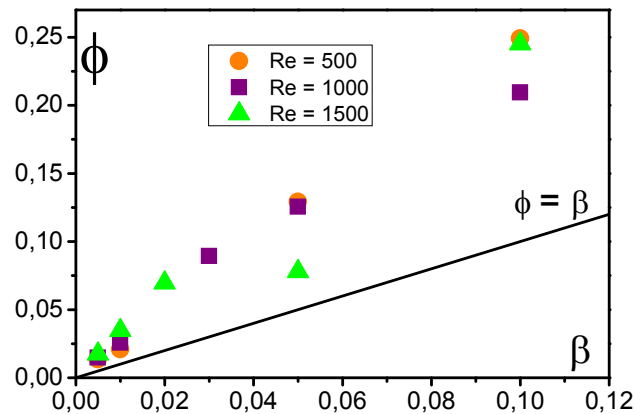


Рисунок 4.13. Истинное газосодержание.

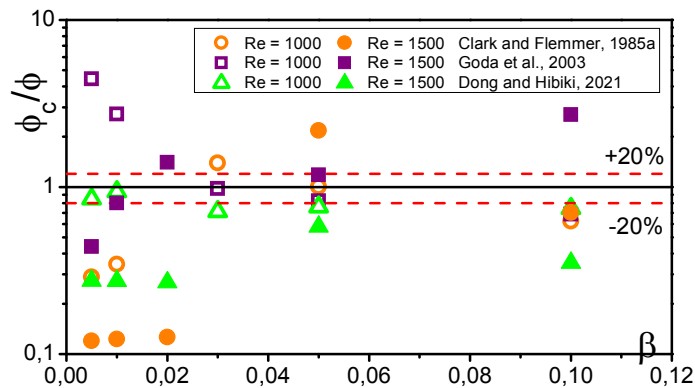


Рисунок 4.14. Сравнение экспериментальных данных с корреляциями: Clark Flemmer, 1985 [29]; Goda et al., 2003 [33]; Dong and Hibiki, 2021 [34].

На основе измеренных профилей локального газосодержания и напряжения трения на стенке (Рисунок 4.15) были рассчитаны профили напряжения трения в потоке.

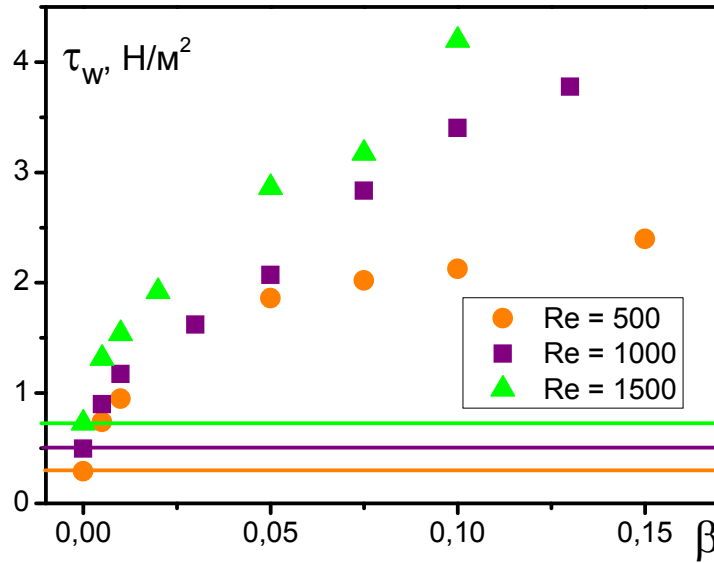


Рисунок 4.15. Напряжение трения на стенке канала.

Использовалось балансное соотношение, приведенное в работе [89]:

$$\tau = \tau_w \left(\frac{r}{R} \right) - \frac{1}{2} r g [\bar{\rho} - \rho_i(r)], \quad (4.6)$$

где $\bar{\rho} = \rho_L(1 - \varphi) + \rho_g \varphi$ – средняя плотность газожидкостной смеси, а $\rho_i(r) = \rho_L(1 - \alpha(r)) + \rho_g \alpha(r)$ – локальная (усредненная по времени) плотность газожидкостной смеси. На Рисунке 4.16 видно, что введение газовой фазы приводит к значительной деформации распределения трения даже при малых значениях расходного газосодержания.

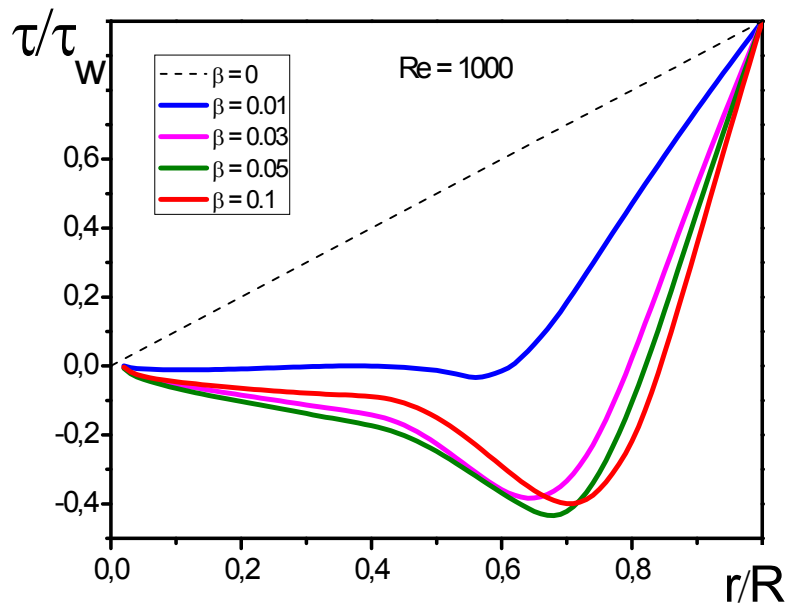


Рисунок 4.16. Касательное напряжение по сечению трубы.

Это связано с дифференциальной плавучестью, вызванной неравномерным распределением газовой фазы по сечению трубы. В центральной части трубы значения трения становятся близкими к нулю и даже отрицательными. Этим качественно объясняется выполаживание профилей скорости жидкости в центральной зоне. В результате градиент скорости жидкости в пристенной области возрастает.

Следует отметить, что эффект влияния малых добавок газовой фазы на характеристики пузырькового газожидкостного течения был отмечен ранее. В частности, в работе [230] в экспериментах в наклонном канале показано значительное увеличение напряжения трения на стенке и теплообмена при малых расходных газосодержаниях.

Как показано выше, во всяком случае, в условиях ненулевой гравитации, когда присутствует относительное движение дисперсной и несущей фаз, невозможна реализация пузырькового течения без пульсаций. При росте расходов фаз происходит непрерывный переход от чисто ламинарного течения к псевдотурбулентному и затем к развитому турбулентному. Как отмечено в настоящем исследовании, а также, например, в работе [159], невозможно провести различие между псевдотурбулентным режимом и развитым турбулентным, во всяком случае, по простейшим осредненным и пульсационным характеристикам потока. Аналогичный эффект наблюдается при течении тонких пленок жидкости [231]. Ламинарное течение существует только при малых числах Рейнольдса, при увеличении числа Рейнольдса имеется обширная область волнового течения с интенсивными пульсациями толщины пленки, трения на стенке и скорости жидкости. Далее происходит переход к развитому турбулентному режиму. Выделить четко границу между волновым и турбулентным режимами невозможно.

Выводы к Главе 4

- Напряжение трения в опускном пузырьковом течении вблизи режима зависания газовой фазы больше чем в однофазном. Относительные пульсации напряжения трения в опускном пузырьковом течении вблизи режима зависания газовой фазы больше чем в однофазном на 20%, что не типично для опускных течений.
- Измеренные значения перепада давления и напряжения трения на стенке позволили получить значения истинного газосодержания исходя из баланса сил.
- Показано, что современные корреляции, основанные на модели потока дрейфа, с большой погрешностью предсказывают истинное газосодержание в опускных пузырьковых течениях при малых расходах фаз.
- Гидродинамическая структура опускного пузырькового течения при докритических числах Рейнольдса качественно подобна структуре опускного течения в развитом турбулентном режиме.
- Основным механизмом, определяющим деформацию профилей скорости жидкости, является изменение распределения напряжения трения по сечению трубы, вызванное дифференциальной плавучестью из-за неравномерного распределения газовой фазы по сечению.
- Динамическая скорость, построенная по измеренным значениям напряжения трения на стенке, является адекватным масштабом для псевдогтурбулентных пульсаций скорости жидкости, вызванных относительным движением пузырей газа.

Результаты исследований, представленные в Главе 4, опубликованы в работах [232,233].

5. Пузырьковое течение в сборке стержней

5.1. Описание экспериментальной установки и рабочих участков

Принципиальная схема экспериментальной установки изображена на Рисунке 5.1. Установка представляет собой замкнутый по жидкости и разомкнутый по газу контур. Из насоса 1 рабочая жидкость подается в канал 2, представляющий собой оргстеклянную трубу квадратного сечения шириной 40 мм и длиной 1800 мм. В канале при помощи четырех дистанцирующих решеток удерживаются 9 стержней диаметром 9.1 мм. В один из стержней монтируется измерительное оборудование.

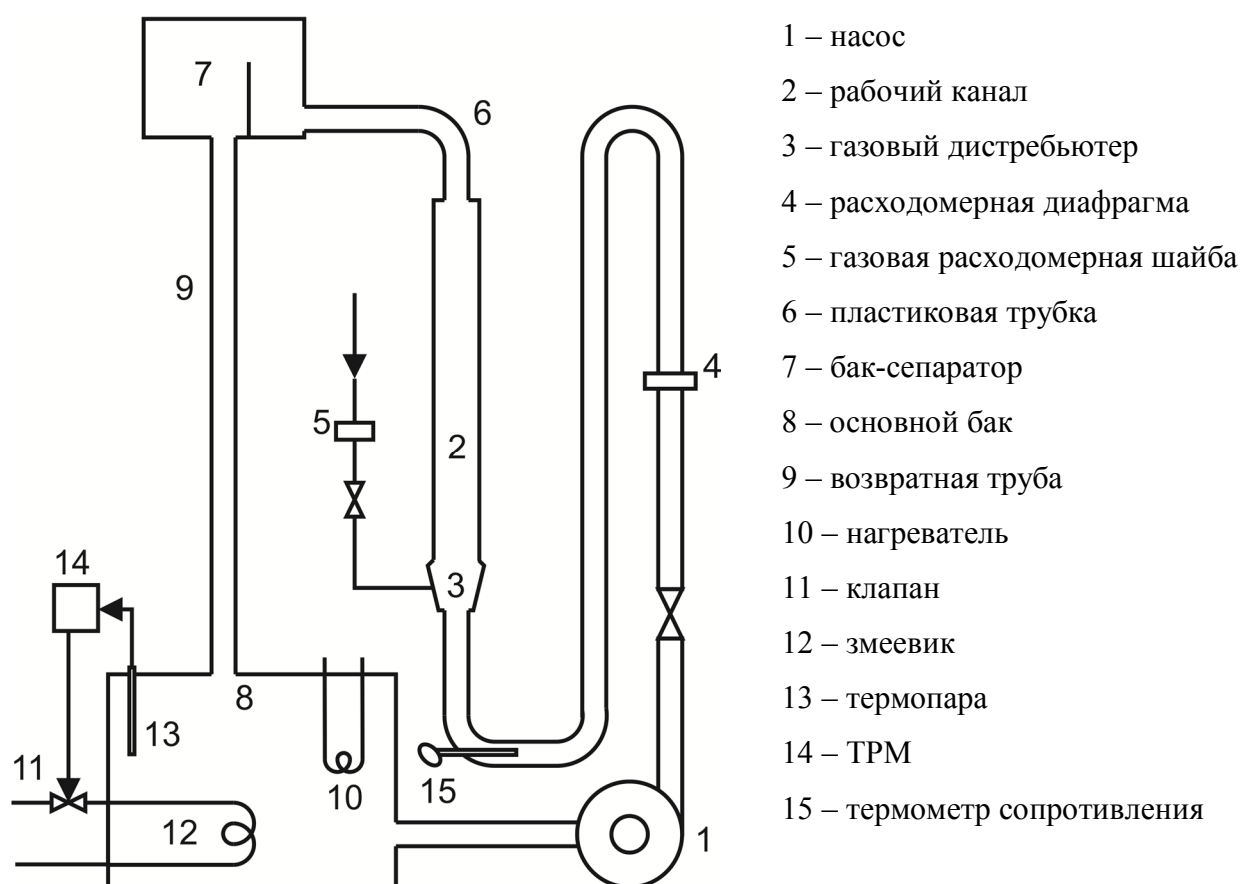


Рисунок 5.1. Схема экспериментальной установки.

Схема рабочего канала и его поперечного сечения приведена на Рисунке 5.2. В нижней части канала установлен газовый инжектор 3, генерирующий пузыри. Газожидкостный смеситель представлял собой форкамеру внутренним диаметром 150 мм в которую через 17 капилляров внутренним диаметром 0.2 мм подавался газ. Можно считать, что в смесителе происходит свободный отрыв пузырей от капилляров, так как скорость жидкости мала. Расход жидкости определялся по перепаду давления на расходомерной диафрагме 4.

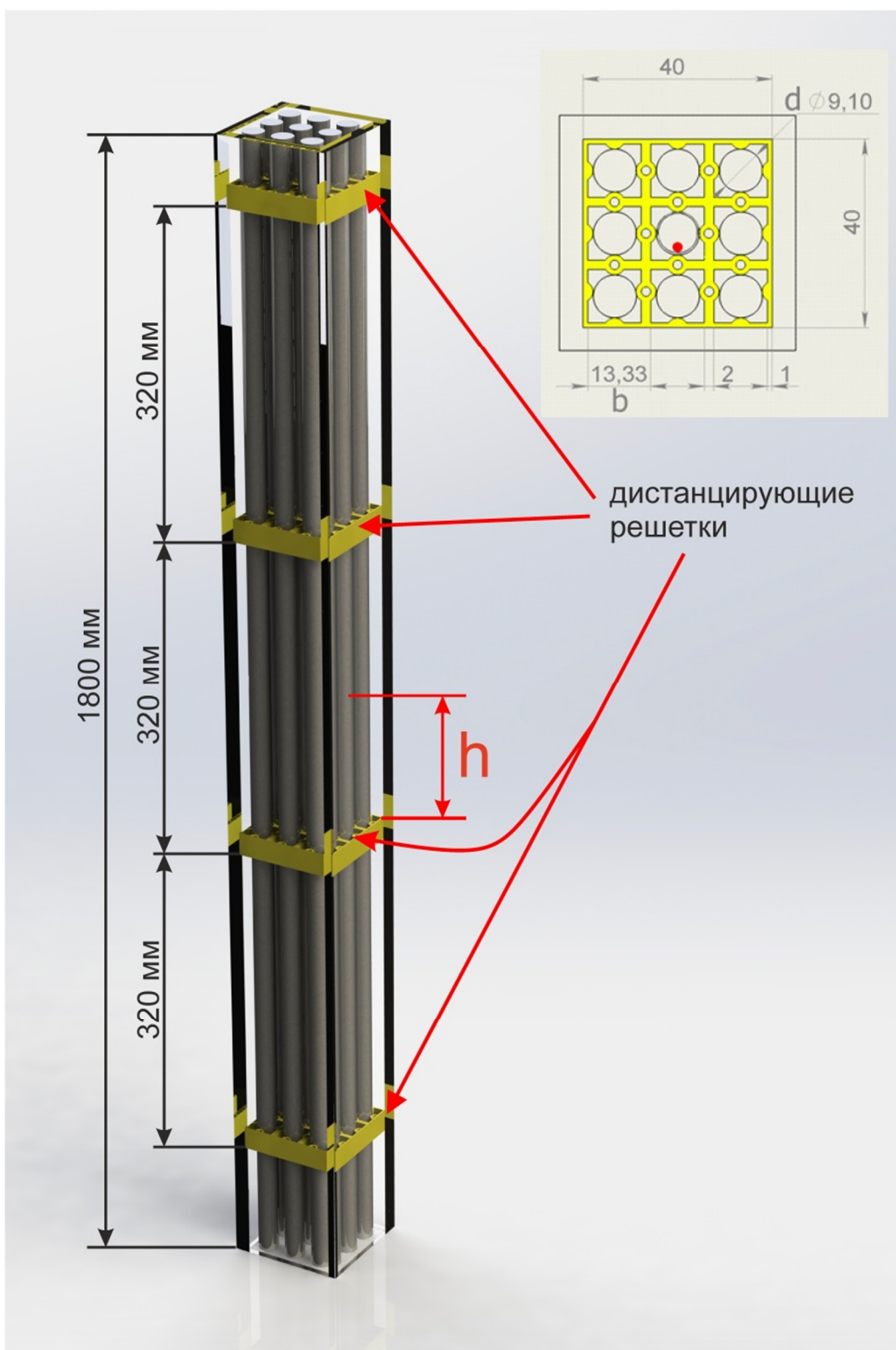


Рисунок 5.2. Схема рабочего участка

Перепад давления измерялся дифференциальным преобразователем давления Метран 100 ДД. Предварительная калибровка расходомерной диафрагмы осуществлялась весовым методом. Расход газа так же определяется по перепаду давления на расходомерной диафрагме 5, перепад давления измеряется преобразователем давления Метран 100 ДД.

Калибровка расходомерной диафрагмы производилась при помощи барабанного счетчика газа с водяным затвором (ГСБ – 400). Газожидкостная смесь с выхода рабочего канала через гибкую пластиковую трубу 6 подавалась в бак-сепаратор 7, где происходило разделение фаз. Далее жидкость сливалась в основной бак 8 по возвратной трубе 9. При помощи системы термостабилизации, состоящей из нагревателя 10, клапана 11, змеевика 12, термопары 13 и измерителя-регулятора 2ТРМ1 14, температура жидкости в баке поддерживалась постоянной и равной $22 \pm 0.1^\circ\text{C}$. Для контроля температуры жидкости на входе в рабочий канал, в трубу вмонтирован термометр сопротивления (ДТС105ЭД6-50М.В3.80) 15.

Эксперимент проводился при приведенных скоростях жидкости U_L от 0.4 до 1 м/с, что соответствует числам Рейнольдса $Re = 4000 - 11000$ ($Re = \rho_L U_L D_h / \eta_L$). Гидравлический диаметр определялся как отношение четырех площадей сечения канала к его периметру $D_h = 4S/P = 9.7$ мм. В процессе эксперимента среднерасходное газосодержание β варьировалось в диапазоне от 3 – 10%.

Теплообменный участок

Для исследования теплообмена использовался участок (Рисунок 5.3), представляющий собой тонкостенную трубку из нержавеющей стали внутренним диаметром $d_r = 9$ мм и с толщиной стенки 0.5 мм. К внутренней поверхности трубки плотно прижат миниатюрный ($2 \times 2 \times 1$ мм) платиновый резистивный датчик температуры (700-102ВАА-В00) с сопротивлением 1 кОм при температуре 0°C . Методика определения коэффициента теплообмена описана во второй главе диссертации. Трубку можно перемещать вверх и вниз, изменяя расстояние от датчика до дистанцирующей решетки лежащей ниже по потоку. Таким образом, можно определить влияние дистанцирующей решетки на теплообмен в потоке. Датчик ориентирован по углу в соответствии с Рисунком 5.4. Расстояние от нижнего конца нагревателя до датчика температуры составляло 420 мм (43.3 калибра). В [185] показано, что длину термического начального участка l_t для кольцевого канала (с обогревом внутренней стенки) при турбулентном течении можно выразить через внутренний d_i и внешний d_e диаметры канала следующим образом: $l_t/D_h \approx 10(d_i/d_e)^{0.43}$. Что бы оценить l_t для сборки, примем d_i равным диаметру стержня (9,1 мм), а $d_e = 13.9$ мм рассчитывается, что бы гидравлический диаметр кольцевого канала совпадал с гидравлическим диаметром сборки. Таким образом, для исследуемой сборки стержней при $l_t/D_h > 33$ наступает участок стабилизированного теплообмена.

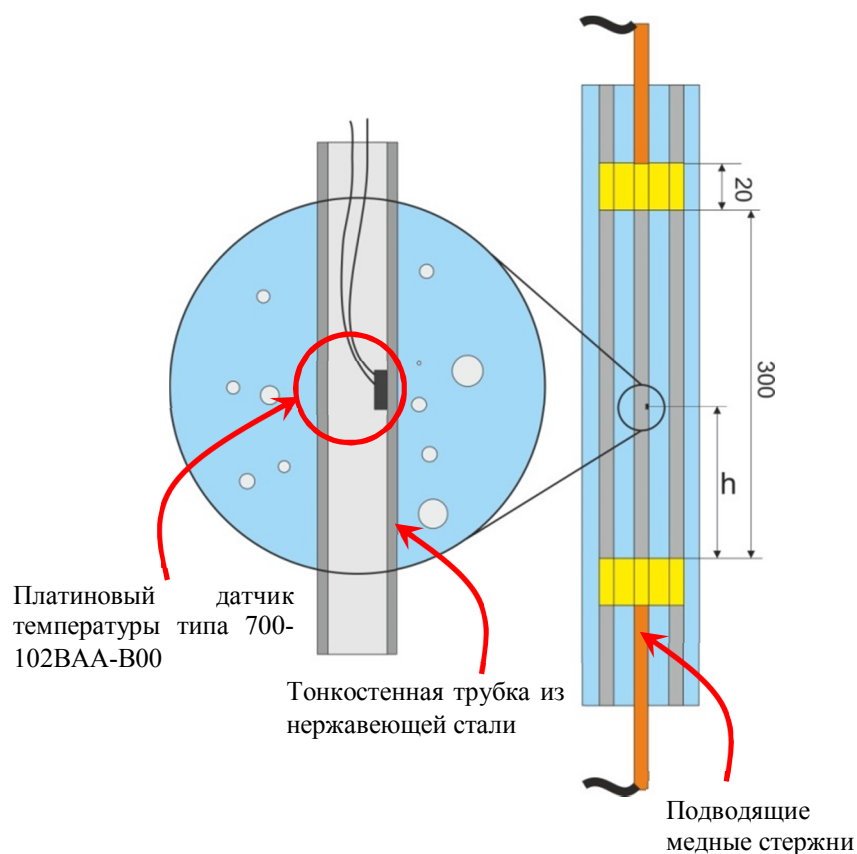


Рисунок 5.3. Схема рабочего участка для исследования теплообмена. Размеры указаны в миллиметрах.

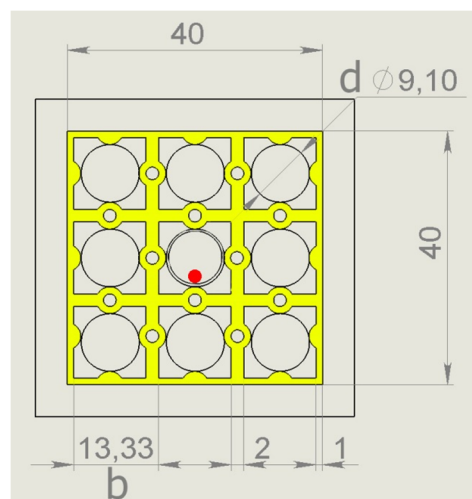


Рисунок 5.4. Схема сечения канала. Красной точкой отмечено положение резистивного датчика температур. Размеры указаны в миллиметрах. Желтым цветом обозначена дистанцирующая решетка.

Для проверки методики и измерительной системы были проведены измерения в однофазном потоке на большом удалении датчика от дистанцирующей решетки. Результаты

(Рисунок 5.5) показали соответствие интенсивности теплообмена с корреляцией Вейсмана для однофазного потока в сборке стержней [234]:

$$Nu_0 = (0.042 \cdot b/d_r - 0.024) Re^{0.8} Pr^{0.33}, \quad (5.1)$$

где b – расстояние между центрами стержней в сборке, d_r – диаметр стержня, $Pr = \frac{\eta_L c_p}{\kappa_L} = 6.5$ – число Прандтля. Отклонение экспериментальных данных от теоретической кривой не превышает 5%.

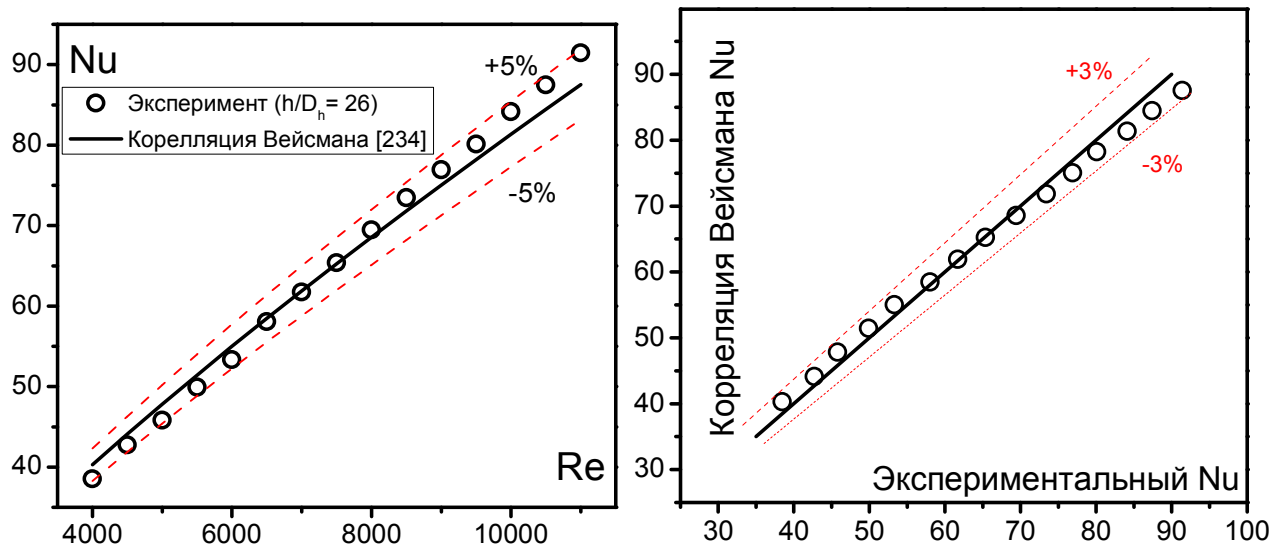


Рисунок 5.5. Сравнение теплообмена в однофазном потоке с корреляцией Вейсмана [234].

Участок для измерения напряжения трения

Измерение напряжения трения на стенке проводилось при помощи электродиффузионного метода. Основы метода изложены во второй главе диссертации.

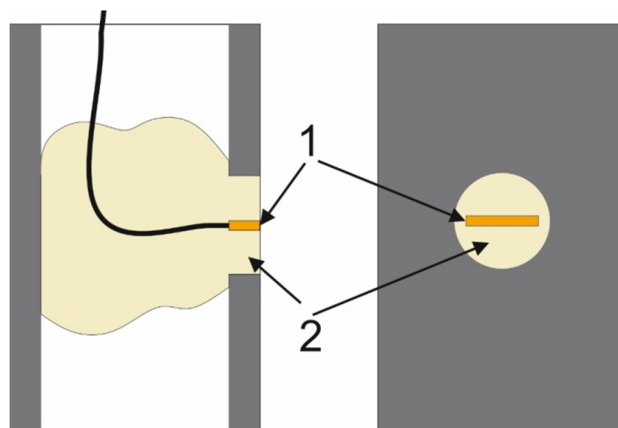


Рисунок 5.6. Схема рабочего участка для измерения напряжения трения на стенке стержня. 1 – электродиффузионный датчик, выполняющий роль катода; 2 – эпоксидная смола, изолирующая катод от анода; Трубка выполняла роль анода.

Электрохимический датчик для измерения напряжения трения на стенке стержня в сборке представляет собой кусочек платиновой фольги толщиной 50 микрон и шириной 1 мм, вклеенный в стенку трубки и заподлицо зашлифованный с ней. Датчик ориентирован широкой стороной поперек направления течения. Схема рабочего участка представлена на Рисунке 5.6. Датчик играет роль катода, анодом выступает сам стержень сборки, в который вмонтирован датчик. Эпоксидная смола при помощи, которой датчик вклеен в трубку, так же играет роль изолятора между катодом-датчиком и анодом-трубкой. Отношение площадей датчика и анода составляет примерно 10^{-6} , что обеспечивает малость влияния процессов на аноде на ток датчика. Данный рабочий участок устанавливался как центральный стержень сборки.

Из-за большого количества параметров определяющих геометрию сборок, весьма сложно найти надежные экспериментальные данные о напряжении трения на поверхности стержней в сборках при однофазном течении с актуальной для данной работы геометрией. В связи с этим для калибровки датчика трения в верхней части рабочего канала располагалась дополнительная секция в виде кольцевого канала установленного соосно с центральным стержнем сборки. Внешний диаметр канала составлял 21 мм роль внутренней трубки выполнял центральный стержень сборки. Для калибровки датчик из сборки перемещался вверх в центр кольцевого канала. Трение на внутренней стенке кольцевого канала согласно работе [235] принималось равным:

$$\tau_i = \frac{\lambda}{8} \rho_L U_L^2 \frac{d_m^2 - d_i^2}{d_i(d_e - d_i)}, \quad (5.2)$$

где λ – гидравлическое сопротивление в кольцевом канале, U_L – среднерасходная скорость жидкости, d_m – диаметр линии максимальной скорости, d_i – внутренний, d_e – внешний диаметр кольцевого канала. Гидравлическое сопротивление вычислялось в соответствии с работой [236] из соотношения:

$$\frac{1}{\sqrt{\lambda}} = 2 \log_{10}(\text{Re}\sqrt{\lambda}) - 0.8, \quad (5.3)$$

а диаметр линии максимальной скорости d_m определялся в по формуле Ленга [237]:

$$d_m = \frac{(d_e - d_i)}{1 + \left(\frac{d_i}{d_e}\right)^{-0.343}} + d_i. \quad (5.4)$$

Сигнал, полученный с электродиффузионного датчика, усиливался и передавался на АЦП, после чего данные записывались при помощи персонального компьютера в файлы формата .txt. Полученные массивы данных обрабатывались при помощи программного обеспечения написанного в среде MatLab. Калибровка датчика проводилась перед и после основного эксперимента. Эксперимент считался удачным, если коэффициенты двух калибровок

совпадали с достаточной точностью, в противном случае результаты отбраковывались. Пример калибровочной зависимости изображен на Рисунке 5.7.

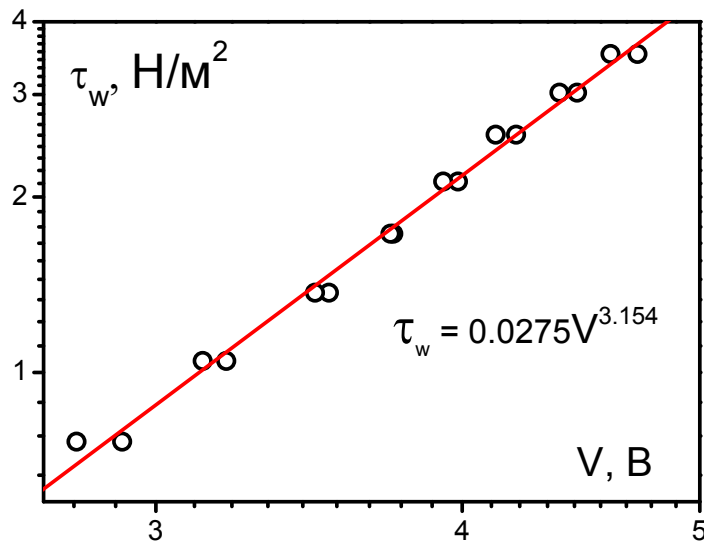


Рисунок 5.7. Калибровка датчика трения в кольцевом канале

Локальное газосодержание

Локальное газосодержание измерялось миниатюрным датчиком скорости типа «лобовая точка». Основные положения данного метода описаны во второй главе диссертации. Датчик представлял собой проволочку диаметром 50 мкм, покрытую изоляцией. Через отверстие в одном из ТВЭЛов сборки под углом 15° проволочка подавалась в рабочий канал как показано на Рисунке 5.8. Державка датчика закреплялась на координатном устройстве, установленном над рабочим каналом, с помощью которого датчик мог перемещаться вдоль своего направления, изменяя координату чувствительного кончика поперек потока. Чувствительным элементом

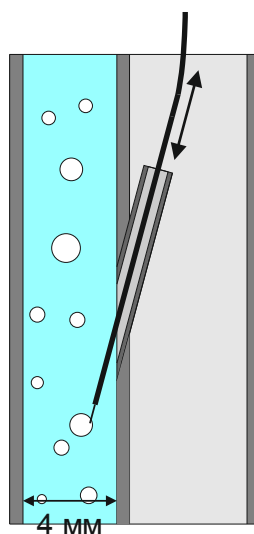


Рисунок 5.8. Схема участка для измерения локального газосодержания.

датчика являлся торец проволоки не покрытый изоляцией. Датчик включался в электрическую цепь как катод (в роли анода выступал стержень, через который датчик вводился в поток) и мог перемещаться от стенки стержня, в котором был установлен, до стенки противоположного стержня сборки. В роли рабочей жидкости выступал электролит так же описанный во второй главе. Проведены три серии экспериментов, при которых датчик вводился в поток через угловой и боковой и центральный стержни. Таким образом, измерение локального газосодержания проводились на линиях соединяющих центральный и угловой, центральный и боковой стержни, а так же в зоне вокруг центрального стержня сборки, как показано на Рисунке 5.9. Такой способ позволил проводить измерения вблизи стенок стержней и в узком зазоре между ними.

Время измерения в одной точке составляло 60 секунд. Сигнал, полученный с датчика, передавался на АЦП, после чего данные записывались при помощи персонального компьютера в файлы формата .txt с частотой 4 кГц. Полученные массивы данных обрабатывались при помощи программного обеспечения написанного в среде MatLab.

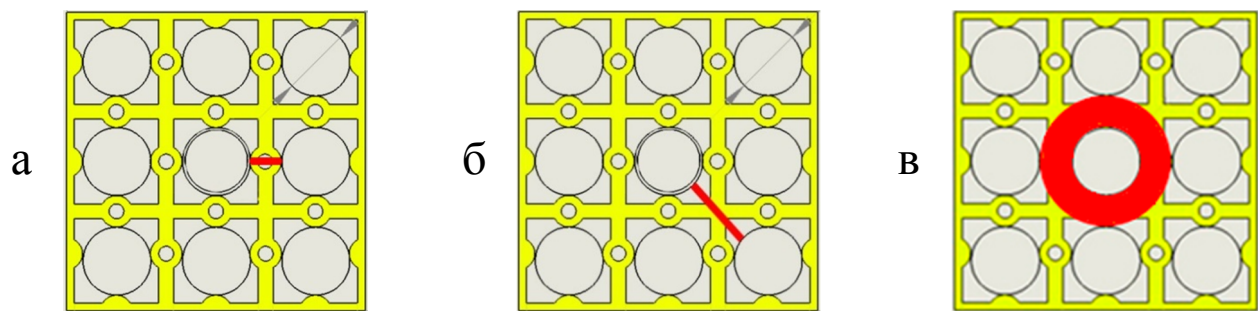


Рисунок 5.9. Схема сечения канала. Области измерения локального газосодержания отмечены красным.

5.2. Результаты экспериментов

5.2.1. Теплообмен

На Рисунке 5.10 представлены результаты измерений теплообмена в зависимости от числа Рейнольдса для различных расходных газосодержаний. Датчик температуры находился на 250 мм ($h/D_h = 25.77$) выше дистанцирующей решетки. По оси ординат отложено отношение Nu/Nu_0 , где Nu_0 – число Нуссельта в однофазном потоке в соответствующем режиме. Видно, что наибольшее влияние на теплообмен газовая фаза оказывает при малых числах Рейнольдса и это влияние существенно возрастает с увеличением газосодержания. Примечательно, что при больших числах Рейнольдса, интенсивность теплообмена не стремится к значению в однофазном потоке, а больше него на 20 – 30%.

На Рисунке 5.11 приведен аналогичный график, но для случая, когда датчик находился на 60 мм ($h/D_h = 6.19$) выше дистанцирующей решетки. Видно, что влияние решетки на интенсификацию теплообмена является подавляющим, по сравнению с влиянием дисперсной фазы.

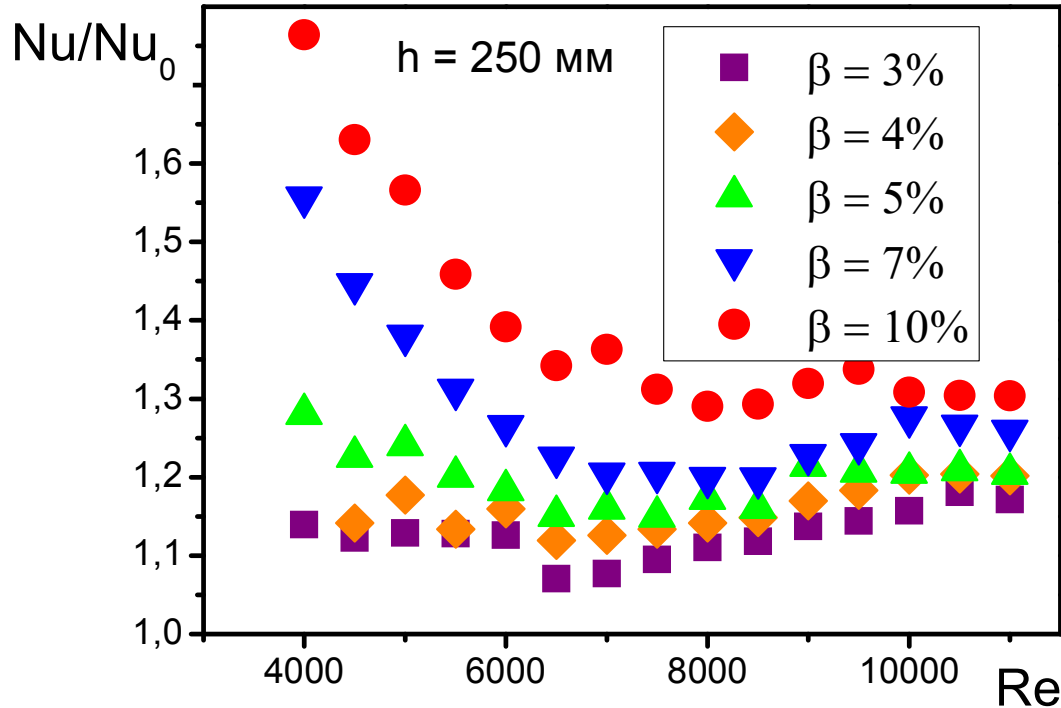


Рисунок 5.10. Зависимость отношения Nu/Nu_0 от числа Рейнольдса при различных газосодержаниях. Расстояние до дистанцирующей решетки 250 мм.

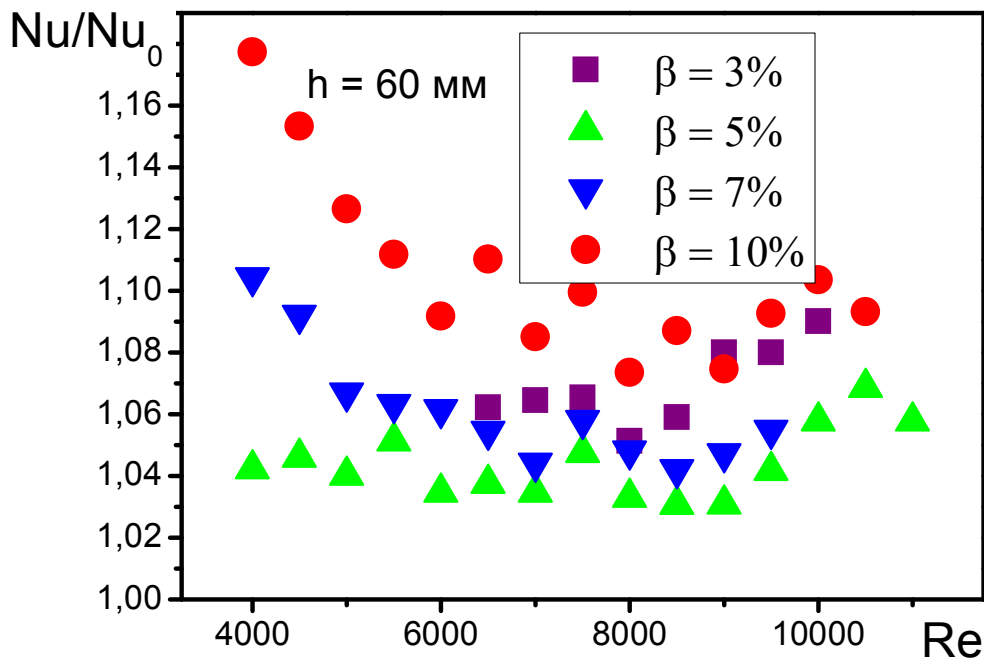


Рисунок 5.11. Зависимость отношения Nu/Nu_0 от числа Рейнольдса при различных газосодержаниях. Расстояние до дистанцирующей решетки 60 мм.

Зависимость безразмерного коэффициента теплоотдачи от расстояния до дистанцирующей решетки представлена на Рисунке 5.12.

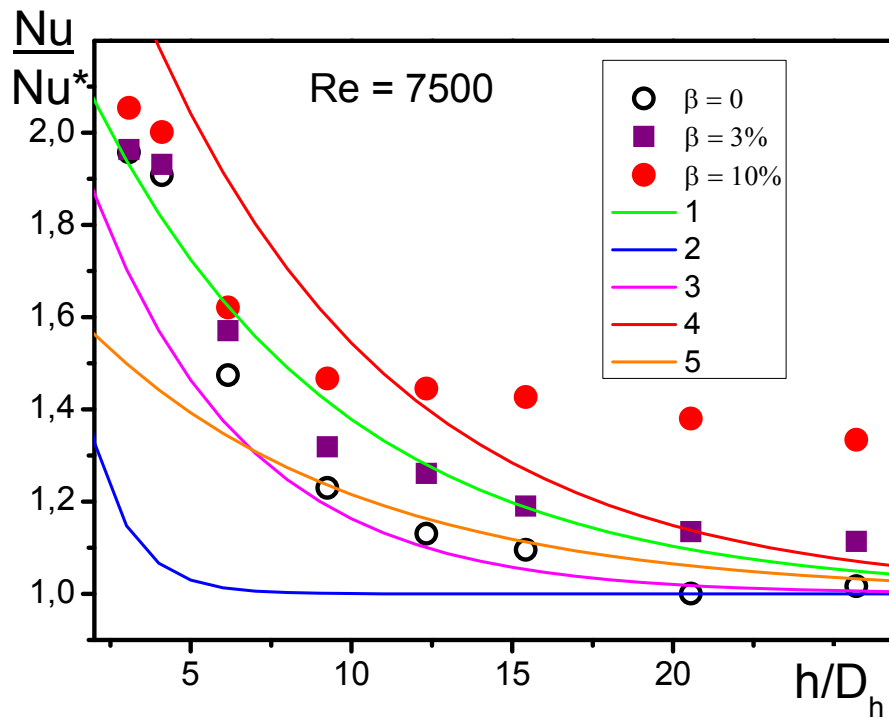


Рисунок 5.12. Зависимость коэффициента теплообмена от приведенного расстояния от решетки при различных газосодержаниях.

Полученные результаты сравниваются с корреляциями для однофазного потока, приведенными в Таблице 5.1.

Таблица 5.1. Корреляции, показывающие влияние дистанцирующей решетки на теплообмен в однофазном потоке.

№	Источник	Корреляция	Ссылка
1	[182]	$Nu/Nu^* = 1 + 5.55 \cdot \varepsilon^2 e^{-0.13(h/D_h)}$	(5.6)
2	[238]	$Nu/Nu^* = 1 + 6.5 \cdot \varepsilon^2 e^{-0.8(h/D_h)}$	(5.7)
3	[239]	$Nu/Nu^* = 1 + 456.4 \cdot Re^{-0.5} \varepsilon^2 e^{-7.31 \cdot 10^{-6} Re^{1.15}(h/D_h)}$	(5.8)
4	[240]	$Nu/Nu^* = 1 + (3.58 + 10^{-5} Re) \varepsilon^{0.47 \cdot \ln(Re) - 3.32} e^{-0.13(h/D_h)}$	(5.9)
5	[241]	$Nu/Nu^* = 1 + 2.86 \cdot \varepsilon^2 e^{-0.12(h/D_h)}$	(5.10)

Nu^* – значение числа Нуссельта в однофазном потоке без влияния дистанцирующей решетки (в работе [178] показано, что на расстоянии $h/D_h > 22$ от дистанцирующей решетки ее

влияние на теплообмен пренебрежимо мало), а $\varepsilon = 0.5$ – отношение площади затеняемой решеткой к площади сечения канала. Корреляция (5.8) наилучшим образом описывает экспериментальные данные для однофазного случая. В двухфазном видно, что при удалении от решетки вклад газовой фазы в интенсификацию теплообмена возрастает и превышает 40% в случае $\beta = 10\%$.

Приведенные в данном разделе результаты были опубликованы в работах [242,243].

5.2.2. Локальное газосодержание

При помощи датчика проводимости типа «лобовая точка» было получено распределение локального газосодержания вокруг центрального стержня сборки (Рисунок 5.13).

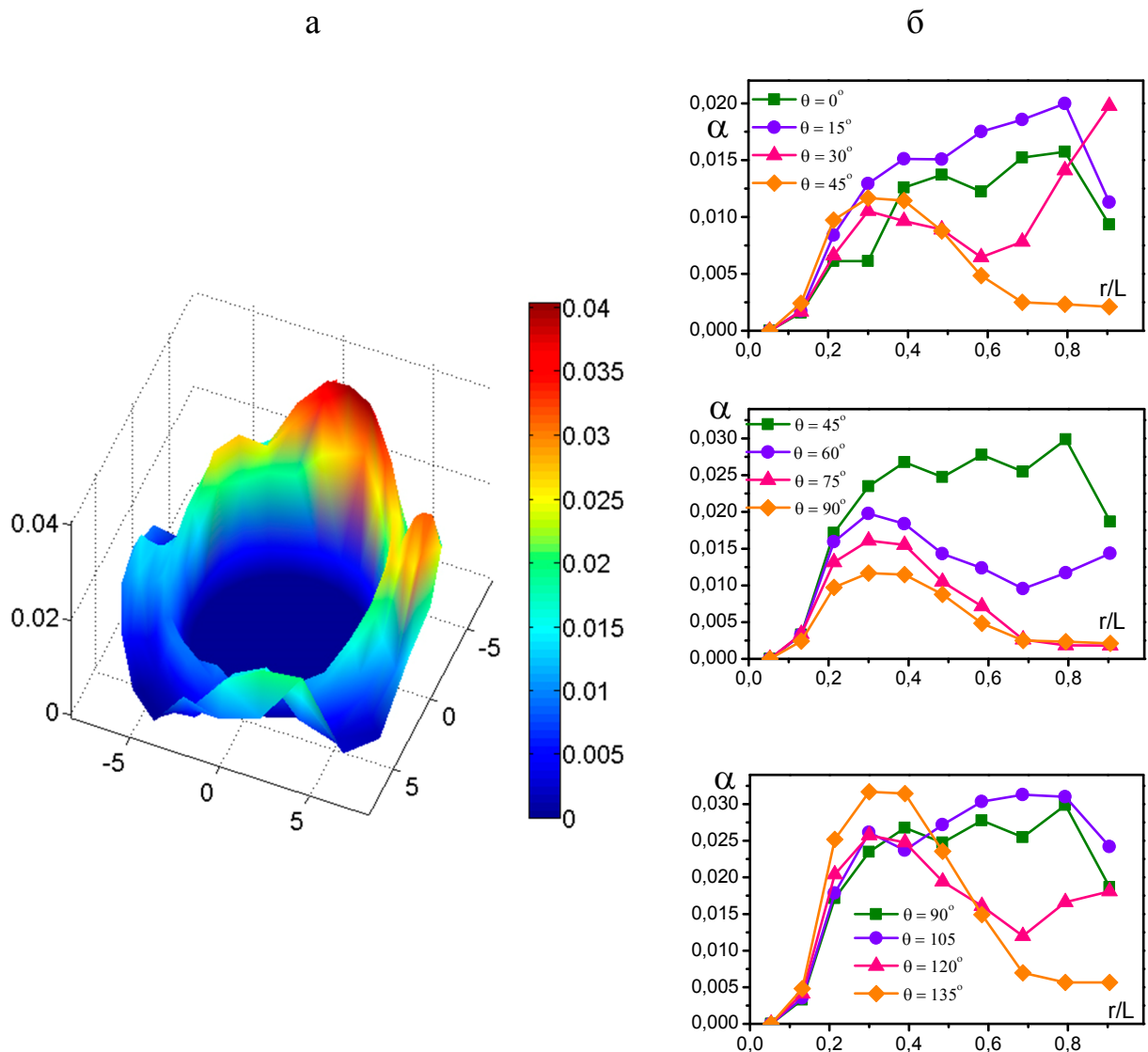


Рисунок 5.13. Локальное газосодержание вокруг центрального стержня сборки; а – эпюра распределения газосодержания; б – сечения распределения по углам кратным 15° .

Видно, распределение газовой фазы не имеет аксиальной периодичности соответствующей симметрии сечения сборки (Рисунок 5.13 а). Отсутствие аксиальной симметрии в восходящем пузырьковом потоке в трубах круглого сечения наблюдалось ранее, например, в работе [153]. На Рисунке 5.13 б представлены сечения распределения газовой фазы по углам кратным 15° . Видно, что, несмотря на отсутствие количественного совпадения значений локального газосодержания при шаге 90° , наблюдается качественное соответствие структуры профилей газосодержания. Это проще увидеть, усреднив профили газосодержания (Рисунок 5.14). Видно, что в узком зазоре между стержнями газовая фаза располагается в щели, в то время как в ячейке сборки наблюдается максимум значения газосодержания у стенки канала и его убывание к середине субканала.

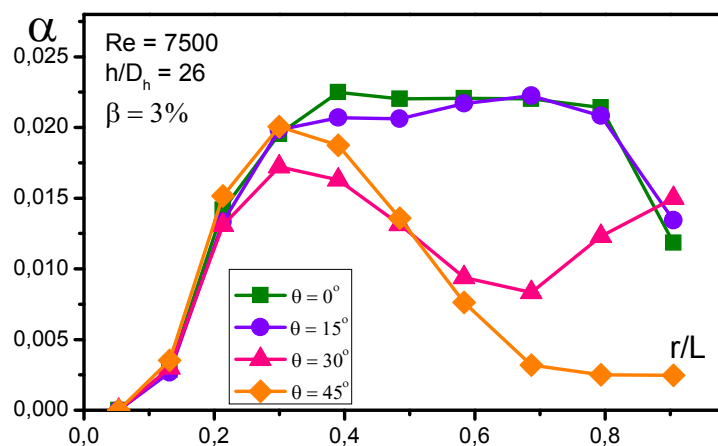


Рисунок 5.14. Профили локального газосодержания усредненные по углам кратным 90° .

Что бы подробнее исследовать разницу профилей локального газосодержания в различных зонах сборки были проведены измерения локального газосодержания на линиях соединяющих центральный и боковой, а так же центральный и угловой стержни сборки, как показано на Рисунках 5.9 а, б. При этом, исследовались сечения канала как на удалении от дистанцирующей решетки, так и вблизи нее.

На Рисунке 5.15 представлено распределение локального газосодержания в узком зазоре между стержнями. Вблизи к дистанцирующей решетке распределение имеет колоколообразный профиль, но при удалении от решетки оно становится более заполненным, а при больших числах Рейнольдса и малых газосодержаниях появляется минимум газосодержания в центральной части зазора. На Рисунке 5.16 показаны распределения локального газосодержания между центральным и угловым стержнем. Вблизи дистанцирующей решетки наблюдается, как и в предыдущих случаях, колоколообразный профиль. Но при удалении от дистанцирующей решетки реализуются седлообразные профили газосодержания.

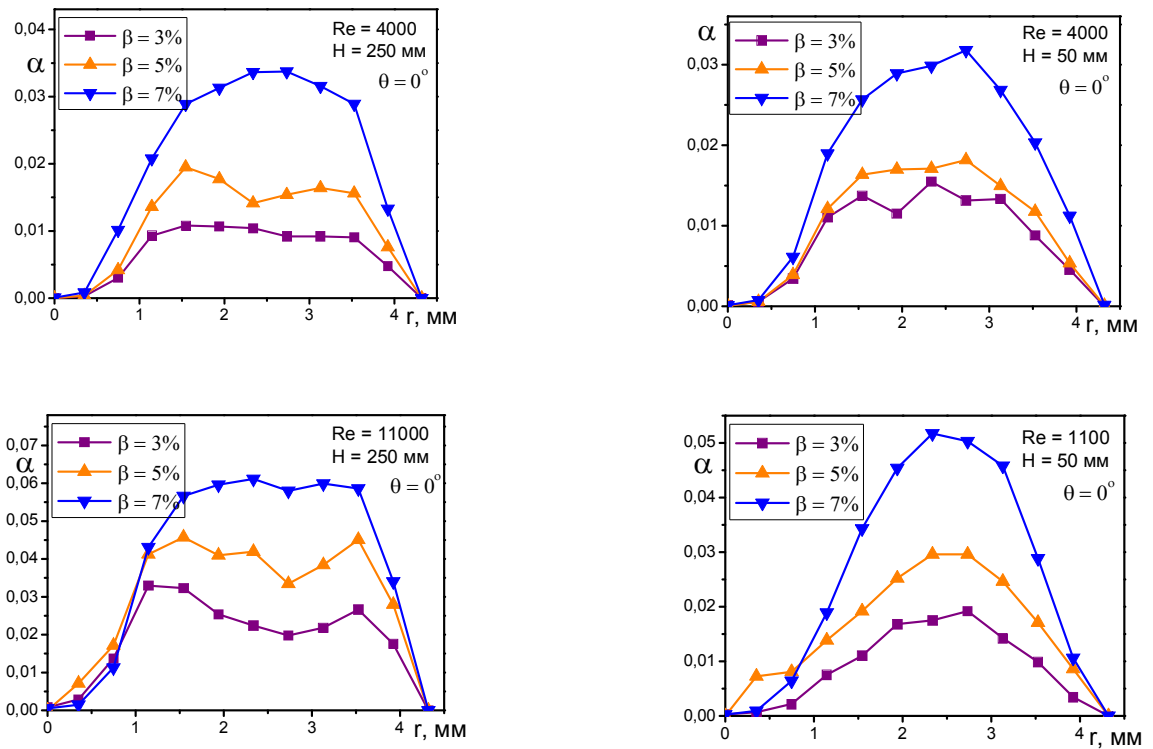


Рисунок 5.15. Распределение локального газосодержания ($\theta = 0^\circ$).

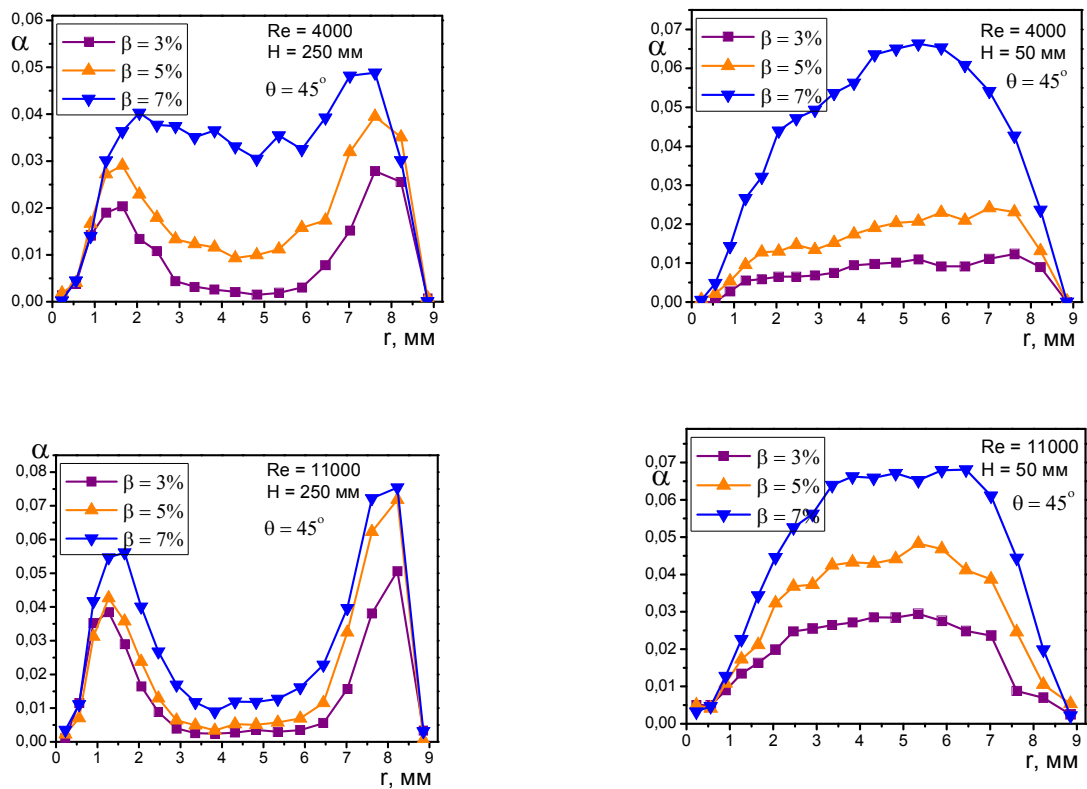


Рисунок 5.16. Распределение локального газосодержания ($\theta = 45^\circ$).

При этом максимумы распределения становятся более выраженными при увеличении числа Рейнольдаса и уменьшении газосодержания. Картина распределения газовой фазы на удалении от решетки в первую очередь связана с ее дисперсностью. Если размер пузыря сопоставим с величиной зазора, по которому он движется, то распределение будет колоколообразным, если пузырек достаточно мал по сравнению с размером подканала, то распределение будет седлообразным. Такое поведение характерно для восходящих пузырьковых течений [74] и, возможно, связано с зигзагообразной траекторией всплытия пузырька. Распределения пузырьков по размерам, полученные при помощи датчика локального газосодержания, представлены на Рисунке 5.17. Средние диаметры пузырьков варьируются в диапазоне от 1.5 до 2.2 мм.

Результаты данного раздела опубликованы в работе [244].

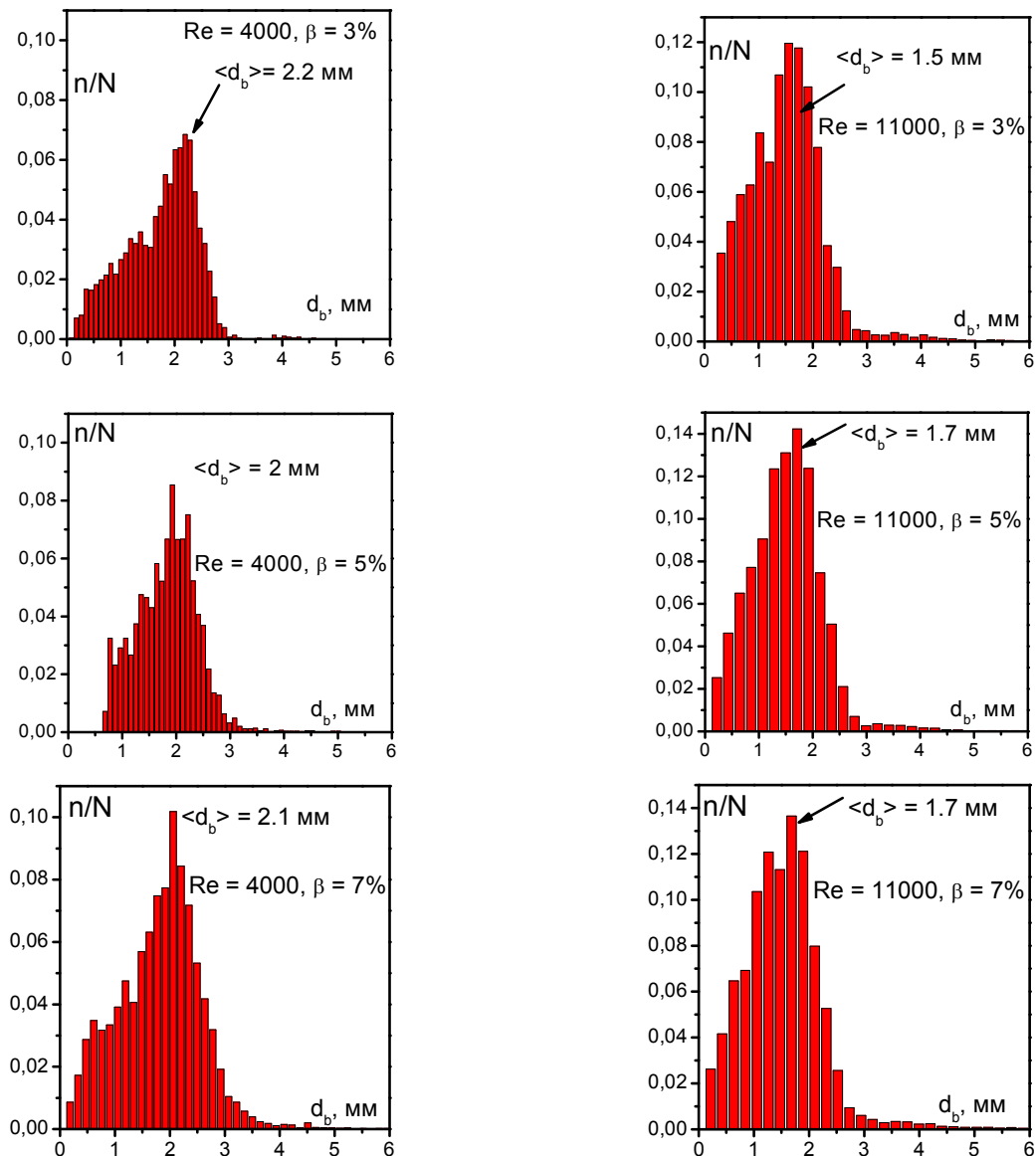


Рисунок 5.17. Распределение пузырьков по размерам на удалении от дистанцирующей

решетки.

5.2.3. Напряжение трения

Эксперимент проводился при различных газосодержаниях ($\beta = 0, 3\%, 5\%$) и одном расходе жидкости, соответствующем приведенной скорости $U_L = 0.69$ м/с и числу Рейнольдса $Re = 7500$. Измерения проводились при различных расстояниях датчика от дистанцирующей решетки и двух ориентациях датчика по углу (0° и 45°), как показано на Рисунке 5.18.

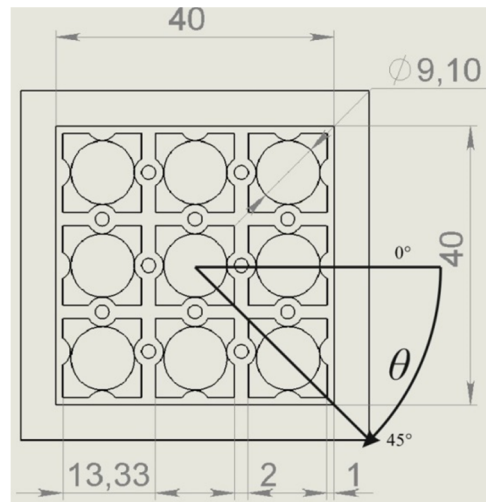


Рисунок 5.18. Схема ориентации электродиффузионного датчика.

На Рисунке 5.19 представлены результаты измерений напряжения трения на стенке центрального стержня сборки при различных расходах фаз и угловых ориентациях датчика для различного удаления датчика от дистанцирующей решетки.

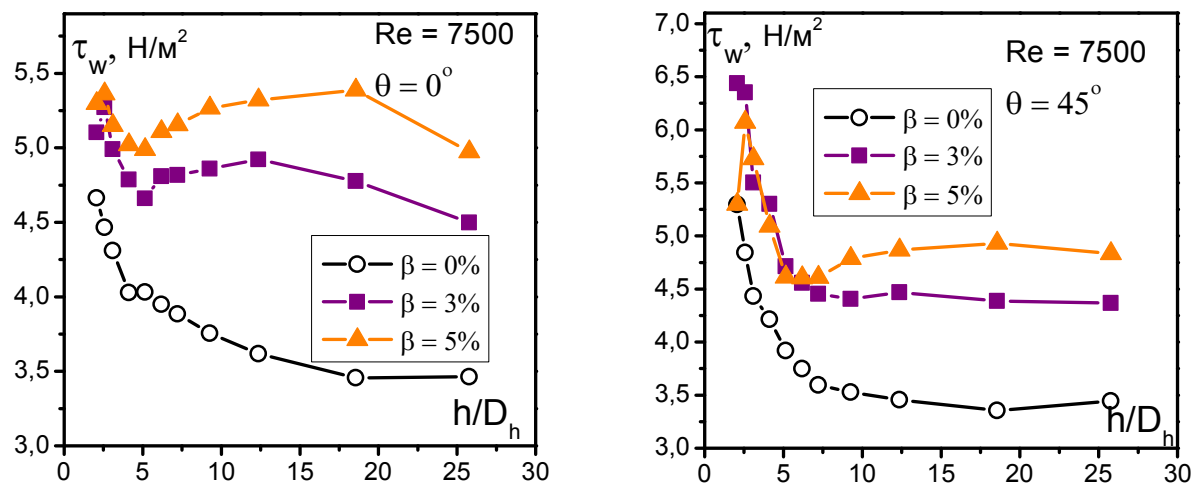


Рисунок 5.19. Локальное напряжение трения на стенке центрального стержня сборки при различных расстояниях от дистанцирующей решетки.

Существенное увеличение значения напряжения трения наблюдается сразу за дистанцирующей решеткой. Далее величина τ_w быстро убывает при увеличении расстояния между датчиком и решеткой от 50 до 100 мм. При дальнейшем удалении датчика от решетки напряжение трения в однофазном потоке продолжает медленно уменьшаться, выходя на постоянное значение. При этом на удалении от решетки течение имеет весьма симметричный вид – величины τ_θ при различных углах θ слабо отличаются. Зависимость τ_w от h при пузырьковом режиме течения имеет более сложный существенно немонотонный вид, и большее отличие по углу.

Пульсаций напряжения трения определялись как среднеквадратичное отклонение. Результаты измерения пульсаций напряжения трения τ'_w представлены на Рисунке 5.20. В случае однофазного потока пульсации ведут себя так же, как и средняя величина – быстро убывают с увеличением расстояния до дистанцирующей решетки. Добавление газовой фазы приводит к существенному росту пульсаций. Так же для двухфазного потока наблюдается необычное поведение - ярко выраженный минимум пульсаций на расстоянии 30 – 50 мм от решетки и максимум на удалении 150-200 мм. При удалении от решетки течение принимает осесимметричный вид.

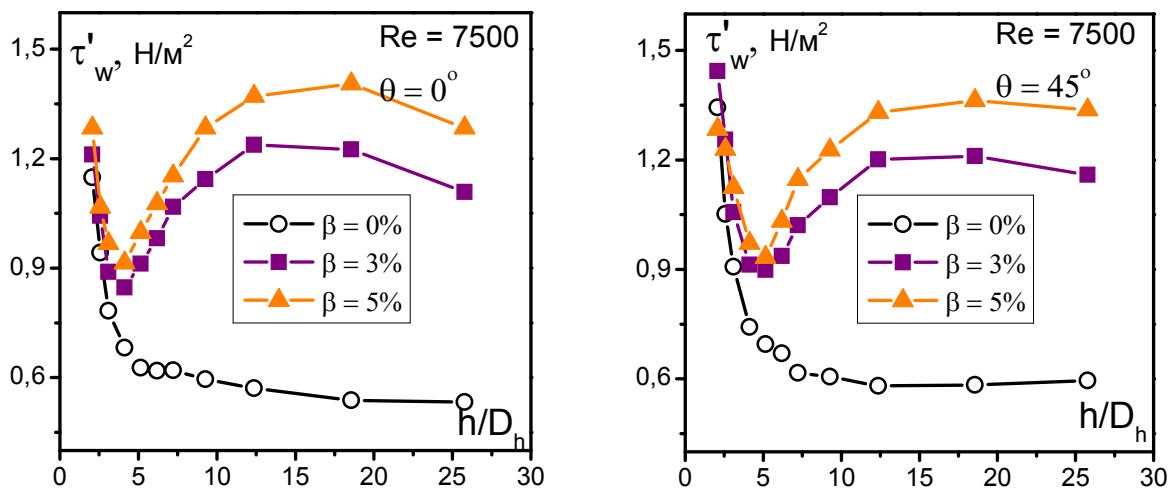


Рисунок 5.20. Пульсации напряжения трения на стенке центрального стержня сборки при различных расстояниях от дистанцирующей решетки.

Дистанцирующая решетка существенно меняет структуру потока. В области решетки поперечное сечение канала значительно сужено, что приводит к ускорению потока жидкости. Эти струи жидкости и приводят к существенному росту пульсаций и напряжения трения вблизи решетки. С удалением от решетки скорость жидкости уменьшается и на некотором расстоянии начинает соответствовать невозмущенному потоку.

Для объяснения не монотонности зависимости напряжения трения и пульсаций напряжения трения от расстояния до дистанцирующей решетки необходимо сопоставить эту зависимость с особенностями распределения газовой фазы в различных зонах сборки (Рисунок 5.21). Как было показано выше, вблизи дистанцирующей решетки профили газосодержания имеют куполообразную форму и пузыри концентрируются в центре ячейки сборки, в связи с этим вклад газовой фазы в интенсификацию турбулентных пульсаций в пристенной зоне стержней невелик. При удалении от решетки происходит перестроение профиля газосодержания к седлообразному и газовая фаза концентрируется в узкой зоне вблизи стержня, что объясняет происходящий при этом рост пульсаций напряжения трения.

При обработке сигналов датчика трения были получены спектры турбулентных пульсаций в пристенной зоне центрального стержня сборки (Рисунок 5.22). Показано, что как в однофазном потоке, так и в области вблизи дистанцирующей решетки с ростом частоты наблюдается затухание по закону близкому к Колмогоровскому ($-5/3$), в то время как на удалении от решетки в пузырьковом (в зоне которая соответствует седлообразному профилю газосодержания) практически весь спектр можно описать законом (-1) .

Результаты данного раздела опубликованы в работе [245].

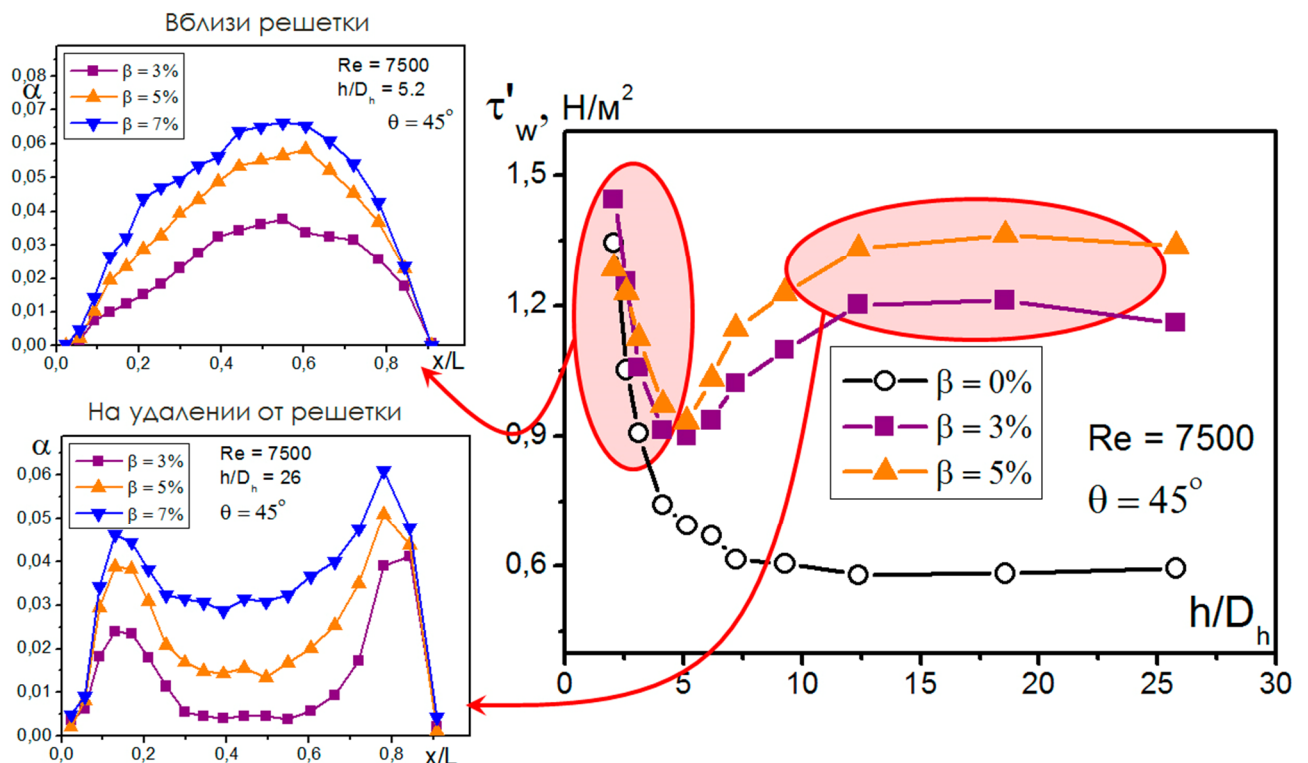


Рисунок 5.21. Влияние распределения газовой фазы на пульсации напряжения трения.

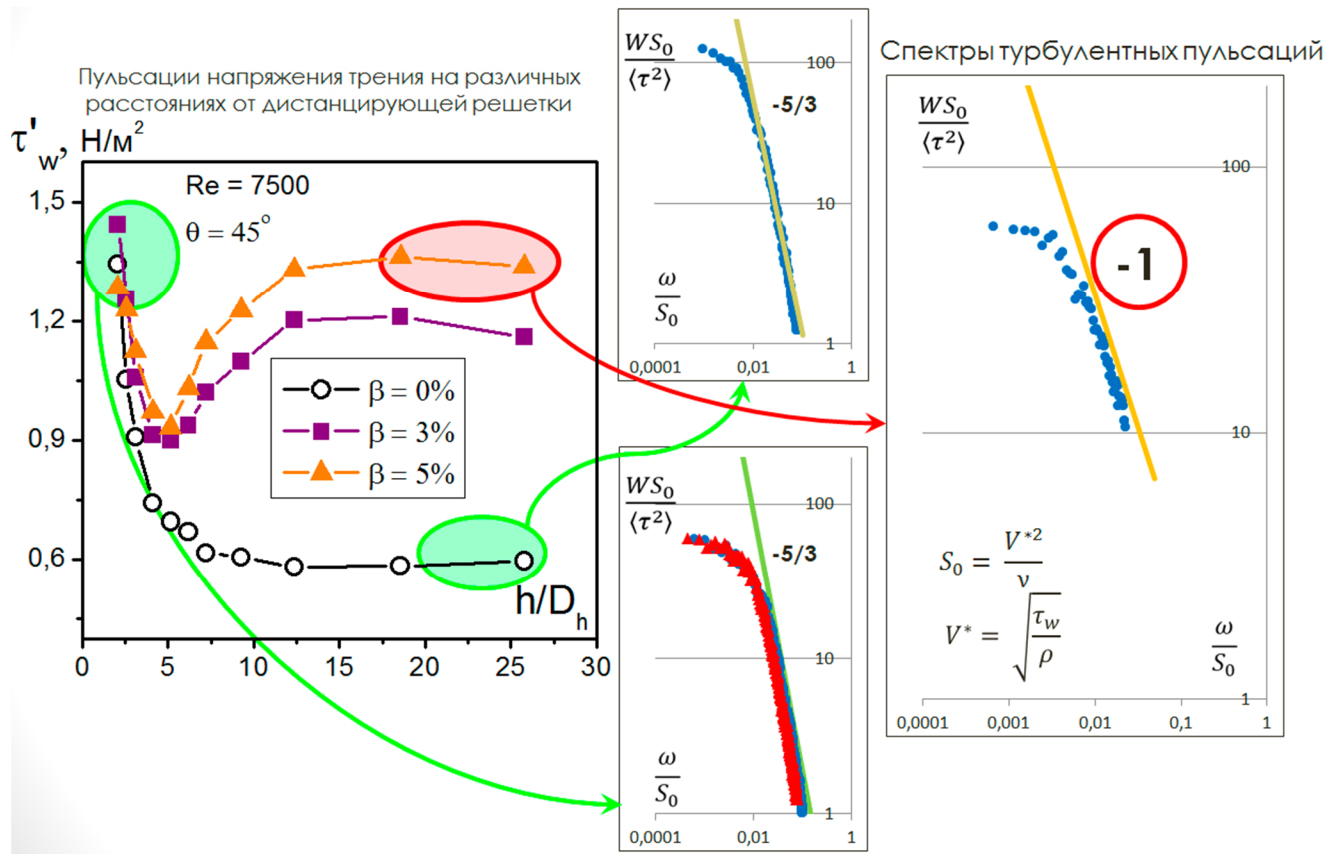


Рисунок 5.22. Спектры турбулентных пульсаций.

Выводы по Главе 5

- Впервые для пузырьковых адиабатических потоков в вертикальной сборке стержней квадратной компоновки получены данные о: теплообмене центрального стержня сборки с пузырьковым потоком, напряжении трения на стенке стержня. Показано, что вклад газовой фазы в интенсификацию теплообмена возрастает при уменьшении числа Рейнольдса и удалении от дистанцирующей решетки. При числах Рейнольдса более 10000 газовая фаза увеличивает теплообмен на 20-30%. Величины напряжения трения и пульсаций напряжения трения на поверхности центрального стержня сборки существенно возрастают при введении в поток жидкости газовой фазы. Зависимости этих величин от расстояния до дистанцирующей решетки принимают немонотонный вид, что кардинально отличается от однофазного течения.

- Проведены экспериментальные исследования распределения локального газосодержания по сечению сборки. Впервые получены значения газосодержания в пристенной зоне стержней сборки. Показано, что распределение газовой фазы по сечению канала не имеет аксиальной симметрии, что характерно для восходящих пузырьковых течений в трубах. Влияние дистанцирующей решетки приводит к перегруппировке распределения локального газосодержания: так вблизи решетки профили газосодержания в ячейке сборки имеют куполообразный профиль, но при удалении от нее профили постепенно перестраиваются к седлообразному виду, когда концентрация пузырьков максимальна вблизи стенок стержней. Это объясняет увеличение влияния газовой фазы на теплогидравлические и турбулентные характеристики потока и соответственно немонотонное изменение трения на стенке стержня при удалении от решетки.

Заключение

1. Проведено систематическое исследование процесса отрыва пузыря при истечении газа из одиночного капилляра находящегося в потоке жидкости. Обнаружено влияние ориентации капилляра в потоке жидкости на размер формируемого пузырька. Показано, при расходе газа меньше критического значения наблюдается существенное влияние диаметра капилляра и вязкости жидкости на размер формируемого пузырька.

2. Проведено исследование локальных характеристик опускного пузырькового течения вблизи режима зависания газовой фазы. Впервые установлено, что относительные пульсации напряжения трения в опускном пузырьковом течении вблизи режима зависания газовой фазы выше, чем в однофазном на 20%. Восстановлены значения истинного газосодержания путем анализа баланса сил, действующих на столб двухфазной смеси.

3. В исследованиях опускного пузырькового течения при докритических числах Рейнольдса по жидкой фазе показано, что при малых газосодержаниях происходит существенная деформация профилей касательного напряжения по сечению трубы, что приводит к выполаживанию профиля скорости. Показано, что в пузырьковом течении при малых газосодержаниях возникают псевдотурбулентные пульсации скорости в пристенной зоне даже при докритических числах Рейнольдса, адекватным масштабом для этих пульсаций является динамическая скорость.

4. Для восходящих пузырьковых адиабатических потоков в вертикальной сборке стержней квадратной компоновки получены данные о: теплообмене стержней сборки с пузырьковым потоком, напряжении трения на стенке стержня. Величины напряжения трения и пульсаций напряжения трения на поверхности вертикального стержня существенно возрастают при введении в поток жидкости газовой фазы. Впервые показано, что зависимости этих величин от расстояния до дистанцирующей решетки принимают немонотонный вид, что кардинально отличается от однофазного течения.

5. Проведены экспериментальные исследования распределения локального газосодержания по сечению сборки. Впервые показано, что распределение газовой фазы по сечению канала не имеет аксиальной симметрии. Влияние дистанцирующей решетки приводит к перегруппировке распределения газовой фазы. Это объясняет существенное влияния газовой фазы на гидродинамические и турбулентные характеристики потока и соответственно немонотонное изменение трения на стенке стержня при удалении от решетки.

Основное содержание диссертации изложено в следующих работах:

- Воробьев М.А., Кашинский О.Н., Лобанов П.Д., Чинак А.В. Формирование мелкодисперсной газовой фазы в восходящем и опускном потоке жидкости // Известия РАН. Механика жидкости и газа. 2012. № 4. С. 75-81 (из перечня ВАК).
- Воробьев М.А., Кашинский О.Н., Рандин В.В. Опускное пузырьковое течение в трубе при докритических числах Рейнольдса // Известия РАН. Механика жидкости и газа. 2019. № 2. С. 119-125 (из перечня ВАК).
- Воробьев М.А. Теплообмен в восходящем пузырьковом течении в вертикальной сборке стержней // Теплофизика и аэромеханика. 2019. Т. 26. № 2. С. 247-253 (из перечня ВАК).
- Kashinskii O.N., Vorobyev M.A. Wall Shear Stress in a Model of 3 • 3 Rod Bundle // J. Eng. Thermophys. 2020. Vol. 29, № 3 (из перечня ВАК).
- Vorobyev M.A., Kashinsky O.N. Specific features of downward bubbly flow near the vanishing gas flow regime // Interfacial Phenomena and Heat Transfer, 2023, 11(1):11–19 (из перечня ВАК).
- Kashinsky O.N., Vorobyev M.A., Lobanov P.D., Chinak A.V. Regimes of formation of bubbly flows // Int. Conf. Nucl. Eng. Proceedings, ICONE. American Society of Mechanical Engineers (ASME), 2016. Vol. 3. (из перечня ВАК).
- Kashinsky O.N., Vorobyev M.A., Lobanov P.D., Chinak A.V. Bubble Generation From an Orifice in Upward and Downward Liquid Flow // ICONE. American Society of Mechanical Engineers (ASME), 2013. Vol. 4. (из перечня ВАК).
- Воробьев М.А., Кашинский О.Н., Лобанов П.Д., Чинак А.В. Режимы генерации пузырей в потоке вязкой жидкости // Вестник Новосибирского государственного университета. Серия: физика. 2015. Vol. 10, № 3. Р. 70–75. (из перечня ВАК).
- Воробьев М.А., Кашинский О.Н., Лобанов П.Д., Чинак А.В. Режимы формирования пузырьковых потоков в вязкой жидкости // Труды Института механики им. Р.Р. Мавлютова УНЦ РАН, Том 11 (2016), № 2, с. 254–262
- Vorobyev M.A., Kashinsky O.N. Distribution of wall shear stress for a bubbly flow in rod assembly // J. Phys. Conf. Ser. 2020. Vol. 1675, № 1. P. 012027. (из перечня ВАК).
- Vorobyev M.A., Kashinsky O.N. Experimental study of local void fraction distribution in bubble flow in rod assembly // J. Phys. Conf. Ser. 2019. Vol. 1369, № 1. P. 012028. (из перечня ВАК).
- Vorobyev M.A., Kashinsky O.N. Heat transfer of a bubbly flow in a vertical rod bundle 3X3 // J. Phys. Conf. Ser. 2018. Vol. 1105, № 1. P. 012073. (из перечня ВАК).
- Kashinsky, O.N., Randin, V.V., Vorobyev, M.A. Experimental study of laminar downward bubbly flow in a vertical tube// Journal of Physics: Conference Series, 2018, 1105(1), 012072 (из перечня ВАК).

Условные обозначения

Греческие

- α – локальное газосодержание
 α_h – коэффициент теплообмена, Вт/(м²К)
 β - расходное объемное газосодержание
 δ_d – толщина диффузионного подслоя, м
 ε – отношение площади затеняемой решеткой к площади сечения канала
 η_L – динамическая вязкость жидкости, Па·с
 θ – контактный угол, рад
 κ_L – теплопроводность жидкости, Вт/(м·К)
 κ_c – теплопроводность трубки из нержавеющей стали, Вт/(м·К)
 λ – коэффициент гидравлического сопротивления
 ν_L – кинематическая вязкость жидкости, м²/с
 ρ_g – плотность газа, кг/м³
 ρ_L – плотность жидкости, кг/м³
 σ – коэффициент поверхностного натяжения, Н/м
 φ - истинное газосодержание
 τ – сдвиговое напряжение в потоке жидкости, Н/м²
 τ_i – напряжение трения на внутренней стенке кольцевого канала, Н/м²
 τ_w – напряжение трения на стенке канала, Н/м²
 τ'_w - пульсаций напряжения трения на стенке канала, Н/м²

Латинские большие

- C – концентрация активных ионов в растворе, моль/л
 C_0 – параметр распределения в модели потока дрейфа.
 C_L – подъемный коэффициент
 C_{MC} - коэффициент присоединенной массы
 C_D - коэффициент гидравлического сопротивления пузыря
 D - коэффициент диффузии, м²/с
 $D_h = 4S/P$ – гидравлический диаметр канала, м
 $F = 96500$ – число Фарадея, Кл/моль
 F_b – сила Архимеда, действующая на пузырек, Н
 F_{SL} – сила связанная с разностью давлений, Н
 F_M - сила связанная с импульсом газа вдуваемого в канал через отверстие, Н

F_σ – сила поверхностного натяжения, Н

F_D – сила связанная с потоком жидкости, уносящим пузырек, Н

F_I – сила инерции, Н

$H(\vec{r})$ – средняя кривизна поверхности пузырька в данной точке, 1/м

I – сила тока цепи, А

I_d – ток датчика, А

P – периметр поперечного сечения рабочего канала, м

ΔP – перепад давления, Па

$\Delta P'$ – перепад давления на U-образном манометре, Па

Q_g – расход газа, м³/с

Q_L – расход жидкости, м³/с

R – внутренний радиус рабочего канала, м

R_r – омическое сопротивление теплового участка сборки, Ом

R_L – омическое сопротивление жидкости, Ом

R_{gL} – омическое сопротивление газожидкостной среды, Ом

S – площадь поперечного сечения рабочего канала, м²

T – температура, °С

T_L – температура жидкости, °С

T_{w1} – температура внешней стенки теплового участка сборки, °С

T_{w2} – температура внутренней стенки теплового участка сборки, °С

$\Delta T = T_{w1} - T_L$ – температурный напор, °С

U_g – среднерасходная скорость газа, м/с

U_L – среднерасходная скорость жидкости, м/с

$U_{eff} = \sqrt{\left(U_L - \frac{dx}{dt}\right)^2 + \left(\frac{dy}{dt}\right)^2}$ – относительная скорость потоков жидкости и газа, м/с

$\widetilde{U}_{gj}$ – среднеобъемная скорость дрейфа, м/с

U_{gj} – скорость дрейфа газа, м/с

V_b – объем пузырька, м³

V_n – напряжения порога вырезания, В

Латинские малые

b – расстояние между центрами стержней в сборке, м

c_p – удельная теплоемкость жидкости при постоянном давлении, Дж/(кг·К)

d – диаметр трубы, м

d_b – диаметр пузырька, м

d'_b – отрывной диаметр пузыря в покоящейся жидкости, м

d_o – внутренний диаметр капилляра, м

d_i – внутренний диаметр кольцевого канала, м

d_e – внешний диаметр кольцевого канала, м

d_m – диаметр линии максимальной скорости в кольцевом канале, м

d_r – диаметр стержня сборки, м

g – ускорение свободного падения, м/с²

h – расстояние от дистанцирующей решетки до датчика, м

h_d – ширина электродиффузионного датчика, м

l_d – размер электродиффузионного датчика поперек потока, м

l_t – длина термического начального участка, м

q – плотность теплового потока, Вт/м²

r – расстояние от оси канала, м

r_1 – внешний радиус теплового участка сборки, м

r_2 – внутренний радиус теплового участка сборки, м

s – площадь сечения трубки из нержавеющей стали, м²

t – полное время записи эксперимента, с

t_b – время в течении которого датчик находится в газовой фазе, с

t_v – время в течении которого напряжения на датчики ниже порога вырезания, с

u – локальная продольная компонента скорости жидкости, м/с

u_l – скорость жидкости в однофазном потоке в центре канала, м/с

u_g – локальная скорость газа, м/с

v_b – относительная скорость всплытия пузырька, м/с

Числа подобия

$Ar = g d_b^3 \rho_L (\rho_L - \rho_g) / \eta_L^2$ – число Архимеда

$Bd_o = \rho_l g d_o^2 \sigma^{-1}$ – число Бонда основанное на диаметре капилляра

Ca – число капиллярности

$Fr = v_g^2 / d_o g$ – число Фруда

$Ga = \rho_l^2 d_o^3 g / \mu_l$ – число Галилея

Mo – число Мортонна; $Mo = \frac{g \eta^4 \Delta \rho}{\rho^2 \sigma^3}$

$Nu = \alpha_h \cdot D_h / \kappa_L$ – число Нуссельта

Nu_0 – число Нуссельта в однофазном потоке

Nu^* – значение числа Нуссельта в однофазном потоке без влияния дистанцирующей решетки

$Pr = \frac{\eta_L c_p}{\kappa_L}$ - число Прандтля

$Re = \rho_L U_L D_h / \eta$ - число Рейнольдса по гидравлическому диаметру канала

$Re_b = \frac{\rho_L U_b d_b}{\mu_L}$ – число Рейнольдса по пузырю

Re_o – число Рейнольдса по отверстию капилляра

Список литературы

1. Graham B W. One-Dimensional Two-Phase Flow. - McGraw-Hill Book Company, Inc, 1969. - 433 p.
2. Hewitt G.F., Hall-Taylor N.S. Annular two-phase flow. – Pergamon Press, Oxford, 1970. - 310 p.
3. Collier J.G., Thome J.R. Convective Boiling and Condensation. - New York: Clarendon Press. Oxford, 1994. - 596 p.
4. Ishii M., Hibiki T. Thermo-Fluid Dynamics of Two-Phase Flow (Second Edition). - New York, NY: Springer New York, 2011. - 518 p.
5. Baker O. Design of Pipelines for the Simultaneous Flow of Oil and Gas // Fall Meeting of the Petroleum Branch of AIME, Dallas, Texas, October 1953.
6. Hewitt G.F., Roberts D.N. Studies of Two-Phase Flow Patterns by Simultaneous X-Ray and Flash Photography. - Harwell, England (United Kingdom), 1969.
7. Taitel Y., Dukler A.E. A model for predicting flow regime transitions in horizontal and near horizontal gas-liquid flow // AIChE J. - 1976. - Vol. 22. - No. 1. - P. 47–55.
8. Кутателадзе С.С., Стырикович М.А. Гидродинамика газожидкостных систем. «Энергия». - Москва, 1976. - 296 с.
9. Taitel Y. Flow pattern transition in two phase flow // Proc. Of 9-th Int. Heat Transfer Conf. Jerusalem. 1990. Vol.1. p.237-254. - 1990.
10. Schmid D., Verlaet B., Petagna P., Revellin R., Schiffrmann J. Flow pattern observations and flow pattern map for adiabatic two-phase flow of carbon dioxide in vertical upward and downward direction // Exp. Therm. Fluid Sci. - Elsevier Inc., 2022. - Vol. 131. - No. September 2021. - P. 110526.
11. Nie F., Wang H., Song Q., Zhao Y., Shen J., Gong M. Image identification for two-phase flow patterns based on CNN algorithms // Int. J. Multiph. Flow. - Elsevier Ltd, 2022. - Vol. 152. - No. February. - P. 104067.
12. Костерин С.И., Поляков В.В., Семенов Н.И., Точигин А.А. Гидравлические сопротивления пароводяных течений в необогреваемых трубах // ИФЖ. - 1962. - Т. 5. - № 7. - С. 3–10.
13. Костерин С.И., Шеин Б.И., Катаржис А.К. Экспериментальное исследование истинных паросодержаний при течении пароводяной смеси в слабо наклонной трубе // Теплоэнергетика. - 1958. - Т. 10. - С. 55–60.
14. Семенов Н.И., Точигин А.А. Истинное паросодержание пароводяных течений в

- необогреваемых трубах // ИФЖ. - 1961. - Т. 4. - № 7. - С. 30–34.
15. Garcia-Ochoa J., Khalfet R., Poncin S., Wild G. Hydrodynamics and mass transfer in a suspended solid bubble column with polydispersed high density particles // Chem. Eng. Sci. - 1997. - Vol. 52. - No. 21–22. - P. 3827–3834.
 16. Субботин В.И., Похвалов Ю.Е., Михайлов Л.Е., Леонов В.А., Кронин И.В. Резистивный и емкостной методы измерения паросодержания // ИФЖ. - 1974. - Т. 6. - С. 63–68.
 17. Cimorelli L., Evangelisti R. The application of the capacitance method for void fraction measurement in bulk boiling conditions // Int. J. Heat Mass Transf. - 1967. - Vol. 10. - No. 3. - P. 277–288.
 18. Song C.-H., Chung M.K., Cheon No H. Measurements of void fraction by an improved multi-channel conductance void meter // Nucl. Eng. Des. - 1998. - Vol. 184. - P. 269–285.
 19. Yang H.C., Kim D.K., Kim M.H. Void fraction measurement using impedance method // Flow Meas. Instrum. - Elsevier BV, 2003. - Vol. 14. - No. 4–5. - P. 151–160.
 20. Dang Z., Zhao Y., Wang G., Ju P., Zhu Q., Yang X., Bean R., Ishii M. Investigation of the effect of the electrode distance on the impedance void meter performance in the two-phase flow measurement // Exp. Therm. Fluid Sci. - Elsevier Inc., 2019. - Vol. 101. - P. 283–295.
 21. Maxwell J.C. A treatise on electricity and magnetism. - Oxford, 1873.
 22. Cole K.S. Electric impedance of suspensions of spheres // J. Gen. Physiol. - 1928. - Vol. 12. - No. 1. - P. 29–36.
 23. Hibiki T., Mishima K., Nishihara H. Measurement of radial void fraction distribution of two-phase flow in a metallic round tube using neutrons as microscopic probes // ELSEWIER Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A. - 1997. - Vol. 399. - 4322438 p.
 24. Gardner R.P., Bean R.H., Ferrell J.K. On the Gamma-Ray One-Shot-Collimator Measurement of Two-Phase-Flow Void Fractions // Nucl. Appl. Technol. - 1970. - Vol. 8. - No. 1. - P. 88–94.
 25. Борашинский В.М., Андреевский А.А., Быков Г.С. Истинное объемное газосодержание и потери напора в восходящем потоке при атмосферном давлении // Труды ЦКТИ. - 1976. - С. 72–80.
 26. Смогалева И.П., Суворов М.Я. Экспериментальное и аналитическое определение потерь давления и истинного объемного паросодержания // Препринт ФЭИ Обнинск. - 1976. - С. 51.
 27. Isbin H.S., Biddle D. Void-fraction relationships for upward flow of saturated, steam-water mixtures // Int. J. Multiph. Flow. - 1979. - Vol. 5. - No. 4. - P. 293–299.
 28. Zuber N., Findlay J.A. Average Volumetric Concentration in Two-Phase Flow Systems // J. Heat Transfer. - 1965. - Vol. 87. - No. 4. - P. 453–468.

29. Clark N.N., Flemmer R.L. Predicting the holdup in two-phase bubble upflow and downflow using the Zuber and Findlay drift-flux model // *AIChE J.* - 1985. - Vol. 31. - No. 3. - P. 500–503.
30. Clark N., Flemmer R. The effect of varying gas voidage distributions on average holdup in vertical bubble flow // *Int. J. Multiph. Flow.* - 1986. - Vol. 12. - No. 2. - P. 299–302.
31. Kawanishi K., Hirao Y., Tsuge A. An experimental study on drift flux parameters for two-phase flow in vertical round tubes // *Nucl. Eng. Des.* - 1990. - Vol. 120. - No. 2–3. - P. 447–458.
32. Hibiki T., Ishii M. One-dimensional drift–flux model for two-phase flow in a large diameter pipe // *Int. J. Heat Mass Transf.* - 2003. - Vol. 46. - No. 10. - P. 1773–1790.
33. Goda H., Hibiki T., Kim S., Ishii M., Uhle J. Drift-flux model for downward two-phase flow // *Int. J. Heat Mass Transf.* - Elsevier Ltd, 2003. - Vol. 46. - No. 25. - P. 4835–4844.
34. Dong C., Hibiki T. Drift-flux parameter modeling of vertical downward gas–liquid two-phase flows for interfacial drag force formulation // *Nucl. Eng. Des.* - Elsevier B.V., 2021. - Vol. 378. - No. April. - P. 111185.
35. Shen X., Yamamoto T., Han X., Hibiki T. Interfacial area concentration in gas-liquid metal two-phase flow // *Exp. Comput. Multiph. Flow.* - 2023. - Vol. 5. - No. 1. - P. 84–98.
36. Petrick M. Two-phase air-water flow phenomena // Rep. No. 5787, Argonne Natl. Lab. - 1958.
37. Neal L.G., Bankoff S.G. A high resolution resistivity probe for determination of local void properties in gas-liquid flow // *AIChE J.* - 1963. - Vol. 9. - No. 4. - P. 490–494.
38. Jones O.C., Delhay J.-M. Transient and statistical measurement techniques for two-phase flows: A critical review // *Int. J. Multiph. Flow.* - 1976. - Vol. 3. - No. 2. - P. 89–116.
39. Cartellier A., Achard J.L. Local phase detection probes in fluid/fluid two-phase flows // *Rev. Sci. Instrum.* - 1991. - Vol. 62. - No. 2. - P. 279–303.
40. Boyer C., Duquenne A.-M., Wild G. Measuring techniques in gas–liquid and gas–liquid–solid reactors // *Chem. Eng. Sci.* - 2002. - Vol. 57. - No. 16. - P. 3185–3215.
41. Delhay J.M., Cognet G. Measuring Techniques in Gas-Liquid Two-Phase Flows // *Measuring Techniques in Gas-Liquid Two-Phase Flows* / под ред. Delhay J.M., Cognet G. - Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg, 1984. - 755 p.
42. Субботин В.И., Ибрагимов М.Х., Бобков В.П., Тычинский Н.А. Структура турбулентного газо-водяного потока в каналах // *Докл. АН СССР.* - 1971. - Т. 197. - № 1. - С. 52–55.
43. Delhay J.M., Galaup J.P. Hot-film anemometry in air-water flow // *Symposia on Turbulence in Liquids.* 11. - 1975.
44. Авдеев А.А. Гидродинамика турбулентных течений пузырьковой двухфазной смеси // *ТБТ.* - 1983. - Т. 4. - № 21. - С. 707–715.

45. Herringe R.A., Davis M.R. Structural development of gas-liquid mixture flows // J. Fluid Nech. - 1976. - Vol. 73. - No. 1. - 97–123 p.
46. Valukina N.V., Koz'menko B.K., Kashinskii O.N. Characteristics of a flow of monodisperse gas-liquid mixture in a vertical tube // J. Eng. Phys. - 1979. - Vol. 36. - No. 4. - P. 462–465.
47. Kashinsky O.N., Randin V.V. Downward bubbly gas-liquid flow in a vertical pipe // Int. J. Multiph. Flow. - 1999. - Vol. 25. - No. 1. - P. 109–138.
48. Hibiki T., Goda H., Kim S., Ishii M., Uhle J. Experimental study on interfacial area transport of a vertical downward bubbly flow // Exp. Fluids. - 2003. - Vol. 35. - No. 1. - P. 100–111.
49. Hibiki T., Goda H., Kim S., Ishii M., Uhle J. Structure of vertical downward bubbly flow // Int. J. Heat Mass Transf. - Elsevier Ltd, 2004. - Vol. 47. - No. 8–9. - P. 1847–1862.
50. Островский Г.М. Прикладная механика неоднородных сред. - Санкт-Петербург: Издательство «Наука», 2000.
51. Bhaga D., Weber M.E. Bubbles in viscous liquids: shapes, wakes and velocities // J. Fluid Mech. - 1981. - Vol. 105. - No. 1. - P. 61.
52. Хаппель Д., Бреннер Г. Гидродинамика при малых числах Рейнольдса. - Москва: Издательство «Мир», 1976.
53. Legrende D., Magnaudet J. The lift force on a spherical bubble in a viscous linear shear flow // J. Fluid Mech. - Cambridge University Press, 1998. - Vol. 368. - 81–126 p.
54. Antal S.P., Lahey Jr R.T., Flaherty J.E. Analysis of phase distribution in fully developed laminar bubbly two-phase flow // Int. J. Multtphase Flow. - 1991. - Vol. 17. - No. 5.
55. Lu J., Biswas S., Tryggvason G. A DNS study of laminar bubbly flows in a vertical channel // Int. J. Multiph. Flow. - 2006. - Vol. 32. - No. 6. - P. 643–660.
56. Kashinsky O.N., Lobanov P.D., Pakhomov M.A., Randin V.V., Terekhov V.I. Experimental and numerical study of downward bubbly flow in a pipe // Int. J. Heat Mass Transf. - 2006. - Vol. 49. - No. 19–20. - P. 3717–3727.
57. Лабунцов Д.А., Ягов В.В. Механика Двухфазных Систем. - Москва: Издательство МЭИ, 2000. - 374 с.
58. Govier G.W., Short W.L. The upward vertical flow of air-water mixtures: II. Effect of tubing diameter on flow-pattern, holdup and pressure drop // Can. J. Chem. Eng. - 1958. - Vol. 36. - No. 5. - P. 195–202.
59. Brown R.A.S., Sullivan G.. A., Govier G.W. The upward vertical flow of air-water mixtures: III. Effect of gas phase density on flow pattern, holdup and pressure drop // Can. J. Chem. Eng. - 1960. - Vol. 38. - No. 2. - P. 62–66.
60. Delhaye J.M. Hot-film anemometry in two-phase flow // ASME Symposium on Two-phase

- Flow Instrumentation, 11th National Heat Transfer Conference. - 1969. - P. 58–69.
61. Reimann J., Kusterer H., John H. Two-Phase Mass Flow Rate Measurements with Pitot Tubes and Density Measurements // *Measuring Techniques in Gas-Liquid Two-Phase Flows*. - Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg, 1984. - P. 625–650.
 62. Martin W.W., Abdelmessih A.H., Liska J.J., Durst F. Characteristics of laser-doppler signals from bubbles // *Int. J. Multiph. Flow*. - 1981. - Vol. 7. - No. 4. - P. 439–460.
 63. Marié J.L., Lance M. Turbulence Measurements in Two-Phase Bubbly Flows Using Laser Doppler Anemometry // *Measuring Techniques in Gas-Liquid Two-Phase Flows*. - Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg, 1984. - P. 141–148.
 64. Бурдуков А.А., Гайлицейский Б.М., Дрейцер Г.А., Кашинский О.Н., Кослюк В.В., Накоряков В.Е. Нестационарные тепловые и гидродинамические процессы в однофазных и двухфазных средах: 209–89. - Новосибирск, 1989. - 109 с.
 65. Бурдуков А.П., Кашинский О.Н., Однорал В.П. Диагностика основных турбулентных характеристик двухфазных потоков // *ЖПМТФ*. - 1979. - Т. 4. - С. 65–73.
 66. Бурдуков А.П., Кашинский О.Н., Однорал В.П. Исследование напряжения трения на стенке в восходящем газожидкостном потоке // *ЖПМТФ*. - 1979. - Т. 5. - С. 80–87.
 67. Кутателадзе С.С., Миронов Б.П., Накоряков В.Е., Хабахпашева Е.М. Экспериментальное исследование пристенных турбулентных течений. - Новосибирск: Наука, 1975. - 167 с.
 68. Souhar M., Cognet G. Wall Shear Measurements by Electrochemical Probes in Two-Phase Flow — Bubble and Slug Regimes // *Measuring Techniques in Gas-Liquid Two-Phase Flows* / под ред. Delhaye J.M., Cognet G. - Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg, 1984. - P. 723–744.
 69. Lindken R., Merzkirch W. A novel PIV technique for measurements in multiphase flows and its application to two-phase bubbly flows // *Exp. Fluids*. - 2002. - Vol. 33. - No. 6. - P. 814–825.
 70. Inoue A., Aoki S., Koga T., Yaegashi H. Void fraction, bubble and liquid velocity profiles of two-phase bubble flow in a vertical pipe // *Nippon Kikai Gakkai Ronbunshu*. - 1976. - Vol. 42. - No. 360. - P. 2521–2531.
 71. Serizawa A., Kataoka I., Michiyoshi I. Turbulence structure of air-water bubbly flow—II. local properties // *Int. J. Multiph. Flow*. - 1975. - Vol. 2. - No. 3. - P. 235–246.
 72. Бурдуков А.П., Козьменко Б.К., Накоряков В.Е. Распределение профилей скорости жидкой фазы в газожидкостном потоке при малых газосодержаниях // *ЖПМТФ*. - 1975. - Т. 6. - С. 29–32.
 73. Бурдуков А.П., Валукина Н.В., Накоряков В.Е. Особенности течения газожидкостной пузырьковой смеси при малых числах Рейнольдса // *ЖПМТФ*. - 1975. - Т. 4. - С. 137–144.

74. Nakoryakov V.E., Kashinsky O.N., Burdukov A.P., Odnoral V.P. Local characteristics of upward gas-liquid flows // *Int. J. Multiph. Flow.* - 1981. - Vol. 7. - No. 1. - P. 63–81.
75. Shawkat M.E., Ching C.Y., Shoukri M. Bubble and liquid turbulence characteristics of bubbly flow in a large diameter vertical pipe // *Int. J. Multiph. Flow.* - 2008. - Vol. 34. - No. 8. - P. 767–785.
76. Lance M., Bataille J. Turbulence in the liquid phase of a uniform bubbly air–water flow // *J. Fluid Mech.* - 1991. - Vol. 222. - No. 1. - P. 95.
77. Theofanous T.G., Sullivan J. Turbulence in two-phase dispersed flows // *J. Fluid Mech.* - 1982. - Vol. 116. - P. 343–362.
78. Serizawa A., Kataoka I. Turbulence suppression in bubbly two-phase flow // *Nucl. Eng. Des.* - 1990. - Vol. 122. - No. 1–3. - P. 1–16.
79. Nakoryakov V.E., Timkin L.S., Gorelik R.S. The bubbly wall shear stress in a vertical upward laminar tube flow // *Interfacial Phenom. Heat Transf.* - 2018. - Vol. 6. - No. 2. - P. 99–114.
80. Verschoor H., Stemmerding S. Heat transfer in two-phase flow // *General Discussion on Heat Transfer*, Institution of Mechanical Engineers. - London, 1951. - P. 11–13.
81. Johnson H.A., Abou-Sabe A.H. Heat Transfer and Pressure Drop for Turbulent Flow of Air-Water Mixtures in a Horizontal Pipe // *J. Fluids Eng.* - 1952. - Vol. 74. - No. 6. - P. 977–984.
82. Johnson H.A. Heat Transfer and Pressure Drop for Viscous-Turbulent Flow of Oil-Air Mixtures in a Horizontal Pipe // *J. Fluids Eng.* - 1955. - Vol. 77. - No. 8. - P. 1257–1263.
83. Groothuis H., Hendal W.P. Heat transfer in two-phase flow // *Chem. Eng. Sci.* - 1959. - Vol. 11. - No. 3. - P. 212–220.
84. Dorresteyn W.R. Experimental study of heat transfer in upward and downward two-phase flow of air and oil through 70-mm tubes // *Proceeding of International Heat Transfer Conference 4.* - Connecticut: Begellhouse, 1970. - P. 1–10.
85. Доманский И.В., Тишин В.Б., Сколов В.Н. Теплообмен при движении газожидкостных смесей в вертикальных трубах // *ЖПХ.* - 1969. - Т. 42. - № 4. - С. 851–856.
86. Бобков В.П., Ибрагимов М.Х., Тычинский Н.А., Федотовский В.С. Диффузия тепла при турбулентном течении воды с пузырьками газа // *ИФЖ.* - 1973. - Т. 24. - № 5. - С. 781–789.
87. Knott R.F., Anderson R.N., Acrivos A., Petersen E.E. An Experimental Study of Heat Transfer to Nitrogen-Oil Mixtures // *Ind. Eng. Chem.* - 1959. - Vol. 51. - No. 11. - P. 1369–1372.
88. Sato Y., Sadatomi M., Sekoguchi K. Momentum and heat transfer in two-phase bubble flow—II. A comparison between experimental data and theoretical calculations // *Int. J. Multiph. Flow.* - 1981. - Vol. 7. - No. 2. - P. 179–190.

89. Sato Y., Sadatomi M., Sekoguchi K. Momentum and heat transfer in two-phase bubble flow—I. Theory // *Int. J. Multiph. Flow.* - 1981. - Vol. 7. - No. 2. - P. 167–177.
90. Горелик Р.С., Кашинский О.Н., Накоряков В.Е. Теплообмен от стенки к восходящему пузырьковому течению при малых скоростях жидкой фазы // *ТВТ.* - 1989. - Т. 27. - № 2. - С. 300–305.
91. Dabiri S., Tryggvason G. Heat transfer in turbulent bubbly flow in vertical channels // *Chem. Eng. Sci.* - Elsevier Ltd, 2015. - Vol. 122. - P. 106–113.
92. Kitagawa A., Kimura K., Hagiwara Y. Experimental investigation of water laminar mixed-convection flow with sub-millimeter bubbles in a vertical channel // *Exp. Fluids.* - 2010. - Vol. 48. - No. 3. - P. 509–519.
93. Gandhi A.B., Joshi J.B. Estimation of heat transfer coefficient in bubble column reactors using support vector regression // *Chem. Eng. J.* - 2010. - Vol. 160. - No. 1. - P. 302–310.
94. Dong C., Hibiki T. Modeling of heat transfer coefficient for upward no-phase-change two-phase flow in inclined pipes // *Appl. Therm. Eng.* - Elsevier, 2020. - Vol. 169. - No. September 2019. - P. 114921.
95. Timkin L.S., Gorelik R.S. The problems of the upward monodispersed microbubble flow in a vertical tube // *J. Eng. Thermophys.* - 2009. - Vol. 18. - No. 1. - P. 69–71.
96. Liu T.-J. Investigation of the wall shear stress in vertical bubbly flow under different bubble size conditions // *Int. J. Multiph. Flow.* - 1997. - Vol. 23. - No. 6. - P. 1085–1109.
97. Lobanov P.D. Wall Shear Stress and Heat Transfer of Downward Bubbly Flow at Low Flow Rates of Liquid and Gas // *J. Eng. Thermophys.* - Pleiades Publishing, 2018. - Vol. 27. - No. 2. - P. 232–244.
98. Madavan N.K., Deutsch S., Merkle C.L. Measurements of local skin friction in a microbubble-modified turbulent boundary layer // *J. Fluid Mech.* - 1985. - Vol. 156. - P. 237–256.
99. Влияние газонасыщения на пристенную турбулентность // сборник трудов «Исследования по управлению пограничным слоем». - 1976. - С. 49.
100. Zhang M., Wang G., Pan L., Ishii M. Experimental study of bubble size distribution in bubbly and bubbly-to-slug transition flow // *Int. J. Multiph. Flow.* - Elsevier Ltd, 2022. - Vol. 146. - No. May 2021. - P. 103852.
101. Fu Y., Liu Y. Experimental study of bubbly flow using image processing techniques // *Nucl. Eng. Des.* - Elsevier Ltd, 2016. - Vol. 310. - P. 570–579.
102. Peddu A., Chakraborty S., Kr. Das P. Visualization and flow regime identification of downward air–water flow through a 12 mm diameter vertical tube using image analysis // *Int. J. Multiph. Flow.* - Elsevier Ltd, 2018. - Vol. 100. - P. 1–15.

103. Luo R., Song Q., Yang X.Y., Wang Z. A three-dimensional photographic method for measurement of phase distribution in dilute bubble flow // *Exp. Fluids*. - 2002. - Vol. 32. - No. 1. - P. 116–120.
104. Hessenkemper H., Starke S., Atassi Y., Ziegenhein T., Lucas D. Bubble Identification from Images with Machine Learning Methods // *SSRN Electron. J.* - 2022.
105. Parthasarathy R., Ahmed N. Size Distribution of Bubbles Generated by Fine-Pore Spargers // *J. Chem. Eng. Japan*. - 1996. - Vol. 29. - No. 6. - P. 1030–1034.
106. Keitel G., Onken U. Inhibition of bubble coalescence by solutes in air/water dispersions // *Chem. Eng. Sci.* - 1982. - Vol. 37. - No. 11. - P. 1635–1638.
107. Miyahara T., Tanaka A. Size of bubbles generated from porous plates. // *J. Chem. Eng. JAPAN*. - 1997. - Vol. 30. - No. 2. - P. 353–355.
108. Koide K., Kato S., Tanaka Y., Kubota H. Bubbles generated from porous plate // *J. Chem. Eng. Japan*. - 1968. - Vol. 1. - No. 1. - P. 51–56.
109. Kazakis N.A., Mouza A.A., Paras S.V. Experimental study of bubble formation at metal porous spargers: Effect of liquid properties and sparger characteristics on the initial bubble size distribution // *Chem. Eng. J.* - 2008. - Vol. 137. - No. 2. - P. 265–281.
110. Kracht W., Gomez C.O., Finch J.A. Controlling bubble size using a frit and sleeve sparger // *Miner. Eng.* - 2008. - Vol. 21. - No. 9. - P. 660–663.
111. Fujikawa S., Zhang R., Hayama S., Peng G. The control of micro-air-bubble generation by a rotational porous plate // *Int. J. Multiph. Flow*. - Elsevier Ltd, 2003. - Vol. 29. - No. 8. - P. 1221–1236.
112. Herrada M.A., Gañán-Calvo A.M. Swirl flow focusing: A novel procedure for the massive production of monodisperse microbubbles // *Phys. Fluids*. - American Institute of Physics Inc., 2009. - Vol. 21. - No. 4. - P. 042003.
113. Gordillo J.M., Gañán-Calvo A.M., Pérez-Saborid M. Monodisperse microbubbling: Absolute instabilities in coflowing gas–liquid jets // *Phys. Fluids*. - American Institute of Physics Inc., 2001. - Vol. 13. - No. 12. - P. 3839–3842.
114. Anna S.L., Mayer H.C. Microscale tipstreaming in a microfluidic flow focusing device // *Phys. Fluids*. - American Institute of Physics Inc., 2006. - Vol. 18. - No. 12. - P. 121512.
115. Marín A.G., Campo-Cortés F., Gordillo J.M. Generation of micron-sized drops and bubbles through viscous coflows // *Colloids Surfaces A Physicochem. Eng. Asp.* - 2009. - Vol. 344. - No. 1–3. - P. 2–7.
116. Barrero A., Loscertales I.G. Micro- and Nanoparticles via Capillary Flows // *Annu. Rev. Fluid Mech.* - 2007. - Vol. 39. - No. 1. - P. 89–106.

117. Zhang W., Wang J., Li B., Liu H., Mulbah C., Wang D., Yongphet P. EHD effects on periodic bubble formation and coalescence in ethanol under non-uniform electric field // Chem. Eng. Sci. - Elsevier Ltd, 2020. - Vol. 215.
118. Zhang W., Wang J., Li B., Yu K., Wang D., Yongphet P., Xu H., Yao J. Experimental investigation on bubble coalescence regimes under non-uniform electric field // Chem. Eng. J. - Elsevier B.V., 2021. - Vol. 417. - P. 127982.
119. Ramakrishnan S., Kumar R., Kuloor N.R. Studies in bubble formation-I Bubble formation under constant flow conditions // Chemical Engineering Science. - Pergamon Press Printed in Great Britain, 1969. - Vol. 24. - P. 731–747.
120. Satyanarayan A., Kumar R., Kuloor N.R. Studies in bubble formation-II Bubble formation under constant pressure conditions // Chemical Engineering Science. - Pergamon Press, 1969. - Vol. 24. - 749–761 p.
121. Davidson J.F., Schüler B.O.G. Bubble formation at an orifice in a viscous liquid // Chem. Eng. Res. Des. - 1997. - Vol. 75. - P. S105–S115.
122. Terasaka K., Tsuge H. Bubble formation under constant-flow conditions // Chem. Eng. Sci. - 1993. - Vol. 48. - No. 19. - P. 3417–3422.
123. Jamialahmadi M., Zehtaban M.R., Müller-Steinhagen H., Sarrafi A., Smith J.M. Study of Bubble Formation Under Constant Flow Conditions // Chem. Eng. Res. Des. - 2001. - Vol. 79. - No. 5. - P. 523–532.
124. Jamialahmadi M., Müller-Steinhagen H. Effect of alcohol, organic acid and potassium chloride concentration bubble size, bubble rise velocity and gas hold-up in bubble columns // The Chemical Engineering Journal. - 1992. - Vol. 50. - 47–56 p.
125. Xu Q., Nakajima M., Ichikawa S., Nakamura N., Roy P., Okadome H., Shiina T. Effects of surfactant and electrolyte concentrations on bubble formation and stabilization // J. Colloid Interface Sci. - Elsevier Inc., 2009. - Vol. 332. - No. 1. - P. 208–214.
126. Hsu S.-H., Lee W.-H., Yang Y.-M., Chang C.-H., Maa J.-R. Bubble Formation at an Orifice in Surfactant Solutions under Constant-Flow Conditions // Ind. Eng. Chem. Res. - 2000. - Vol. 39. - No. 5. - P. 1473–1479.
127. Kulkarni A.A., Joshi J.B. Bubble Formation and Bubble Rise Velocity in Gas–Liquid Systems: A Review // Ind. Eng. Chem. Res. - 2005. - Vol. 44. - No. 16. - P. 5873–5931.
128. Khurana A.K., Kumar R. Studies in bubble formation — III // Chem. Eng. Sci. - Pergamon Press, 1969. - Vol. 24. - No. 11. - P. 1711–1723.
129. Кутателадзе С.С. Теплопередача и гидродинамическое сопротивление: Справочное пособие. - Энергоатомиздат, 1990. - 367 с.

130. Кутателадзе С.С., Маленков И.Г., Витковский С.Л. Эффект оттеснения жидкости газом при вдуве через пористую пластину при низких давлениях // ТВТ. - 1979. - Т. 17. - № 2. - С. 333–336.
131. Idogawa K., Ikeda K., Fukuda T., Morooka S. Formation and flow of gas bubbles in a pressurized bubble column with a single orifice or nozzle gas distributor // Chem. Eng. Commun. - 1987. - Vol. 59. - No. 1–6. - P. 201–212.
132. Wilkinso P.M. Physical aspects and scale-up of high pressure bubble columns. - Rijksuniversiteit Groningen, 1991.
133. Liu C., Liang B., Tang S., Zhang H., Min E. A theoretical model for the size prediction of single bubbles formed under liquid cross-flow // Chinese J. Chem. Eng. - 2010. - Vol. 18. - No. 5. - P. 770–776.
134. Benzing R.J., Myers J.E. Low Frequency Bubble Formation at Horizontal Circular Orifices // Ind. Eng. Chem. - 1955. - Vol. 47. - No. 10. - P. 2087–2090.
135. Смирнов Н.Н., Полюта С.Е. Истечение пузырьков воздуха в жидкую среду // ЖПХ. - 1949. - Т. 22. - № 2.
136. Van Krevelen D.W., Hofstijm P.J. Studies of Gas Bubble Formation // Chem. Eng. Progr. - 1950. - Vol. 46. - No. 29.
137. Leibson I., Holcomb E.G., Cacosso A.G., Jacmic J.J. Rate of flow and mechanics of bubble formation from single submerged orifices. I. Rate of flow studies // AIChE J. - 1956. - Vol. 2. - No. 3. - P. 296–300.
138. Бувич Ю.А., Бутков В.В. О механизме образования пузыря при истечении газа в жидкость из круглого отверстия // Теор. основы хим. технологии. - 1971. - Т. 5. - № 1. - С. 74–83.
139. Chakraborty I., Biswas G., Ghoshdastidar P.S. Bubble generation in quiescent and co-flowing liquids // Int. J. Heat Mass Transf. - 2011. - Vol. 54. - No. 21–22. - P. 4673–4688.
140. Simmons J.A., Sprittles J.E., Shikhmurzaev Y.D. The formation of a bubble from a submerged orifice // Eur. J. Mech. - B/Fluids. - Elsevier Ltd, 2015. - Vol. 53. - P. 24–36.
141. Ohta M., Kikuchi D., Yoshida Y., Sussman M. Robust numerical analysis of the dynamic bubble formation process in a viscous liquid // Int. J. Multiph. Flow. - 2011. - Vol. 37. - No. 9. - P. 1059–1071.
142. Marshall S.H., Chudacek M.W., Bagster D.F. A model for bubble formation from an orifice with liquid cross-flow // Chem. Eng. Sci. - 1993. - Vol. 48. - No. 11. - P. 2049–2059.
143. Tan R.B.H., Chen W.B., Tan K.H. A non-spherical model for bubble formation with liquid cross-flow // Chem. Eng. Sci. - 2000. - Vol. 55. - No. 24. - P. 6259–6267.

144. Bai H., Thomas B.G. Bubble formation during horizontal gas injection into downward-flowing liquid // *Metall. Mater. Trans. B.* - 2001. - Vol. 32. - No. 6. - P. 1143–1159.
145. Nahra H.K., Kamotani Y. Bubble formation from wall orifice in liquid cross-flow under low gravity // *Chem. Eng. Sci.* - 2000. - Vol. 55. - No. 20. - P. 4653–4665.
146. Nahra H.K., Kamotani Y. Prediction of bubble diameter at detachment from a wall orifice in liquid cross-flow under reduced and normal gravity conditions // *Chem. Eng. Sci.* - 2003. - Vol. 58. - No. 1. - P. 55–69.
147. Zhang W., Tan R.B. A model for bubble formation and weeping at a submerged orifice with liquid cross-flow // *Chem. Eng. Sci.* - 2003. - Vol. 58. - No. 2. - P. 287–295.
148. Duhar G., Colin C. Dynamics of bubble growth and detachment in a viscous shear flow // *Phys. Fluids.* - American Institute of Physics Inc., 2006. - Vol. 18. - No. 7. - P. 077101.
149. Sullivan S.L., Hardy B.W., Holland C.D. Formation of air bubbles at orifices submerged beneath liquids // *AIChE J.* - 1964. - Vol. 10. - No. 6. - P. 848–854.
150. Chakraborty I., Biswas G., Ghoshdastidar P.S. Bubble generation in quiescent and co-flowing liquids // *Int. J. Heat Mass Transf.* - Elsevier Ltd, 2011. - Vol. 54. - No. 21–22. - P. 4673–4688.
151. Jobehdar M.H., Siddiqui K., Gadallah A.H., Chishty W.A. Bubble formation process from a novel nozzle design in liquid cross-flow // *Int. J. Heat Fluid Flow.* - Elsevier B.V., 2016. - Vol. 61. - P. 599–609.
152. Ghaemi S., Rahimi P., Nobes D.S. The effect of gas-injector location on bubble formation in liquid cross flow // *Phys. Fluids.* - American Institute of Physics Inc., 2010. - Vol. 22. - No. 4. - P. 043305.
153. Кашинский О.Н., Горелик Р.С., Рандин В.В. Гидродинамика вертикальных пузырьковых потоков при малых скоростях жидкой фазы // *Газожидкостные течения. Сборник научных трудов.* - 1990. - С. 44–60.
154. Kashinsky O.N., Gorelik R.S., Randin V.V. Upward bubbly flow in a small diameter vertical pipe // *Russ. J. Eng. Thermophys.* - 1995. - Vol. 5. - No. 2. - P. 177–193.
155. Арманд А.А. Исследование процесса движения и сопротивления при движении двухфазной смеси по горизонтальным трубам // *Изв. ВТИ.* - 1946. - Т. 1. - С. 16–23.
156. Colin C., Fabre J., Kamp A. Turbulent bubbly flow in pipe under gravity and microgravity conditions // *J. Fluid Mech.* - 2012. - Vol. 711. - P. 469–515.
157. Kim S., Paranjape S.S., Ishii M., Kelly J. Interfacial Structures and Regime Transition in Co-Current Downward Bubbly Flow // *J. Fluids Eng.* - 2004. - Vol. 126. - No. 4. - P. 528–538.
158. Achard J.L., A. Cartellier. Local characteristics of upward laminar bubbly flows // *Physico-Chemical Hydrodyn.* - 1985. - Vol. 6. - P. 841–852.

159. Kashinsky O.N., Timkin L.S., Cartellier A. Experiments in Fluids Experimental study of «laminar» bubbly flows in a vertical pipe // Experiments in Fluids. - 1993. - Vol. 14. - 308–314 p.
160. Rivière N., Cartellier A., Timkin L., Kashinsky O. Wall shear stress and void fraction in Poiseuille bubbly flows: Part II: experiments and validity of analytical predictions // Eur. J. Mech. B/Fluids. - 1999. - Vol. 18. - 847–867 p.
161. Rivière N., Cartellier A. Wall shear stress and void fraction in Poiseuille bubbly flows: Part I: simple analytic predictions // Eur. J. Mech. - B/Fluids. - 1999. – Vol. 18. - No. 5. - P. 823–846.
162. Luo R., Pan X., Yang X.. Laminar light particle and liquid two-phase flows in a vertical pipe // Int. J. Multiph. Flow. - 2003. - Vol. 29. - No. 4. - P. 603–620.
163. Joshi J.B., Nandakumar K., Evans G.M., Pareek V.K., Gumulya M.M., Sathe M.J., Khanwale M.A. Bubble generated turbulence and direct numerical simulations // Chem. Eng. Sci. - Elsevier Ltd, 2017. - Vol. 157. - P. 26–75.
164. Ганчев Б.Г., Пересадько В.Г. Процессы гидродинамики и теплообмена в опускающих пузырьковых потоках // ИФЖ. - 1985. - Т. 49. - № 2. - С. 181–189.
165. Shen X., Hibiki Vol. Two-phase interfacial structure development in vertical narrow rectangular channels // Int. J. Heat Mass Transf. - Elsevier Ltd, 2022. - Vol. 191. - P. 122832.
166. Chinak A.V., Gorelikova A.E., Kashinsky O.N., Pakhomov M.A., Randin V.V., Terekhov V.I. Hydrodynamics and heat transfer in an inclined bubbly flow // Int. J. Heat Mass Transf. - Elsevier Ltd, 2018. - Vol. 118. - P. 785–801.
167. Bogatko T. V., Chinak A. V., Evdokimenko I.A., Kulikov D. V., Lobanov P.D., Pakhomov M.A. The Effect of a Backward-Facing Step on Flow and Heat Transfer in a Polydispersed Upward Bubbly Duct Flow // Water. - 2021. - Vol. 13. - No. 17. - P. 2318.
168. Böhm L., Drews A., Kraume M. Bubble induced shear stress in flat sheet membrane systems—Serial examination of single bubble experiments with the electrodiffusion method // J. Memb. Sci. - 2013. - Vol. 437. - P. 131–140.
169. Zboray R., Prasser H.-M. Optimizing the performance of cold-neutron tomography for investigating annular flows and functional spacers in fuel rod bundles // Nucl. Eng. Des. - Elsevier B.V., 2013. - Vol. 260. - P. 188–203.
170. Pakhomov M.A., Terekhov V.I. Modeling of the flow patterns and heat transfer in a turbulent bubbly polydispersed flow downstream of a sudden pipe expansion // Int. J. Heat Mass Transf. - Elsevier Ltd, 2016. - Vol. 101. - P. 1251–1262.
171. Tas-Koehler S., Neumann-Kipping M., Liao Y., Bieberle A., Hampel U. Experimental Investigations and Numerical Assessment of Liquid Velocity Profiles and Turbulence for

- Single- and Two-phase Flow in a Constricted Vertical Pipe // *Int. J. Multiph. Flow.* - 2022. - Vol. 157. - No. February. - P. 104224.
172. Bamidele O.E., Ahmed W.H., Hassan M. Characterizing two-phase flow-induced vibration in piping structures with U-bends // *Int. J. Multiph. Flow.* - Elsevier Ltd, 2022. - Vol. 151. - No. September 2021. - P. 104042.
 173. Krauss T., Meyer L. Experimental investigation of turbulent transport of momentum and energy in a heated rod bundle // *Nucl. Eng. Des.* - 1998. - Vol. 180. - No. 3. - P. 185–206.
 174. Möller S.V. On phenomena of turbulent flow through rod bundles // *Exp. Therm. Fluid Sci.* - 1991. - Vol. 4. - No. 1. - P. 25–35.
 175. Rehme K. Pressure drop performance of rod bundles in hexagonal arrangements // *Int. J. Heat Mass Transf.* - 1972. - Vol. 15. - No. 12. - P. 2499–2517.
 176. Сорокин В.Д., Хробостов А.Е. Изучение гидродинамических процессов течения теплоносителя в ТВС - Квадрат реактора PWR с различными перемешивающими дистанционирующими решетками * // *Теплофизика и аэромеханика.* - 2018. - Т. 25. - № 5. - С. 725–734.
 177. Кашинский О.Н., Куликов Д.В., Лобанов П.Д., Прибатурин Н.А., Светоносков А.И. Распределение скорости жидкости в экспериментальной модели тепловыделяющей сборки с дистанционирующей решеткой // *Теплофизика и аэромеханика.* - 2018. - Т. 25. - № 2. - С. 227–231.
 178. Liu D., Gu H. Study on heat transfer behavior in rod bundles with spacer grid // *Int. J. Heat Mass Transf.* - Elsevier Ltd, 2018. - Vol. 120. - P. 1065–1075.
 179. Holloway M. V., McClusky H.L., Beasley D.E., Conner M.E. The Effect of Support Grid Features on Local, Single-Phase Heat Transfer Measurements in Rod Bundles // *J. Heat Transfer.* - 2004. - Vol. 126. - No. 1. - P. 43–53.
 180. Pribaturin N.A., Lobanov P.D., Randin V. V., Kashinsky O.N., Vorobyev M.A., Volkov S.M. Experimental study of shear stress during liquid flow in the model of fuel assembly // *Thermophys. Aeromechanics.* - Springer, 2020. - Vol. 27. - No. 6. - P. 825–830.
 181. Pribaturin N.A., Lobanov P.D., Randin V. V., Kashinsky O.N., Kurdyumov A.S., Vorobyev M.A., Volkov S.M. Experimental investigation of spacer grid effect on shear stress distribution in models of fuel assemblies // *Thermophys. Aeromechanics.* - Springer, 2021. - Vol. 28. - No. 4. - P. 523–532.
 182. Yao S.C., Hochreiter L.E., Leech W.J. Heat-Transfer Augmentation in Rod Bundles Near Grid Spacers // *J. Heat Transfer.* - 1982. - Vol. 104. - No. 1. - P. 76–81.
 183. Weisman J., Ying S.H. A theoretically based critical heat flux prediction for rod bundles at

- PWR conditions // Nucl. Eng. Des. - 1985. - Vol. 85. - No. 2. - P. 239–250.
184. Wang H., Bi Q., Wang L., Lv H., Leung L.K.H. Experimental investigation of heat transfer from a 2×2 rod bundle to supercritical pressure water // Nucl. Eng. Des. - Elsevier B.V., 2014. - Vol. 275. - P. 205–218.
 185. Петухов Б.С., Генин Л.Г., Ковалев С.А. Теплообмен в ядерных энергетических установках. - Москва: Атомиздат, 1974. - 408 с.
 186. Субботин В.И., Ибрагимов М.Х., Ушаков П.А., Бобков В.П., Жуков А.В., Юрьев Ю.С. Гидродинамика и теплообмен в атомных энергетических установках. - Москва: Атомиздат, 1975. - 408 с.
 187. Кириллов П.Л., Жуков А.В., Логинов Н.И., Махин В.М., Пиоро И.Л., Юрьев Ю.С. Справочник по теплогидравлическим расчетам в ядерной энергетике / под ред. Кириллов П.Л. - Москва: ИздАт, 2013. - 688 с.
 188. Cheng X., Kuang B., Yang Y.H. Numerical analysis of heat transfer in supercritical water cooled flow channels // Nucl. Eng. Des. - 2007. - Vol. 237. - No. 3. - P. 240–252.
 189. Cheng S.-K., Todreas N.E. Hydrodynamic models and correlations for bare and wire-wrapped hexagonal rod bundles — Bundle friction factors, subchannel friction factors and mixing parameters // Nucl. Eng. Des. - 1986. - Vol. 92. - No. 2. - P. 227–251.
 190. Anklam T.M., Miller R.F. Void fraction under high pressure, low flow conditions in rod bundle geometry // Nucl. Eng. Des. - 1983. - Vol. 75. - No. 1. - P. 99–108.
 191. Kamei A., Hosokawa S., Tomiyama A., Kinoshita I., Murase M. Void Fraction in a Four by Four Rod Bundle under a Stagnant Condition // J. Power Energy Syst. - 2010. - Vol. 4. - No. 2. - P. 315–326.
 192. Murase M., Suzuki H., Matsumoto T., Naitoh M. Countercurrent Gas-Liquid Flow in Boiling Channels // J. Nucl. Sci. Technol. - 1986. - Vol. 23. - No. 6. - P. 487–502.
 193. Morooka S., Ishizuka T., Iizuka M., Yoshimura K. Experimental study on void fraction in a simulated BWR fuel assembly (evaluation of cross-sectional averaged void fraction) // Nucl. Eng. Des. - 1989. - Vol. 114. - No. 1. - P. 91–98.
 194. Clark C., Griffiths M., Chen S.-W., Hibiki T., Ishii M., Kinoshita I., Yoshida Y. Experimental study of void fraction in an 8×8 rod bundle at low pressure and low liquid flow conditions // Int. J. Multiph. Flow. - Elsevier Ltd, 2014. - Vol. 62. - P. 87–100.
 195. Ren Q., Pan L., Zhou W., Du S., Li Z. Phase distribution characteristics of bubbly flow in 5 × 5 vertical rod bundles with mixing vane spacer grids // Exp. Therm. Fluid Sci. - Elsevier, 2018. - Vol. 96. - No. December 2017. - P. 451–459.
 196. Kumamaru H., Kondo M., Murata H., Kukita Y. Void-fraction distribution under high-pressure

- boil-off conditions in rod bundle geometry // Nucl. Eng. Des. - 1994. - Vol. 150. - No. 1. - P. 95–105.
197. Yun B.-J., Park G.-C., Julia J.E., Hibiki T. Flow structure of subcooled boiling water flow in a subchannel of 3×3 rod bundles // J. Nucl. Sci. Technol. - 2008. - Vol. 45. - No. 5. - P. 402–422.
 198. Hosokawa S., Hayashi K., Tomiyama A. Void distribution and bubble motion in bubbly flows in a 4×4 rod bundle. Part I: Experiments // J. Nucl. Sci. Technol. - 2014. - Vol. 51. - No. 2. - P. 220–230.
 199. Han X., Shen X., Yamamoto T., Nakajima K., Sun H., Hibiki T. Flow regime and void fraction predictions in vertical rod bundle flow channels // Int. J. Heat Mass Transf. - Elsevier Ltd, 2021. - Vol. 178. - P. 121637.
 200. Lin C.S., Denton E.B., Gaskill H.S., Putnam G.L. Diffusion-Controlled Electrode Reactions // Ind. Eng. Chem. - 1951. - Vol. 43. - No. 9. - P. 2136–2143.
 201. Ranz W.E. Electrolytic methods for measuring water velocities // AIChE J. - 1958. - Vol. 4. - No. 3. - P. 338–342.
 202. Mitchell J.E., Hanratty T.J. A study of turbulence at a wall using an electrochemical wall shear-stress meter // J. Fluid Mech. - 1966. - Vol. 26. - No. 01. - P. 199.
 203. Накоряков В.Е., Бурдуков А.П., Кашинский О.Н., Гешев. П.И. Электродиффузионный метод исследования локальной структуры турбулентных течений. СО АН СССР. - Новосибирск, 1986. - 247 с.
 204. Гейровский Я., Кута Я. Основы полярографии. - Москва: «Мир», 1965. - 281 с.
 205. Huchet F., Havlica J., Legentilhomme P., Montillet A., Comiti J., Tihon J. Use of electrochemical microsensors for hydrodynamics study in crossing microchannels // Microfluid. Nanofluidics. - Springer Verlag, 2008. - Vol. 5. - No. 1. - P. 55–64.
 206. Huchet F., Comiti J., Legentilhomme P., Sollic C., Legrand J., Montillet A. Multi-scale analysis of hydrodynamics inside a network of crossing minichannels using electrodiffusion method and PIV measurements // Int. J. Heat Fluid Flow. - 2008. - Vol. 29. - No. 5. - P. 1411–1421.
 207. Huchet F., Legentilhomme P., Legrand J., Montillet A., Comiti J. Unsteady flows in milli- and microsystems: Analysis of wall shear rate fluctuations // Exp. Fluids. - 2011. - Vol. 51. - No. 3. - P. 597–610.
 208. Stogiannis I.A., Passos A.D., Mouza A.A., Paras S.V., Pěnkavová V., Tihon J. Flow investigation in a microchannel with a flow disturbing rib // Chem. Eng. Sci. - Elsevier Ltd, 2014. - Vol. 119. - P. 65–76.
 209. Sobolík V., Tihon J., Wein O., Wichterle K. Calibration of electrodiffusion friction probes using

- a voltage-step transient // J. Appl. Electrochem. - 1998. - Vol. 28. - No. 3. - P. 329–335.
210. Dib A., Martemianov S., Makhloufi L., Saidani B. Calibration of electrodiffusion probes for turbulent flow measurements // Flow Meas. Instrum. - 2014. - Vol. 35. - P. 76–83.
 211. Matsuda H., Yamada J. Limiting diffusion currents in hydrodynamic voltammetry // J. Electroanal. Chem. Interfacial Electrochem. - 1971. - Vol. 30. - No. 2. - P. 261–270.
 212. Kashinskii O.N., Kaipova E. V., Kurdyumov A.S. Application of the Electrochemical Method for Measuring the Fluid Velocity in a Two-Phase Bubble Flow // J. Eng. Phys. Thermophys. - 2003. - Vol. 76. - No. 6. - P. 1215–1220.
 213. Гореликова А.Е., Кашинский О.Н., Пахомов М.А., Рандин В.В., Терехов В.И., Чинак А.В. Турбулентная структура течения и теплоперенос в наклонном пузырьковом потоке. Экспериментальное и численное исследование // Известия Российской академии наук. Механика жидкости и газа. - 2017. - № 1. - С. 117–129.
 214. Михеев М.А., Михеева И.М. Основы теплопередачи. - «Энергия», 1977. - 344 с.
 215. Накоряков В.Е., Кашинский О.Н. Турбулентная структура двухфазных газожидкостных потоков // Теплофизики и аэромеханика. - 1997. - Т. 4. - № 2. - С. 115–127.
 216. Timkin L.S., Rivière N., Cartellier A., Kashinsky O.N. Performance of electrochemical probes for local void fraction measurement in air-water flows // Rev. Sci. Instrum. - 2003. - Vol. 74. - No. 8. - P. 3784–3786.
 217. Варгафтик Н.Б. Справочник по теплофизическим свойствам газов и жидкостей. - Москва: Наука, 1972. - С. 720.
 218. Oguz H.N., Prosperetti A. Dynamics of bubble growth and detachment from a needle // J. Fluid Mech. - 1993. - Vol. 251. - 11–12 p.
 219. Tritton D.J., Egde C. Chaotic bubbling // Phys. Fluids A Fluid Dyn. - 1993. - Vol. 5. - No. 2. - P. 503–505.
 220. Vorob'ev M.A., Kashinskii O.N., Lobanov P.D., Chinak A. V. Formation of the finely dispersed gas phase in upward and downward fluid flows // Fluid Dyn. - 2012. - Vol. 47. - No. 4. - P. 494–500.
 221. Kashinsky O.N., Vorobyev M.A., Lobanov P.D., Chinak A. V. Regimes of Formation of Bubbly Flows // Volume 3: Thermal-Hydraulics. - American Society of Mechanical Engineers, 2016. - Vol. 3.
 222. Kashinsky O.N., Lobanov P.D., Chinak A. V., Vorobyev M.A. Bubble Generation From an Orifice in Upward and Downward Liquid Flow // Volume 4: Thermal Hydraulics. - American Society of Mechanical Engineers, 2013. - Vol. 4.
 223. Кашинский О.Н., Лобанов П.Д., Чинак А.В., Воробьев М.А. Экспериментальное

- исследование формирования пузырей в потоке жидкости // Современная наука: исследования, идеи, результаты, технологии. - НПВК «Триако́н», 2012. - Т. 2. - № 10. - С. 350–354.
224. Воробьев М.А., Кашинский О.Н., Лобанов П.Д., Чинак А.В. Режимы формирования пузырей в опускном потоке вязкой жидкости // Современная наука: исследования, идеи, результаты, технологии. - НПВК «Триако́н», 2015. - Т. 1. - № 16. - С. 124–128.
 225. Воробьев М.А., Кашинский О.Н., Лобанов П.Д., Чинак А.В. Режимы генерации пузырей в потоке вязкой жидкости // Вестник Новосибирского государственного университета. Серия: физика. - 2015. - Т. 10. - № 3. - С. 70–75.
 226. Воробьев М.А., Кашинский О.Н., Лобанов П.Д., Чинак А.В. Режимы формирования пузырьковых потоков в вязкой жидкости // Труды Института механики им. Р.Р. Мавлютова УНЦ РАН. - 2016. - Т. 11. - № 2. - С. 254–262.
 227. Hibiki T., Ishii M. One-dimensional drift-flux model and constitutive equations for relative motion between phases in various two-phase flow regimes // Int. J. Heat Mass Transf. - 2003. - Vol. 46. - No. 25. - P. 4935–4948.
 228. Shen X., Sun H., Deng B., Hibiki T., Nakamura H. Gas-liquid bubbly flow structure in a vertical large-diameter square duct // Prog. Nucl. Energy. - Elsevier Ltd, 2016. - Vol. 89. - No. 2016. - P. 140–158.
 229. Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя. - Москва: «Наука», 1974.
 230. А. Е. Гореликова, Кашинский О.Н., Пахомов М.А., Рандин В.В., Терехов В.И., Чинак А.В. Турбулентная структура потока и теплообмен в наклонном пузырьковом течении // МЖГ. - 2017. - Т. 52. - № 1. - С. 117–129.
 231. Алексеенко С.В., Накоряков В.Е., Покусаев Б.Г. Волновое течение пленок жидкости. - Новосибирск: ВО Наука. Сибирская издательская фирма, 1992. - 256 с.
 232. Vorobyev M.A., Kashinsky O.N. Specific features of downward bubbly flow near the vanishing gas flow regime // Interfacial Phenom. Heat Transf. - 2023. - Vol. 11. - No. 1. - P. 11–19.
 233. Vorobyev M.A., Kashinsky O.N., Randin V.V. Downward Bubbly Flow in a Pipe at Subcritical Reynolds Numbers // Fluid Dyn. - 2019. - Vol. 54. - No. 2.
 234. Liu D., Gu H. Mixed convection heat transfer in a 5×5 rod bundles // Int. J. Heat Mass Transf. - 2017. - Vol. 113. - P. 914–921.
 235. Koch R., Feind K. Druckverlust und Wärmeübergang in Ringspalten // Chemie Ing. Tech. - 1958. - Vol. 30. - No. 9. - P. 577–584.
 236. Jones O.C., Leung J.C.M. An Improvement in the Calculation of Turbulent Friction in Smooth Concentric Annuli // J. Fluids Eng. - 1981. - Vol. 103. - No. 4. - P. 615–623.

237. Kays W.M., Leung E.Y. Heat transfer in annular passages—hydrodynamically developed turbulent flow with arbitrarily prescribed heat flux // *Int. J. Heat Mass Transf.* - Petgamon Press, 1963. - Vol. 6. - No. 7. - P. 537–557.
238. Holloway M. V, Conover T.A., McClusky H.L., Beasley D.E., Conner M.E. The Effect of Support Grid Design on Azimuthal Variation in Heat Transfer Coefficient for Rod Bundles // *J. Heat Transfer.* - 2005. - Vol. 127. - No. 6. - P. 598–605.
239. Qiao S., Mena D., Kim S. Inlet effects on vertical-downward air – water two-phase flow // *Nucl. Eng. Des.* - Elsevier B.V., 2016. - P. 1–14.
240. Eaton J.K., Johnston J.P. A Review of Research on Subsonic Turbulent Flow Reattachment. - 1981. - Vol. 19. - No. 9.
241. Chen J., Xiong Z., Xiao Y., Gu H. Experimental study on the grid-enhanced heat transfer at supercritical pressures in rod bundle // *Appl. Therm. Eng.* - Elsevier, 2019. - Vol. 156. - No. November 2018. - P. 299–309.
242. Vorobyev M.A., Kashinsky O.N. Heat transfer of a bubbly flow in a vertical rod bundle 3X3 // *J. Phys. Conf. Ser.* - 2018. - Vol. 1105. - No. 1. - P. 012073.
243. Vorobyev M.A. Heat transfer in an ascending bubble flow in the vertical rod bundle // *Thermophys. Aeromechanics.* - 2019. - Vol. 26. - No. 2.
244. Vorobyev M.A., Kashinsky O.N. Experimental study of local void fraction distribution in bubble flow in rod assembly // *J. Phys. Conf. Ser.* - 2019. - Vol. 1369. - No. 1. - P. 012028.
245. Kashinskii O.N., Vorobyev M.A. Wall Shear Stress in a Model of 3x3 Rod Bundle // *J. Eng. Thermophys.* - 2020. - Vol. 29. - No. 3. - P. 388–392.