

На правах рукописи



Мизёв Алексей Иванович

**ТЕПЛОВАЯ И КОНЦЕНТРАЦИОННАЯ КОНВЕКЦИЯ МАРАНГони В
ЗАДАЧАХ С ПЛОСКОЙ И ЦИЛИНДРИЧЕСКОЙ ГЕОМЕТРИЕЙ**

01.02.05 – Механика жидкости, газа и плазмы

АВТОРЕФЕРАТ

Диссертации на соискание ученой степени
доктора физико-математических наук

Пермь – 2019

Работа выполнена в Институте механики сплошных сред Уральского отделения Российской академии наук – филиале Федерального государственного бюджетного учреждения науки Пермский федеральный исследовательский центр Уральского отделения Российской академии наук.

Официальные оппоненты: **Пухначев Владислав Васильевич**, чл.-корр. РАН, профессор, доктор физико-математических наук, главный научный сотрудник лаборатории прикладной и вычислительной гидродинамики отдела прикладной гидродинамики ФГБУН Институт гидродинамики им. М.А. Лаврентьева СО РАН.

Бердников Владимир Степанович, доктор физико-математических наук, главный научный сотрудник лаборатории интенсификации процессов теплообмена ФГБУН Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН.

Шварц Константин Григорьевич, доктор физико-математических наук, доцент, профессор кафедры прикладной математики и информатики ФГБОУ ВО Пермский государственный национальный исследовательский университет.

Ведущая организация: ФГБУН Институт проблем механики им. А.Ю. Ишлинского РАН.

Защита состоится « **15** » **февраля 2019 г.** в 14:00 часов на заседании диссертационного совета Д 004.036.01 на базе Федерального государственного бюджетного учреждения науки Пермский федеральный исследовательский центр Уральского отделения Российской академии наук (филиал – Институт механики сплошных сред УрО РАН) по адресу: 614013, г. Пермь, ул. Академика Королёва, 1; тел: (342) 237-84-61; факс: (342) 237-84-87; сайт: www.icmm.ru.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке и на сайте Института механики сплошных сред Уральского отделения Российской академии наук.

Автореферат разослан «__» января 2019 г.

Ученый секретарь диссертационного совета,
доктор физико-математических наук, доцент

 / А.Л. Зуев

Общая характеристика работы

Актуальность избранной темы и степень ее разработанности. Конвективное движение в жидкой среде играет определяющую роль в переносе тепла и массы в подавляющем большинстве природных явлений и технологических процессов. Взаимодействие жидкости с внешними силовыми полями, гравитационным или электромагнитным, может приводить к появлению объемных сил, приводящих среду в движение. В системах с межфазной границей конвективное движение может генерироваться поверхностными силами, возникающими при наличии градиентов поверхностного натяжения, обусловленных неоднородным распределением температуры или химического состава вдоль границы раздела. Возникающие вследствие действия поверхностных сил конвективные течения принято, в общем случае, называть конвекцией Марангони.

В отличие от объемных механизмов конвекции, широко распространенных в природных и в промышленных системах, от микро масштабов до масштабов астрономических объектов, поверхностные механизмы конвективного движения редко встречаются в природе, проявляя себя, в основном, в технологических процессах. В пользу этого говорит тот факт, что модельные ситуации, традиционно изучаемые в межфазной гидродинамике, берут свое начало от конкретных технологических приложений. Можно выделить три основные модели, в рамках которых обычно исследуются структура и устойчивость конвективного течения Марангони. Первая из них, называемая жидким мостиком, представляет собой плоский в цилиндрических координатах слой жидкости, вдоль свободной поверхности которого, лежащей в (z, φ) -плоскости, задан градиент температуры. Данная конфигурация применяется при моделировании конвективных процессов, имеющих место при выращивании кристаллов и очистке полупроводниковых материалов методом зонной плавки. Вторая модель, получившая название коаксиального слоя, также представляет собой плоский в цилиндрических координатах слой жидкости, но со свободной поверхностью, лежащей в горизонтальной (r, φ) -плоскости, вдоль радиального направления которой задан градиент температуры. Эта модельная ситуация была предложена для исследований конвективных процессов, возникающих при выращивании кристаллов методом Чохральского. Наконец, третья классическая постановка, представляющая собой горизонтальный слой со свободной верхней границей в плоской геометрии, появилась как модельная ситуация конвективных процессов, происходящих в открытом методе Бриджмена, применяющемся при выращивании кристаллов и очистке полупроводниковых материалов. Следует упомянуть менее распространенную модель сферической свободной поверхности, применяемую при исследованиях конвективного течения Марангони в пузырях и каплях для исследований тепло- и массопереноса в процессах экстракции и флотации. Именно прикладная составляющая исследований, направленных на получение новых материалов, дала во второй половине прошлого века начало для интенсивных исследований конвекции Марангони.

С появлением космического материаловедения тематика получила дополнительный импульс развития, вызванный тем фактом, что, в силу негравитационного характера, поверхностные механизмы конвекции являются единственными источниками конвективного тепло- и массопереноса в условиях микрогравитации. Исследования, проведенные в рамках указанных моделей, позволили в последние три-четыре десятка лет изучить основные физические механизмы, определяющие сценарий неустойчивости и структуру вторичного течения в каждой конкретной конфигурации, и определить области существования различных типов неустойчивости в пространстве безразмерных параметров. Результаты исследований легли в основу разработок и рекомендаций с целью улучшения контроля и управления указанными выше технологическими процессами. Несмотря на огромное количество публикаций по данной тематике и успехи в практической реализации результатов исследований, многие важные вопросы остались за рамками традиционных моделей. Это обусловлено идеализацией реального явления или процесса в рамках любой модели.

К таким идеализациям, например, относится представление о граничных условиях на межфазной поверхности. В большинстве исследований термокапиллярной конвекции граница раздела жидкость-газ или жидкость-жидкость полагается свободной от примесей. Однако, чистые, однородные по составу жидкости являются скорее исключениями, применяемыми в научных исследованиях. Тем не менее, даже в этом случае всегда остается проблема остаточных примесей, обусловленных некачественной подготовкой исследуемой среды или экспериментальной установки. В различных технологических процессах жидкие среды либо изначально многокомпонентные, либо не обладают достаточной степенью чистоты состава. В такой ситуации один из компонентов оказывается поверхностно-активным, адсорбируясь на межфазной поверхности, что способно критическим образом изменить не только интенсивность и структуру конвективного течения и, следовательно, интенсивность тепло- и массопереноса, но и тип граничного условия на межфазной границе. Данная проблема была исследована на примере ряда частных задач, в основном теоретически. Систематические экспериментальные исследования, направленные на изучение физических механизмов взаимодействия поверхностных течений с адсорбированным слоем и их роли в неустойчивости конвективного движения, в научной литературе отсутствуют. В диссертации проблема исследуется экспериментально для ряда конфигураций.

Другим примером идеализации является формулировка температурных условий при исследовании тепловой конвекции Марангони в плоском слое. Традиционно рассматриваются две модельные ситуации. Если градиент температуры перпендикулярен слою жидкости, говорят о задаче Бенара-Марангони. В этом случае подогреваемый снизу слой становится неустойчивым только по достижении разности температур на границах слоя некоторого порогового значения. Если градиент температуры направлен вдоль слоя, то течение возникает беспороговым образом при сколь угодно малом значении числа Марангони. В этом случае говорят о неустойчивости Ма-

рангони или термокапиллярной неустойчивости. Описанные ситуации являются идеализированными, и их реализация в лабораторных условиях требует применения специальных экспериментальных методик. Например, при исследовании неустойчивости Бенара-Марангони теплоток через боковые границы, разница теплопроводностей материала стенок и жидкости, а также наличие мениска могут приводить к формированию горизонтального градиента температуры в пристеночных областях. В задаче о термокапиллярной неустойчивости теплоотдача со свободной поверхности генерирует нежелательный вертикальный градиент температуры. В реальных технологических процессах наличие одновременно вертикального и горизонтального градиентов температуры является, скорее, нормой. Проблема устойчивости слоя в наклонном градиенте температуры была ранее исследована только теоретически и в отсутствие гравитации. Систематическое экспериментальное исследование, результаты которого представлены в диссертации, было выполнено впервые.

Большинство исследований конвекции Марангони относятся к тепловому случаю, когда движение жидкости на границе раздела обусловлено температурной зависимостью поверхностного натяжения. Работ, посвященных изучению концентрационной конвекции Марангони, возникающей вследствие зависимости поверхностного натяжения от концентрации поверхностно-активной примеси на границе раздела, значительно меньше. С одной стороны, это связано с трудностями создания, поддержания и измерения постоянного градиента концентрации. С другой стороны, в научной литературе до сих пор можно встретить мнение, что результаты исследований тепловой задачи можно распространить на концентрационный случай, поскольку, формально, ситуации идентичны с точностью до замены переменной в уравнении для зависимости коэффициента поверхностного натяжения от температуры или от концентрации. Такой упрощенный взгляд не учитывает ряд важных различий. Во-первых, диффузия примеси в жидкости происходит намного медленнее диффузии тепла, вследствие чего концентрационное возмущение существует значительно дольше температурного. Распределение концентрации оказывается «вмороженным» в движущуюся жидкость, в то время как распределение температуры слабо связано с движущейся средой. Второе отличие связано с наличием избытка молекул поверхностно-активного вещества (ПАВ) на поверхности раздела, который является результатом динамических процессов адсорбции и десорбции. Такой поверхностный слой необходимо описывать отдельным уравнением, учитывающим перенос молекул поверхностным течением, а также двумерную диффузию и двумерную вязкость в слое сурфактанта (сокр. от англ. surface-active agent, синоним ПАВ). Учитывая перечисленные отличия, следует ожидать различий в структуре и условиях устойчивости термокапиллярного и концентрационно-капиллярного течений. В диссертации этот вопрос рассматривается на примере сравнения задач о затопленном источнике тепла или массы.

Целью диссертационного исследования является изучение условий возникновения, структуры и физических механизмов гидродинамической неустойчивости тепловой

и концентрационной конвекции Марангони в различной геометрии (плоская и цилиндрическая) для различных жидких систем (однородная жидкость, бинарные смеси, разбавленные суспензии) и для различных способов создания неоднородности на межфазной поверхности. Для достижения поставленной цели были решены следующие **задачи**:

- Исследована структура и устойчивость теплового (гравитационного и Марангони) конвективного течения, генерируемого затопленным локализованным источником тепла, в модели полубесконечного слоя жидкости для двух типов источника: непроницаемый источник с твердыми границами или проницаемый источник, индуцированный излучением.
- Исследована структура и устойчивость концентрационного (гравитационного и Марангони) конвективного течения от локализованного источника слаборастворимого ПАВ, расположенного вблизи свободной поверхности жидкости.
- Исследованы условия возникновения, структура и устойчивость концентрационного течения Марангони от локализованного источника массы, расположенного на поверхности цилиндрического глубокого слоя жидкости, поверхность которого содержит адсорбированный слой сурфактанта.
- Исследованы условия возникновения, структура и устойчивость термокапиллярного течения на поверхности, содержащей слой нерастворимого сурфактанта, в геометрии Хеле-Шоу.
- Исследована устойчивость плоского горизонтального слоя жидкости со свободной верхней границей при наличии наклонного градиента температуры.
- Исследовано явление аккумуляции твердых включений тепловой конвекцией Марангони в жидком мостике.

Научная новизна полученных в диссертационном исследовании результатов:

- Впервые экспериментально исследована структура и устойчивость конвективного течения от локализованного источника тепла в модели полубесконечного слоя.
- При исследовании тепловой конвекции Марангони от затопленного локализованного источника тепла впервые обнаружена неустойчивость в виде поверхностных волн, предсказанная ранее в теоретических исследованиях, но не наблюдавшаяся в эксперименте. Показано, что в такой постановке поверхностные волны являются единственным типом возможной гидродинамической неустойчивости.
- Сформулирована корректная постановка экспериментального исследования концентрационной (гравитационной и Марангони) конвекции от затопленного источника массы, что позволило впервые объяснить причины возникновения колебательного режима конвекции в таких системах.
- Впервые показана абсолютная неустойчивость дивергентного типа течения в жидкости, на поверхности которой содержится адсорбированный слой молекул сурфактанта. Предложен физический механизм неустойчивости, заключающийся

в асимметрии граничных условий на межфазной поверхности для потенциальной и вихревой составляющих скорости.

- Впервые предложена и реализована постановка экспериментального исследования задачи о взаимодействии термокапиллярного течения с адсорбированным слоем нерастворимого сурфактанта, допускающая сравнение с результатами теоретических исследований. Показана некорректность существующей теоретической модели. Предложено аналитическое описание полученных в эксперименте данных.
- Предложен и реализован метод измерения коэффициента поверхностной диффузии сурфактанта, базирующийся на измерении скорости термокапиллярного течения в застойной зоне. Впервые проведены измерения данного параметра для слоев, находящихся в газовом фазовом состоянии. Показано, что величина коэффициента поверхностной диффузии на два-четыре порядка выше значений, обычно используемых в теоретических исследованиях.
- Впервые проведено экспериментальное исследование устойчивости плоского горизонтального слоя жидкости со свободной верхней границей под действием наклонного градиента температуры. Обнаружен новый тип неустойчивости и предложен физический механизм её возникновения.
- Впервые проведено систематическое экспериментальное исследование явления аккумуляции твердых включений тепловой конвекцией Марангони в жидком мостике в наземных условиях и в условиях микрогравитации. Предложен физический механизм взаимодействия конвективного течения с твердыми включениями, объясняющий специфику формирования и форму аккумуляционных структур.

Теоретическая значимость диссертационного исследования состоит в получении систематических экспериментальных результатов, имеющих фундаментальное значение для понимания процессов тепло- и массопереноса в системах жидкостей с межфазной границей, а также в создании экспериментальной базы данных, что позволило провести верификацию существующих теоретических моделей и создало основу для проведения новых теоретических исследований. В частности:

- Впервые в задачах о термокапиллярной конвекции показана возможность развития предсказанной ранее в теоретических работах неустойчивости в виде поверхностных волн.
- Предложенный в работе физический механизм возникновения колебательного режима конвективного течения в задаче о затопленном источнике слаборастворимого ПАВ лег в основу модели, использованной в теоретическом исследовании, результаты которого показали количественное согласие с данными экспериментов.
- Впервые продемонстрирован механизм неустойчивости конвективного течения в системах с сурфактантом, состоящий в асимметрии граничного условия на поверхности жидкости для потенциальной и вихревой составляющих скорости, что

может быть использовано при теоретическом и численном моделировании таких систем.

- Результаты экспериментального исследования взаимодействия термокапиллярного течения с адсорбированным слоем ПАВ в геометрии Хеле-Шоу показали некорректность некоторых приближений в существующей теоретической модели и инициировали проведение теоретического исследования, результаты которого продемонстрировали отличное согласие с экспериментом.
- Обширная база экспериментальных данных и предложенный физический механизм аккумуляции твердых включений были использованы при верификации теоретических моделей и результатов численного моделирования различными исследовательскими группами.

Полученные в диссертационном исследовании результаты и разработанные экспериментальные методики имеют **практическую значимость** и могут представлять практический интерес для научных сотрудников, занимающихся экспериментальными исследованиями в области межфазной гидродинамики, а также для разработчиков технологических процессов выращивания монокристаллов и очистки полупроводниковых материалов. В частности:

- Предложенный и реализованный в работе метод измерения поверхностной диффузии сурфактанта может быть использован в лабораториях физико-химического профиля для определения данного параметра в разреженных слоях, находящихся в газовом фазовом состоянии, для которых данный метод на сегодняшний день является единственным.
- Результаты исследования устойчивости конвективного течения на поверхности, содержащей адсорбированный слой сурфактанта, объясняют формирование тупо-плавких острых выступов на фронте плавления поликристаллической заготовки, рост которых наблюдается при выращивании монокристаллов некоторых веществ методом плавающей расплавленной зоны.
- Новый тип неустойчивости, обнаруженный при исследовании устойчивости плоского горизонтального слоя в наклонном градиенте температуры, и предложенный механизм ее возникновения позволяют объяснить появление приповерхностных конвективных структур, наблюдающихся в расплавах некоторых веществ в процессе выращивания монокристаллов методом Чохральского.

Методология и методы диссертационного исследования. Все основные результаты, представленные в диссертационном исследовании, получены с помощью различных современных экспериментальных методик как традиционно применяемых в экспериментальной гидродинамике, так и оригинальных, разработанных и реализованных автором работы. Для визуализации распределения концентрации растворенной примеси применялась оптическая интерферометрия. Для визуализации структуры течения в жидкость добавлялись светорассеивающие частицы, и применялась подсветка интересующей области световым ножом, сформированным лазерным из-

лучением. Для локальных измерений скорости движения жидкости в случае сильно нестационарных потоков применялся термо-анемометрический датчик собственной разработки. Видеокамера с матрицей, чувствительной в инфракрасном диапазоне, использовалась для измерений распределения температуры вдоль поверхности жидкости. В отдельных случаях локальные измерения температуры жидкости или твердой границы кюветы проводились термодарными методами. Для измерения профиля поверхности жидкости применялся разработанный автором оптический метод сканирующей щели, основанный на анализе искажений формы фронта волны, отраженной от деформированной поверхности. Измерения поверхностного натяжения исследуемых жидкостей проводились методом отрыва кольца на коммерческом тензиометре. Исследования поверхностных свойств сурфактантов были проведены в лотке Ленгмюра, оснащенной системой подвижных барьеров, с измерением поверхностного давления методом пластинки Вильгельми.

Положения, выносимые на защиту:

- Поверхностные волны являются наиболее опасным типом неустойчивости тепловой (гравитационной и Марангони) конвекции от затопленного локализованного источника тепла с непроницаемыми границами в модели полубесконечного слоя жидкости.
- Структура и устойчивость тепловой (гравитационной и Марангони) конвекции от затопленного локализованного источника тепла в модели полубесконечного слоя жидкости определяется граничным условием (проницаемый или непроницаемый для потока) на поверхности источника. Течение обладает наибольшим потенциалом устойчивости в случае проницаемого источника тепла.
- Соотношение вкладов гравитационного и концентрационно-капиллярного механизмов формирования конвективного движения определяет режим, колебательный или стационарный, конвективного движения в задаче о затопленном локализованном источнике ПАВ.
- Асимметрия граничных условий для потенциальной и вихревой составляющей скорости на межфазной поверхности является основной причиной неустойчивости конвективного течения в системах жидкостей с границей раздела, содержащей сурфактант.
- Структура термокапиллярного течения на поверхности, содержащей нерастворимый сурфактант, полностью определяется величиной параметра упругости, равного отношению приращений поверхностного натяжения за счет концентрационного и теплового механизмов Марангони. Положение застойной точки линейно зависит от величины параметра упругости, а не по корневому закону, как было получено ранее в теоретических исследованиях.
- Измерение скорости термокапиллярного течения жидкости в области застойной зоны может быть использовано для расчета коэффициента поверхностной диффузии сурфактанта.

- Деформация поперечного профиля температуры термокапиллярным течением является причиной стабилизации неустойчивости Бенара-Марангони и возникновения приповерхностных типов неустойчивости в задаче об устойчивости плоского горизонтального слоя жидкости под действием наклонного градиента температуры.
- Поперечный дрейф частиц в сдвиговом потоке и резонансная корреляция орбитального движения частицы и азимутального движения гидротермической волны являются основным механизмом и необходимым условием формирования аккумуляционных структур, наблюдающихся в колебательном режиме термокапиллярной конвекции в жидком мостике.
- Аккумуляция твердых включений термокапиллярным течением в жидком мостике является гравитационно-независимым явлением и наблюдается в условиях микрогравитации.

Степень достоверности представляемых результатов обеспечивается тщательной разработкой методик проведения эксперимента, применением современных экспериментальных методов визуализации и измерения физических величин, воспроизводимостью результатов наблюдений и измерений, а также сравнением, где возможно, полученных результатов с результатами имеющихся, теоретических и экспериментальных, исследований.

Апробация результатов исследования. По теме диссертации опубликовано 68 печатных работ, из них 13 статей [1-13] в журналах, входящих в перечень рецензируемых научных изданий, установленный Министерством образования и науки Российской Федерации для представления результатов докторских диссертаций, 13 статей в сборниках статей и трудах конференций и 42 публикации в тезисах конференций.

Результаты диссертационного исследования докладывались на следующих научных конференциях и семинарах: Conference of International Marangoni Association “Interfacial Fluid Dynamics and Processes” (1st, Marburg, Germany, 2001; 2nd, Brussel, Belgium, 2004; 3rd, Florida, USA, 2006; 4th, Tokyo, Japan, 2008; 5th, Florence, Italy, 2010; 6th, Haifa, Israel, 2012; 7th, Vienna, Austria, 2014; 8th, Bonn, Germany, 2016); Зимняя школа по механике сплошных сред (14-я 2005, 15-я 2007, 16-я 2009, 17-я 2011, 18-я 2013, 19-я 2015, 20-я 2017, г. Пермь); Gordon Research Conference “Engineering Sciences for Space Exploration” (2005, Les Diablerets, Switzerland); ELGRA Biennial Meeting and General Assembly (2005, Greece); Joint International Topical Team Meeting “Fluid Physics-Thermocapillary Convection“, ESTEC (2006, Noordwijk); 3-я Всероссийская конференция с участием зарубежных ученых «Задачи со свободными границами: теория, эксперимент и приложения», (3-я 2008, 4-я 2011, 5-я 2014, г. Бийск, 6-я 2017, г. Барнаул); 11th National Congress on Theoretical and Applied Mechanics (2009, Borovets, Bulgaria); XXXVIII Conference «Advanced Problems in Mechanics» (2010, St. Petersburg); X Всероссийский съезд по фундаментальным проблемам теоретической и прикладной механики (ВСФПТПМ) (Нижний Новгород, 2011); XI

Всероссийский съезд по фундаментальным проблемам теоретической и прикладной механики (ВСФПТПМ) (Казань, 2015); Пермский городской гидродинамический семинар им. Г.З. Гершуни и Е.М. Жуховицкого под руководством проф. Т.П. Любимовой; Семинар Института механики сплошных сред УрО РАН под руководством академика РАН В.П. Матвеевко.

Личный вклад автора. Работы [5,11-13] выполнены автором лично и без соавторов. В работах [7-10] автором выполнена вся экспериментальная часть и обработка результатов, интерпретация результатов и написание статьи выполнены совместно с соавторами. В работе [6] автором выполнена вся экспериментальная часть, теоретическая часть и численные расчеты выполнены соавтором Бирихом Р.В., интерпретация результатов и написание статьи выполнены совместно с соавтором. В работах [3-4] автору принадлежит постановка задачи, руководство и участие в проведении экспериментов, основная часть экспериментов проведена соавтором Трофименко А.И., обработка и интерпретация результатов выполнены совместно с соавторами. В работе [2] автору принадлежит постановка задачи, руководство и участие в проведении экспериментов, основная часть экспериментов проведена соавтором Трофименко А.И., теоретическая часть и численные расчеты выполнены соавтором Брацуном Д.А., обработка и интерпретация результатов выполнены совместно с соавторами. В работе [1] автору принадлежит постановка задачи и руководство в проведении экспериментов, экспериментальная часть выполнена соавтором Шмыровым А.В., обработка и интерпретация экспериментальных результатов выполнены совместно с соавтором Шмыровым А.В., теоретическая часть выполнена Брацуном Д.А., численные расчеты выполнены Деминым В.А. и Петуховым М.И.

Структура и объем работы. Диссертация состоит из введения, 6 глав, заключения и списка литературы, включающего 239 наименований. Работа содержит 84 рисунка и 6 таблиц. Общий объем диссертации составляет 277 страниц.

Краткое содержание работы

Во **введении** обоснована актуальность темы исследования, степень ее разработанности, сформулированы цель и задачи исследования, научная новизна, теоретическая и практическая значимость работы, методология и методы диссертационного исследования, перечислены положения, выносимые на защиту, приведена апробация результатов и информация о структуре и объеме работы.

В **первой главе** представлены результаты экспериментального исследования структуры и устойчивости теплового (гравитационного и Марангони) конвективного течения, генерируемого затопленным локализованным источником тепла. В начале главы проведен обзор литературы, показывающий, что в традиционно исследуемых в цилиндрической геометрии моделях плоского коаксиального слоя и модели, соответствующей глубокому и короткому слою, неустойчивость основного течения обусловлена взаимодействием с близко расположенными твердыми границами слоя жидкости. Обосновывается актуальность проведения исследований в модели полубесконечного слоя, что позволяет сохранить основное течение устойчивым в более

широком диапазоне чисел Марангони и изучить неустойчивость течения по отношению к механизмам, не связанным с влиянием границ полости. В рамках данной модели в диссертации исследуется устойчивость течения в зависимости от граничных условий на поверхности источника тепла (Глава 1), типа источника, тепловой или концентрационный (Глава 2), или наличия молекул сурфактанта на межфазной поверхности (Глава 3).

В п.1.1 приведено описание экспериментальной установки и методик измерений. В кювете квадратного сечения (сторона 10 см) создавался слой жидкости (n-декан) высотой 10 см, в центре которого на глубине h помещался источник тепла. Задача рассмотрена для двух типов источника: непроницаемый источник с твердыми границами или проницаемый источник, индуцированный излучением. В первом случае использовался нагревательный элемент цилиндрической формы диаметром 0.5 или 0.7 см и высотой 0.2 см, изготовленный из латуни и закрепленный на торце стеклянной трубки, другой конец которой выведен через отверстие в дне. Глубина погружения менялась вертикальным перемещением трубки. Внутри оболочки нагревателя помещался спай термопары, с помощью которого контролировалась теплоотдача от источника. Во втором случае сосредоточенный источник тепла создавался сфокусированным на определенной глубине излучением ближнего ИК диапазона. Мощность источников в обоих случаях (0-2) Вт. Для визуализации структуры течения в жидкость были добавлены светорассеивающие частицы. Оригинальный метод сканирующей щели, основанный на анализе искажений фронта световой волны заданной формы, использован для измерения стационарного профиля свободной поверхности. Для визуализации поверхностных волн использован теневой метод с отражением от свободной поверхности.

В п.1.2.1 приведены результаты исследования структуры конвективного движения. Обнаружено, что течение остается стационарным и осесимметричным при любой мощности и глубине погружения обоих источников тепла. Показано, что в случае проницаемого источника течение распространяется на весь объем жидкости (Рис.1а), тогда как для непроницаемого источника характерна пространственная локализация течения в форме конвективной ячейки, размеры которой в радиальном и аксиальном направлениях зависят от мощности источника и глубины его погружения (Рис.1б). Наблюдаемое различие в структуре течения связано с меньшим размером телесного угла, доступного для возвратного течения в случае непроницаемого источника, что приводит к нескомпенсированности центробежного термокапиллярного течения и замыканию внешней линии тока не на бесконечности, а на конечных расстояниях от источника. Этими же причинами объясняется и наблюдаемое различие в профиле свободной поверхности, результаты исследования которого приведены в п.1.2.2. В случае проницаемого источника поверхность жидкости всегда выгнута в сторону газовой фазы (Рис.2а). При большой глубине погружения твердотельного источника граница раздела также выгнута в сторону газовой фазы, но по мере приближения нагревателя к поверхности и, следовательно, усиления роли термока-

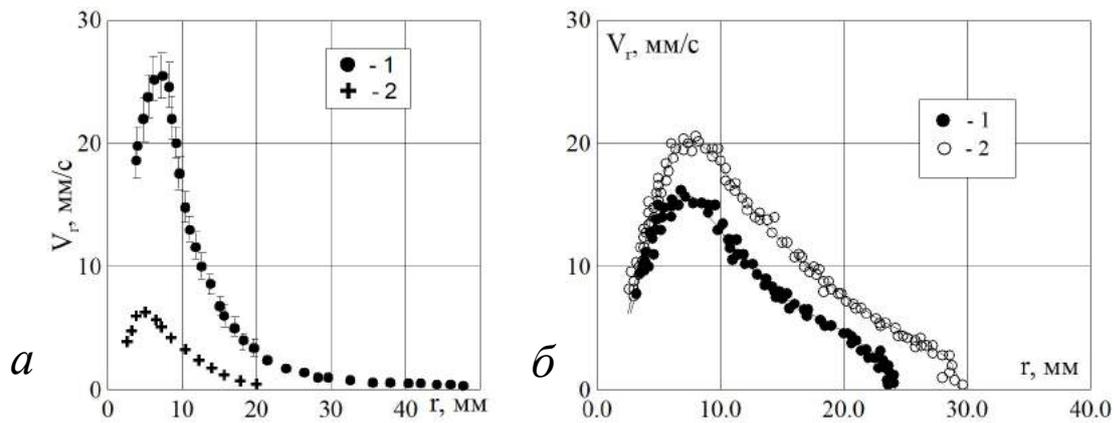


Рис.1 Скорость на поверхности как функция радиальной координаты для проникаемого (а) и непроницаемого (б) источников. $P=0.6$ Вт. Глубина погружения, мм: 1 – 0, 2 – 10.

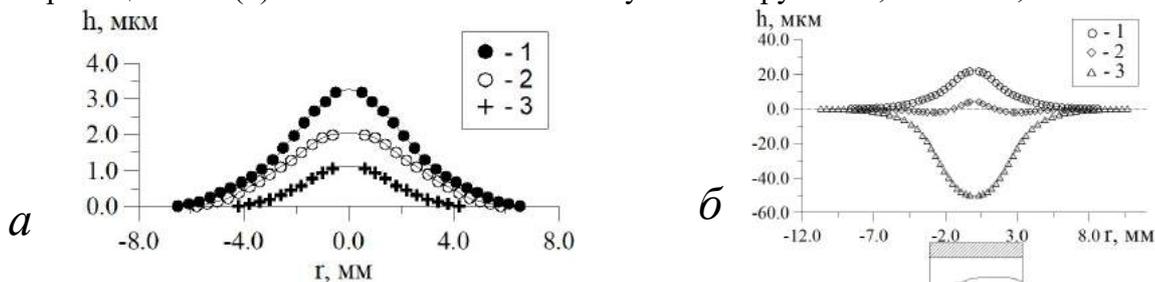


Рис.2 Форма поверхности над источником: (а) проникаемый, $P=0.6$ Вт, глубина погружения, мм: 1 – 0, 2 – 5.0, 3 – 10.0; (б) непроницаемый, $P=0.8$ Вт, глубина погружения, мм: 1 – 9.0, 2 – 2.3, 3 – 1.2.

пиллярного механизма конвекции кривизна профиля меняет знак, поверхность становится вогнутой в сторону жидкой фазы (Рис.2б). При малых глубинах погружения профиль поверхности над непроницаемым источником становится нестационарным, что приводит к формированию поверхностной волны, результаты изучения характеристик которой представлены в п.1.2.3. В зависимости от мощности и глубины погружения непроницаемого источника обнаружена цилиндрическая или спиральная волна (см. Рис.3), количество рукавов которой растет по мере увеличения мощности или приближения источника к поверхности.

При малых глубинах погружения происходит касание источника с вогнутой границей раздела, что приводит к прекращению колебаний. Исследование пространственно-временных характеристик обнаруженных волн, выявило, что длина волны и скорость спиральной волны в радиальном направлении уменьшаются, тогда как свойства цилиндрической волны остаются постоянными. Показано также, что волны за-

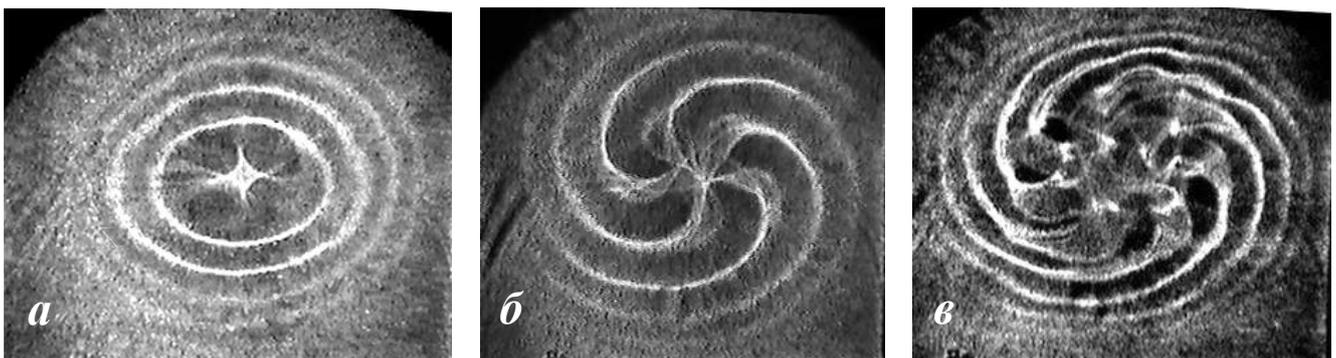


Рис.3 Поверхностные волны цилиндрической (а) и спиральной (б) и (в) конфигурации

рождаются в области над источником и быстро затухают за ее пределами. В п.1.2.4 проводится обсуждение результатов исследования, в частности, предложен и обоснован физический механизм формирования поверхностной волны, заключающийся в деформации поверхности сдвиговым течением в области над источником, представляющей собой плоский коаксиальный слой жидкости с радиальным градиентом температуры. Данный тип неустойчивости ранее был предсказан теоретически [Smith M. and Davis S., J. Fluid Mech., 1983, 132, P. 145–162], но не наблюдался в экспериментах, т.к. подавлялся неустойчивостью в виде гидротермических волн, развивающейся при меньших числах Марангони. Показано, что в рассматриваемой геометрии открытого слоя без внешней границы гидротермические волны не формируются, что делает поверхностные волны единственным типом неустойчивости в задаче о затопленном непроницаемом источнике тепла.

Во **второй главе** диссертации представлены результаты экспериментального исследования структуры и устойчивости концентрационного (гравитационного и Марангони) конвективного течения, генерируемого затопленным локализованным источником массы. В п.2.1 приведено описание экспериментальной установки и методик измерений. Эксперименты были проведены в прямоугольной узкой кювете $9.0 \times 4.5 \times 0.38$ см³, широкие стеклянные стенки которой формировали ячейку интерферометра Физо, применяемого для изучения распределения концентрации в объеме жидкости. Для визуализации структуры течения были добавлены светорассеивающие частицы. Миниатюрный (около 300 мкм) анемометрический датчик применялся для измерения локальной скорости течения. В кювету заливалась вода высокой степени очистки. Источником ПАВ служила капля слаборастворимого вещества, в качестве которого использованы одноатомные спирты – члены одного гомологического ряда, от бутанола до гексанола, имеющие разные свойства, что позволяло менять параметры источника. Капля формировалась на глубине h на конце тонкой (0.9 мм) иглы, помещаемой в ячейку через отверстие в дне.

Результаты экспериментов, представленные в п.2.2, показали, что, в отличие от источника тепла, режим конвективного движения может быть как колебательным, так и стационарным, в зависимости от свойств применяемого ПАВ. В первом случае ПАВ, диффундирующий из капли, всплывает в виде конвективного факела к поверхности, где возбуждает интенсивную концентрационно-капиллярную конвекцию. Движение жидкости гомогенизирует приповерхностный слой, вследствие чего конвекция Марангони прекращается. В дальнейшем диффузия ПАВ из капли и гравитационная конвекция восстанавливают первоначальное распределение, что приводит к очередной вспышке концентрационной конвекции Марангони. Такой автоколебательный режим (Рис.4) может продолжаться часами вплоть до полного растворения капли. Обнаружено, что период колебаний зависит от размера и глубины погружения источника и от вещества капли (Рис.5). Показано, что при смене ПАВ период колебаний изменяется за счет релаксационной фазы, связанной с восстанов-

лением факела гравитационным механизмом, тогда как активная фаза, обусловленная Марангониевским механизмом, остается практически неизменной.

По аналогии с тепловым случаем введено концентрационное динамическое

число Бонда $Bo_{dyn}^c = \frac{Ra}{Ma} = \frac{g\Delta\rho_{max}h^2}{\Delta\sigma_{max}}$ ($\Delta\rho_{max}$ и

$\Delta\sigma_{max}$ – приращение плотности и поверхностного натяжения раствора ПАВ при концентрации, соответствующей предельной растворимости), равное отношению концентрационных чисел Рэлея и Марангони, и показывающее отношение вкладов гравитационного и концентрационно-капиллярного механизмов конвекции. Показано, что нормировка безразмерного периода колебаний на число Бонда $\tilde{T} = \frac{T}{\tau_v} Bo_{dyn}^c$ ($\tau_v = h^2/\nu$ – вязкое время) позволяет объединить экспериментальные результаты, полученные для разных сурфактантов, в единую зависимость (Рис.6). Результаты численного расчета [6] демонстрируют хорошее согласие с экспериментом (Рис.6). Рост вклада Рэлеевского механизма при использовании более коротких спиртов приводит к тому, что при небольших расстояниях от источника до поверхности время восстановления факела становится меньше периода колебаний, в результате чего устанавливается стационарный режим конвективного движения. Переход к следующему более короткому спирту сопровождается увеличением зоны существования стационарного режима конвекции (Рис.5). Обнаружено, что для пропанола и более коротких гомологов стационарное течение является единственным режимом конвекции. В обсуждении результатов (п.2.3) показано, что различия в режимах течения, наблюдаемые в тепловом и концентрационном случаях, обусловлены разным соотношением вкладов гравитационного и поверхностного механизмов в формирование конвективного течения. В диапазоне малых значений динамического числа Бонда $Bo_{dyn}^c \leq O(10^{-4})$, харак-

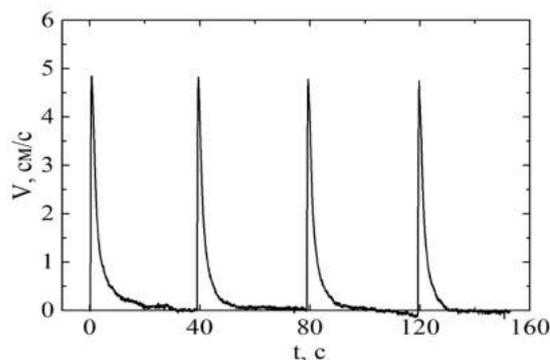


Рис.4 Изменение скорости конвективного движения со временем $d=1.5$ мм, $h=2.1$ мм.

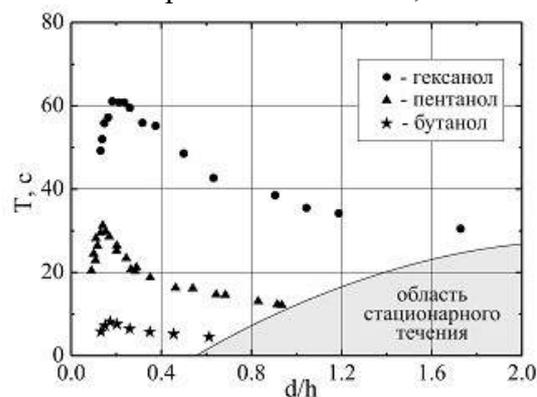


Рис.5 Период колебаний как функция безразмерной обратной глубины погружения источника для трех ПАВ.

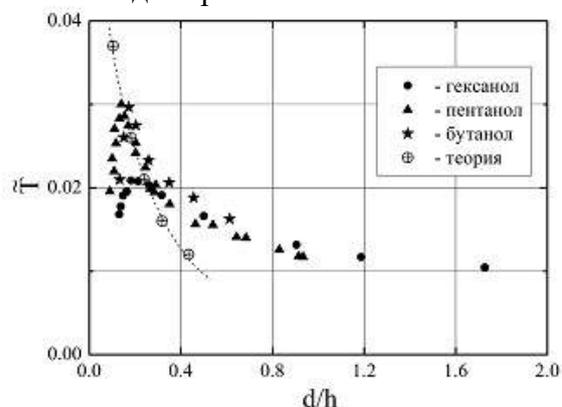


Рис.6 Безразмерный период колебаний как функция безразмерной обратной глубины погружения источника.

становится меньше периода колебаний, в результате чего устанавливается стационарный режим конвективного движения. Переход к следующему более короткому спирту сопровождается увеличением зоны существования стационарного режима конвекции (Рис.5). Обнаружено, что для пропанола и более коротких гомологов стационарное течение является единственным режимом конвекции. В обсуждении результатов (п.2.3) показано, что различия в режимах течения, наблюдаемые в тепловом и концентрационном случаях, обусловлены разным соотношением вкладов гравитационного и поверхностного механизмов в формирование конвективного течения. В диапазоне малых значений динамического числа Бонда $Bo_{dyn}^c \leq O(10^{-4})$, харак-

терного для старших членов гомологического ряда, начиная с гексанола, реализуется только колебательный конвекции. Увеличение данного параметра для пентанола и бутанола до $Bo_{dyn}^c \sim O(10^{-3})$ за счет роста вклада гравитационного механизма приводит к появлению стационарного режима в области малых глубин погружения источника. В диапазоне $Bo_{dyn}^c \geq O(10^{-2})$, являющемся общим для источника массы, сформированного младшими членами гомологического ряда, начиная с пропанола, и для источника тепла наблюдается только стационарный режим конвекции. Принимая во внимание малые ($\sim 10^{-2}$ с) времена адсорбционно-десорбционных процессов коротких спиртов, что позволяет оперировать упрощенными граничными условиями, близкими по постановке к тепловому случаю, и учитывая то, что концентрационная зависимость поверхностного натяжения всегда сильнее температурной, можно рассматривать источник массы в таких задачах, как источник тепла аномальной интенсивности.

В третьей главе диссертации представлены результаты экспериментального исследования структуры и устойчивости концентрационного течения Марангони от локализованного источника массы, расположенного на межфазной поверхности, содержащей адсорбированный слой ПАВ. В п.3.1 приведено описание экспериментальной установки и методик измерения. Эксперименты проведены в стеклянной цилиндрической кювете диаметром 18.0 см и высотой 6.0 см, в которую помещался слой жидкости высотой 4.0 см. Задача исследована для одного нерастворимого и двух растворимых сурфактантов. В первом случае использовалась олеиновая кислота, которая наносилась на слой воды высокой степени очистки. Изотерма поверхностного давления $\pi(\Gamma)$ (здесь $\pi = \sigma_0 - \sigma(\Gamma)$ – поверхностное давление, определяемое, как разность поверхностного натяжения σ_0 чистой субфазы и поверхностного натяжения $\sigma(\Gamma)$ субфазы с нанесенным слоем ПАВ с поверхностной концентрацией Γ) олеиновой кислоты состоит из двух линейных участков с разной сжимаемостью $d\pi/d\Gamma$, соответствующих разному фазовому состоянию в слое. На начальном пологом участке при $0 < \Gamma/\Gamma_e < 0.38$ (Γ_e – поверхностная концентрация насыщенного монослоя, $\Gamma_{gl} = 0.38\Gamma_e$ – поверхностная концентрация, соответствующая фазовому переходу) слой ПАВ находится в газовом состоянии, при $\Gamma/\Gamma_e > 0.38$ – в жидкорасширенном. Сурфактант предварительно растворялся в гексане, после чего необходимое количество раствора вносилось на поверхность. После полного испарения гексана (меньше минуты), на границе раздела оставался слой молекул сурфактанта с поверхностной концентрацией Γ_0 . В качестве растворимого сурфактанта были использованы ацетат и лаурат калия, члены гомологического ряда калиевых солей карбоновых кислот, результаты исследования свойств которых представлены в диссертации. Обнаружено, что поверхностная активность лаурата калия на два порядка выше, чем у каприлата калия. Показано также, что равновесный слой в растворах

лаурата калия формируется за времена $\sim 10^2$ с, что в сто раз быстрее, чем в растворах каприлата калия. Источником концентрационно-капиллярного течения служил слабый (до 10%W) водный раствор этилового спирта, вносимый на границу раздела из тонкой (0.9 мм) стальной трубки, заводимой через отверстие в дне кюветы. Массовый расход менялся в пределах $(0.15-5.0) \cdot 10^{-2}$ г/с. Верхний срез трубки располагался на глубине $H=60$ мкм от поверхности. Изменение концентрации раствора спирта C_{alc} и его массового расхода q_m позволяло менять мощность источника и, следовательно, интенсивность концентрационной конвекции Марангони. Эксперименты с чистой водой показали, что в отсутствие сурфактанта источник генерирует осесимметричное радиальное течение, устойчивое во всем диапазоне мощности источника, используемом в опытах. Для визуализации структуры конвективного течения в жидкость добавлялись светорассеивающие частицы.

В п.3.2.1 приведены результаты наблюдений структуры конвективного течения для случая нерастворимого сурфактанта. Обнаружено, что внесение любого количества олеиновой кислоты приводит к потере течением осевой симметрии. На поверхности формируется две зоны с различной структурой течения (Рис.7): осесимметричное

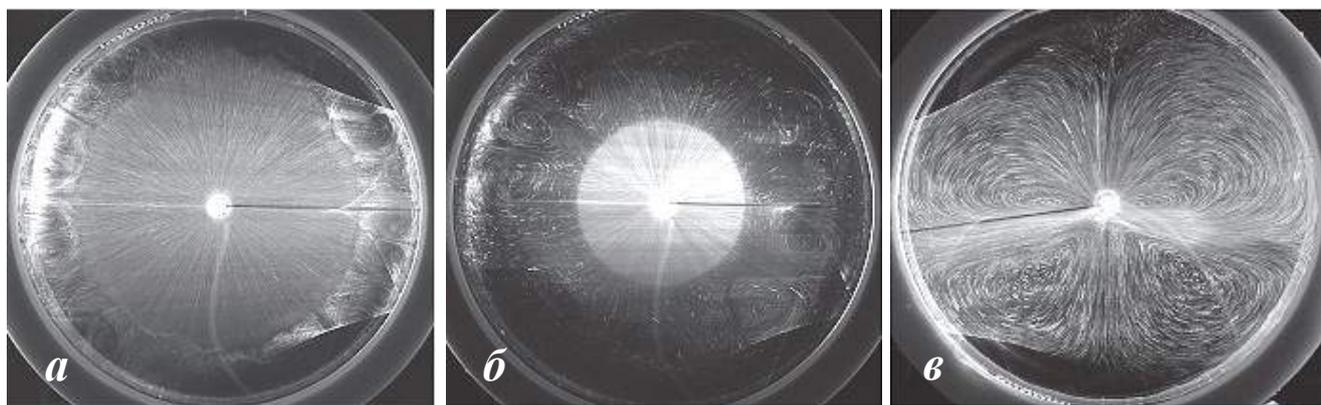


Рис.7 Структура течения при различной поверхностной концентрации олеиновой кислоты Γ/Γ_e : (а) – 0.15, (б) – 0.225, (в) – 0.4. $C_{alc} = 10\%$, $q = 0.52 \cdot 10^{-2}$ г/с.

радиальное течение в центре и многовихревое на периферии. Уменьшение мощности источника или увеличение поверхностной плотности сурфактанта ведет к сокращению размера внутренней зоны и увеличению зоны вихревого течения, что приводит к увеличению размера вихрей и уменьшению их количества. При большой поверхностной плотности сурфактанта зона радиального течения пропадает, и на всей поверхности остается только вихревое движение. В диссертации приведены графики зависимостей размера центральной зоны r и азимутального волнового числа k_ϕ (количество пар вихрей) от параметров источника и поверхностной концентрации олеиновой кислоты. При исследовании структуры конвективного течения в растворах сурфактантов (п.3.2.2) обнаружено, что, как и в случае нерастворимого сурфактанта, наличие молекул ПАВ на границе раздела приводит к формированию двух зон с различной структурой течения (Рис.8). Уменьшение мощности источника или увеличение объемной концентрации ведет к уменьшению размера радиальной

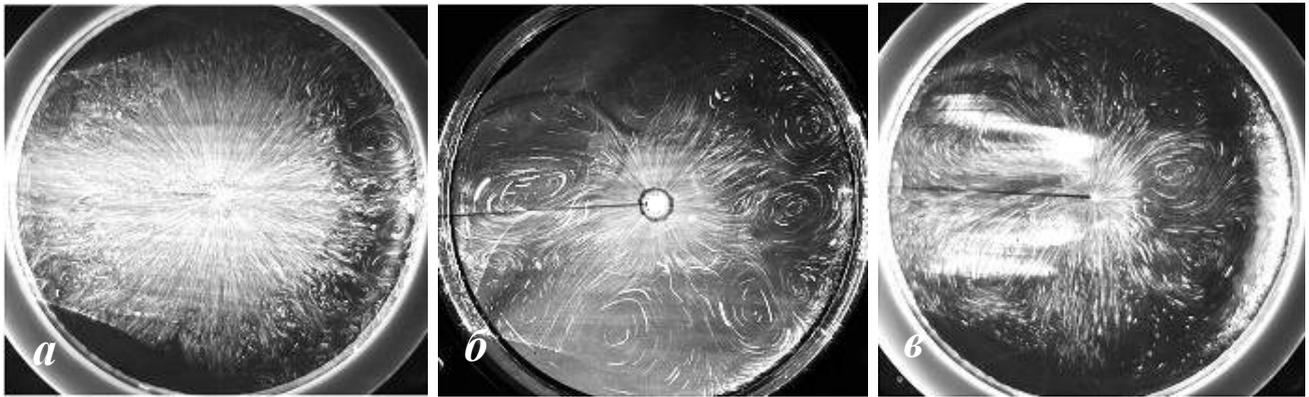


Рис.8 Структура течения при различной объемной концентрации ацетата калия C , моль/л: (а) – 0.01, (б) – 0.5, (в) – 1.0. $C_{alc} = 10\%$, $q = 3.64 \cdot 10^{-2}$ г/с.

зоны. Основное отличие от случая нерастворимого ПАВ состоит в более длительном установлении стационарного состояния после включения источника. В экспериментах с олеиновой кислотой, стационарная структура течения устанавливается в течение нескольких секунд, необходимых для перераспределения молекул сурфактанта конвективным течением и достижения баланса касательных напряжений на границе раздела. В растворах сурфактантов неизменные значения размера радиальной зоны и количества вихрей достигаются только через несколько минут, что связано с установлением равновесного распределения ПАВ между объемной и поверхностной фазами в ходе адсорбционно-десорбционных процессов. Показано, что наличие конвективного движения значительно ускоряет достижение равновесной концентрации на поверхности по сравнению с измерениями в неподвижном растворе: в разы для лаурата калия и на два порядка для ацетата калия. В диссертации представлены графики зависимостей стационарных значений размера центральной зоны r и азимутального волнового числа k_φ от параметров источника и объемной концентрации сурфактантов.

В п.3.3 приведено обсуждение полученных результатов и предложен физический механизм формирования наблюдаемой структуры течения. Наличие источника инициирует движение жидкости, что приводит к конвективному переносу молекул сурфактанта к периферии, которое будет продолжаться до тех пор, пока поверхностное давление в сжатой пленке не скомпенсирует действие со стороны течения. В результате, в центральной части, где поверхность свободна от молекул ПАВ, развивается интенсивное концентрационно-капиллярное течение, а на периферии формируется застойная зона, в пределах которой выполняется баланс касательных напряжений. Если изначальное давление в слое сурфактанта больше, чем встречное действие со стороны источника, то конвективная зона не сформируется, что наблюдается в опытах для обоих типов сурфактанта. В качестве управляющего параметра, описывающего относительный вклад обоих механизмов, в диссертации предложен параметр упругости $E = \Delta\sigma_\Gamma / \Delta\sigma_{уст}$, введенный ранее в теоретических исследованиях. Числитель данного соотношения $\Delta\sigma_\Gamma = \sigma_0 - \sigma(\Gamma)$ есть поверхностное давление в слое сурфактанта, а знаменатель – приращение поверхностного натяжения, обеспечиваемое

присутствием источника. Данный безразмерный параметр определяет как условия формирования конвективной зоны при достижении $E=1$, так и положение границы между зонами в области $0 < E < 1$. В применении к рассматриваемой проблеме параметр упругости принимает вид $E = \frac{\pi}{\Delta\sigma_c + \tau}$.

В случае нерастворимого сурфактанта величина, стоящая в числителе, берется из изотермы поверхностного давления олеиновой кислоты. В случае растворов поверхностная концентрация сурфактанта заранее не известна, так как поверхностная фаза формируется в процессе взаимодействия с конвективным течением, и должна быть измерена. В качестве числителя в этом случае была использована величина $\pi = \sigma_0 - \sigma'$, где σ' – поверхностное натяжение раствора, измеренное пластинкой Вильгельми сразу после выключения источника. Выражение в знаменателе учитывает два механизма создания поверхностного течения источником: Первый связан с наличием градиента концентрации спирта $\Delta\sigma_c = \sigma_0 - \sigma(C_{alc})$, а второй – с вязким увлечением поверхности жидкостью, вытекающей из иглы $\tau = \frac{3\eta q_m}{4\pi\rho H^2}$ (здесь η и ρ – динамическая вязкость и плотность воды).

На Рис.9 все экспериментальные результаты представлены в виде зависимости квадрата относительного размера конвективной зоны, показывающего степень сжатия слоя сурфактанта, от параметра упругости. Для удобства восприятия на графике не показаны погрешности. Для обеих величин относительная погрешность составляла $\sim 10\%$. Нижняя группа сформирована данными, полученными для нерастворимого сурфактанта, и хорошо описывается зависимостью типа $(r/R)^2 \sim E^{(-1.2 \pm 0.2)}$. Верхняя группа объединяет все данные, полученные в экспериментах с растворимыми сурфактантами. Здесь наилучшая аппроксимация $(r/R)^2 \sim E^{(-2.0 \pm 0.2)}$. Тот факт, что данные для нерастворимого сурфактанта лежат ниже отражает хорошо известный из физики факт о худшей сжимаемости слоев нерастворимых ПАВ по сравнению с растворимыми. В то же время известно, что сжимаемость слоев растворимых ПАВ примерно одинакова, что объясняет объединение данных для лаурата и ацетата калия на одной зависимости. Для выяснения причин возникновения многовихревого течения в области застойной зоны была проведена дополнительная серия экспериментов с разделением поверхностного или объемного течения на части в радиальном направлении. Опыты показали, что вихревая структура есть результат неустойчивости радиального течения, распространяющегося в объеме под застойной зоной. Предложен физический механизм, базирующийся на существовании различных граничных условий для скорости на поверхности жидкости в области застойной зоны. Для радиального течения, сжимающего слой сурфактанта, в силу баланса касательных напряжений в застойной зоне выполняется условие прилипания. Для вихревого движения жидкости с осью вихря, перпендикулярной поверхности раздела, которое не приводит к перераспределению сурфактанта в поверхностном слое, выполняется

условие проскальзывания. Такая асимметрия граничного условия ведет к различной скорости вязкой диссипации потенциальной и вихревой составляющей течения. В общем случае, если конвективное течение имеет обе составляющие, следует ожидать перераспределения энергии потока от потенциальной части, как менее энергетически выгодной, к вихревой, что приведет к перестройке всего течения под поверхностью, содержащей слой сурфактанта. С этой точки зрения количество и размер вихрей не зависят от параметров источника и сурфактанта, а есть просто результат их плотной упаковки в пределах застойной зоны, что может быть описано следующей формулой $k_\phi = \pi n(1+x)/2(1-x)$, где $x = r/R$, а $n = l_r/l_\phi$ – соотношение осей вихря. Сравнение экспериментальных данных с расчетной кривой (Рис.10) подтверждает этот вывод. Видно, что по мере уменьшения размеров застойной зоны вытянутые в радиальном направлении вихри ($n=2$) сменяются на круглые ($n=1$). В конце главы представлен обзор экспериментальных исследований, в которых наблюдалась вихревая структура течения, подобная обнаруженной в данной главе. Анализ условий проведения экспериментов в указанных работах показывает наличие поверхностно-активной примеси, не учитываемой исследователями. Приведена альтернативная интерпретация с учетом предложенного механизма взаимодействия конвективного течения с адсорбированным слоем сурфактанта.

Четвертая глава посвящена экспериментальному исследованию взаимодействия термокапиллярного течения с адсорбированным слоем нерастворимого сурфактанта в приближении Хеле-Шоу. Такая постановка интересна с точки зрения получения устойчивого одномерного течения на поверхности жидкости, исключая возможность возникновения неустойчивости, приводящей к формированию вихревого течения в области застойной зоны, описанной в предыдущей главе. Это позволяет

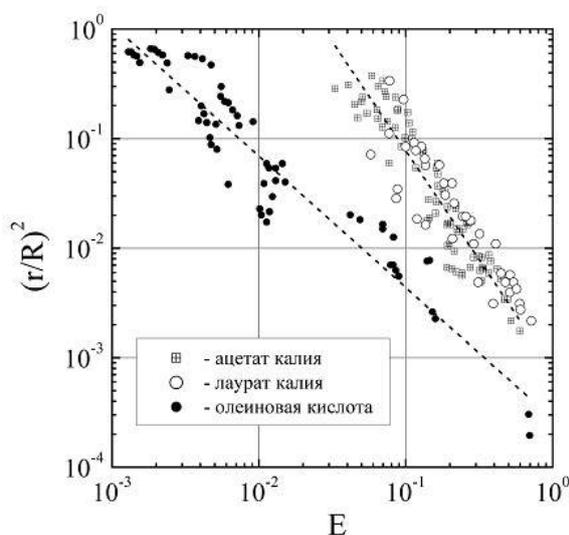


Рис.9 Зависимость квадрата относительного размера конвективной зоны от величины параметра упругости для всех использованных сурфактантов.

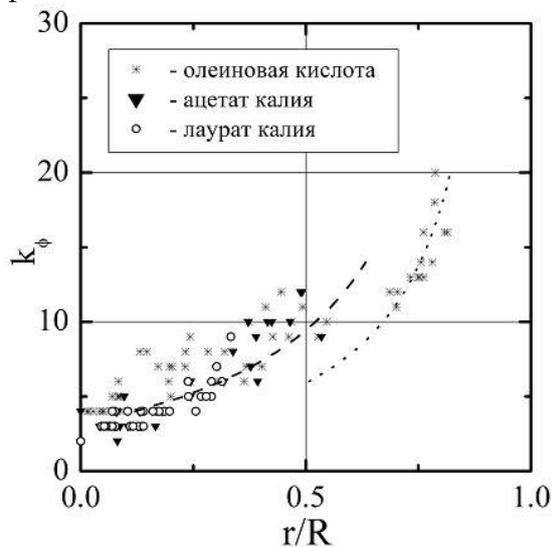


Рис.10 Зависимость азимутального волнового числа вихревой структуры от относительного размера конвективной зоны.

провести сравнение результатов эксперимента с результатами теоретических исследований, постановка в которых предполагает наличие двумерного движения жидкости в объеме и одномерного – на поверхности жидкости. В п.4.1 приведено описание экспериментальной установки и методик измерения. Эксперименты проводились в вертикальной ячейке Хеле-Шоу, образованной двумя стеклянными пластинами, разделенными стеклянным вкладышем U-образной формы толщиной 0.25 см. Ширина и глубина получившейся полости составляли 1.6 см и 0.8 см. Кювета заполнялась водой высокой степени очистки до уровня верхних кромок для создания плоской поверхности. Свет от галогеновой лампы проходил через систему сферических и цилиндрических линз, формируя линейный профиль температуры вдоль границы раздела. Максимум в спектре излучения лампы и спектре поглощения воды приходится на ближнюю и среднюю часть инфракрасного диапазона, благодаря чему основное тепловыделение, обусловленное поглощением падающего излучения, происходит в узкой приповерхностной области. Максимальный перепад температуры на неподвижной поверхности воды составлял $\Delta T = 12 \text{ K}$. Температура поверхности жидкости измерялась при помощи тепловизора. Для визуализации структуры течения в жидкость добавлялось светорассеивающие частицы нейтральной плавучести. В качестве нерастворимого сурфактанта использована олеиновая кислота.

В п.4.2.1 приведен общий обзор структуры течения. Показано, что структура течения зависит от величины параметра упругости $E = \frac{\Delta\sigma_\Gamma}{\Delta\sigma_T} = \frac{2\gamma_\Gamma\Gamma_0}{\gamma_T\Delta T}$, равного отношению

приращений поверхностного натяжения за счет концентрационного и термокапиллярного механизмов (Γ_0 – начальная поверхностная плотность сурфактанта, γ_Γ и γ_T – концентрационная и температурная зависимость поверхностного натяжения). В области $E > 1$ (Рис.11а), когда концентрационный механизм компенсирует действие термокапиллярного, на всей поверхности существует застойная зона с линейным профилем температуры, а в объеме и на границе развивается медленное движение. Случай $E = 0$ (Рис.11б) соответствует чистой поверхности без сурфактанта и характеризуется развитием интенсивной термокапиллярной конвекции с центром вихря вблизи холодной границы. Наиболее интересная ситуация возникает в области $0 < E < 1$ (Рис.11в), когда концентрационный механизм не может полностью скомпенсировать тепловой на всей поверхности, в результате чего вблизи горячего края появляется участок, свободный от сурфактанта, на котором развивается интенсивная термокапиллярная конвекция. Весь ПАВ сосредоточен вблизи холодного края, формируя застойную зону, в пределах которой механизмы компенсируют друг друга. Температурный профиль представляет собой два линейных участка с разным наклоном, что обусловлено различными по интенсивности механизмами переноса тепла: конвективным на чистой поверхности и преимущественно теплопроводным в области застойной зоны. Излом профиля соответствует положению застойной точки, границы между зонами.

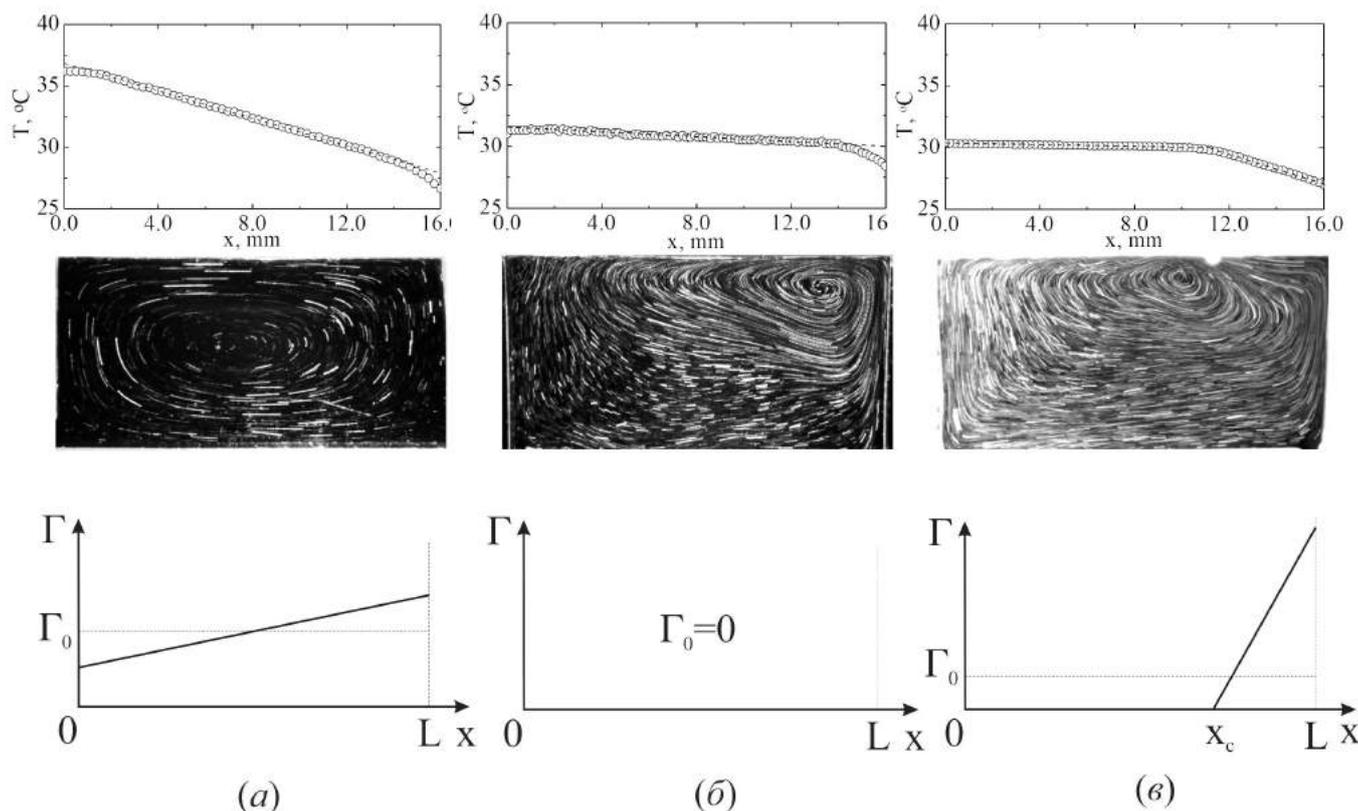


Рис.11 Распределение температуры вдоль поверхности жидкости (верхний ряд), структура течения (средний ряд) и схема распределения сурфактанта вдоль границы раздела (нижний ряд) для случаев: (а) – $E > 1$, (б) – $E = 0$, (в) – $0 < E < 1$.

В п.4.2.2 подробно рассмотрен случай $E > 1$. Исследована эволюция скорости на поверхности с момента включения источника тепла (Рис.12). Обнаружено, что после короткого периода, в течение которого происходит перераспределение молекул сурфактанта конвективным движением и достижение баланса касательных напряжений, на поверхности устанавливается равновесная скорость, величина которой зависит от поверхностной концентрации ПАВ. Наличие ненулевой скорости на границе раздела в условиях баланса касательных напряжений обусловлено механизмом поверхностной диффузии, размывающим неоднородное распределение молекул ПАВ. Показано, что измерение равновесной скорости на поверхности может быть применено для расчета коэффициента поверхностной диффузии, используя формулу, предложенную в теоретическом исследовании (Homsy G.M., Meiburg E. J. Fluid Mech., 1984, 139, P. 443–459) $D_s = u_s l E$ (u_s – скорость на поверхности с координатой $x = l/2$, l – длина поверхности). Обнаружено, что, в зависимости от начальной поверхностной концентрации, коэффициент поверхностной диффузии равен: $D_s \approx 4 \cdot 10^{-2} \text{ см}^2/\text{с}$ в середине газового участка и $D_s \approx 5 \cdot 10^{-3} \text{ см}^2/\text{с}$ в начале жидко-расширенного участка. В диссертации приведен обзор работ, посвященных измерению поверхностной диффузии и проведено сравнение с полученными результатами. Показано, что для разреженных слоев, находящихся в газовом состоянии, предложенный метод является единственным.

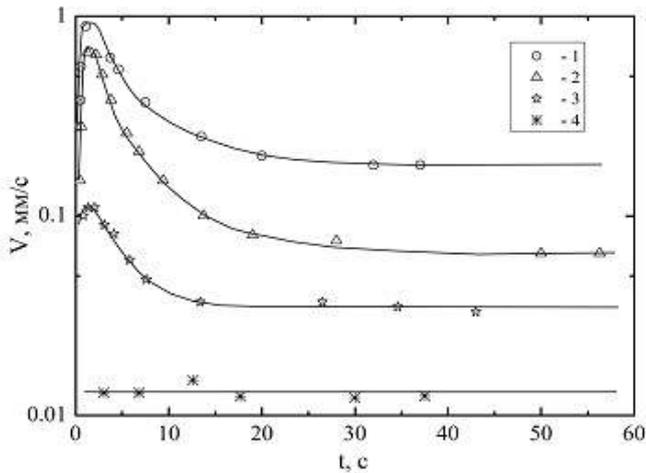


Рис.12 Временная динамика скорости на поверхности в точке $x = L/2$ с момента включения источника тепла при различных поверхностных концентрациях сурфактанта Γ_0/Γ_e : 1 – 0.1, 2 – 0.18, 3 – 0.34, 4 – 0.43.

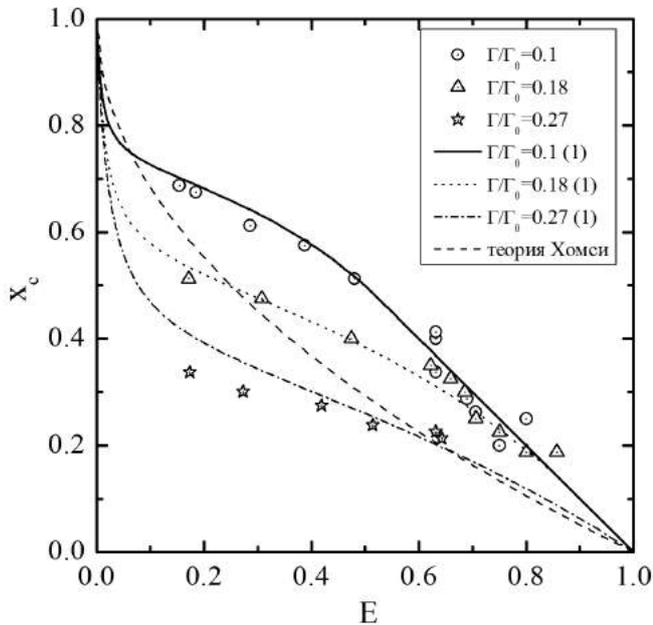


Рис.13 Положение застойной точки как функция параметра упругости, измеренная в эксперименте (точки) и рассчитанная по уравнению (1) (линии), для трех значений поверхностной плотности. Штриховая линия – теории Хомси.

линейного участка при данной начальной концентрации сурфактанта.

В диссертации предложено аналитическое описание зависимости $\tilde{x}_c(E)$. Система уравнений содержит изотерму поверхностного давления олеиновой кислоты, записанную в виде кусочно заданной функции, условие постоянства градиента поверхностного натяжения вдоль поверхности за счет концентрационного механизма и закон сохранения количества сурфактанта на поверхности. Разрешая систему относительно параметра упругости получаем выражение:

В п.4.2.3 приведены результаты исследования положения застойной точки в области $0 < E < 1$. Показано, что по мере увеличения параметра упругости положение границы между зонами сдвигается к холодному краю кюветы. На Рис.13 приведена зависимость безразмерной координаты застойной точки $\tilde{x}_c = x_c/l$ (x_c – размерная координата) от величины параметра упругости для трех значений начальной поверхностной плотности сурфактанта. Видно, что при $\Gamma_0 = 0.1\Gamma_e$ в области малых E точки лежат на биссектрисе $\tilde{x}_c = 1 - E$. Начиная с $\tilde{x}_c \approx 0.5$, зависимость становится нелинейной, что говорит об ухудшении сжимаемости слоя сурфактанта в застойной зоне. Показано, что это связано с формированием вблизи холодного края участка слоя в жидко-расширенном фазовом состоянии, размер которого растет по мере уменьшения параметра упругости. При $\Gamma_0 = 0.18\Gamma_e$ участок с новым фазовым состоянием появляется при $\tilde{x}_c \approx 0.1$, поэтому область линейной зависимости существенно сокращается. При $\Gamma_0 = 0.27\Gamma_e$ слой сурфактанта у холодного края находится в жидко-расширенном состоянии уже при $E=1$, что делает невозможным существование

$$E = \begin{cases} 1 - \tilde{x}_c, & 2\tilde{\Gamma}_0 \leq \Gamma_{gl} \\ \frac{2\gamma_g \Gamma_0}{\gamma_g \Gamma_{gl} + \gamma_l \left((\tilde{\Gamma}_0 - \Gamma_{gl}) + \sqrt{\tilde{\Gamma}_0^2 - \left(1 - \frac{\gamma_g}{\gamma_l}\right) (2\tilde{\Gamma}_0 - \Gamma_{gl}) \Gamma_{gl}} \right)}, & 2\tilde{\Gamma}_0 > \Gamma_{gl} \\ \frac{\gamma_g \Gamma_{gl} + \gamma_l \left((\Gamma_0 - \Gamma_{gl}) + \sqrt{\Gamma_0^2 - \left(1 - \frac{\gamma_g}{\gamma_l}\right) (2\Gamma_0 - \Gamma_{gl}) \Gamma_{gl}} \right)}{\gamma_g \Gamma_{gl} + \gamma_l \left((\tilde{\Gamma}_0 - \Gamma_{gl}) + \sqrt{\tilde{\Gamma}_0^2 - \left(1 - \frac{\gamma_g}{\gamma_l}\right) (2\tilde{\Gamma}_0 - \Gamma_{gl}) \Gamma_{gl}} \right)}, & 2\Gamma_0 > \Gamma_{gl} \end{cases} \quad \text{где } \tilde{\Gamma}_0 = \frac{\Gamma_0}{1 - \tilde{x}_c} \quad (1)$$

Здесь γ_g и γ_l – концентрационные зависимости поверхностного натяжения на газовом и жидко-расширенном участках, соответственно, $\tilde{\Gamma}_0$ – средняя поверхностная концентрация сурфактанта в застойной зоне. Результаты расчетов по формуле (1) хорошо описывают результаты экспериментов (Рис.13), что говорит о правильном понимании физических процессов, происходящих в поверхностной фазе. В п.4.3 показано, что неверная оценка вклада конвективного механизма в теплоперенос, приведенная в теоретическом исследовании (Carpenter В., Homsy G. M., J. Fluid Mech. 1985. Vol. 155. P. 429–439), приводит к корневой зависимости $\tilde{x}_c = 1 - \sqrt{E}$ (штриховая линия на Рис.13), неверно описывающей результаты экспериментов. Показано, что правильный учет конвективного теплопереноса в работе [1] позволил корректно описать полученные результаты.

Пятая глава посвящена экспериментальному исследованию устойчивости плоского горизонтального слоя со свободной верхней границей при наличии наклонного градиента температуры. В начале главы представлен обзор литературы, в котором показано, что основное внимание исследователей сосредоточено на изучении случаев, когда градиент температуры перпендикулярен слою (задача Бенара-Марангони) или направлен вдоль слоя (неустойчивость Марангони). В реальных ситуациях теплопоток через боковые границы или теплоотдача от свободной поверхности приводят к появлению наклонного градиента температуры, что может кардинально изменить условия устойчивости слоя и структуру течения. В п.5.1 описана экспериментальная установка (Рис.14) и методики измерений. Слой силиконового масла 5, толщина d которого варьировалась в диапазоне от 1.00 до 6.00 мм, помещался в латунную прямоугольную кювету 1 с внутренними горизонтальными размерами полости $135 \times 135 \text{ мм}^2$. Над свободной поверхностью жидкости находился тонкий слой воздуха толщиной $d_{\text{air}} = 0.5 \text{ мм}$, ограниченный сверху прозрачной пластиной 6 из сапфира. Температурные условия на верхней и нижней границах задавались при помощи че-

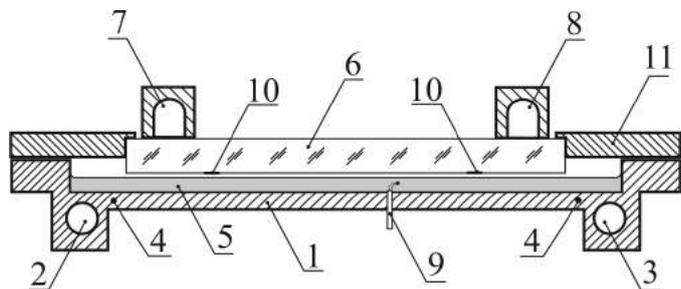


Рис.14 Схема экспериментальной установки.

тырех термостатов, вода от которых прокачивалась через теплообменники 7 и 8 и каналы 2 и 3. Величина горизонтального градиента на обеих границах всегда задавалась одинаковой и была использована для вычисления горизонтального числа Марангони $Ma_{hor} = \frac{\sigma_T (grad_x T) d^2}{\eta \chi}$, где σ_T – температурный коэффициент поверхностного натяжения, η и χ – коэффициенты динамической вязкости и теплопроводности жидкости. Для создания вертикальной составляющей температурного градиента сапфировая пластина охлаждалась относительно нижней границы на величину Θ одинаковую для каждой продольной координаты. Перепад температуры на слое, рассчитываемый как $\Delta T_{ver} = \frac{\Theta}{1 + \lambda d_{air} / \lambda_{air} d}$, был использован для вычисления вертикального числа Марангони $Ma_{ver} = \frac{\sigma_T \Delta T_{ver} d}{\eta \chi}$ (λ , λ_{air} – коэффициенты теплопроводности жидкости и воздуха, соответственно). Наблюдения структуры конвективного течения производились через сапфировую пластину при помощи тепловизора. Для визуализации структуры в объеме в жидкость добавлялось небольшое количество светорассеивающих частиц. Вертикальный профиль температуры в слое жидкости измерялся подвижной термопарой 9. В экспериментах независимо задавались оба числа Марангони, а также динамическое число Бонда $Bo_{dyn} = \rho g \beta_T d^2 / \sigma_T$, показывающее относительный вклад гравитационного и термокапиллярного механизмов конвекции. В п.5.2 представлены результаты экспериментов. Показано, что структура конвективного течения зависит от всех трех безразмерных параметров. На Рис.15 приведены карты режимов течения в координатах $Ma_{hor} - Ma_{ver}$ для трех значений Bo_{dyn} . Ось $Ma_{ver} = 0$ соответствует двумерному стационарному термокапиллярному течению (ТТ). В случае $Ma_{hor} = 0$ превышение вертикальным числом Марангони критического значения $Ma_{ver}^* \approx 80$ слой теряет механическое равновесие, в результате чего формируется конвективная структура в виде гексагональных ячеек с длиной волны $\lambda \approx 3d$. В общем случае, когда оба числа Марангони не равны нулю, сценарий зависит от Bo_{dyn} . При $Bo_{dyn} = 1.8$ увеличение Ma_{hor} при фиксированном $Ma_{ver} > Ma_{ver}^*$ приводит к появлению течения в виде дрейфующих ячеек (ДЯ) Бенара-Марангони (Рис.16а), вытянутых в направлении движения. При дальнейшем увеличении Ma_{hor} в слое возникает структура в виде продольных валов (ПВ), проникающих на всю глубину слоя (Рис.16б).

Наконец, при ещё большем Ma_{hor} в слое реализуется режим ТТ. Таким образом, наличие продольного градиента температуры оказывает стабилизирующее влияние на подогреваемый снизу слой: критическое значение Ma_{ver} для возникновения неустойчивости Бенара-Марангони увеличивается на порядок при $Ma_{hor} = 150$.

При увеличении числа Бонда (Рис.15б и в) в области больших Ma_{hor} режим ДЯ сменяется новым типом неустойчивости в виде продольных валов или дрейфующих ячеек, но с меньшей длиной волны $\lambda \approx d$. Анализ течения в объеме показал, что данные структуры существуют в пределах термокапиллярного течения (Рис.17), в то время как возвратная часть течения остается устойчивой, несмотря на наличие вертикального градиента температуры. Данные типы течения названы поверхностными дрейфующими ячейками (ПДЯ) и поверхностными продольными валами (ППВ). Измерения температуры в слое показали, что наличие продольного термокапиллярного течения существенно искажает вертикальный профиль. На границе области существования режимов ДЯ и ПДЯ верхняя часть возвратного течения становится устойчиво стратифицированной. Возле нижней границы неустойчивая стратификация сохраняется, но локальное число Рэлея оказывается меньше критического, что делает невозможным развитие неустойчивости. В области термокапиллярного течения стратификация плотности неустойчивая. Оценки локального вертикального числа Марангони для приповерхностной области показывают превышение порогового значения, необходимого для развития неустойчивости Бенара-Марангони. Таким образом, в толстых слоях жидкости, соответствующих большим значениям Bo_{dyn} , искажение профиля температуры термокапиллярным течением приводит к вытеснению неустойчивости Бенара-Марангони в область поверхностного течения. В тонких слоях толщина поверхностной части течения оказывается недостаточной для развития неустойчивости, в результате чего весь слой становится устойчивым при увеличении Ma_{hor} (Рис.15а). Результаты исследования пространственно-временных характеристик ПДЯ показывают уменьшение длины волны и увеличение скорости дрейфа ячеек при увеличении Ma_{hor} , что хорошо согласуется с предложенным физическим механизмом формирования наблюдаемой неустойчивости. Обнаружено, что ДЯ, в отличие от ПДЯ, могут менять направление дрейфа в

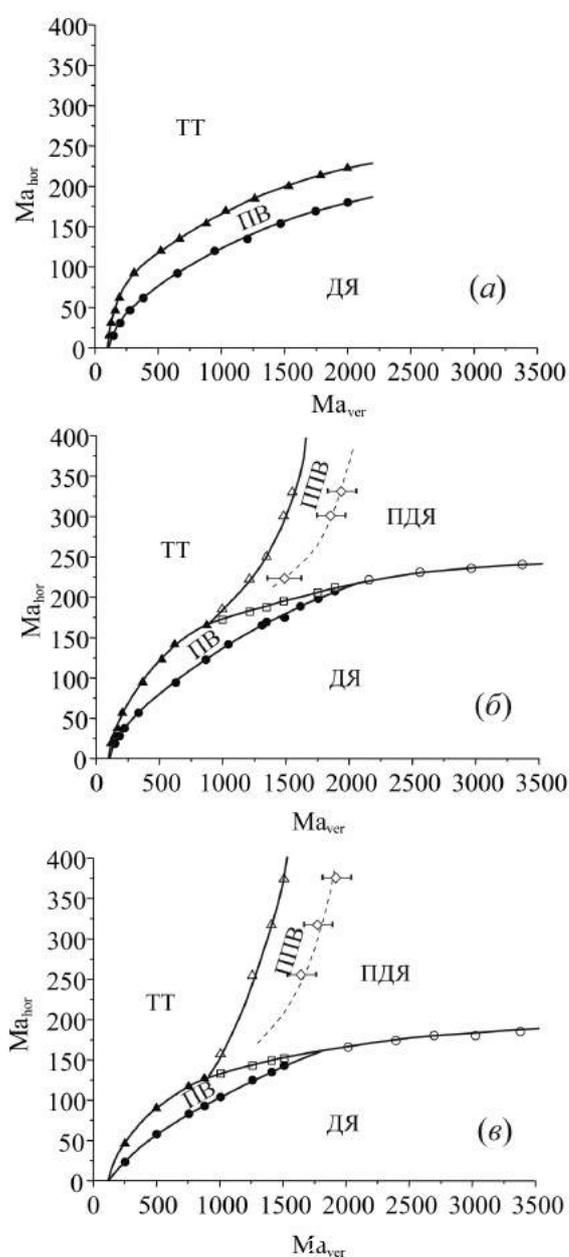


Рис.15 Карта режимов течения при различных значениях динамического числа Бонда: (а) – $Bo_{dyn} = 1.8$, (б) – $Bo_{dyn} = 5.6$, (в) – $Bo_{dyn} = 16.4$.

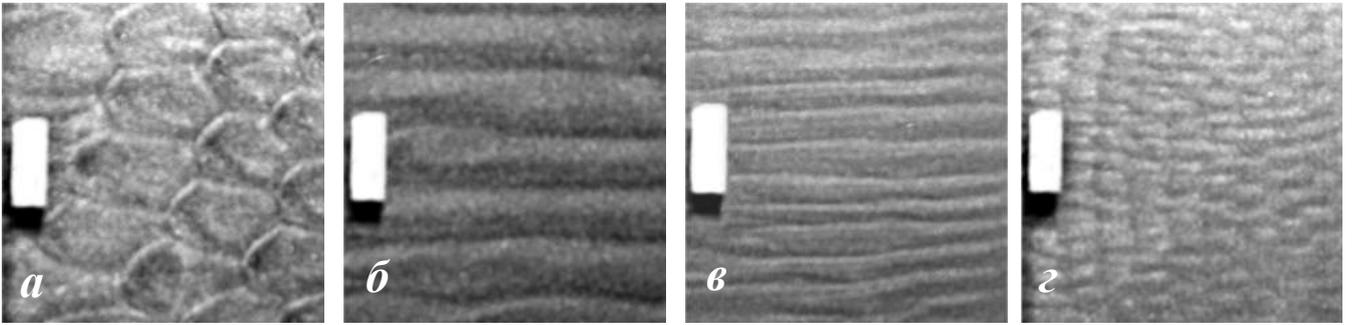


Рис.16 Режимы конвективного течения: (а) – дрейфующие ячейки Бенара-Марангони (ДЯ), (б) – продольные валы (ПВ), (в) – поверхностные продольные валы (ППВ), (г) – поверхностные дрейфующий ячейки (ПДЯ).

зависимости от безразмерных параметров задачи, что обусловлено разным взаимодействием ячеек с поверхностной и возвратной частями течения при изменении глубины их проникновения в слой.

В п.5.3 проводится обсуждение полученных результатов и их сравнение с результатами теоретических исследований. Обнаружено качественное согласие в области самых малых чисел Бонда, что объясняется пренебрежением гравитационными эффектами в теоретических работах. Показано, что обнаруженный при больших числах Бонда новый тип неустойчивости ответственен за возникновение структур в расплавах, наблюдавшихся при выращивании кристаллов методом Чохральского.

Шестая глава посвящена изучению явления аккумуляции твердых включений тепловой конвекцией Марангони в жидком мостике. В начале главы представлен обзор исследований течения в такой геометрии. Показано, что в жидкостях с $Pr > O(10^0)$ по достижении критического значения числа Марангони стационарное, осесимметричное основное течение теряет устойчивость, в результате чего возникает вторичное течение в виде бегущей гидротермической волны, вдоль которой периодически меняется скорость и температура жидкости. В ряде исследований сообщалось о наблюдении явления, заключающегося в формировании визуализирующими частицами упорядоченных структур, названных авторами аккумуляционными (АС). Отмечено, что системных исследований явления не проводилось, и физического механизма предложено не было. В п.6.1 приведено описание экспериментальной установки и методик измерения. Жидкий мостик создавался между двумя соосными цилиндрами радиусом $R=3$ мм, расстояние между которыми L задавало аспектное соотношение $A=L/R$. Верхний цилиндр изготовлен из сапфира, что позволяло наблюдать

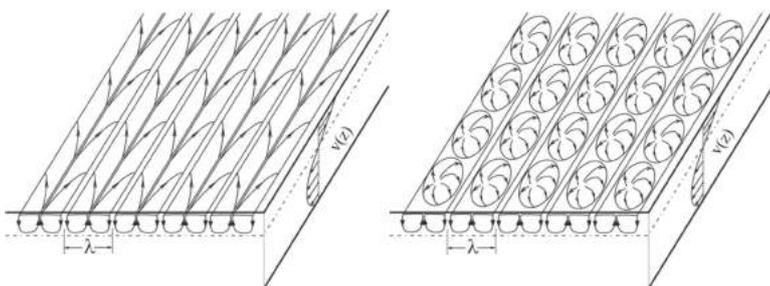


Рис.17 Реконструкция структуры конвективного течения в ППВ и ПДЯ режимах.

структуру течения в аксиальном направлении. Материал нижнего цилиндра и конструкция верхнего и нижнего теплообменников зависели от используемой жидкости. В качестве последней были использованы н-декан (рабочая температура

тура 25°C) и смесь расплавов нитрата натрия и нитрата цезия (рабочая температура 350°C). В случае *n*-декана нижний цилиндр изготавливался из латуни, а разность температур между цилиндрами создавалась при помощи двух водяных термостатов. При использовании расплава цилиндр был изготовлен из графита, а температура цилиндров задавалась электрическими нагревателями. Близкие физико-химические свойства расплавов этих веществ позволяли менять плотность расплава при изменении их относительного содержания, оставляя при этом неизменной величину числа Марангони $Ma = \frac{\sigma_T \Delta T R^2}{L \eta \chi}$. Во избежание теплопотерь и воздействия внешней среды

теплообменники с закрепленными цилиндрами помещались в герметичную цилиндрическую камеру, стенки которой можно было поддерживать при заданной температуре. Для детального изучения вопросов влияния характеристик взвешенных частиц на процессы формирования и параметры АС в экспериментах были использованы несколько типов частиц, что позволяло варьировать в экспериментах их форму и размер, а также отношение плотности материала частиц и жидкости $\alpha = \rho_p / \rho_f$. Наблюдения проводились через боковые окна кожуха и через сапфировый цилиндр при помощи двух видеокамер.

В п.6.2.1 представлены результаты исследования формы, области существования и условий формирования АС. По результатам синхронизированных наблюдений с двух направлений сделана 3D реконструкция АС. Обнаружено, что структура представляет собой одномерный объект в виде замкнутой линии спиралевидной формы, оборачивающейся вокруг основного торoidalного конвективного вихря целое число раз, что определяет азимутальное волновое число m АС (Рис.18). Часть структуры существует на поверхности, а часть – в обратном течении. По результатам наблюдений построены карты режимов течения в координатах $Ma - A$ (Рис.19). Обнаружено, что область существования АС всегда расположена внутри зоны существования колебательного режима конвекции в виде гидротермической волны (группы точек на Рис.19) с тем же азимутальным волновым числом, т.е. наличие такого типа течения является необходимым условием для формирования АС. Достаточным условием является совпадение орбитального времени движения частицы в конвективном вихре и периода гидротермической волны. Показано, что в цен-

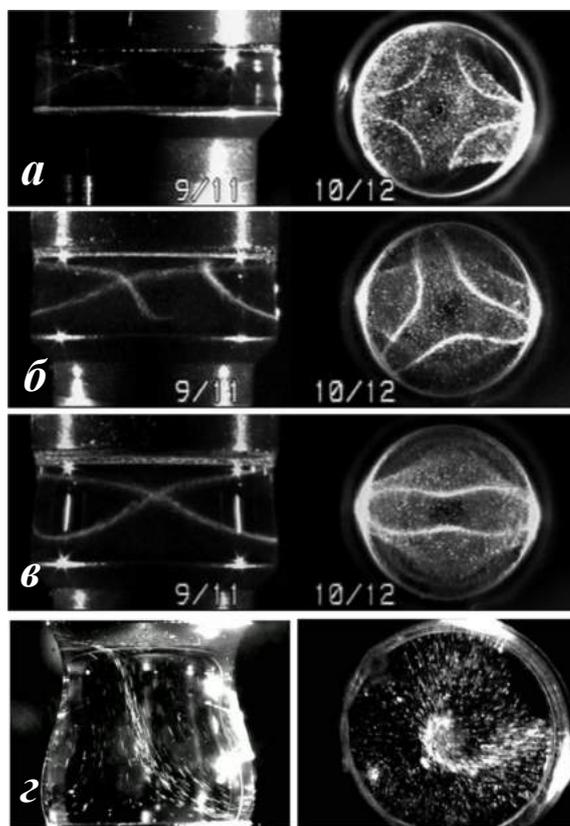


Рис.18 Аккумуляционные структуры с различным азимутальным волновым числом m : (а) – 4, (б) – 3, (в) – 2, (з) – 1.

тре области существования АС указанные времена совпадают, а время формирования АС (время между механическим перемешиванием жидкости и первым появлением структуры) минимально.

В п.6.2.2 приведены результаты исследования структуры течения и распределения температуры в гидротермической волне и их роли в аккумуляции частиц. Обнаружено, что наличие волны приводит к появлению на поверхности жидкости азимутального градиента температуры, 2π раз меняющего свое направление при полном обходе поверхности в азимутальном направлении. Это приводит к возникновению азимутальной составляющей термокапиллярного течения, обеспечивающего азимутальную миграцию частиц вместе с элементами жидкости в приповерхностном слое и их дальнейшую инжекцию в объем в ограниченной, наиболее холодной, области поверхности, играющей роль аттрактора. При совпадении орбитального времени движения частицы и периода волны частица вернется на поверхность во время прохождения следующей холодной фазы, что усиливает формирующуюся структуру. В п.6.2.3 представлены результаты исследования процесса формирования АС в зависимости от свойств частиц. Наблюдения показали, что в случае разной плотности материала частиц и жидкости зависимость времени формирования от размера частиц носит немонотонный характер (Рис.20). В области малых частиц время формирования быстро уменьшается с ростом размера частиц. При дальнейшем увеличении размера включений время начинает медленно увеличиваться. При использовании частиц с более близкой к жидкости плотностью минимум на зависимости становится менее выраженным (Рис.20) и, наконец, совсем пропадает для нейтрально плавучих частиц, что говорит о седиментационном механизме возрастания времени формирования в области больших размеров частиц с отличной от жидкости плотностью. Обнаружено, что при фиксированном размере частиц время формирования зависит от соотношения плотностей материала частиц и жидкости (Рис.21). Показано, что

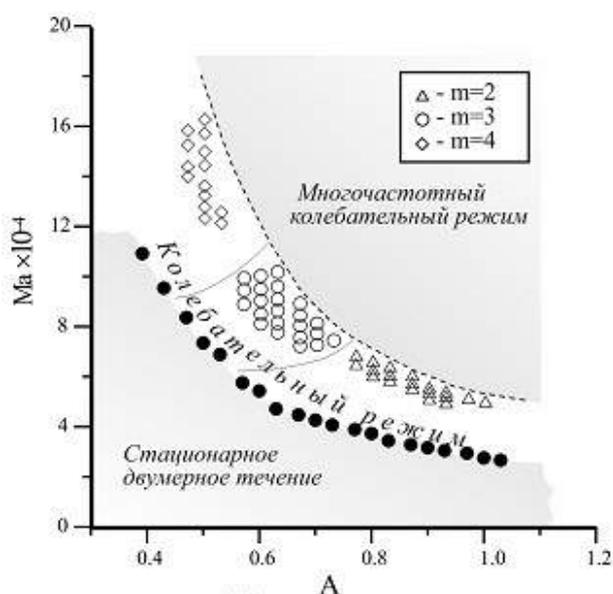


Рис.19 Карта режимов конвективного течения для n-декана.

нейтрально плавучие частицы формируют АС быстрее всего.

В п.6.2.4 представлены результаты экспериментов, проведенных в условиях микрогравитации на борту беспилотной исследовательской ракеты, совершающей суборбитальный полет по баллистической траектории. Описаны особенности экспериментальной установки и методик проведения измерений. Показано, что в условиях микрогравитации АС, наблюдаемая для частиц с плотностью, отличной от плотности жидкости, формируется не-

сколькo быстрее, что связано с отсутствием седиментационных эффектов. В п.6.3 обсуждается возможный физический механизм явления. Показано, что формирование АС может быть объяснено дрейфом частиц в сдвиговом потоке, заключенном между центром конвективного вихря и свободной поверхностью жидкости. Боковое смещение частиц в направлении градиента, обеспечивает выход всех включений в приповерхностные слои жидкости, где они перераспределяются в азимутальном направлении гидротермической волной и инжектируются вместе с жидкостью в m холодных областях волны, давая начало формированию АС. Оценки скорости дрейфа объясняют наблюдаемую в экспериментах зависимость от размера частиц и хорошо согласуются с измеренными временами формирования АС. В п.6.4 представлены результаты исследования влияния поверхностно-активной примеси на структуру термокапиллярного течения и формирование АС. Обнаружено, что наличие сурфактанта в жидком мостике приводит к формированию в надкритической области течения в виде стоячей волны, т.е. суперпозиции двух бегущих волн противоположного направления. Данные наблюдения позволили объяснить противоречия в результатах, полученных ранее в теоретических и экспериментальных исследованиях. Теоретически было показано, что стоячая волна является переходным режимом при установлении бегущей волны в надкритической области, но не может существовать, как самостоятельный устойчивый режим течения. В большинстве экспериментальных исследований наблюдалось течение только в виде стоячей волны. Анализ работ показал, что в таких экспериментах, для стабилизации жидкого мостика на поверхность нижнего цилиндра всегда наносилось антисмачивающее покрытие. Такие вещества имеют низкое поверхностное натяжение и будут являться поверхностно-активной примесью при их неконтролируемом растворении в жидкости мостика. Тестовые эксперименты, проведенные с веществами антисмачивающего покрытия, указанными в статьях, показали справедливость данного утверждения. Применение инертного тефлонового

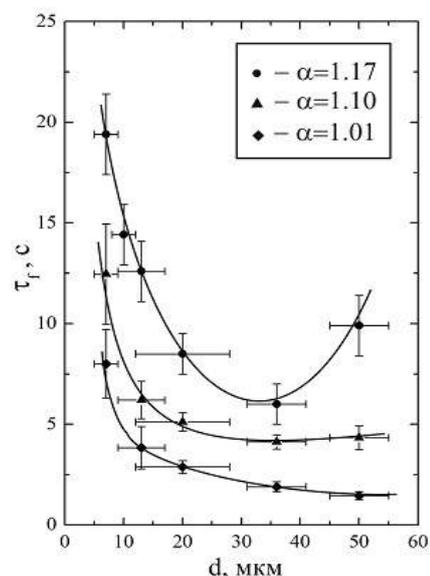


Рис.20 Зависимость времени формирования АС от размера частиц для трех различных значений соотношения плотностей материала частиц и жидкости.

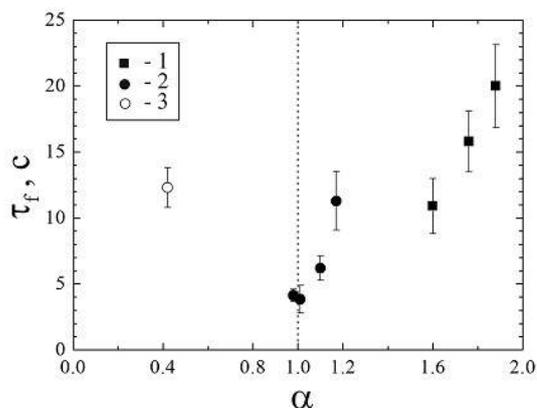


Рис.21 Зависимость времени формирования АС от соотношения плотностей материала частиц и жидкости для частиц одинакового размера. 1 – синтетический корунд, 2 – кварцевое стекло, 3 – полые стеклянные сферы.

покрытия в диссертационном исследовании позволило избежать этого нежелательного эффекта. Показано, что в режиме стоячей волны формирование АС становится невозможным.

В **заключении** сформулированы основные результаты диссертационной работы:

1. Впервые экспериментально исследована структура и устойчивость конвективного течения от локализованного источника тепла, расположенного на поверхности цилиндрического слоя, вертикальные и горизонтальные размеры которого много больше размеров тепловой неоднородности и характерного размера течения. Обнаружено, что такая модель полубесконечного слоя обладает наибольшим потенциалом устойчивости по сравнению с другими моделями в цилиндрической геометрии.
2. Экспериментально исследована структура и устойчивость теплового (гравитационного и Марангони) конвективного течения, генерируемого затопленным локализованным источником тепла, в модели полубесконечного слоя жидкости. Задача рассмотрена для двух типов источника: непроницаемый источник с твердыми границами или проницаемый источник, индуцированный излучением. Показано, что при любой глубине погружения в случае непроницаемого источника конвективное течение локализовано в пространстве как в радиальном, так и в аксиальном направлении, тогда как для проницаемого источника характерно развитие конвективного течения во всем объеме жидкости. Обнаружено, что приближение непроницаемого источника к границе раздела приводит к развитию неустойчивости в виде поверхностных волн, цилиндрической или спиральной конфигурации, предсказанных ранее в теоретических исследованиях, но не наблюдавшихся экспериментально. Показано, что в случае проницаемого источника термокапиллярное течение остается устойчивым при любых значениях числа Марангони, достижимых в эксперименте.
3. Экспериментально исследована структура и устойчивость концентрационного (гравитационного и Марангони) конвективного течения от локализованного затопленного источника ПАВ. Обнаружено, что в отличие от теплового источника, где основное течение всегда стационарно, возможны два сценария развития конвективного движения в зависимости от величины концентрационного динамического числа Бонда Bo_{dyn} , показывающего отношение вкладов гравитационной конвекции и конвекции Марангони. В области малых значений данного параметра при любых глубинах погружения источника основное течение имеет колебательный характер, при этом период колебаний определяется Bo_{dyn} . Предложен безразмерный комплекс, позволяющий объединить результаты экспериментов с различными ПАВ в единую зависимость. В области больших значений Bo_{dyn} появляется область существования стационарного основного течения, расширяющаяся с ростом Bo_{dyn} . Показано, что в диапазоне значений $Bo_{dyn} \sim 10^{-2}$ и выше структура конвективного движения в тепловой и концентрационной задачах о затопленном источнике становятся одинаковыми. Учитывая, что зависимость поверхностного натяжения от концентрации более

сильная, чем от температуры, источник массы можно рассматривать как источник тепла аномальной интенсивности.

4. Экспериментально исследована задача о структуре и устойчивости концентрационного течения Марангони от локализованного источника ПАВ, расположенного на поверхности цилиндрического глубокого слоя жидкости, поверхность которого содержит адсорбированный слой сурфактанта. Задача рассмотрена для случая нерастворимого сурфактанта и растворов сурфактантов, существенно различающихся по своим свойствам. Обнаружено, что вне зависимости от типа и свойств сурфактанта основное осесимметричное течение, генерируемое сосредоточенным источником, является абсолютно неустойчивым, в результате чего на границе раздела развивается периодическое в азимутальном направлении многовихревое течение. Предложен физический механизм возникновения обнаруженной неустойчивости, заключающийся в асимметрии граничного условия для потенциальной и вихревой составляющих скорости конвективного движения жидкости на границе раздела.

5. Экспериментально исследованы процессы формирования равновесного адсорбированного слоя в растворах сурфактантов в неподвижной жидкости и при наличии конвективного течения. Показано, что наличие конвекции как минимум на два порядка ускоряет установление равновесного распределения между объемной и поверхностной фазами.

6. Экспериментально исследована проблема взаимодействия термокапиллярного течения с адсорбированной пленкой нерастворимого сурфактанта в приближении Хелле-Шоу. Показано, что структура конвективного движения полностью определяется величиной параметра упругости E – безразмерного комплекса, показывающего соотношение вкладов концентрационного и теплового механизмов Марангони. Обнаружено, что при $E > 1$ на всей поверхности развивается медленное термокапиллярное течение, обусловленное двумерными диффузионными процессами в адсорбированном слое. При $E < 1$ у края с большей температурой появляется зона свободной поверхности, где развивается интенсивная термокапиллярная конвекция, тогда как аккумулирующийся вблизи холодного края сурфактант формирует застойную зону. Показано, что полученная в экспериментах зависимость положения границы застойной зоны от величины параметра упругости не совпадает с результатами теоретических исследований. Предложено аналитическое описание данной зависимости, хорошо согласующееся с результатами экспериментов.

7. Предложен и реализован метод измерения коэффициента поверхностной диффузии сурфактанта в адсорбированном слое, базирующийся на измерении скорости термокапиллярного течения в застойной зоне. Впервые проведены измерения данного параметра для слоев, находящихся в газовом фазовом состоянии. Показано, что величина коэффициента поверхностной диффузии оказывается на два-четыре порядка выше значений, обычно используемых в теоретических исследованиях.

8. Экспериментально исследована устойчивость плоского горизонтального слоя жидкости со свободной верхней границей при наличии наклонного градиента тем-

пературы. Задача рассмотрена в широком диапазоне значений динамического числа Бонда, что позволило изучить эволюцию неустойчивости по мере увеличения вклада термогравитационного механизма в формирование конвективного течения. Показано качественное согласие экспериментальных и теоретических результатов в области малых значений Bo_{dyn} . В области больших значений Bo_{dyn} обнаружен новый тип неустойчивости, при котором неустойчивость вытесняется в приповерхностную часть течения, в то время как возвратная часть течения остается устойчивой. Показано, что при больших Bo_{dyn} данный тип вторичного течения становится доминирующим. Предложен физический механизм формирования обнаруженной неустойчивости.

9. Экспериментально исследовано явление аккумуляции твердых включений тепловой конвекцией Марангони в жидком мостике. Впервые сформулированы необходимые и достаточные условия появления аккумуляционных структур и определены области их существования в пространстве безразмерных параметров. Исследовано влияние размера, формы и относительной плотности твердых включений на скорость формирования аккумуляционных структур. Предложен физический механизм взаимодействия конвективного течения с твердыми включениями, объясняющий специфику формирования и форму аккумуляционных структур.

10. Подготовлены и проведены эксперименты на борту суборбитального спутника с целью изучения явления аккумуляции твердых включений тепловой конвекцией Марангони в жидком мостике в условиях микрогравитации. Показан негравитационный характер изучаемого явления, что хорошо согласуется с предложенным физическим механизмом эффекта аккумуляции.

11. Проведены экспериментальные исследования влияния поверхностно-активной примеси на структуру термокапиллярного течения и формирование аккумуляционных структур в жидком мостике. Обнаружена смена структуры вторичного течения, что делает невозможным формирование аккумуляционных структур.

Основные публикации по теме диссертации.

1. On the extent of surface stagnation produced jointly by insoluble surfactant and thermocapillary flow / A. Shmyrov, A. Mizev, V. Demin et al. // *Advances in Colloid and Interface Science*. – 2018. – Vol. 255. – P. 10-17.
2. Мизёв А., Брацун Д., Шмырова А. Влияние конвекции на формирование адсорбированной плёнки ПАВ при динамическом изменении площади поверхности раствора // *Вычислительная механика сплошных сред*. – 2016. – Vol. 9, № 3. – P. 345-357.
3. Мизев А., Трофименко А. Влияние пленки нерастворимого сурфактанта на устойчивость концентрационного течения Марангони // *Известия Российской академии наук. Механика жидкости и газа*. – 2014. – № 1. – С. 32-44.

4. Instability of Marangoni flow in the presence of an insoluble surfactant. Experiments / A. Mizev, A. Trofimenko, D. Schwabe, A. Viviani // The European Physical Journal Special Topics. – 2013. – Vol. 219, № 1. – P. 89-98.
5. Мизев А. Устойчивость и структура конвективных течений, индуцированных локальной неоднородностью распределения поверхностно-активного вещества вблизи границы раздела // Вестник Нижегородского университета им. Н.И. Лобачевского. – 2011. – № 4(5). – С. 2354-2356.
6. Mizev A., Birikh R. Interaction between buoyant and solutocapillary convections induced by a surface-active source placed under the free surface // The European Physical Journal Special Topics. – 2011. – Vol. 192, № 1. – P. 145-153.
7. Schwabe D., Mizev A. Particles of different density in thermocapillary liquid bridges under the action of travelling and standing hydrothermal waves // European Physical Journal: Special Topics. – 2011. – Vol. 192, № 1. – P. 13-27.
8. Mizev A., Schwabe D. Convective instabilities in liquid layers with free upper surface under the action of an inclined temperature gradient // Physics of Fluids. – 2009. – Vol. 21, № 11. – P. 112102.
9. Formation of dynamic particle accumulation structures in oscillatory thermocapillary flow in liquid bridges / D. Schwabe, A. Mizev, M. Udhayasankar, S. Tanaka // Physics of Fluids. – 2007. – Vol. 19, № 7. – P. 072102.
10. Particle accumulation structures in time-dependent thermocapillary flow in a liquid bridge under microgravity / D. Schwabe, A. Mizev, S. Tanaka, H. Kawamura // Microgravity-Science and Technology. – 2006. – Vol. 18, № 3-4. – P. 117-127.
11. Mizev A. Influence of an adsorption layer on the structure and stability of surface tension driven flows // Physics of Fluids. – 2005. – Vol. 17, № 12. – P. 122107.
12. Мизёв А. Экспериментальное исследование термокапиллярной конвекции, индуцированной локальной температурной неоднородностью вблизи поверхности жидкости. 1. Твердотельный источник тепла // Прикладная механика и техническая физика. – 2004. – Vol. 45, № 4. – С. 36–49.
13. Мизёв А. Экспериментальное исследование термокапиллярной конвекции, индуцированной локальной температурной неоднородностью вблизи поверхности жидкости. 2. Источник тепла, индуцированный излучением // Прикладная механика и техническая физика. – 2004. – Vol. 45, № 5. – С. 102-108.

Подписано в печать 21.11.2018. Формат 60×84/16.

Тираж 100 экз. Усл. печ. л. 2. Заказ № 1700/2018.

Отпечатано с готового оригинал-макета

В типографии издательства Пермского национального
исследовательского политехнического университета

614990, г. Пермь, Комсомольский пр., 29, к. 113.

Тел.: (342) 219-80-33