

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ
НАУКИ
ИНСТИТУТ МЕХАНИКИ СПЛОШНЫХ СРЕД УрО РАН

На правах рукописи

Евграфова Анна Валерьевна

Крупномасштабные и вихревые структуры в неоднородно
нагретых слоях жидкости

01.02.05 — Механика жидкости, газа и плазмы

Диссертация на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель
доктор физико-математических наук,
профессор Фрик П. Г.

Пермь 2016

Оглавление

Введение	4
1 Обзор литературы	12
1.1 Конвективные течения в неоднородно нагретых слоях жидкости	12
1.2 Крупномасштабные вихревые течения в атмосфере и океане	16
1.3 Роль спиральности в генерации вихревых течений	23
1.4 Выводы по главе	29
2 Вторичные конвективные структуры в адвективном потоке над локализованным источником тепла	31
2.1 Экспериментальная установка и методика измерений	31
2.2 Управляющие параметры	36
2.3 Экспериментальное исследование вторичных структур	38
2.4 Постановки численной задачи	51
2.5 Численное моделирование течений в цилиндрическом слое жидкости с локальным подогревом снизу	53
2.6 выводы по главе	58
3 Структура конвективного вихря во вращающемся слое жидкости	60
3.1 Экспериментальная установка и методика измерений	60

3.2	Результаты эксперимента	64
3.3	Математическая постановка и ее численная реализация	74
3.4	Результаты численных расчетов	77
3.5	Выводы по главе	83
4	Спиральность в адвективном потоке	85
4.1	Распределения спиральности в неподвижном цилиндрическом слое	85
4.2	Спиральность во вращающемся горизонтальном слое жидкости при наличие локализованного нагрева	95
4.3	Выводы по главе	102
5	Заключение	104
	Литература	107

Введение

Актуальность темы. Конвективные течения, возникающие в слоях жидкости над неоднородно нагретой поверхностью, существуют во многих природных и технологических системах. При этом течения могут состоять из структур различной интенсивности и масштабов, которые в равной степени могут влиять на происходящие в системе процессы. Изучение механизмов зарождения, эволюции и устойчивости крупномасштабных вихревых потоков особенно актуально в контексте проблемы описания и предсказания возникновения и характера эволюции циклонов и антициклонов в атмосфере Земли. Обладая колоссальными запасами энергии, эти вихревые структуры играют первостепенную роль в формировании погодных условий на больших территориях и способны вызвать не только сильные ливни, но и большие волны на поверхности моря, штормовые приливы и смерчи. Большой интерес представляют и вторичные движения, развивающиеся на фоне крупномасштабных течений. Являясь неотъемлемой частью не только многих геофизических процессов, но и ряда технологических приложений, вторичные структуры существенно влияют на процессы массопереноса и определяют интенсивность теплообмена. Сложность изучения природных конвективных систем определяется наличием многочисленных усложняющих факторов (реагирующие компоненты, фазовые переходы, сложная геометрия и топография подстилающей поверхности). Поэтому изучение процессов вихреобразования в таких системах идет по пути построения

простых математических и физических моделей, растет значимость лабораторного эксперимента. Преимуществом лабораторных экспериментов является возможность исследовать реальную физическую систему с небольшим числом управляющих параметров. Это позволяет изучить роль самых значимых из них в процессах возбуждения и эволюции вихревых структур и многократно воспроизводить течения в контролируемых условиях. Так в серии работ Г.П.Богатырева был получен лабораторный аналог тропического циклона во вращающемся слое с локально нагретой подложкой. Дальнейшие исследования течений в покоящихся и вращающихся слоях жидкости при наличии на дне локализованного источника тепла позволили выявить сложную структуру вторичных течений, возникающих над областью нагрева, и изучить механизмы формирования дифференциального вращения. Однако детальное исследование конвективных течений в неоднородно нагретых слоях жидкости проведено не было, несмотря на то, что это может дать ключ к решению многих геофизических задач. Одним из активно обсуждаемых факторов, влияющих на генерацию крупномасштабных возмущений в атмосфере и океане, полагается наличие в системе ненулевой спиральности. Спиральность, наряду с энергией, является интегралом движения в невязкой жидкости и определяется как скалярное произведение векторов скорости и завихренности. Вопрос о влиянии спиральности на происходящие в гидродинамических системах процессы остается открытым. Работ, посвященных анализу распределений спиральности в реальных физических системах немного. Поэтому анализ распределения спиральности в такой системе, где наряду с основным движением существует развитая мелкомасштабная конвекция, представляет большой интерес.

Целью работы является экспериментальное и численное исследование вихревых течений в цилиндрическом слое жидкости при наличии неоднородного нагрева. В рамках поставленной цели были поставлены следующие задачи:

- детально исследовать возникновение вторичных течений в пограничном слое над локализованным источником тепла;
- определить характер влияния управляющих параметров на структуру конвективного вихря во вращающемся цилиндрическом слое жидкости при наличии локализованного нагрева;
- построить и верифицировать посредством эксперимента математические модели, и на основе численных расчетов предложить физическую интерпретацию механизмов возникновения вторичных структур и провести анализ распределений спиральности

Научная новизна

1. Проведено комплексное исследование течений, возникающих в неоднородно нагретом цилиндрическом слое жидкости. Построены и верифицированы посредством эксперимента трехмерные модели в двух CFD-пакетах.

На основе полученных экспериментальных и численных данных:

2. Исследованы структура и динамика вторичных течений над локализованным источником тепла в широком диапазоне управляющих параметров.

3. Впервые проведено детальное исследование структуры конвективного вихря, возникающего во вращающемся цилиндрическом слое жидкости при наличии неоднородного нагрева. Показано, что формирование

устойчивого локализованного вихря происходит в узком интервале управляющих параметров.

4. Выполнен анализ распределений спиральности в гидродинамической системе, в которой помимо основного крупномасштабного потока существуют развитые вторичные течения.

Различные фрагменты работы выполнялись в рамках проекта РФФИ - Урал № 14-01-96011, проекта РФФИ № 16-31-00150.

Научная и практическая значимость работы

1. Результаты исследования вторичных течений могут быть использованы для параметризации процессов, протекающих в атмосферном пограничном слое в существующих моделях прогнозирования погоды.

2. Полученные зависимости частоты возникновения вторичных течений от параметров задачи могут быть полезны при проектировании технологических устройств, в которых имеются течения над локализованным источником тепла.

3. Результаты, полученные в ходе анализа распределений спиральности, важны для понимания статистических свойств спиральной турбулентности и экспериментальной реализации течений с ненулевой спиральностью.

4. Зависимость структуры конвективного вихря от степени нагрева, вязкости и скорости вращения представляют интерес для исследований процессов возникновения крупномасштабных вихрей в атмосфере и океане.

5. Полученные экспериментальные данные могут быть использованы для верификации и усовершенствования различных CFD кодов.

Методология и методы исследования

Количественные измерения температуры в рамках экспериментального исследования проводились при помощи медь-константановых термопар. Данные с термопар передавались на систему сбора данных Agilent. Контроль за частотой измерений и временем приема данных реализован прога обеспечением Agilent BenchLink Data Logger 3. Экспериментальные исследования пространственного распределения скорости проводились с помощью измерительного комплекса ПОЛИС (Институт Теплофизики СО РАН), принцип работы которого основан на методах цифровой трассерной визуализации. Численное моделирование было реализовано в программных пакетах Fluent и FlowVision.

Основные положения, выносимые на защиту:

1. Результаты экспериментального исследования естественной конвекции в неподвижном и вращающемся цилиндрическом слое жидкости при наличии локализованного нагрева, включая:

- обнаружение режимов с различной ориентацией вторичных конвективных валов
- зависимость периода образования вторичных течений и их пространственной неоднородности от управляющих параметров (или прямо от числа Рэлея)
- зависимость структуры и характеристик локализованного конвективного вихря от скорости вращения, интенсивности нагрева и вязкости жидкости
- существование ограниченной области управляющих параметров, где возникает устойчивый конвективный вихрь

2. Результаты верификации трехмерных моделей течения в двух CFD-пакетах, выполненной на основе полученных экспериментальных данных.

3. Результаты численного моделирования течений в неподвижном и вращающемся неоднородно нагретом цилиндрическом слое жидкости, включая:

- особенности структуры вторичных течений и их формирования
- распределение спиральности, как в неподвижном, так и во вращающемся слое жидкости

Обоснованность и достоверность результатов обеспечивается тестированием методов измерений и используемых алгоритмов. Совместным использованием экспериментальных методов и численного моделирования. Сравнением полученных данных, где это возможно, с результатами других авторов.

Апробация работы Основные результаты работы докладывались и обсуждались на научных конференциях: Всероссийская школа-конференция молодых ученых и студентов "Математическое моделирование в естественных науках" (Пермь, 2010, 2011, 2012, 2013, 2015); Всероссийская конференция молодых ученых "Неравновесные процессы в сплошных средах" (Пермь, 2010, 2012); Всероссийская научно-практическая конференция "Актуальные проблемы механики, математики и информатики" (Пермь, 2010); Международная научно-практическая конференция "39 Неделя Науки СПбГУ" (Санкт-Петербург, 2010); Всероссийская научная школа молодых ученых "Волны и вихри в сложных средах" (Москва, 2012); Международная конференция "Потоки и структуры в жидкостях" (Санкт-Петербург, 2013, Калининград, 2015); Зимняя школа по механике сплош-

ных сред (Пермь, 2013, 2015); Международный конгресс по теоретической и прикладной механике (Пекин, Китай, 2012); Генеральная ассамблея Европейского общества геофизических наук (Вена, Австрия, 2013, 2014); Международная конференция European Turbulence Conference (Лион, Франция, 2013); Международная конференция "Пермские гидродинамические научные чтения"(Пермь, 2013, 2014, 2015); Международный симпозиум Bifurcations And Instabilities In Fluid Dynamics (Хайфа, Израиль, 2013); Международный форум "Инженерные системы"(Москва, 2015); Международная Научно-Техническая Конференция "Оптические методы исследования потоков"(Москва, 2015), Всероссийский съезд по фундаментальным проблемам теоретической и прикладной механики (Казань, 2015); Международная конференция "Актуальные проблемы механики "(Санкт-Петербург, 2016 г); Неделя динамики жидкости в Варшаве (Польша, Варшава, 2016);

Публикации. По теме диссертации опубликовано 35 работ. Из них 3 статьи в журналах из списка ВАК, 4 статьи в журналах РИНЦ, 5 статей в трудах международных и российских конференций, 23 тезиса докладов конференций.

Личный вклад автора. Автором диссертации выполнена экспериментальная часть работы по изучению вторичных течений в неподвижном слое жидкости, проведен анализ и обработка экспериментальных данных. По исследованию возникновения конвективного вихря во вращающемся слое жидкости автор принимал участие в модернизации установки и обработке всех полученных данных. Для численной реализации автором подготовлены расчетные модели в двух коммерческих пакетах. Проведены расчеты и

верификация результатов расчета с экспериментом.

Структура и объем диссертации. Диссертация состоит из введения, четырех глав, заключения и списка цитируемой литературы, содержащего 161 наименование. Полный объем диссертации 128 страниц, 52 рисунка и 7 таблиц.

1. Обзор литературы

1.1. Конвективные течения в неоднородно нагретых слоях жидкости

В неравномерно нагретой жидкости, находящейся в поле силы тяжести, механическое равновесие, как правило, невозможно. Наличие градиента температуры приводит к возникновению конвективного движения. Увеличение градиента температуры может привести к неустойчивости этого движения. После работ Бенара и Рэля в течение длительного времени изучалась теоретически и экспериментально конвективная неустойчивость плоского горизонтального слоя жидкости при наличии вертикального градиента температуры. Работами Остроумова Г. А. было положено начало систематическому исследованию явлений конвективной неустойчивости в полостях других форм, в том числе инициированных горизонтальным перепадом температуры или плотности (адвекция). Особенностью таких течений является тот факт, что вектор скорости перпендикулярен к силе плавучести, которая является основной причиной движения. Физические процессы, лежащие в основе адвективных течений применимы ко многим геофизическим течениям в океане, атмосфере и земной мантии.

Исследование адвекции были начаты с изучения устойчивости течения между вертикальными плоскостями, нагретыми до разной температуры. Постановка задачи об устойчивости такого рода течения была дана в

работах [1, 2]. В связи с изучением меридиональной циркуляции в атмосфере и океане интерес сместился в сторону изучения адвективных течений в тонких горизонтальных слоях жидкости. В [3] было найдено точное решение уравнений свободной конвекции для плоского горизонтального слоя жидкости с постоянным градиентом температуры на вертикальных стенках. Распределение скорости оказывается кубическим, то есть таким же, как и в вертикальном слое. Само течение приводит к формированию возле верхней и нижней границ слоев, внутри которых возникает потенциально неустойчивая вертикальная стратификация. В [4] показано, что при умеренных и больших числах Прандтля в пограничных слоях возникнет вторичное конвективное движение в виде горизонтальных валов, оси которых могут быть направлены как вдоль основного потока, так и поперек.

Вторичные течения в виде горизонтальных валов обнаруживаются в широком спектре течений различной природы и различных масштабов. Большое количество работ направлено на изучение горизонтальных валов при смешанной конвекции в каналах. Интерес исследователей вызван рядом технологических приложений (процессы химического парофазного осаждения (CVD-процессы), системы охлаждения электронного оборудования и ядерных реакторов), где теплоперенос существенно зависит от структуры вторичных течений. В [5] численно показано, что для случая вынужденной конвекции продольные конвективные валы являются преимущественным типом неустойчивости. Экспериментально это подтверждают результаты работ [6–8], а детальное изучение возникновения и развития вторичных течений в постановке [6–8] было проведено в [9–11]. Возможность возникновения в условиях вынужденной конвекции вторичных валов, оси

которых направлены поперек основного потока обнаружена в [12, 13]. Данный вид течений существует в достаточно узком диапазоне управляющих параметров, при малых числа Рейнольдса и слабых надкритичностях.

Мотивацией для изучения формирования вторичных структур в условиях свободной конвекции прежде всего послужила конвективная природа мезомасштабных образований в атмосферном пограничном слое. Конвективные вихри в виде гряды облаков ("облачные улицы") могут имеют длину волны до сотни километров и возникать как над поверхностью морей и океанов [14–17], так и над поверхностью суши [18–21]. В зависимости от их интенсивности и размера, они играют значимую роль в переносе тепла, влажности и импульса, формировании песчаных дюн. Экспериментально вторичные структуры в виде конвективных валов различной ориентации были обнаружены в [22, 23]. В работах была рассмотрена прямоугольная неподвижная полость с неоднородным подогревом дна. В системе возникла крупномасштабная адвективная циркуляция, над областью нагрева происходило формирование вторичных структур. Были построены карты режимов в координатах управляющих параметров, где выделены области существования различных видов вторичных течений. Также показано, что как продольные, так и поперечные валы ведут к существенному увеличению теплопереноса. Аналогичная постановка задачи рассмотрена в [24–26], где качественно были описаны вторичные структуры в условиях турбулентной конвекции.

В особый класс можно выделить конвективные течения от локализованного источника тепла. Актуальность проблемы обусловлена широким распространением подобного рода систем.

Структура основной циркуляции и сопряженный теплоперенос от локализованного источника тепла в замкнутой прямоугольной полости описаны в [27, 28]. Работа посвящена математическому моделированию процессов теплообмена в радиоэлектронной аппаратуре и электронной техники. В [29] предложена квазидвумерная модель распространения примеси от мощного теплового источника в пограничном слое атмосферы (на примере возгорания нефти). В [30, 31] авторы представили результаты по лабораторному моделированию течений вблизи нагретой круглой пластины (Urban Heat Island Effect). В работах исследована турбулентная конвекция над нагретой круглой пластиной, расположенной в центре кубической полости.

Появление на фоне крупномасштабной циркуляции вторичных течений над источником тепла было обнаружено в цикле работ по лабораторному моделированию тропического циклона [32, 33]. Работы были направлены на изучение крупномасштабного циклонического вихря, возникающего во вращающемся цилиндрическом слое жидкости с нагревателем в виде круглого диска. Действительно, циклоны и ураганы развиваются при наличии мощного источника тепла и влаги. Возникающие в пограничном слое вторичные структуры могут значительно влиять на их развитие и усиление [34–36]. В [32, 33] было показано, что вторичные течения в виде продольных радиальных структур возникают над нагревателем вблизи дна модели, формируясь на определенном расстоянии от границы горячего диска. Однако детальное изучение этих структур было затруднено особенностями экспериментальной установки. Наличие вторичных конвективных структур и периодичность их образования были обнаружены в [37]. Работа

посвящена экспериментальному исследованию турбулентной конвекции от нагретого диска в цилиндрическом слое жидкости. Была описана структура основного течения в широком диапазоне чисел Рэлея и при различных соотношениях высоты слоя жидкости к диаметру нагревателя. В качестве рабочей жидкости была использована вода. Причины и условия образования вторичных течений не обсуждались.

Изучение конвективных течений в неоднородно нагретых слоях жидкости представляет собой актуальную область исследований. Особый интерес представляют случаи локализованного нагрева. Как видно из обзора, динамика вторичных структур в таких течениях изучена недостаточно полно, несмотря на ряд важных геофизических и технологических приложений. Глава 2 данной диссертации посвящена исследованию структуры и динамики вторичных течений в адвективном потоке над локализованным источником тепла.

1.2. Крупномасштабные вихревые течения в атмосфере и океане

В атмосфере, равно как и в океане, наблюдается исключительно большое разнообразие волновых и вихревых движений. Синоптические вихри в атмосфере - циклоны и антициклоны - играют первостепенную роль в формировании погодных условий на больших территориях. Поэтому выявление механизмов зарождения, эволюции и устойчивости интенсивных уединенных вихревых образований является интереснейшей проблемой. Это определяет большой интерес к лабораторному и численному моделированию природных систем. Основное преимущество моделирования состоит в

том, что оно позволяет неоднократно воспроизводить течения и исследовать их свойства в зависимости от величины внешних факторов. Что делает возможным его применение к изучению движения не только атмосферы Земли, но и других планет.

Известно, что генерация вихревых структур в геофизических системах происходит вследствие неустойчивости крупномасштабных течений. Согласно теории устойчивости, существует два источника энергии возмущений [38, 39]. Первый связан с наличием горизонтальных градиентов скорости - баротропная неустойчивость. Вторым обусловлен существованием горизонтального градиента плотности - бароклинная неустойчивость. Опираясь на это, можно разделить все многообразие лабораторных и численных моделей на два класса по типу механизма возбуждения крупномасштабной неустойчивости.

Первые эксперименты по исследованию баротропной неустойчивости провел Хайд [40, 41]. Цикл работ был посвящен изучению сдвиговых потоков вращающейся жидкости. Лабораторная установка представляла собой цилиндрический сосуд с погруженным в него коаксиальным диском переменного радиуса и постоянной толщины. Жидкость полностью заполняла цилиндр. Движение генерировалось за счет вращения диска и цилиндра с различными скоростями. Вблизи поверхности диска, в экмановском пограничном слое были получены симметрично расположенные вертикальные ряды вихрей. В работе Х. Niino [42] также исследовалась баротропная неустойчивость потоков с горизонтальным сдвигом. Установка состояла из цилиндрической кюветы, заполненной водой и вмонтированного в дно коаксиального диска. При вращении диска и цилиндра с разными угловыми

скоростями вдоль зоны сдвига образовывалось от 2 до 8 упорядоченных вихрей. Исследование было направлено на разработку теории устойчивости, учитывающей одновременно экмановское трение и внутреннюю вязкость.

В дальнейшем разработка новых лабораторных моделей вихревой структуры атмосферы и океана была осуществлена методами источников и стоков массы во вращающихся кольцевых сосудах. Метод источников и стоков массы применяется для исследования баротропной неустойчивости волн Россби. Волны (вихри) Россби - это планетарные волны, которые играют важную роль в процессах глобальной циркуляции атмосферы. В условиях существования волн Россби решающую роль играет сила Кориолиса. Волны Россби возникают вследствие изменения этой силы с широтой. В лабораторных условиях этот эффект возникает из-за радиального изменения слоя жидкости, например при наличии наклонного конического дна. По теории возникновения и устойчивости волн Россби имеются обзоры [38, 39]. Обзор экспериментальных работ, посвященных лабораторному моделированию волн Россби приведен в [43, 44].

В атмосфере Земли и других планет наблюдаются уединенные вихри Россби (солитоны Россби), размеры которых много больше глубины атмосферы. К таким вихрям относят спиральные структуры в газовых дисках галактик, Большое Красное пятно Юпитера, тропические циклоны. По отношению к столь протяженным структурам атмосфера или океан являются квазидвумерными средами и могут рассматриваться в рамках двумерной модели. Лабораторному моделированию этого широкого класса явлений был посвящен цикл работ группы М. В. Незлина. Обзоры этих работ мож-

но найти в [45, 46]. В данных работах был использован сосуд с параболическим профилем дна. Известно, что свободная поверхность жидкости, вращающаяся в поле силы тяжести с постоянной угловой скоростью, принимает параболическую форму. Слой вращающейся жидкости со свободной поверхностью и дном, имеющим параболическую форму, может быть моделью однородной атмосферы (океана) планеты, если его толщина постоянна и настолько мала, что выполняется приближение мелкой воды. Для создания течений жидкости в дне сосуда располагались кольца, вращающиеся с регулируемой скоростью. Были получены уединенные циклоны и антициклоны, а также долгоживущий локальный антициклонический вихрь, рассматриваемый как стационарная модель Большого Красного Пятна Юпитера.

Обзор принципиально иных способов создания уединенных баротропных вихрей приведен в [47]. Их объединяет то, что вихрь задавался неким кратковременным внешним воздействием, а работы были направлены на изучение его эволюции, структуры и времени жизни. В [48–50] циклонический вихрь формировался путем откачки жидкости через ряд отверстий, расположенных вдоль стенок полого стержня, помещенного соосно внутрь вращающегося слоя жидкости. В [48, 51] был предложен метод гравитационного коллапса. Внутри вращающегося слоя жидкости помещался соосно полый цилиндр, высота слоя жидкости внутри которого была ниже, чем снаружи. После поднятия цилиндра жидкость начинала движение в радиальном направлении с последующим отклонением из-за сил Кориолиса. Вследствие чего возникал неустойчивый баротропный вихрь, который затем перестраивался в несимметричные структуры различных форм. В

работах получены уравнения для завихренности и скорости вихрей и критерии устойчивости циклонического и антициклонического вихря. Альтернативный метод был использован в [52], где вихрь создавался путем перемешивания вращающейся жидкости с помощью твердой прямоугольной заслонки. Существует ряд работ, в которых баротропный вихрь создавался с помощью различных вариаций топологии дна [53–55], впрыска струи жидкости [56, 57], и с помощью комбинированных методов, включающих две и более описанных выше техник в различных вариациях [58, 59].

С другой стороны основным генератором атмосферной циркуляции является бароклинность атмосферы. Бароклинность может быть обусловлена неоднородностью нагрева поверхности Земли солнечным излучением, в океане зависимостью плотности от температуры, давления и концентрации растворенных в воде солей. В бароклинной атмосфере существует сложная система ветров и вертикальных движений воздуха. При взаимодействии с силой Кориолиса возникают и развиваются циклоны и антициклоны. Другими словами многие атмосферные течения имеют конвективную природу. Некоторые особенности их формирования возможно исследовать в лабораторных условиях.

Первые конвективные модели были направлены на исследование течений во вращающихся цилиндрических и сферических сосудах при наличии горизонтального градиента температуры. В работах Фульца [60–62] были воспроизведены основные черты зональной циркуляции в слое воды между стенками двух соосных полусферических сосудов, угловая скорость вращения которых варьировалась. Движение возбуждалось подогревом центральной части дна внешнего сосуда. Было обнаружено осесиммет-

ричное течение, подобное атмосферной циркуляции Хэдли, и ряд возмущений, аналогичных вихрям Россби. Эксперименты, во многом аналогичные экспериментам Фульца, были проведены Хайдом [63, 64]. Был использован вращающийся кольцевой контейнер, на боковых стенках которого поддерживался постоянный градиент температуры. В [65] исследована конвекция во вращающемся кольцевом канале, где градиент температуры осуществлялся на дне канала. Было обнаружено большое число волновых режимов, построена фазовая диаграмма. Показано, что структура течения аналогична [63, 64]. Динамика и структура бароклинических волн в конвективном вращающемся цилиндрическом слое численно и экспериментально были исследованы в [66–68].

Часть экспериментальных работ была связана с исследованием вихревых течений, возникающих во вращающихся цилиндрических сосудах, заполненных жидкостью, при наличии локализованных источников плавучести. В работе [69] источником плавучести служили пузырьки воздуха, которые впрыскивались вдоль оси вращения. В [70] источником архимедовой силы была жидкости с иной плотностью. При наличии в системе вертикальных движений, баланс сил и условие неразрывности требуют возникновения восходящего течения в осевом направлении. Во вращающемся слое жидкости подъемная струя превращается в спиральный вихрь, что и наблюдалось в работах [69, 70]. Наблюдать устойчивые вихри бароклинической природы удалось в работах, где в качестве постоянного источника плавучести были использованы локализованные источники нагрева. Формирование системы мелкомасштабных вихрей над нагретым диском в слое вращающейся жидкости наблюдалось в [71, 72]. Экспериментально конвекция от

нагретого диска в горизонтальном слое вращающейся жидкости была также исследована в [37]. В работе было обнаружено формирование крупномасштабного циклонического вихря при умеренных скоростях вращения модели, однако исследование носило скорее качественный характер.

В серии работ [32, 33], посвященной лабораторному моделированию тропического циклона, экспериментально было обнаружено возникновение крупномасштабного вихря спиральной структуры. В работах использовался вращающийся слой жидкости, подогреваемый снизу в центральной зоне. Вследствие горизонтального перепада температуры в слое возникало крупномасштабное адвективное движение. Над нагревателем устанавливалась структура, состоящая из хаотично всплывающих термиков. При вращении слоя, в нижних слоях, где радиальная компонента направлена к центру, жидкость закручивалась в направлении вращения кюветы. Напротив, поток, который был направлен от центра к периферии испытывал антициклоническое закручивание. Исследование характеристик вихря проводилось при помощи поплавкового датчика и локальных измерений скорости при помощи термоанемометра. В качестве рабочей жидкости была использована жидкость с высокой вязкостью. Таким образом, диапазон измеряемых скоростей был существенно ограничен в силу конструктивных особенностей датчика и физических свойств жидкости.

Возникновение вихря в похожей постановке было зафиксировано в работах [73, 74], где численно была исследована динамика неизотермической турбулентности в тонком вращающемся слое жидкости. Показано, что течение над осесимметричным источником тепла представляет собой спиральный вихрь. В случае протяженных слоев с произвольным распре-

делением температуры возникало турбулентное движение, состоящее из системы спиральных вихрей. В работе [29] предложена квазидвумерная модель распространения примеси от мощного теплового источника. Численные расчеты показали, что вследствие неоднородного горизонтального градиента температуры формируется мощное вихревое движение над местом нагрева. Характеристики вихрей и их число определяются величиной коэффициентов турбулентного обмена вне источника и над источником тепла.

Исследование крупномасштабных вихрей и условий их возникновения является на сегодняшний день актуальной и интересной задачей. Несмотря на большое число численных исследований формирования и эволюции интенсивных вихревых образований, таких как тропические циклоны (ураганы, тайфуны), экспериментальных работ, посвященных исследованию структуры вихрей и их характеристик практически нет. Чрезвычайно интересным в заданном контексте являются случаи, когда нагрев осуществляется локально, тем самым создавая как вертикальный, так и горизонтальный градиенты температуры. В связи с этим, задача комплексного исследования процессов вихреобразования во вращающемся слое жидкости при наличии на дне локализованного нагрева, рассмотренная в данной диссертации, представляет, несомненно, как научный, так и практический интерес.

1.3. Роль спиральности в генерации вихревых течений

В настоящее время остаются невыясненными многие вопросы, связанные с пониманием механизмов зарождения, эволюции и устойчивости вих-

ревых течений в атмосфере и океане. В теории турбулентности существует несколько гипотез относительно механизмов генерации крупномасштабных структур. Один из них связан с обратным потоком кинетической энергии в двумерных турбулентных течениях. В двумерной турбулентности в отсутствие вязкости сохраняется наряду с энергией, квадрат завихренности поля скорости - энстрофия. Наличие одновременно двух интегралов движения приводит к необходимой реализации прямого каскада энстрофии и переносу энергии в крупные масштабы. Атмосферу, как известно, с высокой долей вероятности можно считать двумерной системой, в которой возможна реализация данного сценария.

Другим механизмом возникновения крупномасштабных структур полагается обратный каскад энергии в трехмерной турбулентности. Необходимым условием существования обратного каскада и генерации крупномасштабных возмущений является нарушение зеркальной симметрии мелкомасштабной турбулентности, т. е. появление в системе правовинтовых и левовинтовых вихрей с разной вероятностью (вихрей одного знака больше, чем другого). Такая турбулентность определяется как спиральная и характеризуется отличной от нуля величиной, называемой спиральностью системы.

$$H = \int v \cdot \nabla \times v dV \quad (1.1)$$

Спиральность является вторым интегралом движения, наряду с энергией, в трехмерной изотропной турбулентности. Спиральность определяется как скалярное произведение векторов скорости и его ротора (завихренности). Пространственный интеграл, вычисленный по формуле [1.1](#) пред-

ставляет собой глобальную спиральность вихревой системы.

Вопрос о влиянии спиральности на каскадные процессы в трехмерной турбулентности остается открытым. Проблема выяснения роли спиральности в каскадных процессах связана с тем, что она не является положительно-определенной величиной, то есть спиральность есть псевдоскаляр в отличие от кинетической энергии. Это оставляет возможность для двух сценариев поведения спиральности в турбулентном потоке [75]. Во-первых, можно предположить, что реализуется каскад сохраняемых величин к противоположным концам спектра, причем прямой каскад спиральности к мелким масштабам должен сопровождаться в этом случае обратным каскадом энергии. Некоторые гипотезы в пользу первого сценария были предложены в работах [76, 77], где было обнаружено возникновение крупномасштабной неустойчивости в турбулентном потоке с ненулевой спиральностью. Эффект был назван гидродинамическим альфа-эффектом по аналогии с явлением усиления и поддержания крупномасштабных магнитных полей в динамике проводящих жидкостей [78–81]. Однако проведенные до настоящего времени численные эксперименты не дают оснований для поддержки идеи обратного каскада энергии.

Во-вторых, нельзя исключить и возможность одновременного прямого каскада обеих величин к малым масштабам. При этом спиральность переносится в потоке как "пассивная" примесь. В пользу последнего сценария говорят результаты прямых численных расчетов спиральной турбулентности [82, 83], а также экспериментальные исследования [84]. Однако в настоящее время многие исследователи все чаще приходят к сценарию, который заключается в том, что наличие спиральности в системе замед-

ляет диссипацию энергии, что приводит к ее накоплению в крупных масштабах. Данный эффект проявляет себя в свободновырождающейся МГД-турбулентности [85, 86]. В условиях свободной диссипации впрыск спиральности начального магнитного поля на различных масштабах приводит к аккумуляции энергии в крупных масштабах. В результате каскад энергии может идти по различным сценариям в зависимости от начального распределения магнитной спиральности. В однородной изотропной турбулентности [87] препятствие переносу энергии по спектру происходило на масштабах с высокой относительной спиральностью (часть энергии, приходящейся на спиральные моды). Вследствие чего энергия будет накапливаться и перераспределяться так, что нелинейных взаимодействий будет достаточно чтобы обеспечить постоянный поток энергии.

Активное обсуждение роли спиральности в каскадных процессах турбулентности отодвинуло на второй план вопрос о различных факторах, обеспечивающих наличие ненулевой спиральности в потоке. Во многих численных работах, например [88, 89], спиральность определяется введением внешней спиральной силы в уравнения движения среды.

Среди обсуждаемых механизмов генерации спиральности важное место занимает сила Кориолиса, которая совместно с градиентом поля плотности (давления, интенсивности турбулентных пульсаций) может приводить к появлению в системе ненулевой спиральности. Существует масса работ, направленных на изучение совместного влияния вращения и спиральности на статистические свойства развитой турбулентности. Отчасти это вызвано появлением утверждений о важной роли спиральности в генерации атмосферных вихрей [90–92]. Это подтверждают результаты работ

[93,94], где возникновение отличной от нуля спиральности во вращающейся стратифицированной турбулентности приводит к перераспределению энергии по масштабам и генерации долгоживущих спиральных структур. В [95] исследовано влияние вращения на процессы спектрального переноса энергии и спиральности в турбулентном потоке. Показано, что вращение снижает интенсивность каскадного переноса энергии и приводит к ее накоплению в крупномасштабной части спектра, что согласуется с результатами работ [96–98].

Среди факторов, приводящих к возбуждению в системе спиральности, и как следствие крупномасштабной неустойчивости, полагается наличие в системе мелкомасштабной конвекции. В работе [99] изучалось турбулентное конвективное течение в прямоугольной полости с подогревом снизу и охлаждением сверху. Показано, что на фоне развитой турбулентности в такой системе существует крупномасштабная циркуляция. На основе средних полей скорости в различных сечениях восстанавливалось распределение спиральности, осредненной по времени. Полученное значение полной спиральности оказалось отличным от нуля. Основным выводом работы [99] заключается в том, что конвективная ячейка Рэлея-Бенара может служить простым примером течения, которое характеризуется ненулевой спиральностью, и что в описываемой системе спиральность существенно влияет на характеристики течения. В работе [100] численно моделируется начальная стадия формирования тропического циклона. Особое внимание уделяется роли вертикальных вращающихся влажно-конвективных течений, так называемых "вихревых горячих башен". Авторы показали посредством прямого численного моделирования атмосферных течений, что

"вихревые горячие башни" существенно усиливают конвективное движение в области существующего начального вихревого возмущения, увеличивают, концентрируют вертикальную завихренность, а также преобразуют горизонтальную завихренность (возникающую в результате сдвига скорости в этом начальном вихре) в вертикальную, то есть именно они являются важными элементами процесса формирования тропического циклона. На важную роль спиральности при анализе зарождения тропических циклонов указывается в [99, 101]. Предполагается, что интегральная спиральность вихревой системы может служить индикатором возникновения крупномасштабной вихревой неустойчивости. Отличный от работы [100] механизм формирования интенсивного циклонического вихря, в котором ключевую роль играют горизонтальные валы, предложен в серии экспериментальных работ Г.П. Богатырева с соавторами [32, 33]. Согласно этому механизму при числах Грассгофа, превышающих критические значения, всплывающие конвективные валы приводят к преобладанию циклонического вращения в центральной области и формированию циклонического вихря по всей глубине слоя. Надо отметить, что в работах Navarro [102, 103] в близкой по постановке задаче обнаружен очень интересный эффект - формирование когерентного вихревого движения в неподвижном цилиндрическом зазоре с неоднородным нагревом в центре.

В ходе работы рассмотрена структура полей спиральности и завихренности при взаимодействии сдвигового течения с вертикальными струями, проведена оценка вклада погранслоистой конвекции в генерацию спиральности системы.

1.4. Выводы по главе

Конвективные течения в неоднородно нагретых слоях жидкости представляют собой сложную и интересную для изучения систему. Процессы, лежащие в основе такой системы имеют ряд важных технологических и геофизических приложений.

Особый интерес представляют течения, инициированные локализованным нагревом. Локализованный нагрев приводит к появлению крупномасштабного течения в виде тороидальной конвективной ячейки. В пограничном температурном слое в области нагрева формируются мелкомасштабные вторичные структуры. Экспериментальных и численных работ, посвященных изучению возникновения и динамики вторичных течений мало, несмотря на их существенное влияние на процессы переноса.

В случае вращающегося слоя нагрев центральной области приводит к перераспределению углового момента и возникновению крупномасштабного циклонического вихря. Структура вихря оказывается сходна со структурой интенсивных вихревых образований в атмосфере (циклоны и антициклоны). Большой объем наблюдательного материала и растущего числа численных работ по моделированию динамических процессов в океане и атмосфере, не позволяет с уверенности говорить о механизмах, которые определяют генезис вихревых структур.

Одним из необходимых условий формирования крупномасштабных возмущений в атмосфере полагается наличие в системе ненулевой спиральности. Для исследования влияния спиральности на каскадные процессы турбулентности в уравнения движения среды вводят внешнюю спираль-

ную силу, исключая вопрос о различных факторах, обеспечивающих наличие ненулевой спиральности в потоке.

В диссертации представлено исследование конвективных потоков в неподвижном и вращающемся слое жидкости с локализованным источником нагрева. Представленная гидродинамическая система состоит из крупномасштабной циркуляции, на фоне которой развиваются вторичные структуры различной интенсивности и формы. Комплексное изучение структуры конвективного вихря и динамики, развивающихся на его фоне, вторичных валов в контролируемых условиях лабораторного эксперимента позволит ответить на многие вопросы, которые касаются процессов вихреобразования в атмосферных и технологических процессах. В последней главе диссертации проведен анализ полей завихренности и спиральности в исследуемой системе.

2. Вторичные конвективные структуры в адвективном потоке над локализованным источником тепла

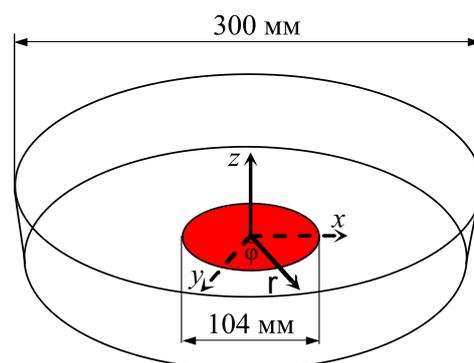
2.1. Экспериментальная установка и методика измерений

Кювета диаметром 300 мм и высотой 40 мм изготовлена из плексигласа. Толщина дна кюветы составляла 20 мм, а боковой стенки - 2 мм (Рис. 2.1). Подогрев жидкости осуществлялся латунным теплообменником, расположенным в центре кюветы заподлицо с ее дном. Диаметр теплообменника составлял 104 мм, а толщина 10 мм. С нижней стороны теплообменник имел канавки, в которые был уложен провод электрического нагревателя. Питание нагревателя происходило через источник постоянного тока. Первоначально в качестве рабочей жидкости была использована вода. Физико-механические свойства воды хорошо изучены, а маленькая вязкость позволяла достичь больших надкритичностей. Однако создать однородное в азимутальном направлении радиальное движение в опытах с водой оказалось невозможным. При локальном подогреве снизу помимо адвективного движения в поверхностном слое толщиной около 5 мм возникает термокапиллярное течение. Появление такого течения связано с зависимостью коэффициента поверхностного натяжения жидкости от температуры. Существенно меньшую зависимость коэффициента поверхностного натяжения от температуры имеет силиконовое масло, которое и использовалось в качестве рабочей жидкости. Для исследования влияния физических свойств

жидкости на структуру и динамику течения были использованы силиконовые масла различных вязкостей - 5, 10 и 20 сСт при $T = 25^{\circ}\text{C}$ (остальные параметры жидкости можно найти в [104]). Высота слоя жидкости в экспериментах не менялась и составляла 30 мм. Поверхность жидкости всегда была свободной, температура в комнате поддерживалась постоянной в ходе всех экспериментов с точностью 0.5 К.



а



б

Рис. 2.1. Вид экспериментальной установки и расположение системы координат

Экспериментальные исследования пространственного распределения скорости проводились с помощью измерительного комплекса ПОЛИС (Институт Теплофизики СО РАН), принцип работы которого основан на методах цифровой трассерной визуализации [105]. Принцип метода показан на рис. 2.2. Комплекс включает в себя двойной импульсный Nd-YaG лазер, блок управления, цифровую видеокамеру и компьютер (рис. 2.2 б). В жидкость вводятся светоотражающие полиамидные частицы с нейтральной плавучестью (плотность $\rho = 1.02 \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}$), средний размер которых порядка 20 мкм. Концентрация частиц подбирается таким образом, чтобы

эффекты, связанные с двухфазностью потока были минимальны.

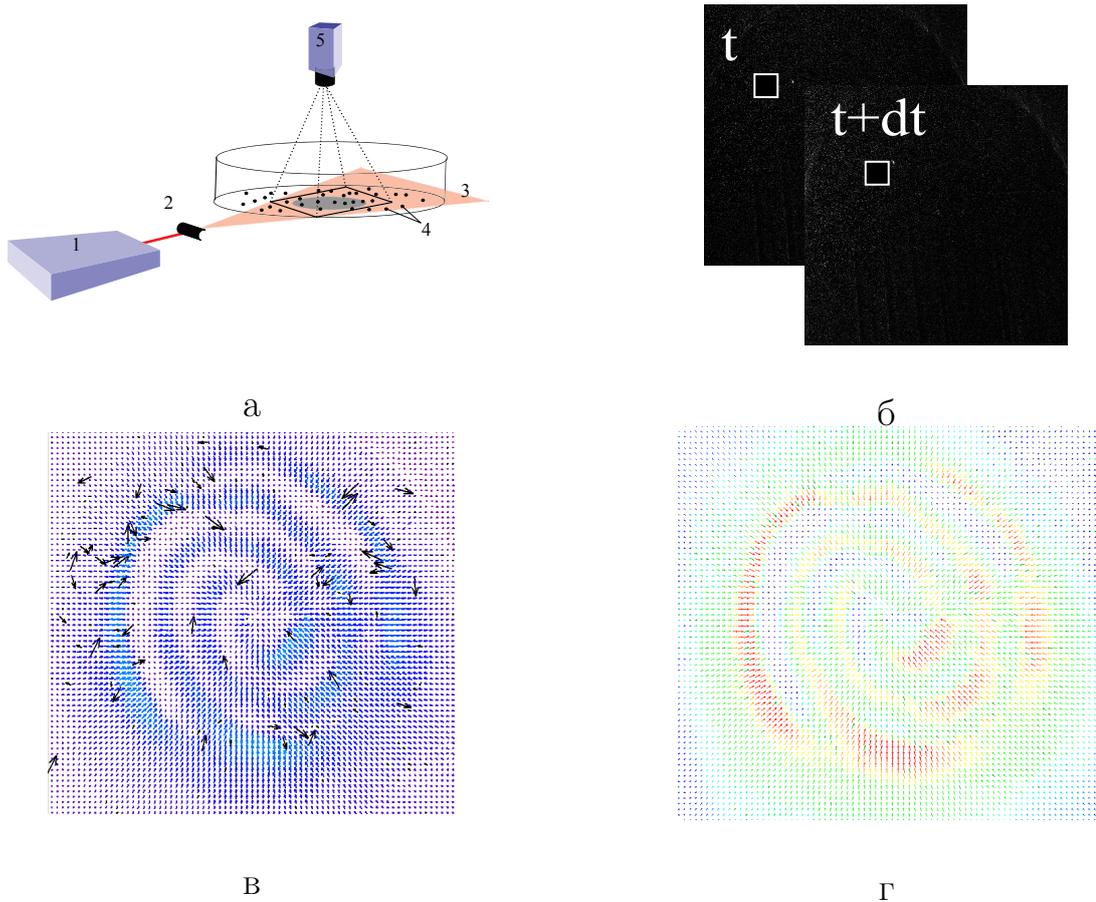


Рис. 2.2. а - Схема измерения скоростей: 1 - лазер, 2 - оптическая насадка, 3 - лазерный нож, 4 - светоотражающие частицы, 5 - цифровая видеокамера; б-г - Кросскорреляционный метод вычисления вектора скорости по изображениям частиц в потоке

Частицы в измерительной плоскости потока освещаются лазерным световым ножом дважды с заданной задержкой dt . Временная задержка между вспышками лазера находилась в диапазоне от 100 до 200 мс и подбиралась так, чтобы частица за время между вспышками проходила расстояние меньше, чем четверть расчетной области. Цифровая камера регистрирует распределение интенсивности света в освещаемой области рис. 2.2 б. Последующая обработка заключалась в разбиении каждого изображения

на расчетные области, в которых определяется вектор наиболее вероятного перемещения частиц с помощью кросскорреляционного алгоритма. В экспериментах расчетная область составляла 32×32 пикселя с перекрытием 50 %, что соответствует пространственному разрешению 3 мм. Перекрытие служит для того, чтобы уменьшить эффект потери пары при идентификации трассеров [106]. Расчёт поля скорости неизбежно приводит к появлению ошибочных векторов (рис. 2.2 в). Источником подобных ошибок могут быть различные факторы, так, например, плохое качество изображения, вызванное переотражением света от стенок модели, или недостаточное число трассеров. Для расчёта пространственных дифференциальных характеристик течения необходимо удалять ошибочные векторы, поскольку при дифференцировании мгновенных полей скорости погрешность существенно растёт. В измерительной системе предусмотрены методы отсева ошибочных векторов. После удаления «ложных» векторов, методом интерполяции отсеянные векторы заменяются векторами с наиболее вероятными значениями рис. 2.2 г. Погрешность метода PIV зависит от многих факторов, таких как плотность распределения трассеров, величина задержки по времени и других. В данной работе величина погрешности измерения скоростей не превышает 5%. Оценки были проведены используя в качестве эталона диск с нанесенными метками, который вращался с постоянной угловой скоростью.

Количественные измерения температуры в кювете проводились при помощи медь-константановых термопар с диаметром спая не более 0.2 мм и диаметром проводов 0.1 мм. Данные с термопар передавались на систему сбора данных Agilent, с 20 канальным мультиплексором. Контроль за

частотой измерений и временем приема данных реализован программным обеспечением Agilent BenchLink Data Logger 3.

Были проведены следующие температурные измерения. Для получения средних полей температуры в сечении rOz и мгновенных профилей температуры вдоль радиальной координаты был использован массив термопар (11 термопар на расстоянии 1 см друг от друга) Массив был расположен по диаметру нагревателя (рис. 2.3 а) и передвигался по высоте с шагом 1 мм. Время сбора данных на каждой высоте составило 100 секунд, частота опроса от 1 до 4 Гц. Контрольный спай находился при постоянной комнатной температуре. Для длительных измерений температуры были проведены эксперименты с четырьмя термопарами, располагавшихся на равном расстоянии от центра кюветы и на высоте 2 мм от дна кюветы (рис. 2.3 б). Эксперимент был проведен с целью выявления пространственного и временного характера возмущений. Время сбора данных составляло для каждого режима около 12 часов.

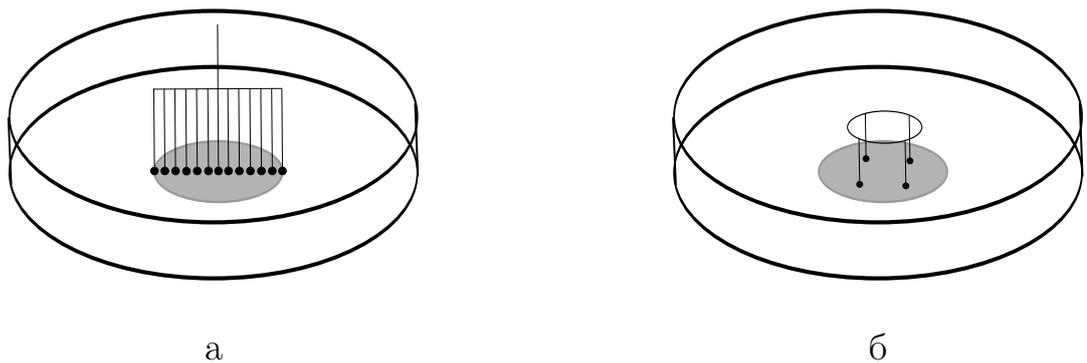


Рис. 2.3. Схемы расположения термопар: а - массив термопар; б - крест термопар на расстоянии 25 мм от центра кюветы.

2.2. Управляющие параметры

Основными параметрами подобия явлений теплопереноса являются число Прандтля Pr , число Грасгофа Gr и число Рэлея Ra (2.1). Число Грасгофа характеризует отношение архимедовых сил к вязким и свидетельствует о сильной зависимости конвективных механизмов от размера (в число Грасгофа размер входит в кубе). В отличие от числа Грасгофа, число Прандтля есть физический параметр жидкости, не зависящий от конкретной задачи и характеризующий отношение коэффициентов кинематической вязкости и температуропроводности. В жидкостях с малым числом Прандтля теплопередача эффективней конвекции и, наоборот, при высоких числах Прандтля перенос тепла за счет конвекции становится более эффективным, чем теплопередача. Наряду с двумя безразмерными параметрами, в конвективных задачах часто используется число Рэлея, являющееся произведением чисел Прандтля и Грасгофа.

$$Pr = \frac{\nu}{\chi}, \quad Gr = \frac{g\beta h^3 \Delta T}{\nu^2}, \quad Ra = Gr \cdot Pr, \quad (2.1)$$

где ν - коэффициент кинематической вязкости, χ - коэффициент температуропроводности, g - модуль вектора гравитационного ускорения, β - коэффициент температурного расширения, h - определяющий характерный линейный размер поверхности теплообмена, ΔT - разница температур между поверхностью теплообмена и поверхностью теплоносителя.

Так как изучение гидродинамических процессов и процессов теплообмена связано прежде всего с анализом устойчивости конвективных течений, в качестве безразмерного параметра часто используется число Рэ-

лея. Оно определяет поведение жидкости под воздействием градиента температуры. К примеру, в таких задачах, как конвекция Рэля—Бенара, конвекция в вертикальном слое и др., основной интерес представляет поиск границы нарушения равновесия в системе. В упомянутых случаях строится зависимость критического значения числа Рэля, при котором возмущения становятся незатухающими, от длины волны возмущения. Кривая строится на основании найденной теоретически, либо экспериментально, зависимости между управляющими параметрами системы.

В задачах, направленных на исследование динамических характеристик конвективных течений, используют не число Рэля, а число Грасгофа, так как оно определяет процесс теплообмена и является мерой соотношения между архимедовой выталкивающей силой и силами вязкости. С помощью числа Грасгофа также возможно оценить интенсивность конвективных течений. Для этого можно воспользоваться соотношением $Re \approx \sqrt{Gr}$, где Re - число Рейнольдса, которое характеризует переход от ламинарного течения к турбулентному.

В цикле работ, посвященных лабораторному моделированию тропического циклона [32, 33], смена режимов течения характеризовалась числом Грасгофа, определенное через толщину слоя жидкости и перепад температуры между поверхностью нагревателя и верхним слоем жидкости. В близких по постановке задачах [107, 108] по исследованию дифференциального вращения, которое формировалось вследствие локализованного или периферийного нагрева вращающегося цилиндрического слоя, в качестве управляющего параметра было выбрано потокового числа Грасгофа (2.2), определяемое через толщину слоя h и поток тепла $q = P/S_H$ (P —

мощность нагрева, S_H — площадь области нагрева).

$$Gr_f = \frac{g\beta h^4 P}{C\rho\chi S_H\nu^2} \quad (2.2)$$

Несмотря на то, что скорости в лабораторном эксперименте на много порядков меньше чем в атмосфере, структуры, наблюдаемые на гораздо меньших масштабах в условиях лабораторного эксперимента, оказываются подобны структурам, наблюдаемым в природе. Атмосфера является турбулентной средой. В качестве диссипативной силы на атмосферном масштабе выступает турбулентная вязкость, превышающая молекулярную в несколько раз. Если использовать турбулентную вязкость при оценке безразмерных параметров, то их значения оказываются сравнимы [109]. Это приводит к качественному подобию лабораторного и натурального явлений.

Цель данной работы заключается в исследовании динамики конвективных структур над локализованным источником тепла, их формы и интенсивности. В качестве основных критериев подобия будут выбраны потоковое число Грасгофа (2.2) и потоковое число Рэлея $Ra_f = Gr_f \cdot Pr$. Основные результаты будут представлены в виде зависимостей от того или иного критерия, что определит их роль в описании процессов формирования вторичных течений над локализованным источником тепла.

2.3. Экспериментальное исследование вторичных структур

Подогрев в центральной области приводит к появлению интенсивного подъемного течения в области нагревателя. Нагретая жидкость, охлаждаемая на свободной поверхности, продолжает свое движения по направлению

к периферии, где она опускается вдоль боковых стенок. Далее процесс повторяется, и спустя некоторое время формируется адвективная ячейка, размер которой совпадает с горизонтальным размером кюветы. В результате внизу слоя жидкость движется от внешней границы к центру, что создает конвергентное, т.е. сходящееся течение. В центре кюветы нагретая жидкость поднимается вверх и движется к периферии, образуя дивергентное, т.е. расходящееся течение. Схема основного течения представлена на рис. 2.4.

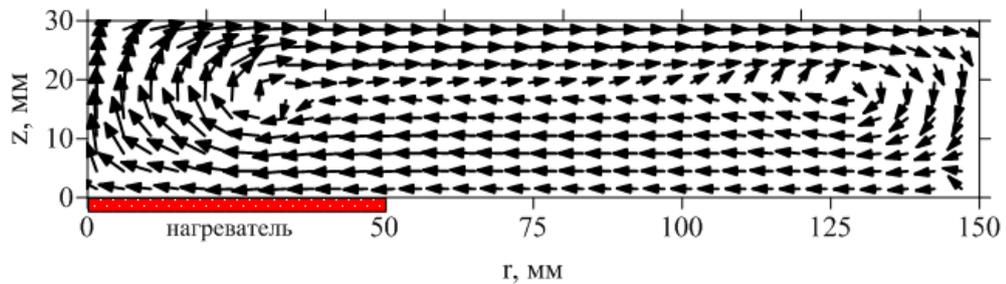


Рис. 2.4. Структура осредненного течения

С открытой поверхности подогретая жидкость отдает часть своего тепла окружающему ее воздуху, так что в приповерхностном дивергентном слое возникает неустойчивое вертикальное распределение плотности: вблизи поверхности температура жидкости ниже, чем в более низких слоях (рис. 2.5). Таким образом, возникает вторичное конвективное движение, которое состоит из валов, ориентированных в радиальном направлении. Охлажденная в верхних слоях вблизи поверхности жидкость у боковой стенки опускается вниз, так что в конвергентном потоке вплоть до границы нагревателя около дна кюветы стратификация жидкости является устойчивой, о чем свидетельствуют результаты исследования [32, 33].

Иная картина изменения температуры по толщине слоя имеет место

в области подогрева. Вблизи дна кюветы устанавливается температурный пограничный слой с неустойчивой стратификацией плотности жидкости: температура с увеличением высоты уменьшается, так что вверху пограничного слоя находится более тяжелая жидкость по сравнению с той, которая у дна кюветы (рис. 2.5). Причем толщина пограничного слоя с увеличением нагрева уменьшается. В средних слоях характер изменения температуры соответствует устойчивой стратификации плотности.

В пограничном слое, вследствие неоднородности температуры, а следовательно плотности, создаются конвективные валы, ориентированные определенным образом. Развивающиеся на фоне основного течения, эти валы входят в класс вторичных структур, форма и размер которых определяется формой нагревателя и характеристиками пограничного слоя.

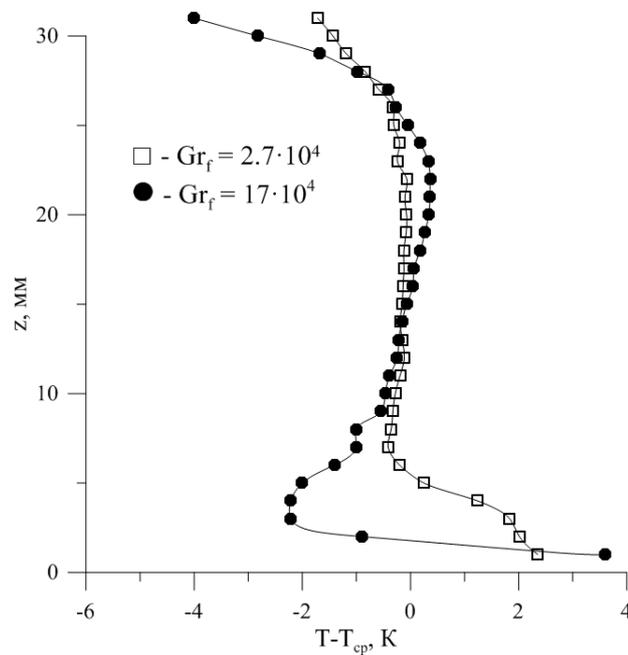
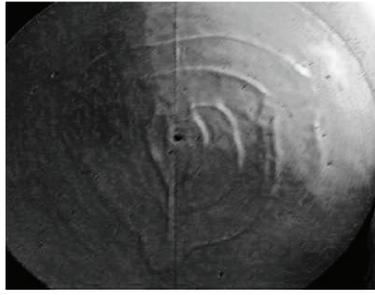


Рис. 2.5. Распределение температуры по высоте на расстоянии $r=4\text{см}$ от центра нагревателя

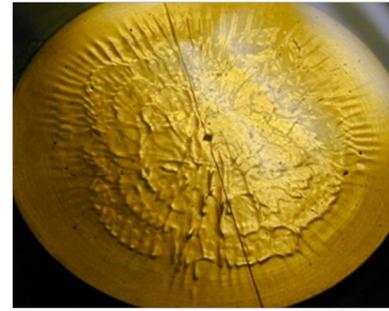
Для визуализации вторичных структур были использованы два подхода. Теневой метод, который основан на рассеивании света при прохожде-

ние его через среду с оптическими неоднородностями и метод визуализации потока светоотражающими частицами, в нашем случае алюминиевой пудрой. Суть теневого метода в данной постановке задачи заключается в следующем: источник излучения, находящийся непосредственно над экспериментальной моделью, давал пучок света, который отражаясь от нагревателя рассеивался в пограничном слое. Наличие в пограничном слое температурных неоднородностей в виде конвективных структур приводит к появлению на картинах чередующихся областей света и тени. Результаты теневого метода представлены на рис. 2.6 а, б. При малых нагревах формируется конвективный вал в виде деформированного кольца, который сносится конвергентным течением к центру кюветы (рис. 2.6, б). Увеличение нагрева приводит к образованию более сложной структуры (рис. 2.6 б), которая представляет собой суперпозицию валов, ориентированных в радиальном направлении и поперечного к ним движения, направленного к центру нагревателя.

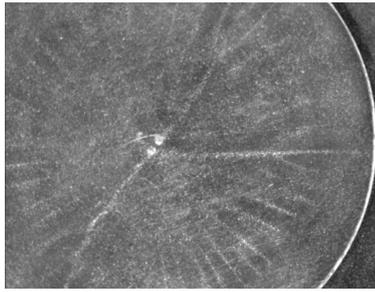
Фотографии, полученные при засевании потока алюминиевой пудрой представлены на рис. 2.6 в, г. Алюминиевые чешуйки, двигаясь вместе со средой, выстраиваются вдоль потока. Если на пути чешуйки возникает неоднородность скорости, она изменяет свою ориентацию относительно потока. При просвечивании слоя жидкости в направлении основного движения можно зафиксировать изменение ориентации алюминиевых чешуек, они будут отражать свет, и на выходе можно получить картину с системой светящихся точек, расположенных на границах конвективных валов. На рис. 2.6 в, г представлены мгновенные снимки течения над нагревателем, соответствующие одной величине нагрева. На левом снимке источник



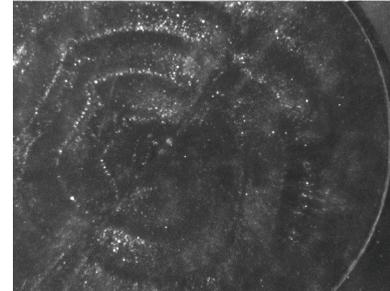
а



б



в



г

Рис. 2.6. Виды вторичных структур над нагревателем: а - $Gr_f = 3.2 \cdot 10^4$; б - $Gr_f = 1.7 \cdot 10^5$; в - радиальные структуры $Gr_f = 5.9 \cdot 10^4$; г - поперечная возмущение $Gr_f = 5.9 \cdot 10^4$

света находился непосредственно над нагреваемой области. Данная картина демонстрирует наличие в пограничном слое системы радиально ориентированных структур образованных скоплениями пудры между соседними вращающимися конвективными валами. Радиальные валы являются устойчивой структурой и не перестраиваются в процессе эволюции течения. Картина, представленная на рис. 2.6 г получена при просвечивании потока световым ножом. Она свидетельствует о наличие конвективных валов, ориентированных поперек основного потока. Конвергентный поток сносит валы к центру нагревателя, образуя периодически меняющуюся картину.

Мгновенные поля радиальной скорости, полученные при помощи из-

мерительной системы ПОЛИС, непосредственно над нагреваемой областью (рис. 2.7) подтверждают визуальные наблюдения. Распределение радиальной скорости демонстрирует наличие вторичного конвективного вала, ориентированной поперек основного потока. При малых нагревах он имеет форму неправильного кольца, что согласуется с теневыми фотографиями. При увеличении нагрева кольцо перестраивается в плоскую спираль, причем при увеличении мощности нагрева поле радиальной скорости представляет собой суперпозицию двух спиралей, концы которых находятся на противоположных концах представленного поля. При сильных нагревах структура вторичных течений усложняется еще больше и идентифицировать их форму становится затруднительным.

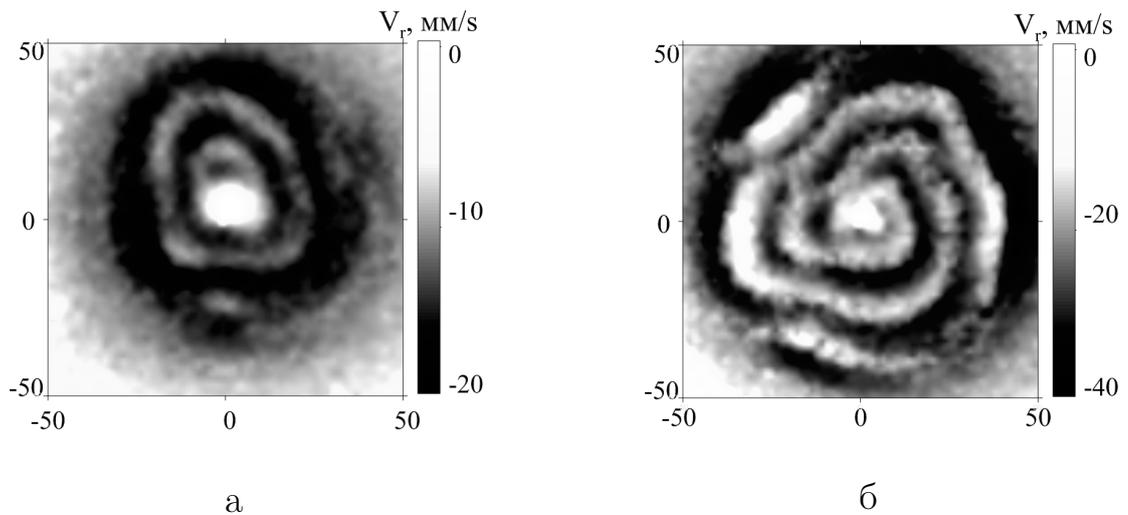


Рис. 2.7. Мгновенные поля радиальной скорости в области нагрева на высоте $z=3$ мм: а - $Gr_f = 7.6 \cdot 10^4$; б - $Gr_f = 2 \cdot 10^5$

Среднее поле радиальной скорости представлено на рис. 2.8, оно характеризуется двумя ярко выраженными экстремумами. Кольцеобразная область на некотором расстоянии от центра предположительно соответствует области формирования термиков. Авторы [32,33] полагали, что при

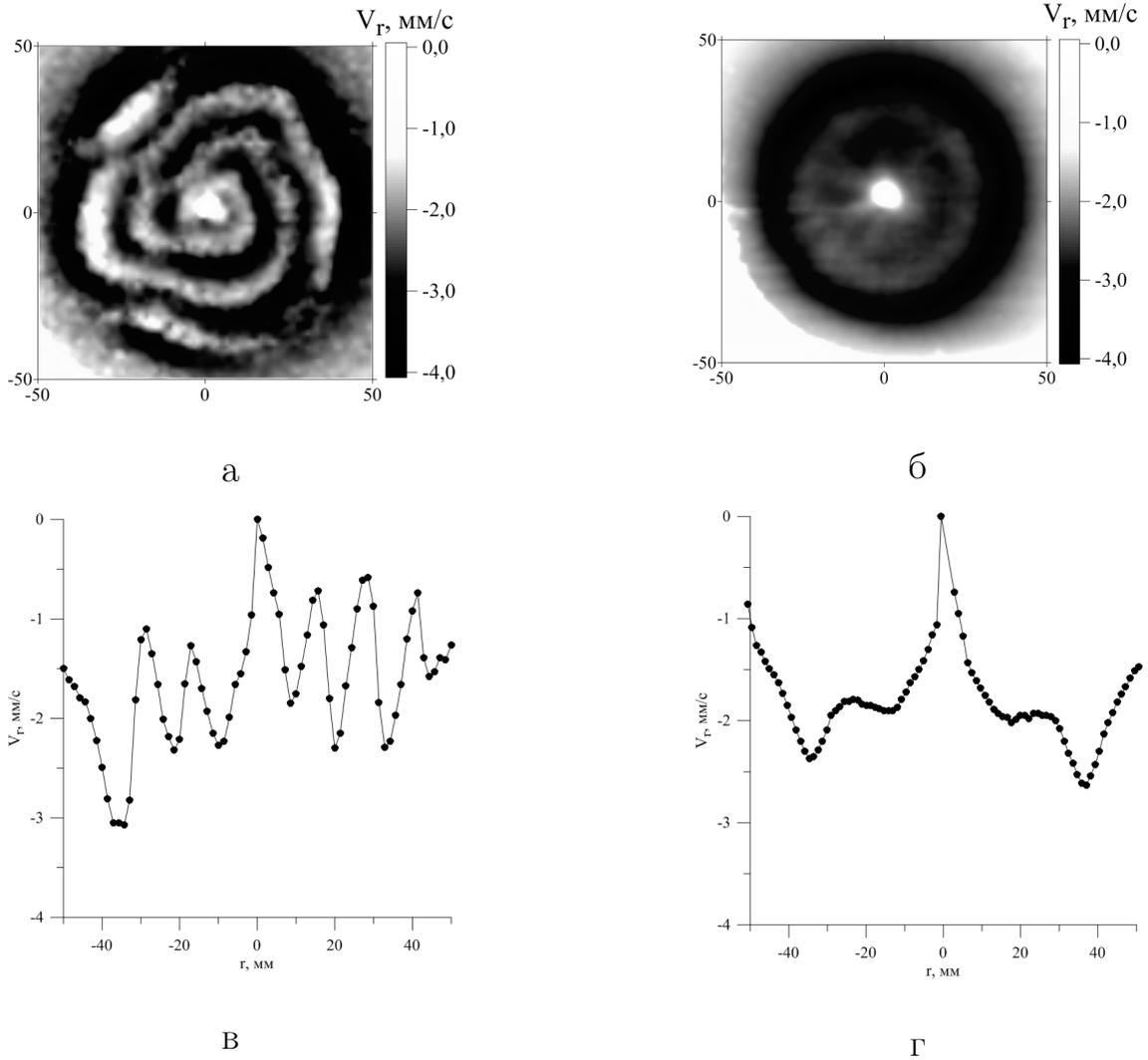


Рис. 2.8. а,б - Мгновенное и среднее поле радиальной скорости в области нагрева на высоте $z=3$ мм, $Gr_f = 2 \cdot 10^5$; в,г - соответствующие поля профили радиальной скорости вдоль диаметра нагревателя

взаимодействии с теплообменником конвективный вал прогревается быстрее, часть вала начинает всплывать, образуя при этом систему конвективных плюмов. Второй экстремум средней радиальной скорости приходится на центральную подъемную конвективную струю. Надо отметить, что результаты измерений хорошо согласуются с экспериментальными данными работы [32], в которой при помощи измерений температуры было показано, что отрыв конвективных струй происходит на определенном расстоянии от

края нагревателя.

На рис. 2.9 представлены поля средней радиальной скорости, усредненные по азимутальной координате. Размер конвективного вала вблизи внешней границы нагревателя определяется толщиной температурного пограничного слоя. При приближении к центру размер пограничного слоя, а значит и размер конвективного вала увеличивается. При движении к центру кюветы вал постепенно прогревается и, достигая определенной координаты, часть вала начинает всплывать. Значение этой координаты соответствует минимуму радиальной скорости. Координата минимума с увеличением нагрева практически не меняется.

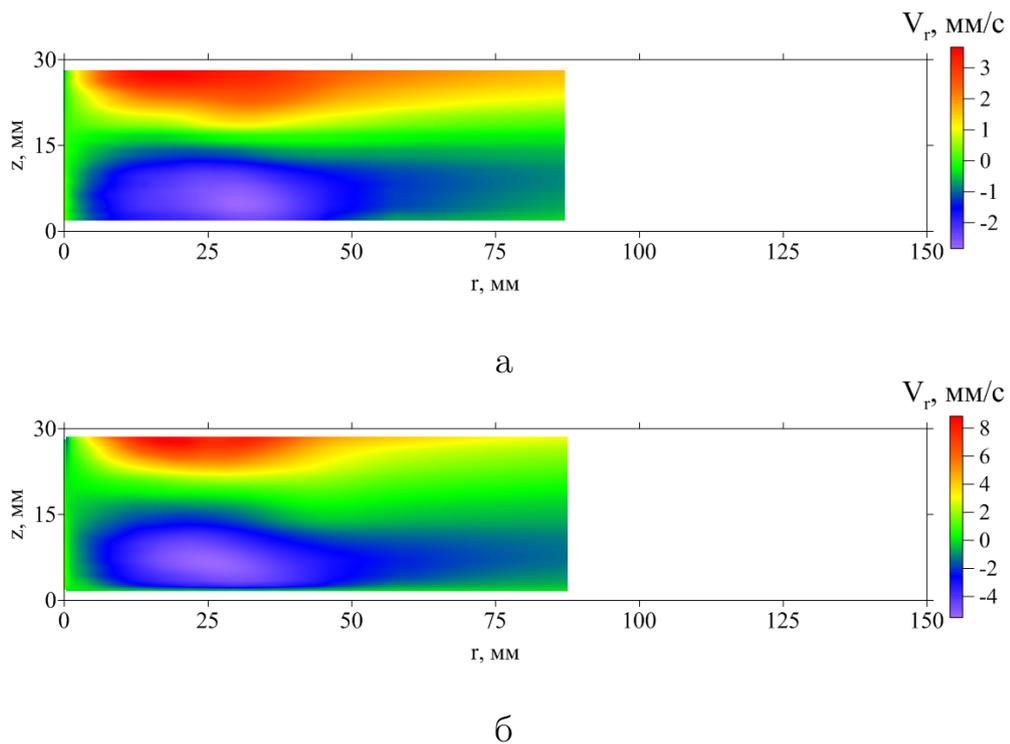


Рис. 2.9. Поля средней радиальной скорости, усредненное по азимутальной координате: а - $Gr_f = 3.0 \cdot 10^5$; б - $Gr_f = 4.3 \cdot 10^5$;

При движении к центру нагревателя конвективный вал приводит к возмущению не только поля скорости, но и температуры. Поэтому на

кривой зависимости температуры от радиальной координаты имеет место всплеск (рис. 2.11 а). При фиксированном значении радиуса нагревателя зависимости температуры и радиальной скорости от времени имеют ярко выраженный периодический характер (рис. 2.11 б). Пульсации скорости и температуры скоррелированы и имеют один период колебаний.

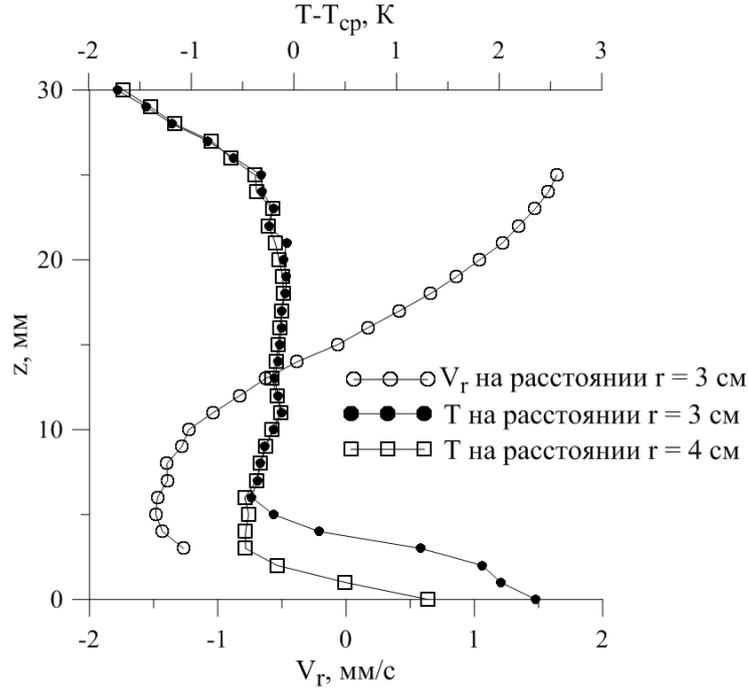


Рис. 2.10. Средние профили температуры и радиальной скорости вдоль вертикальной координаты. $Gr_f = 1.7 \cdot 10^5$.

Спектр пульсаций температуры представлен на рис. 2.12 а. Частота опроса данных о температуре изменялась в зависимости от степени нагрева. На малых нагревах частота дискретизации составляла 1 Гц, при сильном нагреве максимальная частота измерений составляла 4 Гц. Верхняя граница диапазона частот, который возможно измерить в эксперименте определяется частотой дискретизации получаемого сигнала. В данном случае мы ограничиваемся рассмотрением сигналов с частотами не превыша-

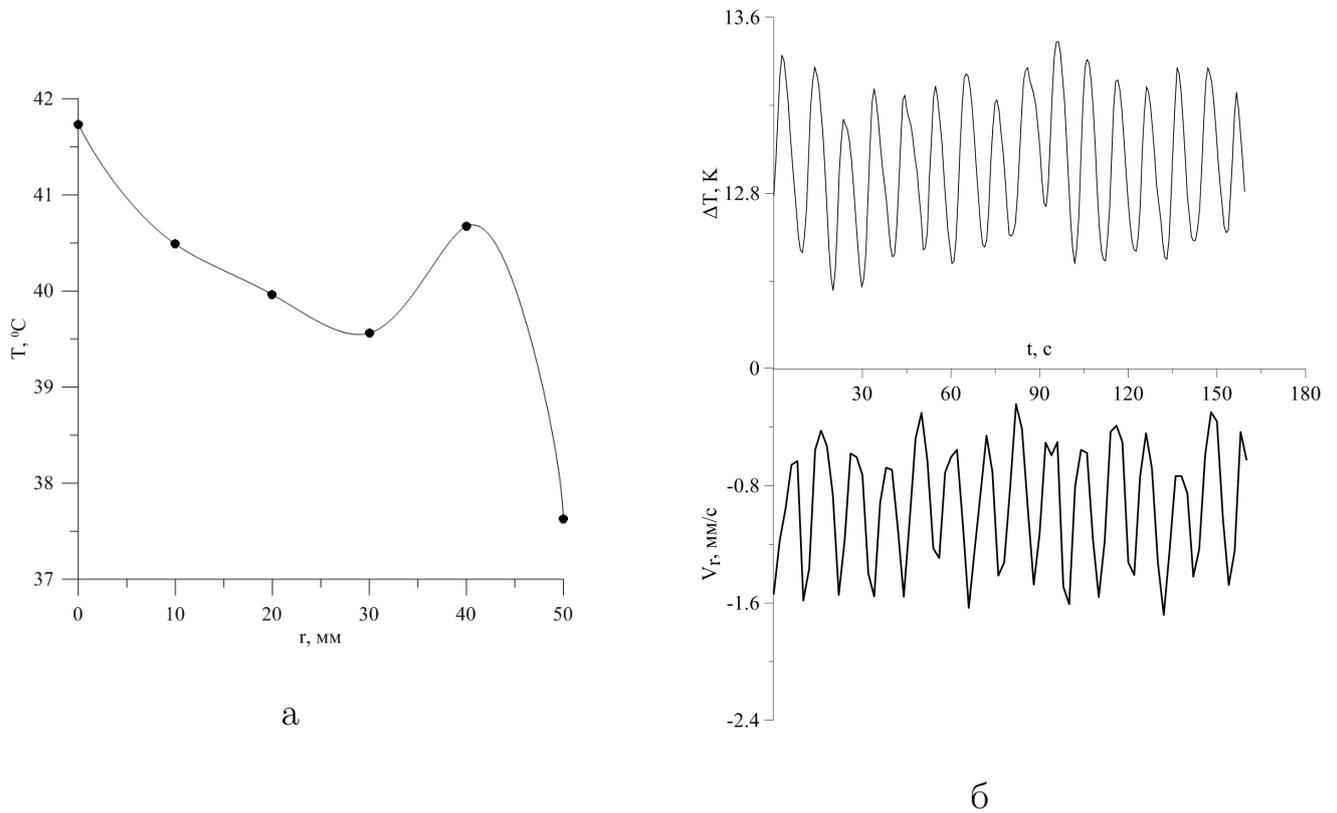


Рис. 2.11. а - Распределение температуры вдоль радиальной координаты на высоте $z=3$ мм; б - зависимость температуры и радиальной компоненты скорости от времени $z=3$ мм, $r=30$ мм. $Gr_f = 1.7 \cdot 10^5$

ющими 2 Гц. Спектр пульсаций температуры содержит одну выделенную частоту, которая характеризует формирование конвективного вала. Частота не зависит от радиальной координаты и растет с увеличением нагрева (рис. 2.12 б).

Зависимость частоты возникновения вторичных структур от числа Грасгофа представлена на рис. 2.13. Частота возрастает с увеличением числа Грасгофа, то есть с увеличением нагрева. Однако, при фиксированном числе Грасгофа частота растет с увеличением числа Прандтля. Это говорит о том, что число Грасгофа в полной мере не описывает процесс формирования погранслойной конвекции. На рис. 2.13 б представлена зависимость частоты от потокового числа Рейля. Разброс точек, соответствующий

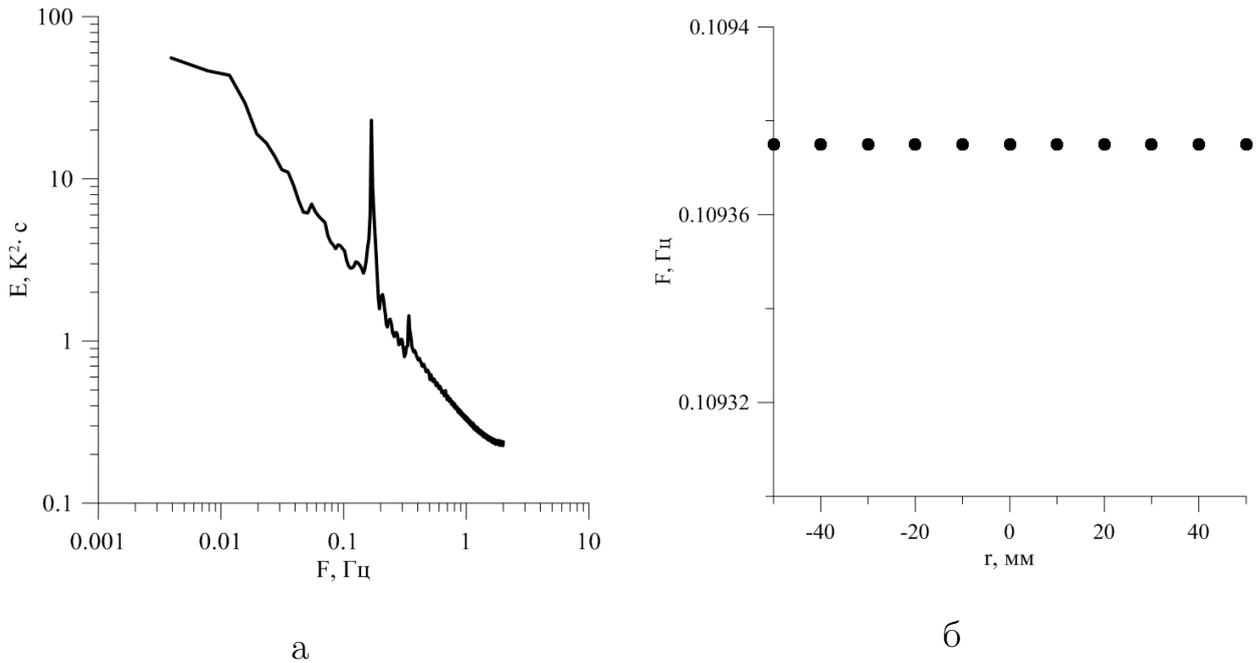


Рис. 2.12. а - Спектр пульсаций температуры $z=3$ мм; б - зависимость частоты пульсаций температуры от радиуса нагревателя $z=3$ мм. $Gr_f = 1.7 \cdot 10^5$.

ющих различным жидкостям, заметно уменьшился. Этот результат является очень важным, так как подтверждает необходимость использования нескольких безразмерных параметров для описания данной гидродинамической системы.

Время реализаций представленных выше измерений составляло не более 4 часов. Вопрос о том как ведут себя вторичные течения в течение длительного времени, меняют ли они свою ориентацию и интенсивность, несомненно представляет большой интерес. Поэтому были проведены опыты с одиночными термопарами, время реализаций которых составляло около 12 часов. Термопары располагались на равном удалении от центра нагревателя. Таким образом, можно получить информацию о поведении системы в течении длительного времени. Полученные с помощью одиночных термопар сигналы были проанализированы с помо-

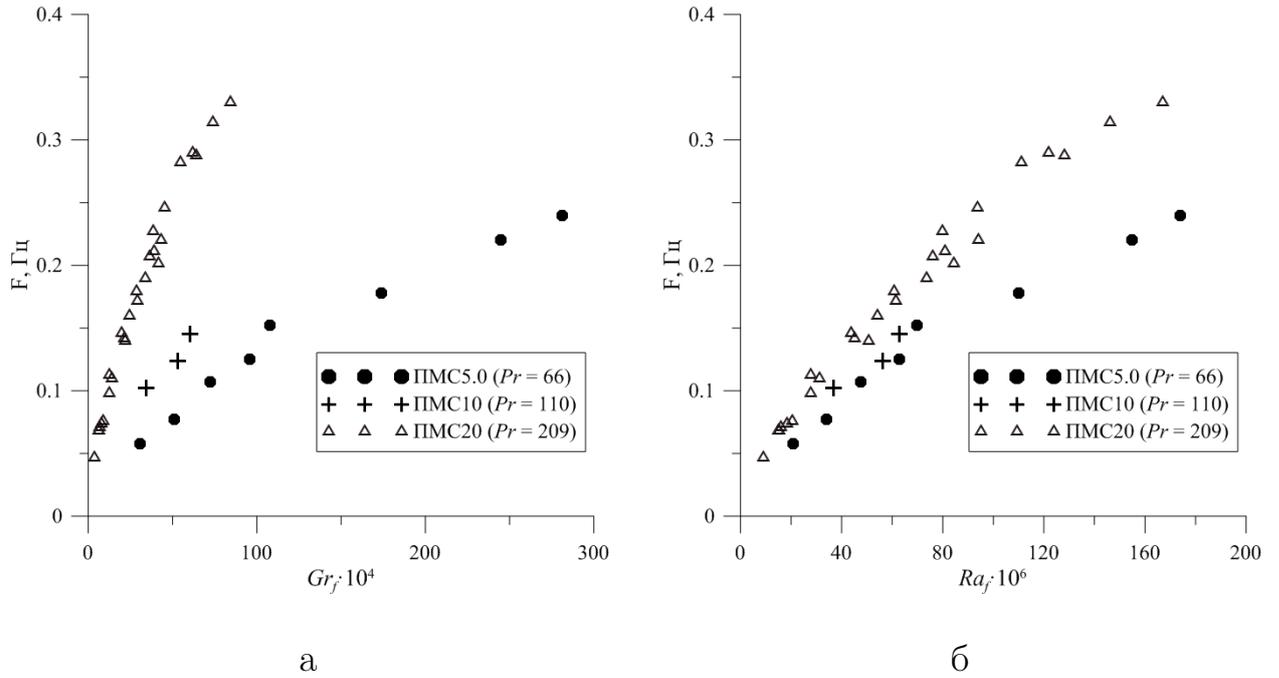


Рис. 2.13. а - Зависимость частоты возникновения вторичных структур в зависимости от потокового числа Грасгофа Gr_f ; б - зависимость частоты возникновения вторичных структур в зависимости от потокового числа Рэлея Ra_f

щью вейвлет-преобразования. Вейвлет-преобразование представляет собой свертку вейвлет-функции с сигналом. В качестве анализирующей функции был использован вейвлет Морле (2.3). Анализ сигналов проводится в плоскости вейвлет-коэффициентов, которая демонстрируют зависимость частотных компонент сигнала от времени. Таким образом, с помощью вейвлет-коэффициентов можно проследить поведение частоты возникновения вторичных структур и ее амплитуды с течением времени.

$$\psi = e^{-\frac{t^2}{2}} e^{i\omega_0 t}, \quad (2.3)$$

где ω_0 - частота анализирующего вейвлета.

На рис. 2.14 представлены вейвлет-спектрограммы температурных

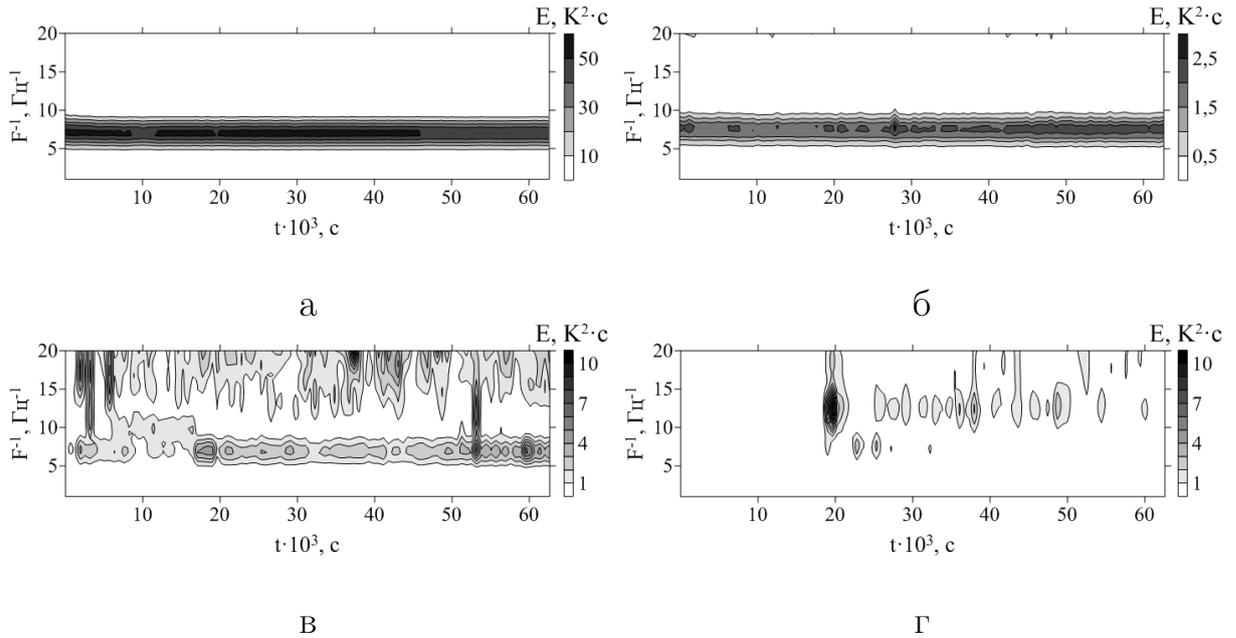


Рис. 2.14. Вейвлет-спектрограммы временных рядов температуры на расстоянии 20 мм от центра нагревателя, $Gr_f = 2.5 \cdot 10^5$: а - $\alpha = 0^0$; б - $\alpha = 90^0$; в - $\alpha = 180^0$; г - $\alpha = 270^0$, где α - азимутальный угол поворота

сигналов для различных значений азимутальной координаты на высоте $z=2$ мм. В некоторых точках на нагревателе колебания температуры являются устойчивыми с ярко выраженной амплитудой (рис. 2.14 а, б). Структуры возникают с определенной частотой, значение которой со временем не меняется. В других точках (рис. 2.14 в, г) амплитуда колебаний температуры мала.

Области и методы наблюдения в эксперименте ограничены. На основе полученных данных трудно сделать вывод о процессах, приводящих к пространственной и временной неоднородности температурных возмущений. Детально структура вторичных течений и их динамика изучены с помощью численной модели, представленной ниже.

2.4. Постановки численной задачи

Параллельно с экспериментами, результаты которых представлены в главе 1.2, были проведены расчеты с помощью программного продукта Fluent 6.3.

Численно исследовалось формирование крупномасштабного течения в цилиндрическом слое жидкости со свободной верхней границей, ограниченном твердыми боковыми стенками и дном и при наличии на дне локализованного нагрева. Геометрические размеры расчетной области и расположение системы координат указано на рис. 2.15. В качестве рабочей жидкости было выбрано силиконовое масло, все физические характеристики совпадали с использованными в эксперименте. В качестве контрольных объемов были использованы гексагональные ячейки. Для уменьшения числа узлов сетки расчетный объем делился на две части. В центральной части над нагревателем, в области формирования вторичных течений, размер контрольной ячейки составлял 1 мм, а вне нагревателя 4 мм. В области перехода сетка адаптивно меняла размер.

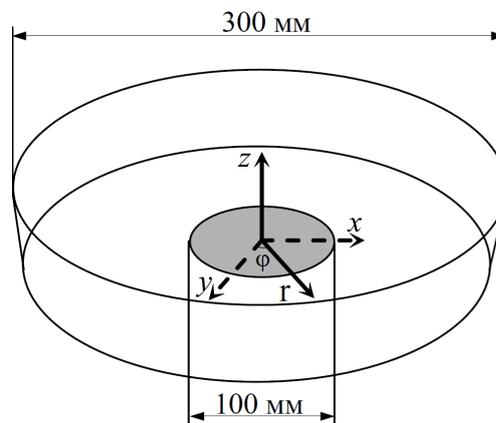


Рис. 2.15. Геометрия расчетной модели и расположение системы координат

Течение жидкости моделировалось следующей системой уравнений в размерной форме: уравнением количества движения в приближении Буссинеска (2.4), уравнением сохранения количества вещества (2.5) или уравнением неразрывности и уравнением теплопроводности (2.6).

$$\frac{\partial(\mathbf{v})}{\partial t} + (\mathbf{v}\nabla)\mathbf{v} = -\rho^{-1}\nabla P + \nu\Delta\mathbf{v} + \mathbf{g}\beta T, \quad (2.4)$$

где \mathbf{v} - скорость жидкости, t - время, ρ - плотность, P - добавка к гидростатическому давлению, ν - кинематическая вязкость, \mathbf{g} - вектор гравитационного ускорения, β - коэффициент объемного расширения, T - разница температур относительно средней.

$$\nabla \cdot (\mathbf{v}) = 0, \quad (2.5)$$

$$\frac{\partial(T)}{\partial t} + (\mathbf{v}\nabla)T = \chi\Delta T, \quad (2.6)$$

где χ - коэффициент теплопроводности.

Уравнения должны быть дополнены граничными условиями: на боковых стенках и дне условием прилипания для скорости и адиабатичности для температуры. В области нагрева и на верхней границе задавались постоянные потоки тепла (2.7). Также на верхней границе ставилось условие проскальзывания.

$$\frac{P}{S_{surf}} = -\frac{P}{S_{heat}}, \quad (2.7)$$

где P - мощность нагрева, S_{surf} - площадь верхней поверхности, S_{heat} - площадь нагревателя.

2.5. Численное моделирование течений в цилиндрическом слое жидкости с локальным подогревом снизу

Для верификации численной модели проведено сравнение средних и мгновенных характеристик потока. На рис. 2.16 представлены поля радиальной скорости в сечении rOz , осредненные по времени и азимутальной координате. Положительные значения соответствуют дивергентному, а отрицательные конвергентному движению жидкости. Увеличение мощности нагрева приводит к существенному росту интенсивности меридиональной циркуляции и сдвигу границы конвергентного и дивергентного течения. Минимум радиальной скорости соответствует области всплытия термиком, что согласуется с экспериментальными данными.

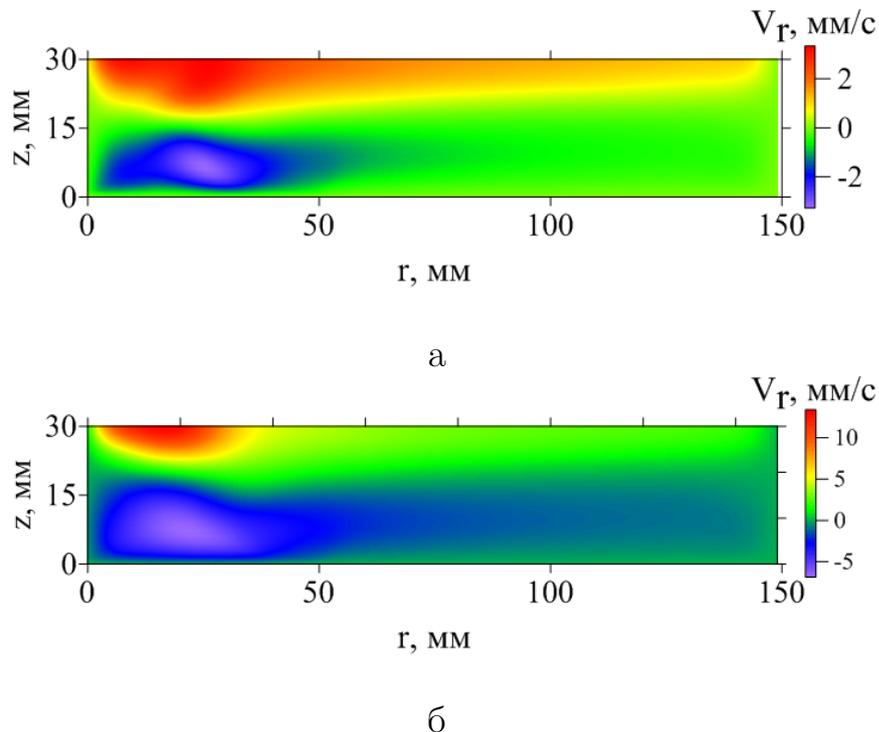


Рис. 2.16. Средние по времени поля радиальной скорости, усредненные по азимутальной координате: а - $Gr_f = 1.7 \cdot 10^5$; б - $Gr_f = 9.6 \cdot 10^5$

На рис. 3.12 приведены профили средней радиальной скорости для

умеренной и интенсивной циркуляции. Профили были получены при значении радиуса, на котором наблюдается минимум радиальной скорости.

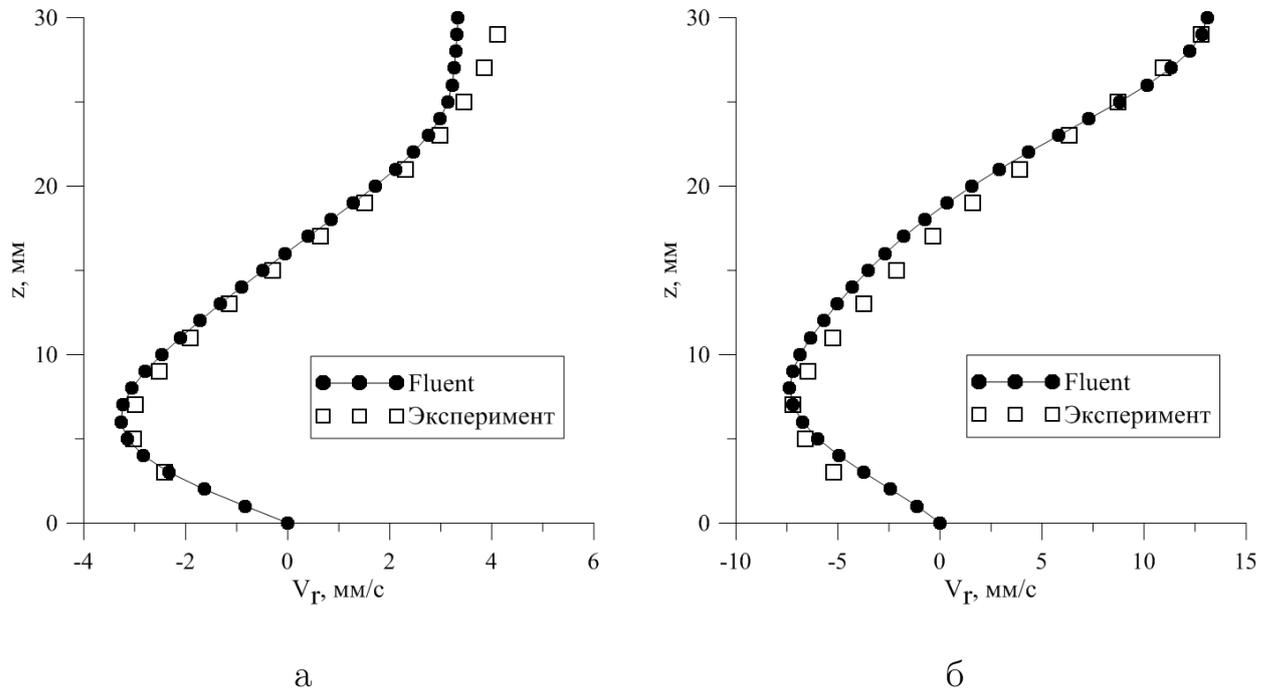


Рис. 2.17. Профили средней радиальной скорости вдоль вертикальной координаты: а - $Gr_f = 1.7 \cdot 10^5$; б - $Gr_f = 9.6 \cdot 10^5$

На рис. 2.18 представлены мгновенные поля радиальной скорости и соответствующие им поля температуры для различных значений числа Gr_f . Основной формой неустойчивости при натекании более холодной жидкости на горячую поверхность являются валы, которые выстроены параллельно основной циркуляции. В данной системе наблюдаются комбинированные режимы, когда на фоне радиально-ориентированных структур, существует поперечный вал, который движется к центру нагревателя. Вид поперечного вала определяется геометрией нагревателя и интенсивностью основной циркуляции. На малых нагревах вал имеет форму деформированного кольца, что подтверждает экспериментальные наблюдения. Рост нагрева приводит к росту интенсивности конвергентного течения и

смене формы поперечного вала. Азимутальная скорость течения обусловлена лишь вращением радиальных валов, вследствие чего спираль продолжает движение к центру нагревателя не совершая закрутки, что можно видеть на векторном поле скорости (рис. 2.19). Стоит отметить, что на полях радиальной скорости данная структура является однородной, тогда как на температурных полях присутствует азимутальная модуляция.

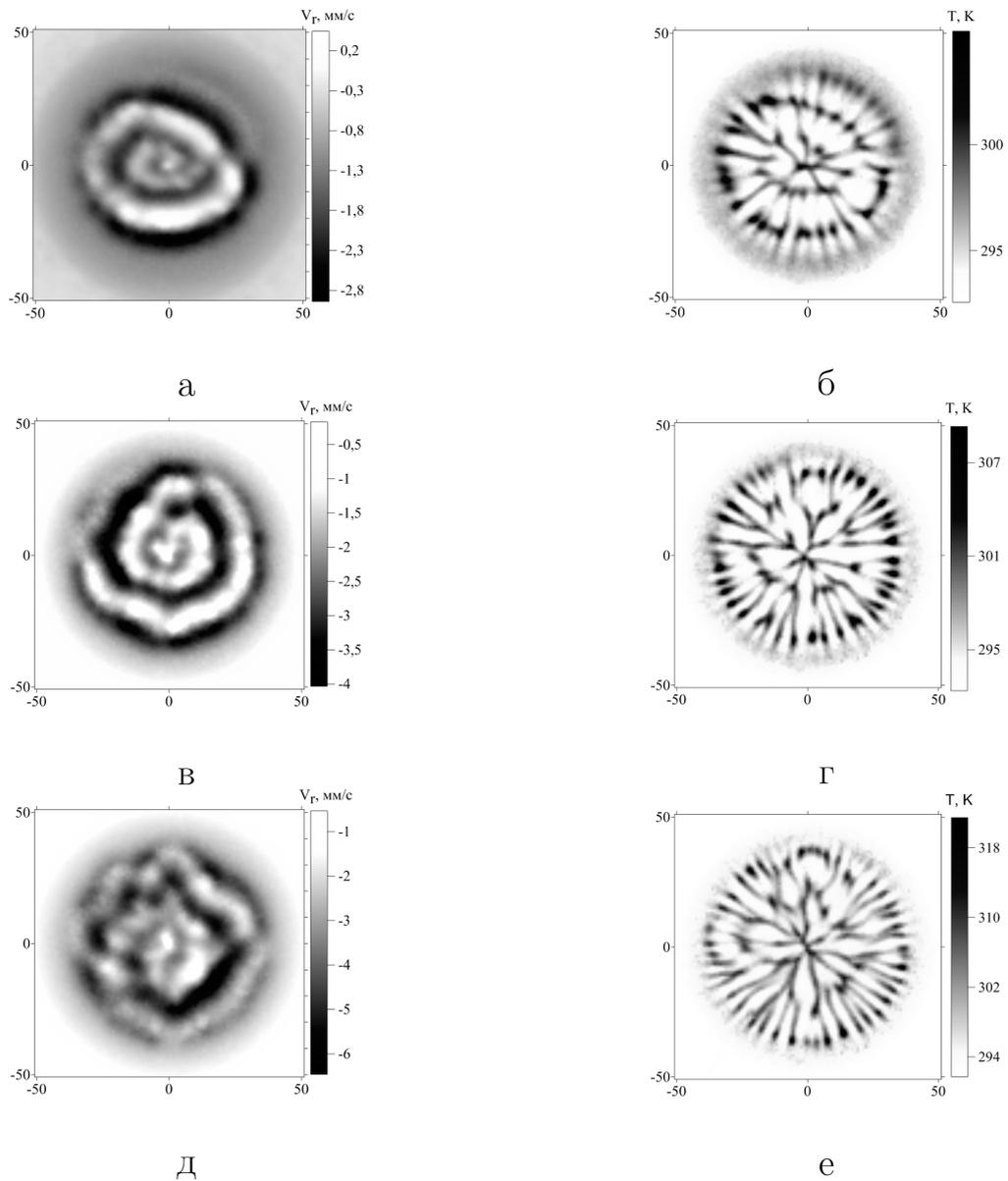


Рис. 2.18. Поля радиальной скорости (а,в,д) и температуры(б,г,е) над нагревателем $z=3$ мм: а,б - $Gr_f = 1.4 \cdot 10^5$; в,г - $Gr_f = 4.3 \cdot 10^5$; д,е - $Gr_f = 8.2 \cdot 10^5$

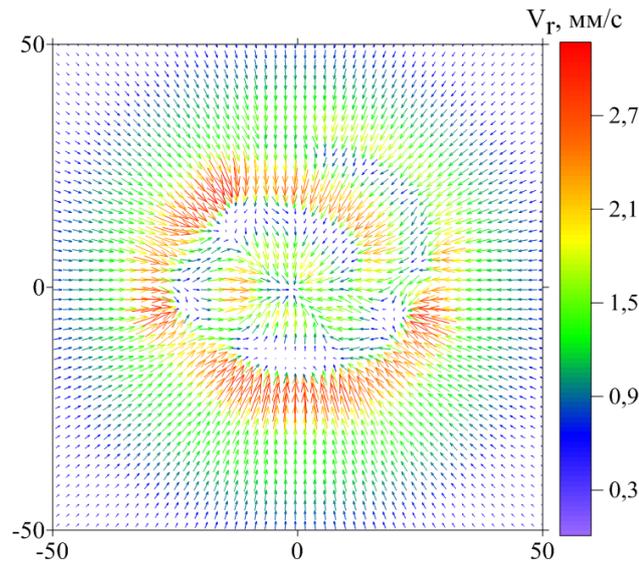


Рис. 2.19. Мгновенное векторное поле скорости в области нагрева. $Gr_f = 1.7 \cdot 10^5$.

На основе полученных данных можно предположить следующий сценарий развития вторичных течений. На рис. 2.20 а представлено мгновенное поле радиальной компоненты завихренности в горизонтальном сечении непосредственно над нагревателем, где положительные и отрицательные области отвечают радиальным валам, вращающимся в противоположных направлениях. Радиально ориентированные структуры являются устойчивыми, и сохраняют свою форму и положение в течении всего времени, что демонстрирует среднее поле радиальной компоненты завихренности (рис. 2.20 б). Вращаясь в противоположные стороны, радиальные валы поднимают более прогретую жидкость с поверхности нагревателя вверх и опускают менее прогретую вниз. Прогретая жидкость копится между радиальными валами, пока часть ее не начинает всплывать. В результате образуется система всплывающих конвективных плюмов, которые становятся причиной возникновения пары поперечных валов, периодически сносимых конвер-

гентным течением к центру кюветы. Пульсации температуры в точке, находящейся между радиальными валами более интенсивные, при приближении к центру вала интенсивность пульсаций уменьшается, что демонстрируют зависимости температуры от времени в соответствующих точках (рис. 2.21).

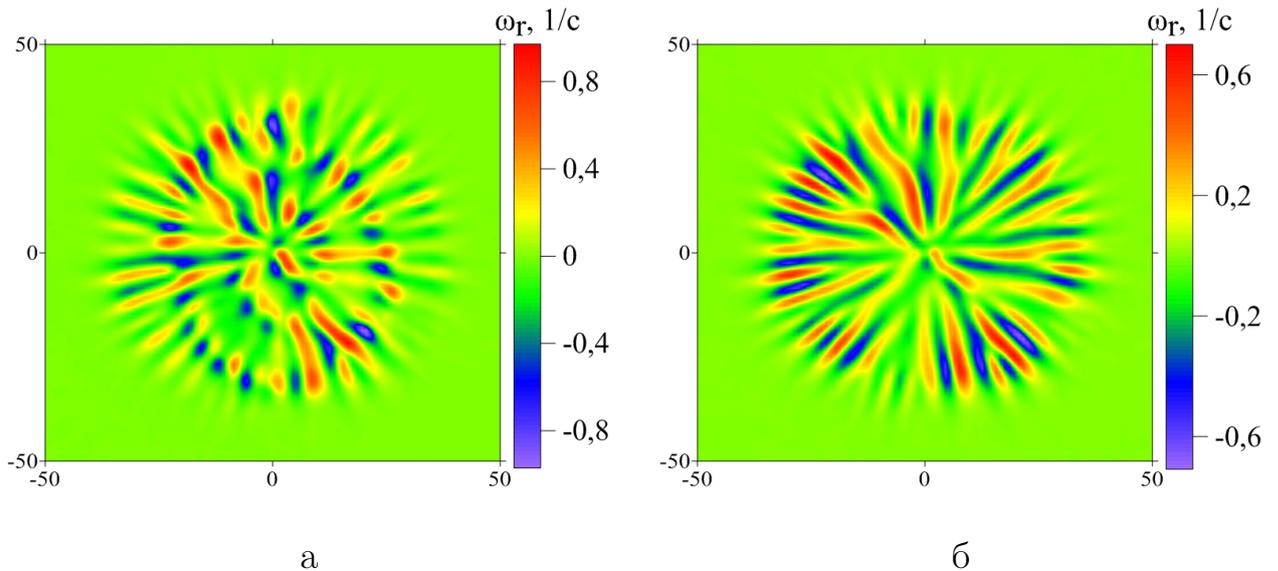


Рис. 2.20. а - Мгновенное поле радиальной завихренности над нагревателем $z = 3$ мм; б - среднее поле радиальной завихренности над нагревателем $z = 3$ мм. $Gr_f = 17 \cdot 10^4$

Частота возникновения вторичных структур с ростом нагрева увеличивается (рис. 2.22). Численные данные хорошо согласуются с экспериментом для различных значений числа Прандтля Pr , однако различия в кривых все же существует. Это связано с тем, что структуры возникают в пограничном слое, а значит использовать нужно локальное число Рэлея, куда входит перепад температуры в самом пограничном слое.

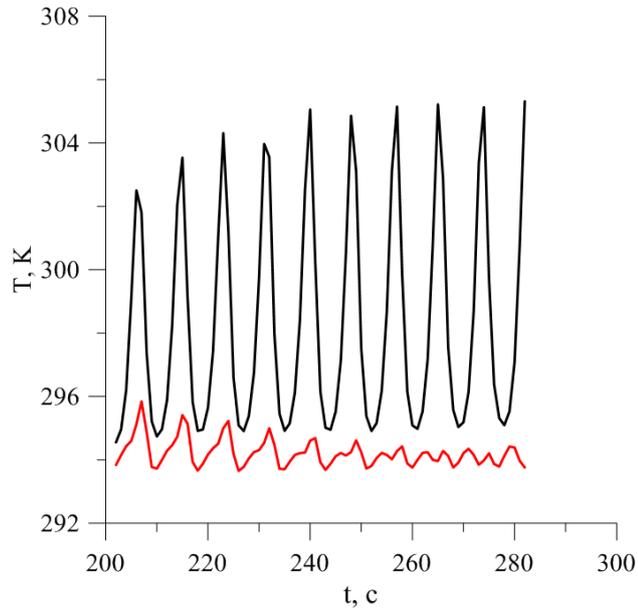


Рис. 2.21. Зависимость температуры от времени $Gr_f = 17 \cdot 10^4$

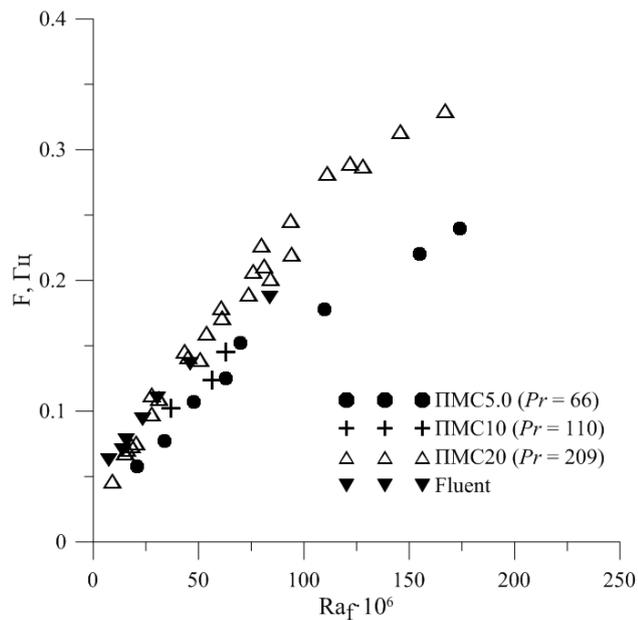


Рис. 2.22. Зависимость частоты возникновения валов от потокового числа Рэлея Ra_f

2.6. ВЫВОДЫ ПО ГЛАВЕ

Исследовано формирование вторичных течений в цилиндрическом слое жидкости с локальным подогревом дна. На основе эксперименталь-

ных данных показано, что в области нагрева формируется пограничный слой с неустойчивым распределением температуры. В пограничном слое возникают вторичные структуры, форма и интенсивность которых зависят от степени нагрева.

При малых нагревах ($Gr_f < 3 \cdot 10^4$) вторичное течение имеет форму деформированного кольца, которое движется к центру кюветы. При увеличении нагрева ($Gr_f > 3 \cdot 10^4$) возникает система валов, которые имеют тенденцию к ориентации в радиальном направлении. Визуализации течения и мгновенные поля скорости в области нагрева демонстрируют наличие в пограничном слое одновременно с радиальными поперечного вала.

Предложена физическая интерпретация возникновения поперечных структур. Соседние радиальные валы, вращаясь в противоположных направлениях, поднимают более нагретую жидкость вверх и опускают относительно холодную вниз. При этом часть привносимой радиальными валами нагретой жидкости начинает всплывать, образуя пару валов конвективной природы, которые сносятся конвергентным потоком к центру.

Показано, что возникновение поперечных валов носит ярко выраженный периодический характер. Частота возникновения поперечных валов не зависит от времени и растет с увеличением потокового числа Рэлея.

3. Структура конвективного вихря во вращающемся слое жидкости

3.1. Экспериментальная установка и методика измерений

Для проведения измерений во вращающемся слое жидкости, установка, подробно описанная в главе 1, была помещена на вращающийся стенд, который обеспечивает равномерное вращение в диапазоне скоростей $0.04 \leq \Omega \leq 0.30^{-1}$ (с точностью $\pm 0.001c^{-1}$). Измерения полей скорости проводились с помощью измерительного комплекса ПОЛИС. Двойной импульсный Nd-YaG лазер, блок управления и компьютер располагались на неподвижной платформе. Цифровая видеокамера была закреплена во вращающейся системе координат. При движении модели, стойки, удерживающие камеру, являются препятствием для прохождения лазерной плоскости, вследствие чего на фотографиях появляются области тени, что в свою очередь приводит к появлению большого количества невалидных векторов. С целью устранения этого недостатка установка была модифицирована. Система из шести оптических зеркал (рис. 3.1) обеспечила ввод лазерного луча во вращающуюся систему координат. С помощью трех зеркал луч разворачивался перпендикулярно плоскости вращения. Во избежании прецессии луча в ходе экспериментов соосность луча с осью вращения контролировалась. После разворота лазерного пучка три дополнительных зеркала поворачивали луч параллельно плоскости вращения. Последнее из зер-

кал было закреплено совместно с оптическим ножом на моторизированной подвижке, которая предоставляла возможность движения лазерной плоскости по вертикали. При просвечивании слоя жидкости лазерным ножом стенки модели вследствие их цилиндрической формы работают как линза, что приводит к тому, что освещаемая лазерной плоскостью зона сужается от периферии к центру. Наибольший интерес для исследования представляет область над нагревателем в центральной части полости, где зарождается конвективный вихрь. Поэтому изменение размера лазерной плоскости по причине оптических aberrаций не повлияло на результаты измерений. Область зарождения и существования конвективного вихря просвечивалась полностью.

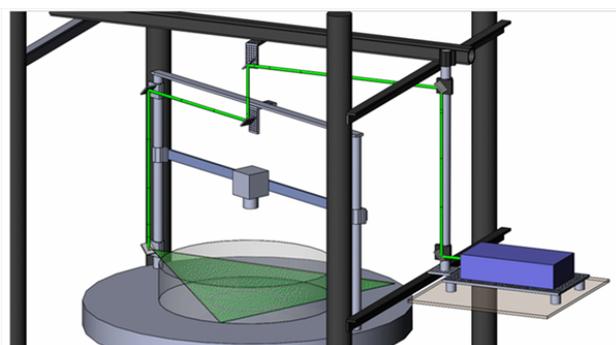


Рис. 3.1. Вращающийся стенд

Определяющими параметрами задачи являются - мощность нагрева, скорость вращения и вязкость жидкости. В соответствии с этими параметрами наряду с числами Грасгофа Gr_f и Рэлея Ra_f были использованы следующие безразмерные комплексы.

Конвективное число Россби Ro_c (3.1) - безразмерный параметр, который характеризует соотношение между силой плавучести и силой Кориолиса. Конвективное число Россби было впервые введено в [110] для

описания концентрационной конвекции в быстровращающейся жидкости. В дальнейшем авторы [71, 72] использовали этот параметр для описания турбулентной конвекции над круглым нагретым диском, расположенным в центре нижней грани вращающегося цилиндра. В работах [71, 72] число Россби Ro_c однозначно определяло поведение системы, размер и интенсивность возникающих вихрей. Действительно при увеличении скорости вращения, то есть при уменьшении числа Россби, вращение стремится подавить вертикальную составляющую скорости, что существенно влияет на динамику существующих в системе структур. Для атмосферы число Россби составляет от 1 до 5, а для океана на порядок меньше.

$$Ro_c = \frac{B^{\frac{1}{2}}}{h(2\Omega)^{\frac{3}{2}}}, \quad B = \frac{g\beta P}{\rho C_p S}, \quad (3.1)$$

где Ω - угловая скорость вращения платформы, h - толщина слоя жидкости, g - ускорение свободного падения, β - коэффициент температурного расширения, P - мощность нагрева, S - площадь нагревателя.

Структура и интенсивность течения также зависит от толщины вязкого подслоя, который возникает вблизи нижней поверхности, и в котором происходит передача импульса от твердой подложки к жидкости посредством вязких взаимодействий. Толщина этого слоя определяется соотношением вязких сил к силе Кориолиса и численно равна $\sqrt{E}h^2$, где E - число Экмана (3.1). Обратное числу Экмана число Рейнольдса Re (3.2) представляет собой безразмерную скорость вращения.

$$E = \frac{\nu}{2\Omega h^2}; \quad Re = \frac{2\Omega h^2}{\nu} \quad (3.2)$$

Перебор параметров задачи, таких как скорость вращения, мощность нагрева и вязкость жидкости, требует проведения огромного количества экспериментов и хранения большого объема экспериментальных данных. Поэтому большая часть экспериментов проводилась только для трех горизонтальных плоскостей на высоте $z=3, 15$ и 27 мм над нагревателем. Для систематизации полученных данных были построены карты режимов в координатах числа Экмана и числа Рэлея Ra_f (рис. 3.2 (а)), числа Экмана E и числа Россби Ro_c (рис. 3.2 (б)). Всего было проведено 62 независимые реализации. В качестве жидкости с наименьшим числом Прандтля $Pr = 38$ была использована смесь силиконовых масел ПМС5.0 и ПМС0.65 в таких пропорциях, что кинематическая вязкость получившейся смеси при $25^{\circ}C$ составила 2.8 сСт.

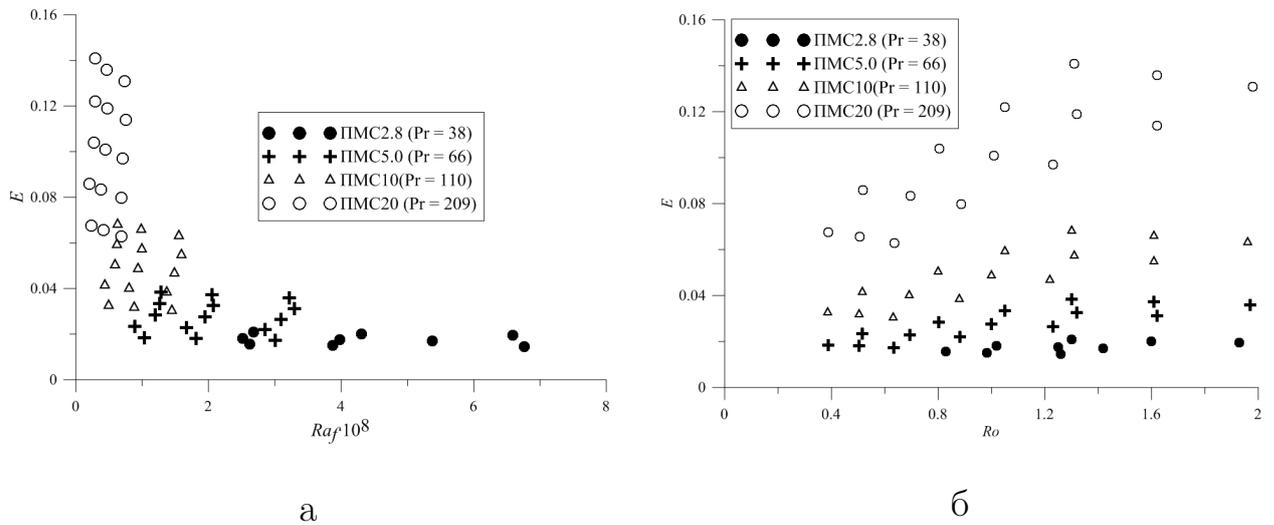


Рис. 3.2. Карты режимов в координатах а - числа Экмана E и числа Рэлея Ra_f , б - числа Экмана E и числа Россби Ro_c

3.2. Результаты эксперимента

Наличие подогрева в центральной области дна приводит к возникновению крупномасштабной адвективной ячейки, которая была подробно описана в главе 1. За счет действия сил Кориолиса конвергентный поток в нижней части слоя начинает закручиваться в циклонический, а дивергентный в антициклонический вихрь. Структура основного течения для случая вращающейся модели представлена на рис. 3.3 а. На рис. 3.3 б представлена визуализация течения в верхней части слоя с помощью алюминиевой пудры, где четко виден антициклонический вихрь.

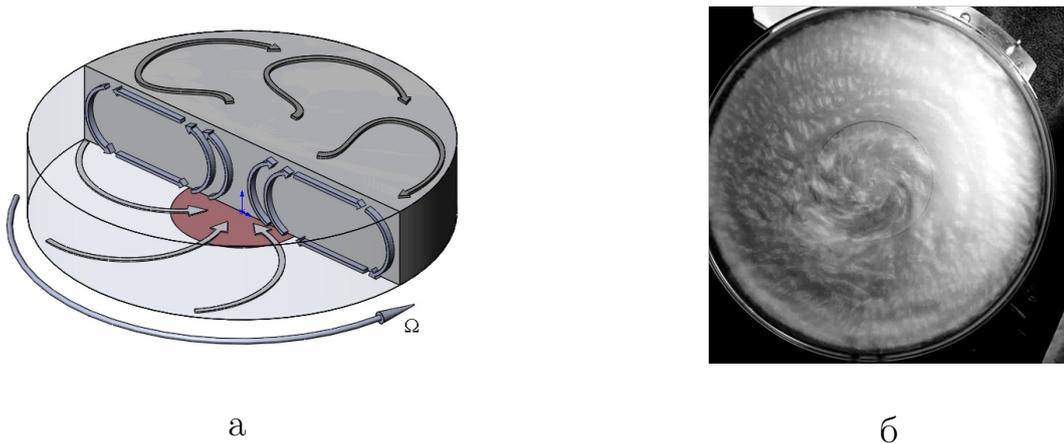


Рис. 3.3. а - Структура основного течения; б - течение, вид сверху

Локализованный нагрев дна в данной системе определяет меридиональную циркуляцию, а следовательно и транспорт углового момента. Таким образом, важно определить как влияет интенсивность нагрева на характеристики течения. На рис. 3.4 представлены профили радиальной и азимутальной скорости вдоль радиальной координаты, осредненные по времени и пространству. Профили соответствуют рабочей жидкости ПМС5.0, фиксированной скорости вращения и различной мощности на-

грева. В таб. 4.1 приведены значения безразмерных параметров, соответствующие каждой кривой.

Представленные на рис. 3.4 профили демонстрируют рост меридиональной циркуляции с увеличением нагрева. Радиальная скорость вблизи дна оказывается меньше, нежели возле верхней границы. Это обусловлено наличием свободной границы и условием проскальзывания для всех компонент скорости. В середине слоя радиальная скорость меняет знак, то есть конвергентное течение сменяется дивергентным. Интенсивность азимутального движения также возрастает с увеличением нагрева. Максимум циклонического движения приходится на середину слоя, антициклоническое движение развивается за пределами нагревателя.

Таблица 3.1.

№	$\Omega, 1/c$	$P, Вт$	Pr	$Ra_f \cdot 10^8$	Re	E	Ro
1	0.081	8.5	66	1.3	25.9	0.038	1.8
2	0.081	14	64	2	26.7	0.037	2.3
3	0.081	20	62	3.2	27.9	0.035	2.8
4	0.081	28	59	4.9	29.4	0.034	3.3

Другим параметром, который оказывает существенное влияние на структуру течения, является скорость вращения модели Ω . На рис. 3.5 представлены профили радиальной и азимутальной компоненты скорости, осредненные по времени и пространству на высоте $z = 15$ мм для режимов 1-12 в таб. 3.2.

Так как вращение является источником углового момента, можно ожидать, что при увеличении скорости вращения можно добиться возникновения более интенсивного циклонического вихря. С другой стороны, возрастающая центробежная сила стремится подавить силу плавучести,

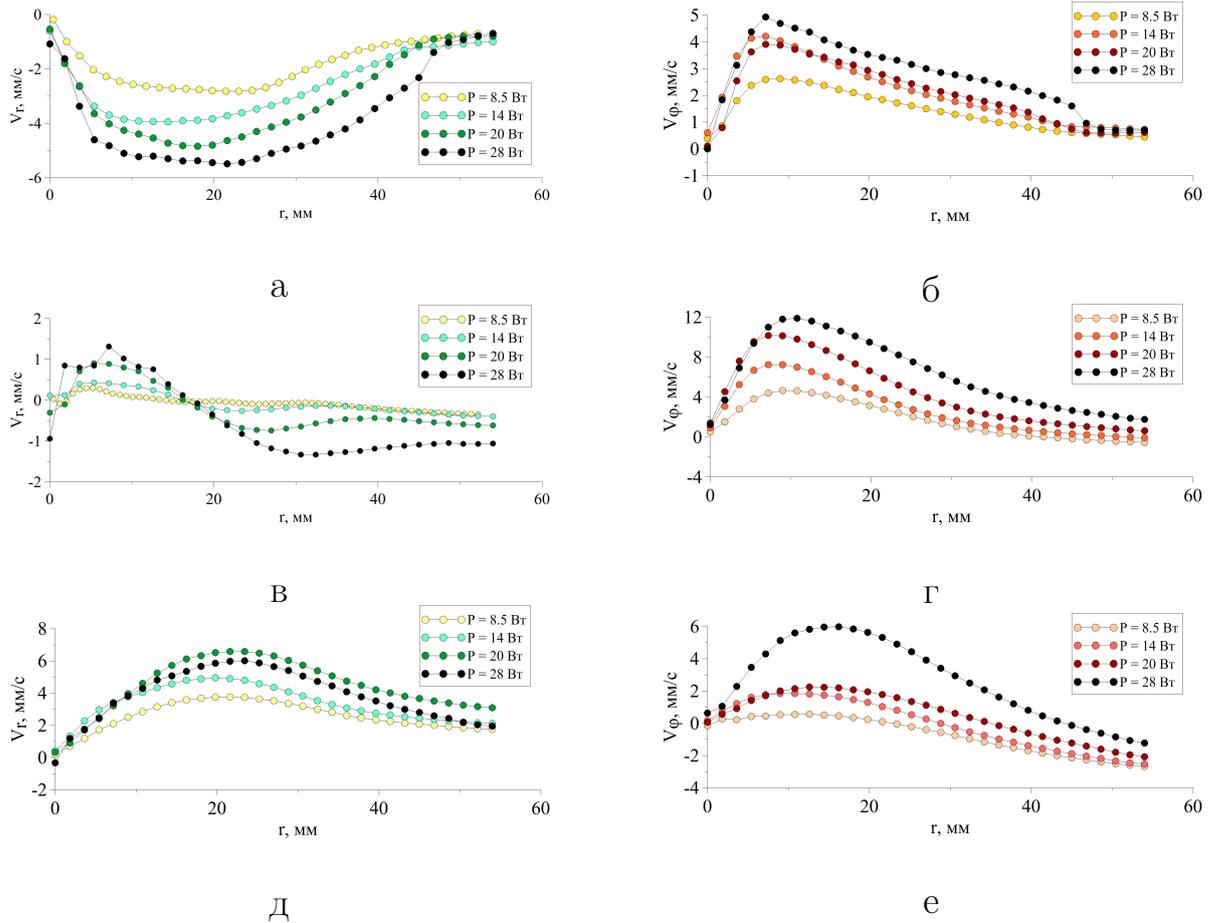


Рис. 3.4. Распределение средней радиальной (а, в, д) и азимутальной (б, г, е) скорости вдоль радиальной координаты для $\Omega = 0.081$ 1/с: а, б - $z = 3$ мм; в, г - $z = 15$ мм; д, е - $z = 27$ мм

уменьшить интенсивность конвективных движений. Вместе с тем, конвекция является причиной стягивания углового момента в центр и формирования в середине слоя циклонического вихря. Это значит, что при фиксированной скорости вращения, путем увеличения мощности нагрева можно добиться увеличения интенсивности как меридиональной, так и азимутальной циркуляции, что и было продемонстрировано выше. Однако, при фиксированном нагреве существует такая скорость вращения, превышение которой приводит к уменьшению интенсивности движения. Другими словами, для фиксированного нагрева существует оптимальная скорость

вращения, при которой наблюдается максимальная интенсивность азимутального движения. На рис. 3.5 а,б показано наличие оптимальной скорости вращения в интервале от $\Omega = 0.08$ до $\Omega = 0.11 \text{ c}^{-1}$ для режимов 1-4, основные характеристики которых приведены в таб. 3.2. При уменьшении мощности нагрева (рис. 3.5 в,г) или вязкости (рис. 3.5 д,е) величина эффективной скорости вращения снижается.

Таблица 3.2.

№	$\Omega, 1/\text{c}$	$P, \text{ Вт}$	Pr	$Ra_f \cdot 10^8$	Re	E	Ro
1	0.069	28	59	4.9	25.2	0.039	4.2
2	0.081	28	59	4.9	29.4	0.034	3.3
3	0.11	27	59	4.7	39.7	0.025	2.1
4	0.17	27	59	4.7	61.2	0.016	1.1
5	0.081	20	62	3.2	27.8	0.036	2.78
6	0.094	20	62	3.3	32.0	0.031	2.28
7	0.11	19	62	3.1	37.6	0.027	1.78
8	0.13	18	62	2.8	45.6	0.022	1.25
9	0.081	20	102	1.6	15.8	0.063	2.77
10	0.094	20	102	1.6	18.2	0.055	2.28
11	0.11	19	102	1.5	21.4	0.047	1.73
12	0.13	18	102	1.4	25.9	0.038	1.24

На рис. 3.6 представлены распределения средней радиальной и азимутальной скорости в координатах rOz , осредненные по азимуту, которые соответствуют фиксированной мощности нагрева, рабочей жидкости ПМС5.0 и разной скорости вращения (режимы № 2 и №4 в таб. 3.2). Видно, что конвергентное и дивергентное течения не симметричны, граница между ними не горизонтальна и не совпадает с границей циклона и антициклона. При умеренной скорости вращения (рис. 3.6 а,б) адвективная ячейка занимает весь объем жидкости и имеет форму тора. Увеличение скорости вращения приводит к смещению ячейки к периферии и уменьше-

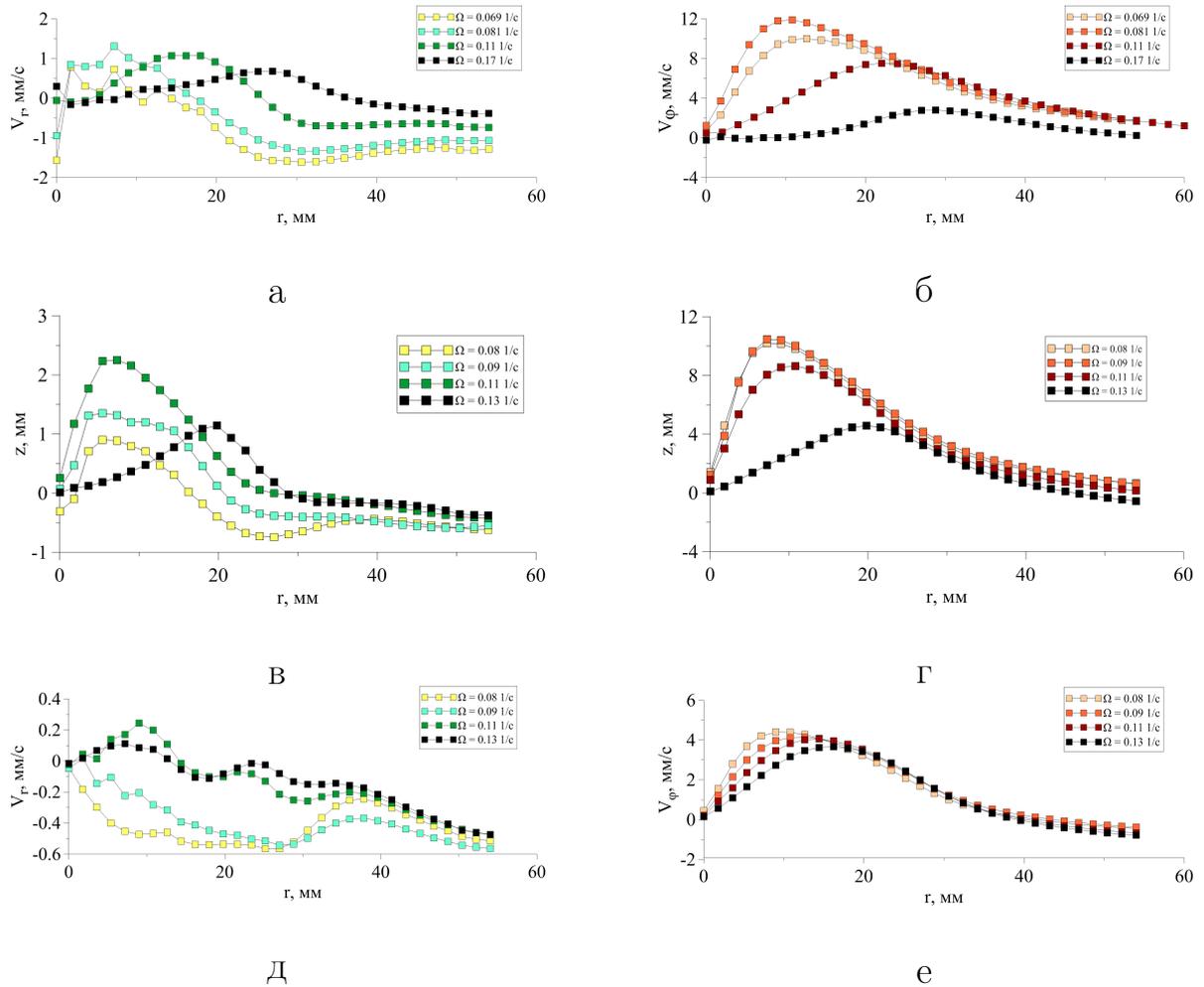


Рис. 3.5. Распределение средней радиальной (а, в, д) и азимутальной (б, г, е) скорости вдоль радиальной координаты для следующих режимов: а, б - режимы 1-4; в, г - режимы 5-8; д, е - режимы 9-12 на высоте $z = 15$ мм нию интенсивности циркуляции. При увеличении скорости вращения (рис. 3.6 в,г) область циклонического движения смещается и прижимается ко дну модели, не выходя на поверхность. Нужно отметить, что на существование оптимальной скорости вращения было указано в работе [111], где с помощью поплавкового датчика измерялась осредненная по всему слою локальная угловая скорость. Метод измерения посредством поплавкового датчика имеет ряд существенных ограничений, связанных с конструкцией датчика. А данные носят скорее качественный характер.

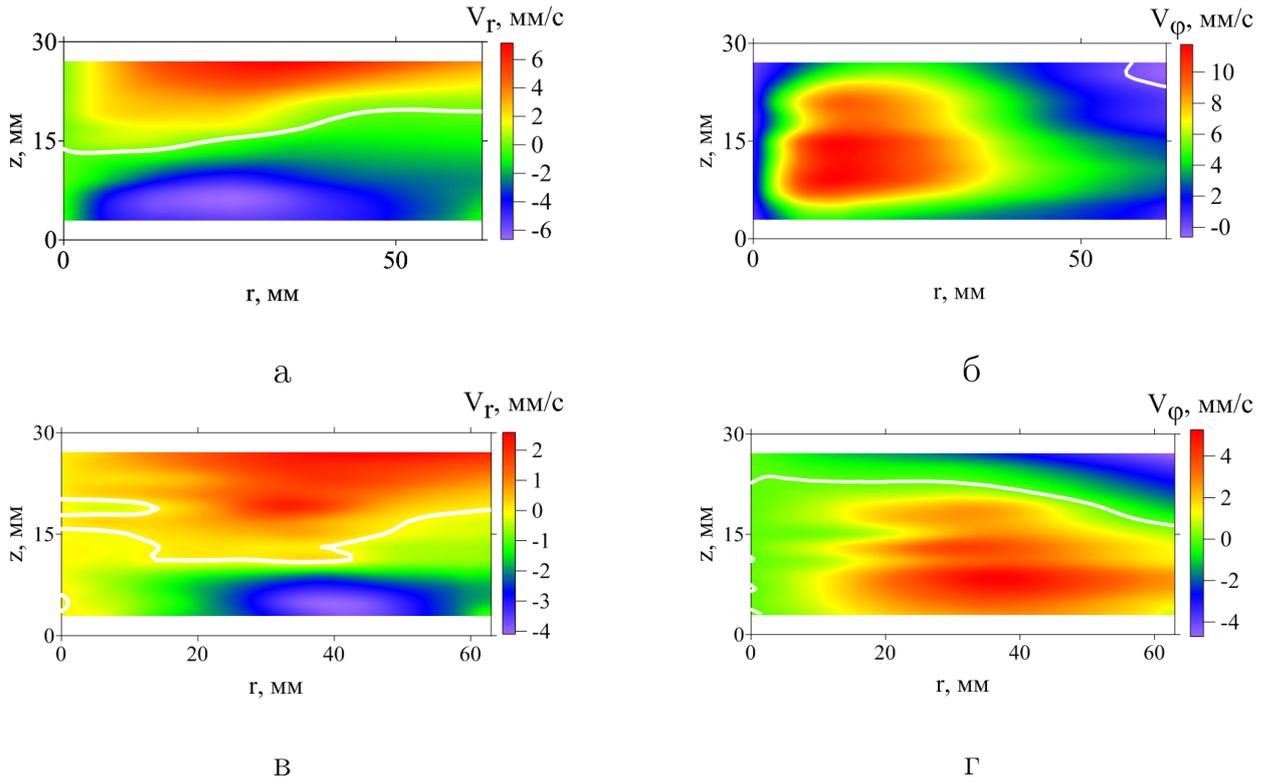


Рис. 3.6. Режим № 2 (таб. 3.2): а - поле средней радиальной скорости в области нагрева; б - поле средней азимутальной скорости в области нагрева. Режим № 4 (таб. 3.2): в - поле средней радиальной скорости в области нагрева; г - поле средней азимутальной скорости в области нагрева. Белая линия соответствует границе смены знака величины

Существенное влияние на структуру и интенсивность течения также оказывают физические свойства жидкости. На рис. 3.7 представлены средние векторные поля скорости в области нагрева на высоте $z = 15$ мм при фиксированной скорости вращения, мощности нагрева, но соответствующие различным рабочим жидкостям (таб. 3.3). На полях в рамке указаны максимальные и минимальные значения модуля скорости, соответствующие данному полю.

При уменьшении вязкости жидкости в 4 раза (рис. 3.7 а для ПМС20 и рис. 3.7 б для ПМС5.0) максимальная скорость вихря увеличивается на

Таблица 3.3.

№	$\Omega, 1/c$	$P, \text{Вт}$	Pr	$Ra_f \cdot 10^8$	Re	E	Ro
1	0.081	20	194	0.73	7.63	0.013	2.8
2	0.081	20	102	1.5	15.8	0.063	2.8
3	0.081	20	62	3.2	27.8	0.036	2.8
4	0.081	20	36	6.6	51.5	0.019	2.7

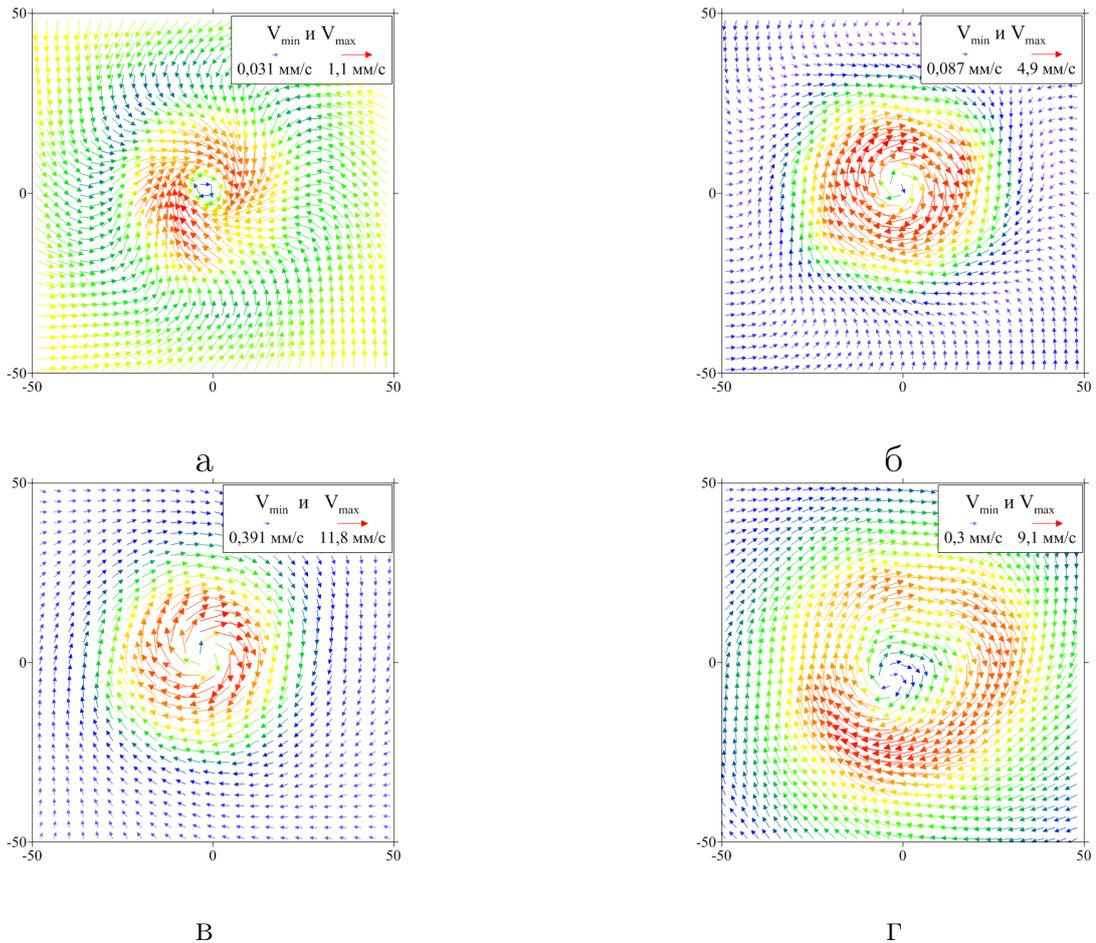


Рис. 3.7. Векторные поля скорости в области нагрева на высоте $z = 15$ мм, $\Omega = 0.0811/c$, $P=20$ Вт: а - режим 1 ($Pr = 194$), б - режим 2 ($Pr = 102$), в - режим 3 ($Pr = 62$), г - режим 4 ($Pr = 36$) (таб. 3.3)

порядок, а структура течения сильно изменяется. Вихрь становится более локализованным и интенсивным, при дальнейшем уменьшении вязкости интенсивность вихря резко снижается, а течение принимает форму деформированного кольца. Как и в случае изменения скорости вращения, можно

предположить наличие оптимальной вязкости жидкости при которой достигается максимальная интенсивность течения.

Таблица 3.4.

№	$\Omega, 1/c$	$P, Вт$	Pr	$Ra_f \cdot 10^8$	Re	E	Ro
1	0.081	13	200	0.47	7.31	0.014	1.6
2	0.081	13	104	0.98	15.1	0.066	1.6
3	0.081	13	64	2.1	26.7	0.037	1.6
4	0.081	13	37	4.3	49.7	0.02	1.6

На рис. 3.8 (таб. 3.3 и 3.4) представлены профили средней азимутальной скорости вдоль радиальной координаты на высоте $z=15$ мм. Профили соответствуют фиксированной скорости вращения, но различным мощностям нагрева. В обоих случаях можно наблюдать значительный рост интенсивности азимутального движения при уменьшении вязкости, в случае самой малой вязкости течение становится менее интенсивным, максимум азимутальной скорости сдвигается в область больших радиусов, что соответствует возникновению вихревого кольца на полях средней скорости.

После определения влияния отдельных факторов на структуру возникающего вихря, встает вопрос о выборе безразмерного комплекса, который будет полностью определять характер течения. Обычно, в работах по лабораторному моделированию вихревых потоков, в качестве рабочей жидкости используют воду ([71, 72, 110]). Тогда, при малых числах Экмана, структуру течения и его динамику описывают с помощью конвективного числа Россби Ro_c , которое не зависит от вязкости. Однако, как было показано выше, изменение вязкости жидкости существенно влияет на интенсивность и форму вихря.

За исключением числа Россби в нашем распоряжении остаются три

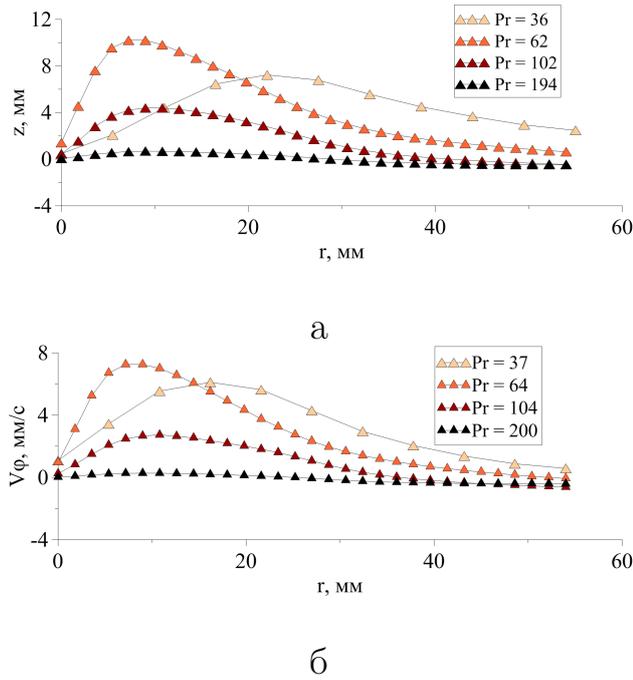


Рис. 3.8. Распределение средней азимутальной скорости вдоль радиальной координаты $z=15\text{мм}$: а - режимы № 1-4 таб. 3.3, б - режимы № 1-4 таб. 3.5

безразмерных параметра. Число Грасгофа, которое при фиксированной скорости вращения определяет интенсивность меридиональной циркуляции, число Экмана, которое определяет толщину вязкого пограничного слоя, и число Рейнольдса, являющееся безразмерной скоростью вращения. Таким образом, необходимо введение такого безразмерного комплекса, который будет учитывать влияние каждого из параметров задачи в процессах формирования вихря.

Таким безразмерным комплексом может быть квадратный корень из произведения числа Грасгофа и Экмана (3.4). Параметр S пропорционален безразмерному времени образования Экмановского вязкого слоя t_c ([112]) и корню из потоку тепла.

$$S = \sqrt{\frac{Gr_f}{E}} \sim t_c \sqrt{q}, \quad t_c = \frac{h}{\sqrt{\nu\Omega}} \quad (3.3)$$

На рис. 3.9 представлена зависимость от параметра S интеграль-

ной циклонической завихренности W_c на высоте 15 мм в области нагрева. Можно видеть общую тенденцию к увеличению завихренности при уменьшении вязкости жидкости. Рост параметра S , который означает повышение скорости вращения жидкости, также ведет к увеличению завихренности. Особенности течения, таких как наличие оптимальной скорости вращения или оптимальной вязкости, на интегральных характеристиках потока выделить нельзя. Изменение структуры течения можно видеть при изменении интенсивности азимутальной циркуляции и смещении максимума азимутальной скорости в область больших радиусов. Для того, чтобы характеризовать этот процесс, введем безразмерную азимутальную скорость U , которая представляет собой отношение максимальной азимутальной скорости к произведению угловой скорости Ω и соответствующего радиуса r_{max} , где наблюдается максимум азимутальной циркуляции.

$$U = \frac{V_{\phi, max}}{\Omega \cdot r_{max}} \quad (3.4)$$

На рис. 3.9 представлена зависимость от параметра S безразмерной скорости U в области нагрева на высоте $z = 15$ мм. При значении параметра S между 400 и 600 для жидкости ПМС5.0 ($Pr = 66$) наблюдается резкий спад интенсивности азимутального движения, что говорит о наличии оптимального соотношения между вязкостью и скоростью вращения, при которой существует максимальной интенсивности вихрь. На графике есть точки, которые не принадлежат общему тренду и соответствуют либо быстрой скорости вращения ($Pr = 66, \Omega \geq 0.13c^{-1}$), либо малой вязкости ($Pr = 38$). На этих режимах среднее течение в середине слоя представляет собой вихревое кольцо.

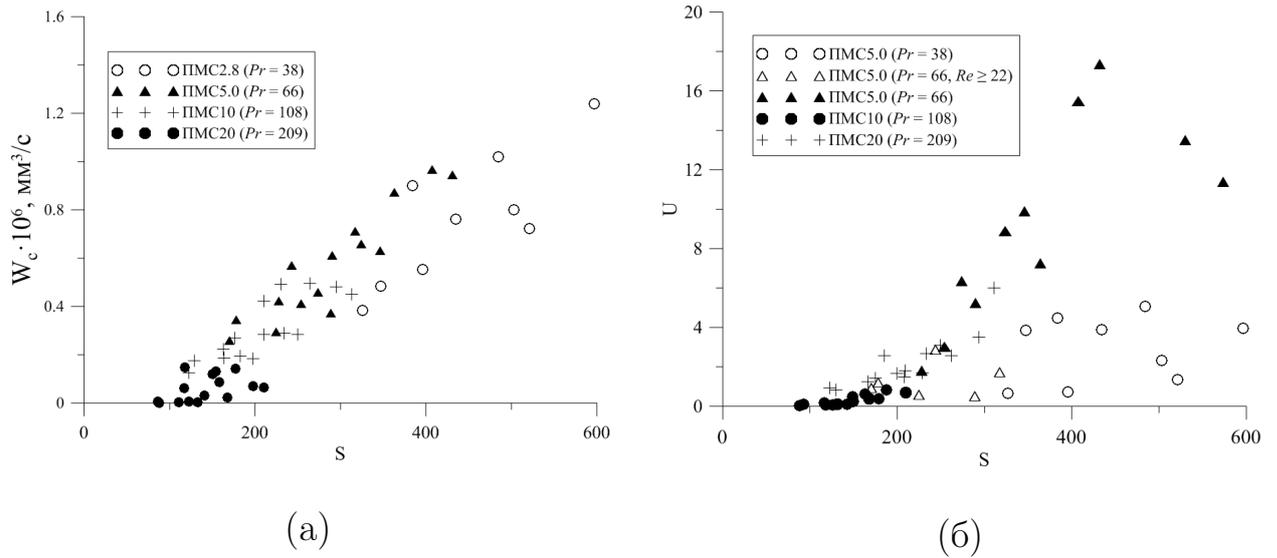


Рис. 3.9. а - Зависимость от параметра S интегральной циклонической завихренности в области нагрева на высоте $z = 15$ мм, б - Зависимость от параметра S безразмерной скорости U на высоте $z = 15$ мм

3.3. Математическая постановка и ее численная реализация

Для проведения численных расчетов был использован коммерческий программный продукт FlowVision 3.09.02. Программный комплекс FlowVision создан командой разработчиков компании ТЕСИС в тесном сотрудничестве с научно-исследовательскими организациями и промышленными предприятиями. FlowVision основан на численном решении трехмерных стационарных и нестационарных уравнений динамики жидкости и газа. Для расчета сложных движений жидкости и газа, сопровождаемых дополнительными физическими явлениями, такими, как, турбулентность, горение, контактные границы раздела, пористость среды, теплоперенос и так далее, в математическую модель включаются дополнительные уравнения, описывающие эти явления. В нашем случае при помощи численного моделирования было исследовано формирование крупномасштабного тече-

ния во вращающемся цилиндрическом слое жидкости с твердыми боковыми стенками и дном, свободной верхней границей и при наличии на дне локализованного нагрева.

Рабочая модель представляла собой цилиндрическую полость радиусом 15 см и осью вращения, совпадающей с осью z цилиндрической системы координат, имеющей начало в центре дна модели (рис. 3.10). Область нагрева представляла собой круг, радиусом 5 см, область нагрева центрировалась с началом координат. Толщина цилиндрического слоя составляла $h = 3$ см.

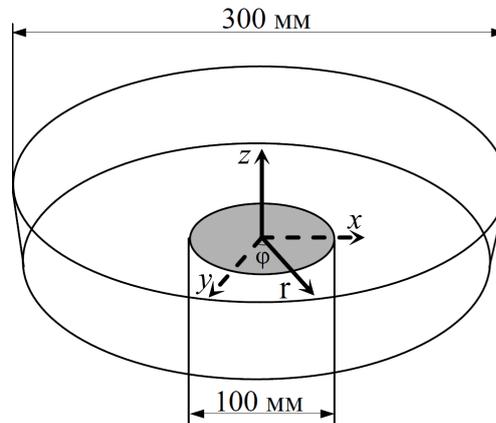


Рис. 3.10. Геометрия расчетной модели и расположение системы координат

При моделировании течений жидкости используется система уравнений, которая состоит из уравнения неразрывности в приближении несжимаемой жидкости(3.5), уравнения Навье - Стокса в приближении Буссинеска (3.6) и уравнения теплопроводности (3.7).

Уравнение неразрывности:

$$\nabla \cdot (\mathbf{v}) = 0, \quad (3.5)$$

где \mathbf{v} - скорость жидкости.

$$\frac{\partial(\mathbf{v})}{\partial t} + (\mathbf{v}\nabla)\mathbf{v} = -\rho^{-1}\nabla P + \nu\Delta\mathbf{v} + \mathbf{g}\beta T, \quad (3.6)$$

где t - время, ρ - плотность, P - добавка к гидростатическому давлению, ν - кинематическая вязкость, \mathbf{g} - вектор гравитационного ускорения, β - коэффициент объемного расширения, T - разница температур между начальной и мгновенной.

$$\frac{\partial(T)}{\partial t} + (\mathbf{v}\nabla)T = \chi\Delta T, \quad (3.7)$$

где χ - коэффициент температуропроводности.

Физические свойства жидкости (ρ, ν, β, χ) полагались независимыми относительно температуры и задавались постоянными.

На боковых стенках и дне ставилось условие прилипания для скорости и адиабатичности для температуры. На верхней - условие проскальзывания и непроницаемости. В области нагрева и на верхней грани были заданы постоянные потоки тепла.

Расчетная модель была расположена во вращающейся системе координат. Ось вращения совпадает с вертикальной осью z . Для верификации численной модели были выбраны следующие параметры: угловая скорость вращения $\Omega = 0.081 \text{ }^{-1}$, мощность нагрева $P = 17 \text{ Вт}$, начальная температура жидкости 295 К , начальная скорость равна скорости твердотельного вращения. Характеристики жидкости выбирались максимально приближенными к эксперименту.

В FlowVision используется прямоугольная расчетная сетка, которая автоматически адаптируется к границам расчетной области и решению.

Расчеты проводились на нескольких сетках. Сетка была равномерно распределена по всему объему с шагом 0.5 мм, 1 мм и 2 мм.

В таб. 3.5 приведены значения безразмерных параметров для эксперимента и численной реализации. Измерения скорости, результаты которых обсуждались в главе 2.3, были проведены для трех горизонтальных плоскостей $z = 3, 15$ и 27 мм. Для сравнения расчетных данных один из экспериментов был проведен снова, где измерения скорости проводились в 25 горизонтальных плоскостях от $z = 3$ до 27 мм с шагом в 1 мм.

Таблица 3.5.

	$Gr_f \cdot 10^6$	Re	E	Pr
FlowVision	4.6	29	0.035	61
эксперимент	4.5	27	0.036	60

3.4. Результаты численных расчетов

Структура основного течения в данной системе описана в главе 2.2 и схематично показана на рис. 3.3. На рис. 3.11 а, в представлены поля азимутальной V_ϕ и радиальной V_r компоненты скорости для шага расчетной сетки 1 мм, осредненные по азимутальной координате и времени. Белая линия служит границей смены знака величины. На рис. 3.11 б, г представлены результаты эксперимента. Для измерения полей скорости был использован метод PIV (Partical Image Velocimetry), который основан на регистрации смещения светоотражающих частиц в освещаемой лазерным ножом области.

Описанные ранее эксперименты показали, что в центральной части слоя существует интенсивный циклонический вихрь, на характеристики

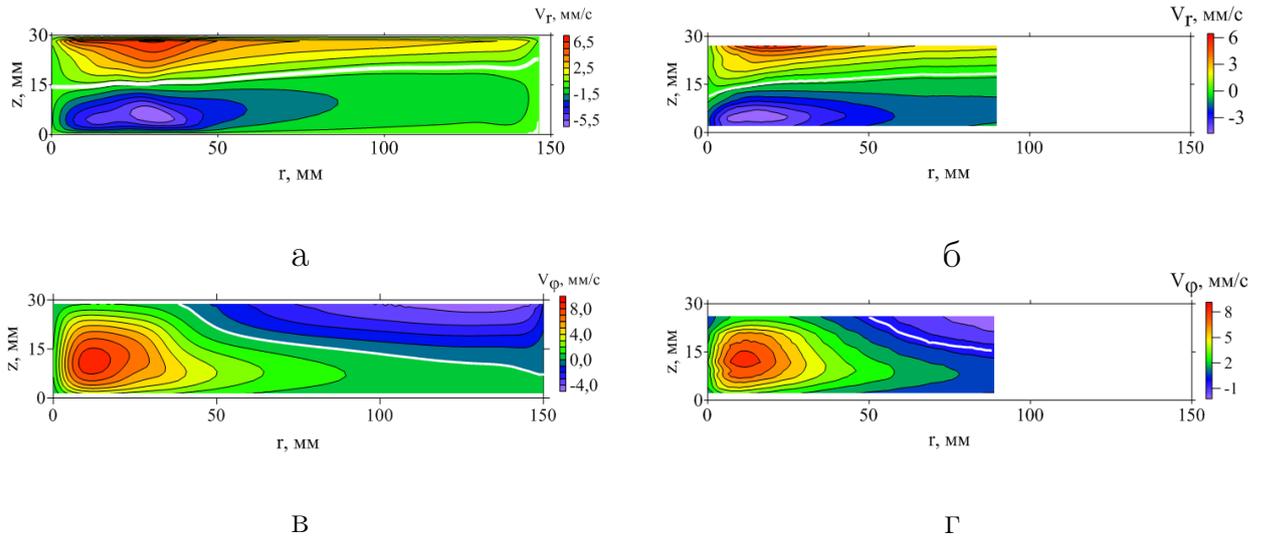


Рис. 3.11. Осредненные по азимутальной координате поля радиальной (а, б) и азимутальной (в, г) компоненты скорости: а, б - FlowVision, сетка 1 мм; в, г - эксперимент

которого в значительной степени влияют вязкость и скорость вращения. Среднее поле радиальной скорости характеризуется двумя ярко выраженными экстремумами. Подъемная струя в центре является причиной возникновения меридиональной циркуляции. Интенсивность струи обусловлена мощностью нагрева, а ее размеры влияют на положение экстремумов конвергентного и дивергентного течений.

На рис. 3.12 а приведен профиль радиальной скорости вдоль вертикальной координаты для значения радиуса $r = 15$ мм. Выбор координаты обусловлен положением максимума радиальной скорости на экспериментальном распределении (рис. 3.11 г). На рис. 3.12 б представлено распределение азимутальной скорости вдоль радиальной координаты в середине слоя ($z = 15$ мм). Надо отметить, что средние профили, полученные в результате численных расчетов, имеют хорошее качественное и количественное согласие с экспериментальными данными.

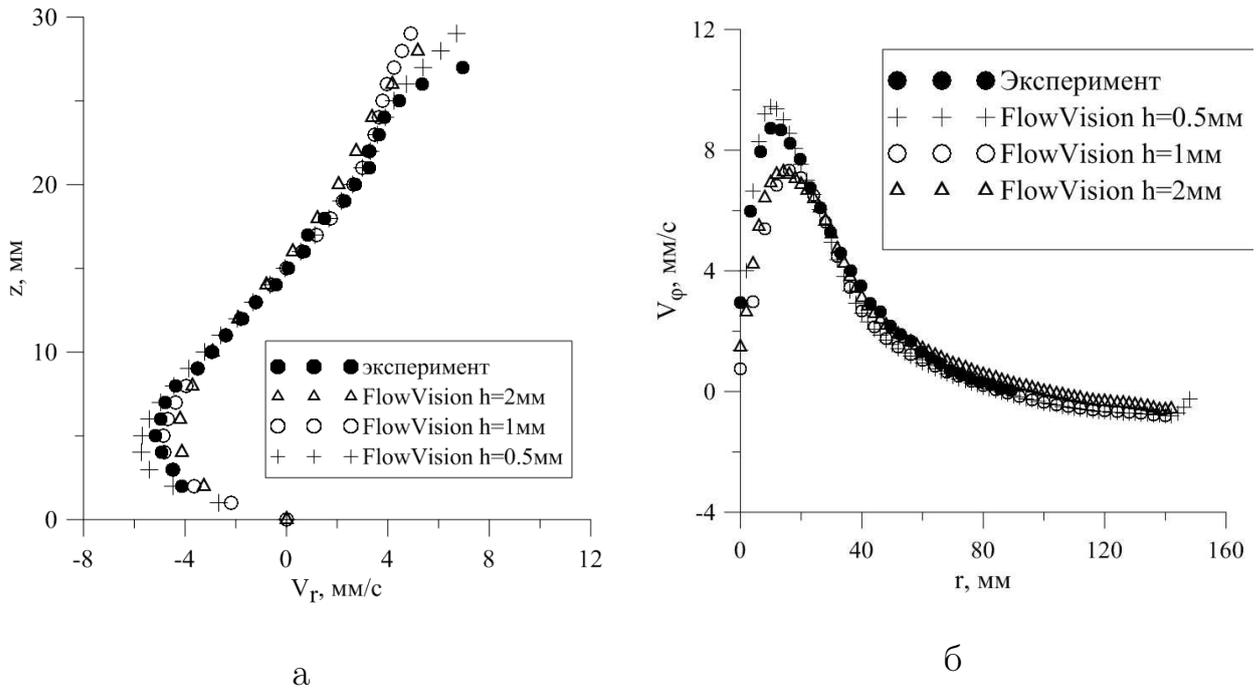


Рис. 3.12. а - Профиль средней радиальной скорости вдоль вертикальной координаты $r = 15$ мм, б - профиль средней азимутальной скорости вдоль радиальной координаты $z = 15$ мм

В пограничном слое над нагревателем возникают вторичные структуры в виде системы конвективных валов. Появление вторичных движений приводит к возникновению в зоне нагрева системы конвективных плюмов. Изучению формы вторичных течений и их динамики в неподвижном цилиндрическом слое жидкости при наличии локализованного нагрева посвящена глава 1.

На рис. 3.13 а представлена визуализация течения с помощью алюминиевой пудры в горизонтальном сечении в области нагревателя на высоте $z=5$ мм. На представленной визуализации видно, что течение имеет сложную структуру. На периферии нагревателя существует ряд радиально ориентированных валов (система светлых полос). Одновременно с радиальными валами в системе возникают конвективные валы, поперечные

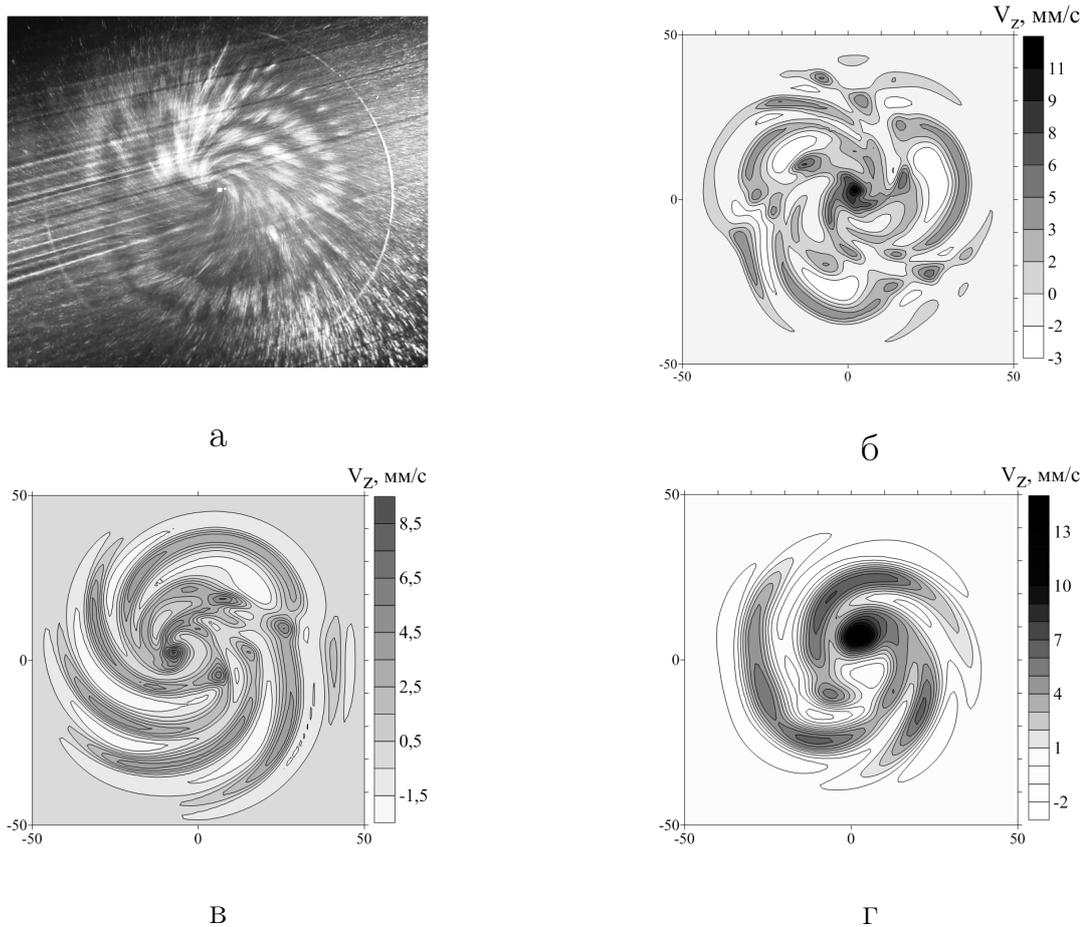


Рис. 3.13. а - Эксперимент, визуализация течения с помощью алюминиевой пудры на высоте $z = 5$ мм, поля температуры в области нагревателя на высоте $z = 5$ мм: б - Flow Vision $h = 0.5$ мм, в - Flow Vision $h = 1$ мм, г - Flow Vision $h = 2$ мм.

основному потоку. Вследствие обмена угловым моментом с конвергентным потоком валы закручиваются в спираль. На рис. 3.13 б, в, г представлены мгновенные поля вертикальной скорости над областью нагрева на высоте $z = 5$ мм для сеточных разрешений 0.5 мм, 1 мм и 2 мм соответственно. Результаты численных расчетов обнаруживают общую тенденцию к затеканию жидкости в определенном направлении, что подтверждается экспериментальными наблюдениями.

В данной части работы будут приведены результаты расчета, пара-

метры которого совпадают с экспериментом № 4 в таб. 3.4. В качестве рабочей жидкости использована жидкость с числом $Pr = 37$, скорость вращения Ω равна 0.081 с^{-1} , что соответствует периоду вращения 77 секунд. Температура нагревателя составляла $37 \text{ }^{\circ}\text{C}$ при мощности нагрева 13 Вт. Средние поля скорости, полученные экспериментально, показали, что структура среднего течения в середине слоя представляет собой вихревое кольцо, а интенсивность течения резко снижается по сравнению с режимами, где используются жидкости с большей вязкостью.

На рис. 3.14 представлены средние по времени и пространству поля радиальной и азимутальной скорости. Область циклонического движения локализована у дна модели, максимум радиальной скорости смещен в область больших радиусов. Структура полей схожа с полями, полученными экспериментально для режима с высокой скоростью вращения (3.6 в, г), когда числа Рэлея Ra_f и Экмана E оказываются близки.

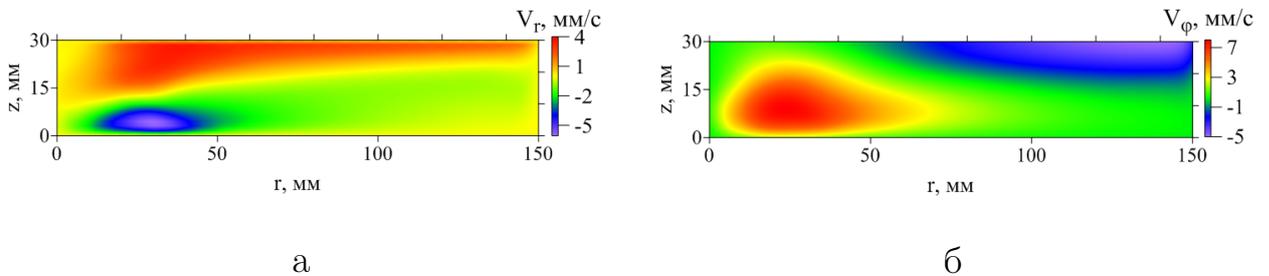


Рис. 3.14. Осредненные по времени и пространству поля радиальной (а) и азимутальной (б) скорости. Данные получены в пк FlowVision

На рис. 3.16 представлены среднее и мгновенное векторные поля скорости в области нагрева на высоте $z = 15 \text{ мм}$. На среднем поле отчетливо видно вихревое кольцо, что подтверждает экспериментальные данные. Мгновенное поле скорости демонстрирует, что конвективный вихрь возни-

кает не в центре полости, соосно с осью вращения, а на отдалении от центра. Прецессия вихря вокруг центра приводит к тому, что на среднем поле скорости вихрь представляет собой вихревое кольцо, где траектория центра вихря соответствует внутренней границе вихревого кольца. Мгновенное и среднее поля вертикальной компоненты завихренности также демонстрируют явление образования вихря на отдалении от центра модели. Дальнейшее уменьшение вязкости может привести к возникновению системы конвективных вихрей, как в [71]. Авторы [71] использовали прямоугольную полость с нагревателем в виде круглого диска, размер которого варьировался. Вся система вращалась с угловой скоростью $\Omega = 0.35 \div 2.1 \text{ c}^{-1}$. В качестве рабочей жидкости была использована вода ($Pr = 7$). В работе было обнаружено возникновение в центральной части кюветы системы конвективных вихрей, размер которых при увеличении скорости вращения уменьшался, а количество вихрей росло.

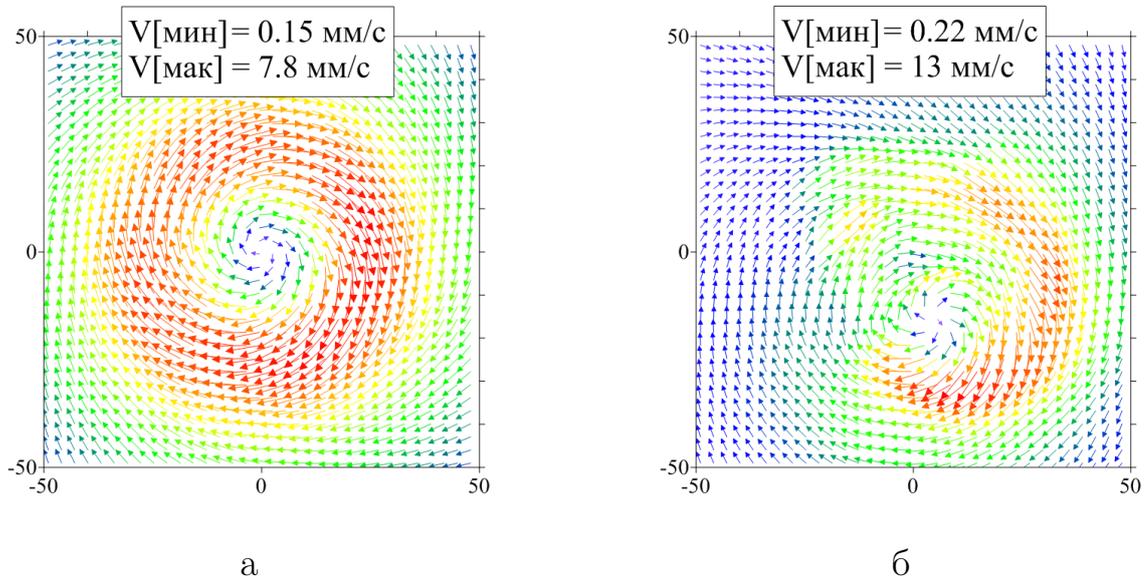


Рис. 3.15. Среднее (а) и мгновенное (б) поля скорости в области нагрева на высоте $z = 15 \text{ мм}$, полученные с помощью FlowVision

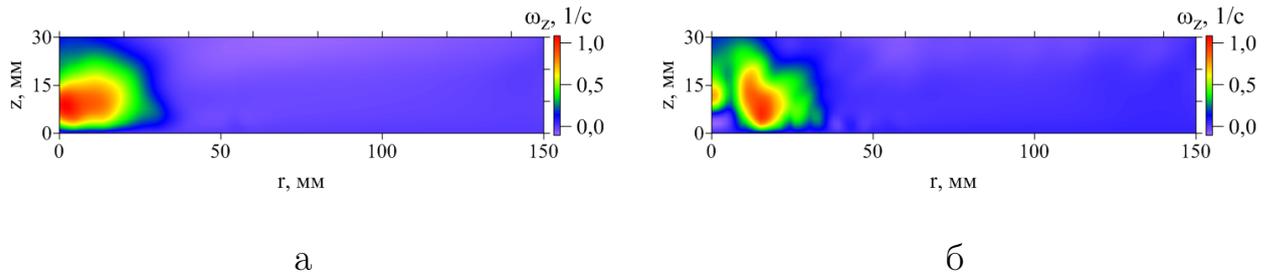


Рис. 3.16. Среднее (а) и мгновенное (б) поля вертикальной компоненты завихренности, полученные с помощью FlowVision

3.5. Выводы по главе

Проведено лабораторное и численное моделирование процесса возникновения крупномасштабного вихря во вращающемся неоднородно нагретом цилиндрическом слое жидкости. Изучена роль определяющих задачу параметров, таких как скорость вращения, мощность нагрева и вязкость используемой жидкости, на характеристики и структуру конвективного вихря.

Показано, что увеличение нагрева всегда ведет к росту интенсивности меридиональной циркуляции и, как следствие, к увеличению интенсивности конвективного вихря. Структура вихря меняется при увеличении нагрева, вихрь становится более однородным по высоте.

Другой важный параметр, который оказывает существенное влияние на возникновение вихря, это скорость вращения. Рост скорости вращения, как источника углового момента, может привести к возникновению все более интенсивного вихря. С другой стороны вращение подавляет конвекцию, которая является главной причиной возникновения меридиональной циркуляции и переносу углового момента с периферии в центр модели. Конкуренция между вращением и конвекцией приводит к явлению наличия

такой скорости вращения (оптимальной), при которой может наблюдаться максимум интенсивности конвективного вихря.

Для выявления того, как физические параметры жидкости могут влиять на структуру и интенсивность вихря, были проведены серии экспериментов на жидкостях с различной кинематической вязкостью при фиксированной скорости вращения и мощности нагрева. Уменьшение вязкости приводит к значительному увеличению интенсивности конвективного вихря. При дальнейшем уменьшении вязкости структура вихря изменяется. Течение в середине слоя принимает вид деформированного вихревого кольца, интенсивность азимутальной циркуляции резко снижается.

Таким образом, устойчивый конвективный вихрь спиральной структуры может существовать только в узком диапазоне управляющих параметров. Относительно небольшая вариация скорости вращения или вязкости жидкости может приводить к значительному изменению интенсивности вихря и его структуры.

4. Спиральность в адвективном потоке

4.1. Распределения спиральности в неподвижном цилиндрическом слое

Вопрос о влиянии спиральности на эволюцию не только турбулентных, но и ламинарных течений до сих пор остается открытым. Обычно, в численных работах спиральность определяется введением внешней спиральной силы в уравнения движения среды [88, 89, 113, 114]. Работ, посвященных исследованию спиральности в реальных физических систем немного. Данная глава диссертации посвящена анализу распределений спиральности в неподвижном цилиндрическом слое при наличие локализованного нагрева.

Для исследования спиральности необходимо знать распределение скорости в объеме. Реализовать измерение мгновенного распределения всех трех компонент скорости в эксперименте затруднительно. В настоящее время существуют перспективные методы для восстановления распределения скоростей в объеме, такие как ТомоPIV [115, 116]. Стоимость этих измерительных систем достаточно высока, поэтому исследователи зачастую прибегают к численным экспериментам. Основная часть представляемых здесь исследований проводилась при помощи математической модели, реализованной в пакете Fluent и описанной в главе 2. Верификация численных результатов показала хорошее количественное согласие и позволяет гово-

речь о том, что расчет адекватно описывает структуру и характеристики основного течения.

Сдвиг скорости на дне и на границе двух встречных потоков в середине слоя приводит к неоднородному распределению по высоте радиальной компоненты скорости V_r . Характерный профиль радиальной компоненты скорости показан на рис. 3.12. Профиль соответствует наличию в области нагрева пограничного слоя с неустойчивой стратификацией температуры. В пограничном слое основного потока формируются вторичные течения в виде конвективных валов различной ориентации.

Радиальные валы, которые хорошо видны на поле радиальной завихренности (рис. 4.1 а), являются устойчивыми структурами и возникают в широком диапазоне управляющих параметров за исключением режимов, которые соответствуют слабому нагреву (см. главу 1). Одновременно с радиальными валами в пограничном слое возникает система всплывающих конвективных струй, которая становится причиной образования поперечного к основному течению вала (рис. 4.1, б). Поперечный вал и всплывающие плюмы являются основными источниками пульсаций поля скорости и, как следствие, поля завихренности. Другими словами, поля скорости и завихренности представляют собой сумму средних полей ($\bar{U}, \bar{\omega}$) и их пульсационных составляющих (u', ω'). Поле спиральности также будет содержать отклонения (h'), при этом средняя спиральности (\bar{H}) будет содержать произведение пульсационных составляющих скорости и завихренности (4.1, 4.2). В случае невращающегося слоя, пульсационная часть средней спиральности ($\langle u' \cdot \omega' \rangle_t$) оказывается незначительной. Таким образом, отличная от нуля средняя спиральность системы может образоваться только

вследствие наличия корреляции средних полей скорости и завихренности.

$$V = \bar{U} + u'; \quad \omega = \bar{\omega} + \omega'; \quad (4.1)$$

$$H = \bar{H} + h'; \quad \bar{H} = \bar{U} \cdot \bar{\omega} + \langle u' \cdot \omega' \rangle_t; \quad (4.2)$$

Наличие нестационарных вторичных течений приводит к тому, что поля скорости в данной системе носят довольно сложный характер. Поэтому для удобства можно разделить спиральность на радиальную (H_r), азимутальную (H_ϕ) и вертикальную (H_z) спиральность (4.3).

$$H_\phi = V_\phi \cdot \omega_\phi; \quad H_r = V_r \cdot \omega_r; \quad H_z = V_z \cdot \omega_z, \quad (4.3)$$

где $\omega_\phi, \omega_r, \omega_z$ - соответствующие компоненты вектора завихренности (4.4).

$$\omega_\phi = -\frac{\partial V_z}{\partial r} + \frac{\partial V_r}{\partial z}; \quad \omega_r = \frac{1}{r} \frac{\partial V_z}{\partial \phi} - \frac{\partial V_\phi}{\partial z}; \quad \omega_z = \frac{1}{r} \frac{\partial r V_\phi}{\partial r} - \frac{1}{r} \frac{\partial V_r}{\partial \phi} \quad (4.4)$$

Спиральность появляется вследствие корреляции полей скорости и завихренности. Описание структуры полей скорости в случае неподвижного слоя было проведено в главе 1. Поэтому здесь остановимся на рассмотрении полей различных компонент завихренности.

На рис. 4.1 а, показано среднее поле радиальной компоненты завихренности. Радиальная завихренность появляется вследствие формирования радиально ориентированных конвективных валов (соседние валы вращаются в противоположных направлениях, поэтому при переходе от одного вала к другому меняется знак завихренности). На поле завихренности хорошо видна структура вторичных течений в виде радиальных валов, в то

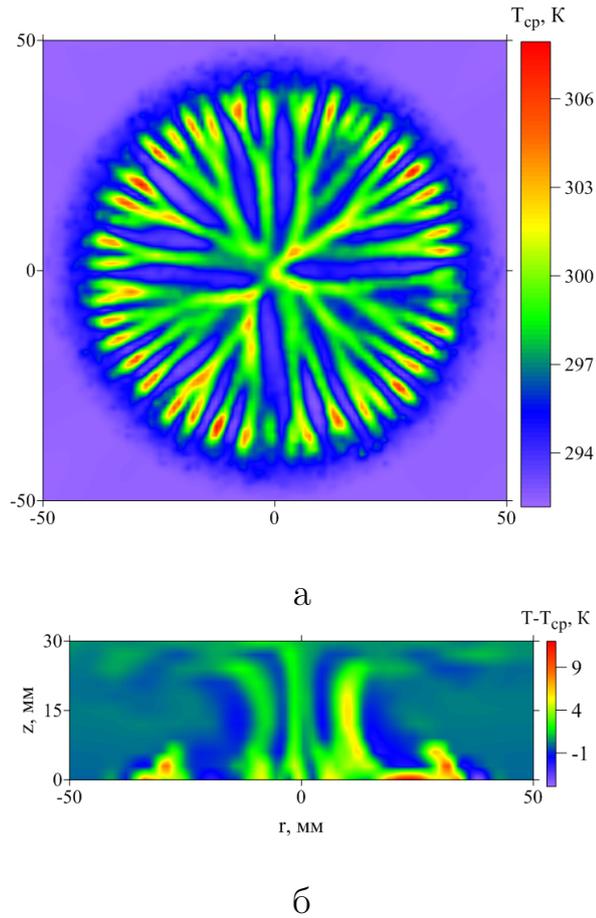


Рис. 4.1. а - Среднее по времени поле радиальной завихренности над нагревателем на высоте $z = 3$ мм; б - мгновенное распределение температуры в сечении $r\theta z$. $Gr_f = 9.6 \cdot 10^5$.

время как при анализе поля различных компонент скорости понять, какова структура течения, значительно сложнее. На рис. 4.2 приведен пример мгновенных полей всех компонент скорости на высоте $z = 3$ мм в области нагрева.

Азимутальная компонента завихренности определяется как разность частных производных вертикальной и радиальной компонент скорости (рис. 4.4). На рис. 4.3 представлены мгновенное и осредненное по времени поля азимутальной компоненты завихренности. На мгновенном поле хорошо видна спиралевидная структура, которая основным течением

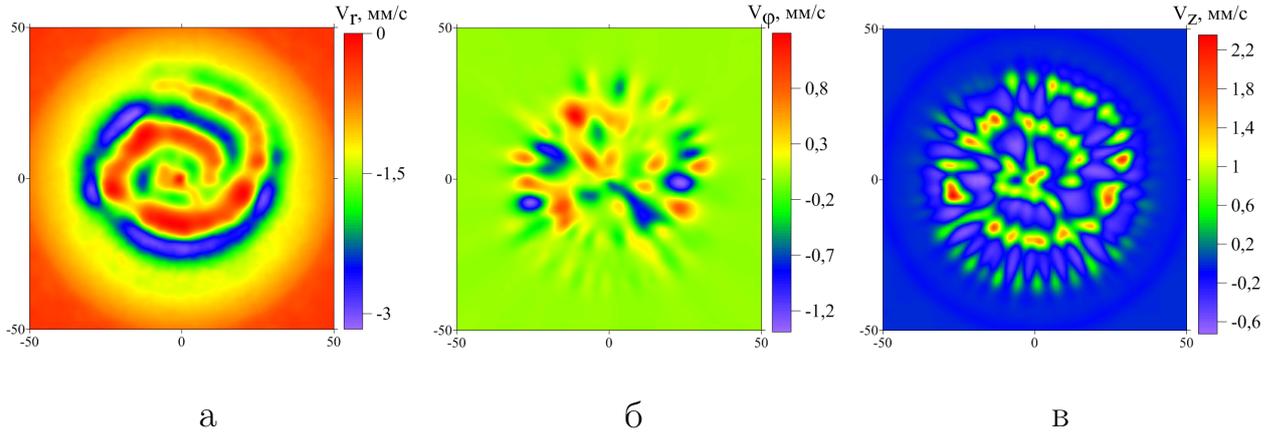


Рис. 4.2. $Gr_f = 1.7 \cdot 10^5$ Поля азимутальной (а), радиальной (б) и вертикальной (в) компонент скорости в области нагрева $z=3$ мм

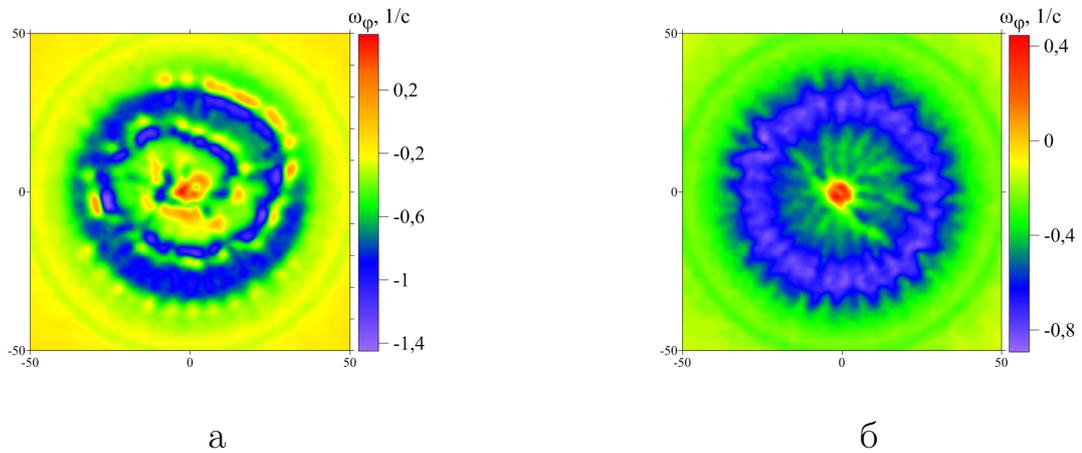


Рис. 4.3. Мгновенное (а) и среднее (б) поля азимутальной компоненты завихренности в области нагрева на высоте $z = 3$ мм. $Gr_f = 1.7 \cdot 10^5$.

носится к центру. На среднем поле эта структура не видна и распределение завихренности определяется сдвигом основного радиального течения, а знак завихренности - вертикальным градиентом радиальной компоненты скорости. Как видно, завихренность в рассматриваемой системе - знакопеременная величина, поэтому для выделения области формирования завихренности построены средние поля модуля завихренности (рис. 4.4, 4.5).

На рис. 4.4 показаны поля осредненных по азимутальной координате модулей азимутальной и радиальной компонент завихренности. Форми-

рование азимутальной компоненты завихренности в нижнем пограничном слое происходит за счет поперечных валов, сносимых к центру основным течением, а также благодаря большому вертикальному градиенту радиальной скорости. Выраженные максимумы в областях выше пограничного слоя обусловлены наличием интенсивных подъемных струй, которые характеризуются значительными градиентами вертикальной компоненты скорости в радиальном направлении и увлекают за собой окружающую жидкость. Максимум радиальной компоненты завихренности расположен в пограничном слое там, где сформировались радиальные конвективные валы.

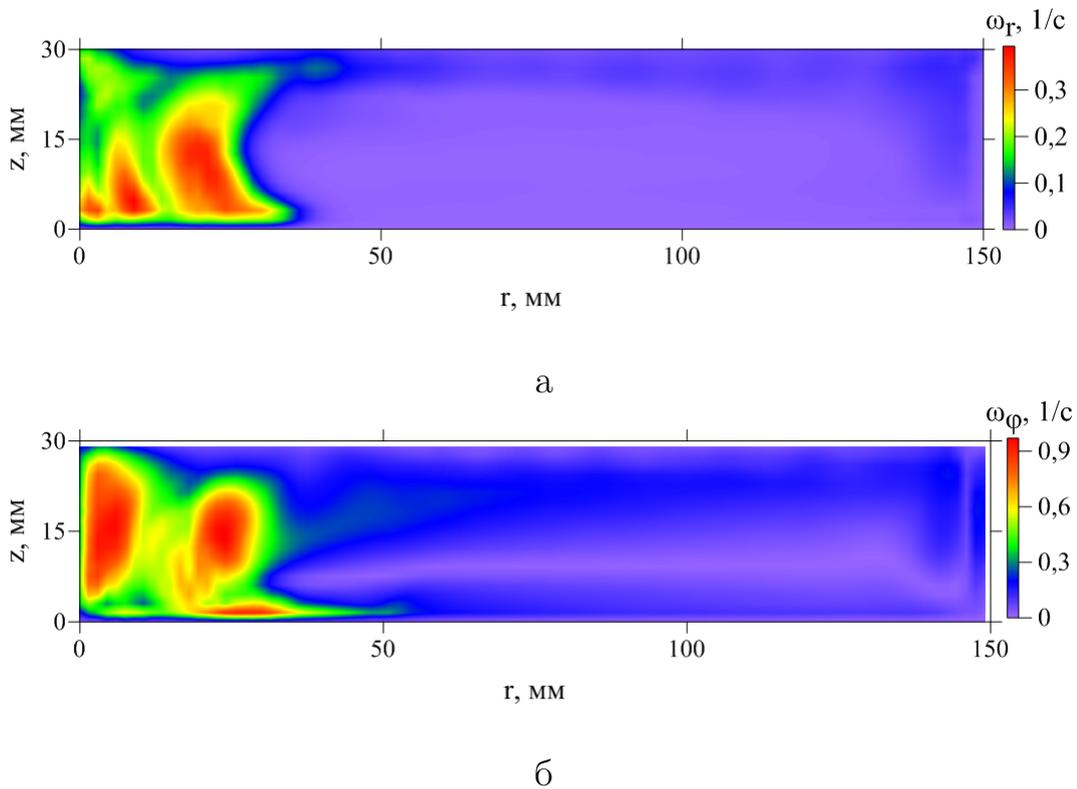


Рис. 4.4. Осредненные по азимутальной координате поля модулей радиальной компоненты завихренности (а) и азимутальной компоненты завихренности (б) в вертикальном сечении. $Gr_f = 1.7 \cdot 10^5$.

На рис. 4.5 представлены мгновенные и осредненные поля вертикаль-

ной компоненты завихренности. Величина вертикальной завихренности заметно ниже значений горизонтальных компонент. Источники ее генерации также находятся в местах образования и всплытия вторичных структур.

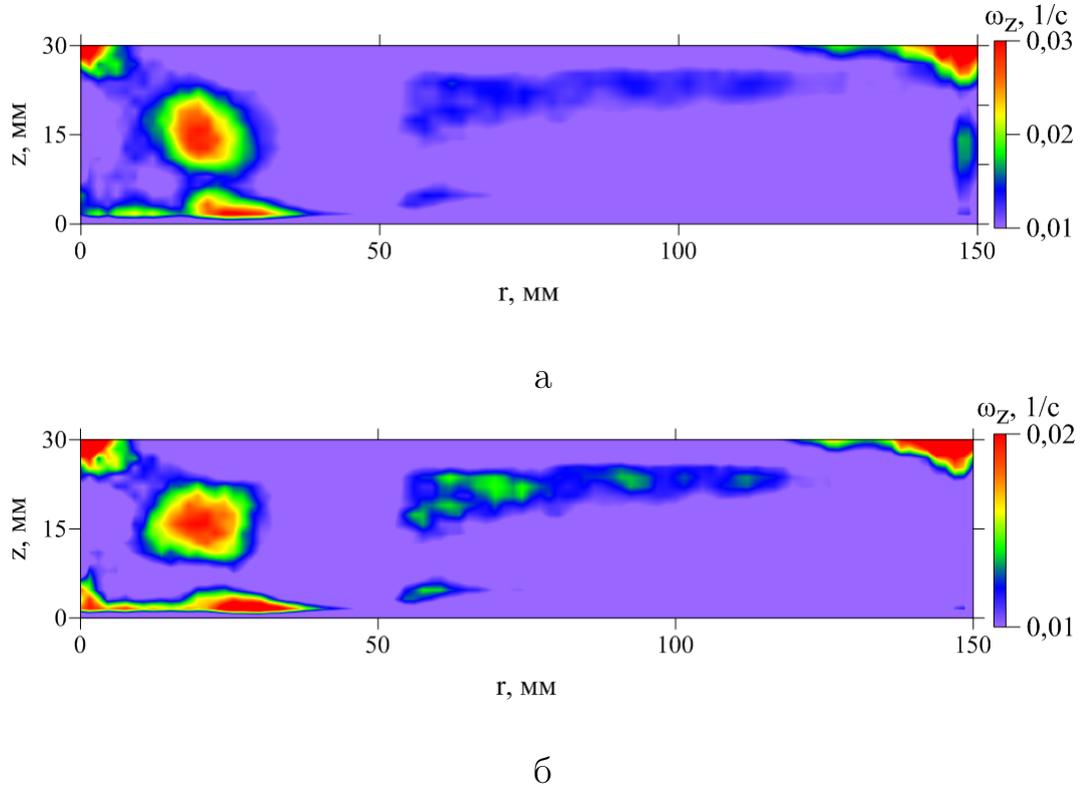


Рис. 4.5. Осредненные по азимутальной координате поля модуля мгновенной (а) и средней (б) вертикальной завихренности. $Gr_f = 1.7 \cdot 10^5$.

Механизм формирования вертикальной завихренности проще представить, используя понятие вихревых линий. Сдвиговое течение неизбежно будет приводить к формированию горизонтальной завихренности, в случае цилиндрического слоя - азимутальной, так как есть неоднородное распределение радиальной компоненты скорости по высоте. Схематично это показано на рис. 4.6а, где стрелками обозначены линии тока. Мелкомасштабные подъемные течения, всплывая, деформируют горизонтальные вихревые линии, вытягивая их в направлении движения, формируя при этом вихревой диполь (рис. 4.6б). Поэтому максимумы вертикальной завихренности

приходятся на области всплытия конвективных струй. Скорость всплытия мелкомасштабных плюмов меньше скорости радиального движения, поэтому величина вертикальной завихренности на порядок меньше величины остальных компонент.



Рис. 4.6. Схематическое изображение механизма формирования горизонтальной - а, и вертикальной -б завихренности

В таб. 4.1 приведены значения средних по времени и пространству величин компонент завихренности $\langle \omega \rangle$, вкладов спиральности $\langle H \rangle$ и их средних квадратичных отклонений σ_ω и σ_H . Осреднение, представленное в таблице, было проведено в двух областях: по всему объему (цилиндр размером $300 \times 300 \times 30$ мм) и в области над нагревателем (цилиндр размером $50 \times 50 \times 30$ мм). Выбор областей, в которых проводилось осреднение, обусловлен тем, что пульсации всех компонент завихренности сосредоточены в области формирования конвективных валов и всплывающих струй. На рис. 4.7 представлены распределения средней квадратичных отклонений завихренности и спиральности, где области максимумов пульсаций приходятся на области формирования и всплытия вторичных структур.

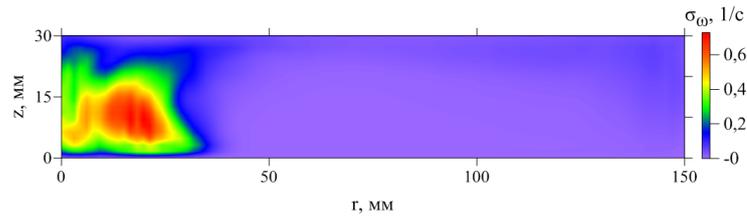
Из таблицы можно видеть, что значения средних величин малы по сравнению со значениями пульсаций. Таким образом, нестационарные ко-

герентные структуры в виде горизонтальных валов и конвективных струй создают локальные пульсации завихренности, но не дают заметного вклада в средние значения. Величина пульсаций вертикальной завихренности на порядок меньше пульсаций радиальной и азимутальной завихренности. Вертикальная завихренность представляет собой разность частных производных радиальной и азимутальной скорости. Из рис. 4.2 можно видеть, что радиальная скорость является суперпозицией однородных спиралевидных структур как результат появления в пограничном слое вторичного конвективного вала поперечного основному течению. Градиент радиальной скорости по азимутальной координате в таком случае будет мал. Отсутствие в системе крупномасштабных неосесимметричных движений приводит к малым градиентам азимутальной скорости вдоль радиальной координаты. Поэтому предположение о том, что в рассматриваемой системе возможно существенное преобразование горизонтальных компонент завихренности в вертикальную компоненту завихренности при взаимодействии локальных подъемных струй и основного адвективного потока, не подтвердилось. Характерные значения вертикальной компоненты завихренности заметно ниже значений горизонтальных компонент.

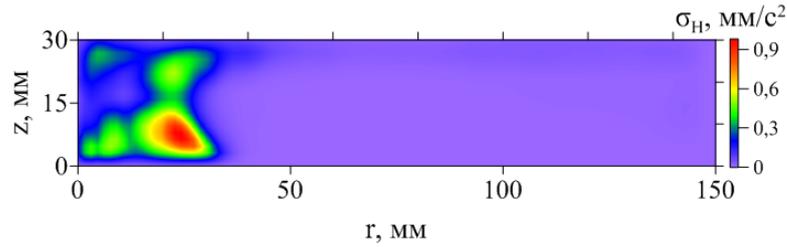
Возвращаясь к вопросу о возможности формирования течения с ненулевой спиральностью, следует рассмотреть средние и пульсационные части спиральности во всем объеме и в области над нагревателем. Средние значения спиральности малы, более того, они существенно меньше значений среднеквадратичных отклонений.

Таблица 4.1.

Компоненты завихренности, 1/с	Весь объем		Область над нагревателем	
	$\langle \omega \rangle$	σ_ω	$\langle \omega \rangle$	σ_ω
ω_r	$4.5 \cdot 10^{-5}$	0.013	$9.7 \cdot 10^{-6}$	0.0064
ω_ϕ	0.044	0.017	0.013	0.010
ω_z	$-4.5 \cdot 10^{-6}$	$2.0 \cdot 10^{-3}$	$-7.9 \cdot 10^{-7}$	$4.4 \cdot 10^{-4}$
Вклады спиральности, м/с ²	$\langle H \rangle$	σ_H	$\langle H \rangle$	σ_H
H_r	$4.9 \cdot 10^{-8}$	$1.6 \cdot 10^{-5}$	$4.8 \cdot 10^{-8}$	$1.2 \cdot 10^{-5}$
H_ϕ	$-7.4 \cdot 10^{-9}$	$5.7 \cdot 10^{-6}$	$1.5 \cdot 10^{-8}$	$4.1 \cdot 10^{-6}$
H_z	$2.1 \cdot 10^{-9}$	$1.0 \cdot 10^{-6}$	$6.4 \cdot 10^{-9}$	$6.4 \cdot 10^{-7}$



а



б

Рис. 4.7. $Gr_f = 1.7 \cdot 10^5$ Осредненные по азимутальной координате среднеквадратичные отклонения завихренности и спиральности

В задачах ([102, 103]) было обнаружено формирование когерентного вихревого движения в неподвижном цилиндрическом зазоре с неоднородным нагревом в центре. В [86] было отмечено, что пространственные возмущения спиральности могут приводить к локальному усилению вихревых структур, даже если средняя спиральность системы незначительна. В нашем случае крупномасштабное вихревое движение в центральной области кюветы не наблюдалось. Таким образом, несмотря на качественное

подобие рассматриваемой системы и конвективных течений, исследуемых в [102, 103], и наличие локальных возмущений спиральности, результаты не обнаруживают возникновения интенсивного вихревого движения. Следующий шаг - исследование структуры полей спиральности и завихренности при взаимодействии сдвигового течения с вертикальными струями при наличии силы Кориолиса.

4.2. Спиральность во вращающемся горизонтальном слое жидкости при наличие локализованного нагрева

Среди обсуждаемых механизмов генерации спиральности важное место занимает сила Кориолиса, которая совместно с градиентом поля плотности (давления, интенсивности турбулентных пульсаций) может приводить к появлению в системе ненулевой спиральности. Существует много работ, направленных на изучение совместного влияния вращения и спиральности на статистические свойства развитой турбулентности. Отчасти это вызвано появлением утверждений о важной роли спиральности в генерации атмосферных вихрей [90–92]. В данной части диссертации подробно описаны механизмы генерации спиральности во вращающемся слое неоднородно нагретой жидкости.

Во вращающемся слое жидкости при наличии локализованного нагрева и действия сил Кориолиса в нижнем конвергентном (сходящемся) течении появляется циклонический вихрь, а в верхнем дивергентном - антициклонический. Это происходит в результате перераспределения углового момента между центром и периферией посредством интенсивной радиальной циркуляции. Конвергентное течение в нижней части слоя перено-

сит элементы жидкости, обладающие большим угловым моментом в центр, формируя там циклоническое движение. Дивергентное течение, напротив, уносит жидкость с малых радиусов на большие, формируя антициклоническое движение. Средние поля радиальной и азимутальной скорости при наличии в системе вращения представлены на рис. 3.11. Положительные значения соответствуют конвергентному и циклоническому движению, отрицательные - дивергентному и антициклоническому.

Возникновение в такой системе спиральности может быть обусловлено следующими механизмами. На рис. 4.8 схематично показано движение жидкости в вертикальном сечении rOz . Одной из причин формирования ненулевой спиральности может являться взаимодействие интенсивного подъемного течения и конвективного вихря в центральной части полости. В дополнении к этому, на периферии существуют значительные градиенты радиальной и азимутальной скорости по вертикали. Наличие сдвигового течения будет неизбежно приводить к генерации горизонтальной спиральности.

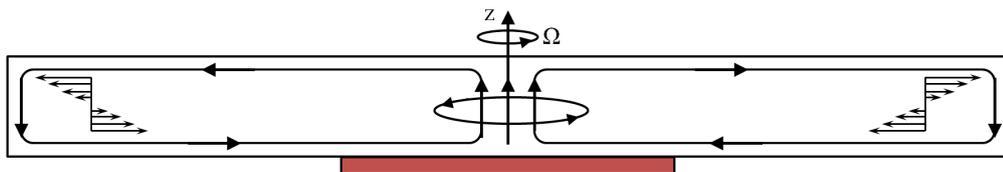


Рис. 4.8. а - Структура осредненного течения

Все представленные ниже данные получены при помощи программного пакета FlowVision. Параметры расчетной области и верификация численных данных приведены в главе 3.3,3.4. Основным результатом главы 3 заключался в том, что устойчивый циклонический вихрь в центре полости

может существовать только в определенном диапазоне управляющих параметров. Небольшая вариация скорости вращения и вязкости жидкости может привести к тому, что вихрь возникнет на некотором отдалении от центра, течение в системе будет неустойчивым. Представленные ниже результаты были получены для режима с устойчивым конвективным вихрем, который занимает центральную часть модели.

Поле средней спиральности (\bar{H}) можно видеть на рис. 4.9 а. На рис. 4.9 б, в, г представлены вклады каждой компоненты спиральности - азимутальной, радиальной и вертикальной. Наибольший вклад в среднюю спиральность, как и ожидалось, вносит вертикальная составляющая, однако существует максимум в области всплытия конвективных плюмов, как наблюдалось в случае неподвижного слоя.

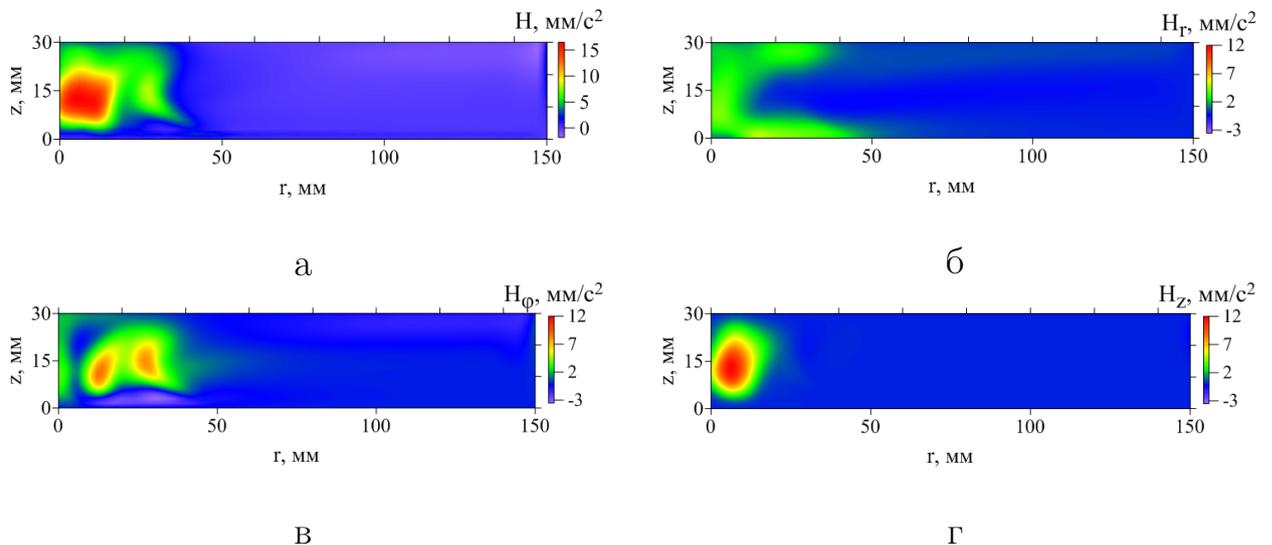


Рис. 4.9. $Gr_f = 4.6 \cdot 10^6$ Осредненные по азимутальной координате поля а - средней, б - радиальной, в - азимутальной, г - вертикальной спиральности

Чтобы количественно оценить какой вклад в полную спиральность системы вносит каждая из компонент, были вычислены их интегральные значения. Полная или интегральная спиральность вычисляется по формуле

(4.5).

$$H = \int_0^z \int_0^r 2\pi r (H_r + H_\phi + H_z) dr dz \quad (4.5)$$

Несмотря на то, что максимум спиральности приходится на центральную область, где сочетание подъемного течения и интенсивного локализованного вихря играет ключевую роль, его вклад в интегральное значение спиральности может быть незначительным. На рис. 4.10 представлены интегральные вклады каждой компоненты спиральности. Как можно видеть, большой вклад в интегральную спиральность вносит не только вертикальная спиральность, но и азимутальная, наличие которой вызвано большими градиентами радиальной скорости по вертикали у боковых стенок полости. Максимумы азимутальной спиральности приходятся на области смены конвергентного течения на дивергентное. Знак азимутальной скорости не совпадает со знаком градиента радиальной скорости, что приводит к отрицательной спиральности в области антициклонического движения и положительной спиральности в области циклонического вихря. Так как течение в данной системе несимметрично, интегральное значение спиральности оказывается положительным. Это является важным результатом, так как подтверждает возможность создания в лабораторных условиях течения, топология которого будет приводить к наличию системы с ненулевой спиральностью.

Долю энергии, приходящуюся на спиральные моды можно оценить из соотношения между спектральной плотностью спиральности и энергии, которое используют при описании процессов в трехмерной стационарной тур-

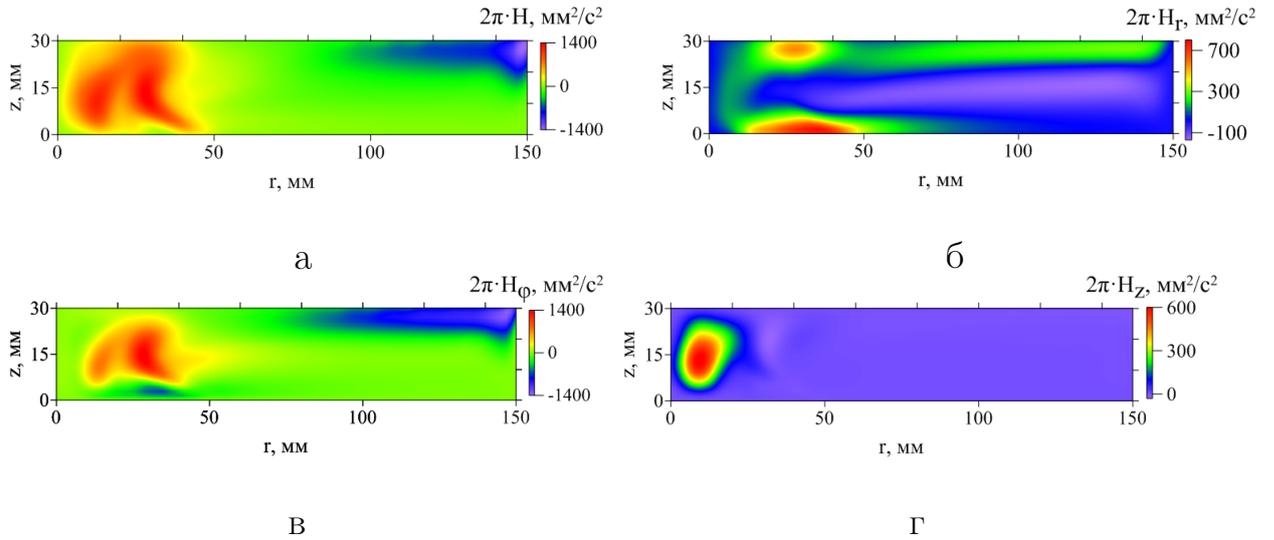


Рис. 4.10. $Gr_f = 4.6 \cdot 10^6$ Интегральные значения а - средней, б - радиальной, в - азимутальной, г - вертикальной спиральности

булентности. Для спектральной плотности спиральности можно указать только ограничение снизу (4.6). В нашем случае за волновое число можно принять величину обратную высоте слоя, так как интегральная спиральность системы положительна, расположена в центральной части полости и определяется размерами конвективного вихря. В качестве спектральных плотностей ($H(k)$, $E(k)$) используем интегральные значения спиральности и кинетической энергии в области нагревателя. В таб.4.2 приведены все необходимые величины для того, чтобы провести оценку интенсивности спиральных мод. По данным таб.4.2 на спиральные моды приходится около 20 % кинетической энергии.

$$|H(k)| \leq 2kE(k) \quad (4.6)$$

Таблица 4.2.

$H(k), {}^4/c^2$	$E(k), {}^5/c^2$	$kE(k), {}^4/c^2$
$0.68 \cdot 10^{-6}$	$0.57 \cdot 10^{-9}$	$1.9 \cdot 10^{-6}$

Особого внимания заслуживает рассмотрение пульсационных составляющих спиральности $\langle v' \cdot \omega' \rangle_t$ и h' . В случае вращающегося слоя пульсационная часть стационарного поля спиральности ($\langle v' \cdot \omega' \rangle_t$) оказывается весьма значительной и составляет около 12 % от средней спиральности системы (\bar{H}). На рис. 4.11 представлено осредненное по пространству поле величины $\langle v' \cdot \omega' \rangle_t$. Наибольшая корреляция пульсаций скорости и завихренности находится в области центральной конвективной струи, что позволяет сделать вывод о наличии пульсаций подъемного течения.

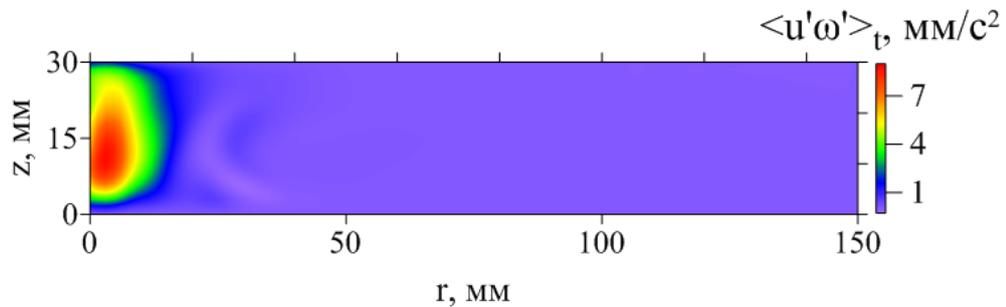


Рис. 4.11. Пульсационная часть средней спиральности $\langle v' \cdot \omega' \rangle_t$, осредненная по пространству

Рассмотрим природу возникновения возмущений спиральности - h' . На рис. 4.12 представлены поля средней (\bar{H}) спиральности и мгновенное поле возмущений (h'). Возникающие в пограничном слое вторичные течения в виде радиально ориентированным валов становятся причиной появления системы всплывающих конвективных плюмов. Как и в случае неподвижного слоя, мелкомасштабные подъемные течения, всплывая, деформируют горизонтальные вихревые линии, формируя при этом вихревой диполь (рис. 4.6б). Возникновение системы конвективных плюмов и, как следствие, вихревых диполей можно видеть на вертикальном поле темпе-

ратуры и возмущений спиральности (рис. 4.13). Вихревой диполь деформируется под влиянием азимутального течения и сносится конвергентным потоком к центру полости. При приближении к центру деформация усиливается, в результате чего средняя спиральность в центре полости приобретает определенный знак.

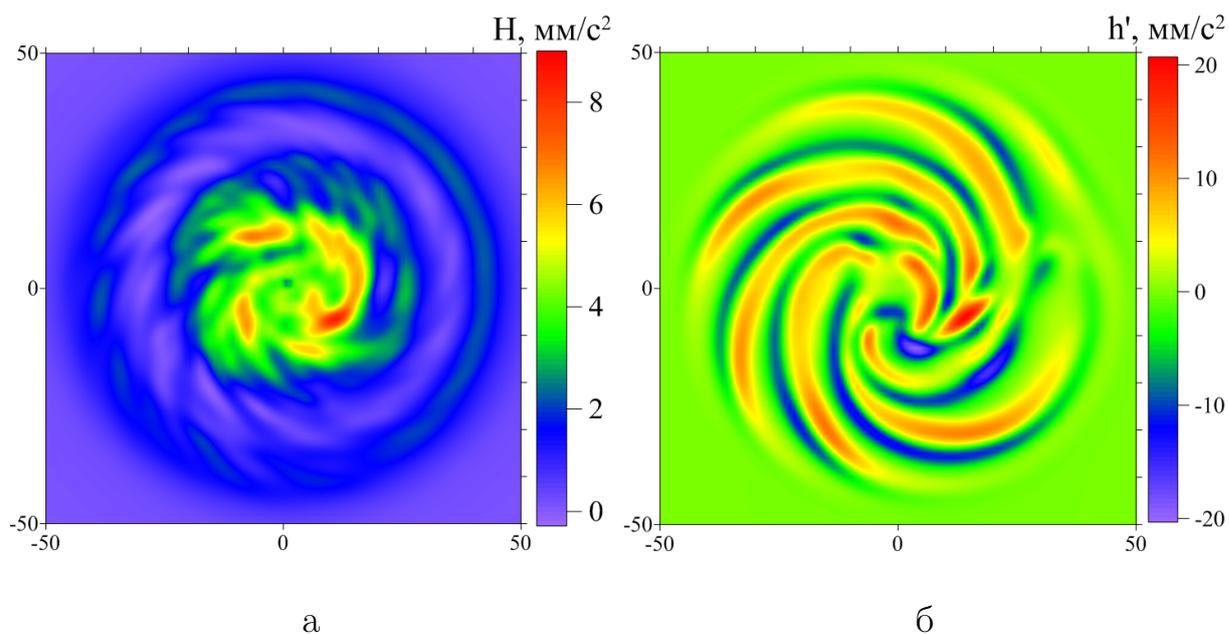


Рис. 4.12. Среднее поле спиральности (а) и ее среднеквадратичных отклонений (б) в области нагрева на высоте $z = 3$ мм

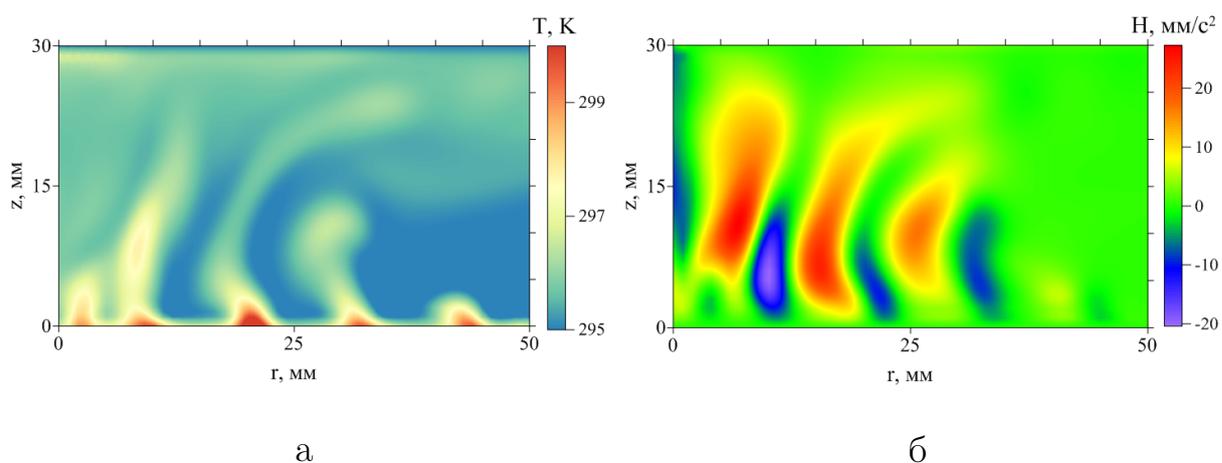


Рис. 4.13. Вертикальное поле температуры (а) и спиральности (б) в области нагрева

На рис. 4.14 представлено поле среднеквадратичных отклонений спиральности. Несмотря на то, что по определению $\langle h' \rangle_t = 0$, амплитуда возмущений оказывается значительной. Таким образом вторичные структуры вносят значительный вклад в значения мгновенной спиральности системы.

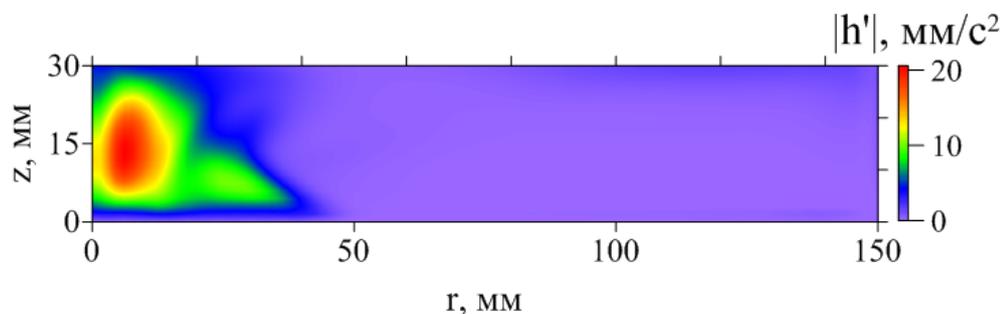


Рис. 4.14. Поле среднеквадратичных отклонений спиральности $|h'|$

4.3. Выводы по главе

В главе проведен анализ распределений завихренности и спиральности в гидродинамической системе, в которой помимо основного крупномасштабного потока существуют развитые вторичные течения. Исследовано формирование вертикальной завихренности в результате взаимодействия адвективного течения и локализованных конвективных струй.

Показано, что в неподвижном слое величина спиральности системы оказывается незначительной по сравнению с ее среднеквадратичными отклонениями. Пульсации спиральности вызваны наличием вторичным конвективных течений, которые представляют собой суперпозицию валов различной ориентации и системы всплывающих плюмов. Нестационарные когерентные структуры в виде горизонтальных валов и конвективных струй создают локальные пульсации завихренности и спиральности, но не дают

заметного вклада в средние значения. При этом величина пульсаций вертикальной составляющей на порядок меньше пульсаций радиальной и азимутальной компонент. Таким образом предположение о том, что в рассматриваемой системе возможно существенное преобразование горизонтальных компонент завихренности в вертикальную компоненту завихренности при взаимодействии локальных подъемных струй и основного адвективного потока, не подтвердилось.

Максимум спиральности в случае вращающегося слоя, как и ожидалось, приходится на центральную область, где сочетание подъемного течения и интенсивного локализованного вихря играет ключевую роль. Несмотря на это большой вклад в интегральную спиральность также вносит азимутальная компонента, наличие которой вызвано большими градиентами радиальной скорости по вертикали у боковых стенок полости и всплывающими конвективными струями в области над нагревателем. В результате, течение обладает отличной от нуля спиральностью, доля энергии приходящаяся на спиральные моды составляет около 20 %. Вторичные течения, возникающие в пограничном слое, являются источниками сильных возмущений спиральности, амплитуда которых близка к средним значениям.

5. Заключение

Итоги выполненного исследования

1. Проведено экспериментальное исследование формирования конвективных структур над локализованным источником тепла в неподвижном слое жидкости. Показано, что на фоне основного течения, которое занимает весь объем полости, развивается система вторичных структур в виде конвективных валов различной ориентации. Образование поперечных структур происходит периодически с характерной частотой, зависящей от числа Рэлея.

2. Полученные экспериментальные данные использованы для верификации численной модели. На основе экспериментальных и численных данных предложен физический механизм возникновения поперечных конвективных валов.

3. Экспериментально и численно исследована структура конвективного вихря, возникающего во вращающемся цилиндрическом слое жидкости с локальным подогревом в центре. Показано, что структура вихря определяется скоростью вращения, физическими свойствами жидкости и интенсивностью нагрева. Обнаружено, что устойчивый конвективный вихрь существует только в ограниченном диапазоне управляющих параметров. Уменьшение вязкости, рост нагрева и скорости вращения сначала приводят к потере осесимметричности вихря, а затем к его распаду.

4. Проведен анализ распределения спиральности в течении, в кото-

ром помимо основного крупномасштабного потока существуют развитые вторичные структуры. Показано, что в неподвижном слое величина средней спиральности системы оказывается меньше ее среднеквадратичных отклонений. Во вращающемся слое жидкости общая спиральность системы ненулевая. Пульсации спиральности сосредоточены в области формирования и всплытия вторичных структур.

Рекомендации и перспективы дальнейшей разработки темы

При исследовании вторичных течений над локализованным источником тепла в случае цилиндрического слоя жидкости важно определение порогов устойчивости и диапазона параметров, в котором существует тот или иной вид вторичных структур. Дальнейший интерес представляет исследование процессов теплопередачи и получение зависимостей интенсивности теплопереноса от частоты вторичных движений и их формы.

В рамках исследования формирования конвективного вихря над неоднородно нагретой поверхностью во вращающемся слое жидкости дальнейший интерес представляет информация о распределении углового момента, которая может быть использована для описания механизма возникновения крупномасштабного движения. Последующие исследования могут быть посвящены нестационарным процессам формирования и распада вихря. Поля скорости и температуры для различных скоростей вращения модели, отношений высоты слоя жидкости к диаметру нагревателя лягут в основу базы данных о структуре, времени образования и жизни вихря в зависимости от управляющих параметров задачи.

С точки зрения исследования распределений спиральности несомненный интерес представляют механизмы генерации и переноса спиральности

в реальных физических системах. Экспериментально получить данные о величине спиральности сложно, поэтому в качестве метода исследования удобней воспользоваться численным моделированием. Для анализа источников и стоков спиральности необходимо получить уравнение баланса спиральности и провести проверку посредством вычислительного эксперимента.

Литература

1. Гершуни Г. З. Об устойчивости плоского конвективного движения жидкости // ЖТФ. — 1953. — № 10. — С. 1838.
2. Гершуни Г. З., Жуховицкий Е. М. О двух типах неустойчивости конвективного движения между параллельными вертикальными плоскостями // Изв.вузов(физика). — 1958. — № 4. — С. 43.
3. Бирих Р. В. О термокапиллярной конвекции в горизонтальном слое жидкости // ПМТФ. — 1966. — по. 3. — Р. 69–72.
4. Гершуни Г., Жуховицкий Е., Непомнящий А. Устойчивость конвективных течений. — Наука, 1989. — URL: <http://books.google.ru/books?id=otg7PwAACAAJ>.
5. Gage K. S., Reid W. H. The stability of thermally stratified plane Poiseuille flow // [Journal of Fluid Mechanics](#). — 1968. — Vol. 33. — P. 21–32.
6. Mori Y., Uchida Y. Forced convection heat transfer between horizontal flat plate // [International Journal of Heat and Mass Transfer](#). — 1966. — Vol. 9. — P. 803–817.
7. Kamotani Y., Ostrach S. Effect of thermal instability on thermally developing laminar channel flow // [ASME Transactions Journal of Heat Transfer](#). — 1976. — Vol. 98. — P. 62–66.

8. Kamotani Y., Ostrach S., Wang L. W. Experiments on natural convection heat transfer in low aspect ratio enclosures // AIAA, 16th Thermophysics Conference. — 1981.
9. Maughan J. R., Incropera F. P. Secondary flow in horizontal channels heated from below // [Experiments in Fluids](#). — 1987. — Vol. 5, no. 5. — P. 334 – 343.
10. Incropera F. P., Knox A. L. and Maughan J. R. Mixed-convection flow and heat transfer in the entry region of a horizontal rectangular duct // [Journal of Heat Transfer](#). — 1987. — Vol. 109, no. 2. — P. 434 – 439.
11. Characterization of fluid flow patterns and heat transfer in horizontal channel mixed convection / A. Benderradji, A. Haddad, R. Taher et al. // [Heat and Mass Transfer](#). — 2008. — Vol. 44. — P. 1465–1476.
12. Luijckx J. M., Platten J. K. On the Onset of Free Convection in a Rectangular Channel // [Journal of Non Equilibrium Thermodynamics](#). — 1981. — Vol. 6. — P. 141–158.
13. Luijckx J. M., Platten J. K., Legros C. L. On the existence of thermoconvective rolls, transverse to a superimposed mean poiseuille flow // [International Journal of Heat and Mass Transfer](#). — 1981. — Vol. 24, no. 7. — P. 1287–1291.
14. Etling D., Brown R. A. Roll vortices in the planetary boundary layer: A review // [Boundary-Layer Meteorology](#). — 1993. — Vol. 65. — P. 215 – 248.

15. Hein P. F., Brown R. A. Observations of longitudinal roll vortices during arctic cold air outbreaks over open water // [Boundary-Layer Meteorology](#). — 1988. — Vol. 45. — P. 177–199.
16. On the occurrence of cloud streets over northern Germany / D. Muller, D. Etling, C. H. Kottmeier, R. Roth // [Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society](#). — 1985. — Vol. 111. — P. 761–772.
17. Walter B. A., Overland J. E. Observations of Longitudinal Rolls in a Near Neutral Atmosphere // [Monthly Weather Review](#). — 1984. — Vol. 112. — P. 200.
18. Hanna S. R. The Formation of Longitudinal Sand Dunes by Large Helical Eddies in the Atmosphere. // [Journal of Applied Meteorology](#). — 1969. — Vol. 8. — P. 874–883.
19. Lemone M. A. The Structure and Dynamics of Horizontal Roll Vortices in the Planetary Boundary Layer. // [Journal of Atmospheric Sciences](#). — 1973. — Vol. 30. — P. 1077–1091.
20. Rabin R. M., Doviak R. J., Sundara-Rajan A. Doppler Radar Observations of Momentum Flux in a Cloudless Convective Layer With Rolls. // [Journal of Atmospheric Sciences](#). — 1982. — Vol. 39. — P. 851–863.
21. Reinking R. F., Doviak R. J., Gilmer R. O. Clear-Air Roll Vortices and Turbulent Motions as Detected with an Airborne Gust Probe and Dual-Doppler Radar. // [Journal of Applied Meteorology](#). — 1981. — Vol. 20. — P. 678–685.

22. Баталов В. Г., Сухановский А. Н., Фрик П. Г. Экспериментальное исследование спиральных валов в адвективном потоке, натекающем на горячую горизонтальную поверхность // [МЖГ](#). — 2007. — no. 4. — P. 39–49.
23. Experimental investigation of helicoidal rolls in an advective flow over a hot horizontal surface / A. Sukhanovsky, V. Batalov, A. Teymurazov, P. Frik // [The European Physical Journal](#). — 2012. — Vol. 85, no. 9.
24. Mullarney J. C., Griffiths R. W., Hughes G. O. Convection driven by differential heating at a horizontal boundary // [Journal of Fluid Mechanics](#). — 2004. — Vol. 516. — P. 181–209.
25. Hughes G. O., Griffiths R. W. Horizontal convection // [Annual Review of Fluid Mechanics](#). — 2008. — Vol. 40. — P. 185–208.
26. Gayen B., Griffiths R. W., Hughes G. O. Stability transitions and turbulence in horizontal convection // [Journal of Fluid Mechanics](#). — 2014. — Vol. 751. — P. 698–724.
27. Шеремет М. А., Кузнецов Г. В. Об одном подходе к математическому моделированию тепловых режимов радиоэлектронной аппаратуры и электронной техники // [Микроэлектроника](#). — 2008. — Vol. 37. — P. 150–158.
28. Шеремет М. А., Мартюшев С. Г. Численный анализ конвективно-радиационного теплопереноса в замкнутой воздушной полости с локальным источником энергии // [Компьютерные исследования и моделирование](#). — 2014. — Vol. 6. — P. 383–396.

29. Шварц К. Г., Шкляев В. А. Численное моделирование мезомасштабных вихревых структур вблизи мощного горячего источника примеси в пограничном слое атмосферы // Вычислительная механика сплошных сред. — 2009. — Vol. 1. — P. 96–106.
30. A Laboratory Study of the Urban Heat Island in a Calm and Stably Stratified Environment. Part I: Temperature Field / J. Lu, S. Pal Arya, W. H. Snyder, R. E. Lawson, Jr. // Journal of Applied Meteorology. — 1997. — Vol. 36. — P. 1377–1391.
31. A Laboratory Study of the Urban Heat Island in a Calm and Stably Stratified Environment. Part II: Velocity Field / J. Lu, S. Pal Arya, W. H. Snyder, R. E. Lawson, Jr. // Journal of Applied Meteorology. — 1997. — Vol. 36. — P. 1392–1402.
32. Богатырев Г. П. Возбуждение циклонического вихря или лабораторная модель тропического циклона // Письма в ЖЭТФ. — 1990. — Т. 51, № 11. — С. 557–559.
33. Лабораторная модель процесса образования крупномасштабного спирального вихря в конвективно-неустойчивой вращающейся жидкости / Г. П. Богатырев, И. В. Колесниченко, Г. В. Левина, А. Н. Сухановский // Известия РАН. Физика атмосферы и океана. — 2006. — Vol. 42, no. 4. — P. 460–466.
34. Wurman J., Winslow J. Intense Sub-Kilometer-Scale Boundary Layer Rolls Observed in Hurricane Fran // [Science](#). — 1998. — Vol. 280. — P. 555.
35. An Observational Case for the Prevalence of Roll Vortices in the Hurricane

- Boundary Layer / I. Morrison, S. Businger, F. Marks et al. // [Journal of Atmospheric Sciences](#). — 2005. — Vol. 62. — P. 2662–2673.
36. Effects of Roll Vortices on Turbulent Fluxes in the Hurricane Boundary Layer / J. A. Zhang, K. B. Katsaros, P. G. Black et al. // [Boundary-Layer Meteorology](#). — 2008. — Vol. 128. — P. 173–189.
37. Boubnov B. M., van Heijst G. J. F. Experiments on convection from a horizontal plate with and without background rotation // [Experiments in Fluids](#). — 1994. — Vol. 16. — P. 155–164.
38. Педлоски Д. Геофизическая гидродинамика. В 2-х томах. — М.: Мир, 1984. — 811 с.
39. Гилл А. Динамика атмосферы и океана. В 2-х томах. — М.: Мир, 1986. — 811 с.
40. Hide R. Review article on the dynamic of rotating fluids and related topics in geophysical fluid dynamics // *Bull. Amer. Meteorol. Soc.* — 1966. — Vol. 47. — P. 873–885.
41. Hide R., Titman C. W. Detached shear layers in a rotating fluid // [Journal of Fluid Mechanics](#). — 1967. — Vol. 29. — P. 39–60.
42. Niino H., Misawa N. An Experimental and Theoretical Study of Barotropic Instability. // [Journal of Atmospheric Sciences](#). — 1984. — Vol. 41. — P. 1992–2011.
43. Должанский Ф. В., Крымов В. А., Манин Д. Ю. Устойчивость и вихревые структуры квазидвумерных сдвиговых течений // [Успехи физических наук](#). — 1990. — Vol. 160, no. 7. — P. 1–47.

44. Черноусько Ю. Л. Лабораторные эксперименты по моделированию баротропных волн россби // Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана. — 1979. — Vol. 15, no. 10. — P. 212–215.
45. Незлин М. В. Солитоны россби (экспериментальные исследования и лабораторная модель природных вихрей типа большого красного пятна на юпитера) // [Успехи физических наук](#). — 1986. — Vol. 150, no. 9. — P. 3–60.
46. М. В. Незлин Е. Н. С. Вихри Россби и спиральные структуры: Астрофизика и физика плазмы в опытах на мелкой воде. — М.: Наука, 1990. — 240 p.
47. van Heijst G. J. F., Clercx H. J. H. Laboratory Modeling of Geophysical Vortices // [Annual Review of Fluid Mechanics](#). — 2009. — Vol. 41. — P. 143–164.
48. Kloosterziel R. C., van Heijst G. J. F. The evolution of stable barotropic vortices in a rotating free-surface fluid // [Journal of Fluid Mechanics](#). — 1992. — Vol. 239. — P. 607–629.
49. Trieling R. R., Linssen A. H., van Heijst G. J. F. Monopolar vortices in an irrotational annular shear flow // [Journal of Fluid Mechanics](#). — 1998. — Vol. 360. — P. 273–294.
50. Flór J.-B., Eames I. Dynamics of monopolar vortices on a topographic beta-plane // [Journal of Fluid Mechanics](#). — 2002. — Vol. 456. — P. 353–376.

51. Kloosterziel R. C., van Heijst G. J. F. An experimental study of unstable barotropic vortices in a rotating fluid // [Journal of Fluid Mechanics](#). — 1991. — 2. — Vol. 223. — P. 1–24.
52. Afanasyev Y. D. Experiments on instability of columnar vortex pairs in rotating fluid // [Geophysical and Astrophysical Fluid Dynamics](#). — 2002. — Vol. 96. — P. 31–48.
53. Zavala Sansón L., van Heijst G. J. F., Doorschoot J. J. J. Reflection of barotropic vortices from a step-like topography // [Nuovo Cimento C Geophysics Space Physics C](#). — 1999. — Vol. 22. — P. 909.
54. Sansón L. Z., van Heijst G. J. F. Interaction of Barotropic Vortices with Coastal Topography: Laboratory Experiments and Numerical Simulations // [Journal of Physical Oceanography](#). — 2000. — Vol. 30. — P. 2141–2162.
55. Zavala Sansón L. Vortex ridge interaction in a rotating fluid // [Dynamics of Atmospheres and Oceans](#). — 2002. — Vol. 35. — P. 299–325.
56. Lin J.-C., Ozgoren M., Rockwell D. Space time development of the onset of a shallow-water vortex // [Journal of Fluid Mechanics](#). — 2003. — Vol. 485. — P. 33–66.
57. Sous D., Bonneton N., Sommeria J. Turbulent vortex dipoles in a shallow water layer // [Physics of Fluids](#). — 2004. — Vol. 16. — P. 2886–2898.
58. Carnevale G. F., Kloosterziel R. C., van Heijst G. J. F. Propagation of barotropic vortices over topography in a rotating tank // [Journal of Fluid Mechanics](#). — 1991. — Vol. 233. — P. 119–139.

59. Fuentes O. U. V., van Heijst G. J. F. Experimental study of dipolar vortices on a topographic beta - plane // [Journal of Fluid Mechanics](#). — 1994. — Vol. 259. — P. 79–106.
60. Fultz D. a Preliminary Report on Experiments with Thermally Produced Lateral Mixing in a Rotating Hemispherical Shell of Liquid. // [Journal of Atmospheric Sciences](#). — 1949. — Vol. 6. — P. 17–33.
61. Fultz D. Experimental studies related to atmospheric flow around obstacles // [Geofisica Pura e Applicata](#). — 1950. — Vol. 17. — P. 88–93.
62. Fultz D. O the Possibility of Experimental Models of the Polar-Front Wave. // [Journal of Atmospheric Sciences](#). — 1952. — Vol. 9. — P. 379–384.
63. Hide R. Some experiments on thermal convection in a rotating liquid // [Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society](#). — 1953. — Vol. 79. — P. 161–161.
64. Hide R., Fowles W. W. Thermal Convection in a Rotating Annulus of Liquid: Effect of Viscosity on the Transition Between Axisymmetric and Non-Axisymmetric Flow Regimes. // [Journal of Atmospheric Sciences](#). — 1965. — Vol. 22. — P. 541–558.
65. Miller T. L., Reynolds N. D. A study of baroclinic instability in a cylindrical annulus with the temperature gradient imposed on the lower surface // [Journal of Fluid Mechanics](#). — 1991. — Vol. 233. — P. 495–518.
66. Read P. L., Hide R. Long-lived eddies in the laboratory and in the atmospheres of Jupiter and Saturn // [Journal of Fluid Mechanics](#). — 1983. — Vol. 302. — P. 126–129.

67. Read P. L., Hide R. An isolated baroclinic eddy as a laboratory analogue of the Great Red SPOT on Jupiter // [Journal of Fluid Mechanics](#). — 1984. — Vol. 308. — P. 45–48.
68. Read P. L. Super-rotation and diffusion of axial angular momentum. I. "Speed limits" for axisymmetric flow in a rotating cylindrical fluid annulus // [Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society](#). — 1986. — Vol. 112. — P. 231–251.
69. Turner J. S., Lilly D. K. The Carbonated-water Tornado Vortex. // [Journal of Atmospheric Sciences](#). — 1963. — Vol. 20. — P. 468–470.
70. Morton B. R. Model Experiments for Vortex Columns in the Atmosphere // [Nature](#). — 1963. — Vol. 197. — P. 840–842.
71. Brickman D., Kelley D. E. Development of convection in a rotating fluid: scales and patterns of motion // [Dynamics of Atmospheres and Oceans](#). — 1993. — Vol. 19. — P. 389–405.
72. Brickman D. Heat Flux Partitioning in Open-Ocean Convection // [Journal of Physical Oceanography](#). — 1995. — Vol. 25. — P. 2609–2623.
73. Аристов С. Н., Фрик П. Г. Крупномасштабная турбулентность в конвекции Релея–Бенара // [Изв. АН СССР. Механика жидкости и газа](#). — 1989. — № 5. — С. 43–48.
74. Аристов С. Н., Фрик П. Г. Крупномасштабная турбулентность в тонком слое неизотермической вращающейся жидкости // [Изв. АН СССР. Механика жидкости и газа](#). — 1988. — № 4. — С. 48–55.

75. Helicity cascades in fully developed isotropic turbulence / A. Brissaud, U. Frisch, J. Leorat et al. // [Physics of Fluids](#). — 1973. — Vol. 16. — P. 1366–1367.
76. Frisch U., She Z. S., Sulem P. L. Large-scale flow driven by the anisotropic kinetic alpha effect // [Physica D Nonlinear Phenomena](#). — 1987. — Vol. 28. — P. 382–392.
77. Khomenko G. A., Moiseev S. S., Tur A. V. The hydrodynamical alpha-effect in a compressible medium // [Journal of Fluid Mechanics](#). — 1991. — Vol. 225. — P. 355–369.
78. С. И. Вайнштейн Я. Б. З. О происхождении магнитных полей в астрофизике. — М.: Наука, 1980. — 354 p.
79. Краузе Ф. Магнитная гидродинамика средних полей и теория динамо. — М.: Мир, 1984. — 320 p.
80. Moffatt H. K. Magnetic field generation in electrically conducting fluids. — Translated from the English edition. Moskva: Mir. — 339 p.
81. Zeldovich Y. B. Magnetic fields in astrophysics. — The Fluid Mechanics of Astrophysics and Geophysics, New York: Gordon and Breach, 1983.
82. Intermittency in the Joint Cascade of Energy and Helicity / Q. Chen, S. Chen, G. L. Eyink, D. D. Holm // [Physical Review Letters](#). — 2003. — Vol. 90, no. 21. — P. 214503.
83. Степанов Р. А., Фрик П. Г., Шестаков А. В. Измерение турбулентной спиральности и ее спектра в пограничном слое атмосферы // Доклады академии наук. — 2005. — Vol. 5. — P. 33–44.

84. О спектральных свойствах спиральной турбулентности / Б. М. Копров, В. М. Копров, В. М. Пономарев, О. Г. Чхетиани // Механика жидкости и газа. — 2009. — Vol. 403. — P. 627–630.
85. Frick P., Stepanov R. Long-term free decay of MHD turbulence // EPL (Europhysics Letters). — 2010. — Vol. 92. — P. 34007.
86. Stepanov R., Frick P., Mizeva I. Joint Inverse Cascade of Magnetic Energy and Magnetic Helicity in MHD Turbulence // The Astrophysical Journal Letters. — 2015. — Vol. 798. — P. L35. — 1412.3225.
87. Hindered energy cascade in highly helical isotropic turbulence / R. Stepanov, E. Golbraikh, P. Frick, A. Shestakov // ArXiv e-prints. — 2015. — 1508.07236.
88. Physical mechanism of amplification of vortex disturbances in the atmosphere / S. S. Moiseev, R. Z. Sagdeev, A. V. Tur et al. // Soviet Physics Doklady. — 1983. — Vol. 28. — P. 926.
89. Tur A., Chabane M., Yanovsky V. A New Large Scale Instability in Rotating Stratified Fluids Driven by Small Scale Forces // [Open Journal of Fluid Dynamics](#). — 2013. — Vol. 3. — P. 340–351.
90. Levich E., Tzvetkov E. Helical cyclogenesis // [Physics Letters A](#). — 1984. — Vol. 100. — P. 53–56.
91. Levich E., Tzvetkov E. Helical inverse cascade in three-dimensional turbulence as a fundamental dominant mechanism in mesoscale atmospheric phenomena // [Physics Reports](#). — 1985. — Vol. 128. — P. 1–37.

92. Lilly D. K. The Structure, Energetics and Propagation of Rotating Convective Storms. Part II: Helicity and Storm Stabilization. // [Journal of Atmospheric Sciences](#). — 1986. — Vol. 43. — P. 126–140.
93. Mininni P. D., Pouquet A. Rotating helical turbulence. II. Intermittency, scale invariance, and structures // [Physics of Fluids](#). — 2010. — Vol. 22, no. 3. — P. 035106.
94. Emergence of helicity in rotating stratified turbulence / R. Marino, P. D. Mininni, D. Rosenberg, A. Pouquet // [Physical Review Letters](#). — 2013. — Vol. 87, no. 3. — P. 033016.
95. Шестаков А. В., Степанов Р. А., Фрик П. Г. Влияние вращения на каскадные процессы в спиральной турбулентности // [Вычислительная механика сплошных сред](#). — 2012. — Vol. 5, no. 2. — P. 193–198.
96. Zhou Y. A phenomenological treatment of rotating turbulence // [Physics of Fluids](#). — 1995. — Vol. 7. — P. 2092–2094.
97. Müller W.-C., Thiele M. Scaling and energy transfer in rotating turbulence // [EPL \(Europhysics Letters\)](#). — 2007. — Vol. 77. — P. 34003.
98. Anomalous Self-Similarity in a Turbulent Rapidly Rotating Fluid / C. N. Baroud, B. B. Plapp, Z.-S. She, H. L. Swinney // [Physical Review Letters](#). — 2002. — Vol. 88, no. 11. — P. 114501.
99. Helicity of mean and turbulent flow with coherent structures in Rayleigh-Bénard convective cell / A. Eidelman, T. Elperin, I. Gluzman, E. Golbraikh // [Physics of Fluids](#). — 2014. — Vol. 26, no. 6. — P. 065103.

100. A Vortical Hot Tower Route to Tropical Cyclogenesis. / M. T. Montgomery, M. E. Nicholls, T. A. Cram, A. B. Saunders // [Journal of Atmospheric Sciences](#). — 2006. — Vol. 63. — P. 355–386.
101. Levina G. V., Montgomery M. T. Helical scenario of tropical cyclone genesis and intensification // [Journal of Physics Conference Series](#). — 2011. — Vol. 318, no. 7. — P. 072012.
102. Navarro M. C., Herrero H. Vortex generation by a convective instability in a cylindrical annulus non-homogeneously heated // [Physica D Nonlinear Phenomena](#). — 2011. — Vol. 240. — P. 1181–1188.
103. Navarro M. C., Herrero H. Vortices in a cylindrical annulus nonhomogeneously heated: Effect of localized heating on their stability and intensity // [Physical Review Letters](#). — 2011. — Vol. 84, no. 3. — P. 037301.
104. Варгафтик Н. Г. Справочник по теплофизическим свойствам газов и жидкостей. — М.: Наука, 1972.
105. Ахметбеков А. В., Бильский А. В., Ложкин Ю. А. Система управления экспериментом и обработки данных, полученных методами цифровой трассерной визуализации (actualflow) // [Вычислительные методы и программирование](#). — 2006. — Vol. 2. — P. 79–85.
106. Токарев М. П., Бильский А. В. Адаптивные алгоритмы обработки изображений частиц для расчета мгновенных полей скорости // [Вычислительные технологии](#). — 2007. — Vol. 12. — P. 109–131.

107. Сухановский А. Н. Формирование дифференциального вращения в цилиндрическом слое жидкости // Вычислительная механика сплошных сред. — 2010. — Vol. 3. — P. 103–115.
108. Batalov V., Sukhanovsky A., Frick P. Laboratory study of differential rotation in a convective rotating layer // [Geophysical and Astrophysical Fluid Dynamics](#). — 2010. — Vol. 104. — P. 349–368.
109. Faller A. J. Large Eddies in the Atmospheric Boundary Layer and Their Possible Role in the Formation of Cloud Rows. // [Journal of Atmospheric Sciences](#). — 1965. — Vol. 22. — P. 176–184.
110. Maxworthy T., Narimousa S. Unsteady, Turbulent Convection into a Homogeneous, Rotating Fluid, with Oceanographic Applications // [Journal of Physical Oceanography](#). — 1994. — Vol. 24. — P. 865–887.
111. Bogatyrev G. P., Smorodin B. L. Physical model of the rotation of a tropical cyclone // *ZhETF Pisma Redaktsiiu*. — 1996. — Vol. 63. — P. 25.
112. Greenspan H. P. *The Theory of Rotating Fluids*. — Cambridge University Press, 1968.
113. Helicity scalings / F. Plunian, T. Lessinnes, D. Carati, R. Stepanov // [Journal of Physics Conference Series](#). — 2011. — Vol. 318, no. 4. — P. 042013.
114. Waleffe F. The nature of triad interactions in homogeneous turbulence // [Physics of Fluids A](#). — 1992. — Vol. 4. — P. 350–363.
115. Optical coherence tomography based particle image velocimetry (OCT-

- PIV) of polymer flows / A. Buchsbaum, M. Egger, I. Burzic et al. // [Optics and Lasers in Engineering](#). — 2015. — Vol. 69. — P. 40–48.
116. A maximum entropy reconstruction technique for tomographic particle image velocimetry / A. V. Bilsky, V. A. Lozhkin, D. M. Markovich, M. P. Tokarev // [Measurement Science and Technology](#). — 2013. — Vol. 24, no. 4. — P. 045301.
117. Festa J., Beardsley R. A numerical model of convection driven by a surface stress and nonuniform heating // [Journal of Physical Oceanography](#). — 1972. — Vol. 2. — P. 444–455.
118. Jeffreys H. On fluid motions produced by differences of temperature and humidity // [Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society](#). — 1925. — Vol. 51. — P. 347–356.
119. Rossby H. T. On thermal convection driven by non-uniform heating from below: an experimental study // [Deep Sea Research and Oceanographic Abstracts](#). — 1965. — Vol. 12. — P. 9.
120. Hignett P., Ibbetson A., Killworth P. D. On rotating thermal convection driven by non-uniform heating from below // [Journal of Fluid Mechanics](#). — 1981. — Vol. 109. — P. 161–187.
121. Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя. — М.: Наука, 1969.
122. Лойцянский Л. Г. Ламинарный пограничный слой. — М.: ФМ, 1962.
123. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Теоретическая физика, т. 6. Гидродинамика. — М.: Наука, 1986. — 736 p.

124. Зайцев В. М., Сорокин М. П. К вопросу об устойчивости теплового конвективного движения жидкости в вертикальной щели // Уч. зап. Пермск. ун-та. — 1961. — Vol. 19. — P. 29–32.
125. Sparrow E. M., Husar R. B. Longitudinal vortices in natural convection flow on inclined plates // [Journal of Fluid Mechanics](#). — 1969. — Vol. 37. — P. 251–255.
126. Lloyd J. R., Sparrow E. M. On the instability of natural convection flow on inclined plates // [Journal of Fluid Mechanics](#). — 1970. — Vol. 42. — P. 465–470.
127. Bakan S., Schwarz E. Cellular convection over the north-eastern Atlantic // [International Journal of Climatology](#). — 1992. — Vol. 12. — P. 353–367.
128. Foster R. C. Why Rolls are Prevalent in the Hurricane Boundary Layer. // [Journal of Atmospheric Sciences](#). — 2005. — Vol. 62. — P. 2647–2661.
129. Nolan D. S. Instabilities in hurricane-like boundary layers // [Dynamics of Atmospheres and Oceans](#). — 2005. — Vol. 40. — P. 209–236.
130. Nakanishi M., Niino H. Large-Eddy Simulation of Roll Vortices in a Hurricane Boundary Layer // [Journal of Atmospheric Sciences](#). — 2012. — Vol. 69. — P. 3558–3575.
131. Alizadeh-Choobari O. Large-eddy simulation of the hurricane boundary layer: Evaluation of the planetary boundary-layer parametrizations // [Atmospheric Research](#). — 2015. — Vol. 154. — P. 73–88.

132. Поля скорости в крупномасштабном вихре над локализованным источником тепла во вращающемся слое жидкости / В. Г. Баталов, Г. В. Левина, А. Н. Сухановский, П. Г. Фрик // Гидродинамика, Пермь: изд-во ПГУ. — 2004. — № 14. — С. 9–20.
133. Тарунин Е. Л., Шварц К. Г. Исследование линейной устойчивости адвективного течения методом сеток // Вычислительные технологии. — 2001. — Vol. 6, no. 6. — P. 108–117.
134. Шварц К. Г. Конечно-амплитудные пространственные возмущения адвективного течения во вращающемся горизонтальном слое жидкости // Вычислительные технологии. — 2001. — Т. 6. — С. 702–707.
135. Аристов С. Н., Шварц К. Г. Об устойчивости адвективного течения во вращающемся горизонтальном слое жидкости // Известия РАН. Механика жидкости и газа. — 1999. — Т. 5. — С. 3–11.
136. Бубнов Б. М. Конвективные течения жидкости во вращающемся кольцевом канале с малым радиусом внутреннего цилиндра // Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана. — 1984. — Vol. 20, no. 6. — P. 533–535.
137. Бубнов Б. М. Лабораторная модель конвекции во вращающемся кольцевом канале в условиях горизонтально- и вертикально- неоднородного нагревания // Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана. — 1984. — Vol. 20, no. 8. — P. 767–770.
138. Koschmieder E. L., Lewis E. R. Hadley Circulations on a Nonuniformly

- Heated Rotating Plate. // [Journal of Atmospheric Sciences](#). — 1986. — Vol. 43. — P. 2514–2526.
139. Riehl H., Fultz D. The general circulation in a steady rotating-dishpan experiment // [Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society](#). — 1958. — Vol. 84. — P. 389–417.
140. Hart J. E. Stability of thin non-rotating Hadley circulations. // [Journal of Atmospheric Sciences](#). — 1972. — Vol. 29. — P. 687–697.
141. Hart J. A note on the stability of low-Prandtl-number Hadley circulations // [Journal of Fluid Mechanics](#). — 1983. — Vol. 132. — P. 271–282.
142. Antar B. N., Fowles W. W. Baroclinic Instability of a Rotating Hadley Cell. // [Journal of Atmospheric Sciences](#). — 1981. — Vol. 38. — P. 2130–2141.
143. Boubnov B. M., Golitsyn G. S. Experimental study of convective structures in rotating fluids // [Journal of Fluid Mechanics](#). — 1986. — Vol. 167. — P. 503–531.
144. Vorobieff P., Ecke R. E. Transient states during spin-up of a Rayleigh-Bénard cell // [Physics of Fluids](#). — 1998. — Vol. 10. — P. 2525–2538.
145. Fernando H. J. S., Chen R.-R., Boyer D. L. Effects of rotation on convective turbulence // [Journal of Fluid Mechanics](#). — 1991. — Vol. 228. — P. 513–547.
146. Kunnen R. P. J., Geurts B. J., Clercx H. J. H. Experimental and numerical

- investigation of turbulent convection in a rotating cylinder // [Journal of Fluid Mechanics](#). — 2010. — Vol. 642. — P. 445.
147. Moiseev S. S. Spiral mechanism of large-scale structure generation in continuous media // *Fizika Plazmy*. — 1990. — Vol. 16. — P. 951–958.
148. Formation of large-scale structures during turbulent convection in a rotating layer heated from below / V. D. Zimin, G. V. Levina, S. S. Moiseev, A. V. Tur // *Soviet Physics Doklady*. — 1989. — Vol. 34. — P. 1003.
149. Аристов С. Н., Фрик П. Г. Динамика крупномасштабных течений в тонких слоях жидкости // Препринт. Свердловск: ИМСС УрО АН СССР. — 1987.
150. Kurgansky M. V. On the problem of magnetic field generation by helical turbulence // [Geophysical and Astrophysical Fluid Dynamics](#). — 1995. — Vol. 81. — P. 101–112.
151. Kraichnan R. H. Inertial ranges in two-dimensional turbulence // [Physics of Fluids](#). — 1967. — Vol. 10. — P. 1417–1423.
152. Batchelor G. K. Computation of the energy spectrum in homogeneous two-dimensional turbulence // [Physics of Fluids](#). — 1969. — Vol. 12. — P. 233–239.
153. Moffatt H. K. The degree of knottedness of tangled vortex lines // [Journal of Fluid Mechanics](#). — 1969. — Vol. 35. — P. 117–129.
154. Колесников Ю. Б., Цмнобер А. Б. Экспериментальное исследование

- двумерной турбулентности за решеткой // Известия АН СССР. Механика жидкости и газа. — 1974. — no. 4. — P. 146–150.
155. Couder Y., Basdevant C., Thome H. The appearance of solitary vortex pairs in two-dimensional turbulent wakes // Academie des Sciences Paris Comptes Rendus Serie Sciences Mathematiques. — 1984. — Vol. 299. — P. 89–94.
156. Об экспериментальных тестах (Бенчмарках) для программных пакетов, обеспечивающих расчет теплообменников в атомной энергетике / М. А. Большухин, А. Ю. Васильев, А. В. Будников et al. // Вычислительная механика сплошных сред. — 2013. — Vol. 5, no. 4. — P. 469–480.
157. Мизева И. А., Степанов Р. А., Фрик П. Г. Влияние перекрестной спиральности на каскадные процессы в МГД-турбулентности // Доклады академии наук. — 2009. — Vol. 424, no. 4. — P. 479–483.
158. Jones H., Marshall J. Convection with Rotation in a Neutral Ocean: A Study of Open-Ocean Deep Convection // [Journal of Physical Oceanography](#). — 1993. — Vol. 23. — P. 1009–1039.
159. Hadlock R. K., Hess S. L. A Laboratory Hurricane Model Incorporating an Analog to Release of Latent Heat. // [Journal of Atmospheric Sciences](#). — 1968. — Vol. 25. — P. 161–177.
160. Some experimental results on velocity and vorticity measurements in turbulent grid flows with controlled sign of mean helicity / M. Kholmyansky, E. Kit, M. Teitel, A. Tsinober // [Fluid Dynamics Research](#). — 1991. — Vol. 7. — P. 65–75.

161. Wallace J. M., Balint J.-L., Ong L. An experimental study of helicity density in turbulent flows // [Physics of Fluids A](#). — 1992. — Vol. 4. — P. 2013–2026.