

На правах рукописи

Зюзгин Алексей Викторович

**ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ
ТЕПЛОЙ КОНВЕКЦИИ В ПЕРЕМЕННЫХ
СИЛОВЫХ ПОЛЯХ**

01.02.05 - Механика жидкости, газа и плазмы

ДИССЕРТАЦИЯ

на соискание ученой степени
доктора физико-математических наук

Научный консультант:
доктор физико-математических
наук, профессор Г.Ф. Путин

Пермь - 2011

ОГЛАВЛЕНИЕ

ВВЕДЕНИЕ	4
1.1. АКТУАЛЬНОСТЬ ЗАДАЧИ И НАПРАВЛЕНИЕ ИССЛЕДОВАНИЙ.....	4
1.2. ЦЕЛЬ ИССЛЕДОВАНИЯ.....	5
1.3. НОВИЗНА, НАУЧНАЯ И ПРАКТИЧЕСКАЯ ЗНАЧИМОСТЬ РАБОТЫ.....	6
1.4. АПРОБАЦИЯ РЕЗУЛЬТАТОВ, ВОШЕДШИХ В ДИССЕРТАЦИОННУЮ РАБОТУ, И ЛИЧНЫЙ ВКЛАД АВТОРА	9
1.5. СТРУКТУРА ДИССЕРТАЦИИ.....	12
2. ВЛИЯНИЕ ВИБРАЦИЙ НА УСТОЙЧИВОСТЬ КОНВЕКТИВНЫХ ТЕЧЕНИЙ И ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ВСТРЕЧНЫХ ПОТОКОВ.....	13
2.1. КОНВЕКЦИЯ В ВЕРТИКАЛЬНОМ СЛОЕ ЖИДКОСТИ В СТАТИЧЕСКОМ СИЛОВОМ ПОЛЕ.....	13
2.2. МЕТОДИКА ОПЫТОВ В СТАТИЧЕСКОМ СИЛОВОМ ПОЛЕ	16
2.3. НЕСТАЦИОНАРНЫЕ РЕЖИМЫ КОНВЕКЦИИ В СТАТИЧЕСКОМ СИЛОВОМ ПОЛЕ.....	26
2.4. ВЛИЯНИЕ ВЫСОКОЧАСТОТНЫХ ВИБРАЦИЙ НА КОНВЕКТИВНУЮ УСТОЙЧИВОСТЬ.....	37
2.5. МЕТОДИКА ВИБРАЦИОННЫХ ЭКСПЕРИМЕНТОВ	47
2.6. КОНВЕКТИВНЫЕ ТЕЧЕНИЯ В ВЕРТИКАЛЬНОМ СЛОЕ ЖИДКОСТИ, СОВЕРШАЮЩЕМ ПРОДОЛЬНЫЕ ГОРИЗОНТАЛЬНЫЕ ВИБРАЦИИ	51
2.7. КОНВЕКТИВНЫЕ ТЕЧЕНИЯ В ВЕРТИКАЛЬНОМ СЛОЕ ЖИДКОСТИ, СОВЕРШАЮЩЕМ ПРОДОЛЬНЫЕ ВЕРТИКАЛЬНЫЕ ВИБРАЦИИ	64
3. ВЛИЯНИЕ ВИБРАЦИЙ НА УСТОЙЧИВОСТЬ МЕХАНИЧЕСКОГО РАВНОВЕСИЯ И ПАРАМЕТРИЧЕСКАЯ РЕЗОНАНСНАЯ КОНВЕКЦИЯ В ГОРИЗОНТАЛЬНОМ СЛОЕ ЖИДКОСТИ	68
3.1. ПАРАМЕТРИЧЕСКАЯ КОНВЕКЦИЯ	68
3.2. МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТОВ.....	69
3.3. ПАРАМЕТРИЧЕСКАЯ КОНВЕКЦИЯ В НАГРЕВАЕМОМ СВЕРХУ СЛОЕ ПРИ ПОПЕРЕЧНЫХ ВИБРАЦИЯХ	76
3.4. КОНВЕКТИВНЫЕ ТЕЧЕНИЯ В ПОДОГРЕВАЕМОМ СНИЗУ ГОРИЗОНТАЛЬНОМ СЛОЕ ПРИ ПОПЕРЕЧНЫХ ВИБРАЦИЯХ	87
4. ТЕПЛООБМЕН В УСЛОВИЯХ ОРБИТАЛЬНОГО ПОЛЕТА.....	90
4.1. КОНВЕКТИВНЫЕ ПРОЦЕССЫ В РЕАЛЬНОЙ НЕВЕСОМОСТИ.....	91
4.2. ОПИСАНИЕ ОБОРУДОВАНИЯ И МЕТОДИК ПРОВЕДЕНИЯ ЭКСПЕРИМЕНТОВ СО СВЕРХКРИТИЧЕСКИМИ СРЕДАМИ	97
4.3. ТЕПЛООБМЕН ПРИ ФОНОВЫХ МИКРОУСКОРЕНИЯХ	111
4.4. РЕЖИМЫ ТЕПЛООБМЕНА В ВЫСОКОЧАСТОТНОМ МИКРОГРАВИТАЦИОННОМ ПОЛЕ	114
4.5. ТЕПЛООБМЕН В ОКОЛОКРИТИЧЕСКОЙ ЖИДКОСТИ ПОД ДЕЙСТВИЕМ НИЗКОЧАСТОТНЫХ МИКРОУСКОРЕНИЙ.....	125

4.6.	СОВМЕСТНОЕ ДЕЙСТВИЕ ТЕРМО-ВИБРАЦИОННОГО И ТЕРМО-ИНЕРЦИОННОГО МЕХАНИЗМОВ КОНВЕКЦИИ.....	131
4.7.	ВЛИЯНИЕ КВАЗИСТАТИЧЕСКИХ МИКРОУСКОРЕНИЙ НА ТЕПЛООБМЕН	134
5.	НАЗЕМНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ КОНВЕКЦИИ В УСЛОВИЯХ МИКРОГРАВИТАЦИИ.....	139
5.1.	МЕТОДИКА НАЗЕМНОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ КОНВЕКЦИИ В РЕАЛЬНОЙ НЕВЕСОМОСТИ	139
5.2.	РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЯ ТЕПЛООБМЕНА ОТ ТОЧЕЧНОГО ИСТОЧНИКА ТЕПЛА ИЛИ ХОЛОДА В ПОЛЕ ПЕРЕМЕННЫХ ИНЕРЦИОННЫХ УСКОРЕНИЙ.....	146
6.	АКТИВНОЕ УПРАВЛЕНИЕ СОСТОЯНИЕМ КОНВЕКТИВНОЙ СИСТЕМЫ	154
6.1.	УПРАВЛЕНИЕ КОНВЕКТИВНОЙ УСТОЙЧИВОСТЬЮ.....	154
6.2.	МЕТОДИКА ПРОВЕДЕНИЯ ЭКСПЕРИМЕНТА	162
6.3.	УПРАВЛЕНИЕ УСТОЙЧИВОСТЬЮ МЕХАНИЧЕСКОГО РАВНОВЕСИЯ.....	175
6.4.	ВЛИЯНИЕ ОСЛОЖНЯЮЩИХ ФАКТОРОВ НА ЭФФЕКТИВНОСТЬ УПРАВЛЕНИЯ.....	182
6.5.	УПРАВЛЕНИЕ УСТОЙЧИВОСТЬЮ КОНВЕКТИВНЫХ ТЕЧЕНИЙ	186
	ЗАКЛЮЧЕНИЕ	190
	СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ.....	193

ВВЕДЕНИЕ

1.1. Актуальность задачи и направление исследований

Тепловая конвекция широко распространена и часто бывает определяющей в технологических и природных процессах. Зачастую это явление протекает в нестационарных условиях, в частности, при изменении по величине и направлению силовых полей. Более того, модуляция таких полей может генерировать конвективные потоки вибрационной или параметрической резонансной природы. Это делает важным изучение условий возникновения и пространственно-временной эволюции гравитационно-конвективных, вибро-конвективных и резонансных течений. Устойчивый интерес к задачам этого круга вызван развитием космических технологий, поскольку быстроменяющиеся инерционные и остаточные гравитационные ускорения в условиях орбитального полета могут определять динамику тепло- и массообмена в стратифицированных по плотности средах. В настоящее время исследования в этом направлении проводятся очень интенсивно и составляют содержание целого ряда научных журналов и серий международных конференций. Отметим также, что изменение силовых полей может оказывать управляющее влияние на эволюцию конвективных систем, и это направление исследований является перспективным как с точки зрения определения общетеоретических закономерностей, так и многочисленных технологических приложений. Представляемая работа, в которую вошли результаты экспериментальных исследований, проведенных в 1989–2011 гг., содержит постановку и экспериментальное решение широкого класса задач по исследованию конвективных процессов в переменных по величине и направлению силовых полях и управлению ими.

Работа проводилась по проектам и грантам “Университеты России” (1992), Международного научного фонда MF 5000 (1993), Европейского Союза INTAS-94-529, Миннауки РФ (1995), Поддержки ведущих научных

школ 96-15-96084, 00-15-00112, Федеральной целевой программы “Интеграция” № 97-03, 1997-98, Международного научно-технического центра полезной нагрузки космических объектов (1998), проектам Минобразования РФ (1992, 1994, 1996, 2000), Российского фонда фундаментальных исследований 01-02-96479, 04-02-96038, 06-08-00754-а (2001-2007).

Изучению тепловой конвекции посвящена обширная литература. Вопросы вибрационной конвекции и параметрические резонансные эффекты в тепловой гравитационной конвекции, рассматриваемые в диссертации, примыкают к тематике монографий [1, 2, 3], написанных основателями и представителями Пермской гидродинамической школы. Конвекция в невесомости рассматривается, в частности, в монографиях [4, 5]. Теплообмен околокритических сред в условиях микрогравитационной обстановки орбитального полета описывается в [6]. Вопросы управления с обратной связью обсуждаются в [7, 8, 9]. В связи с наличием столь подробной литературы, в диссертации, как правило, будут указываться лишь пионерские работы, а также публикации, не вошедшие в приведенные монографии, либо увидевшие свет после выхода этих монографий из печати.

1.2. Цель исследования

Целью диссертационной работы является экспериментальное исследование устойчивости механического равновесия и конвективных течений неизотермических жидкостей, находящихся в переменных инерционных полях и в условиях реальной невесомости орбитального космического полета, а также управляющего воздействия изменяющегося силового поля на состояние конвективной системы.

1.3. Новизна, научная и практическая значимость работы

Научная новизна работы заключается в проведении экспериментов по реализации и исследованию вибрационной и параметрической конвекции, поэтапного перехода к хаотическому режиму гравитационной конвекции в простых системах, конвекции в невесомости, автоматического управления конвекцией. При этом впервые:

- экспериментально исследована конвективная неустойчивость подъемно-опускного течения в вертикальном слое жидкости в режиме развитого взаимодействия температурных волн, обнаружен переход к хаосу через последовательность нестационарных режимов;
- экспериментально исследованы устойчивость и надкритические течения в вертикальном слое при совместном действии статического гравитационного и вибрационного механизмов конвекции, обнаружены термо-вибрационная мода неустойчивости, а также стабилизирующие и хаотизирующие эффекты;
- экспериментально реализован эффект стабилизации статически неустойчивого механического равновесия горизонтального слоя неизотермической жидкости высокочастотными вертикальными вибрациями;
- экспериментально реализованы параметрические резонансные конвективные течения при модуляции поля тяжести инерционными ускорениями;
- предложена программа и проведено наземное сопровождение экспериментов с французскими приборами “ALICE-1” и “ALICE-2” по изучению процессов теплообмена в окрестности термодинамической критической точки во время полета орбитальной станции “Мир”. Исследована фоновая

микрогравитационная обстановка и реализованы контролируемые микроускорения с помощью поступательных и качательных вибраций, а также вращения станции. Обнаружены и описаны осредненное вибро-конвективное движение, низкочастотные инерционные конвективные колебания и течения, вызванные квазистатической компонентой микроускорений. Изучено влияние этой компоненты на структуру вибро-конвективных движений;

- проведено наземное моделирование течений применительно к условиям реальной невесомости и воспроизведены эффекты, полученные в орбитальных опытах;
- экспериментально реализован эффект динамической стабилизации механического равновесия в термосифоне методом автоматического управления с обратной связью;
- экспериментально исследовано управление устойчивостью течений в прямоугольном термосифоне и подавление хаоса с помощью отрицательной обратной связи;
- экспериментально определено влияние осложняющих факторов – шума в сигнале, поступающего на вход управляющей подсистемы, и запаздывания управляющего воздействия на достижение цели динамического управления. Обнаружено, что шум и запаздывание вызывают снижение эффективности управления и могут сделать его цель недоступной, генерируя колебательный режим конвективной циркуляции. С другой стороны, переменное время запаздывания позволяет осуществлять интеллектуальный режим управления с повышенной эффективностью.

Достоверность экспериментальных результатов обеспечивается использованием апробированных современных методов измерения и обработки данных, детальной проработкой методических вопросов,

подробным анализом погрешностей и хорошей воспроизводимостью результатов. В тех задачах, для которых имеются теоретические результаты, наблюдается их согласие с экспериментальными данными автора.

Полученные в работе систематические экспериментальные результаты имеют фундаментальное значение для понимания общих закономерностей термо-гидродинамических систем в переменных силовых полях, условий возникновения и пространственно-временной эволюции гравитационно-конвективных течений при воздействии переменных инерционных ускорений, таких как в условиях космического полета. Большая часть задач, изучаемых в работе, непосредственно связана с подготовкой экспериментов по гидромеханике невесомости и их наземной проработкой, а также с лабораторным моделированием конвекции и теплообмена в технологических процессах и устройствах, в задачах физики атмосферы и океана.

Результаты экспериментальных исследований использовались в Институте проблем механики РАН, Институте прикладной математики РАН, Институте механики сплошных сред УрО РАН, Ракетно-космической корпорации “Энергия”, Центральном научно-исследовательском институте машиностроения, Международном научно-техническом центре полезной нагрузки космических объектов, Пермском государственном университете, Пермском государственном педагогическом университете. На основании результатов диссертации составлены заявка и техническое задание на космический эксперимент “Управление режимами теплообмена в условиях микрогравитации” на Российском сегменте Международной космической станции (шифр “Конкон” – контроль конвекции), одобренные Советом по космосу РАН в 2011 году. Результаты диссертации использовались при создании программы экспериментов “Крит” и разработке прибора по изучению теплообменных процессов в гравитационно-чувствительных околокритических средах на Российском сегменте Международной космической станции.

Материалы диссертации используются в лекциях и лабораторных практикумах “Гидромеханика невесомости”, “Динамика жидкостей с особыми свойствами” и “Конвекция в замкнутых объемах” для студентов 3 – 5 курсов физического факультета по специализациям “Физическая гидродинамика” и “Теоретическая физика”, а также “Физика атмосферы и океана” для студентов специализации “Метеорология” 3 курса географического факультета Пермского государственного университета.

1.4. Апробация результатов, вошедших в диссертационную работу, и личный вклад автора

Все основные результаты диссертации опубликованы в 69 печатных работах, в том числе в 10 журнальных статьях (из них 8 – список ВАК), в 6 статьях в периодических университетских сборниках, в 7 статьях в трудах и материалах международных конференций, в 14 статьях в университетских и академических сборниках и 32 тезисах.

Результаты работы докладывались на 1th International Symposium “Physical Problems of Ecology” (Izhevsk, 1992); 8th European Symposium on Materials and Fluid Sciences in Microgravity (Brussels, 1992); International Workshop “Non-Gravitational Mechanisms of Convection and Heat/Mass Transfer” (Zvenigorod, 1994); 1, 11, 12, 13 Международных зимних школах по механике сплошных сред, УрО РАН (Пермь, 1995, 1997, 1999, 2003); Xth European and VIth Russian Symposium on Physical Sciences in Microgravity (St. Peterburg, 1997); Международных симпозиумах по устойчивости течений гомогенных и гетерогенных жидкостей (Новосибирск, 1996, 1998); 1 и 2 Российских конференциях по космическому материаловедению (Калуга, 1999, 2003); VII Российском симпозиуме “Механика невесомости. Итоги и перспективы фундаментальных исследований гравитационно-чувствительных систем” (Москва, 2000); International Symposium “International Scientific Cooperation onboard Mir” (Lyon, 2001); Международных школах “Нелинейные задачи теории гидродинамической

устойчивости”, МГУ (Москва, 2000, 2002); 41st AIAA Aerospace Science Meeting and Exhibit (Reno, 2003); 34th COSPAR Scientific Assembly the Second World Space Congress (Houston, 2002); International Conference on Advanced Problem in Thermal Convection (Perm, 2003); 35th Committee on Space Research (COSPAR) Scientific Assembly (Paris, 2004); 2nd International Symposium on Physical Sciences in Space held jointly with Spacebound 2004 (Toronto, 2004); ASME Summer Heat Transfer Conference (San-Francisco, 2005); 5 Международном аэрокосмическом конгрессе IAC'06 (Москва, 2006); International Symposium “Science on the European Soyuz Missions and the International Space Station (2001-2005)” (Toledo, 2006), а также на Пермском городском гидродинамическом семинаре (1998, 2004, 2011), семинаре “Механика невесомости и гравитационно-чувствительные системы” ИПМех РАН (2002, 2009), семинарах ИТ СО РАН (1998), ИМСС УрО РАН (1996) и кафедры теплообмена МЭИ (2009).

Личный вклад автора в ключевые публикации по теме диссертации. В работах [12, 14-16, 20] автору принадлежат постановка задачи в экспериментальной части, конструкция и изготовление вибростенда, конвективной камеры и лабораторной установки и результаты экспериментов. В [99, 100, 102] диссертант непосредственно участвовал в постановке задачи, изготовлении конвективных ячеек и лабораторной установки, проведении исследований и обработке результатов. В цикле работ [72, 137, 140-145, 151, 156, 162, 163] космонавт С.В. Авдеев проводил эксперименты на борту ОК “Мир”; сотрудники РКК “Энергия” А.И. Иванов, А.В. Калмыков, М.М. Максимова обеспечивали проведение орбитальных экспериментов; сотрудники аэрокосмического агентства и научных институтов Франции В. Zappoli, D. Beysens, Y. Garrabos, T. Frohlich обеспечивали выполнение российской научной программы на французском оборудовании серии “ALICE”, размещенном на ОК “Мир”; проф. В.В. Сазонов (ИПМат РАН) исследовал микрогравитационную обстановку и предоставлял данные для восстановления квазистатического ускорения по

телеметрической информации; проф. В.И. Полежаев (ИПМех РАН) и его группа (В.М. Емельянов, А.А. Горбунов, Е.Б. Соболева, С.А. Никитин, А.К. Леднев) проводили численное моделирование задачи, участвовали в постановке экспериментальной задачи и обработке данных; сотрудники ЦНИИМАШ В.Л. Левтов и В.В. Романов обеспечивали использование электродинамического вибратора в комплексе “ALICE-2” – “Дакон”; проф. Г.Ф. Путин, И.А. Бабушкин, А.Ф. Глухов (ПГУ) обеспечивали работу в орбитальной экспериментальной установке датчика конвекции “Дакон”, участвовали в постановке задачи, проведении экспериментов и обработке результатов; а автор принимал участие в постановке задачи, создании алгоритма проведения опытов, написании программы работы оборудования “ALICE”, наземном сопровождении экспериментов, анализе микрогравитационной обстановки во время проведения опытов по данным акселерометров “ALICE”; автору принадлежат выделение характерных режимов микроускорений во время опытов с приборами “ALICE-1” и “ALICE-2”, восстановление квазистатической компоненты микроускорений в привязке к плоскости конвективной ячейки, привязка видеозаписей характерных режимов теплообмена в околокритической жидкости к микрогравитационной обстановке, измерение пространственно-временных характеристик термо-вибрационных и термо-инерционных конвективных движений, наземное моделирование; соавторы публикаций студенты физического факультета ПГУ А.В. Иванов, Н.Г. Иванова, А.В. Чудинов, А.Ф. Харисов, К.В. Половинкин, С.М. Кузнецов под руководством автора выполняли анализ данных и наземное моделирование в рамках дипломных проектов. В серии статей [151, 156, 162, 226] автору принадлежат постановка задачи о наземном моделировании конвективных процессов, происходящих в реальной невесомости, разработка методики лабораторного моделирования, конструкция вибростенда, конвективных ячеек, лабораторной установки и результаты исследования. В работах [235, 237, 240, 241] автору принадлежит постановка экспериментальной части задачи, конструкция лабораторной

установки, диссертант руководил созданием программного обеспечения автоматической установки, проведением экспериментальных исследований и обработкой их результатов.

Таким образом, во всех вошедших в диссертацию экспериментальных исследованиях автор принимал непосредственное участие в постановке задач, ему принадлежат конструкции вибростендов и конвективных ячеек, он проводил или руководил проведением экспериментов. Обработка и анализ экспериментальных данных осуществлялись либо автором, либо при его непосредственном участии.

1.5. Структура диссертации

Диссертация состоит из 6 глав и заключения и содержит 229 страниц текста, 122 рисунка и список литературы, включающий публикации автора по теме диссертации (72 наименования) и цитированную литературу (222 наименования).

2. ВЛИЯНИЕ ВИБРАЦИЙ НА УСТОЙЧИВОСТЬ КОНВЕКТИВНЫХ ТЕЧЕНИЙ И ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ВСТРЕЧНЫХ ПОТОКОВ

В данной главе рассматривается задача о влиянии высокочастотного вибрационного поля на устойчивость конвективного течения жидкости. В качестве модели был выбран вертикальный слой жидкости, обогреваемый с одной широкой стороны и охлаждаемый с другой. Слой, как целое, совершал продольные периодические колебания в горизонтальном или вертикальном направлениях. Такой выбор ориентаций вибрационного воздействия обусловлен тем, что дает возможность изучить как вибрационные эффекты, нарушающие устойчивость основного течения, так и взаимодействие термо-гравитационного и термо-вибрационного механизмов конвективной неустойчивости. Поскольку нестационарные режимы термо-гравитационной конвекции в вертикальном слое жидкости исследованы недостаточно подробно, особенно экспериментально (см. параграф 2.1), то на первом этапе работ было проведено изучение надкритических течений в статическом поле тяжести [10-16].

Результаты по влиянию переменных инерционных ускорений на конвективные движения опубликованы в [17-28].

2.1. Конвекция в вертикальном слое жидкости в статическом силовом поле

Классическая задача о тепловой конвекции жидкости в плоском вертикальном слое между изотермическими пластинами, нагретыми до разной температуры, привлекает внимание исследователей, начиная с пионерских работ Гершуни [28] и Бэтчелора [29].

Как известно, в такой системе возникает подъемно-опускное конвективное течение. В случае если слой имеет бесконечную протяженность, что часто предполагается в теоретических исследованиях как

удобная идеализация, основное течение имеет плоско-параллельный характер.

В работах разных авторов было показано, что в такой системе существует два механизма неустойчивости основного течения: монотонная гидродинамическая неустойчивость, проявляющая себя при значениях числа Прандтля $Pr < 12.5$ [2] и приводящая к появлению стационарных вторичных движений [30, 31, 32], и колебательная неустойчивость [33, 34], связанная с температурными возмущениями и приводящая при $Pr > 12.5$ к бегущим тепловым волнам [35, 36]. Если неустойчивость первого типа исследована достаточно подробно как в теоретическом, так и в экспериментальном плане, то в исследованиях волновых структур, возникающих в жидкостях с высоким числом Прандтля, до сих пор остается немало нерешенных вопросов.

Остановимся на некоторых трудностях, с которыми сталкиваются исследователи при теоретическом изучении данной проблемы. Если линейная задача устойчивости основного течения по отношению к волновым возмущениям решена полностью в работах [33, 34], то уже при исследовании плоских надкритических движений проявила себя следующая проблема [35, 36, 37]: в силу малости величины инкремента возмущений в области неустойчивости времена установления предельного колебательного режима велики настолько, что проведение исследования основных бифуркаций, динамики и структур движений было невозможно технически. Исследований же трехмерных нестационарных течений, насколько нам известно, вообще не существовало. Работа [16], в которой автору принадлежит экспериментальная часть, призвана восполнить этот пробел.

Теперь отметим трудности, возникающие при экспериментальном исследовании тепловой неустойчивости в плоском вертикальном слое. Как отмечается в [2], для ее наблюдения особое значение приобретает требование достаточной высоты слоя. Очевидно, что для развития возмущения необходимо, чтобы характерное время нарастания возмущений, которое можно оценить как $1/\lambda_{\text{rmax}}$ (λ_{rmax} - получаемое из линейного анализа

максимальное значение инкремента в области неустойчивости при фиксированном значении волнового числа, соответствующего минимуму нейтральной кривой), было меньше времени L/c прохождения волны по каналу, где L – высота слоя, c – фазовая скорость волны. В безразмерном виде получим неравенство

$$\Delta > Ra_g^* \frac{c}{2\lambda_{r\max}}$$

где Ra_g^* – критическое значение числа Рэлея, при котором основное течение теряет устойчивость, а $\Delta = L/h$ – относительная высота слоя в калибрах. Здесь $Ra_g = g_0\beta\Theta h^3/\nu\chi$; Θ – перепад температур на границах слоя жидкости; ν , χ , β – коэффициенты кинематической вязкости, температуропроводности и теплового расширения; h – толщина слоя; g_0 – ускорение поля тяжести Земли. Оценки показывают, что, например, часто используемый в качестве рабочей жидкости спирт, число Прандтля $Pr = \nu/\chi$ для которого равно 14, требует нереально высокого значения $\Delta \sim 10^3$. Это означает, что наблюдаемые обычно в спирте вторичные колебательные движения являются "переходными", в том смысле, что возмущения во встречных потоках не успевают развиться до состояния взаимодействия между собой. Действительно, в экспериментальной работе [38] наблюдалось вторичное движение в виде двух невзаимодействующих систем валиков, бегущих вдоль стенок вверх и вниз. С другой стороны, модельное предположение о бесконечности вертикального слоя подразумевает такое взаимодействие. В результате численного моделирования [35] была получена структура в виде пульсирующих в противофазе вихрей, расположенных на границе встречных потоков.

Перейдем к другой трудности экспериментального моделирования конвекции в вертикальном слое. Фиксируя толщину слоя и перебирая жидкости с все большим значением числа Прандтля, мы получим, что для достижения порога неустойчивости необходимо прикладывать все большую

разность температур: $\Theta = Ra_g * \chi \nu / g_0 \beta h^3$. Поэтому обычно выбирают толщину слоя, достаточную для достижения порога неустойчивости основного течения ([38] – $Pr = 100$, $h = 10$ мм, [39] – $Pr = 10^3$, $h = 10-50$ мм, [40] – $Pr = 480$, $h = 10$ мм). Это, однако, приводит к возникновению течений погранслоного типа - с резко развитыми движениями вдоль стенок и слабо взаимодействующей с ними массой жидкости, расположенной посередине слоя.

Таким образом, для экспериментального изучения сильно взаимодействующих колебательных возмущений, развивающихся в подъемном и опускном течениях, необходимо выбрать жидкость из ограниченного диапазона чисел Прандтля: $20 < Pr < 40$. В качестве такой жидкости в данной работе использовался керосин, $Pr = 26$, удовлетворяющий требованиям, изложенным выше. При этом относительная высота слоя Δ должна выбираться из диапазона $\Delta > 50$.

2.2. Методика опытов в статическом силовом поле

Конвективная камера (см. рис. 2.1) представляла собой плоскую вертикальную полость 1, заключенную между двумя изотермическими теплообменниками. Один из теплообменников выполнялся из дюралюминиевой пластины 2 толщиной 1 см, а другой из прозрачного органического стекла 3. Прозрачный теплообменник изготавливался из двух листов органического стекла толщиной 0.3 см с зазором между ними в 1 см.

С узких боковых сторон слой ограничивался рамкой из органического стекла 4 с размерами $300 \times 80 \times 4.0 \text{ мм}^3$ или $300 \times 80 \times 6.0 \text{ мм}^3$, которая задавала геометрические параметры полости. Собранный таким образом конвективная камера имела отношение сторон $\Delta = 75$ или $\Delta = 50$ соответственно, что удовлетворяет оценке $\Delta > 50$, сделанной в параграфе 2.1. Для исследования сильно развитых режимов конвекции, организованных вдоль всего слоя, была создана конвективная камера с размерами рабочей полости

$1180 \times 150 \times 3.5 \text{ мм}^3$, при этом относительная высота слоя составляла $\Delta = 3.4 \cdot 10^2$. При этом один из теплообменников выполнялся из дюралюминиевой пластины 2 размерами $1230 \times 200 \times 20 \text{ мм}^3$, а другой из прозрачного силикатного стекла 3 размерами $1210 \times 180 \times 5 \text{ мм}^3$.

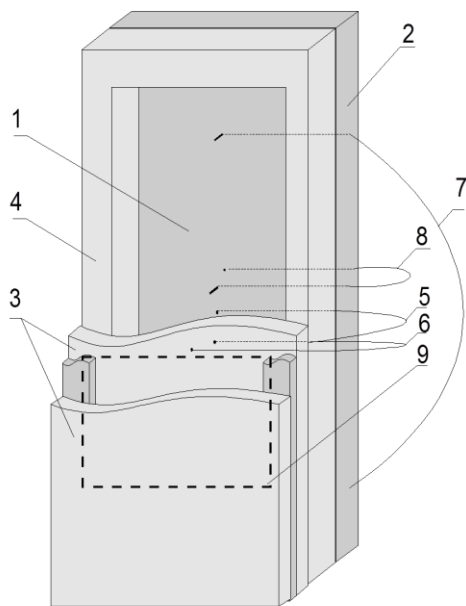


Рис. 2.1. Схема конвективной камеры

Детали 2-4 склеивались эпоксидным клеем и стягивались винтами, теплоизолированными от конвективной камеры фторопластовыми трубочками и шайбами. Задняя поверхность металлического теплообменника закрывалась пластиной из пенополипропилена толщиной 1 см. Этим уменьшался паразитный тепловой поток по соединительным винтам от одного теплообменника к другому и теплоотдача с

задней стенки металлического теплообменника в окружающую среду.

Для заливки рабочей жидкости в рамке 4 высверливались отверстия, куда клеивались латунные трубки внешним диаметром 3 мм. Верхнее отверстие располагалось в наивысшей точке верхнего горизонтального участка рамки, чтобы облегчить удаление пузырьков воздуха при заливке рабочей жидкости. На трубки надевались тонкие фторопластовые шланги, которые после заполнения полости рабочей жидкостью перегибались и фиксировались проволоочным кольцом.

В качестве рабочей жидкости использовался керосин Т-1. Его параметры при температуре $T = 20^\circ \text{C}$ имеют следующие значения $\nu = 1.82 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с}$, $\chi = 0.701 \cdot 10^{-7} \text{ м}^2/\text{с}$, $\beta = 0.955 \cdot 10^{-3} \text{ 1/K}$; плотность $\rho = 0.819 \cdot 10^3 \text{ кг/м}^3$.

Разность температур Θ между границами слоя жидкости задавалась с помощью цифровых струйных криотермостатов KRIO-VT-01, которые

прокачивали жидкость по каналам теплообменников. Неизотермичность теплообменников была проверена при температуре окружающей среды $24\text{ }^{\circ}\text{C}$ и составила при температурах нагрева T_n следующие значения: $T_n = 30\text{ }^{\circ}\text{C} - 0,9\%$, при $T_n = 40\text{ }^{\circ}\text{C} - 1,7\%$, при $T_n = 50\text{ }^{\circ}\text{C} - 3,1\%$.

На предельную величину Θ накладывают ограничения температурная стойкость конструкционных материалов и рабочей жидкости. При больших Θ свойства керосина (прежде всего вязкость) в охлажденной и нагретой областях будут отличаться настолько сильно, что сделаются затруднительными как интерпретация экспериментальных данных, так и их сопоставление с теорией. Так как в теоретических исследованиях большинство параметров полагаются неизменными, а величина, температурная зависимость которой порождает конвекцию - плотность - считается изменяющейся незначительно. По этим причинам в описываемой лабораторной установке максимальный перепад температур ограничивался 50 K . При этом вязкость керосина в наиболее горячих и холодных областях рабочего объема различалась в 2 раза. С теоретической точки зрения результаты, полученные при столь высоких значениях Θ , следует считать носящими скорее иллюстративный, нежели количественный характер. Это, однако, не снижает практической ценности результатов, поскольку в различных технических устройствах наиболее важными представляются именно данные о конвективном теплообмене при высоких разностях температур.

Для проведения визуальных наблюдений за структурами конвективных движений в рабочую жидкость добавлялись светорассеивающие частицы алюминиевой пудры. Такие частицы легко увлекаются потоком и, имея сильно зависящий от ориентации коэффициент отражения, позволяют наблюдать как картину движения в целом, так и траектории отдельных частиц. Наблюдения проводились при рассеянном освещении, либо с использованием светового ножа. Для этого слой жидкости освещался через узкие прозрачные торцы рамки 4 развернутым в вертикальной плоскости

лучом лазера. Визуализированные такими методами конвективные структуры фиксировались видеокамерой.

При изучении устойчивости основного движения и структуры нестационарных режимов конвекции в однородной жидкости нами, как одна из основных, использовалась методика визуализации течений, заключающаяся в примешивании к рабочей жидкости алюминиевой пудры. Поэтому было проведено изучение влияния концентрации твердой примеси на устойчивость конвективного течения.

Интерес к тепломассопереносу в неоднородной среде, состоящей из жидкости, несущей небольшие твердые частицы, появился в связи с многочисленными технологическими приложениями и идеей управления теплообменом в среде с помощью добавки твердой примеси.

Одной из проблем, которая подробно изучалась как экспериментально [41], так и теоретически [42], был теплоперенос в турбулентном потоке, несущем твердые частички. В рамках этой задачи внимание исследователей обычно было сконцентрировано на изучении влияния примеси на усредненные тепловые характеристики среды, их зависимость от размеров, объемной и массовой концентрации частичек, теплофизических свойств неоднородной среды.

В отличие от изучения теплопереноса в турбулентных двухфазных потоках, смежная задача о конвективной устойчивости течения, несущего твердую примесь, не привлекла достаточного внимания. Известно, однако, что мелкие частицы алюминиевой пудры, табачного дыма и др. часто применяются для визуализации течений (см., например, [43, 44, 45]). Уже по этой причине естественно возникает вопрос о влиянии примеси на структуру и устойчивость конвективного течения. В теоретических работах [46, 47] был предпринят анализ конвекции в запыленной среде. Однако их существенным недостатком является то, что модель, примененная для анализа устойчивости основного течения в вертикальном слое между изотермическими параллельными пластинами, была получена в рамках непоследовательно

проведенного приближения Буссинеска. В теоретической работе [48] проведен вывод уравнений тепловой конвекции в неоднородной среде, состоящей из жидкости и твердой примеси на основе обобщенных приближений Буссинеска. Дестабилизирующее влияние примеси показано в [49]. В работе [15], где автору принадлежит экспериментальная часть, решена конкретная задача о линейной устойчивости основного течения суспензии керосин - алюминиевая пудра в плоском вертикальном слое.

В качестве примеси в известный объем керосина, необходимый для заполнения полости конвективной камеры, добавлялось контролируемое по весу количество алюминиевой пудры. Поэтому естественным параметром, определяющим соотношение фаз суспензии, служила массовая концентрация твердой примеси, т.е. величина, равная отношению массы твердого компонента к объему смеси.

Поскольку плотности керосина и алюминиевой пудры различаются более чем в три раза, то это может привести к неконтролируемому изменению концентрации твердой примеси в рабочей жидкости во время проведения опытов из-за осаждения некоторого количества частиц на дно конвективной камеры под действием силы тяжести. Кроме этого, в алюминиевой пудре, как правило, присутствует некоторое количество воды. Это приводит к тому, что взвешенная в керосине пудра слипается, образуя агрегаты, на порядок превышающие по своим размерам исходные частички. Таким образом, усиливается эффект седиментации. Для уменьшения влияния описанных факторов использовалась следующая методика приготовления рабочих суспензий. Сначала алюминиевая пудра прокаливалась в течение нескольких часов для удаления влаги. Затем примесь добавлялась в рабочую жидкость и проводилась сепарация гетерогенной смеси путем осаждения тяжелой компоненты в поле тяжести. Во всех опытах использовалась фракция со временем сепарации 2 мин. Это приводило к тому, что оставшиеся в рабочей смеси частички твердой примеси легко увлекались потоком жидкости, и в процессе опытов не было обнаружено заметного

накопления пудры на дне конвективной камеры. Для предупреждения осаждения твердой компоненты в случае отсутствия течения, суспензия заливалась в рабочую полость конвективной камеры при небольшом заданном на перепаде температур между теплообменниками.

Для измерения массовой концентрации алюминиевой пудры из одного листа промокательной бумаги точно по шаблону вырезались два фильтрующих элемента равной массы. Затем через один из них пропускался известный объем рабочей суспензии, а через другой - такой же объем чистого керосина. После просушивания в течении суток фильтрующие элементы взвешивались на аналитических весах

с точностью 0.1 мг. Разность масс этих элементов, отнесенная к объему подвергшейся фильтрации гетерогенной смеси, давала массовую концентрацию твердой примеси C . Использование двух фильтрующих элементов позволяло избежать влияния осевших в них медленно испаряющихся компонентов керосина на результаты измерения массы

твердой примеси. Описанная методика позволяла определять массовую концентрацию C с погрешностью в 0.1%. Та часть суспензии, которая не подвергалась фильтрации, использовалась в качестве рабочей жидкости.

Результаты экспериментов приведены на фрагменте рис. 2.2 в плоскости параметров: критическое число Рэлея Ra_g^* – массовая концентрация примеси C . Значения, лежащие на оси $C=0$ соответствуют случаю отсутствия примеси в рабочей жидкости. По достижении числом Рэлея критического значения $Ra_g^* = (5.1 \pm 0.3) \cdot 10^4$ устойчивость подъемно-опускного течения пороговым образом нарушалась, и в слое возникал надкритический колебательный режим. Точки на графике зависимости

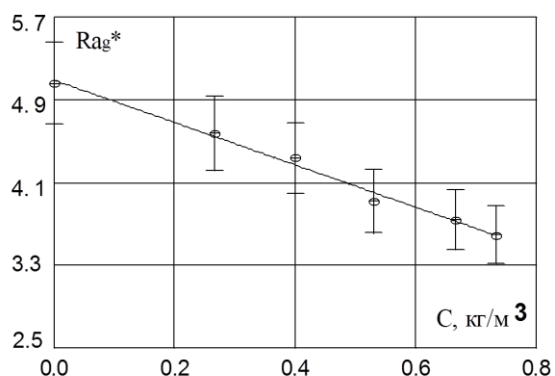


Рис. 2.2. Снижение устойчивости основного течения при росте концентрации твердой примеси

соответствуют кризису устойчивости подъемно-опускного движения и возникновению колебательной неустойчивости в случае присутствия примеси. Структура нестационарного течения представляет собой систему горизонтальных продольных валов, расположенных на границе раздела встречных потоков. Интенсивность соседних вихрей изменяется в противофазе. Это движение, сходное с возникающим в случае отсутствия примеси, подробно описано в параграфе 2.3. При превышении массовой концентрацией примеси значения $C = 0.8 \text{ кг/м}^3$ в вертикальном слое беспороговым образом возникал существенно иной тип движения, обусловленный термо-концентрационным механизмом конвекции. В нижней части полости появлялись зоны накопления примеси, которые стекали на дно камеры. Таким образом, можно заключить, что в исследованном диапазоне параметров задачи твердая примесь оказывает существенное влияние на конвективное движение, понижая его устойчивость по отношению к нестационарному режиму течения. В то же время, малая ($C < 0.8 \text{ кг/м}^3$) концентрация алюминиевой пудры не оказывает заметного влияния на структуру вторичного режима. Полученные данные качественно согласуются с теоретическими результатами работы [15].

Отметим, что в описанных ниже экспериментах тепловые измерения проводились в опытах с чистой жидкостью. Для визуализации структуры течений применялась такая массовая концентрация алюминиевой пудры, которая понижала порог устойчивости основного течения не более чем на 6%.

Наблюдения за структурой течений и их видеосъемка проводились через прозрачный теплообменник. Зона захвата изображения в камерах с $\Delta = 75$ или $\Delta = 50$ обозначена цифрой 9 на рис. 2.1, а с $\Delta = 3.4 \cdot 10^2$ составляла всю полость или последовательные по высоте прямоугольные фрагменты. Для повышения контрастности изображения граничащая с рабочей полостью стенка второго, металлического теплообменника окрашивалась в черный цвет. Такой выбор материалов для изготовления теплообменников приводил

к разнице в тепловых условиях на границах вертикального слоя жидкости. Задача, относящаяся к асимметричному случаю, при котором одна из границ слоя является идеально проводящей, а другая теплоизолированной, решена в [50]. Показано, что такие граничные условия нарушают симметрию задачи и оказывают влияние на порог устойчивости основного течения. Для используемой в эксперименте рабочей жидкости $Pr = 26$, более опасной становится волна, распространяющаяся вдоль изотермической стенки и понижающая порог неустойчивости на 10%. Поскольку стенка рабочей полости из органического стекла в нашей конвективной камере не является, строго говоря, теплоизолированной, то влияние разных тепловых условий на границах на порог устойчивости не превышало указанного выше значения.

Для определения теплопередачи через полость дифференциальными медь-константановыми термопарами 5 и 6 измерялись разность температур между вертикальными границами слоя жидкости Θ и перепад Θ_T на твердой прокладке соответственно. Спаи термопары 5 диаметром 0.02 см размещались в стенках теплообменников на половине высоты слоя. Спаи термопары 6, того же диаметра, находились на границах стенки прозрачного теплообменника, примыкающей к рабочей полости.

Неоднородность температуры слоя жидкости в вертикальном направлении, возникающая в силу замкнутости полости, измерялась термопарой 7 со спаями, выставленными в слой на 1.5 мм в верхней и нижней частях кюветы на расстоянии 250 мм друг от друга. Во всех экспериментальных реализациях горизонтальный градиент температуры на три и более порядка превышал вертикальный, который поднимал порог устойчивости подъемно-опускного течения не более чем на 12%. Поскольку вертикальная стратификация нарастает с увеличением параметра Ra_g , то ее влияние на устойчивость следующих по числу Рэлея режимов течений может оказаться более существенным [51, 52, 53]. Однако во всех опытах параметр, отвечающий за устойчивую стратификацию, был в несколько раз меньше

значения, необходимого для возникновения монотонной тепловой моды в жидкости с числом Прандтля $Pr = 26$ [2, 39].

Известно, что при подъемно-опускном течении существует линейный профиль температуры поперек слоя. За развитие неустойчивости отвечают тепловые возмущения волнового типа. Поэтому для обнаружения кризиса устойчивости основного течения и получения амплитудно-частотных характеристик надкритических колебаний использовалась константан-манганиновая дифференциальная термопара 8. Один из спаев этой термопары (с диаметром 0.01 см и длиной 0.01 см) был выставлен в полостях ($\Delta = 50$ или $\Delta = 75$) из металлического теплообменника на четверть толщины слоя ($h/4$) в средней части кюветы на половине ее высоты, а другой спай размещен в этом же теплообменнике. Пульсации температуры внизу, посередине и вверху слоя жидкости ($\Delta = 3.4 \cdot 10^2$) измерялись гребёнкой из трех дифференциальных медь-константановых термопар с общим спаем, располагающимся в дюралюминиевой пластине 3, в центральной её части, на глубине 1 см. Нижний и верхний измерительные спаи находились на расстоянии 10 см от нижней и верхней границы слоя соответственно, и на расстоянии 98 см друг от друга. Это давало возможность измерять неоднородность температуры слоя жидкости в вертикальном направлении, возникающую в силу замкнутости полости. Средний спай термопары располагался на пересечении центральных вертикального и горизонтального сечений кюветы.

Поскольку в данной задаче неустойчивость развивается в потоке, то в дальнейшем все ее амплитудные характеристики приведены для измерений на полувысоте слоя. Усиленный сигнал термопары поступал на цифровой вольтметр Ф-283, используемый как аналогово-цифровой преобразователь, и затем считывался персональным компьютером. В части опытов в качестве устройства сбора данных использовался прибор Термодат - Т38Б1. Максимально использовавшаяся чувствительность измерительного комплекса составляла 0.003 К, а максимальная частота измерений 18 Гц.

Уровень шума измерительного тракта не превышал 10^{-4} К. Анализ переменной составляющей сигнала термопары 8 позволял судить об амплитудных и частотных характеристиках вторичных конвективных движений. Однако полученный в результате быстрых преобразований Фурье спектр содержит, помимо пиков, отвечающих присутствующим в сигнале гармоникам, еще и пики, определяющиеся суммами и разностями частот этих гармоник. Интерпретировать такие спектры с точки зрения появления в развертке по времени новых гармоник, обусловленных сменой режима конвекции, трудно. Поэтому для изучения динамических свойств конвекции из записи термопары 8 методом запаздывания [54] восстанавливался фазовый портрет системы.

Как известно, этот метод позволяет восстановить характерный динамический режим конвекции в фазовом пространстве по одной реализации по времени. Размерность структур в фазовом пространстве оценивалась методом SVD (singular value decomposition) [55], позволяющем отсекал "лишние" размерности, появляющиеся за счет шума. Метод дает возможность определить минимальную размерность фазового пространства. Полученные в результате сингулярные значения являются характеристиками интенсивности фазовых движений в соответствующем направлении пространства. Количество таких значений, превосходящих уровень шума, определяет минимальную размерность фазового пространства системы, в которое вложен объект. Резкие изменения размерности отражают перестройку течения и дают еще одну методику для определения смены режимов течения.

2.3. Нестационарные режимы конвекции в статическом силовом поле

Рассмотрим амплитудные характеристики пульсаций температуры при различных режимах конвекции в слоях с $\Delta = 50$ или 75 . На Рис. 2.3 представлена зависимость осредненной по количеству пульсаций и обезразмеренной в единицах Θ амплитуды колебаний температуры A от числа Рэлея. Точки, отмеченные ромбами, получены для слоя толщиной $h = 6$ мм, а точки, отмеченные крестами, для $h = 4$ мм.

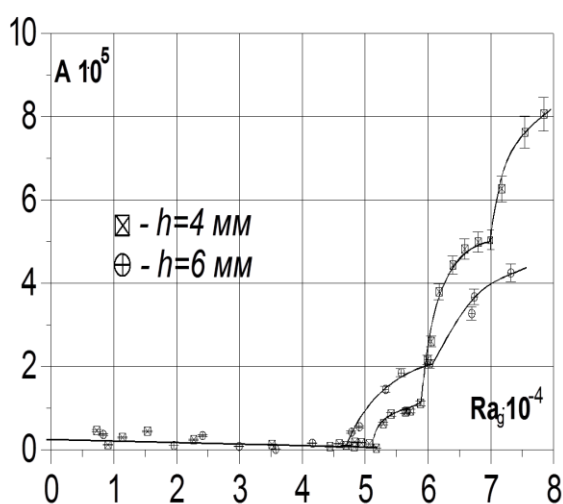


Рис. 2.3. Зависимость средней безразмерной амплитуды колебаний температуры A от числа Рэлея Ra_g

Горизонтальный участок зависимости соответствует устойчивому подъемно-опускному течению, а отклонение амплитуды от нулевого значения обусловлено уровнем шумов измерительного тракта. Первый излом кривой связан, как показали визуальные наблюдения, с появлением надкритического движения в виде плоских колебательных структур. Кризис устойчивости основного

течения и соответствующее ему число Рэлея определялись экстраполяцией амплитудной кривой до точки пересечения с осью абсцисс. Для опытов с толщиной слоя $h = 6$ мм и $h = 4$ мм, критические числа Рэлея имели значения $Ra_g^* = (4.5 \pm 0.3) \cdot 10^4$, $Ra_g^* = (5.1 \pm 0.3) \cdot 10^4$ соответственно. При дальнейшем повышении управляющего параметра задачи режим течения пороговым образом становился существенно трехмерным при $Ra_g^{**} = (6.0 \pm 0.3) \cdot 10^4$ ($h = 6$ мм), $Ra_g^{**} = (5.7 \pm 0.3) \cdot 10^4$ ($h = 4$ мм). Это приводило к резкому росту амплитуды (второй излом на графике). Третий излом кривой, соответствующей толщине слоя $h = 4$ мм, при $Ra_g^+ = (6.9 \pm 0.6) \cdot 10^4$ отвечает

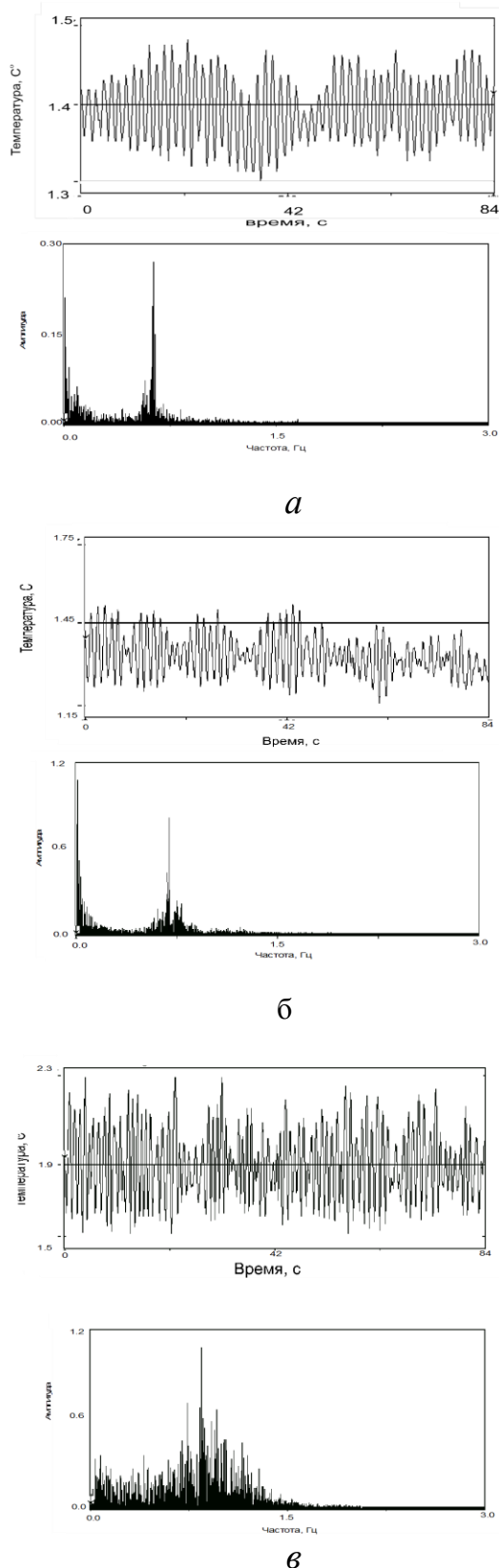


Рис. 2.4. Запись пульсаций температуры и спектры сигналов выставленной в слой на $h/4$ термопары δ (рис. 2.1) для: $a - Ra_g = 5.4 \cdot 10^4$; $б - Ra_g = 6.2 \cdot 10^4$; $в - Ra_g = 7.9 \cdot 10^4$.

появлению вертикальных спиральных структур. В опытах с толщиной слоя жидкости $h = 6$ мм такой режим не был обнаружен. По-видимому, это связано с тем, что при росте перепада температур Θ и, соответственно, скорости конвективного течения, ужесточается требование к величине относительной высоты слоя Δ , необходимой для наблюдения развитых режимов конвекции. Поэтому в дальнейшем все данные приводятся для опытов с $h = 4$ мм.

На рис. 2.4 представлены термограммы для различных нестационарных режимов конвекции.

Фрагмент "а" иллюстрирует пульсации температуры в точке расположения измерительного спая термопары при плоском колебательном режиме ($Ra_g = 5.4 \cdot 10^4$). На фрагменте "б" представлена термограмма для трехмерного нестационарного режима при $Ra_g = 6.2 \cdot 10^4$. Фрагмент "в" соответствует колебаниям температуры при $Ra_g = 7.9 \cdot 10^4$, когда

в слое жидкости существует течение в виде вертикальных спиральных структур. Из представленных термограмм видно, что по мере нарастания параметра Рэля увеличивается амплитуда пульсаций температуры и нарастает нерегулярность сигнала. Это свидетельствует о том, что с ростом Ra_g теплоперенос поперек слоя увеличивается, и в спектре сигнала появляются новые гармоники, соответствующие появлению в конвективной

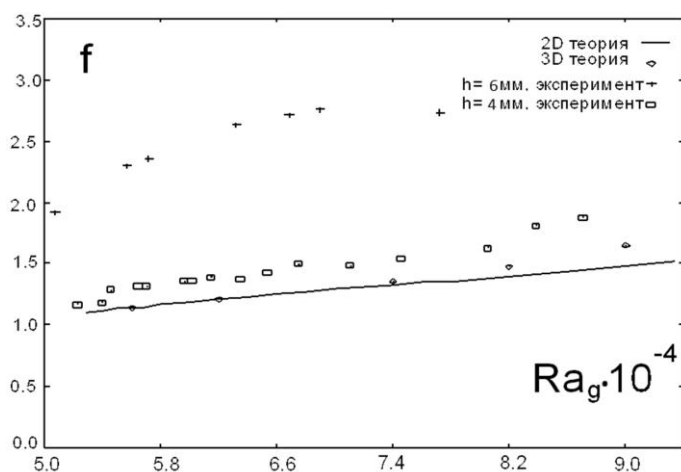


Рис. 2.5. Зависимость частоты пульсаций температуры f от числа Рэля Ra_g .

- - результаты решения плоской задачи [16];
- ◇ - результаты трехмерного расчета [16];
- - результаты эксперимента с $h = 4$ мм;
- + - результаты эксперимента с $h = 6$ мм.

единицах времени h^2/ν , от управляющего параметра задачи Ra_g . Точки, обозначенные квадратами, соответствуют опытам с толщиной слоя $h = 4$ мм, а кресты - с толщиной $h = 6$ мм. Все результаты представлены для гармоники с максимальной амплитудой Фурье-спектра, на порядок и более превышающей уровень шума. Из рисунка видно, что по мере нарастания управляющего параметра задачи частота пульсаций увеличивается, что объясняется ростом скорости подъемно-опускного течения, на фоне которого развиваются нестационарные режимы.

системе новых частот колебаний. Последний факт иллюстрируется на рис. 2.4. На фрагментах данного рисунка приведены результаты спектрального анализа обсуждаемых выше термограмм, выполненного методом быстрых преобразований Фурье.

Обобщенные данные о частотных характеристиках надкритических движений представлены на рис. 2.5 в виде зависимости частоты колебаний f , обезразмеренной в

Для изучения динамических свойств конвекции из разверток по времени восстанавливались фазовые портреты конвективной системы. Размерность объектов оценивалась разложением фазового портрета на сингулярные значения.

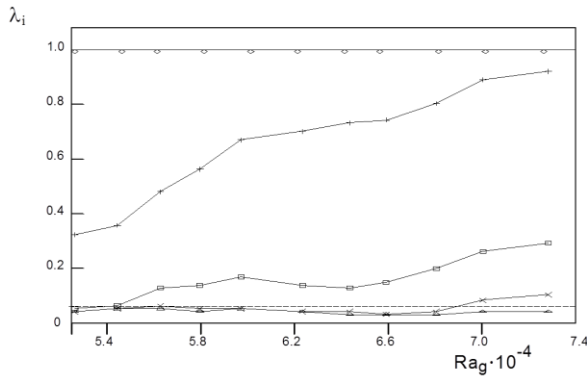
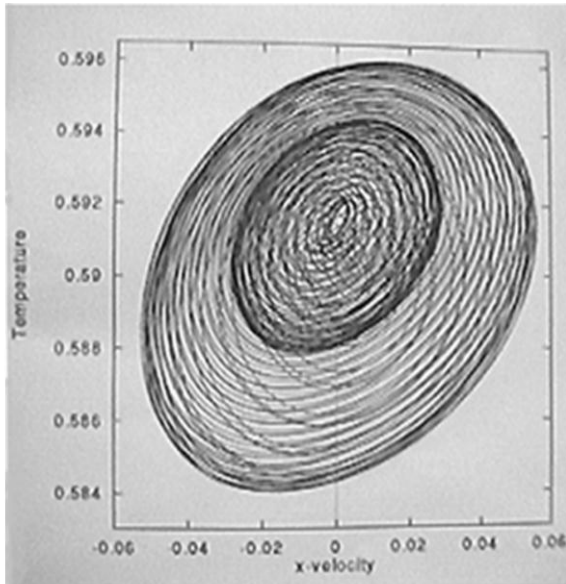


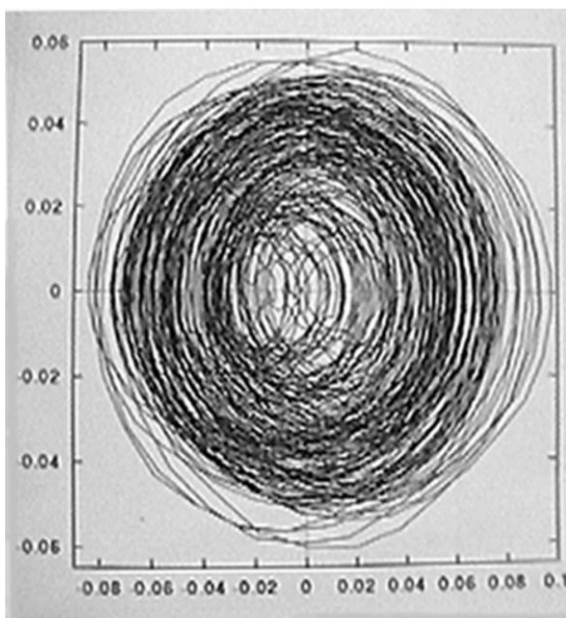
Рис.2.6. Зависимость от числа Рэлея первых пяти сингулярных значений λ_i для аттрактора, восстановленного в фазовом пространстве системы по экспериментальным данным. Штриховой линией обозначен уровень шума.

На рис. 2.6 представлена эволюция первых пяти сингулярных значений, в долях от максимального (принятого за единицу), с ростом числа Рэлея. Как видно из рисунка, при $Ra_g \approx 5.4 \cdot 10^4$ размерность пространства из двумерной, соответствующей вложенному циклу, становится трехмерной. Динамика течения значительно усложняется, что подтверждается и остальными методами. Другую

перестройку течения можно связать с очередным скачком размерности аттрактора при $Ra_g \approx 7.0 \cdot 10^4$. Отметим качественное сходство в динамическом поведении аттрактора, полученного численно для данной задачи Брацуном Д.А. (представлен на фрагменте "а" рис.2.7 в проекции на плоскость (v_x, T) , где v_x – компонента скорости поперек слоя, T – температура), с аттрактором, восстановленным по записи пульсаций температуры (представлен фрагменте "б" рис. 2.7 в одной из проекций на плоскость эффективного фазового пространства). Обе структуры соответствуют одному значению $Ra_g = 5.8 \cdot 10^4$.



a



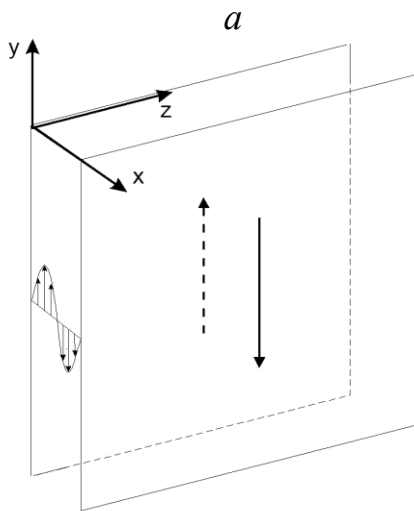
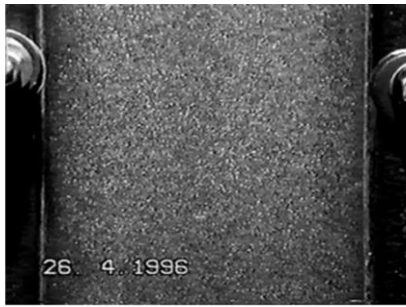
б

Рис. 2.7. Фазовые портреты системы, полученные в результате расчета [16] трехмерного течения (фрагмент "а"), и восстановленный по экспериментальным данным (фрагмент "б"). $Ra_g = 5.8 \cdot 10^4$

Рассмотрим теперь основные режимы конвекции, возникающие в вертикальном слое с ростом управляющего параметра Ra_g . До достижения критерием Рэлея первого критического значения в слое существует подъемно-опускное течение с кубическим профилем скорости, представленное рис. 2.8.

Кадр из видеозаписи этого режима (при $Ra_g = 4.1 \cdot 10^4$) размещен на фрагменте "а". Видеосъемка производилась через прозрачный теплообменник и захватывала вторую снизу четверть рабочей полости, указанную штриховым контуром на схеме конвективной камеры (рис. 2.1). На фрагменте "б" рисунка схематически изображена структура такого движения. У холодной (ближней к наблюдателю) стенки жидкость опускается, а у горячей - поднимается. Восходящий и нисходящий потоки практически не взаимодействуют. Как уже отмечалось, в результате

первичной бифуркации плоско-параллельное течение теряет свою устойчивость, уступая место двумерному колебательному режиму.



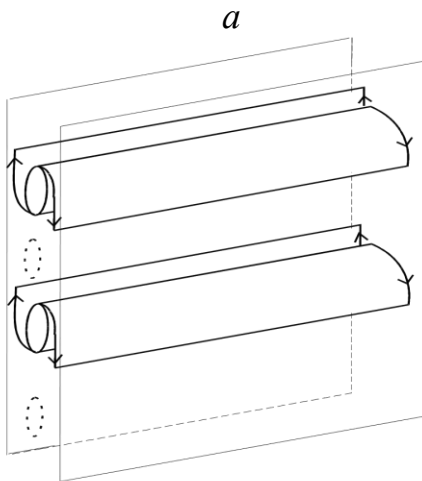
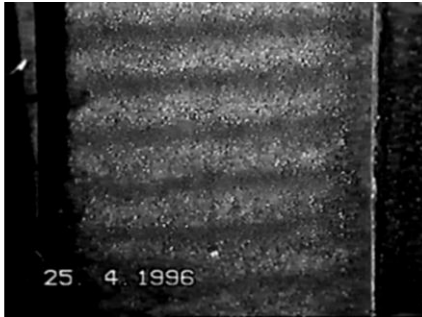
б
Рис.2.8. Подъемно-опускное течение в вертикальном слое жидкости, существующее в диапазоне $Ra_g < 5.1 \cdot 10^4$, и схематическое изображение структуры такого движения

Критические значения Ra_g^* , определенные в ходе эксперимента $Ra_g^* = 4.5 \pm 0.3 \cdot 10^4$ ($h = 6$ мм) и $Ra_g^* = 5.1 \pm 0.3 \cdot 10^4$ ($h = 4$ мм), весьма близки к значению $Ra_g^* = 5.3 \cdot 10^4$, получаемому в рамках линейной теории устойчивости. Изображение этого режима представлено на фрагменте "а" рисунка 2.9 для значения числа Рэлея $Ra_g = 5.4 \cdot 10^4$.

Структура течения, установившегося в результате первой бифуркации, представляет собой стоячие колебания, при которых интенсивность соседних вихрей периодически меняется в противофазе. Фрагмент "б" рисунка схематически иллюстрирует этот процесс в момент, когда два из четырех вихрей достигли максимума интенсивности, а интенсивность двух других (отмеченных штриховой линией) практически равна нулю. На следующем полупериоде колебаний вихри попарно меняются ролями. Процесс вспыхивания и потухания вихрей хорошо виден при наблюдении с узкой вертикальной

стороны конвективной камеры. При наблюдении через прозрачный теплообменник структура представляет собой систему светлых и темных полос, опускающихся и поднимающихся соответственно вдоль холодной и горячей стенок (алюминиевая пудра по-разному отражает свет в нисходящем

и восходящем по отношению к наблюдателю потоках). Движение полос различной цветности объясняется тем, что наблюдатель видит бегущую фазовую волну интенсивности вихрей. При наблюдении с узкой боковой стороны слоя хорошо виден периодически возникающий обмен жидкостью между восходящим и нисходящим потоками в местах, где вихри достигают



б
Рис. 2.9. Двумерный нестационарный режим конвекции в вертикальном слое жидкости, существующий в диапазоне $5.1 \cdot 10^4 < Ra_g < 5.7 \cdot 10^4$, и схематическое изображение структуры такого режима

максимума интенсивности. С дальнейшим ростом числа Рэлея течение пороговым образом теряет устойчивость по отношению к трехмерным возмущениям. Численные расчеты конвекции дают критическое значение $Ra_g^{**} = 5.5 \cdot 10^4$. Эксперимент со слоем толщиной $h = 6$ мм дает значение $Ra_g^{**} = (6.0 \pm 0.3) \cdot 10^4$, а с $h = 4$ мм - $Ra_g^{**} = (5.7 \pm 0.3) \cdot 10^4$.

Анализ трехмерного нестационарного режима, изображенного на фрагменте "а" рис. 2.10 при $Ra_g = 6.2 \cdot 10^4$, позволяет определить тип трехмерной неустойчивости как зигзаговый. Структура данного течения схематически представлена на фрагменте "б" рисунка. Трехмерность проявляется в том, что вихри становятся волнистыми вдоль третьего измерения. При этом фаза возмущений совпадает для всех вихрей. Одновременно, интенсивность вспыхивания вихрей становится также неоднородной вдоль координаты z . Образуются места повышенной завихренности,

обеспечивающие более интенсивный теплообмен между стенками и серединой полости. Это находит свое выражение в увеличении амплитуды пульсаций температуры.

Дальнейший рост Ra_g ведет к усилению трехмерных эффектов, изгиб вихрей увеличивается, порождая усиление выбросов из середины слоя в местах, периодически расположенных вдоль оси z . Изображение такого режима движения при $Ra_g = 6.7 \cdot 10^4$ представлено на фрагменте "с" рис. 2.10.

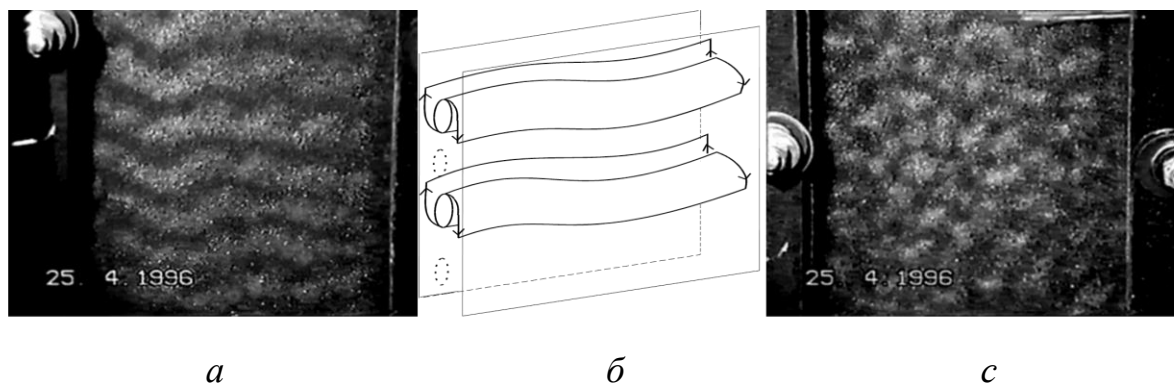


Рис. 2.10.

- а- Трехмерный нестационарный режим конвекции в вертикальном слое жидкости, существующий в диапазоне $5.7 \cdot 10^4 < Ra_g < 6.9 \cdot 10^4$;*
- б- схематическое изображение структуры такого режима;*
- с- изображение развитого трехмерного нестационарного режима течения в вертикальном слое жидкости при $Ra_g = 6.7 \cdot 10^4$*

Светлые области на изображении течения соответствуют интенсивным выбросам жидкости по направлению к наблюдателю в местах, где пульсирующий вихрь максимально удален от внешней границы полости. При дальнейшем увеличении числа Рэля интенсивность выбросов жидкости из середины слоя нарастает, что приводит к их объединению в вертикальные спиралевидные структуры, периодически расположенные вдоль слоя. Данный режим течения представлен на фрагменте "а" рис. 2.11 при $Ra_g = 7.9 \cdot 10^4$. Движение в соседних струях осуществляется во встречных направлениях. При этом вертикальные структуры не являются стационарными и совершают незначительные по амплитуде колебания вдоль оси z . Схематически этот режим изображен на фрагменте "б" рисунка. Численно [16] критическое значение Ra_g^+ для этой бифуркации определено

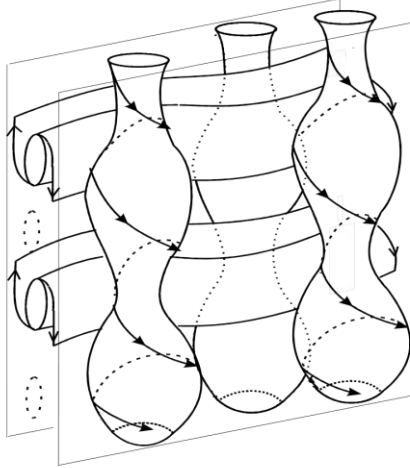
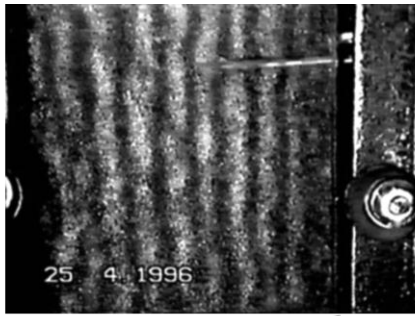


Рис. 2.11

*а- трехмерный
нестационарный
режим конвекции с
вертикальными
спиральными
структурами,
существующий в
диапазоне*

$$Ra_g > 6.9 \cdot 10^4;$$

*б- схематическое
изображение
структуры такого
режима*

не было. Подробные опыты со слоем $h = 4$ мм дали для Ra_g^+ значение $Ra_g^+ = (6.9 \pm 0.6) \cdot 10^4$.

Подробный сравнительный анализ данных, полученных на основе:

- визуальных наблюдений как осредненных картин течения, так и движения жидкости в различных срезях рабочей полости, освещенных лазерным лучом;

- изучения видеозаписей в покадровом и ускоренном режимах просмотра;

- восстановления фазовых портретов конвективной системы;

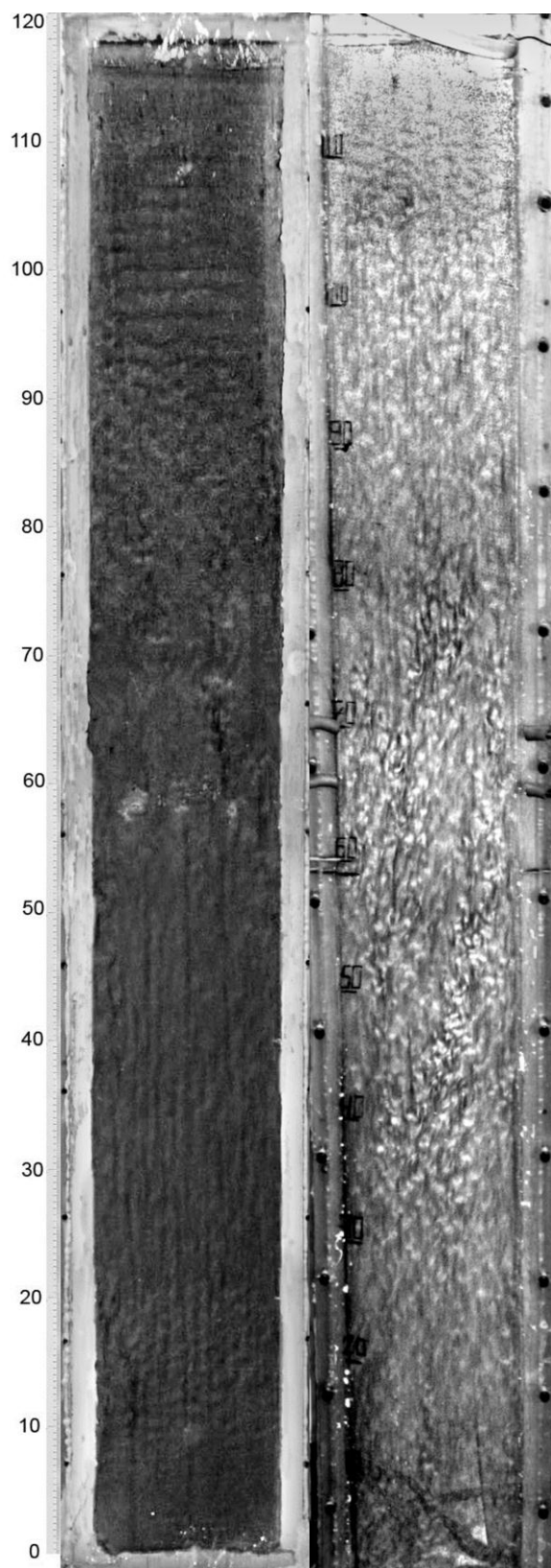
- проведенных Д.А. Брацуном [16] численных расчетов и последующей анимации полей скорости и температуры;

- численного построения фазовых портретов системы,

показал, что существует согласие в сценарии развития конвективных структур с ростом числа Рэлея.

Полученные результаты позволяют сделать вывод, что на базе созданной экспериментальной установки возможно не

только качественное, но и количественное изучение колебательной неустойчивости, а также, по-видимому, и других осложняющих факторов, влияющих на устойчивость конвективных течений в вертикальном слое.



а б
 Рис. 2.12. Фотографии
 вертикального слоя жидкости с
 нестационарными развитыми
 режимами конвекции.
 а - $Ra_g = 7.9 \cdot 10^4$; б - $Ra_g = 1.1 \cdot 10^5$

Рассмотрим теперь эволюцию конвективных режимов в слое с относительной длиной $\Delta = 3.4 \cdot 10^2$. После потери устойчивости подъемно-опускным течением в слое реализовывались режимы конвекции, подобные по структуре (см. рис. 2.9-2.11) и пространственно-временным характеристикам (см. рис. 2.4 и 2.5) вышеописанным.

Наиболее интересные результаты получены в области высоких значений числа Рэлея. Поскольку длина слоя почти в 8 раз превышала минимально необходимую для развития возмущений во встречных потоках до состояния взаимодействия, то вдоль слоя можно было наблюдать сразу всю последовательность описанных выше режимов. На фрагменте “а” рис. 2.12 представлено фотографическое изображение конвективных режимов при $Ra_g = 7.9 \cdot 10^4$. Рассмотрим эволюцию структуры течения в зависимости от вертикальной координаты, отсчитываемой от дна слоя, и учитывая, что нисходящий поток ближе к наблюдателю. В диапазоне высот от

120 до 110 см видно невозмущенное плоскопараллельное течение (см. рис. 2.8), поскольку в опускном потоке возмущения еще не развиты. В диапазоне $L = (110 \div 95)$ см существует двумерный колебательный режим (см. рис. 2.9). На высотах от 95 до 60 см в структуре нарастает трехмерная

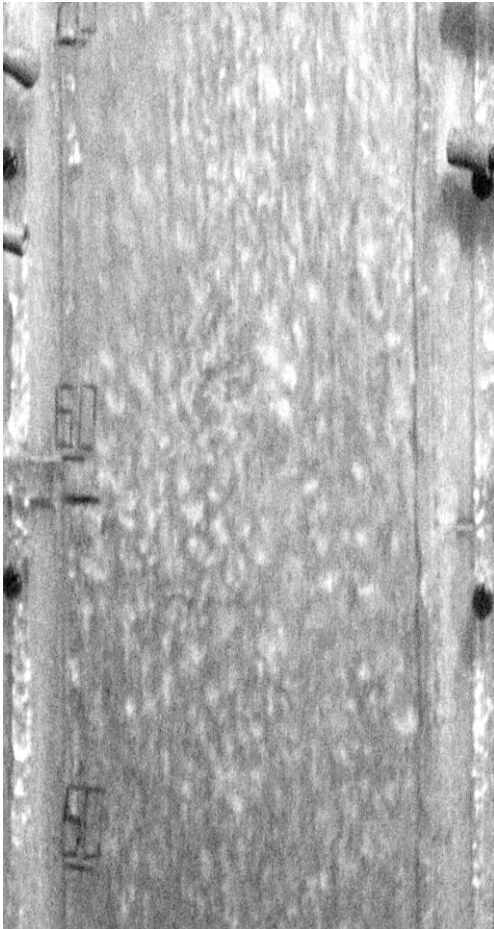


Рис. 2.13. Фотографическое изображение фрагмента слоя с хаотизированным конвективным режимом при $Ra_g = 1.1 \cdot 10^5$

зигзаговая неустойчивость, подобно режиму, изображенному на рис. 2.10. Вертикальные струи (см. рис. 2.10) развиваются при $L = (60 \div 20)$ см. На участке высот слоя от 20 до 0 см структура проходит обратную эволюцию, поскольку вблизи дна в горячем восходящем потоке возмущения слабо развиты.

Рассмотрим теперь новый режим конвекции (фрагмент “б” рис. 2.12), существующий в средней области высот слоя ($70 \div 30$) см при увеличении числа Рэлея до $Ra_g = 1.1 \cdot 10^5$. На рис. 2.13 приведено изображение срединного фрагмента вертикального слоя с таким режимом. Из рисунка видно, что упорядоченная структура из вертикальных струй разрушается, и далее течение представляет собой хаотически

перемещающиеся по нисходящему потоку выплески жидкости из глубины слоя (светлые пятна на снимке). Заметим, что спектр сигнала измерительной термопары по-прежнему содержит выделенную частоту ~ 1.1 Гц, хотя течение не упорядочено. По-видимому, это связано бегущей в потоке тепловой волной.

2.4. Влияние высокочастотных вибраций на конвективную устойчивость

В последнее время большой интерес вызывают вопросы, касающиеся поведения конвективных систем в периодически меняющихся полях массовых сил. Такие поля могут быть реализованы переменными по величине инерционными ускорениями, либо модуляцией конвективных параметров системы. Суточные и сезонные изменения температуры атмосферы и океана, экзотермические реакции, идущие при периодической подаче реагентов, вибрации технологических установок и орбитальных комплексов служат примерами воздействия на конвективные системы периодических массовых сил. Циклические частоты ω этих воздействий обычно классифицируются в сравнении с характерными временами угасания возмущений температуры и скорости: h^2/χ и h^2/ν соответственно. Низкими считаются частоты воздействий, много меньшие обратных времен системы: $\omega \ll \nu/h^2$, $\omega \ll \chi/h^2$, а высокими – много большие этих обратных времен. Необходимо оговорить, что при использовании приближения несжимаемой жидкости существует ограничение сверху на диапазон высоких частот - они должны быть меньше звуковых: $\omega \ll c/h$, где c – скорость звука. В области средних периодов, сравнимых с собственными временами конвективной системы, возможны резонансные явления [1]. Оставим эффекты, возникающие в конвективной системе при низких и средних частотах вибрационного воздействия, за рамками данного обзора (см. главу 3).

Изучение конвективной устойчивости неравномерно нагретой жидкости под воздействием высокочастотных вибраций начато Зеньковской и Симоненко [56]. В работе рассмотрена модельная задача о плоском горизонтальном слое жидкости при наличии пространственно-периодических возмущений. Слой нагревается снизу и, как целое, совершает периодические колебания вдоль вертикальной оси. Параметры вибраций определяются в виде безразмерного комплекса – вибрационного аналога числа Рэлея

$Ra_v = (\beta b \omega \Theta h)^2 / 2 \nu \chi$, где b – амплитуда вибраций. Ra_v можно трактовать как некоторую постоянную (не осциллирующую) добавочную силу. В [56] было показано, что высокочастотные вибрации оказывают стабилизирующее воздействие. Этот вывод был подтвержден теми же авторами в [57] на основе вариационного принципа. В работе Гершуни, Жуховицкого и Юркова [58] для задачи в такой постановке введен другой, более наглядный параметр $\alpha = b \omega \sqrt{\nu \chi} / g_0 h^2$; в [58] показано, что существует критическое значение вибрационного параметра $\alpha = \alpha_0$, выше которого никакими перепадами температур возбудить конвекцию в слое жидкости невозможно. Значение α_0 уточнено в дальнейшем в работе [59].

Серия работ [60, 61] показала, что высокочастотные продольные вибрации оказывают дестабилизирующее влияние на возникновение конвекции в горизонтальном слое неравномерно нагретой жидкости. В [60] решалась модельная задача с пространственно-периодическими возмущениями, ее качественные выводы подтверждены в [61], где рассматривался слой с твердыми границами. Та же задача рассматривалась с использованием более естественных, по мнению автора диссертации, параметров Ra_g и Ra_v [62]. Такой подход дает значительно больше информации о взаимодействии вибрационного и гравитационного механизмов конвекции, ясно показывает непрерывный переход от термоконвекции в поле тяжести в отсутствие и при наличии вибраций, к вибрационной конвекции в невесомости. И, наконец, влияние вибраций произвольного направления на устойчивость неизотермического горизонтального слоя исследовалась в [62, 63, 64]. Показано, что во всех случаях, когда направление колебаний не совпадает с вертикалью, высокочастотные осцилляции оказывают дестабилизирующее воздействие, в том числе при нагреве сверху – ситуации, абсолютно устойчивой в статическом поле тяжести.

Система определяющих уравнений тепловой вибрационной конвекции содержится в монографии Гершуни и Любимова [3]. Там же приведены

задачи, относящиеся к разнообразным частным случаям влияния вибраций на конвективные системы (свободная поверхность, жидкий мост, многокомпонентные жидкости, вибрации тел, помещенных в жидкость, и т.д.) Рассмотрим в рамках нашего обзора задачи, относящиеся к колебаниям замкнутой полости, содержащей однокомпонентную жидкость. Работы, посвященные исследованиям влияния высокочастотных осцилляций на конвективные системы, можно разделить на две группы. В первую войдут задачи, в которых полость с жидкостью совершает качательные или круговые колебания, вторая, соответственно, вберет в себя задачи с поступательными вибрациями. Ограничимся рассмотрением второй группы задач, из первой отметив экспериментальное исследование В.Г. Козлова [65] и докторскую диссертационную работу Т.П. Любимовой [66], где показано, что качательные вибрации могут вызывать движение как в неоднородно нагретой, так и в изотермической жидкостях.

При изучении воздействия высокочастотных вибраций на конвективную систему был обнаружен весьма важный, с точки зрения физических приложений, механизм конвекции, названный вибрационным [67, 68]. Суть его заключается в следующем. В неравномерно нагретой жидкости, заполняющей полость, которая находится в условиях невесомости и подвергается высокочастотным вибрациям, на фоне конвективных колебаний, обусловленных действием переменных инерционных сил, появляется осредненное течение. В [67, 68, 69] найдены условия возбуждения вибрационной конвекции в невесомости в полостях различной формы и при разных ориентациях оси вибраций и градиента температуры. Определены конфигурации, допускающие существование состояния механического квазиравновесия, когда осредненное движение отсутствует. Найдены критические значения безразмерного параметра – вибрационного аналога числа Рэлея Ra_v , начиная с которых в полостях возбуждается конвекция. Для продольных осцилляций плоского слоя это значение составляет $Ra_v = 2129$, для поперечных вибраций цилиндра при постоянном градиенте температуры,

перпендикулярном направлении колебаний, $Ra_v=1029$. Вибрационная конвекция в ячейке Хеле-Шоу в отсутствие силы тяжести с градиентом температуры, направленным вдоль ячейки, и осью вибраций, направленной под углом к градиенту температуры, исследована в работах Бравермана [70, 71]. Нарушение устойчивости механического равновесия неоднородно нагретой жидкости, находящейся в околоскритическом состоянии под воздействием микроускорений в условиях орбитального полета, экспериментально изучено в [72].

До сих пор мы описывали воздействие осцилляций высокой частоты на устойчивость осредненного квазиравновесного состояния. Перейдем к рассмотрению устойчивости конвективных течений в высокочастотных вибрационных полях. Обзор этого круга задач содержится в [3, 69, 73]. Так, устойчивость гравитационного течения в вертикальном слое, нагреваемом сбоку и совершающем вертикальные колебания, исследована теоретически Шарифуллинским [74, 75]. Известно [2], что в отсутствие вибраций в таком слое возникает течение в виде встречных потоков – поднимающегося у горячей стенки и опускающегося у холодной. С увеличением числа Рэлея такое течение становится неустойчивым либо по отношению к гидродинамическим возмущениям в виде горизонтальных валов на границе встречных потоков (в жидкостях с числом Прандтля $Pr < 12.45$), либо по отношению к возмущениям в виде бегущих тепловых волн (для жидкостей с $Pr > 12.45$). В [74, 75] показано, что вертикальные вибрации понижают порог устойчивости гравитационного течения по отношению к двумерным возмущениям тех же двух типов, что и в покоящемся слое, и проявляющихся в той же зависимости от числа Прандтля.

Случай произвольного направления продольных вибраций вертикального слоя рассмотрен Гершуни и Жуховицким [73]. При этом наиболее опасными могут стать пространственные возмущения. Так, гидродинамическая мода неустойчивости по-прежнему представляет собой плоские валы, а вибрационная неустойчивость – пространственные

возмущения (в случае горизонтальных осцилляций эта мода спиральная). Взаимодействие гравитационного и вибрационного механизмов конвекции при достижении гравитационным параметром критического значения проявляется так же в срыве устойчивости плоско-параллельного режима.

В [76] показано, что устойчивость плоскопараллельного течения в вертикальном слое повышается, если направление вибраций перпендикулярно слою (параллельно градиенту температуры). Критическое число Рэлея для гидродинамической и волновой мод повышается с увеличением вибрационного аналога числа Рэлея Ra_v .

Устойчивость гравитационного течения в горизонтальном цилиндрическом зазоре, вибрирующем в вертикальном направлении вместе с заключенной в нем неравномерно нагретой жидкостью, рассматривалась в [77]. Наряду с анализом изменений структуры течения отмечено значительное увеличение теплового потока через зазор по отношению к статическому теплопереносу.

Поскольку в приведенных ниже вибрационных экспериментах автора диссертации в качестве визуализирующей примеси использовалась добавляемая в жидкость алюминиевая пудра, приведем здесь теоретические работы о высокочастотных вибрациях в среде, содержащей примесь твердых частиц. Изотермическая задача в подобной постановке для случая слабонеоднородной взвеси рассматривалась в работах [78, 79, 80]. Авторами получены уравнения, описывающие пульсационное движение жидкой и твердой фаз с учетом различия инертных свойств фаз, межфазного взаимодействия и эффекта присоединенных масс. Сформулированы осредненные уравнения, описывающие в рамках одножидкостного приближения движения слабонеоднородной взвеси. На основе полученной модели исследована устойчивость однородной и неоднородной взвеси для случая, когда градиент концентрации частиц параллелен оси вибраций. Отметим работы [81, 82] в которых получена замкнутая система осредненных уравнений двухфазной среды в неизотермических условиях.

Система уравнений допускает предельный переход как к уравнениям вибрационной конвекции в однородной жидкости [3], так и к уравнениям конвекции в запыленной среде в статистическом случае [83]. В работах [84, 85, 86] показана возможность возбуждения параметрической конвекции в вертикальном слое жидкости с примесью твердых частиц при горизонтальных продольных вибрациях.

Перейдем к рассмотрению экспериментальных работ, касающихся изучения тепловой конвекции в жидкостях, вибрирующих как целое с заключающими их полостями. Изучение конвекции в вертикальном, продольно вибрирующем слое жидкости с изотермическими боковыми стенками, нагретыми до разных температур, предпринятое Форбсом [87], было, очевидно, неудачным. Судя по приведенной дискуссии [87] по результатам его работы, при вибрациях в слое появлялись пузырьки, по-видимому, кавитационной природы. Кавитация и инициировала наблюдавшиеся явления интенсификации теплообмена и т.д.

Попытка наблюдения стабилизирующего действия вертикальных вибраций на подогреваемую снизу жидкость была предпринята в экспериментах, проведенных Петровым, Славновым, Шиманским [88]. В этой работе исследовалась конвекция в вертикальном цилиндре, подогреваемом снизу при воздействии вертикальных вибраций, создаваемых кривошипно-шатунным механизмом. Нижний конец трубки нагревался проволочной спиралью, по которой пропускался электрический ток, верхний конец подсоединялся к массивному металлическому цилиндру, который служил холодильником и охлаждался комнатным воздухом. О наличии конвекции судили по установлению однородного вертикального градиента температуры в жидкости, для чего вдоль трубки была расположена система термомпар. Эксперименты со стеклянными и медными трубками внутренними радиусами 5.6 4.8 мм соответственно, заполненными водой и глицерином, не позволили обнаружить заметных вибрационных эффектов. Как видно из приведенного выше выражения для безразмерной вибрационной скорости α ,

при заданных параметрах кривошипно-шатунного механизма - амплитуде и круговой частоте - вибрационные эффекты возрастают при уменьшении характерного размера полости и при использовании жидкостей с большей вязкостью. Из этих соображений авторами [88] были выполнены эксперименты с трубкой внутренним радиусом 2.5 мм, а в качестве рабочей жидкости использован глицерин. При таких условиях, как утверждается в цитируемой работе, вертикальные вибрации приводили к повышению конвективной устойчивости. Однако, насколько можно судить по данным этой публикации, для достижения порога неустойчивости между концами трубки приходилось создавать чрезвычайно большие перепады температур: на иллюстрации одного из режимов указаны разности температур между комнатной и средним сечением трубки, превышающие 150 К. При столь высоких перепадах температур становятся важными два фактора: из-за температурной зависимости вязкость глицерина между холодным и горячим концами трубки отличается почти на два порядка; условия теплоотдачи между сильно нагретым нижним концом трубки и окружающей средой существенно отличаются от условий теплообмена на верхнем конце трубки, температура которого близка к комнатной. Эти факторы ставят под сомнение методику описанных в [88] экспериментов. Влияние вертикальных вибраций на нестационарный теплоперенос экспериментально продемонстрировано в [89]. Показано, что остывание осциллирующего цилиндра с первоначально однородно прогретой жидкостью при резком понижении температуры границы происходит быстрее при наличии вибраций, чем в их отсутствие. Резкое изменение температуры границы производилось подключением прокачки термостатированной жидкости через каналы на внешней, металлической, границе полости. Интенсификация теплообмена обнаружена и в экспериментах с горизонтальным цилиндрическим слоем жидкости с разными температурами изотермических границ, при осцилляциях слоя вдоль вертикали [90, 91]. Показано, что на гравитационное течение, представляющее собой два серповидных вихря, пороговым образом

накладывается неустойчивость в виде бегущих тепловых волн, которые не меняют теплового потока. Лишь появление вихрей вибрационной конвекции (также пороговым образом при увеличении числа Грасгофа) приводит к значительному увеличению теплопередачи через слой. В [92] Заварыкин, Зорин, Путин провели экспериментальное изучение устойчивости механического квазиравновесия горизонтального слоя жидкости с разными температурами изотермических границ под действием высокочастотных инерционных ускорений. С помощью кривошипно-шатунного механизма слою сообщались продольные или поперечные линейно-поляризованные колебания по закону, близкому к гармоническому. Показано, что воздействие продольных вибраций играет дестабилизирующую роль – в условиях подогрева снизу они понижают порог устойчивости равновесия, а также возбуждают конвекцию при нагреве сверху, то есть в состояниях, абсолютно устойчивых в постоянном силовом поле. Данные эффекты являются экспериментальным доказательством существования вибрационного механизма возбуждения термоконвекции, предсказанного теоретически в [67]. В опытах с подогреваемым снизу слоем, совершающим высокочастотные вертикальные колебания, экспериментально доказано известное из теории [1] стабилизирующее воздействие таких вибраций на конвективную устойчивость равновесия. В работе определены области параметров задачи, соответствующих механическому равновесию и конвекции. Найдено критическое значение вибрационной скорости, выше которого конвекцию не удавалось возбудить при всех числах Рэлея, реализованных в эксперименте. В диссертационной работе Зорина [93] экспериментально исследовано действие вертикальных вибраций на устойчивость подъемно-опускного течения в вертикальном слое. В плоскости параметров Ra_g , Ra_v построена карта устойчивости гравитационного течения. При малых числах Рэлея плоскопараллельное гравитационное течение имеет малую интенсивность и может рассматриваться как несущественное возмущение состояния механического равновесия. При этом устойчивость

такого слабо возмущенного равновесного состояния определяется вибрационным механизмом, и пороговая линия на этом участке представляет собой прямую $Ra_v = const$. Показано, что с ростом числа Рэлея гравитационный механизм неустойчивости основного течения сложным образом взаимодействует с вибрационным механизмом, что для использовавшегося в опытах этилового спирта приводило к повышению вибрационного порога устойчивости. Такое поведение границы устойчивости хорошо согласуется с известным из теории выводом [70]. В работе [94] Заварыкина, Зорина, Путина экспериментально исследовано влияние продольных горизонтальных вибраций на конвективную устойчивость подъемно-опускного конвективного движения в вертикальном слое жидкости, на границах которого поддерживаются постоянные разные температуры. Показано, что в области достаточно малых чисел Рэлея, когда основное течение устойчиво в статическом поле, при наложении высокочастотных колебаний надлежащих амплитуды и частоты такое течение теряет устойчивость вследствие действия вибро-конвективного механизма. В исследованном авторами диапазоне управляющих параметров Ra_g и Ra_v граница устойчивости подъемно-опускного течения представляет собой прямую линию $Ra_v = 2.1 \cdot 10^3$, что свидетельствует о том, что при данной ориентации колебаний вибрационный механизм возбуждения конвекции действует независимо от гравитационного. Экстраполяция пороговой прямой к значению $Ra_v = 0$ дает для вибрационного параметра величину, характерную для возбуждения конвекции в невесомости, что может рассматриваться как еще одно доказательство существования вибрационной конвекции в отсутствие силы тяжести. В области неустойчивости течение имело вид суперпозиции подъемно-опускного режима и периодической вдоль слоя системы стационарных вибро-конвективных валов с вертикальными осями. Однако две последние работы имеют общий существенный недостаток. Поскольку приближение бесконечного вертикального слоя жидкости подразумевает взаимодействие

возмущений во встречных (подъемном и опускном) потоках, то при экспериментальном моделировании задачи становится важным требование достаточной протяженности слоя. Оценки показывают (см. параграф 2.1), что для использованных авторами размеров конвективной камеры и рабочей жидкости (высота 35 мм, толщина до 5 мм, спирт, $Pr = 16$), минимально необходимая протяженность вертикального слоя в калибрах $\Delta = 1000$ существенно больше, чем использовавшаяся в эксперименте $\Delta = 7$. Это могло привести к тому, что режимы гравитационной неустойчивости имели неразвитый, "переходный" характер. К тому же незначительная протяженность слоя приводит к появлению вертикального градиента температуры, вызываемого накоплением тепла в верхней и холода в нижней оконечностях полости. Такая стратификация может возбудить стационарную моду неустойчивости [2]. Некоторую ограниченность работы [94] обуславливает и тот факт, что исследование проведено лишь в небольшом диапазоне значений критерия Рэлея. Однако, в целом, это не преуменьшает ценности упомянутых работ, как первых экспериментальных исследований в этом направлении.

Таким образом, анализ литературы позволяет сделать вывод о том, что при достаточно полной теоретической разработке вопросов, касающихся влияния поступательных вибраций высокой частоты на устойчивость конвективных течений, экспериментальных работ по этой теме недостаточно. Поэтому результаты лабораторных опытов, представленные в настоящей диссертации, имеют большое значение для понимания взаимодействия вибрационного механизма конвекции с термо-гравитационным механизмом, а также управляющего влияния осцилляций на режимы конвективных течений.

2.5. Методика вибрационных экспериментов

Поскольку лабораторные эксперименты проводились в поле тяжести Земли, то при реализации вибрационной конвекции необходимо, чтобы осцилляционное воздействие на слой жидкости, описываемое вибрационным аналогом числа Рэлея Ra_v , было существенным на фоне термогравитационных эффектов, определяемых критерием подобия Рэлея Ra_g . Из отношения этих параметров

$$\frac{Ra_v}{Ra_g} = \frac{\beta \omega^2 b^2 \Theta}{2gh}$$

видно, что для получения существенных вибрационных эффектов необходимо выбирать тонкие слои и жидкости с большим значением термического коэффициента β . Помимо этого, при выборе рабочей жидкости и толщины вертикального слоя необходимо учитывать условие о достаточной протяженности полости, обсужденное в параграфе 2.1.

Для опытов использовались конвективная камера ($h = 4$ мм) и комплект регистрационно-измерительного оборудования, полностью аналогичные описанным в параграфе 2.2. Отметим лишь, что по краям прозрачного теплообменника крепились стальные уголки для придания дополнительной жесткости конвективной камере. Удлиненные крепежные винты, находящиеся на полувысоте слоя, выдвигались на 12 см от плоскости теплообменника. С помощью коромысла они удерживали неподвижно относительно слоя мινивидеореги́стратор ССIR, соединенный с платой захвата изображения, установленной в компьютере. Это позволяло получать черно-белое видеоизображение с информацией о движении жидкости в реальном времени при вибрациях высокой частоты.

Вертикальный слой помещался на механический вибростенд, который мог придавать конвективной камере линейно поляризованные горизонтальные колебания в продольном направлении.

Блок-схема лабораторной установки показана на рис. 2.14. Механическим вибратором конвективной камере 1 сообщались продольные гармонические колебания. Вибратор представлял собой кривошипно-шатунный механизм 5, который приводился в движение коллекторным двигателем 7. Регулирование напряжения питания двигателя позволяло изменять частоту колебаний столика, на котором крепилась модель вертикального слоя, в интервале $0.5 \div 30$ Гц. Амплитуда колебаний столика изменялась перемещением точки крепления толкателя 6 к маховику кривошипно-шатунного механизма. Это позволяло дискретно варьировать амплитуду колебаний в пределах $0.2 \div 8.0$ см. Поперечные смещения столика

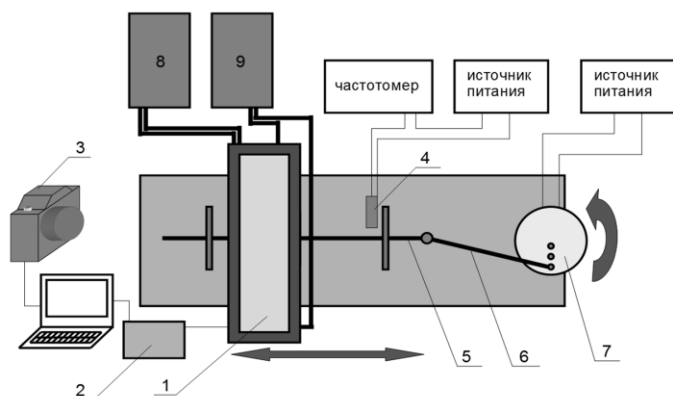


Рис. 2.14. Схема лабораторной установки для горизонтального вибровоздействия на вертикальный слой

вибратора не превосходили 0.05 см. Такие смещения могли вызвать движение столика по дуге окружности с радиусом ~ 50 см. Как известно [66], осциллирующие кориолисовы ускорения, вызванные периодическими качаниями полости с неизотермической жидкостью по дуге окружности, могут возбудить вибрационную конвекцию. Оценки показывают, что параметры полости с жидкостью и угловых качаний столика вибратора в описываемых экспериментах оказываются такими, что максимальные значения критерия, отвечающего за такой механизм вибрационной конвекции, лежат на два порядка ниже пороговой величины.

Включение в кинематическую схему вибростенда кривошипно-шатунного механизма привело к отклонениям зависимости линейного перемещения рабочего столика вибростенда во времени (при постоянной

вибратора не превосходили 0.05 см. Такие смещения могли вызвать движение столика по дуге окружности с радиусом ~ 50 см. Как известно [66], осциллирующие кориолисовы ускорения, вызванные периодическими качаниями полости с неизотермической жидкостью по дуге окружности, могут возбудить вибрационную

угловой скорости вращения вала кривошипа) от гармонического закона, не превышающим 10% от b в случае максимальной амплитуды вибраций. Как будет видно из дальнейшего, в обсуждаемом круге задач эти отклонения не играют существенной роли. Частота оборотов вала кривошипно-шатунного механизма поддерживалась постоянной с точностью 2% и определялась частотомером, на вход которого подавались импульсы от фотодиода оптронной пары KTIR 0411S 4. Световой поток, падающий на фотодиод, прерывался флажком, который крепился на площадке вибростенда. В качестве частотомера использовался вольтметр В7-65/2, обладающий возможностью определения частоты и периода сигнала.

Разность температур между теплообменниками задавалась с точностью 0.1 К при помощи струйных термостатов 8 и 9, которые прокачивали жидкость по каналам теплообменников.

Наблюдения за структурами конвективных движений и их фотосъемка проводились через прозрачный теплообменник. Для визуальной регистрации виброконвективных режимов использовался фотоаппарат Olympus-E500 в ручном режиме с максимальной чувствительностью 400 единиц ISO в формате TIFF, выдержкой 1/25 с, замером фокуса по центру и разрешением 3264×2448 пикселей. Для освещения кюветы использовалась автоматическая вспышка slow2 того же фотоаппарата. Для оценки динамики режимов производилась съемка на трехматричную видеокамеру Canon XLH1 высокого разрешения формата HD с объективом HD Video 5.4-108 мм LIS II и возможностью съемки 25 кадров в секунду в режиме ручной фокусировки. Съемка проводилась с включенным оптическим стабилизатором и полностью открытой диафрагмой. Область захвата видеокамеры позволяла производить съемку во всей области перемещений кюветы. Отметим, что использованные здесь и далее методики регистрации, хранения и обработки данных обобщены в [95, 96]

Для создания вертикальных вибраций использовался электродинамический вибростенд ВЭДС-200 МК (см. рис. 2.15), позволяющий создавать ускорения в диапазоне от 5 до $3.8 \cdot 10^3$ Гц при нулевой нагрузке и от 20 до 500 Гц при номинальной нагрузке в 50 кг. Он состоит из усилителя мощности УМК-2000, генератора на базе вибратора V-650, вентиляционной установки обдува вибратора, компрессора, компенсирующего смещение толкателя под весом нагрузки, и соединительных кабелей. Для задания колебаний сигнал синусоидальной формы генератора сигналов специальной формы CFG-8216 подается на вход усилителя УМК 2000, где увеличивается до необходимого уровня по току и напряжению и поступает на подвижную катушку электродинамического

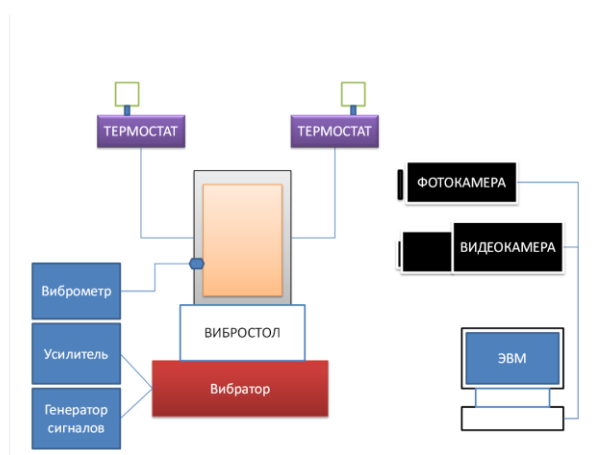


Рис. 2.15. Схема установки для вертикального вибрационного воздействия.

вибратора V 650. Частота колебаний задается генератором, а амплитуда – коэффициентом усиления прибора УМК 2000. Направление механических колебаний стола вибратора совпадает с его вертикальной осью. Для измерения создаваемого установкой вибрационного ускорения, вибрационной скорости или

амплитуды смещения на столе вибратора устанавливался вибропреобразователь ДН-3 М1, с выхода которого сигнал подается на вход виброметра ВВМ-331. В описываемых экспериментах частота колебаний вибрационного стола менялась в диапазоне (1 ÷ 20) Гц, при вибрационных ускорениях до 42 М/с^2 . Конвективная камера крепилась болтами к алюминиевому держателю, расположенному на вибрационном столе.

2.6. Конвективные течения в вертикальном слое жидкости, совершающем продольные горизонтальные вибрации

Рассмотрим сначала влияние переменных горизонтальных инерционных ускорений высокой частоты на конвективные течения в вертикальном слое жидкости, описанные в параграфе 2.3. Результаты исследования представлены в виде карты режимов в плоскости управляющих

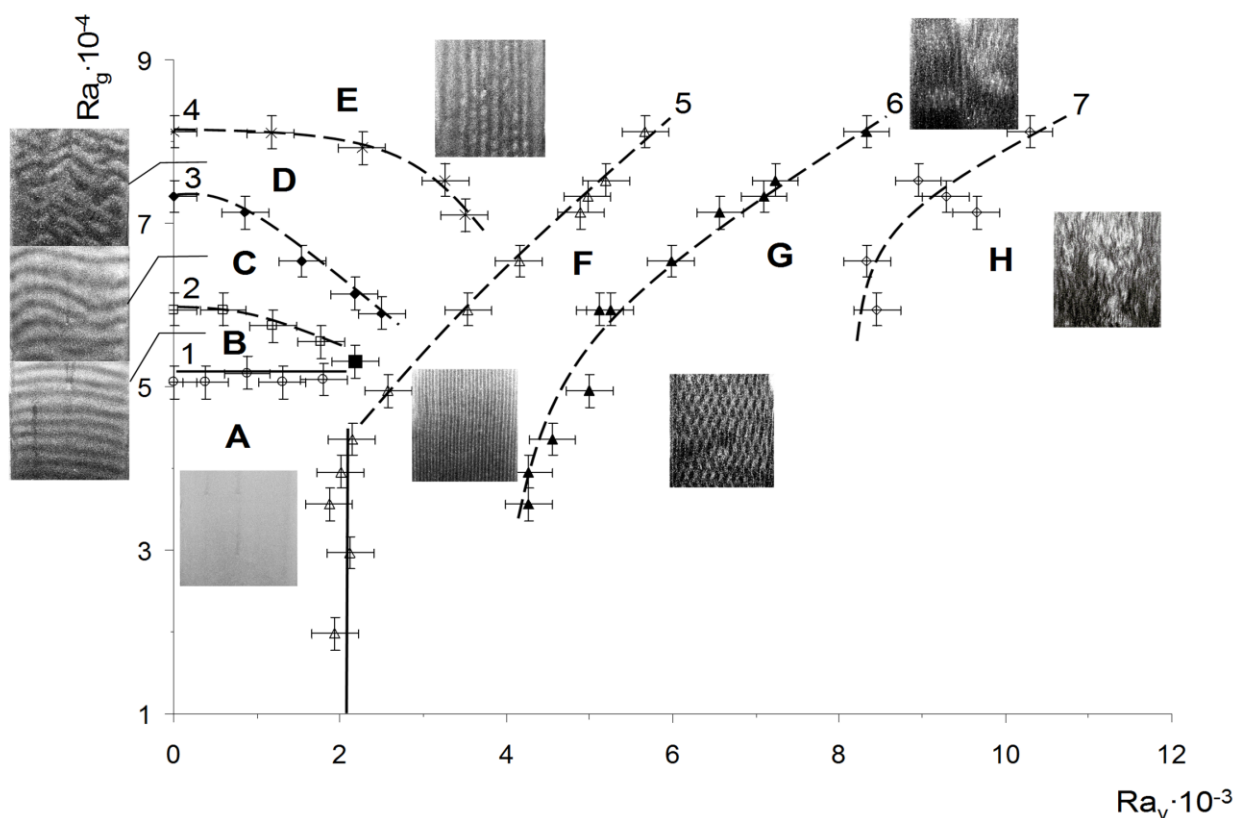


Рис.2. 16. Карта режимов конвекции в вертикальном слое жидкости при высокочастотных горизонтальных продольных вибрациях

параметров задачи $Ra_g - Ra_v$ (рис. 2.16). Обсуждаемая зона параметров соответствует области небольших значений критерия $Ra_v < 5.5 \cdot 10^3$.

В области “А” существует устойчивое подъемно-опускное течение. Его фотографическое изображение, соответствующая термограмма измерительной термопары 8 (рис. 2.1) и ее спектр представлены на рис. 2.17. Темные полосы над выставленными в слой спаями термопар объясняются

вносимыми этими датчиками возмущениями в подъемный поток вблизи горячего металлического теплообменника. У холодной (ближней к

наблюдателю) прозрачной стенки жидкость опускается. Из рисунка видно, что восходящий и нисходящий потоки практически не взаимодействуют, а в спектре нет выделенных частот, отвечающих колебательным конвективным движениям в системе. Хаотические пульсации самого сигнала являются малыми и объясняются шумами измерительного тракта.

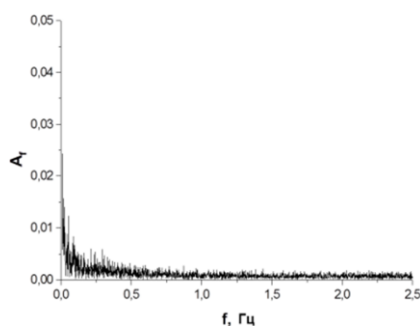
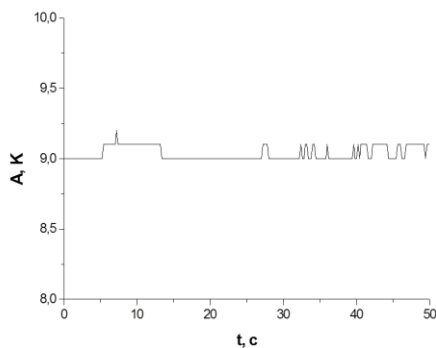


Рис. 2.17. Подъемно-опускное течение в области параметров “А”, $Ra_g = 3.0 \cdot 10^4$, $Ra_v = 1.1 \cdot 10^3$, термограмма датчика δ (рис.2.1) и ее спектр

Горизонтальная линия 1 соответствует порогу возбуждения пространственного колебательного режима термогравитационной природы, который существует в области параметров “В”. Экспериментальные данные обозначены точками и образуют границу $Ra_g = (5.1 \pm 0.3) \cdot 10^4$. Теоретическое значение $Ra_g^* = 5.3 \cdot 10^4$ показано на карте режимов сплошной горизонтальной линией. Интересно отметить, что интенсивность вибраций не оказывают влияния на эту границу. Фотоизображение этого течения и его характеристики приведены на рис. 2.18. Структура течения подобна изображенной на рис. 2.9 для статического случая и представляет собой стоячие колебания, при которых интенсивность соседних вихрей периодически меняется в противофазе.

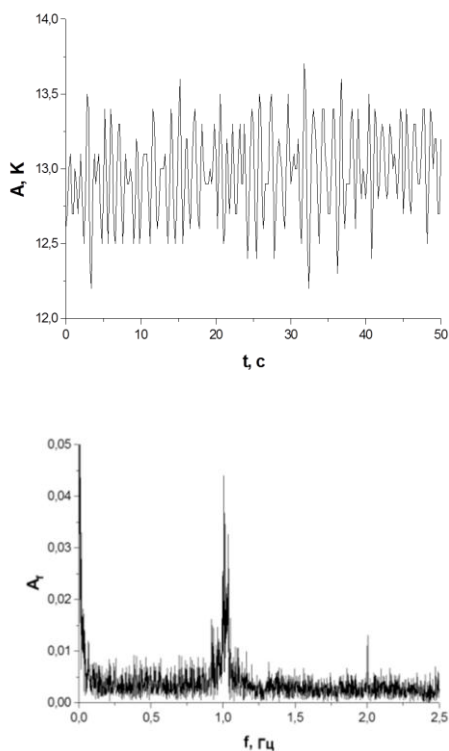


Рис.2.18. Двумерный нестационарный режим конвекции в области “В”, $Ra_g = 5.8 \cdot 10^4$, $Ra_v = 0.9 \cdot 10^3$

Амплитуда сигнала измерительной термопары, представленного на рис. 2.18 значительно превышает амплитуду шумов в области параметров “А”.

С дальнейшим ростом числа Рэлея течение теряет устойчивость (область параметров “С”) по отношению к трехмерным возмущениям, как и в статическом случае (см. рис. 2.10). Для стационарного случая численные расчеты конвекции [16] дают критическое значение

$Ra_g^{**} = 5.5 \cdot 10^4$. Экспериментально

определенное значение составило

$Ra_g^{**} = (5.9 \pm 0.3) \cdot 10^4$. Анализ трехмерного

нестационарного режима при $Ra_g = 6.4 \cdot 10^4$ и

$Ra_v = 1.3 \cdot 10^3$, позволяет определить

зигзаговый тип трехмерной

неустойчивости, как и в статическом

случае. Фотоизображение структуры

течения приведено на рис. 2.19. На рисунке

также иллюстрируется увеличении

амплитуды пульсаций температуры и

появлении новых пиков в спектре.

Отметим, что, как и в предыдущем случае,

вибрационное воздействие не оказало

заметного влияния на тип неустойчивости,

структуру движения и его

пространственно-временные характеристики, но снизило порог возбуждения обсуждаемого режима.

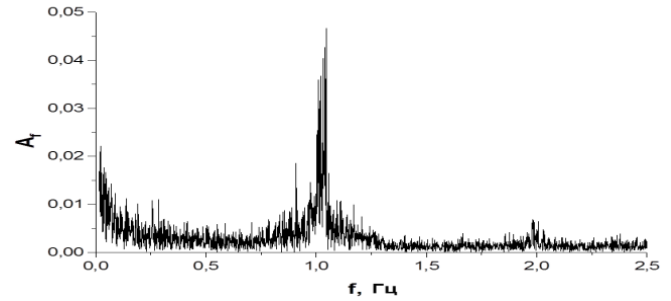
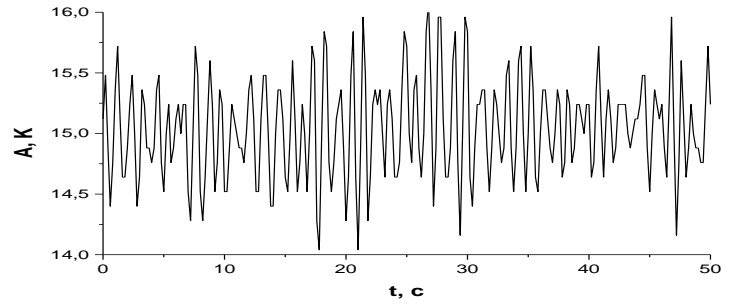
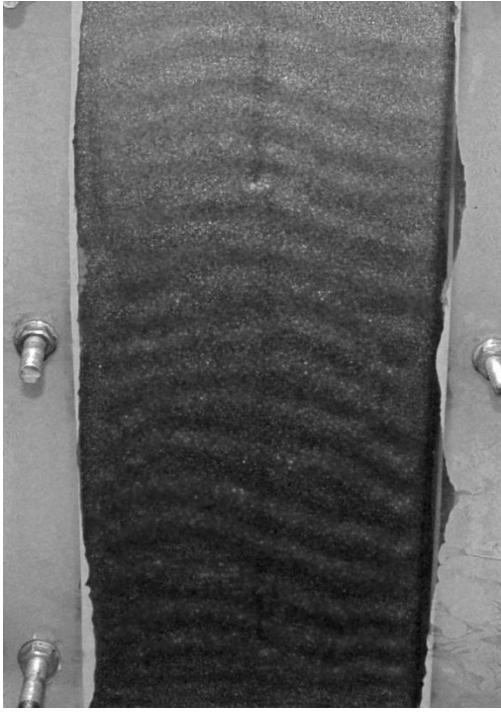


Рис. 2.19. Трехмерный нестационарный режим конвекции в вертикальном слое жидкости $Ra_g = 6.4 \cdot 10^4$, $Ra_v = 1.3 \cdot 10^3$; область параметров "С", термограмма и ее спектр

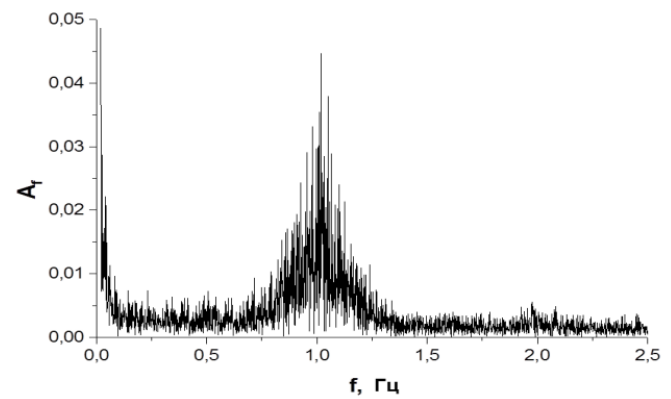
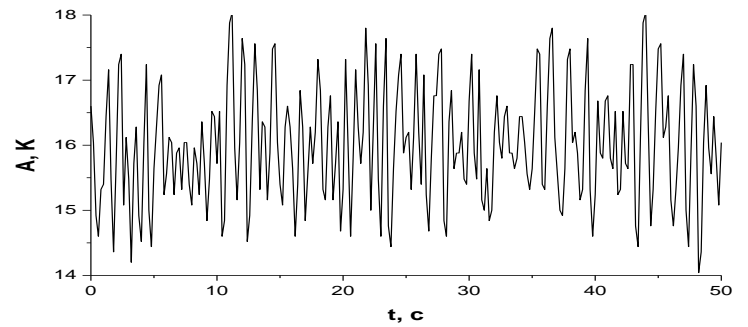


Рис. 2.20. Развитый нестационарный режим конвекции "D" в вибрирующем вертикальном слое жидкости $Ra_g = 7.6 \cdot 10^4$, $Ra_v = 1.7 \cdot 10^3$; термограмма и спектр

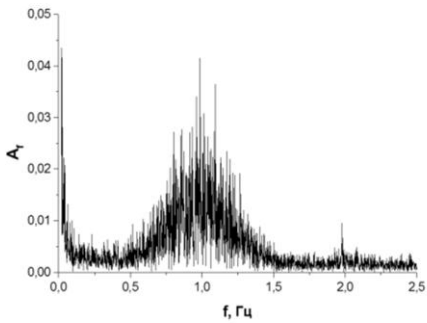
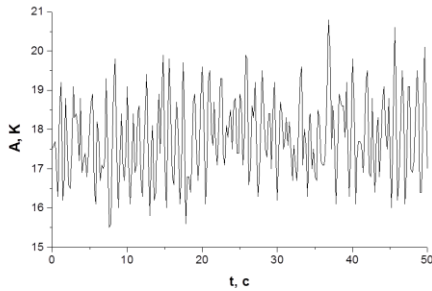


Рис. 2.21. Трехмерный нестационарный режим конвекции “Е” с вертикальными спиральными структурами $Ra_g=10.3 \cdot 10^4$, $Ra_v=2.3 \cdot 10^3$ и его амплитудно-

$Ra_g=10.3 \cdot 10^4$ и $Ra_v=2.3 \cdot 10^4$. Его структура подобна изображенной на рис. 2.11 для статического случая и описана в параграфе 2.3.

Дальнейший рост Ra_g , как и в статическом случае (см. рис. 2.10 “с”), ведет к усилению трехмерных эффектов, изгиб вихрей увеличивается, порождая усиление выбросов из середины слоя в местах, периодически расположенных вдоль оси z (область параметров “D” на рис. 2.16).

Линия 3 карты режимов соответствует границе возбуждения этого режима, и ее изгиб обнаруживает снижение устойчивости предыдущей моды течения по мере роста вибрационного воздействия. Изображение и характеристики пульсаций температуры движения “D” при $Ra_g=7.6 \cdot 10^4$ и $Ra_v=1.7 \cdot 10^4$ представлены на рис. 2.20. Поскольку вибрационное воздействие на слой жидкости не приводит к изменению структуры и характеристик течения опустим здесь подробное описание данного режима и отошлем читателя к параграфу 2.3.

В области еще больших чисел Рэлея наблюдались, как и в статическом случае, вертикальные спиралевидные структуры, периодические в продольном горизонтальном направлении (область параметров “Е”). Данный режим течения проиллюстрирован на рис. 2.21 при

Экспериментальные точки, по которым проведены граничные линии 1 - 4 между областями “А” - “Е” на карте режимов (рис. 2.16) были установлены путем выполнения срезов карты. При фиксированном значении периода колебаний изучалось поведение конвективной системы при постепенном увеличении перепада температур Θ между теплообменниками. Из рис. 2.16 видно, что пороговые значения числа Рэлея между нестационарными конвективными режимами уменьшаются с ростом вибрационного числа Ra_v .

Таким образом, обнаружено, что продольные горизонтальные низкоинтенсивные вибрации вертикального слоя жидкости снижают устойчивость вторичных нестационарных конвективных режимов, не влияя на устойчивость основного плоско-параллельного подъемно-опускного потока. В то же время, такие вибрации не оказывают заметного влияния на структуру и пространственно-временные характеристики нестационарных конвективных течений.

Рассмотрим теперь конвективные движения термо-вибрационной природы и режимы конвекции, вызванные совместным действием термо-гравитационного и термо-вибрационного механизмов. Обсуждаемые эффекты лежат в области больших значений параметра Ra_v на карте режимов (рис. 2.16), отвечающей интенсивному вибрационному воздействию на жидкость. Граничная линия 5 карты отделяет область существования термо-гравитационных режимов конвекции (“А” - “Е”) от области параметров “F”, в которой термо-вибрационный механизм неустойчивости вызывает появление вибро-конвективного течения, проиллюстрированного на рис. 2.22. Вертикальная часть линии 5 соответствует порогу возбуждения вибрационной конвекции на фоне не возмущенного ранее подъемно-опускного течения. Экспериментальные данные, обозначенные точками, в области низких значений Ra_g образуют прямую граничную линию $Ra_v = (2.1 \pm 0.4) \cdot 10^3$ и в пределах погрешности измерений совпадают с теоретическим значением $Ra_v = 2129$ [73], изображенным сплошной линией. В области надкритических значений Ra_g пороговые значения Ra_v меняется.

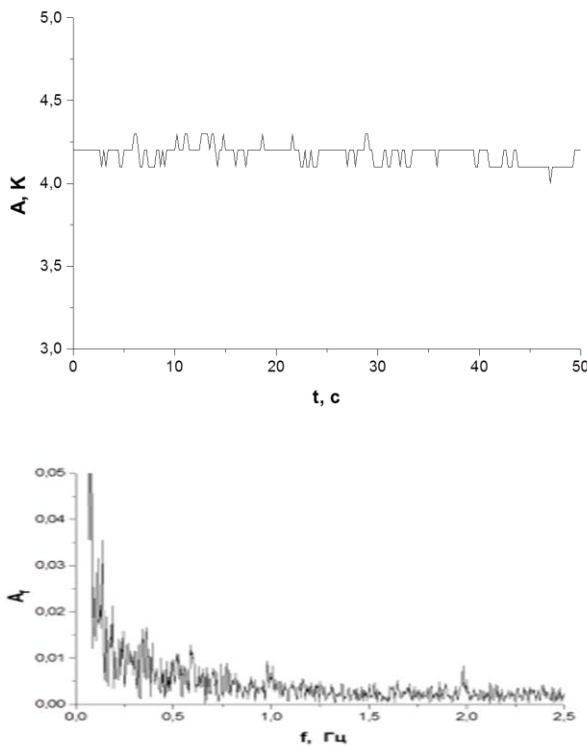
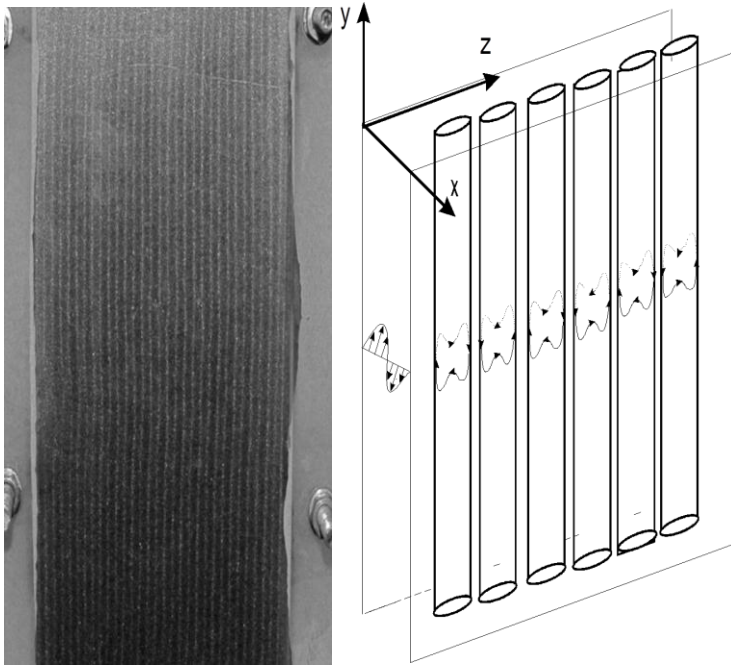


Рис. 2.22. Изображение вибро-конвективного течения в вертикальном слое жидкости в области параметров “F” $Ra_g = 6.9 \cdot 10^4$, $Ra_v = 5.1 \cdot 10^3$, схематическое изображение структуры движения и амплитудно-частотные характеристики

Здесь они уже не являются постоянной величиной и нарастают по мере увеличения Ra_g .

Структура конвективного движения в области параметров “F” представляет собой суперпозицию подъемно-опускного течения и системы вертикальных валов вибрационной природы. Оси вибрационных валов параллельны между собой и перпендикулярны направлению вибраций в соответствии со схематической иллюстрацией на рис. 2.22. В целом же результирующее движение можно представить следующим образом: медленное, почти горизонтальное смещение частицы вблизи нагретой стенки; затем постепенное увеличение вертикальной составляющей скорости частицы при приближении к окрестности максимума интенсивности восходящего

потока; вновь близкое к горизонтальному движение в области смены восходящего потока нисходящим, и после этого снова возрастание вертикальной компоненты скорости, но теперь уже направленной вниз в опускающемся потоке, и т.д.

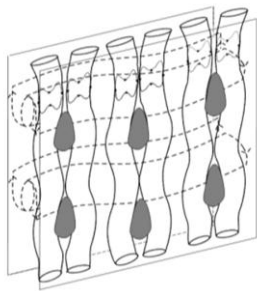
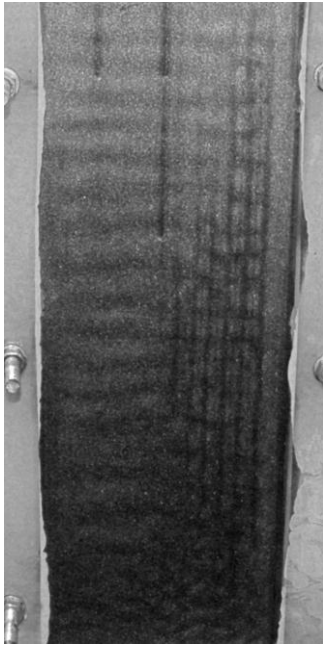


Рис. 2.23. Изображение и схема переходного нестационарного режима, демонстрирующего взаимодействие термо-гравитационного и термо-вибрационного механизмов возникновения конвекции
 $Ra_g = 5.4 \cdot 10^4$,
 $Ra_v = 2.2 \cdot 10^3$

Анализ термограмм и их спектра показывает отсутствие выделенных частот, что вместе с визуальными наблюдениями позволяет классифицировать обсуждаемое течение как стационарное.

Конкуренцию термо-вибрационного и термо-гравитационного механизмов конвекции иллюстрирует нестационарный переходный режим (см. рис. 2.23), зафиксированный вблизи граничной линии 5 (точка, обозначенная черным прямоугольником на карте режимов рис. 2.16), когда при плавном наращивании частоты вибраций переходили из области “В” в область “F”. Здесь на фоне развитого термо-гравитационного течения (горизонтальные валы слева) проявляются вертикальные структуры вибрационной природы.

Пережатые горизонтальными валами (отчетливо видны в левой части снимка), они образуют ячеистую структуру, являющуюся результатом интенсивного взаимодействия конвекции термо-гравитационной и термо-вибрационной природы. На схеме представлена структура течения в области взаимодействия двух видов конвекции. При еще большем увеличении частоты (наращивание Ra_v) данное

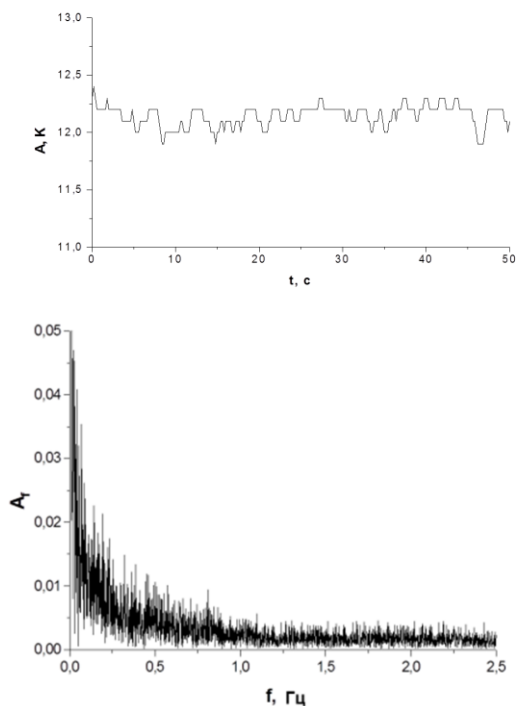
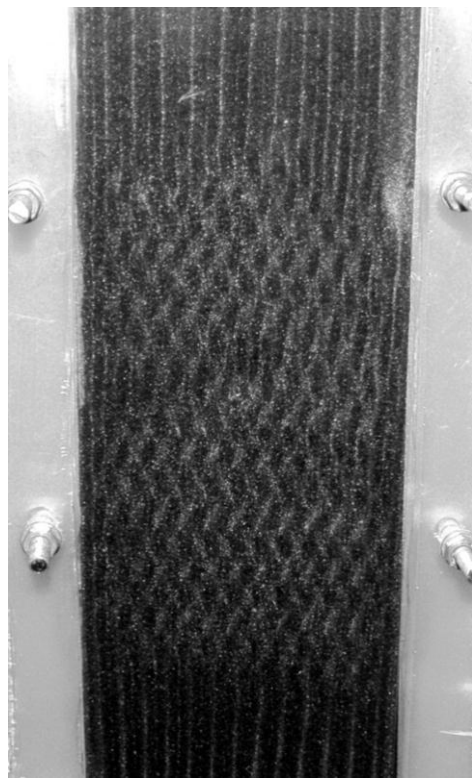


Рис. 2.24. Изображение ромбовидного квазистационарного режима при подкритических числах Рэлея $Ra_g = 4.0 \cdot 10^4$, $Ra_v = 4.7 \cdot 10^3$, область “G”, термограмма и спектр сигнала

течение преобразуется в уже рассмотренный режим области параметров “F”. Таким образом, можно заключить, что в обсуждаемом диапазоне параметров термо-вибрационное течение подавляет нестационарные режимы неустойчивости термо-гравитационной конвекции.

Дальнейший рост вибрационного воздействия и превышение вибрационным аналогом числа Рэлея граничных значений линии б приводит к тому, что мы попадаем в область параметров “G” (см. рис. 2.26.). Здесь важную роль в описании конвективного движения играет величина Ra_g . В области малых (подкритических) чисел Ra_g в окрестности полувисоты слоя возникает ромбовидное квазистационарное (как и в области параметров “F”) течение, проиллюстрированное на рис. 2.24.

Иначе обстоит дело в верхней части области “G” при высоких (надкритических) значениях $Ra_g \geq 5.1 \cdot 10^4$. Здесь на фоне ромбовидных структур, искажая их и делая нестационарными, проявляются горизонтально ориентированные пульсирующие валы (рис. 2.25), обусловленные неустойчивостью подъемно-опускной

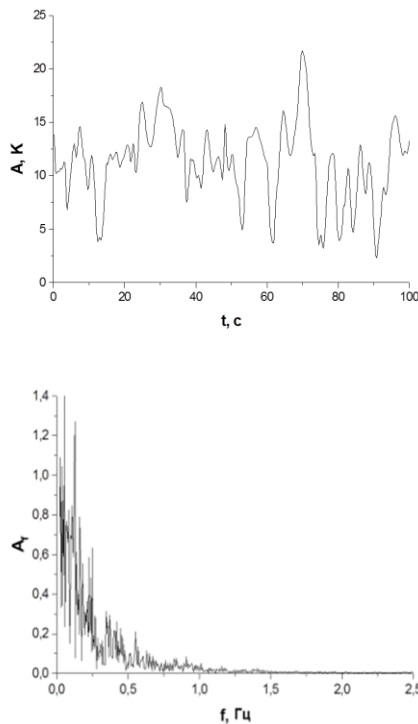
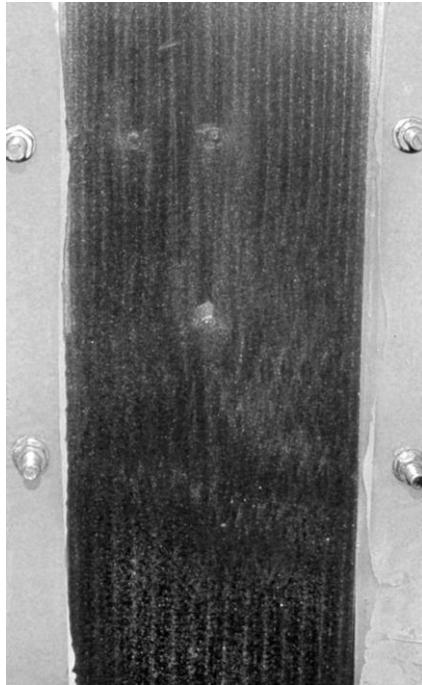


Рис. 2.25. Изображение термогравитационных волн на фоне ромбовидных структур при $Ra_g = 6.9 \cdot 10^4$, $Ra_v = 7.3 \cdot 10^3$, область "G", запись пульсаций температуры и Фурье-спектр сигнала

циркуляции термо-гравитационной природы. По-видимому, вибрационные валики испытывает зигзаговую неустойчивость и уже не могут подавить термо-гравитационную неустойчивость. Спай термопары регистрирует хаотические пульсации, амплитуда которых значительно превышает амплитуду гармонических колебаний, наблюдавшихся при малых значениях Ra_g в областях карты режимов "B"- "E".

Перейдем к описанию конвекции в области "H" высоких значений параметров Ra_v и Ra_g , проиллюстрированного на (рис. 2.26). Дальнейший рост вибрационной скорости ωb привел к разрушению пространственной упорядоченности и возникновению нестационарной конвекции. Вертикальные вибрационные валики испытывают хаотические изгибы вдоль оси вращения. Всплески на низких частотах в Фурье - спектре полученного сигнала обусловлены наличием в структуре течения относительно долгоживущих изгибов вибрационных валиков. Построенный в логарифмическом масштабе спектр пульсаций температуры представлен на рис. 2.26. Видно, что у линии, огибающей спектр, имеется относительно прямой участок с наклоном, близким к $-5/3$. Для удобства сравнения на рисунке приведена прямая $\ln(A_f) \sim -5/3 \ln(f)$.

Таким образом, можно сделать вывод о

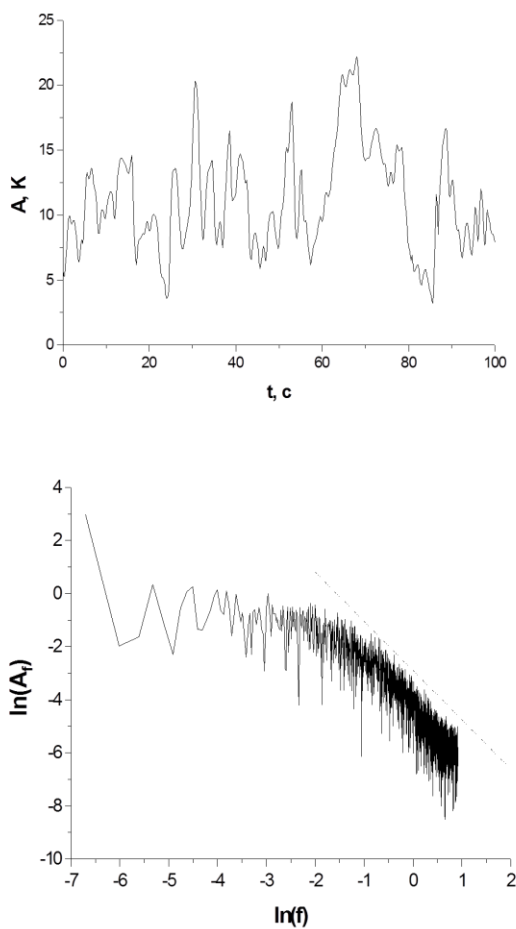
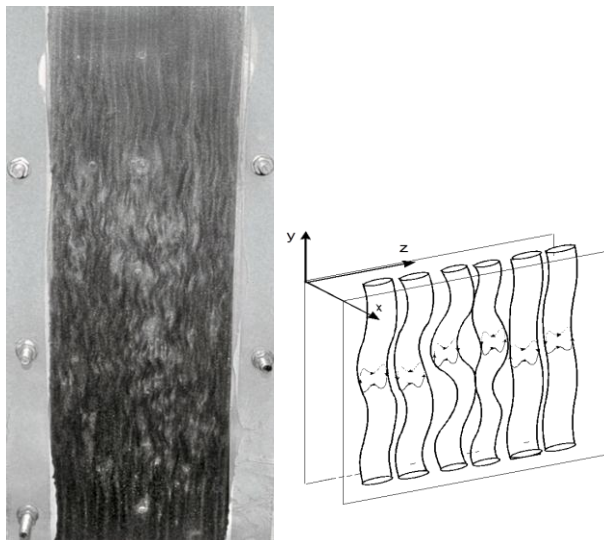


Рис. 2.26. Изображение нестационарного хаотического режима $Ra_g = 7.9 \cdot 10^4$, $Ra_v = 1.2 \cdot 10^4$, область "Н", запись пульсаций температуры, спектр пульсаций в логарифмическом масштабе (штриховой линией показана прямая $\ln(A_f) \sim -5/3 \cdot \ln(f)$)

том, что спектральная плотность пульсаций температуры в вертикальном слое при обсуждаемом режиме подчиняется закону - 5/3 Колмогорова [97], что свидетельствует о наличии хаотического течения как суперпозиции термогравитационной и термо-вибрационной неустойчивостей.

Рассмотрим теперь течение, при котором одновременно существуют два типа неустойчивости подъемно-опускной циркуляции. Методика проведения такого опыта появилась в результате наблюдения переходного режима, изображенного на рис. 2.23. Поскольку в статическом случае величина управляющего параметра пропорциональна толщине слоя h^3 , а в вибрационном – h^2 , то можно ожидать, что в клиновидном щелевом зазоре реализуются одновременно две моды неустойчивости, при неизменных значениях других

параметров эксперимента.

Исследование проводилось в обогреваемом с широкой боковой стороны вертикальном слое жидкости, толщина которого h в горизонтальном сечении равномерно изменялась на 6%.

На рис. 2.27 представлено фотографическое изображение фрагмента слоя жидкости. В данной реализации относительное число Рэлея $Ra_g/Ra_g^* = 1.1$, также как и относительное вибрационное число $Ra_v/Ra_v^* = 1.1$. Здесь Ra_g^* и Ra_v^* – критические значения управляющих параметров в статическом и вибрационном полях, соответственно.

В левой части конвективной камеры существует термо-гравитационное конвективное течение в виде вертикальных струй (сравни с рис. 2.11 и 2.21). Однако, в статическом случае, они возникали в области чисел Рэлея $Ra_g/Ra_g^* \geq 1.4$. В правой части полости, в области больших толщин слоя,

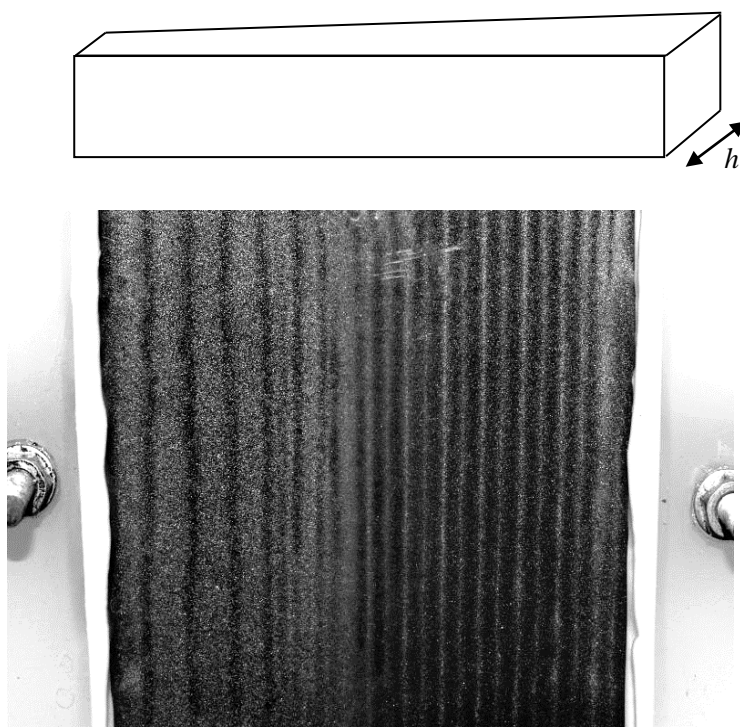


Рис. 2.27. Слева – термо-гравитационное, справа – термо-вибрационное течения, h увеличивается слева направо на 6 %, $Ra_v/Ra_v^* = 1.1$, $Ra_g/Ra_g^* = 1.1$

колебания генерировали термо-вибрационный режим теплообмена. Структура течения представлена вертикальными стационарными валиками (сравните с рис. 2.23).

Таким образом, экспериментально обнаружено, что воздействие высокочастотных вибраций на клиновидную вертикальную щель дестабилизирует подъемно-опускное течение по отношению к термо-гравитационной

неустойчивости в области малых толщин неоднородно нагретого слоя жидкости, и навязывает термо-вибрационную конвекцию в области большей толщины слоя.

Здесь упомянем резонансный конвективный режим, возникавший в вертикальном слое жидкости, совершавшем горизонтальные продольные вибрации. Подобные эффекты возбуждения неустойчивости изучались в горизонтальном слое жидкости и подробно описаны в главе 3. Интересно отметить, что во всех экспериментальных реализациях, при различных

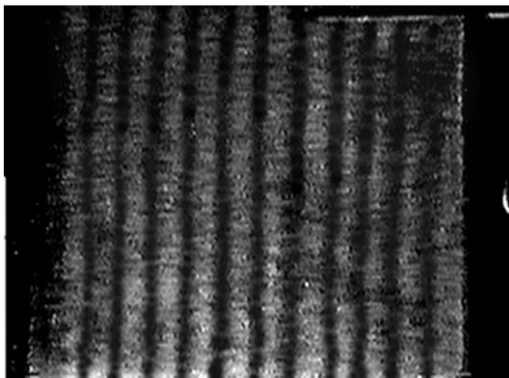
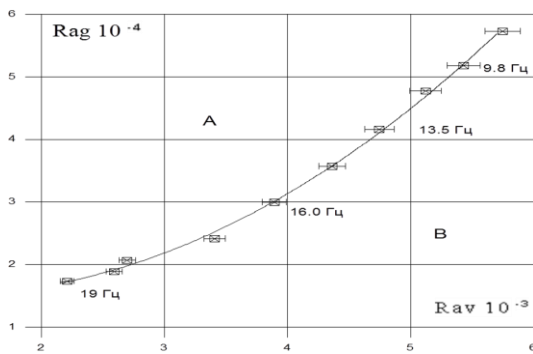


Рис. 2.28. Карта устойчивости основного течения в случае низкочастотных колебаний $f < 19$ Гц и изображение такого режима при $Ra_g = 2.4 \cdot 10^4$, $Ra_v = 3.6 \cdot 10^3$, $f = 17.2$ Гц, А-область устойчивого подъемно-опускного течения; В-область резонансной неустойчивости

значениях перепада температур между теплообменниками Θ и амплитуды колебаний b , если линейная частота вибраций была ниже 19 Гц (что соответствует значению циклической частоты $\omega = 1 \cdot 10^3$, обезразмеренной в единицах ν/h^2), то порог возникновения неустойчивости существенно сдвигался в область больших значений Ra_v , а структуры надкритического движения имели вдвое больший характерный размер.

Пример границы устойчивости подъемно-опускного движения в случае низкочастотных колебаний приведен на рис. 2.28 (сравните с картой режимов рис. 2.16). Слева от граничной линии располагается область “А”, где существует устойчивое подъемно-опускное течение, а справа (область “В”) — зона неустойчивости. Точки

соответствуют порогу устойчивости основного движения. Марками обозначены частоты колебаний f , при которых получены соответствующие точки. В этих опытах линейная частота вибраций не превышала 19 Гц, а большие значения параметра Ra_v достигались за счет увеличения перепада температур между теплообменниками Θ и амплитуды вибраций b .

Таким образом, можно заключить, что для данного вертикального слоя жидкости частоты вибраций, лежащие в интервале от 19 Гц и выше, удовлетворяют высокочастотному приближению.

Течение, существующее в области параметров “В”, проиллюстрировано на рис. 2.28 для $Ra_g = 2.4 \cdot 10^4$, $Ra_v = 3.6 \cdot 10^3$ при частоте вибраций $f = 17.2$ Гц. Интересно отметить, что стационарные вертикальные валы имеют характерный размер, почти в два раза превышающий размер вибрационных валиков (см. рис. 2.22).

2.7. Конвективные течения в вертикальном слое жидкости, совершающем продольные вертикальные вибрации

Перейдем к рассмотрению влияния высокочастотных продольных вертикальных вибраций на устойчивость нестационарных конвективных течений в вертикальном слое жидкости, вызванных взаимодействием тепловых волн, развивающихся во встречных потоках. Для опытов использовался электродинамический вибростенд, описанный в параграфе 2.5. Отметим, что параметры лабораторной установки, рабочей полости и жидкости – керосина – не позволяли реализовывать диапазон значений Ra_v и Ra_g , при которых в экспериментальной работе [92] термо-вибрационная конвекция срывала устойчивость подъемно-опускного потока. В то же время выбор параметров данного эксперимента (см. параграф 2.1) обеспечил появление развитых нестационарных конвективных течений, описанных в

параграфе 2.3, и позволил изучить влияние на них высокочастотного вибрационного воздействия.

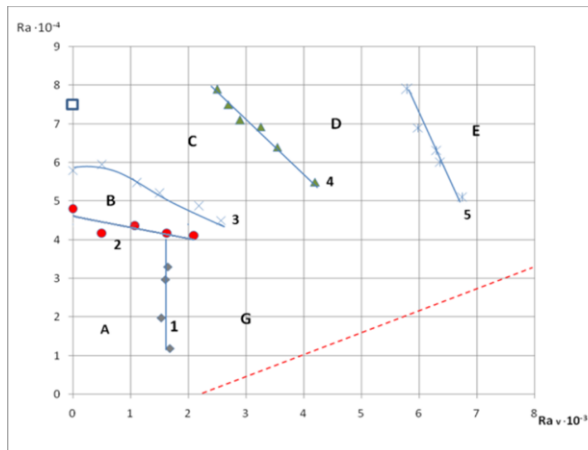


Рис. 2.29. Карта конвективных режимов в вертикальном слое, совершающем вертикальные вибрации. Красная линия ограничивает область достижимых значений параметров

не более чем на 5 %. Граничная линия 1 отделяет область параметров “G”, в которой по мере увеличения вибрационного воздействия обнаружен существенный прирост скорости потоков. Эффект иллюстрируется на рис. 2.30, где приведена зависимость прироста скорости m от вибрационного ускорения $\omega^2 b$ при фиксированном значении $Ra_g = 3.6 \cdot 10^4$. Здесь $m = \frac{v}{v_0}$, а v

и v_0 – скорости потока при текущем значении виброускорения и в статическом случае, соответственно.

В статическом случае, при достижении числом Рэлея порогового значения $Ra_g^* = 4.8 \cdot 10^4$ на фоне базовой циркуляции возникает режим с горизонтальными пульсирующими вихрями (область “B”).

Результаты исследования представлены в виде карты режимов конвекции на рис. 2.29 в плоскости управляющих параметров задачи $Ra_g - Ra_v$. В областях “A” и “G” наблюдается устойчивая подъемно-опускная циркуляция, подобная изображенной на рис. 2.17. Измерения показали, что в области “A” с увеличением вибрационного числа Рэлея наблюдается незначительный рост скорости подъемного и опускного потоков –

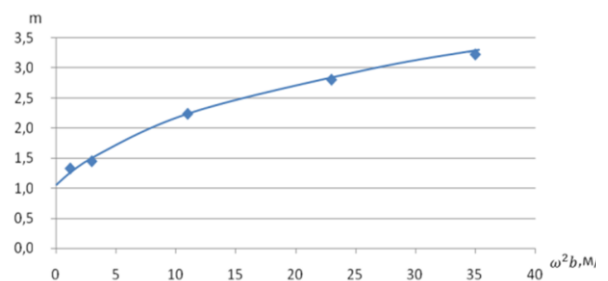


Рис.2.30. Зависимость прироста скорости конвективного потока от вибрационного ускорения при $Ra_g = 3.6 \cdot 10^4$

Вибрационное воздействие снижает устойчивость подъемно-опускного потока по отношению к такому режиму – изгиб линии 2 карты режимов иллюстрирует этот эффект. Граничная линия 3 отвечает порогу развития зигзаговой неустойчивости горизонтальных вихрей, соответствующий режим существует в области параметров “С”, его структура и характеристики подобны изображенным на рис. 2.20. Из рис. 2.29 видно, что увеличение вибрационного воздействия снижает устойчивость пульсирующих вихрей к трехмерным возмущениям.

Линия 4 карты (рис. 2.29) ограничивает область параметров “D”, в которой горизонтальные изогнутые валы начинают расширяться. Эффект начинается на полувысоте слоя жидкости и с течением времени (за ~ 3 с) распространяется вверх и вниз по слою. При этом волновое число k , обезразмеренное через h , изменяется от 4,3 до 3,1. Данный режим проиллюстрирован на рис. 2.31. Такое размывание горизонтально ориентированных вихрей, по-видимому, связано с увеличением скорости подъемного и опускного потоков (см. рис. 2.30).

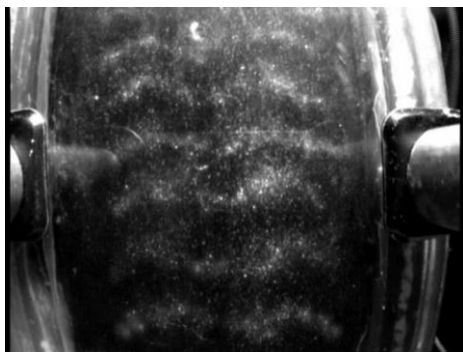


Рис. 2.31. *Изогнутые горизонтальные конвективные валы с увеличенным пространственным периодом, область “D”, $Ra_g = 7.9 \cdot 10^4$, $Ra_v = 4.6 \cdot 10^3$*

По мере увеличения вибрационного воздействия (с ростом Ra_v) в области параметров “E” пороговым образом (граничная линия 5 карты на рис. 2.29) происходит разрушение периодической структуры горизонтальных валов и порядок нарушается. Типичная структура такого движения проиллюстрирована на рис. 2.32. Отметим, что в исследованном диапазоне параметров течение в виде вертикальных валов наблюдалось только в статическом случае. Вертикальное вибрационное воздействие разрушало этот режим.



Рис. 2.32. Изображение хаотического режима, возникшего при разрушении изогнутых горизонтальных конвективных валов, область "E", $Ra_g = 7.9 \cdot 10^4$, $Ra_v = 7.4 \cdot 10^3$

Таким образом, изучено влияние вибраций на конвективную устойчивость встречных потоков. Описаны дестабилизирующее воздействие вибраций на надкритические колебательные движения, термо-вибрационная конвекция и хаотизация течения в случае совместного действия интенсивных термо- и вибро-конвективных механизмов неустойчивости основного потока. Полученные результаты хорошо согласуются с данными теоретических работ.

3. ВЛИЯНИЕ ВИБРАЦИЙ НА УСТОЙЧИВОСТЬ МЕХАНИЧЕСКОГО РАВНОВЕСИЯ И ПАРАМЕТРИЧЕСКАЯ РЕЗОНАНСНАЯ КОНВЕКЦИЯ В ГОРИЗОНТАЛЬНОМ СЛОЕ ЖИДКОСТИ

В данной главе описано стабилизирующее влияние высокочастотных вертикальных инерционных ускорений на устойчивость механического равновесия горизонтального слоя подогреваемой снизу жидкости и эффект возбуждения параметрической резонансной конвекции при нагреве сверху. Результаты опубликованы в [17, 19, 98-102].

3.1. Параметрическая конвекция

Теоретическое исследование параметрических резонансных эффектов в свободной тепловой конвекции при модуляции управляющего параметра было начато Г.З. Гершуни и Е.М. Жуховицким еще в 1963 г. [103]. В дальнейшем ими, их учениками и другими авторами было решено большое число задач о конвекции в переменных инерционных полях. Результаты этих исследований обобщены в монографии [1]. За рубежом первое теоретическое исследование параметрической конвекции провели Р.М. Gresho и R.L. Sani в 1970 г. [104] Из зарубежных публикаций на эту тему отметим также [87, 105-113].

Интенсивное развитие проблема конвекции в переменных силовых полях получила в последнее 30-летие, когда было установлено, что колебания инерционных микроускорений на космических аппаратах играют значительную роль при выращивании кристаллов и в других технологических экспериментах в невесомости. Среди многочисленных публикаций на эту тему укажем [84, 111, 114-117].

В последнее время подходы и результаты названных исследований распространяются и на другие способы воздействия на конвективные системы – возбуждение течений в неизотермических жидком диэлектрике

[118] и магнитной жидкости [119] периодически меняющимися электрическим и магнитным полями, резонанс в жидкости при переменном тепловыделении [120]. Рассматривается взаимодействие гравитационно-параметрического механизма с термокапиллярным [121] и термоэлектрическим [122]. Однако, несмотря на почти полувековую историю теоретического изучения параметрического резонанса в конвекции, экспериментально это явление ранее реализовано не было. Отметим лишь наблюдение гармонических и субгармонических структур в горизонтальном слое газа [123, 124], появившееся через 6 лет после первой публикации автора [98].

Предварительные эксперименты [92, 98, 99] показали, что при подогреве жидкости снизу и вертикальных вибрациях конвективное движение представляет собой сложную суперпозицию Релей–Бенаровских и вибрационно-параметрических структур. Поэтому в данной работе для упрощения анализа опыты по динамическому возбуждению термоконвективных течений с помощью переменных инерционных полей сначала проводились при нагреве жидкости сверху, когда конвекция, обусловленная статическим гравитационным механизмом, отсутствует. Кроме того, в условиях нагрева сверху при больших перепадах температур система приобретает значительные “упругие” свойства [1, 125], и эффекты параметрического резонанса проявляются наиболее отчетливо.

3.2. Методика экспериментов

Основные условия, которым должна удовлетворять экспериментальная установка для наблюдения конвективного параметрического резонанса в неизотермических жидкостях, вытекают из анализа управляющих критериев подобия данной задачи. Воздействие статического поля тяжести на устойчивость механического равновесия и конвективные течения в плоском горизонтальном слое жидкости, стратифицированной по температуре в

вертикальном направлении, при заданном числе Прандтля описывается критерием подобия Рэлея Ra_g [1].

Эффекты параметрического резонансного возбуждения конвекции определяются амплитудой модуляции критерия r [1]

$$r = \frac{\omega^2 b \beta \Theta h^3}{\nu \chi Ra_g^*} = \frac{\omega^2 b}{g_0} \times \frac{Ra_g}{Ra_g^*}.$$

В этих выражениях Ra_g^* – критическое значение числа Рэлея, соответствующее порогу неустойчивости механического равновесия в случае подогрева слоя жидкости снизу в отсутствие вибраций. Критерий r имеет смысл амплитуды переменной составляющей безразмерной архимедовой силы, измеряемой в единицах Ra_g^* .

Для заметного проявления параметрических резонансных явлений на фоне конвективных эффектов, обусловленных статическим полем тяжести, в эксперименте необходимо принять ряд мер. Так, для организации параметрических колебаний в системах с большой диссипацией необходимо превзойти весьма высокое пороговое значение амплитуды модуляции. Как известно [1], эффективное трение при параметрической конвекции зависит от числа Прандтля, принимая наименьшее значение при $Pr = 1$. Для капельных жидкостей при комнатной температуре числа Прандтля лежат в интервале от 6.7 (вода) до 10^4 и выше (глицерин, масла). Поэтому для возбуждения параметрических эффектов даже в относительно маловязких жидкостях требуется, прежде всего, создать большие величины параметра модуляции r .

Возможности повышения критерия r путем увеличения разности температур Θ ограничены температурной стойкостью рабочей жидкости и материалов, из которых изготовлена конвективная камера. По этим причинам максимальный перепад температур между границами слоя жидкости ограничивался 70 К. Ценность результатов, полученных в таких условиях с учетом температурной зависимости параметров жидкости, обсуждена в параграфе 2.2.

Известно, что для наблюдения конвективной неустойчивости механического равновесия в большинстве жидкостей оптимальной является толщина слоя жидкости h в несколько миллиметров [126]. Частота собственных конвективных колебаний в таких слоях имеет порядок одного герца и ниже [1]. Для достижения вибрационных ускорений $b\omega^2$, необходимых для параметрического резонанса при названных частотах, требуются амплитуды смещений вибростолла b величиной несколько десятков сантиметров. Поэтому в экспериментах использовался механический вибратор, обеспечивающий большую по сравнению с электродинамическими вибростендами амплитуду смещения b .

Как видно из формулы для амплитуды модуляции архимедовой силы, параметр r увеличивается по мере роста определяющего размера конвективной камеры h . Однако в широких пределах использовать в экспериментах этот путь не удастся, так как увеличение толщины кюветы вызывает понижение характерных частот конвективной системы [1]. Соответственно, возбуждение резонанса в более толстых слоях потребует понижения частот ω колебаний вибратора, что, при ограниченной конструкцией вибростенда максимальной амплитуде перемещений b , будет сопровождаться уменьшением критерия модуляции r .

Другая возможность увеличения амплитуды модуляции подъемной силы r состоит в выборе жидкостей с большим значением комплекса $\beta/\nu\chi$. Как следует из выражения для числа Рэлея Ra_g , применение таких сред позволяет создавать условия для возникновения конвекции в слоях меньшей толщины, что повышает собственные частоты [1] системы и соответствующие им частоты колебаний вибратора. В связи с этим в экспериментах в основном использовался гептан C_7H_{16} , обладающий одним из наибольших значений комплекса $\beta/\nu\chi = 2.32 \cdot 10^4 \text{ с}^2 \cdot \text{К}^{-1} \cdot \text{см}^{-4}$ и, одновременно, одним из наименьших значений числа $Pr = 6.9$ среди известных капельных жидкостей. Приведем также некоторые из теплофизических параметров гептана: плотность $\rho = 0.684 \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}$;

коэффициенты кинематической вязкости $\nu = 0.606 \cdot 10^{-2} \text{ см}^2 \cdot \text{с}$, теплопроводности $1.34 \cdot 10^4 \text{ эрг} \cdot \text{см}^{-1} \cdot \text{с}^{-1} \text{ } ^\circ\text{C}$, температуропроводности $\chi = 0.882 \cdot 10^{-3} \text{ см}^2 \cdot \text{с}$, объемного расширения $\beta = 1.24 \cdot 10^{-3} \text{ K}^{-1}$. Все значения указаны для температуры $20 \text{ } ^\circ\text{C}$ [127, 128].

Конвективная ячейка (рис. 3.1) представляла собой горизонтальный слой жидкости 1, ограниченный сверху и снизу плоскими металлическими пластинами теплообменников 2 диаметром 98 мм и толщиной 1.0 см. Чтобы уменьшить механические напряжения, возникающие в вибростенде и узлах крепления кюветы при больших амплитудах инерционных ускорений, при

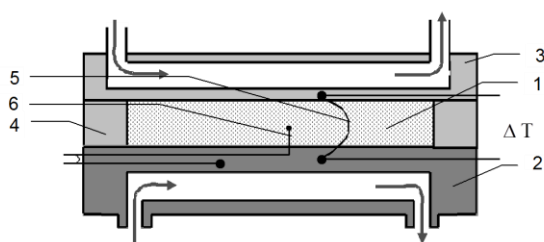


Рис. 3.1. Схема конвективной ячейки

изготовлении теплообменников вместо традиционной меди применялся алюминий, обладающий существенно меньшей плотностью и, в то же время, имеющий теплопроводность, достаточно

высокую для обеспечения изотермичности границ. В пластинах просверливались продольные параллельные каналы таким образом, чтобы организовать встречные потоки термостатирующей жидкости в соседних отверстиях и, как следствие, обеспечить максимальную однородность температуры на верхней и нижней границах конвективной камеры. По каналам прокачивалась вода от струйных термостатов KRIO-VT-01, которые поддерживали температуры пластин с точностью 0.05 K . Для визуальных наблюдений верхний алюминиевый теплообменник заменялся на прозрачный 3, состоящий из двух стеклянных пластин толщиной 2 мм , разделенных промежутком высотой 10 мм , в котором циркулировала термостатирующая вода. В рабочую жидкость примешивались светорассеивающие частицы алюминиевой пудры, и применялось стробоскопическое освещение. Большинство измерений выполнено с жидкостной ячейкой высотой $h = 2.00 \pm 0.02 \text{ мм}$. Для сравнения рассматривались также слои толщиной от

1.5 до 10 мм. С узких боковых сторон ячейка окружалась кольцом 4 из органического стекла с внутренним диаметром 76 мм и высотой, равной высоте слоя h . Внешний диаметр кольца равнялся диаметру теплообменников. Разность температур Θ между горизонтальными границами полости измерялась дифференциальной термопарой 5, спаи которой располагались в массивах теплообменников. Для регистрации отклонений температуры от теплопроводного распределения, обусловленных конвективным движением, использовался термопарный зонд 6. Он представлял собой дифференциальную манганин–константановую термопару, один из спаев которой выставлялся в рабочую полость на 1 мм из нижнего теплообменника на оси симметрии слоя. Длина спая составляла 0.2 мм, диаметр термоэлектродов – 0.05 мм. Второй спай располагался в нижнем теплообменнике. ЭДС термопар измерялась комплексом, состоящим из усилителя тока и осциллографа. Постоянная времени зонда вместе с измерительным трактом составляла 0.1 с. В стационарных режимах термоЭДС определялась потенциометром. Структуры движения жидкости регистрировались фото– или видеокамерами; изображения обрабатывались на компьютере.

Конвективная камера располагалась на каретке механического вибратора, который сообщал ей линейно поляризованные колебания в вертикальном направлении. Вибратор представлял собой кривошипно–шатунный механизм, приводившийся в движение коллекторным электродвигателем большой мощности через ременную передачу. Амплитуда колебаний b каретки вибратора регулировалась ступенями путем крепления штока в отверстиях, расположенных на различных расстояниях от оси ведущего колеса кривошипно–шатунного механизма. Эти расстояния и, соответственно, амплитуды b составляли 4.1, 6.1, 10.1, 15.2, 21.0 и 25.0 см. Длина штока равнялась 110.5 см. Наличие в кинематической схеме вибратора кривошипно-шатунного механизма обуславливает отклонения линейного перемещения рабочего столика со временем от гармонического закона (при

постоянной угловой скорости вращения вала кривошипа). Эти отклонения зависят от угла поворота вала и возрастают при увеличении расстояния от его оси до точки крепления штока. В наиболее неблагоприятной ситуации, а именно, при наибольшей амплитуде $b = 25$ см, максимальные отклонения текущей координаты столика от значений, отвечающих синусоидальным смещениям, были невелики, как и у вибростенда, описанного в параграфе 2.5, и не превышали 7 % от b .

Частота колебаний каретки регулировалась ступенями с помощью набора шкивов разных диаметров. Плавное изменение линейной частоты при заданных размерах шкивов могло осуществляться в пределах 0.5 - 25 Гц с точностью 1 % путем регулирования напряжения питания электродвигателя. Заметим, что механические свойства и прочность узлов вибратора навязывали ограничение на максимальную частоту колебаний для каждой фиксированной амплитуды. Так, при минимальной амплитуде, равной 4.1 см, вибратор способен развить наибольшую линейную частоту в 25 Гц, тогда как при максимальной амплитуде, равной 25 см, верхняя граница по частоте понижалась до 4 Гц. При этом на каждой из фиксированных амплитуд b достигалось одно и то же предельное значение вибрационной скорости $\omega b = 6.3 \cdot 10^2$ см·с⁻¹. Наибольшее вибрационное ускорение $\omega^2 b$, развиваемое вибростендом, составляло 103 g_0 . Для измерения частоты вибраций применялась оптронная пара, импульсы от которой подавались на электронный частотомер. Эта же схема использовалась для синхронного запуска лампы-вспышки при визуальных наблюдениях и фоторегистрации.

В данной главе исследуется конвекция в поле линейно поляризованных периодических во времени инерционных ускорений. Такая ситуация имеет место, когда сосуд, заполненный жидкостью, испытывает прямолинейные периодические перемещения относительно инерциальной (лабораторной) системы отсчета. Однако в случае, когда в лабораторной системе полость, наряду с поступательным движением, испытывает переменные вращения, в неинерциальной системе отсчета, связанной с этой полостью, к силе

инерции, обусловленной линейными ускорениями, добавляются центробежная сила, сила инерции, порожденная угловыми ускорениями, и сила Кориолиса, проявляющаяся при движении жидкости относительно сосуда. В неоднородной по плотности среде поля этих сил могут быть не потенциальными и поэтому не уравниваются градиентом давления; при этом в жидкости возникнут пульсации скорости [129]. Более того, составляющая инерционного поля, обусловленная угловыми ускорениями, является вихревой и порождает конвективные пульсации даже в изотермической жидкости. Известно также, что при высоких частотах крутильная составляющая колебаний способна создать осредненные вибрационные течения – благодаря объемному механизму, сопряженному с взаимодействием неоднородностей осциллирующего поля скорости с неоднородностями плотности, а также пристенному механизму, обусловленному пульсациями скорости жидкости, увлекаемой твердой поверхностью сосуда [3, 130]. Чтобы выделить из этого многообразия интересующую нас здесь конвекцию в поле линейно поляризованных ускорений, при конструировании и изготовлении вибростенда значительное внимание было уделено устранению вращательных (маятниковых) покачиваний при перемещениях столика с кюветой.

3.3. Параметрическая конвекция в нагреваемом сверху слое при поперечных вибрациях

Результаты опытов, выполненных в условиях нагрева слоя жидкости сверху (гептан, $h = 2.0$ мм), представлены в виде карты режимов конвекции на рис. 3.2. В соответствии с подходом, принятым в обсужденных выше теоретических работах, по оси ординат рисунка нанесена безразмерная амплитуда модуляции r подъемной силы Архимеда, а по оси абсцисс – безразмерный период колебаний инерционного ускорения $\tau = \nu/fh^2$, где $f = \omega/2\pi$ – размерная линейная частота осцилляций. В качестве единицы масштаба при обезразмеривании периода использовалось характерное время

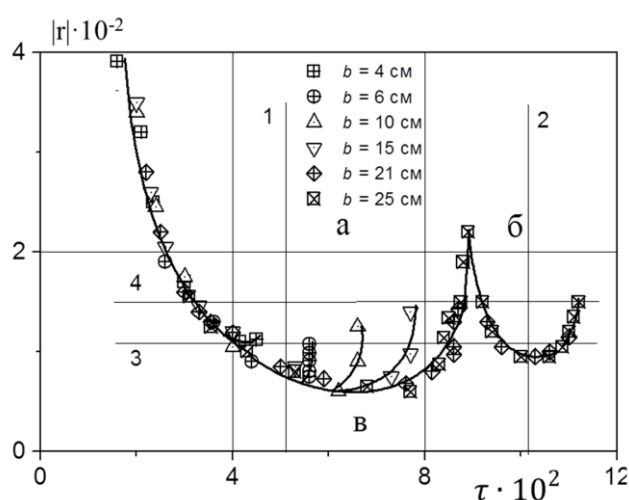


Рис. 3.2. Карта режимов параметрической конвекции в нагреваемом сверху слое гептана при модуляции поля тяжести

затухания гидродинамических возмущений h^2/ν . Для слоя гептана толщиной $h = 2.0$ мм эта величина составляет 6.6 с. Линейной частоте вибраций $f = 1.0$ Гц в данном случае соответствует значение $\tau = 1.5 \cdot 10^{-1}$.

Карта построена по результатам серий опытов, в каждой из которых переходы между режимами изучались при заданной амплитуде вибраций b . Такие переходы осуществлялись в виде одной из двух последовательностей операций. Первая из методик заключалась в постепенном пошаговом изменении разности температур Θ на границах полости, т. е. в регулировании числа Ra_g , при заданной частоте f колебаний вибратора. Вторая последовательность состояла в изменении частоты вибраций при заданном перепаде температур, т. е. при постоянной величине критерия Рэлея. В первой методике точка, изображающая

состояние системы в плоскости управляющих параметров τ, r , смещалась вдоль вертикальных сечений рис. 2, а во второй – вдоль разрезов $r \sim \tau^{-2}$.

Экспериментальные точки на рис. 3.2 и проведенные через них кривые $Ra_g^*(\tau)$ описывают границы резонансных областей при различных амплитудах вибраций b . Области “а” и “б” рисунка, располагающиеся выше этих кривых и имеющие характерный вид параметрических мешков, отвечают динамическому возбуждению конвекции. При значениях параметров, лежащих ниже пороговых кривых (область “в” рис. 3.2), конвективное движение в жидкости отсутствует.

В описываемом эксперименте реализовать конвективные движения как в первой, так и во второй резонансных областях удалось лишь для самых больших амплитуд смещений стола $b = 21.0$ и 25.0 см, развиваемых вибростендом. При таких значениях b в пределах экспериментальной погрешности границы $Ra_g^*(\tau)$ этих областей совпадают. Для меньших амплитуд b удалось возбудить параметрические конвективные колебания, отвечающие только полуцелым областям неустойчивости. При этом правые границы резонансной области “а”, отвечающие разным значениям амплитуды b колебаний вибростола, не совпадают, смещаясь в область больших частот по мере уменьшения b . Однако с уменьшением периода модуляции – на левой границе области “а” – происходит слияние пороговых кривых для разных амплитуд колебаний слоя. Для обсуждаемого случая (гептан, $h = 2.0$ мм) совпадение имеет место при безразмерных периодах $\tau < 4.7 \cdot 10^{-2}$. Соответствующие размерные линейные частоты модуляции f при этом больше 3.3 Гц.

Зависимость положения границ областей устойчивости квазиравновесия (рис. 3.2) от амплитуды вибраций обусловлена тем, что переменные τ и r не исчерпывают полный набор управляющих критериев подобия данной задачи. В работе [1] показано, что пространство параметров, определяющих поведение конвективной системы при резонансном возбуждении, образуют четыре независимых переменных: период τ и

амплитуда r модуляции, число Рэля Ra_g и эффективный коэффициент трения. При представлении результатов исследования в виде карты устойчивости в плоскости двух параметров τ и r , два оставшихся управляющих параметра – число Рэля и коэффициент трения, определяющие резонансные свойства конвективной системы и, прежде всего, ее собственную частоту, необходимо зафиксировать. Однако характеристики экспериментальной установки не позволяли перекрыть весь диапазон параметрических эффектов при заданной амплитуде b и неизменном числе Рэля. Необходимость изменения критерия Ra_g в ходе построения диаграммы устойчивости сопровождалась изменением частоты собственных колебаний подогреваемой сверху жидкости. Этим объясняется смещение границ резонансных зон для различных амплитуд вибраций b .

На рис. 3.3 в качестве примера представлены термограммы, полученные при амплитуде вибраций $b = 25.0$ см (гептан, нагрев слоя сверху). По горизонтальной оси рисунка отложено время, а по вертикальной – сигнал зонда. Левый отрезок термограммы 1, лежащий на горизонтальной оси, соответствует статическому полю тяжести ($r = 0$), когда механическое равновесие нагреваемой сверху жидкости устойчиво, и отклонения ее температуры от теплопроводного распределения отсутствуют.

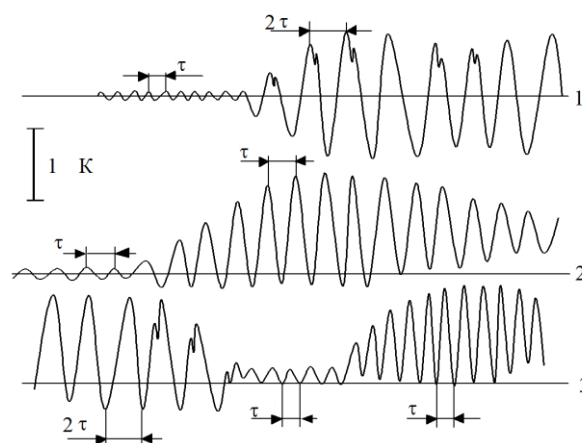


Рис. 3.3. Термограммы параметрических конвективных колебаний в полуцелой и целой резонансных областях и области квазиравновесия

При наложении вибраций, параметры которых принадлежат области “в” рис. 2, жидкость совершает регулярные подпороговые колебания относительно малой амплитуды, период которых совпадает с периодом

модуляции силы тяжести τ . Показания термопарного зонда в этой области приведены на среднем участке термограммы 1 и на левом фрагменте термограммы 2. Обсуждаемые колебания обусловлены нарастанием конвективных возмущений в течение той части периода осцилляций вибратора, когда суммарное – статическое и инерционное – силовое поле ориентировано вдоль градиента температуры, что обеспечивает потенциально неустойчивую температурную стратификацию жидкости. В это же время подъемная сила превышает пороговое значение, необходимое для возникновения конвекции в статическом поле тяжести. В течение оставшейся части периода τ , когда сила Архимеда не превосходит порогового значения и, более того, меняет знак на промежутке, отвечающем антипараллельному направлению силового поля и градиента температуры, т. е. устойчивой стратификации жидкости, возмущения уменьшаются. В публикациях, посвященных конвекции в переменных силовых полях [1], такое состояние принято называть квазиравновесным.

На термограмме 1, рис. 3.3, изображена запись показаний измерительной термопары при переходе из области “в” карты режимов рис. 3.2 в резонансную область “а”. При превышении параметром r значения $r_c(\tau)$, отвечающего границе области “а”, после переходного процесса в жидкости реализуется параметрическое конвективное движение, носящее характер колебаний с периодом 2τ , равным удвоенному периоду модуляции поля тяжести. При этом конвективные искажения температуры симметричны относительно значения, соответствующего теплопроводному режиму, и модулированы по амплитуде. При малых надкритичностях параметрическое конвективное движение представляет собой правильную систему параллельных валов, аналогичных рэлеевским роллам [131]; в разных реализациях эта система валов может приобретать различную ориентацию в плоскости слоя. Наличие переменной силы тяжести приводит к тому, что через время, равное периоду модуляции, все конвективные валы синхронно меняют направление вращения на противоположное. При этом в

синхронизированном с вибратором стробоскопическом освещении наблюдается бегущая волна “закрутки” валов, которая “останавливается”, если в два раза уменьшается частота освещения. Таким образом, экспериментальные данные показывают, что область параметров “а” карты устойчивости является полуцелой резонансной областью.

Термограмма 2, рис. 3.3 иллюстрирует колебания температуры в жидкости при переходе из области параметров “а” рис. 3.2 в резонансную область “б”. В докритической области, т.е. для чисел r , лежащих ниже границы параметрической конвекции, в жидкости реализовались подпороговые колебания с периодом, равным периоду модуляции. В надкритическом диапазоне при $r > r_c(\tau)$, в области “б” карты режимов, в слое возбуждаются периодические конвективные колебания большой амплитуды. Частота этих колебаний совпадает с частотой модуляции силы тяжести. Таким образом, область “б” является целой резонансной областью. Запись показаний термопарного зонда на термограмме 2 (рис. 3.3) не меняет знака относительно бесконвективного режима. Это свидетельствует о том, что в целой резонансной области направление вращения каждого из конвективных валов сохраняется во времени, тогда как скорость циркуляции меняется синхронно с модуляцией поля тяжести. Амплитуда конвективных колебаний испытывала биения, период которых достигал 100τ вблизи границ резонансной области “б” и убывал до 10τ с увеличением надкритичности.

С данными обсуждаемого эксперимента хорошо согласуются результаты расчетов надкритических движений [1, 3, 103, 104, 109, 125]. В этих работах показано, что в первой резонансной области период колебаний вдвое больше периода модуляции, причем среднее за период значение функции тока равно нулю. В нашем эксперименте это соответствует смене направления вращения конвективных валов через время, равное периоду модуляции τ , и симметричности конвективных колебаний в этой области параметров. Расчеты [1, 3, 104, 109], проведенные для целой резонансной области, продемонстрировали совпадение периодов модуляции и

надкритических колебаний при отличной от нуля средней интенсивности движения. Это согласуется с результатами опытов – несимметричностью конвективных колебаний, сохранением направления вращения конвективного вала и изменением интенсивности движения с частотой модуляции.

При значениях управляющих критериев, соответствующих границе, разделяющей резонансные области “а” и “б” (рис. 3.2), интенсивность конвективного движения может осциллировать как с частотой вибраций, так и с половинной частотой. Запись показаний термопарного зонда, отвечающая таким переходам от одного режима к другому, представлена на фрагменте 3, рис. 3.3. На начальном участке термограммы конвективные колебания имеют период τ . Затем этот режим конвекции сменяется регулярными осцилляциями с периодом 2τ . При неизменных, в пределах экспериментальной погрешности, значениях управляющих критериев переход от состояний, соответствующих целой резонансной области, к состояниям, которые отвечают полуцелой области, и обратный переход происходят самопроизвольно и могут сопровождаться как регулярными, так и нерегулярными колебаниями.

В качестве меры интенсивности параметрического движения использовалась безразмерная амплитуда A , равная отношению амплитуды конвективных колебаний температуры в центре полости, измеряемых с помощью термопарного зонда, к разности температур Θ , приложенной к горизонтальным границам слоя жидкости. На фраг. “1” рис. 3.4. представлена зависимость указанной амплитуды A от безразмерного периода модуляции поля тяжести τ – вдоль горизонтальных срезов 3 ($r = 110$) и 4 ($r = 150$) карты режимов (рис. 3.2) – полученная при постоянной амплитуде вибраций $b = 21.0$ см. Обозначениями “а” – “в” на рис. 3.4 “1” показаны интервалы значений периода τ , принадлежащие первой “а” и второй “б” резонансным и подкритической “в” зонам рис. 3.2. В резонансных областях амплитуда

колебаний растет с увеличением параметра r , а вне их $A(\tau)$ имеет малую величину.

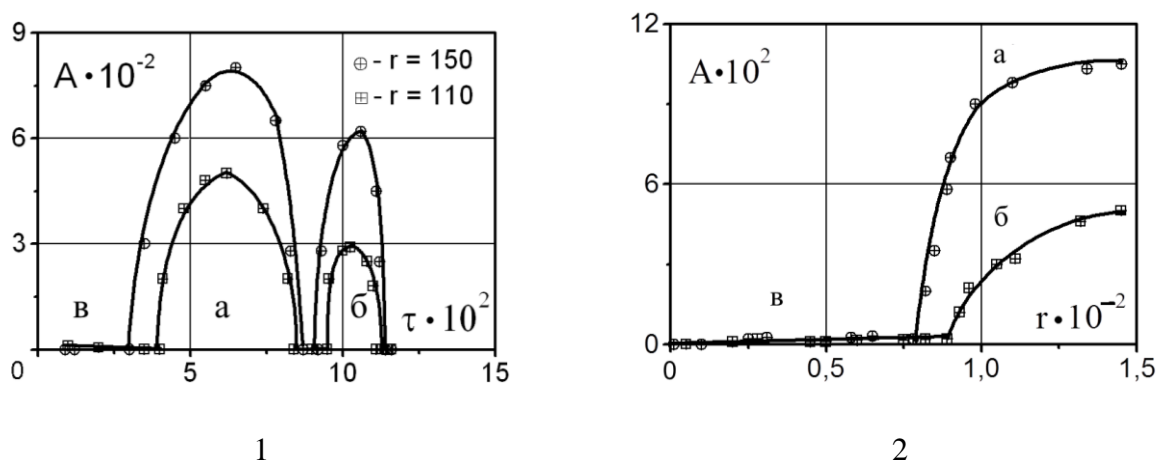


Рис. 3.4. Изменение амплитуды параметрических колебаний вдоль горизонтальных (1) и вертикальных (2) срезов карты режимов конвекции

На рис. 3.4. “2” представлена зависимость безразмерной амплитуды конвективных колебаний A от значений критерия r для фиксированных линейных частот 3.0 и 1.3 Гц при амплитуде вибраций 21.0 см. Эти кривые иллюстрируют зависимость $A(r)$ при вертикальном сечении и карты режимов (рис. 3.2, линии 1 и 2). При докритических значениях параметра модуляции (линия “в”) экспериментальные зависимости для различных частот модуляции совпадают, а амплитуда подпороговых колебаний линейно растет с увеличением параметра r . Кривые “а” и “б” описывают эволюцию амплитуды колебаний в полуцелой и целой резонансных областях, соответственно. Экстраполяция этих экспериментальных кривых до пересечения с линией “в” позволяет найти пороговые значения амплитуды модуляции r^* , соответствующее возбуждению параметрических конвективных колебаний при данной частоте вибраций. Как видно из приведенных графиков, при одном и том же значении амплитуды модуляции r интенсивность движения в целой резонансной области значительно меньше интенсивности в полуцелой области.

Для количественного описания эволюции структуры конвективного движения с изменением параметров модуляции использовалось

волновое число $k = \frac{2\pi h}{l}$, где l –

размерный пространственный горизонтальный период конвективных валов. На рис. 3.5 показана зависимость волнового числа k от безразмерной частоты τ^{-1} инерционного ускорения

вдоль границ первой резонансной области, приведенных на рис. 3.2. Как видно из графика, в пределах экспериментальной погрешности эти зависимости, полученные при различных амплитудах вибраций, совпадают. Это означает, что вблизи порога возникновения параметрического движения пространственный период конвективных структур однозначно связан с временным периодом модуляции параметра. При низких частотах модуляции волновое число k равно примерно 1.5, а при высоких частотах оно достигает 6. Это соответствует уменьшению горизонтального поперечного размера конвективных валов от 3 – 4 до 1 мм при толщине слоя жидкости 2.0 мм. Таким образом, конвективный вал при низких частотах занимал прямоугольную в сечении ячейку, у которой ширина к высоте относились примерно как 2/1. При высоких частотах вибраций вертикальный размер вала в 2 раза превосходил его горизонтальный поперечный размер.

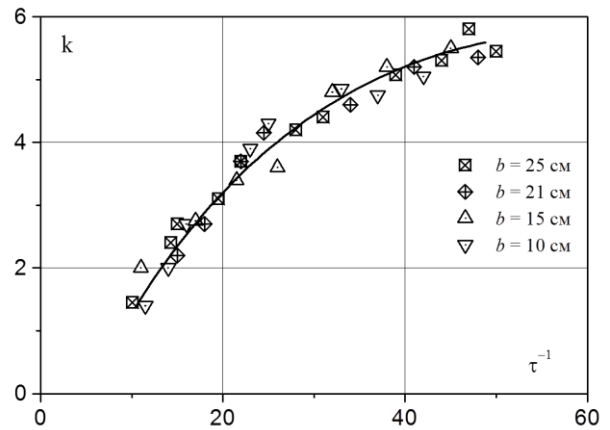


Рис. 3.5. Связь безразмерной пространственной частоты – волнового числа k – с безразмерной временной частотой модуляции силового поля при малых надкритичностях

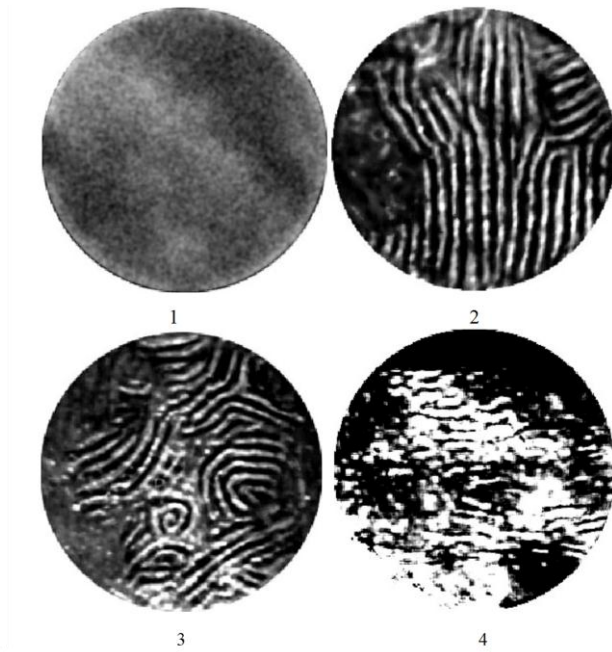


Рис. 3.6. Структура параметрической конвекции в нагреваемом сверху слое гептана. 1 – состояние квазиравновесия в докритической области параметров; 2 – 4 – структуры параметрического конвективного движения при линейных частотах вибраций 10.0; 17.0 и 20.5 Гц.

Изменение структуры конвективного движения при увеличении параметров модуляции вдоль среза 1 на рис. 2 иллюстрируют кадры видеозаписи рис. 6. Фотографии получены в нагреваемом сверху слое гептана при числе Рэлея $Ra_g = -6.0 \cdot 10^4$ и амплитуде вибраций $b = 4.1$ см. Линейная частота вибраций изменялась от 0 до 20.5 Гц. Между двумя соседними светлыми полосками на изображениях располагаются два

конвективных вала, вращающиеся в каждый момент времени в противоположных направлениях по отношению друг к другу. Таким образом, расстояние между этими полосками соответствует расстоянию между точками, движущимися в фазе. Этот размер принимался за пространственный период конвективных структур l при вычислении волнового числа k .

В статическом поле тяжести и в области параметров, отвечающих состоянию квазиравновесия (область “в” карты режимов рис. 3.2), осредненное движение в полости отсутствует. Этому соответствует кадр 1 на рис. 3.6. При значениях параметров задачи, примыкающих к порогу возникновения параметрического движения, конвективные структуры имеют вид упорядоченной системы параллельных валов. С увеличением надкритичности регулярность валов нарушается, уменьшается их

поперечный размер, и появляются дефекты типа структурных границ [111]: слой жидкости разбивается на домены (текстуры), в пределах которых течение сохраняет вид правильной системы валов. Соответствующие конвективные структуры показаны на кадре 2 рис. 3.6. При дальнейшем увеличении параметра r размер текстур уменьшается (кадр 3 рис. 3.6), и при достаточно большой амплитуде модуляции силового поля упорядоченность в структуре полностью исчезает (см. кадр 4 на рис. 3.6). Подобная эволюция движения описана в теоретической работе [104].

Как говорилось выше, выбор гептана в качестве рабочей жидкости был обусловлен стремлением понизить коэффициент эффективного трения. Тем не менее, в описываемых экспериментах затухание играло заметную роль. Это привело к тому, что конвективные движения, соответствующие как целой, так и полуцелой резонансным областям, были реализованы лишь для самых больших амплитуд вибраций $b = 21.0$ и 25.0 см, развиваемых вибростендом. Для меньших амплитуд b удалось возбудить параметрические конвективные колебания, соответствующие только полуцелым областям неустойчивости. Кроме того, опыты с этанолом, обладающим большим в сравнении с гептаном числом Прандтля ($Pr = 16$) и, соответственно, коэффициентом эффективного трения [1], показали, что, по мере увеличения числа Прандтля по сравнению с единицей, растет минимальная амплитуда модуляции параметра r , необходимая для возбуждения конвекции. В слое этанола были реализованы конвективные колебания, соответствующие только полуцелой резонансной области. В трансформаторном масле ($Pr = 3 \cdot 10^2$) из-за большой диссипации возбудить параметрическую конвекцию вообще не удалось.

На рис. 3.7 изображены зависимости безразмерного интегрального теплового потока – числа Нуссельта Nu и волнового числа k от амплитуды модуляции поля тяжести r .

Зависимости получены для сечения 1 карты режимов, изображенной на рис. 3.2, при фиксированных b и ω . Как следует из графика, в области параметрической конвекции теплоперенос через слой жидкости линейно растет при увеличении r . Указанное поведение отличается от корневой зависимости Nu , имеющей место при конвекции в статическом поле тяжести [1] и в высокочастотных вибрационных полях [3]. Укажем также, что, в соответствии с рис. 3.7, число Нуссельта при значениях параметра r , превосходящих пороговое в 4 раза, равно 3. Для сравнения, при конвекции в статическом поле тяжести число Нуссельта для относительного числа Рэлея $Ra_g/Ra_g^* = 4$ принимает значение 2. Это свидетельствует о значительной интенсификации тепло-массопереноса, обусловленного параметрическим механизмом конвекции, по сравнению с гравитационно-конвективной теплопередачей.

Увеличение теплопереноса сопровождается изменениями структуры конвективного движения. График зависимости волнового числа k от r вдоль разреза 1 карты режимов (рис. 3.2) приведен на рис. 3.7. Волновое число вдоль указанного сечения увеличивается с ростом критерия r по линейному закону, что соответствует уменьшению поперечного горизонтального размера конвективных валов. Вид этой зависимости для сечения 1, рис. 3.2 совпадает с таковым для безразмерного теплового потока вдоль этого же среза.

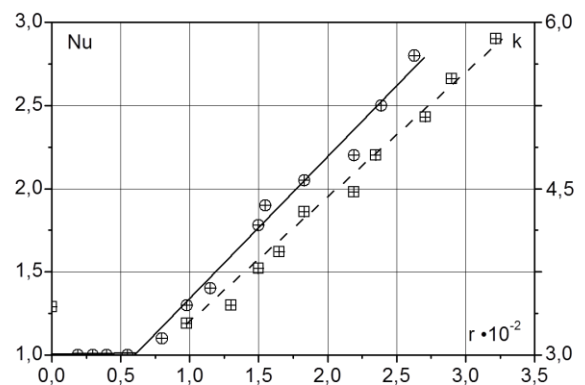


Рис. 3.7. Изменение интегрального теплового потока и волнового числа вдоль вертикального сечения карты режимов конвекции

3.4. Конвективные течения в подогреваемом снизу горизонтальном слое при поперечных вибрациях

Влияние переменных инерционных ускорений на конвекцию Рэлея-Бенара исследовалось в слоях этилового спирта и гептана высотой $h = 2.0$ мм. Амплитуда вибраций составляла $b = 4.1$ см. Перед запуском вибраций в рабочей полости, с помощью наклона, создавалось течение в виде системы параллельных рэлеевских валов (см. кадр “а” рис. 3.8). Поперечные колебания подогреваемой снизу жидкости приводят, с одной стороны, к подавлению рэлеевской конвекции при высоких частотах воздействия, и

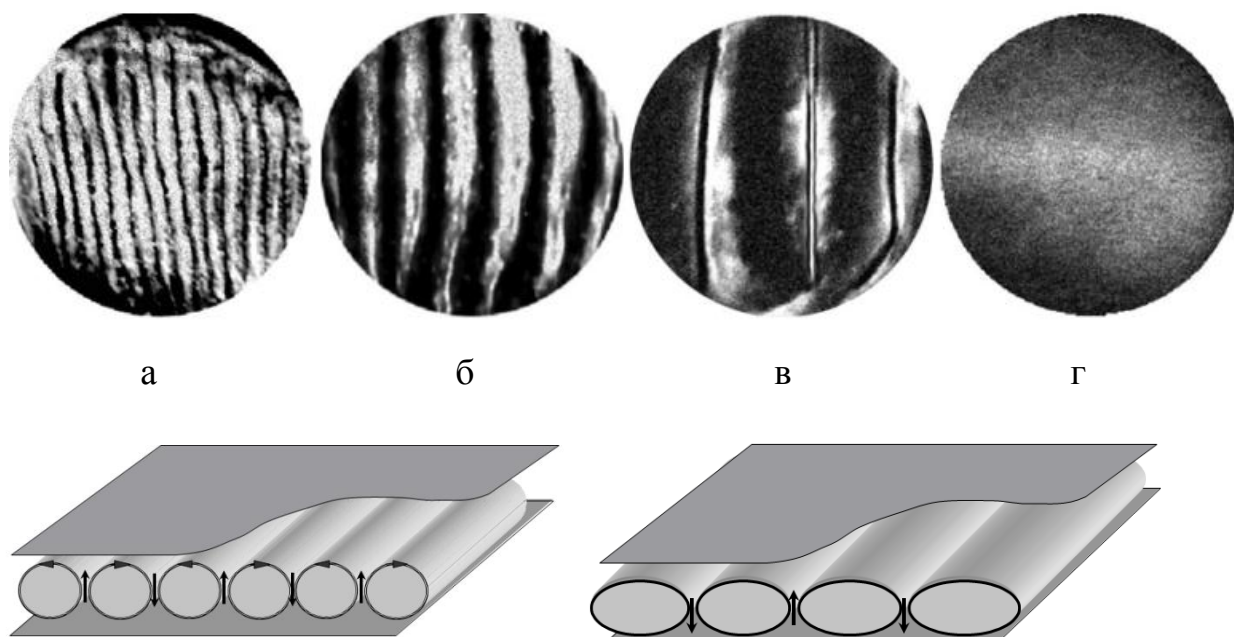


Рис. 3.8. Эволюция конвективных структур в горизонтальном слое подогреваемого снизу гептана при $Ra_g = 1.0 \cdot 10^4$, $b = 4.1$ см. и частотах $f = 0, 10.0, 17.0$ и 20.5 Гц, соответственно.

параметрическому возбуждению течений в резонансных областях, с другой стороны [1, 106]. При описании эффектов динамической стабилизации равновесия принято использовать безразмерную вибрационную скорость α . Карта конвективных режимов в координатах: $\alpha; Ra_g$, полученная в опытах с этанолом в качестве рабочей жидкости, изображена на рис. 3.9. В области “а” карты, лежащей слева от граничной кривой, наблюдались конвективные валики рэлеевского типа. Пороговая кривая имеет вертикальную асимптоту

$\alpha^* = (4.2 \pm 0.2) \cdot 10^{-2}$ (в этаноле асимптотическая частота составляла 11.2 Гц; в гептане – 20.5 Гц). Эволюцию конвективных структур при увеличении вибрационного воздействия иллюстрирует фоторяд рис. 3.8 и соответствующие схемы.

На первом кадре изображены валы в статическом поле. На промежутке l между соседними темными линиями располагаются два вала; их поперечный горизонтальный размер в отсутствие вибраций примерно равен толщине полости. Модуляция поля тяжести приводит к увеличению этого размера (кадры “б”, “в”; $f = 10$ и 17 Гц). В левой окрестности пороговой кривой наблюдалось двухваликовое движение с пространственным периодом, возросшим почти на порядок. Справа от границы - в области “б”

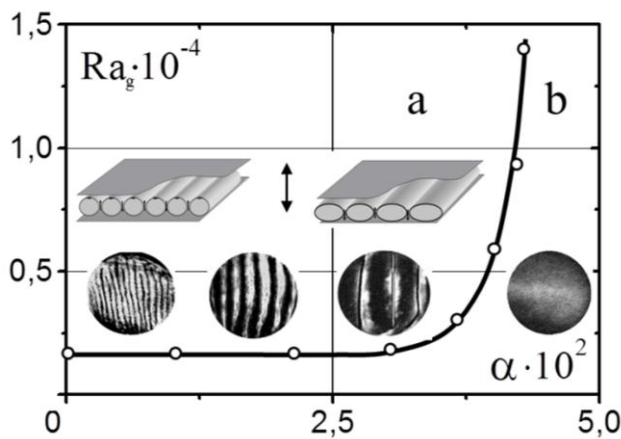


Рис. 3.9. Карта конвективных режимов в горизонтальном слое при подогреве снизу и поперечных вибрациях

режимов $Ra_g = 1.0 \cdot 10^4$. Крайняя правая точка графика $k(\alpha)$ соответствует двухваликовой рэлееской структуре движения.

Таким образом, в областях “а” и “б” карты изложенные результаты согласуются с теорией [1]; однако экспериментальное значение вибрационной скорости α^* , при которой происходит полная стабилизация, превосходит теоретическое на 20 %.

карты – статически неустойчивое механическое равновесие приобретало устойчивость. На кадре “г” рис. 3.8 изображен покоящийся гептан, при частоте вибраций 20.5 Гц.

Рис. 3.10 и 3.11 иллюстрируют уменьшение волнового числа k и числа Нуссельта Nu при смещении вправо вдоль среза карты

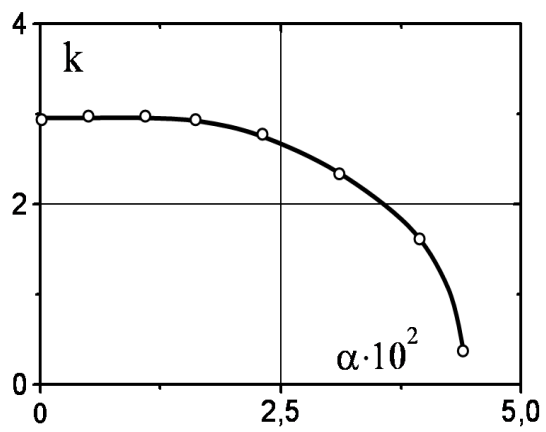


Рис. 3.10. Зависимость $k(\alpha)$ при $Ra = 1.0 \cdot 10^4$

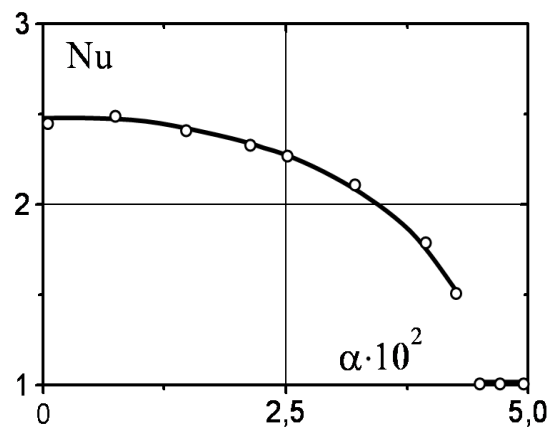


Рис. 3.11. Зависимость $Nu(\alpha)$ при $Ra = 1.0 \cdot 10^4$

4. ТЕПЛООБМЕН В УСЛОВИЯХ ОРБИТАЛЬНОГО ПОЛЕТА

В главах 2-3 обсуждены экспериментально полученные эффекты стабилизации или дестабилизации конвективной устойчивости, которые зависят от взаимной ориентации переменных инерционных ускорений и градиента температуры. Эти данные позволили провести экспериментальные исследования и анализ тепломассообменных процессов в околокритической жидкости в микрогравитационной обстановке орбитального полета, описанные в данной главе.

Особые свойства, и, прежде всего высокая сжимаемость, характерные для жидкости или газа вблизи термодинамической критической точки, делают их чувствительными к наличию силы тяжести и, тем самым, не позволяют провести целый ряд ключевых экспериментов в наземных условиях. По этой причине невесомость является принципиально необходимой для многих исследований в околокритических средах. С другой стороны высокая гравитационная чувствительность таких сред ставит важный вопрос о влиянии на изучаемые процессы остаточной микрогравитационной обстановки на космических аппаратах и орбитальных станциях.

В данной главе представлены результаты экспериментов по изучению течений и теплопереноса в околокритических средах в невесомости. Эксперименты проводились на Орбитальном комплексе (ОК) “Мир” с французскими установками “ALICE-1” и “ALICE-2” совместно со специалистами из Космического агентства Франции. Рассмотрено влияние термо-вибрационного и термо-гравитационного (инерционного) механизмов конвекции на поведение температурной неоднородности, создаваемой в дальней окрестности критической точки локальным источником тепла. Исследования выполнены в условиях фоновой микрогравитационной

обстановки, существовавшей на ОК “Мир”, а также при воздействии искусственно создаваемых переменных инерционных ускорений.

Результаты опубликованы в [72, 132-165].

4.1. Конвективные процессы в реальной невесомости

Научные и технологические эксперименты по физике жидкостей, выращиванию кристаллов, измерению теплофизических свойств жидкостей и расплавов, выполненные в невесомости, свидетельствуют о значительном влиянии на эти процессы микрогравитационной обстановки, существующей на борту космических аппаратов [166, 167]. Отмечается слабая повторяемость результатов космических экспериментов, проведенных на одном и том же оборудовании и в аналогичных условиях. Например, некоторые из кристаллов, выращенных в условиях орбитального полета, имеют большую неоднородность свойств, чем соответствующие кристаллы-аналоги, полученные на Земле [168-171].

В связи с высокой гравитационной чувствительностью названных и многих других явлений значительные усилия как отечественных, так и зарубежных исследователей были посвящены мониторингу динамических условий и определению допустимых уровней инерционных микроускорений для различных процессов на космических аппаратах [172-175].

По своему происхождению возмущающие ускорения на ОК могут быть условно разделены на три вида [176-185].

Первую группу образуют квазистатические ускорения, имеющие частоту ниже 0.01 Гц. Общее определение микроускорения в некоторой точке, находящейся на расстоянии l от центра масс искусственного спутника в орбитальном космическом полёте задается формулой [177, 180, 181]:

$$\vec{n} = \dot{\vec{\omega}} \times \vec{l} + (\vec{\omega} \times \vec{l}) \times \vec{\omega} + \varepsilon \left(3(\vec{e} \cdot \vec{l})e - \vec{l} \right) + \vec{n}_a \quad 4.1$$

где

$$\varepsilon = \frac{\mu}{L^3}, \quad \vec{e} = \frac{\vec{L}}{|\vec{L}|}, \quad \vec{n}_a = c\rho_a |\vec{v}| \vec{v}$$

здесь $\vec{\omega}$ – абсолютная угловая скорость спутника, точкой обозначено дифференцирование по времени t , \vec{l} – радиус-вектор точки Р относительно центра масс спутника, μ – гравитационный параметр Земли, \vec{L} – геоцентрический радиус-вектор центра масс спутника, v – скорость этого центра масс относительно поверхности Земли, $\rho_a(L, t)$ – плотность атмосферы в точке, которую в данный момент времени пролетает спутник, c – баллистический коэффициент спутника. Первые два слагаемых в правой части (4.1) обусловлены вращательным движением спутника относительно центра масс, в частности, при управляющих воздействиях систем ориентации и вследствие прецессии под действием момента сил трения в неуправляемом полете. Третье слагаемое учитывает неоднородность гравитационного поля Земли в пределах космического аппарата, совершающего орбитальный полет, а четвертое описывает составляющую микроускорения, вызываемую аэродинамическое торможением. Ко второй группе – низкочастотной – относят микроускорения в диапазоне 0.01 – 1 Гц, создаваемые, например, колебаниями гибких навесных элементов конструкции, таких как солнечные батареи и антенны. Вибрационными (третий вид) принято называть возмущения с частотами, большими 1 Гц, вызванные функционированием различных систем, агрегатов и деятельностью экипажа. Например, на орбитальном комплексе “Мир” наиболее мощными, практически постоянно действующими источниками вибро-возмущений были бортовой компрессор системы кондиционирования влаги (периодические полигармонические возмущения с фундаментальными частотами до 50 Гц) и силовые гиродины (периодические полигармонические возмущения с фундаментальными частотами более 160 Гц). В низкочастотную область спектра возмущений существенную роль вносит активная жизнедеятельность экипажа, особенно при проведении физических упражнений [179]. В условиях орбитального

полета уровень микроускорений инерционной природы лежит в интервале $10^{-3} \div 10^{-6} g_0$, причем в диапазоне частот $0.1 \div 14$ Гц сосредоточено до 95 % их мощности [177, 180, 181].

В работах [4, 186-194] на основании численного моделирования показывается, что возмущающие ускорения на орбитальных объектах достаточно высоки для того, чтобы создать в жидкой и газовой фазах течения, способные повлиять на распределения концентрации, температуры и другие характеристики процессов.

К выводу о возможности гравитационно-инерционных течений на космических аппаратах подводят также результаты наземного моделирования, при котором обеспечивается (насколько это возможно) одинаковая величина управляющих критериев подобия в лабораторных и натуральных условиях [4, 185, 187, 188, 195, 196].

Одной из причин возбуждения таких течений в орбитальном полете, интенсивно изучаемой в последнее время, являются угловые ускорения [3, 66, 187-194, 197, 198, 199, 200, 201]. Отметим, что переменные непоступательные перемещения сосуда с жидкостью или газом вызывают движение как в однородной, так и в стратифицированной по плотности среде. Течение в однородной жидкости вызывает ее вязкое трение о стенки испытывающего угловые ускорения сосуда. При высокочастотных непоступательных вибрациях, как и в случае, когда пульсационное течение в пристеночных погранслоях неоднородно вдоль границ, завихренность диффундирует из пограничных слоев и создает осредненное течение в основном объеме полости. На возможность генерации изотермических течений в невесомости под действием пристеночного механизма неконвективной природы впервые указано в [197]. Течения изотермической жидкости при вращательных качаниях исследуются в [3, 198, 199] теоретически и в [198, 200] – в лабораторных экспериментах.

В неоднородной по плотности (неизотермической либо имеющей переменный состав) жидкости при переменных вращениях, наряду с

описанным выше пристеночным механизмом генерации течений, действует объемный конвективный механизм, обусловленный силой инерции, связанной с угловыми ускорениями, центробежной силой и силой Кориолиса. Поля этих сил могут создавать в неоднородной среде конвективные пульсации скорости, температуры и концентрации, а при высокочастотных вращательных колебаниях – осредненные вибро-конвективные течения [3, 201]. Воздействие маятниковых качаний на поведение неизотермических сред применительно к условиям невесомости изучалось теоретически и численно в работах [3, 4, 191, 199, 201] и методами наземного лабораторного моделирования в [4, 188, 198, 200].

Безразмерными параметрами, характеризующими термо-конвективные механизмы в квазистатическом силовом поле и при высокочастотных линейных и угловых качаниях, являются, соответственно, число Рэлея Ra_g , критерии Ra_V , $Ra_S = (\alpha_0 \omega)^2 R_0 \beta \Delta T h^3 / 2 \nu \chi$ и число Прандтля Pr .

Расчеты [4] позволяют объяснить периодические неоднородности распределения легирующих примесей в монокристаллах, выращенных во время совместного полета аппаратов “Apollo”-“Союз” [202], на автоматических научных спутниках “Фотон” [203], EURECA [204] и космических кораблях Space Shuttle [205], конвективным тепломассопереносом, вызываемым медленно меняющимися по величине и направлению остаточными микроускорениями, обусловленными орбитальным движением космического аппарата. В то же время, существуют и другие объяснения этих экспериментов; так, авторы [204] называют причиной образования регулярных полос не конвекцию в расплаве, а колебания температуры внутри спутника вследствие его перемещений из освещенной Солнцем области в тень и обратно, также совершаемых с орбитальным периодом.

Перечисленные выше обстоятельства делают актуальным обнаружение и визуализацию течений в микрогравитационном поле космических аппаратов. Первый эксперимент по конвекции в невесомости проводился во

время возвращения корабля “Apollo-14” от Луны к Земле в феврале 1971 г. [206]. В нем предусматривались наблюдение структуры рэлеевской конвекции в плоском неизотермическом слое жидкости с помощью термочувствительной жидкокристаллической пленки и регистрация теплопереноса. В двух других экспериментах, выполненных на кораблях Space Shuttle, поведение неоднородно нагретой жидкости изучалось с помощью электрохимической метки нейтральной плавучести, IML-2, июль 1994 г. [207], и интерферометром, STS-73, октябрь 1995 г. [208]. Все три указанных эксперимента не принесли положительных результатов.

Изучение течений жидкостей в квазистатических и вибрационных полях планировалось провести в рамках Программы по исследованию гидродинамических явлений в невесомости [186] в составе автоматизированного измерительно-управляющего комплекса “Фаза”, разрабатывавшегося КБОМ РКА. С этой целью была изготовлена и испытана в наземных условиях ячейка, рассчитанная на применение интерференционных и температурных методов, лазерной доплеровской анемометрии, визуализирующих меток. Результаты наземного моделирования движений жидкости в этой кювете описаны в [195, 196]; при этом впервые были экспериментально реализованы параметрический резонанс, динамическая стабилизация и вибрационные течения в конвекции [92, 94, 100]. Аппаратурный комплекс “Фаза” на орбитальную станцию “Мир” доставлен не был, в связи с чем Программа [186] осталась невыполненной.

Систематические исследования [190-192, 209, 210, 211] течений в микрогравитационном поле были выполнены на орбитальной станции “Мир” в период июнь 1998 – май 2000 гг. с прибором “Дакон” (Датчик Конвекции). Концепция эксперимента, устройство прибора и результаты лабораторного и численного моделирования течений в полях квазистатических и быстропеременных угловых ускорений в первоначальном варианте с кубической жидкостной ячейкой изложены в [4, 188]. Наземное и

математическое моделирование течений в цилиндрической камере полетного варианта прибора “Дакон” применительно к динамической обстановке на ОС “Мир” выполнено в работах [189, 212, 213].

В серии французских и российско-французских орбитальных экспериментов с околокритическими средами был обнаружен ряд новых явлений, изложенных, например, в [214, 215, 216]. Однако часть наблюдавшихся эффектов не получила полного объяснения, так как при интерпретации экспериментальных данных не учитывалась возможность конвективного теплопереноса. Например, в [215] отрицалась возможность термо-гравитационной конвекции, вызванной остаточными микроускорениями, и осредненных движений, генерированных вибрациями, а при оценке параметра, определяющего конвективный механизм генерации теплообмена, в качестве характерного размера задачи был использован диаметр малого по сравнению с размером полости источника нагрева. Это привело к получению на несколько порядков заниженных значений конвективного критерия подобия.

Для обнаружения конвекции в неоднородно нагретой околокритической среде в условиях реальной невесомости нами была предложена серия экспериментов ALI-71,72,73 с использованием оборудования "ALICE-1". В результате получена интерпретация некоторых из полученных эффектов [72, 216, 217] с учетом возможности существования крупномасштабных конвективных движений в системе, находящейся в сверхкритическом состоянии в поле неконтролируемых остаточных микроускорений космического аппарата. Следующая серия экспериментов ALI-R01T10, R02T10, R03T08, R04T08, R05T08 и “Алис-вибро-2000” с оборудованием "ALICE-2" имела целью визуализировать и изучить теплообмен околокритической жидкости при специально пониженных фоновых микроускорениях и в условиях контролируемых поступательных и качательных вибраций.

4.2. Описание оборудования и методик проведения экспериментов со сверхкритическими средами

Жидкости принято называть сверхкритическими, когда их температура и давление приближаются сверху к температуре T_c и давлению p_c в термодинамической критической точке (рис. 4.1). В связи с большой

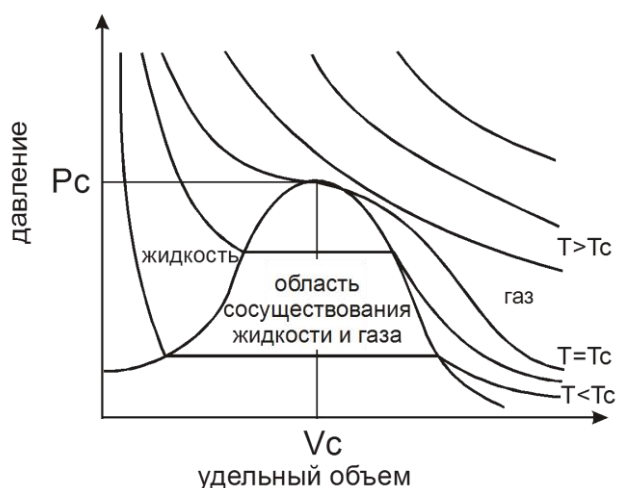


Рис. 4.1. Термодинамическая фазовая диаграмма

плотностью, малой вязкостью и большим коэффициентом диффузии они становятся промежуточными между жидкостями и газами. Интерес к исследованию явлений теплообмена в таких средах, находящихся в условиях пониженной гравитации, обусловлен различными факторами. Во-первых, развитием космических технологий, в частности, вопросами хранения криогенного топлива. Во-вторых, необходимостью устранения влияния термогравитационной конвекции, которая в наземных экспериментах существенно искажает тепловые и динамические процессы в околоскритической среде.

С другой стороны, особые свойства, характерные для жидкости или газа вблизи точки фазового перехода, делают такие среды чрезвычайно привлекательным объектом для фундаментального изучения чувствительности стратифицированных по плотности систем к условиям реальной невесомости. Такие исследования имеют большое значение для разработки орбитальных технологических процессов и определения требований к сертификации космических аппаратов с точки зрения гравитационной (инерционной) чувствительности размещенных на них систем.

В неоднородно нагретой околоскритической среде, находящейся в силовом поле с указанными в параграфе 4.1 характеристиками, возможна генерация конвективных течений. В статическом и медленно меняющемся силовых полях конвекция может быть вызвана термо-гравитационным (инерционным) механизмом, характерным для несжимаемой среды и определяемым критерием подобия Рэлея Ra_g . Учет сжимаемости приводит к еще одному управляющему параметру – числу Шварцшильда [218].

Оценим вклад различных механизмов конвекции в возбуждение крупномасштабного движения околоскритической жидкости применительно к условиям эксперимента, описанным в данном параграфе ниже.

В общем случае управляющий параметр, определяющий условия возникновения конвективной неустойчивости представляет собой сумму чисел Рэлея и Шварцшильда, причем вклад каждого из параметров определяется величиной $(r/l_1)^4$ [219]. Здесь, r – характерный размер полости, а l_1 – определяется следующим выражением:

$$l_1 = \left[\frac{Ra_g^* \nu \chi}{g^2 (\partial \rho / \partial p)_T (1 - C_V / C_p)} \right]^{1/4},$$

где Ra_g^* – критическое значение числа Рэлея; p , ρ – давление и плотность, жидкости соответственно, а C_p и C_v – теплоемкости при постоянном давлении и постоянном объеме.

Если величина параметра $(r/l_1)^4 \gg 1$, то основной вклад в сумму вносит число Шварцшильда, а при $(r/l_1)^4 \ll 1$ можно пренебречь изотермической сжимаемостью и, тогда, определяющим становится критерий Рэлея. Рассмотрим зависимость величины этого параметра от отклонения температуры T полости с жидкостью от T_c (рис. 4.2). Из рисунка видно, что в экспериментально реализованном диапазоне $T - T_c \approx 3 \cdot 10^{-2} \div 15$ К, по мере приближения к критической точке вплоть до наименьших экспериментальных значений $T - T_c = 10^{-2}$ К, величина параметра $(r/l_1)^4$ не

превосходила значения 10^{-1} . Это означает, что в описываемых условиях должны преобладать конвективные процессы, характерные для слабосжимаемой среды. Таким образом, изучаемый диапазон параметров следует охарактеризовать, как далекую окрестность критической точки, в

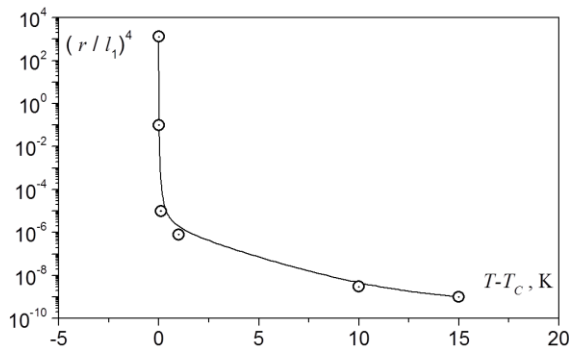


Рис. 4.2. Зависимость параметра $(r/l_1)^4$ от удаления от критической точки $T - T_c$

противоположность ближайшей окрестности, где эффекты сжимаемости являются преобладающими.

Оценим теперь достижимые в условиях обсуждаемых экспериментов величины критерия подобия Ra_g , определяющего термо-гравитационный (инерционный) механизм

конвекции и учтем, что быстро меняющаяся компонента микроускорений способна возбудить интенсивное осредненное движение термо-вибрационной природы – соответствующий механизм определяется вибрационным аналогом числа Рэлея Ra_v [1].

С приближением к критической точке коэффициент объемного расширения жидкости быстро растет, в то время как коэффициент температуропроводности, напротив, принимает малые значения. Поэтому при умеренных отклонениях от критической точки критерии Ra_g и Ra_v могут достигать и, более того, значительно превосходить величину 10^3 , характерную для развития интенсивных конвективных движений [1]. Рис. 4.3 иллюстрирует оценку величин критериев подобия Ra_g и Ra_v в зависимости от $T - T_c$. Для расчета в качестве характерного размера r использован радиус полости, а перепад температур Θ между нагревательным термистором и стенками полости оценивался по методике, приведенной в [217]. Отметим, что результаты расчетов согласуются с данными прямых измерений [220].

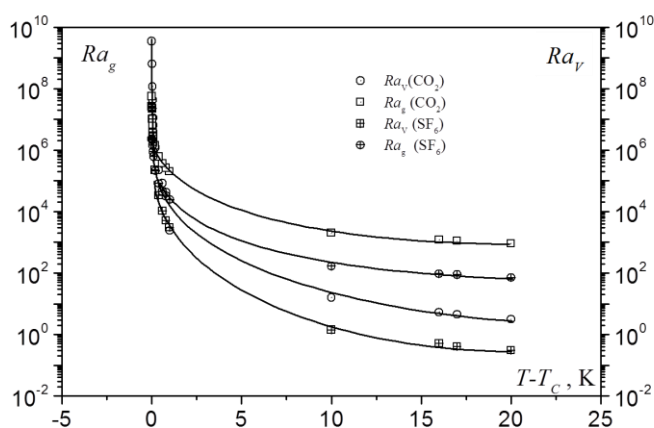


Рис. 4.3. Зависимость критериев подобия Ra_g и Ra_v от удаления от критической точки $T - T_c$

теплообмене стратифицированной по температуре сверхкритической жидкости, находящейся в микрогравитационной обстановке орбитального полета.

Описание оборудования "ALICE-1" и "ALICE-2"

Конструктивно установка "ALICE-1" (аббревиатура от французского

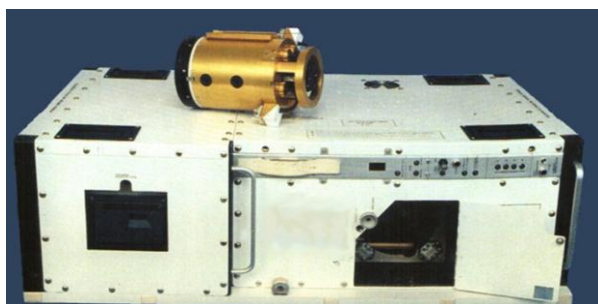


Рис. 4.4. Внешний вид установки «ALICE – 1» и сменного термостата (наверху)

“Analyse des Liquides Critiques dans l’Espace”) выполнена в виде единого блока (рис. 4.4), состоящего из трех подсистем (рис. 4.5): оптической, управляющей и регистрирующей.

Управляющая подсистема в автоматическом режиме поддерживала заданные температуры в термостатах, обеспечивала включение и выключение видеокамеры и выполняла все необходимые операции в течение всего эксперимента. Последовательность работы обеспечивалась предварительно подготовленной программой, считываемой с РСМСІА-карт встроенным компьютером, который и выполнял программу, состоящую из последовательности управляющих операторов (“action point”).

Из рисунка видно, что параметры Ra_g и Ra_v достигают величины 10^3 уже при $T - T_c \sim 1$ К.

Из приведенных оценок следует, что конвективные процессы термогравитационного и термо-вибрационного типов могут играть существенную роль в

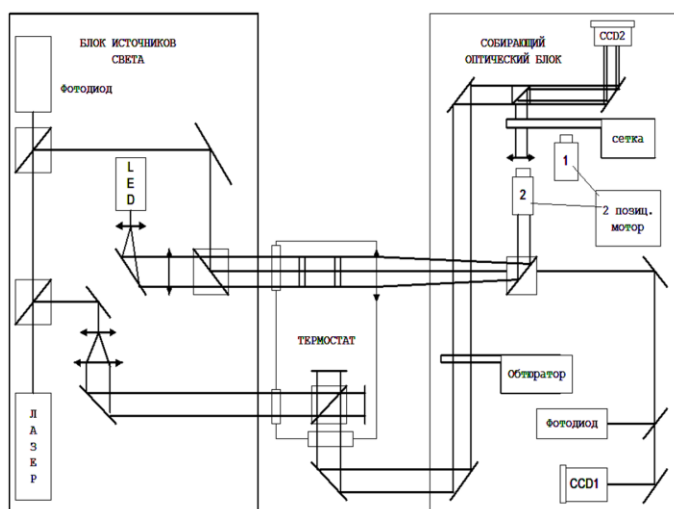


Рис. 4.5. Блок-схема установки "ALICE-1"

Оптическая подсистема состоит из блока источников света и собирающего оптического блока. В качестве источников света использованы светодиод (LED) со спектром вблизи 660 нм и гелий-неоновый лазер с длиной волны 633 нм.

Луч лазера с помощью двух полупрозрачных зеркал делится на два луча, один из которых направляется оптической схемой в интерферометр Тваймана-Грина, частью которого была рабочая ячейка, а второй используется для диагностики параметров оптической системы.

Интерференционные картины и изображение рабочей ячейки регистрируется видеокамерой CCD2, видеокамера CCD1 используется для записи данных диагностики установки, поэтому регистрируемые ею данные не представляют интереса с точки зрения обработки научных данных. Три двухпозиционных мотора используются для управления сеткой, объективом и двумя группами линз. Возможности оптического блока позволяют использовать 6 методов наблюдения, в том числе микроскопический.

Полное описание конструкции "ALICE-1" содержится, например, в [221]. Здесь ограничимся рассмотрением тех узлов и систем оборудования, которые были задействованы в рассматриваемой серии экспериментов ALI-71, 72, 73.

Регистрирующая подсистема вела запись видеоизображения в формате Hi-8 ячейки с рабочим телом, записывала на PCMCIA-карты показания акселерометров, термостатов, термисторов, время эксперимента и номера управляющих операторов.

Оптическая подсистема состоит из блока источников

Рабочая полость, схематически представленная на рис. 4.6, представляла собой полый металлический цилиндр кругового сечения высотой 6.7 мм и диаметром 11.6 мм, ограниченный оптическими стеклами. Полученный объем в эксперименте ALI-71 заполнялся двуокисью углерода CO_2 ($T_c = 304.122$ К, $\rho_c = 467.9$ кг/м³, $p_c = 7.37$ МПа) или, в экспериментах ALI-72, 73, шестифтористой серой SF_6 ($T_c = 319.383$ К, $\rho_c = 737$ кг/м³, $p_c = 3.75$ МПа) [217]. Внутри рабочей полости, на полувысоте цилиндра, располагались два сферических термистора на проволочных растяжках. Диаметр термисторов составлял 0.9 мм (ALI-71) или 0.25 мм (ALI-72, 73), расстояние между их центрами 4.6 мм, а расстояние между центром термистора и стенкой цилиндра – 3.5 мм. Оба термистора являлись измерительными плечами мостов Уинстона и могли работать в режиме регистрации температуры. Кроме того, верхний (см. рис. 4.6) термистор служил источником нагрева с выделяемой мощностью 10 мВт.

Прямоугольный параллелепипед из бериллиевой меди (рис. 4.6) с

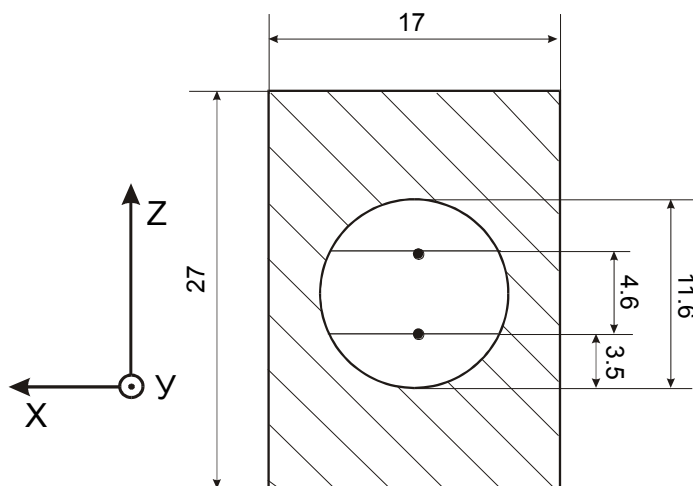


Рис. 4.6. Схема рабочей ячейки "ALICE-1" и система координат микроакселерометра (размеры указаны в миллиметрах)

внешними размерами $17 \times 24 \times 27$ мм³, в котором находилась рабочая полость, размещался в термостатирующем устройстве. Термостат мог поддерживать температуру ячейки в диапазоне $283 \div 338$ К со стабильностью 50 мкК/ч.

В корпусе установки "ALICE-1" располагался микроакселерометр типа 5947 фирмы Briel & Kjaer, составленный из трех однокомпонентных акселерометров, имеющих номинальную чувствительность 0.001 м/с^2 или $10^{-4} g_0$. Прибор мог регистрировать величину линейных микроускорений в трех взаимоперпендикулярных направлениях X, Y, Z, совмещенных на рис. 4.6 со схематическим изображением рабочей ячейки.

Оборудование "ALICE-2" (рис. 4.7) является модернизированным вариантом вышеописанного прибора, появившимся в результате обобщения опыта его эксплуатации. Полное описание конструкции содержится, например, в [222]. Здесь ограничимся рассмотрением тех узлов и систем оборудования, которые были задействованы в рассматриваемой серии экспериментов ALI-R01T10, R02T10, R03T08, R04T08, R05T08 и "Алис-вибро-2000".

Внешне прибор представлял собой параллелепипед размером $950 \times 600 \times 320 \text{ мм}$ и массой 55 кг, внутри которого были размещены регулировочный, управляющий, оптический блоки, термостат, видеомагнитофон и другие обеспечивающие проведение эксперимента устройства.



Рис. 4.7. Изображение прибора "ALICE-2" в модуле "Природа" ОК "Мир". На верхней панели слева датчик конвекции "Дакон", в центре фронтальной панели электродинамический вибратор

Экспериментальная ячейка с рабочей жидкостью (шестифтористой серой SF_6) помещалась внутри термостата. Ячейка оборудована прозрачными стенками, что позволяет осуществлять визуальные наблюдения за процессом и проводить интерферометрические измерения. Внутри ячейки расположены нагревательный (он же измерительный) термистор ТНЗ, два измерительных

термистора TH1 и TH2, а также пьезорезистивный датчик давления PR. Схема ячейки с указанием геометрических размеров и расположения термисторов и датчика давления приведена на рис. 4.8. В опытах использовались два термостата. Термостат T10 (опыты R01-R02) и термостат T08 (опыты R03-R05). Рабочая ячейка являлась частью лазерного интерферометра Тваймана-Грина.

Интерференционные картины регистрировались видеокамерой стандарта Hi-8 и записывались в цифровом виде на кассеты формата DS3. Опрос датчиков проводился в двух режимах: с частотой 25 Гц и с частотой 2 кГц (только температуры). Данные записывались на PCMCIA-карту.

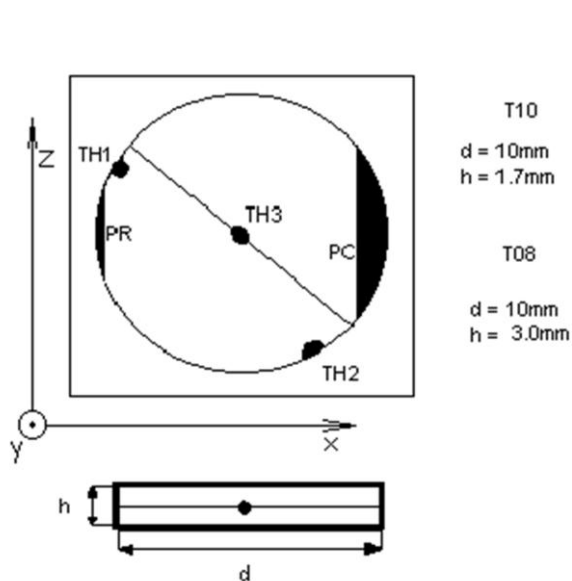


Рис. 4.8. Схема экспериментальной ячейки "ALICE-2" с привязкой к системе координат микроакселерометра

которого совмещены на рис. 4.8 со схематическим изображением рабочей ячейки.

Описание методики проведения экспериментов

Оборудование "ALICE-1" размещалось на орбитальной станции "Мир" в модуле "Кристалл" со значениями координат x, y, z: -4.16 м, -0.86 м, -8.07 м относительно центра масс ОК (положение в сентябре 1995 г.). Прибор

Прямоугольный параллелепипед из бериллиевой меди с внешними размерами 17 × 24 × 27 мм, в котором находилась рабочая полость, размещался в термостатирующем устройстве. Термостат мог поддерживать температуру ячейки в диапазоне 283 ÷ 338 К со стабильностью 50 μ К/ч.

В корпусе установки "ALICE-2" располагался также микроакселерометр типа 5947 фирмы Briell & Kjaer, оси чувствительности

“ALICE-2” располагался в модуле “Природа” (см. рис. 4.9): -11.0 м, 0.2 м, 4.1 м соответственно, относительно центра системы строительных координат корабля (СКК), привязанного к 9 шпангоуту базового блока. В обоих случаях координаты указаны по осям СКК.

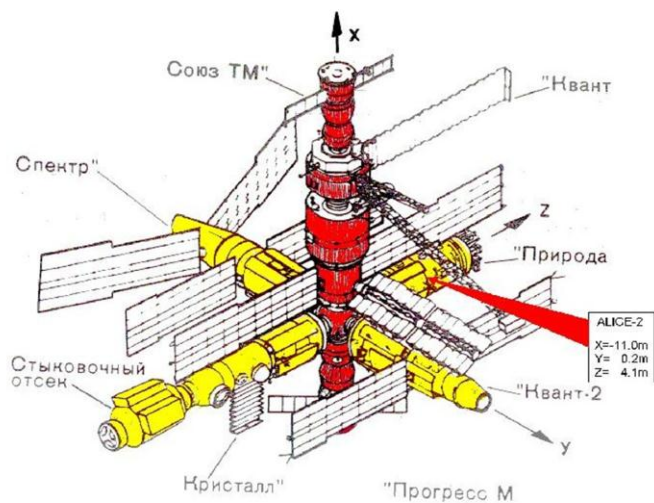


Рис. 4.9. Структурная схема орбитального комплекса “Мир” во время проведения экспериментов с прибором “ALICE-2”

Для изучения гравитационной (инерционной) чувствительности процессов теплообмена в окрестности критической точки на орбитальной станции “Мир” была выбрана методика проведения экспериментов, предложенная в [186] и отработанная в наземных условиях [223]. Метод заключается в регистрации конвективного движения по

изменению скорости распространения температурной волны от источника нагрева.

Эксперименты проводились:

ALI-71 начался 26.09.95. в 12:59:00 (ДМВ);

ALI-72 начался 30.09.95. в 16:00:00 (ДМВ);

ALI-73 начался 04.10.95. в 20:07:00 (ДМВ),

здесь ДМВ – декретное московское время, принятое в Центре управления полетами, и состояли из нескольких температурных режимов, в течение которых температура термостата T оставалась неизменной. Для каждого последующего стационарного режима отклонение температуры термостата от ее критического значения для данной жидкости $T - T_c$ последовательно уменьшалось. При этом минимальное превышение T над критическим значением T_c достигало 30 мК (ALI-71), 50 мК (ALI-72) и 30 мК (ALI-73). В

эксперименте ALI-73 реализована также область параметров $T < T_c$. Типичная зависимость $T - T_c$ от времени, соответствующая эксперименту ALI-72, представлена на рис. 4.10.

Точками на графике обозначены тепловые импульсы. Таким образом, при прочих фиксированных параметрах жидкость из сверхкритической области приближалась к точке фазового перехода за счет уменьшения температуры. Такой ход по температуре был обусловлен выбором метода регистрации экспериментальных данных. О процессах, происходивших в рабочем объеме после подачи теплового импульса, судили по изменению интерференционной картины. Если температура среды была меньше критического значения, подача теплового импульса приводила к фазовому переходу. Такой скачок, как правило, сопровождался появлением больших градиентов показателя преломления в силу возникновения двух фаз (жидкой и газообразной) с большими различиями по плотности. При этом наблюдение распространения тепла от точечного источника с помощью интерферометра становилось невозможным.

Во время каждого из стационарных режимов на нагревательный

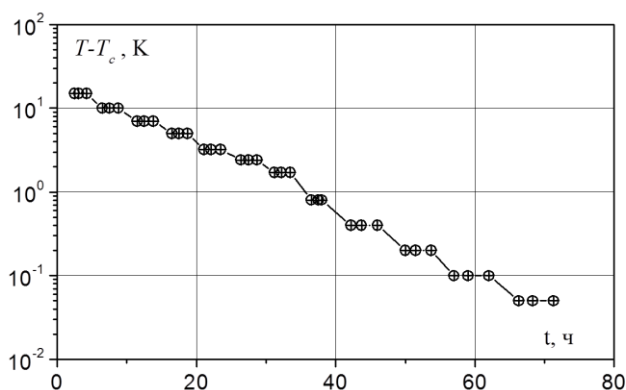


Рис. 4.10. Изменение отклонения температуры от критического значения $T - T_c$ во время эксперимента ALI-72

термистор подавались импульсы электрического тока с фиксированной мощностью. В эксперименте ALI-71 производилась непрерывная подача тока длительностью 0.2, 0.4, 1, 2, 4, 10, 20, 40 с, а в ALI-72, 73 – длительностью 40 мс. Кроме этого, эксперименты ALI-72, 73 содержали нестационарные импульсы с общей продолжительностью 40 и 80 с,

состоявшие из последовательности 40 миллисекундных импульсов с интервалами 160 мс между ними.

Видеокамера, регистрирующая интерференционные картины, включалась за несколько секунд до подачи теплового импульса и работала в непрерывном режиме несколько минут. После этого, путем нескольких кратковременных включений видеозаписи с интервалом между ними до 10 мин контролировались релаксационные процессы. Синхронно с видеокамерой включалась запись показаний микроакселерометра и датчиков.

Все тепловые импульсы длительностью более 1 с приводили к возникновению настолько больших градиентов показателя преломления вблизи термистора, что лучи лазера покидали поле захвата изображения видеокамерой. Таким образом, интерферометр работал в режиме “теневого прибора”. Поэтому количественная обработка интерференционных картин с восстановлением поля температуры была невозможна, и о происходящих процессах судили по эволюции затененной области сильной оптической неоднородности, вызванной искажениями поля температур после подачи термистором теплового импульса.

Прибор “ALICE-2” был установлен на упругих подвесах (см. рис. 4.11) в модуле “Природа” с указанными выше координатами. Эксперимент заключался в подаче тепловых импульсов на нагревательный термистор при

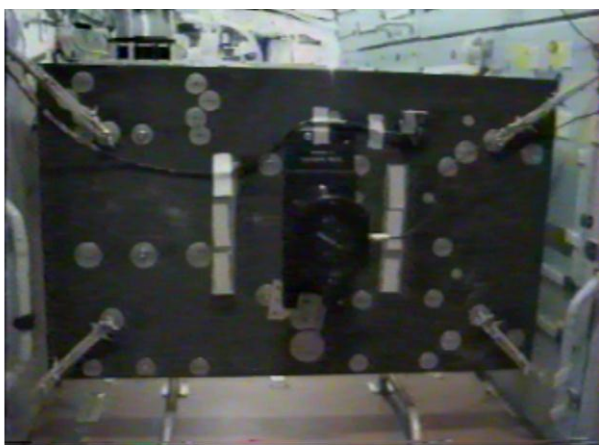


Рис. 4.11. Фотография прибора “ALICE-2” в модуле “Природа”

различных внешних воздействиях и слежении за процессом тепломассопереноса внутри ячейки с помощью оптических средств, записи температур термисторов, давления и микроускорений.

Эксперимент проводился с прибором “ALICE-2” для различных начальных температур жидкости, продолжительности и

мощности тепловых импульсов (см. табл. 4.1) при шести различных режимах воздействия:

- **фоновый режим** осуществлялся в те периоды времени, когда все возможные воздействия на установку были сведены к минимуму. Например: во время сна космонавтов и отключенных двигателей ориентации;
- **воздействия с помощью вибратора**, прикрепленного на фронтальной стороне прибора, с частотами 1.6 Гц или 2,5 Гц.
- **ручные воздействия**, которые проводились при непосредственном участии экипажа. Установку равномерно раскачивали с амплитудой 3-4 см и частотой 0.3 Гц.
- **ручные вращательные воздействия**. Установку, притянутую одним ребром к полу, раскачивали так, чтобы она имела возможность совершать маятниковые качания относительно указанного ребра. Далее о таких воздействиях будем говорить, как о маятниковых качаниях большой амплитуды;
- **вращательные воздействия с помощью вибратора** производились на установку, притянутую одним ребром к полу, так, чтобы она имела возможность совершать вращательные колебательные движения относительно указанного ребра. Далее о таких воздействиях будем говорить, как о маятниковых качаниях малой амплитуды;
- при проведении одного из импульсов был осуществлен **разворот станции** вокруг своей оси в течение 15 минут.

Тип Импульса	Мощность, μ Вт	Продолжительность, μ сек
1	0.828	120
2	0.828	3600
3	0.078	120000
4	0.828	120000
5	2.5	120000

Табл. 4.1. Типы тепловых импульсов, подаваемых термистором

Подготовка эксперимента заключалась в установке прибора “ALICE-2” в рабочее положение на упругих подвесах и креплении на нем вибратора и датчика “Дакон”. На рис. 4.12 показано, как расположены оси ячейки относительно ССК. Во время подготовки была отработана методика вибрационных воздействий. Были применены несколько типов подвеса: «мягкий» для ручных колебаний (с собственными частотами 0.3, 0.8 Гц), «жесткий» для колебаний с помощью вибратора (1.6, 2.5 Гц) и подвес с притянутым к полу длинным ребром для маятниковых качаний. Схема крепления установки в последнем случае представлена на рис.4.13. Проведены измерения собственных частот колебаний сборки по трем осям, а также экспериментально подобраны режимы усиления и частоты вибратора, обеспечивающие необходимые в эксперименте амплитуду и частоту колебаний сборки “ALICE-2”-Вибратор-“Дакон”.

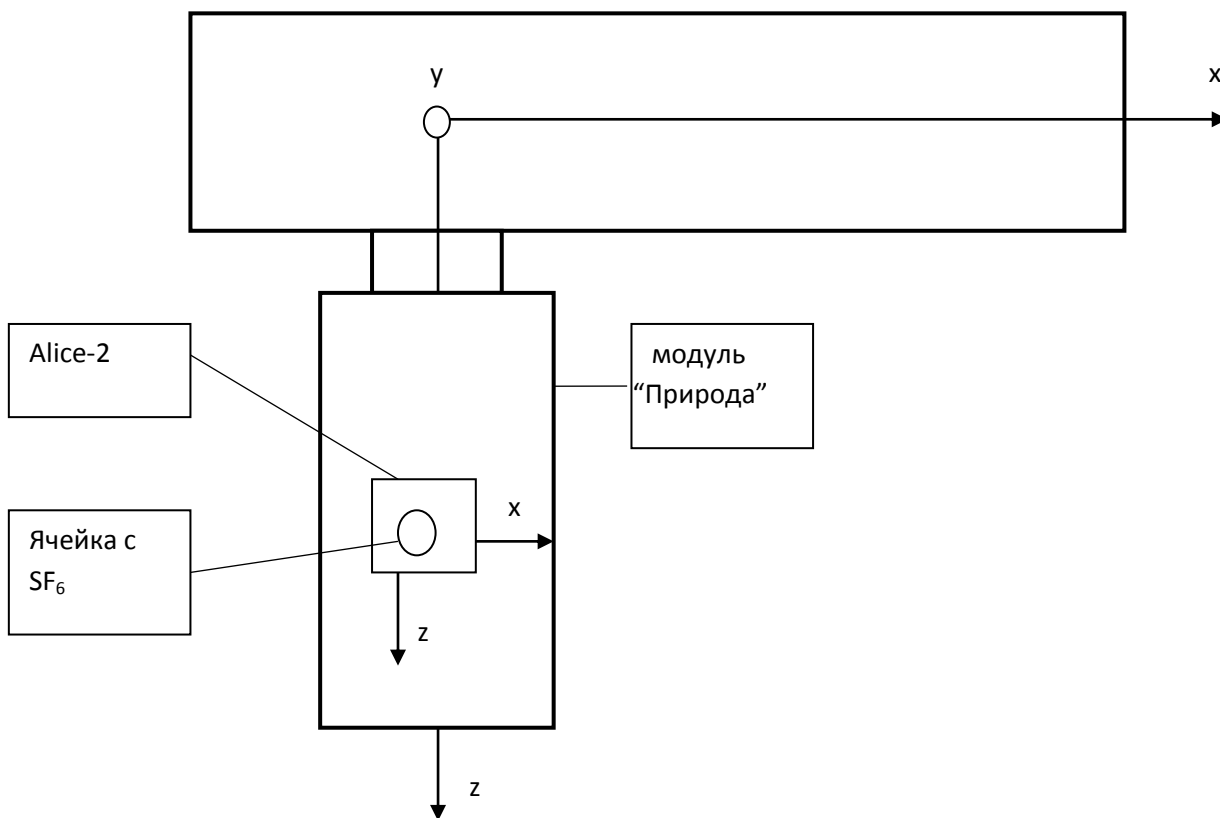


Рис. 4.12. Схема расположения рабочей полости

Эксперимент “Алис-2-Вибро” проводился в два этапа: с 23.02.99 по 27.02.99 (космонавты Авдеев С.В., Падалка Г.И.) и с 1.03.99 по 7.03.99 (космонавты Авдеев С.В., Афанасьев В.М.). Общая продолжительность эксперимента, состоявшего из 5-ти различных серий, составила 187 часов 50 минут. Эксперименты ALI-(R01-R05) состояли из нескольких температурных режимов, в течение которых температура термостата T оставалась

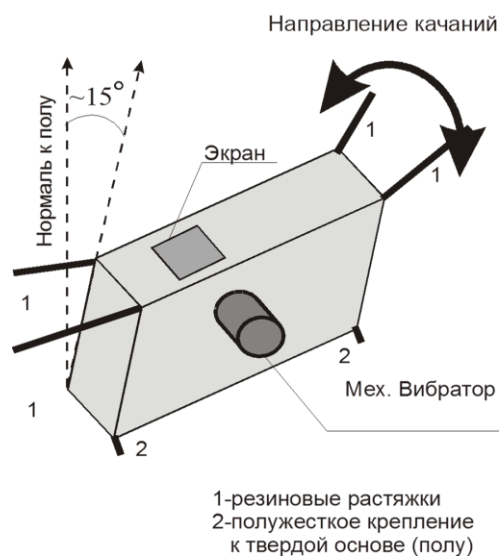


Рис. 4.13. *Схема подвеса аппаратуры для маятниковых качаний*

неизменной. Для каждого последующего стационарного режима отклонение температуры термостата от ее критического значения $T - T_c$ для данной жидкости последовательно уменьшалось. При этом минимальное превышение T над критическим значением T_c достигало 20 мК (ALI-R05). В эксперименте ALI-R03 реализована также область параметров $T < T_c$.

Алгоритм проведения

экспериментов ALI-(R01-R05) на оборудовании “ALICE-2” предусматривал реализацию каждого стационарного температурного режима с соответствующим типом теплового импульса (см. табл. 4.1) не менее двух раз в различной микрогравитационной обстановке. Если один опыт (активный) выполнялся во время бодрствования экипажа ОК “Мир” и подразумевал внешнее силовое воздействие на прибор, то другой (пассивный) проводился во время сна экипажа, отсутствия маневров коррекции орбиты и положения ОК. При этом обеспечивалось отсутствие процедур раскрутки гетеродинов системы пространственной ориентации станции и других процессов, могущих повлечь вибрации корпуса ОК. Это позволяло сравнивать поведение наблюдаемой системы при фоновых

микроускорениях в невозмущенном режиме полета ОК с процессами при внешних воздействиях. Таким образом, были реализованы эксперименты:

R01T10 (продолжительность 01д 09ч 50м 03.32с),

$T_c + 5 \text{ К}$, 10 импульсов (6 пассивных, 4 активных);

$T_c + 0.5 \text{ К}$, 10 импульсов (4 пассивных, 6 активных);

R02T10 (продолжительность 01д 13ч 30м 00.00с),

$T_c + 0.05 \text{ К}$, 8 импульсов (4 пассивных, 4 активных);

R03T08 (продолжительность 01д 20ч 30м 00.00с),

$T_c - 0.1 \text{ К}$, 10 импульсов (5 пассивных, 5 активных);

R04T08 (продолжительность 01д 12ч 30м 00.00с),

$T_c + 0.5 \text{ К}$, 6 импульсов (4 пассивных, 2 активных);

R05T08 (продолжительность 01д 11ч 30м 00.00с),

$T_c + 0.02 \text{ К}$, 6 импульсов (3 пассивных, 3 активных).

Эксперимент “Алис-2-Вибро-2000” проводился с 6.06.2000 г. по 9.06.2000 г.; его общая продолжительность составила 71 час 3 минуты. Эксперименты состояли из трёх температурных режимов, в течение которых температура термостата T оставалась неизменной $T - T_c = 5, 0.5, 0.05 \text{ К}$.

Во время каждого из стационарных режимов на нагревательный термистор подавались импульсы электрического тока с фиксированной мощностью и длительностью по времени. Регистрация данных проводилась аналогично опытам с прибором "ALICE-1".

4.3. Теплообмен при фоновых микроускорениях

Здесь и далее фоновым микрогравитационным режимом, согласно [177], будут называться колебания ускорений инерционной природы с амплитудой $\sim 10^{-5} \div 10^{-6} g_0$ и сплошным спектром в диапазоне частот $0.1 \div 14.0 \text{ Гц}$, типичные для невозмущенного режима полета орбитального комплекса “МИР” со спящим экипажем и не приводившие к возбуждению интенсивных движений в наблюдаемой системе.

Такие опыты (пассивные импульсы) проводились с экспериментальной установкой “ALICE-2”. На фрагменте “а” рис. 4.14 приведена осциллограмма $g_x(t)/g_0$ однокомпонентного микроакселерометра, а на фрагменте “б” спектр характерного сигнала, полученный в результате быстрого преобразования Фурье (БПФ). Из рисунка видно, что в сигнале отсутствуют выделенные частоты, а сплошной спектр свидетельствует о неперIODичности. Режимы микроускорений, регистрируемые двумя другими однокомпонентными микроакселерометрами, были подобны приведенному. Таким образом, в “фоновом” режиме микроускорений при невозмущенном полете ОК “Мир” амплитуда пульсаций ускорения инерционного поля составляла $10^{-5} \div 10^{-6} g_0$, что хорошо согласуется, например, с [216].

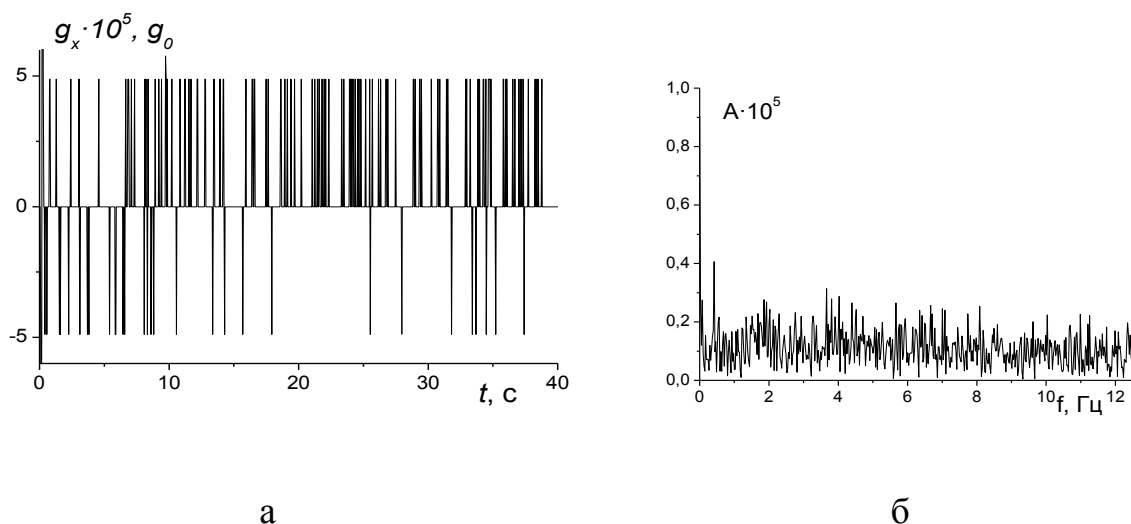


Рис. 4.14. а – осциллограмма, б – спектр микроускорений при фоновом режиме

При неконтролируемых фоновых микроускорениях для исследованного диапазона значений $T - T_c$ (отклонения от критической температуры), лежащих в интервале от 0,02 до 0,5 К, наблюдалось симметричное относительно нагревательного термистора и его растяжки распространение тепловой неоднородности, как представлено на рис. 4.15.

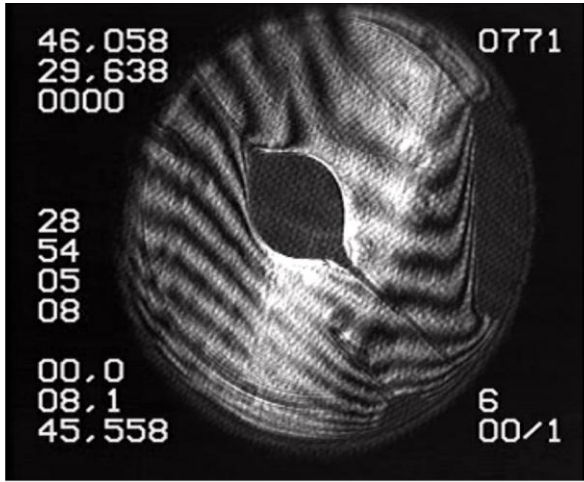


Рис. 4.15. Симметричное распространение теневой области при фоновом режиме микроускорений

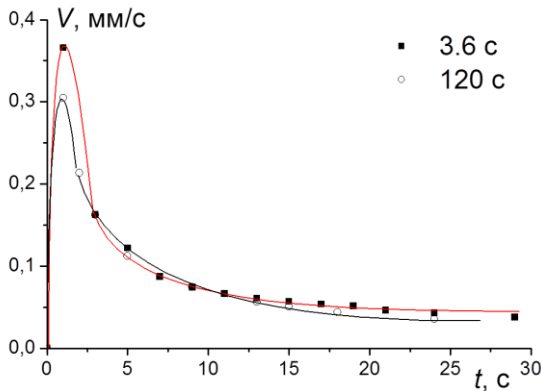
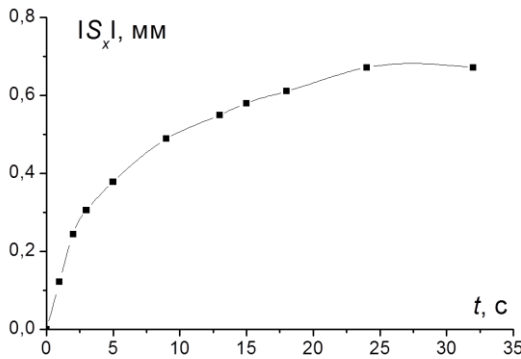


Рис. 4.16. Зависимости $|S_x|(t)$ и $V(t)$ при фоновом режиме микроускорений

При некоторых импульсах с отклонением начальной температуры жидкости от критического значения на 0.02 К через несколько секунд после подачи импульса тепловая неоднородность немного смещалась как целое. К примеру, в эксперименте R05T10 ($T - T_c = 0.02$ К) первые несколько “пятно” секунд распространялось симметрично, а затем медленно смещалось в направлении вектора, расположенного в плоскости осей X и Z под углом $\alpha \approx 135^\circ$ к оси X. Причины такого дрейфа оптической неоднородности будут обсуждены в параграфе 4.7.

Вернёмся к рассмотрению симметричного типа распространения тепловой неоднородности. На рис. 4.16 представлена зависимость модуля X-проекции перемещения S фронта теневой зоны от времени t. Из графика этой зависимости видно, что смещение фронта сначала нарастает, а затем практически не изменяется, т.к.

тепловой импульс уже прекратился и начинается процесс релаксации. В данной реализации подавался импульс мощностью 0.828 мВт и продолжительностью 3.6 с. На рис. 4.16 представлены также графики зависимости скоростей распространения фронта температурной неоднородности $V(t)$ для двух типов импульсов одинаковой мощности 0.828 мВт, но разной продолжительности (3.6 и 120 с). Из рисунка видно, что максимальное значение скорости больше для продолжительного импульса, так как в этом случае термистор успевает отдать больше тепла. Из-за малой теплопроводности среды максимумы скоростей наблюдаются в близкие моменты времени.

Можно предположить, что в отсутствие вынужденных воздействий при малом уровне фоновых микроускорений режим распространения тепла был подобен теплопроводному. Действительно, распространение теневой области, образовавшейся в рабочей ячейке после теплового импульса, было симметричным относительно нагревательного термистора, поскольку в этом случае не было постоянной либо осредненной составляющей массовой силы, способной вызвать конвективные течения.

4.4. Режимы теплообмена в высокочастотном микрогравитационном поле

Здесь и далее высокочастотными будут называться колебания инерционных ускорений, приводившие к осредненным движениям в наблюдаемой системе. Анализ микроускорений на станции “МИР” во время проведения экспериментов ALI-71, 72, 73, проведенный по данным встроенного акселерометра, показал, что можно выделить два характерных режима колебаний инерционного поля. Один из них, с частотой изменения силового поля, близкой к 5 Гц, и средней амплитудой $10^{-2} g_0$, в дальнейшем будем называть высокочастотным. Второй, низкочастотный, будет описан в разделе 4.5. Рис. 4.17 иллюстрирует характерную осциллограмму (фрагмент "а") и спектр (фрагмент "б") высокочастотного режима.

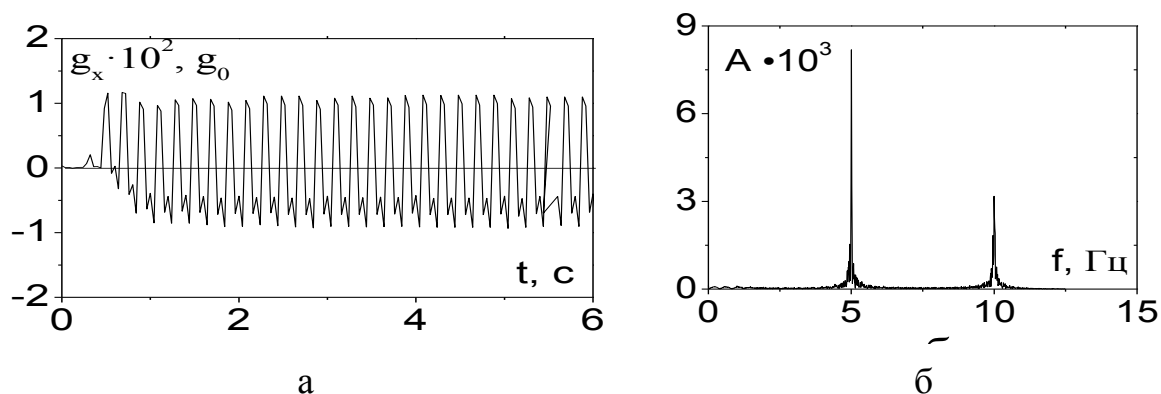


Рис. 4.17. Характерная осциллограмма (а) и спектр (б) g_x компоненты высокочастотного режима микроускорений

В данном случае о микрогравитационной обстановке судили по записям акселерометров, которые регистрировали линейную составляющую микроускорений. Одна из пространственных компонент инерционных ускорений, как правило, существенно превышала две других. Поэтому колебания считались поступательными и линейно-поляризованными.

Изучение оптических картин показало, что существует ярко выраженная зависимость характера распространения фронта температурной неоднородности от режима микроускорений и отклонения температуры $T - T_c$. Характерная эволюция теневой области воспроизводилась как в опытах с CO_2 , так и с SF_6 .

Необходимо отметить, что существенных различий в поведении оптической неоднородности при постоянном и пульсирующем нагреве не отмечалось. По-видимому, это объясняется тепловой инерционностью термистора и малой теплопроводностью среды.

Рассмотрим, в первую очередь, характерные режимы распространения области температурной неоднородности при высокочастотном изменении инерционного поля.



Рис. 4.18. Область оптической неоднородности через 23 с после теплового импульса при $T - T_c = 5$ К

После подачи теплового импульса на нагревательный термистор вокруг него образовывалась оптическая неоднородность.

В случае, если $T - T_c$ было больше, чем 1 К, фронт такой области распространялся симметрично относительно линии, проходящей через растяжки, на которых крепился термистор.

Пример такого режима приведен на рис. 4.18 для $T - T_c = 5$ К. После этого тепловая неоднородность медленно рассасывалась в течение часа, и рабочая жидкость снова приобретала температуру термостата.

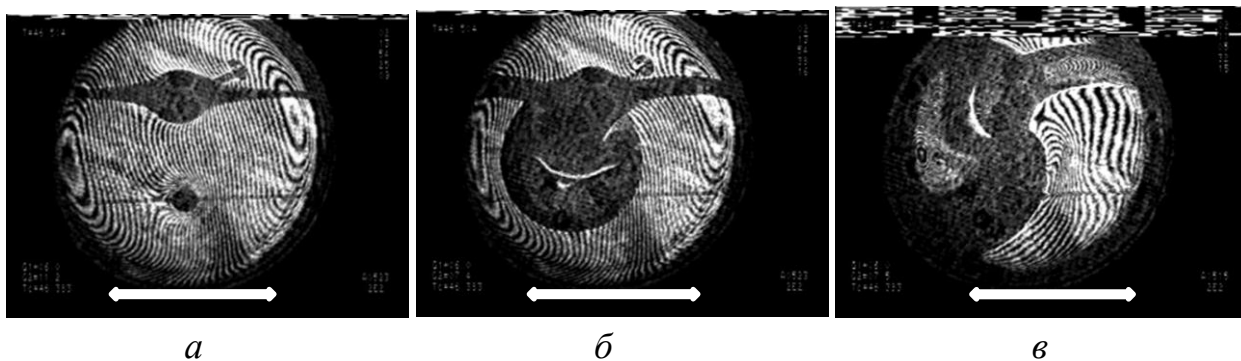


Рис. 4.19. Распространения области оптической неоднородности при $T - T_c = 0.121$ К;

“а” – 6 с после начала теплового импульса;

“б” – 23 с после начала теплового импульса (первый тип искажения фронта);

“в” – 65 с после начала теплового импульса (второй тип искажения фронта оптической неоднородности); стрелками указано направление колебаний g_x компоненты микроускорений

Качественно иная ситуация возникала, если $T - T_c$ было меньше, чем 1 К. В этом случае после подачи теплового импульса фронт неоднородности сначала распространялся также симметрично. Однако через несколько секунд симметрия распространения существенно нарушалась (этот эффект

проиллюстрирован на рис. 4.19). На фрагменте “а” изображено первоначально симметричное распространение области через 6 с после начала теплового импульса при $T - T_c = 0.121$ К. С течением времени распространение фронта теневой зоны становилось неравномерным относительно линии, проходящей через нити подвеса термистора.

Наблюдались два характерных типа искажений фронта, возникавших после одинаковых по длительности тепловых импульсов при равных $T - T_c$. Фрагмент “б” соответствует случаю, когда через 23 с после начала импульса ($T - T_c = 0.121$ К) наиболее сильное искажение фронта произошло в центральной части рабочей полости. На фрагменте “в” такое искажение развивалось вблизи стенки ячейки. Отклонение температуры от критического значения для этого режима было также равно 0.121 К.

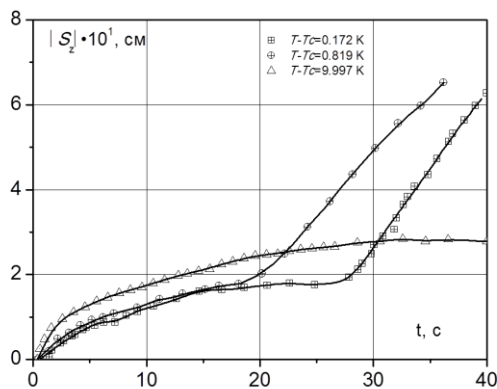


Рис. 4.20. Перемещения фронта оптической неоднородности $|S_Z|$ в зависимости от времени

Наблюдение за оптическими изображениями показало, что начало несимметричных искажений затененной области совпадает по времени с моментом излома кривых $|S_Z(t)|$.

Рассмотрим скорость U распространения фронта теневой зоны. На рис. 4.21 представлена зависимость проекции U_Z от времени t для тех же реализаций, которые изображены на рис. 4.20. Если выполнялось условие $T - T_c > 1$ К, то после подачи теплового импульса скорость распространения

Рассмотрим эволюцию оптической неоднородности при симметричном и несимметричном режимах распространения. На рис. 4.20 представлена зависимость модуля Z -проекции перемещения фронта теневой зоны $|S_Z|$ от времени t для характерных реализаций при различных значениях $T - T_c$. Из рисунка видно, что кривые $|S_Z(t)|$ претерпевают излом при значениях отклонений $T - T_c < 1$ К.

фронта неоднородности последовательно уменьшалась, а затем меняла знак (происходило сжатие теневой зоны). В реализациях, когда отклонение $T - T_c$ не превышало 1 К, скорость фронта первоначально также уменьшалась. Однако в дальнейшем происходило резкое увеличение скорости U_z . При этом возрастание скорости совпадает по времени с появлением несимметричных искажений фронта неоднородности.

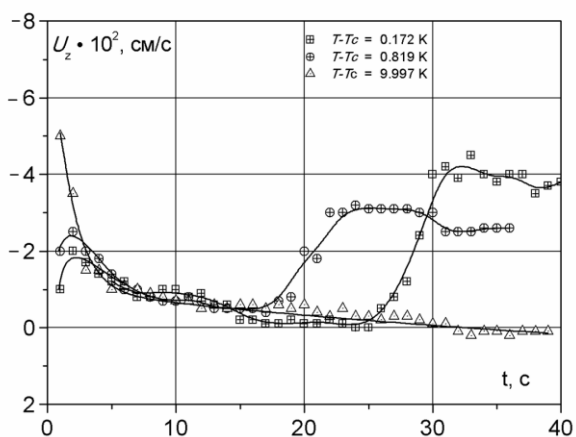


Рис. 4.21. Скорость распространения температурной неоднородности U_z в зависимости от времени

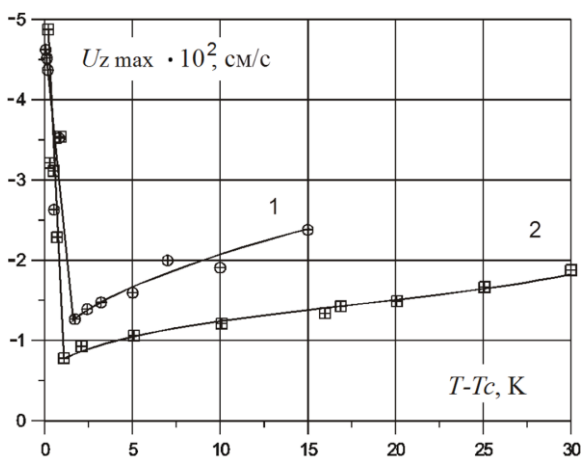


Рис. 4.22. Максимальная скорость фронта оптической неоднородности в зависимости от отклонения температуры $T - T_c$ в SF_6 (1), CO_2 (2)

Перейдем к обсуждению зависимости максимальных значений Z -проекции скорости распространения границы теневой зоны U_{Zmax} от величины отклонения $T - T_c$ для различных рабочих жидкостей (рис. 4.22). С целью обобщения результатов для обеих сред – SF_6 и CO_2 – в опытах АЛІ – 71, 72, 73 для рассмотрения были выбраны импульсы длительностью 40 с. Значения U_z регистрировались не раньше, чем через 7 с после начала теплового импульса, чтобы не учитывать первоначальный скачок скорости.

Из рис. 4.22 видно, что кривые $U_{Zmax}(T - T_c)$ претерпевают излом и имеют два характерных участка. В области больших отклонений $T - T_c$ скорость распространения оптической неоднородности сравнительно невелика. По мере приближения температуры полости к критическому

значению T_c скорость распространения теплового пятна убывает. Это объясняется уменьшением температуропроводности жидкости при приближении к критической точке. При дальнейшем уменьшении отклонения температуры рабочей ячейки от критического значения T_c кривые $U_{Zmax}(T - T_c)$ претерпевают излом, и скорость смещения теплового пятна резко возрастает.

Интересно отметить, что изломы кривых на рис. 4.22 имеют место при разностях $T - T_c$, близких к 1 К, что хорошо согласуется с результатами визуального анализа оптических картин. Увеличение скорости теплопереноса и характер распространения затененной области позволяют сделать вывод о возбуждении в рабочей полости крупномасштабного конвективного движения. По мере приближения к критической точке интенсивность такого движения быстро увеличивается (рис. 4.22). Это объясняется тем, что значения вибрационного критерия Ra_v , определяющего механизм развития конвекции в быстро меняющемся инерционном поле, также нарастают по мере приближения к критической точке, превышая критическую величину 10^3 вблизи $T - T_c = 1$ К (см. рис. 4.3).

Перейдем к обсуждению структур интенсивного конвективного движения, возникающего при $T - T_c < 1$ К. Как отмечалось выше, при таких температурах наблюдалось два типа несимметричного распространения области оптической неоднородности. В одном случае наибольшее конвективное искажение теневой области развивалось в центре рабочей полости (рис. 4.19, фрагмент "б"). Однако теплоотдача происходила не только с поверхности термистора, но и с растяжек, на которых он крепился. Направление распространения области оптической неоднородности, вызванной теплоотдачей с растяжек, было противоположно направлению движения в центральной части полости. Если учесть, что граница затененной области неоднородности на теневой картине соответствует изотерме, то такой изгиб линий постоянной температуры в полости данной конфигурации характерен для двухвихревого конвективного движения.

Структура такого движения схематически представлена на фрагменте “а” рис. 4.23. В центральной части рабочей ячейки движется нагретая жидкость, а в пристеночных областях возникают два возвратных течения (направления потоков на схеме изображены штриховыми линиями). Указанная на рисунке компонента микроускорений g_x на порядок и более превышала по амплитуде две другие.

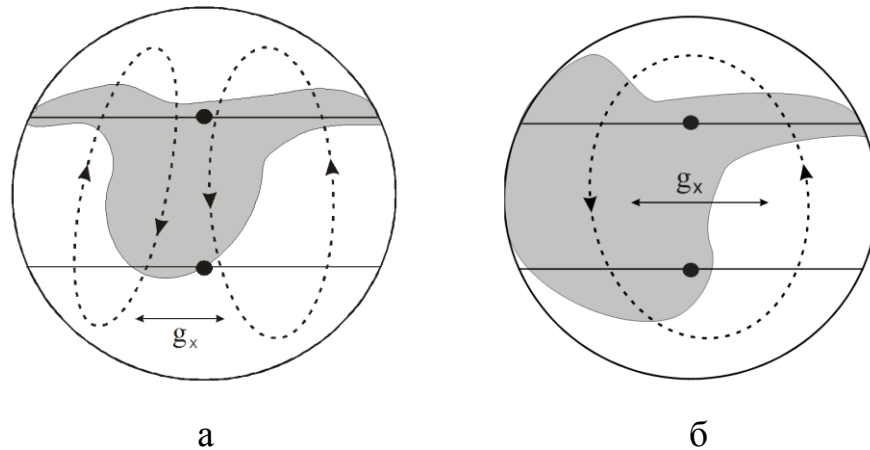


Рис. 4.23. Схематические изображения конвективных движений, представленных на рис. 4.19 “б” и “в” соответственно

Второй тип несимметричного развития области оптической неоднородности изображен на фрагменте “в” рис. 4.19. Такой изгиб изотерм характерен для одновихревого конвективного движения, структура которого схематически представлена на фрагменте “б” рис. 4.23. Вдоль левой стенки рабочей ячейки двигается поток горячей жидкости, а вдоль правой существует возвратное течение. Линией со стрелками обозначено направление наиболее сильноменяющейся пространственной компоненты микроускорений g_x .

Причины, вызывающие различие в структурах движений, обсуждаются в параграфе 4.7.

Перейдем к рассмотрению вынужденного высокочастотного воздействия. Электродинамический вибратор, прикрепленный к фронтальной стороне прибора "ALICE-2", задавал колебания вдоль оси Z с частотами 1.6 или 2.5 Гц и уровнем микроускорений $\sim 4 \cdot 10^{-3} g_0$.

Осциллограммы и спектры сигналов акселерометров приведены на рис. 4.24 и 4.25. Замечено некоторое отличие эффективной частоты вибраций от запрограммированных значений: в первом случае 1.73 , а во втором – 2.8 Гц. На осциллограммах (рис. 4.24) хорошо видно, как в первые секунды после включения вибратора устанавливается колебательный режим. Отметим, что

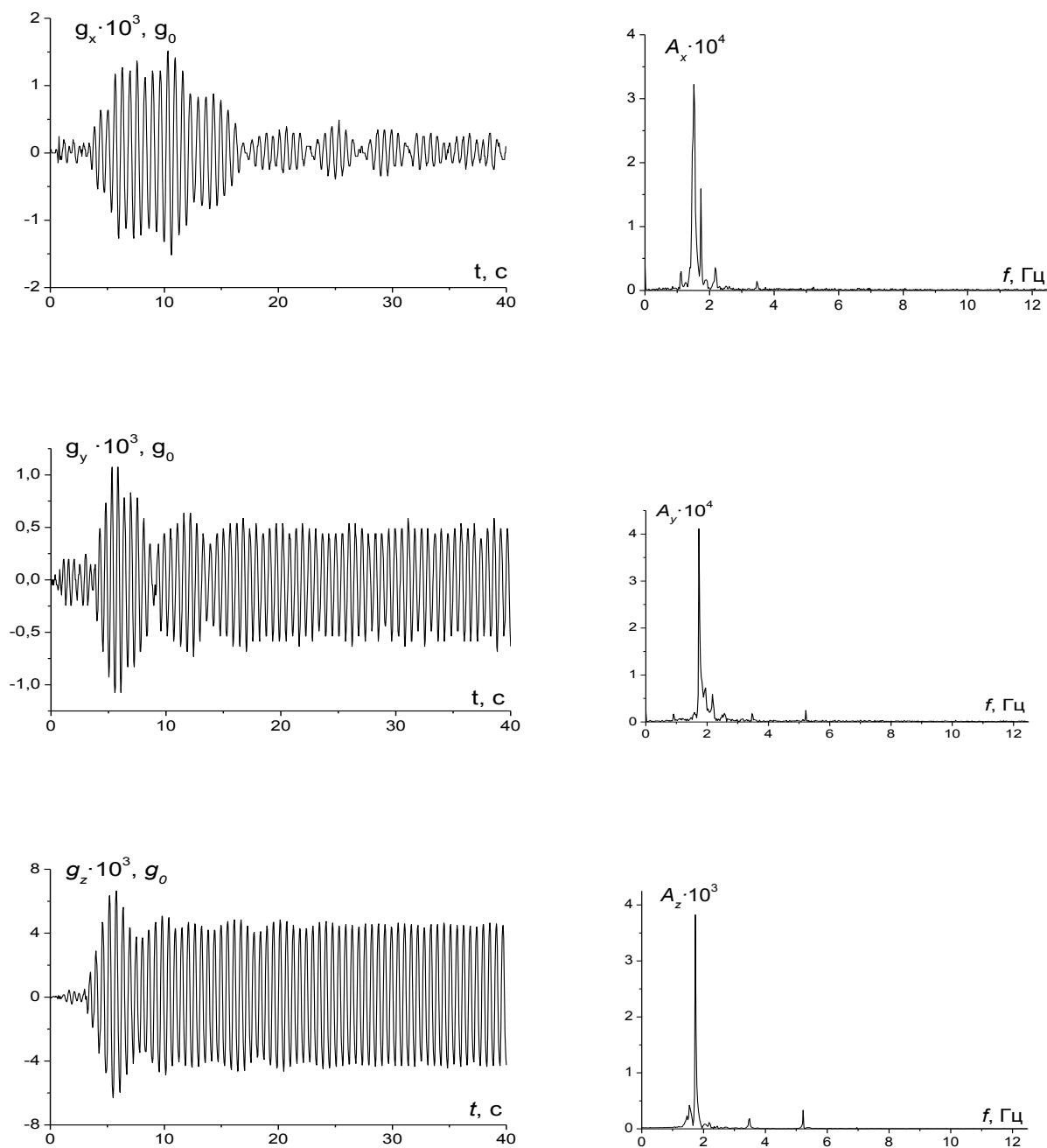


Рис.4.24. Осциллограммы и спектры микроускорений при высокочастотном режиме воздействий ($f = 1.73 Гц$)

причина появления ускорений вдоль осей X и Y состоит в том, что упругий подвес установки не позволял предотвращать смещения прибора вдоль них. Однако уровень таких ускорений на порядок ниже, чем вдоль оси Z . Это позволяет считать колебания, сообщаемые прибору, линейно-поляризованными.

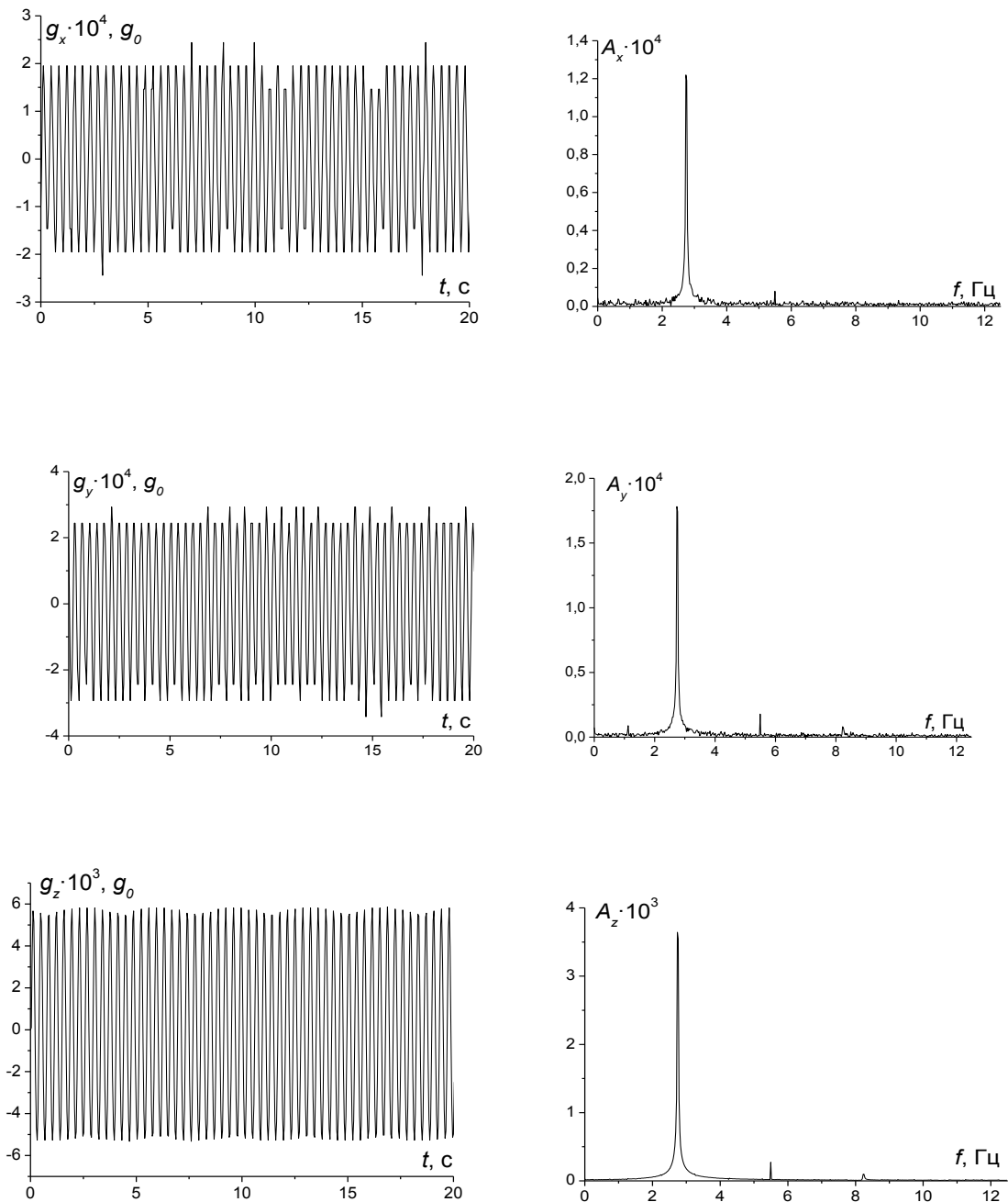


Рис. 4.25. Осциллограммы и спектры микроускорений при высокочастотном режиме воздействий ($f = 2.8 \Gamma\text{ц}$)

Рассмотрим теперь эволюцию области оптической неоднородности при высокочастотных вынужденных вибрациях.

Первое время после подачи теплового импульса затененная область распространялась симметрично относительно линии подвеса нагревательного термистора (см. рис. 4.26 “а”), подобно тому, как это происходило при «фоновом» режиме (рис. 4.15). Через небольшой промежуток времени (около 5 секунд) после начала теплового импульса неоднородность принимала эллипсоидальную форму и симметрично расплзалась в направлении, перпендикулярном вибрациям, как показано на рис. 4.26 “б”. Достигнув максимального размера, пятно медленно рассасывалось, и рабочая жидкость снова приобретала температуру термостата.

Размер неоднородности зависел от типа импульса. При мощных и длительных импульсах, например, 5-го типа (см. табл. 4.1), оптическая неоднородность распространялась на большую часть рабочей ячейки и достигала стенок. Максимальный размер неоднородности составлял 0.8 – 1.0 диаметра полости.

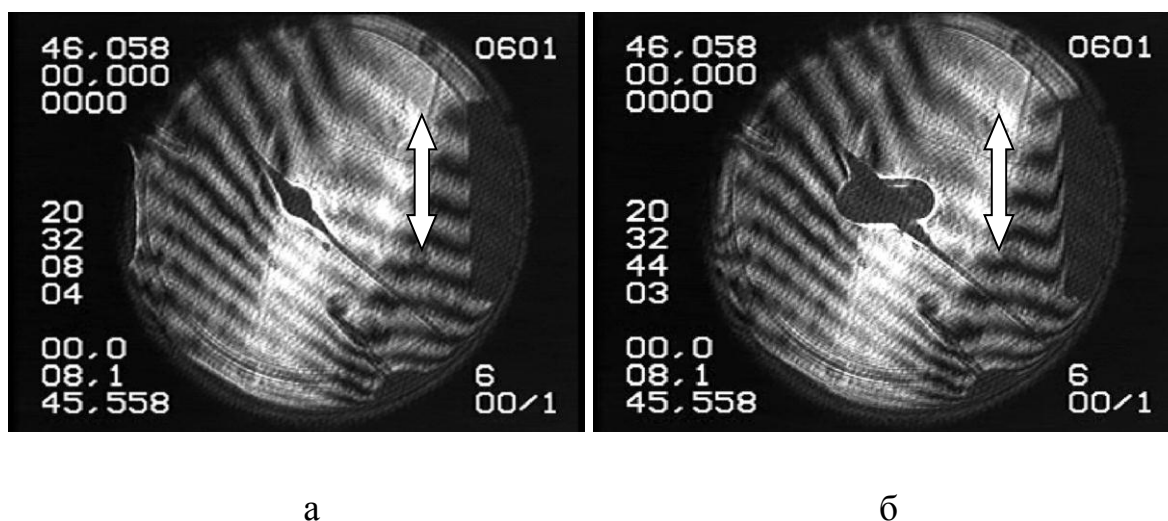


Рис. 4.26. Эволюция области при высокочастотном режиме воздействия (стрелками указано направление вибраций); а - через 2 с после начала теплового импульса; б - через 38 с

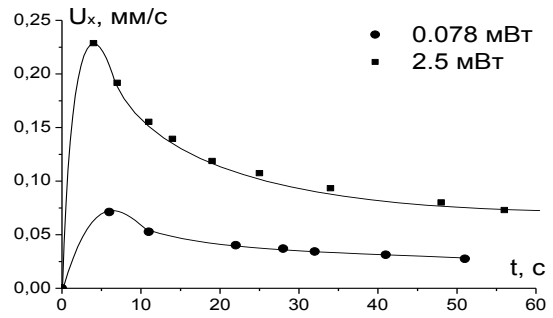
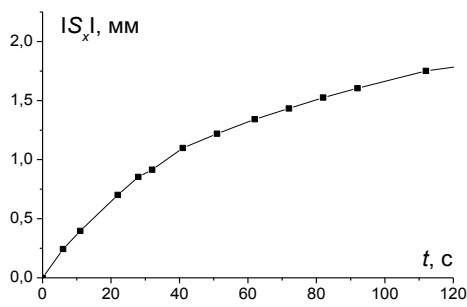


Рис. 4.27. Графики зависимостей $|S_x|(t)$ и $U_x(t)$ в высокочастотном микрогравитационном поле

Рассмотрим характерную эволюцию оптической неоднородности. На рис. 4.27 представлена зависимость $|S_x|(t)$. После подачи теплового импульса модуль перемещения увеличивается, что соответствует интенсивному росту области тепловой неоднородности. На том же рисунке представлен график зависимости X-проекции скорости распространения фронта температурной неоднородности U_x от времени. Зависимости приведены для импульсов равной продолжительности 120 с, но разной

мощности (0.078 мВт, 2.5 мВт). Максимальные значения скорости соответствуют импульсу наибольшей мощности. При этом оценка величин управляющих параметров даёт значения $Ra_g = 8 \cdot 10^3$, $Ra_v = 1.6 \cdot 10^4$ ($T - T_c = 0.5$ К).

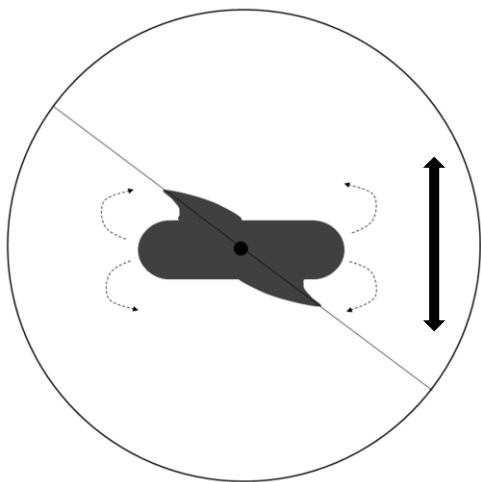


Рис. 4.28. Схема вибро-конвективного движения при вынужденном высокочастотном воздействии

Характерный изгиб изотерм (см. рис. 4.26) предполагает четырехвихревой режим течения, схематически изображенный на рис. 4.28.

4.5. Теплообмен в околокритической жидкости под действием низкочастотных микроускорений

Третий тип микроускорений с частотой изменения ~ 0.5 Гц и амплитудой $10^{-4} \div 10^{-2} g_0$ назовем низкочастотным в силу того, что изучаемая система успевала откликнуться на каждое изменение силового поля. Характерные осциллограмма (фрагмент "а") и спектр (фрагмент "б") для таких микроускорений приведены на рис. 4.29. Эти данные хорошо согласуются с результатами, приведенными в [177].

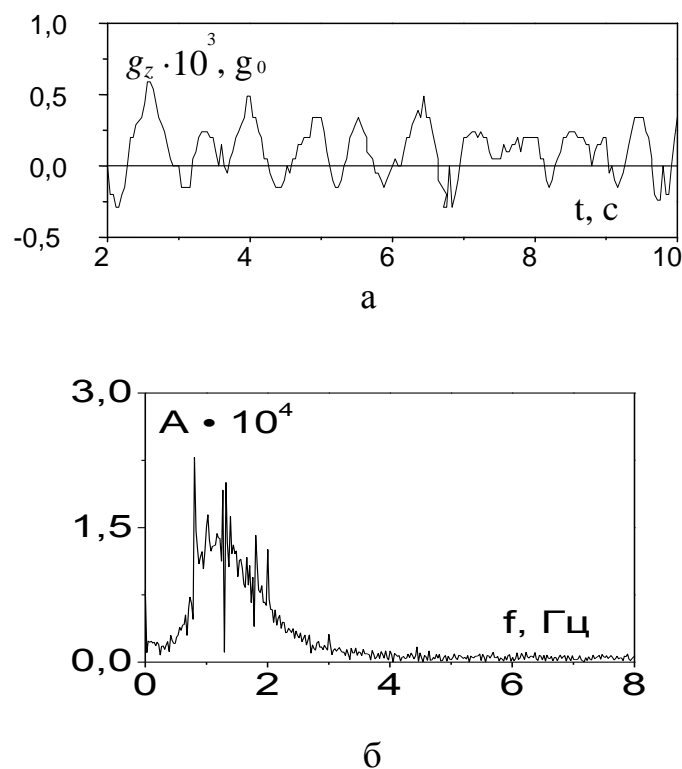


Рис. 4.29. Осциллограмма (а) и спектр (б) низкочастотного режима микроускорений

Рассмотрим теперь характерные режимы распространения области оптической неоднородности в случае низкочастотного изменения микроускорений. В диапазоне больших значений $T - T_c$ фронт затененной области распространялся симметрично относительно оси, проходящей через растяжки нагревательного термистора, аналогично режиму, изображенному на рис. 4.18. При значениях $T - T_c$ порядка 1 К и меньше низкочастотные микроускорения также не оказывали существенного влияния на

распространение фронта затененной зоны. Однако при этом вся область оптической неоднородности совершала периодические колебания в направлении, приблизительно совпадающем с направлением самой сильноменяющейся компоненты микроускорений.

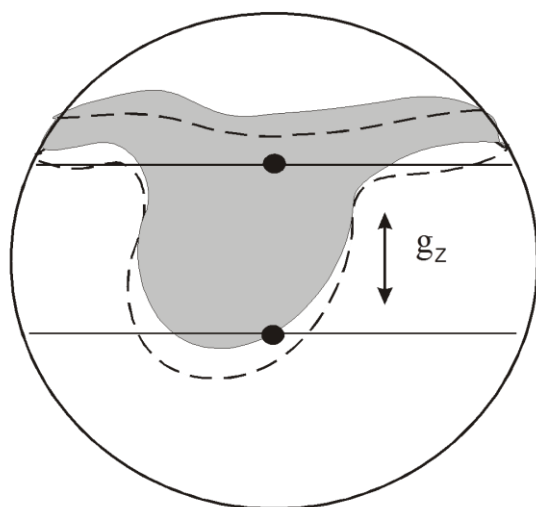


Рис. 4.30. Схематическое изображение вынужденных колебаний области оптической неоднородности при низкочастотном режиме микроускорений

оптической неоднородности изображена в моменты максимального отклонения от среднего положения. Стрелкой отмечена ориентация наиболее сильноменяющейся компоненты микроускорений g_z .

Из графика зависимости $Ra_g(T - T_c)$ (см. рис. 4.3) видно, что при $T - T_c \sim 1^\circ\text{C}$ значения чисел Рэлея превышают величину 10^3 , достаточную для развития термо-гравитационного конвективного движения. Таким образом, обнаруженные качания области оптической неоднородности, вызванной тепловым импульсом нагревательного термистора, можно классифицировать как вынужденные инерционно-конвективные колебания.

Перейдем к обсуждению эволюции области тепловой неоднородности при вынужденном низкочастотном воздействии на прибор. Опыты этого типа осуществлялись при непосредственном участии экипажа ОК “МИР”. В первой серии экспериментов один из космонавтов должен был производить

Частота колебаний пятна была близка к частоте изменения инерционного поля, а амплитуда не превышала $1/5$ радиуса полости. Структура такого режима схематически представлена на рис. 4.30. Несимметричность теневой зоны относительно нагревателя объясняется тем, что низкочастотным микроускорениям предшествовал высокочастотный режим, влияние которого описано в параграфе 4.4. Область

равномерное раскачивание установки “ALICE-2” с частотой 0,3 Гц и амплитудой около 3 - 4 см в направлении оси Z. На рис. 4.31 представлены осциллограммы и спектры микроускорений вдоль осей X,Y,Z СКК. При анализе данного вида воздействия было отмечено, что частота вибраций совпадала с запрограммированным значением 0.3 Гц, а уровень микроускорений был порядка $10^{-3}g_0$.

Во время второй серии опытов установку раскачивали с частотой 0,8 Гц и амплитудой около 3 см в направлении оси Z. На рис. 4.32 представлены осциллограммы и спектры микроускорений вдоль осей X,Y,Z СКК. Частота вибраций совпадала с запрограммированным значением 0.8 Гц, а уровень микроускорений составил $10^{-2}g_0$.

В первой серии экспериментов, после подачи теплового импульса теневая область, вызванная температурной неоднородностью среды, эволюционировала следующим образом: во время каждого полупериода колебаний наблюдался конвективный факел, распространяющийся в направлении, обратном направлению качания в конкретный момент времени (рис. 4.33). Этому можно дать следующее объяснение: во время колебаний возникала инерционная массовая сила, достаточная для появления конвективного течения, которая меняла направление на противоположное каждые полпериода. Отклик системы на каждое колебание говорит о том, что данный режим является низкочастотным.

Проанализировать зависимость $|S_x|(t)$ фронта области оптической неоднородности и скорость в полной мере не представляется возможным, т.к. метод, с помощью которого производились измерения перемещений, не позволяет получить значения ранее, чем через 0,042 с после подачи теплового импульса, а перемещение с максимальной скоростью происходит раньше.

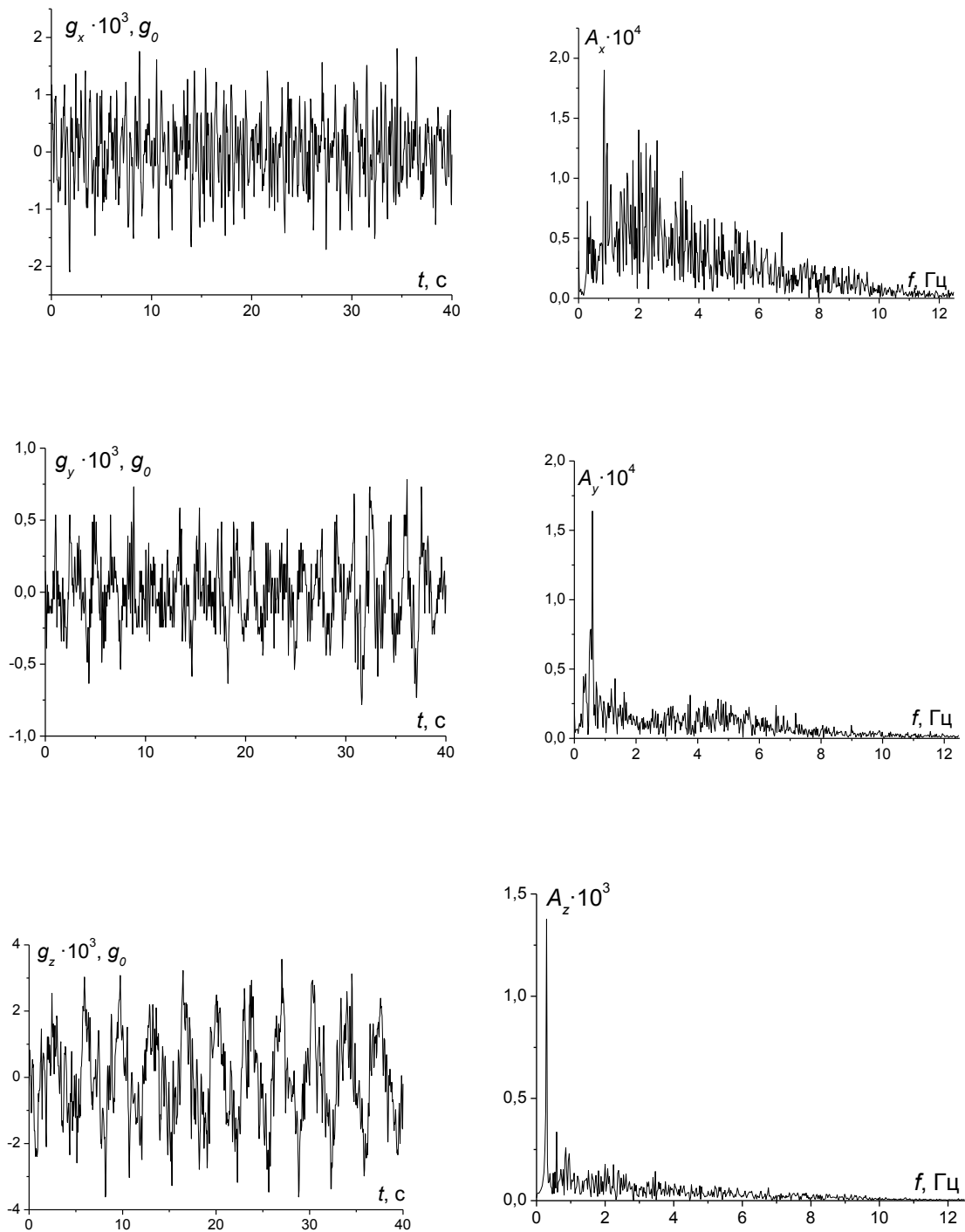


Рис. 4.31. Осциллограммы и спектры микроускорений при низкочастотном режиме воздействий ($f = 0.3$ Гц)

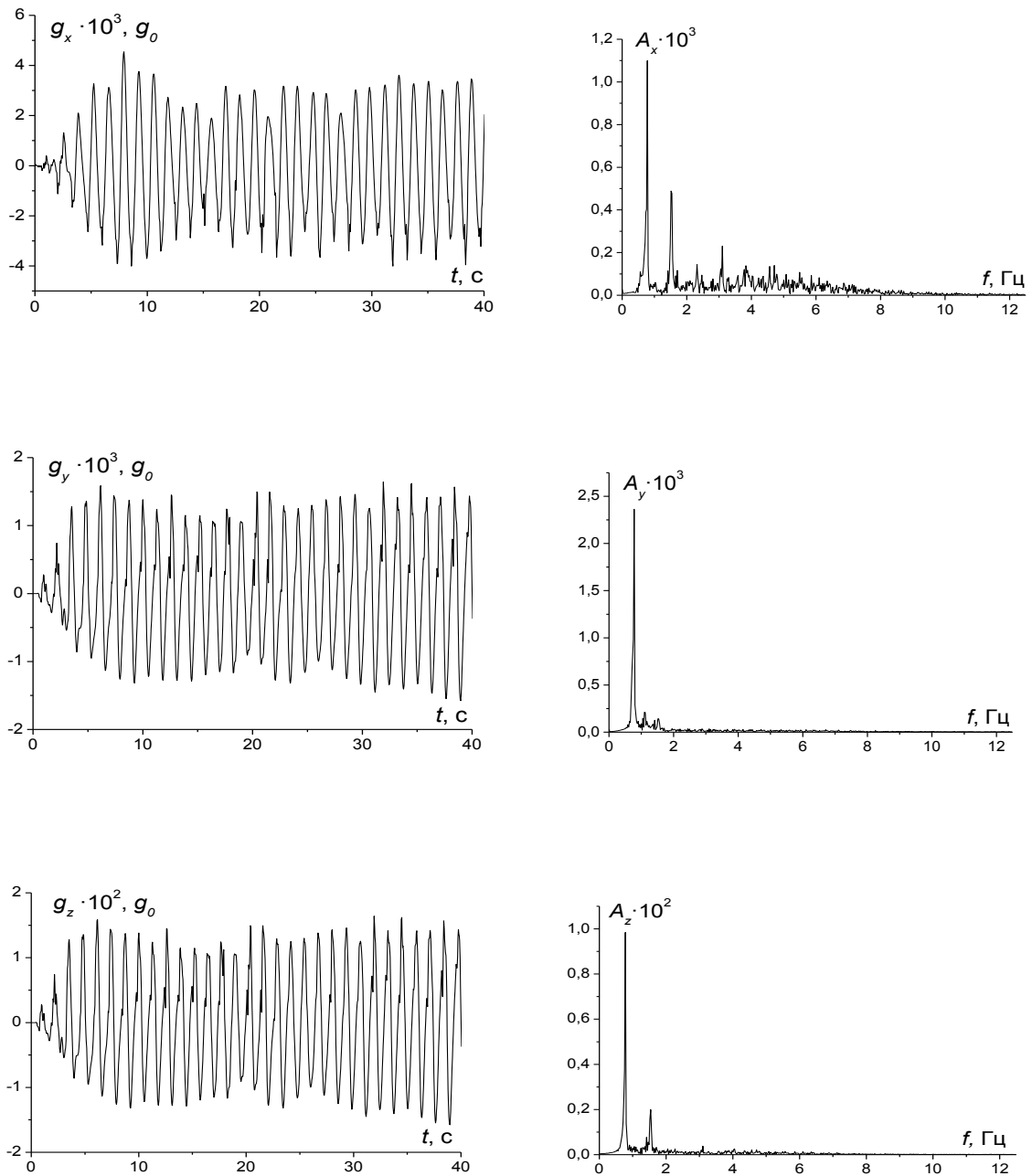


Рис. 4.32. Осциллограммы и спектры микроускорений при низкочастотном режиме воздействий ($f = 0.8 \text{ Гц}$)

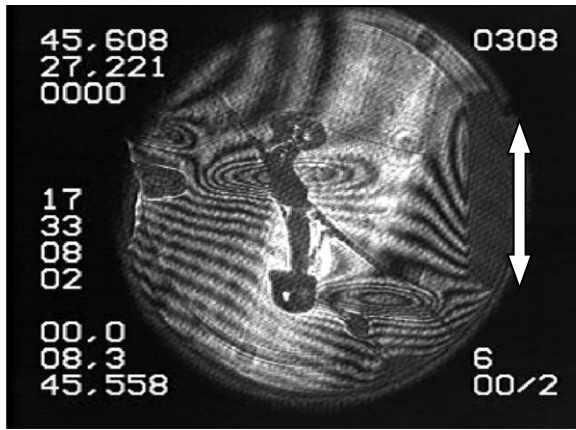


Рис. 4.33. Распространение теневой области при низкочастотном режиме воздействия (стрелками указано направление качаний)

Максимальная скорость, которую удалось зарегистрировать после указанного промежутка времени $U = 7$ мм/с (см. рис. 4.34). При этом оценка величины управляющего параметра Ra_g дает значение $3.6 \cdot 10^4$ ($T - T_c = 0.5^\circ\text{K}$).

Вторая серия экспериментов подтверждает приведенные ранее результаты. Несмотря на то, что частота воздействия была больше в 2.5 раза, чем в первой серии

экспериментов, наблюдался такой же тип распространения теневой области. Оценка величины управляющего параметра Ra_g дает значение $3.7 \cdot 10^5$ при $T - T_c = 0.05$ К и $Ra_g = 3.3 \cdot 10^5$ при $T - T_c = 0.5$ К. Структуры движения и скорости распространения неоднородности сопоставимы с результатами первой серии экспериментов.

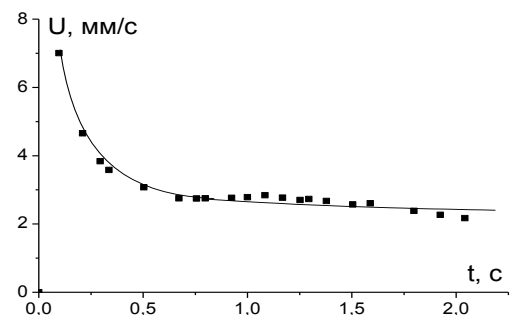
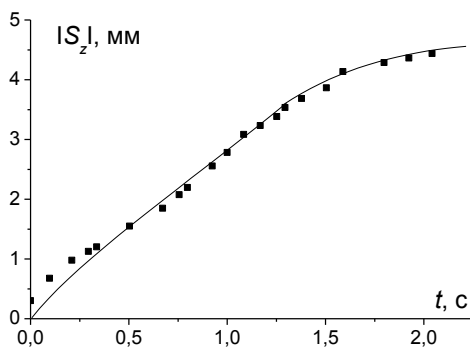


Рис.4.34. Графики зависимости перемещения фронта теплового пятна $|S_z|$ и его скорости U от времени для низкочастотного режима микроускорений

4.6. Совместное действие термо-вибрационного и термоинерционного механизмов конвекции

В области малых отклонений температуры среды от критического значения ($T - T_c < 0.5$ К), когда система наиболее чувствительна к микрогравитационной обстановке, наблюдались движения, являющиеся суперпозицией описанных выше режимов.

Так, при вынужденном высокочастотном воздействии на оборудование "ALICE-2" можно было заметить, что сначала тепловая неоднородность распространялась симметрично, а затем, из-за влияния термовибрационного механизма движения, приобретала форму эллипсоида, ориентированного длинной полуосью перпендикулярно вибрациям. В то же время, откликаясь на каждое внешнее воздействие, затененная область совершала колебания в направлении вибраций (ось Z) с небольшой амплитудой (примерно 0.1 от поперечного размера неоднородности). Это связано со слабым влиянием термоинерционного механизма.

При низкочастотном вынужденном воздействии ($f = 0.8$ Гц) во время каждого полупериода колебаний прибора "ALICE-2" как целого появлялся термик, распространяющийся в направлении, обратном движению прибора. Позднее тепловые неоднородности начинали эллипсоидально вытягиваться перпендикулярно вибрациям. Это можно объяснить тем, что после прекращения подачи тепла градиент температуры уменьшался, и соответственно уменьшались значения управляющих параметров. Поскольку $Ra_g = 3.0 \cdot 10^4$, а $Ra_v = 3.6 \cdot 10^4$ при $T - T_c = 0.5^\circ\text{К}$, то термоинерционный и термовибрационный механизмы конвекции оказывали влияние на движение неоднородности в равной степени. В силу остывания среды действие термоинерционного механизма (Ra_g) прекращалось немного раньше (см. рис. 4.3), чем термовибрационного и термики постепенно принимали форму эллипсоида (см. рис. 4.35).

Кроме этого, был реализован эксперимент, когда вручную задавали вращательные вибрации с частотой 1.0 Гц и амплитудой 10 см. При анализе

характерных для данного вида воздействий осциллограмм и спектров (рис. 4.36) было отмечено, что частота вибраций совпадала с запрограммированным значением 1.0 Гц, а максимальный уровень микроускорений (проекция на ось Z) составил $\sim 10^{-2} g_0$

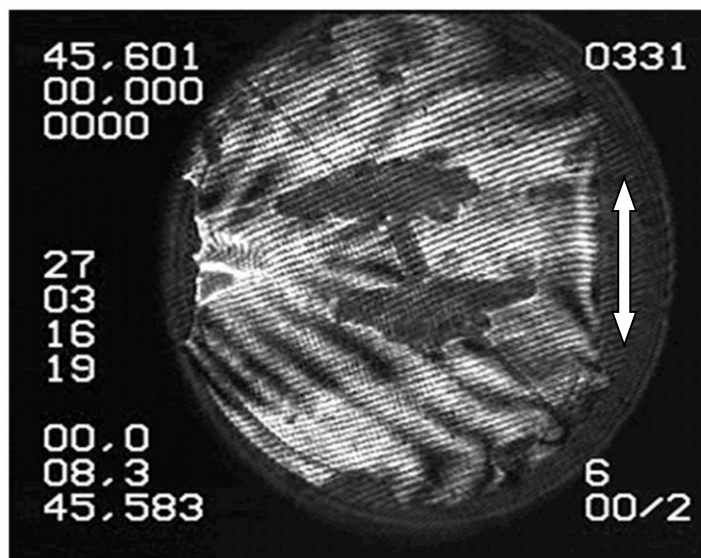


Рис. 4.35. Распространение тепловой неоднородности под действием двух механизмов конвекции. Стрелкой указано направление вибраций.

При этом тепловая неоднородность распространялась каждые полпериода вдоль направления качаний в виде конвективных факелов, которые сразу начинали вытягиваться в эллипсоиды, перпендикулярные этому направлению. Во время воздействий неоднородность немного покачивалась, как целое, в направлении вибраций. Оценка управляющих параметров дала следующие значения при $T - T_c = 0.05 K$: $Ra_g = 3.7 \cdot 10^6$, $Ra_v = 8.0 \cdot 10^8$ и $Ra_s = 3.5 \cdot 10^4$. Следовательно, все механизмы движения вносят вклад в эволюцию теневой области. При одинаковых отклонениях от критической температуры структуры тепловых неоднородностей были подобны, а скорости их распространения сопоставимы с таковыми при линейных воздействиях.

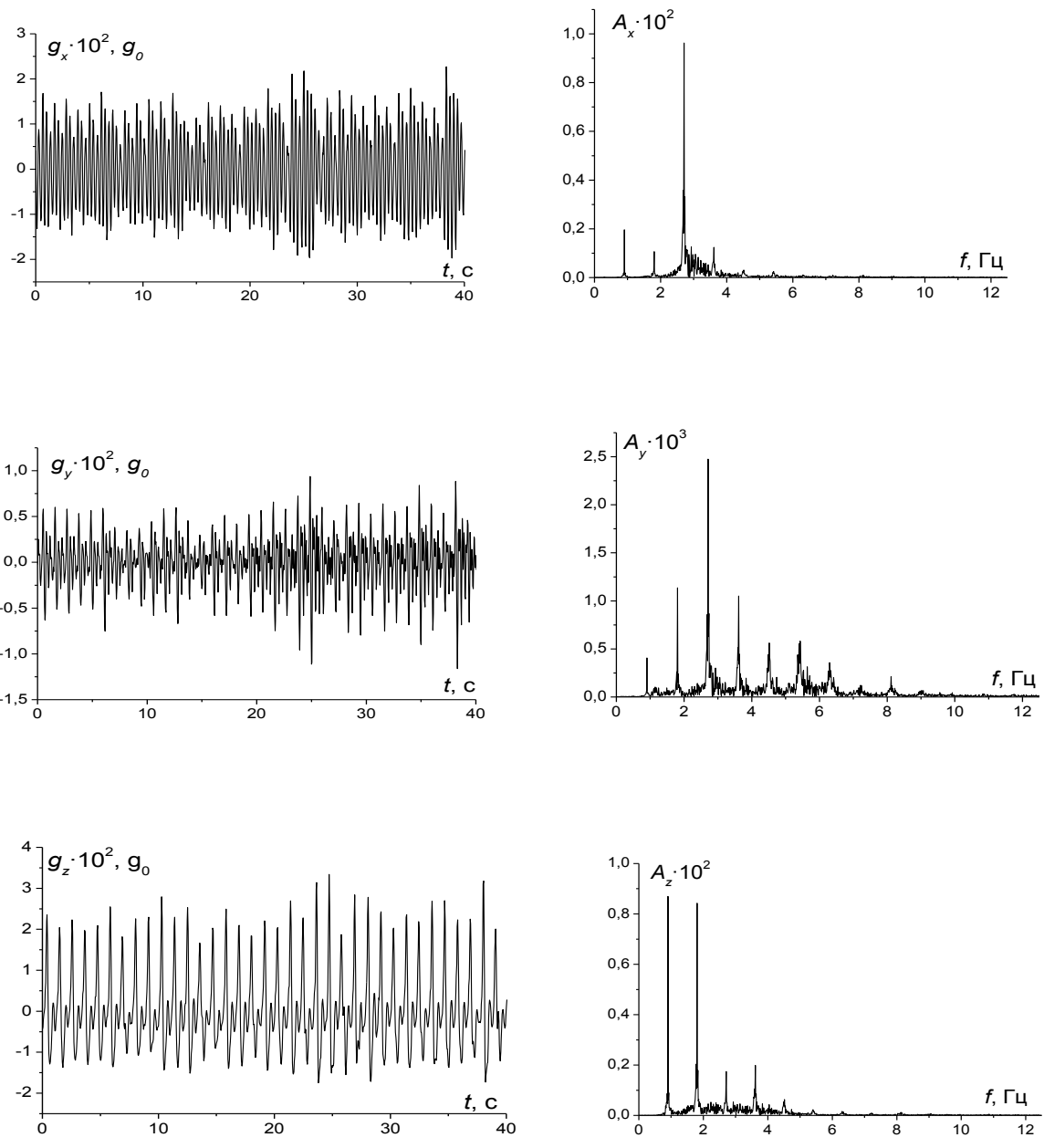


Рис.4.36. Осциллограммы и спектры микроускорений при маятниковых качаниях большой амплитуды ($f = 1.0$ Гц)

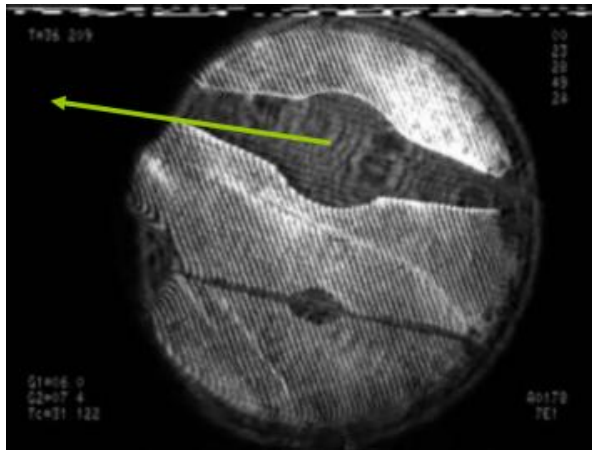
4.7. Влияние квазистатических микроускорений на теплообмен

При описании структуры теплообмена в высокочастотном поле микроускорений (см. параграф 4.4) остался открытым вопрос о причинах, вызывающих развитие несимметричности фронта оптической неоднородности в том или ином направлении. Наземное моделирование (см. главу 5) показало, что квазистатическое ускорение, имеющее ненулевую проекцию на плоскость рабочей ячейки, однозначно навязывает направление развития виброконвективного потока.

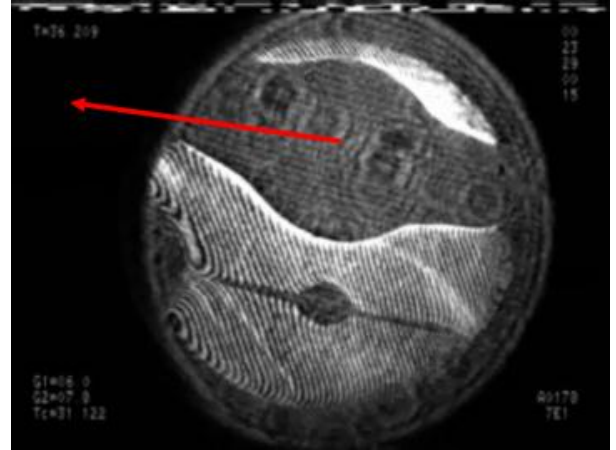
Для обнаружения влияния квазистатической компоненты микроускорения на тепломассообмен в условиях орбитального полета был проведен анализ видеоизображений, полученных в серии опытов ALI-71, 72, 73, и систематизированы характерные режимы движений области оптической неоднородности. Для типичных реализаций из телеметрической информации о полете ОК “Мир” были рассчитаны [224] значения компонент вектора квазистатического микроускорения \vec{n} (см. формулу 4.1) в месте расположения центра масс прибора “ALICE-1”. Далее совмещались изображение области оптической неоднородности и проекция \vec{n} на плоскость рабочей ячейки.

В результате обработки экспериментальных данных обнаружено, что в диапазоне температур рабочей жидкости $T - T_c > 1$ К квазистатическое микроускорение не влияет на теплообмен в околосрединной среде (см. оценку конвективной чувствительности на рис. 4.3). На рис. 4.37 проиллюстрировано симметричное распространение тепловой неоднородности и указана величина и ориентация проекции \vec{n} на плоскость рабочей полости.

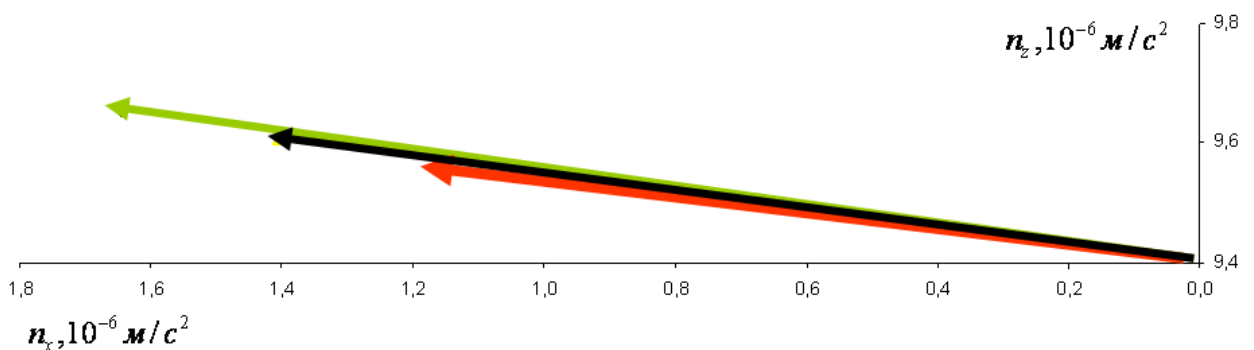
Рассмотрим теперь влияние направления \vec{n} на структуру теплообмена в области температур рабочей среды $T - T_c \leq 1$ К.



Изображение пятна через 25 с после подачи теплового импульса, $T - T_c = 5.08$ К



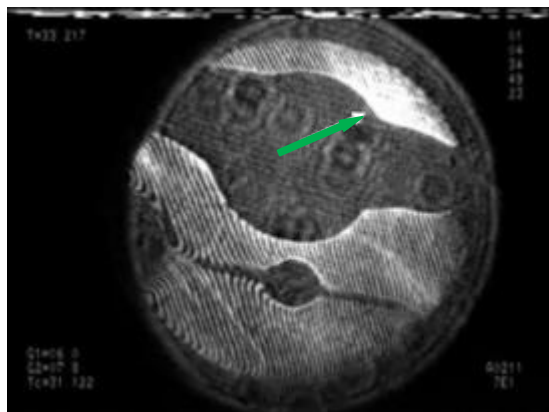
Изображение пятна через 50 с после подачи теплового импульса, $T - T_c = 5.08$ К



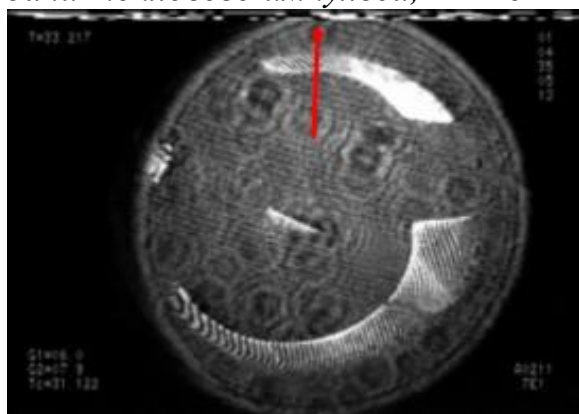
Проекция квазистатического ускорения \vec{n} на плоскость рабочей ячейки. Зеленым обозначено ускорение через 25 с после теплового импульса, красным – 50 с, а черным - среднее значение.

Рис. 4.37. Симметричное распространение тепловой неоднородности при $T - T_c > 1$ К

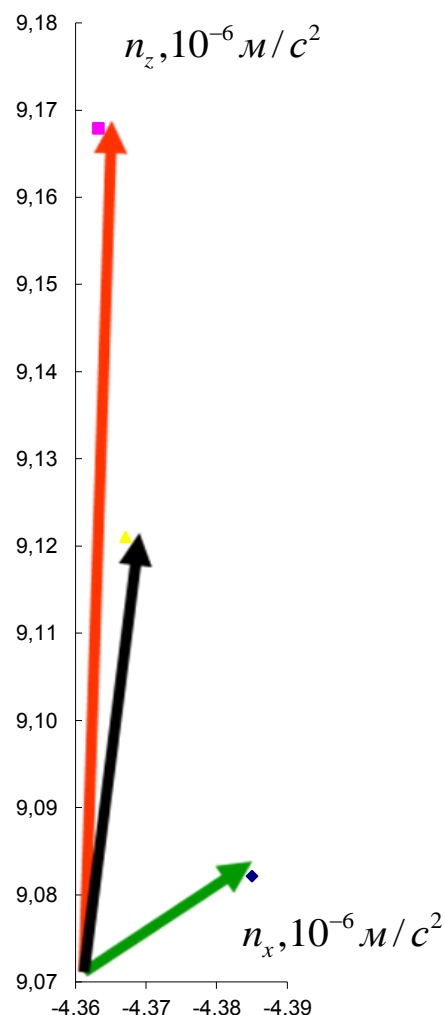
В этом случае направление развития вибро-конвективного искажения симметричности фронта оптической неоднородности во всех реализациях противоположно квазистатическому микроускорению \vec{n} . Данный эффект иллюстрируется на рис. 4.38.



Изображение пятна через 23 с после подачи теплового импульса, $T - T_c = 1.09$ К



Изображение пятна через 39 с после подачи теплового импульса, $T - T_c = 1.09$ К



Проекция квазистатического ускорения \vec{n} на плоскость рабочей ячейки. Зеленым обозначено ускорение через 23 с после теплового импульса, красным – 39 с, а черным - среднее значение.

Рис. 4.38. Квазистатическое ускорение задает противоположно направленное развитие вибро-конвективного искажения симметрии фронта оптической неоднородности при $T - T_c \leq 1$ К

Для изучения влияния квазистатических ускорений, возникающих при вращательном движении космического аппарата, на теплообмен в околоскритической жидкости, с прибором "ALICE-2" был проведен следующий опыт. За минуту до подачи теплового импульса кратковременным включением двигателей ориентации было создано равномерное вращение станции "Мир" в течении 15 мин со средней угловой

скоростью $\omega_{cp} = 0,0034 \text{ с}^{-1}$. Сначала тепловая неоднородность в рабочей ячейке распространялась симметрично, а затем начала медленно смещаться как целое в направлении оси Z . Эволюция оптической неоднородности иллюстрируется фоторядом на рис. 4.39.

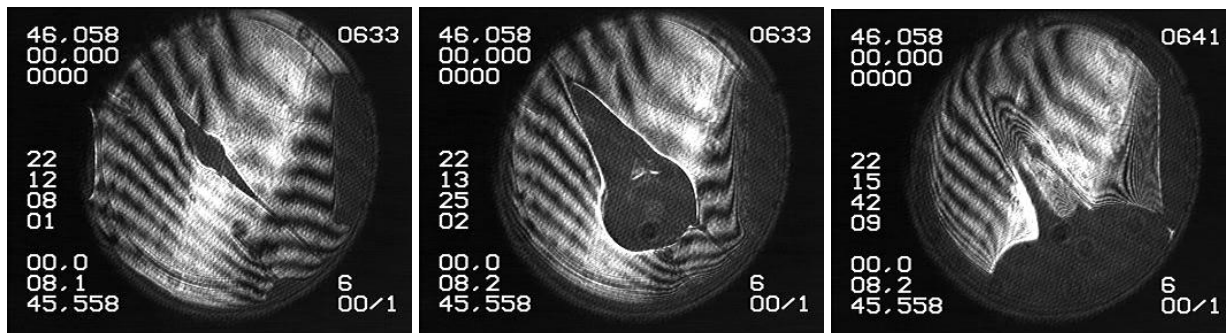


Рис. 4.39. Эволюция теневой области при развороте станции; изображения пятна через 3, 77 и 214 с после подачи теплового импульса, соответственно

Анализ линейных микроускорений, проведенный по данным встроенных в прибор акселерометров, показал, что осциллограммы не имеют постоянной составляющей Z -компоненты микроускорений. Схема положения экспериментальной ячейки при вращении с привязкой к СКК представлена на фрагменте “а” рис. 4.40.

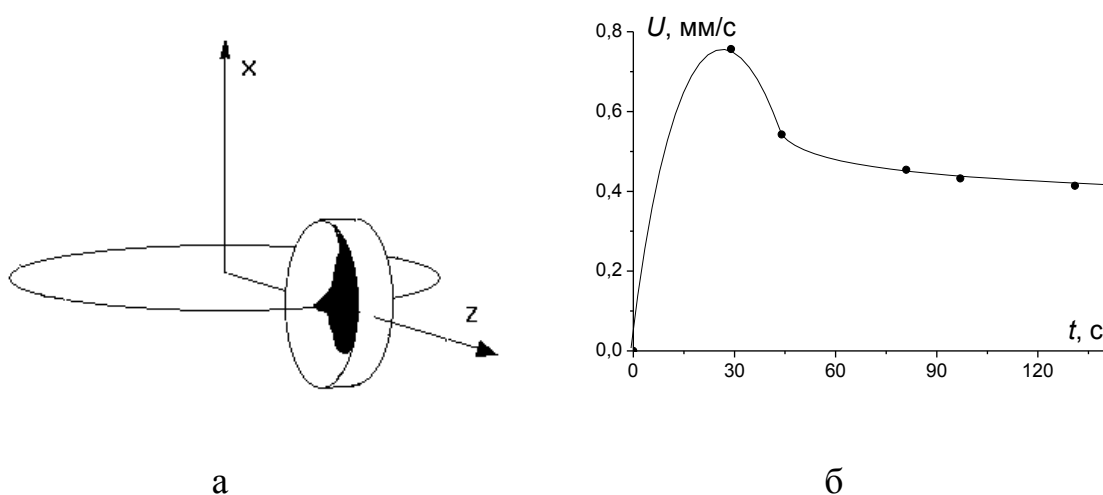


Рис. 4.40. а - положение экспериментальной ячейки при вращении ОК “МИР”, б- скорость распространения фронта тепловой неоднородности при вращении

Вектор угловой скорости направлен по оси X . Расчёт квазистатической компоненты микроускорения, обусловленного равномерным вращением, даёт значение $4.7 \cdot 10^{-5} \text{ м/с}^2$ в направлении оси Z . Максимальная скорость распространения неоднородности составила $7.5 \cdot 10^{-4} \text{ м/с}$ (см. фрагмент “б” рис. 4.40). Это значение на порядок меньше, чем скорость при низкочастотных воздействиях и в $2 \div 3$ раза больше, чем при высокочастотных.

5. НАЗЕМНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ КОНВЕКЦИИ В УСЛОВИЯХ МИКРОГРАВИТАЦИИ

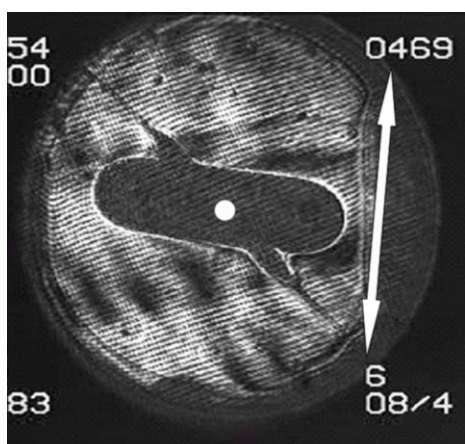
В 1995-2000 годах на орбитальной станции “Мир” проводилась серия российско-французских экспериментов по изучению влияния инерционных микроускорений на режимы теплообмена в сверхкритических жидкостях. Основным результатом исследований стало обнаружение термо-вибрационного (см. параграф 4.4) и термо-инерционного (см. параграф 4.5) конвективных движений в условиях реальной невесомости и контролируемого микрогравитационного воздействия. Однако структуры вибрационной конвекции, в разных экспериментах, выполненных на оборудовании серии “ALICE”, не воспроизводились. Было предположено, что это обусловлено различной интенсивностью вибрационного воздействия и влиянием квазистатических остаточных микроускорений (см., например, параграф 4.7). Таким образом, становится актуальным наземное моделирование термо-вибрационных течений, генерированных микрогравитационной обстановкой на борту орбитальных аппаратов.

В данной главе проводится лабораторное моделирование влияния быстроменяющихся ускорений инерционной природы и квазистатической компоненты, вызванной остаточной гравитацией, на структуры конвективных течений от точечного источника тепла или холода. Результаты опубликованы в [23, 26, 151, 154, 155-157, 161, 162, 164, 165, 225, 226].

5.1. Методика наземного моделирования конвекции в реальной невесомости

В космосе серии орбитальных опытов проводились в различное время, но на схожем оборудовании (“Alice-1” и комплексе приборов “Дакон” [227], “Alice-2” и электродинамический вибратор ЭДВ-А) в подобной микрогравитационной обстановке. В случае высокочастотного воздействия на систему наблюдались осредненные конвективные течения термо-

вибрационной природы. Однако, структуры таких потоков, обнаруженные в различных опытах, существенно отличались. Например, фрагмент “а” рис. 5.1 иллюстрирует структуру теплопереноса в контролируемом



а



б

Рис. 5.1. Структуры теплопереноса в орбитальных экспериментах, а-контролируемые высокочастотные микроускорения, б-фоновый режим

высокочастотном микрогравитационном поле, а фрагмент “б” – в реальной невесомости. Изображения получены с помощью теневого метода в первом случае через 35 с, а во втором – через 23 с после начала теплового импульса. Белыми кружками отмечено место расположения нагревателя, белые стрелки показывают ориентацию максимальной компоненты высокочастотных микроускорений. Отметим также, что в случае фоновых воздействий направление распространения тепловой неоднородности в некоторых реализациях могло изменяться на противоположное.

По нашему мнению, различия в структурах течений могли быть вызваны неодинаковыми начальными условиями и уровнями микроускорений. В ряде экспериментов нагрев точечного источника тепла осуществлялся во время контролируемого микрогравитационного воздействия с характерной

высокочастотной составляющей. Тогда несимметричное распространение тепловой неоднородности (рис. 5.1 “а”) было вызвано вибро-конвективными течениями. В других реализациях высокочастотная компонента фоновых микроускорений орбитального комплекса возникала после подачи теплового

импульса. В этом случае первоначально симметричное относительно нагревателя распространение тепловой неоднородности затем искажалось (рис. 5.1 “б”) вибро-конвективным теплопереносом.

Оценка величины относительного вибрационного ускорения $b \omega^2 / g_0$, проведенная по показаниям встроенных микроакселерометров приборов “ALICE”, дает значения 10^{-1} в первом случае и 10^{-3} во втором. Поскольку интенсивность вибрационного воздействия на конвективную систему много меньше в фоновом режиме микроускорений, то квазистатическая компонента микрогравитационного поля $g \sim 10^{-5} g_0$ (см. параграф 4.7) может оказывать влияние на структуру конвективного движения. Однако такие предположения о причинах различия структур вибро-конвективных течений нуждаются в экспериментальной проверке.

Наземное моделирование актуально также потому, что для повышения микрогравитационной чувствительности конвективной системы в качестве рабочей среды использовалась сверхкритическая жидкость. В таких средах процессы тепло и массопереноса могут возникать вследствие сжимаемости [219], а не только под действием термо-инерционного или термо-вибрационного механизмов генерации конвекции. Анализ условий орбитальных экспериментов, выполненный в параграфе 4.2, показал, что определяющее влияние на процессы теплообмена в данном случае оказывала тепловая конвекция. Вывод об основной роли вибрационного и инерционного механизмов возбуждения термоконвекции в обсуждаемых орбитальных опытах также можно принять только после экспериментальной проверки, поскольку в опытах [228] обнаружено ориентирующее воздействие переменных инерционных ускорений на включение легкой или тяжелой фазы.

Рассмотрим условия наземного моделирования тепломассообмена, имеющего место в условиях реальной невесомости на орбитальных космических аппаратах. Анализ микрогравитационной обстановки, выполненный по записям встроенного в прибор “Alice” трехкомпонентного

линейного микроакселерометра, показал, что одна из компонент высокочастотной составляющей ускорений на два и более порядка превышает две другие. Тогда в лабораторных условиях, влияние высокочастотных микроускорений можно моделировать поступательными вибрациями.

Для наземного моделирования процессов тепло- и массопереноса, происходящих в условиях реальной невесомости, необходимо обеспечить термо-вибрационным течениям интенсивность большую, чем у термо-гравитационной конвекции в постоянном поле тяжести Земли. Поэтому нужно использовать конвективную систему с низкой гравитационной чувствительностью. Действие термо-гравитационного механизма конвекции определяется величиной критерия подобия Рэлея Ra_g , а термо-вибрационного – его вибрационным аналогом Ra_v (для случая поступательных осцилляций). Отношение этих параметров

$$\frac{Ra_v}{Ra_g} = \frac{b^2 \cdot \omega^2 \cdot \beta \cdot \Theta \cdot r^2}{2 g_0 \cdot h^3}$$

показывает, что для увеличения интенсивности вибрационных эффектов в поле тяжести Земли при продольных осцилляциях необходимо выбирать тонкие (h мало) протяженные (r велико) горизонтальные слои жидкости с большим значением β . Для достижения высокой вибрационной скорости $b \omega$ при конечных значениях циклической частоты колебаний ω нужно применять механический вибростенд с большой амплитудой вибраций b . Из условия, обсужденного во введении и параграфе 4.2, следует, что рабочая среда должна удовлетворять приближению несжимаемой жидкости. Поэтому в качестве рабочей жидкости использовался этиловый спирт при нормальных условиях.

Рассмотрим теперь лабораторную установку, удовлетворяющую указанным выше требованиям. На рис. 5.2 слева на право, сверху вниз

изображены горизонтальное сечение слоя жидкости, схема конвективной ячейки (вертикальное сечение) и блок-схема экспериментальной установки. Конвективная камера 1 имела конфигурацию цилиндрического горизонтального слоя с высотой $h = 0.40$ см и диаметром $2r = 7.5$ см. Стенки полости изготавливались из органического стекла. В центре кюветы вертикально располагался цилиндрический керамический нагреватель 2 диаметром 0.18 см. Начальная температура рабочей жидкости 3 была 20^0 С. Нагреватель мог поддерживать температуру до 70^0 С с точностью 0.1 градуса с помощью прибора с обратной связью “Термодат-13”. В опытах с источником холода вместо нагревателя устанавливалась медная трубка диаметром 0.4 см, по которой криотермостатом прокачивалась жидкость.

Конвективная ячейка крепилась к вибростендам, описанным в параграфе 2.5. Вибрационная платформа могла сообщать кювете поступательные линейно-поляризованные вибрации в горизонтальном

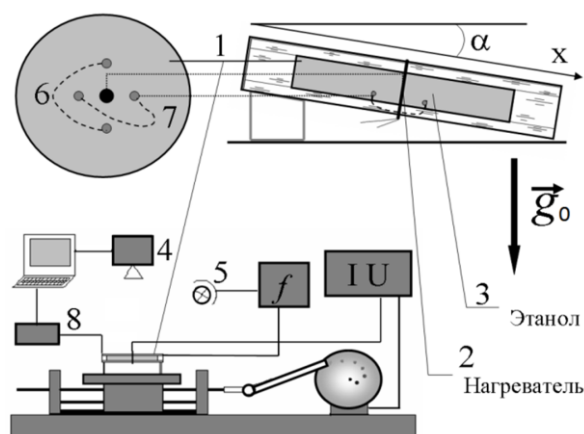


Рис. 5.2. Схема лабораторной установки

направлении. Для измерений и фото-видео-регистрации использовались методики, описанные в параграфах 2.2 и 2.5. Отметим лишь, что освещение осуществлялось двумя способами: непрерывное рассеянное освещение светодиодами – для съемок минивидеорегистратором ССIR, совмещенным с кюветой; стробоскопическое освещение 5,

синхронизированное с вибростендом, для цифровой фото-видеокамеры.

Тепловые измерения проводились с помощью двух дифференциальных термопар 6, 7, спаи которых были выставлены в слой жидкости крестообразно относительно нагревателя. Такое расположение датчиков позволяло регистрировать искажение симметрии конвективного теплового потока, распространяющегося от нагревателя. Температура нагревателя

измерялась при помощи термопары, один из спаев которой размещался в толще плексигласового кольца, охватывающего рабочую полость, а другой крепился к нагревателю. Сигналы термопар поступали на устройство сбора данных 8 и регистрировались компьютером. Влияние адвективных движений малой интенсивности, неизбежно возникающих в конвективной системе такой конфигурации [229], выходило за пределы чувствительности методик регистрации данных.

Для визуализации структур конвективных течений в рабочую жидкость примешивались светорассеивающие частицы алюминиевой пудры. Поскольку твердая примесь может оказывать влияние на конвективные движения и вызывать вибро-концентрационные эффекты, потребовалось провести серию опытов по определению массовой концентрации пудры,

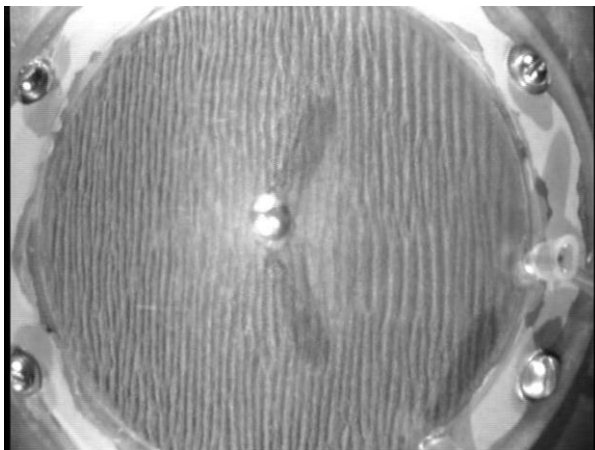


Рис. 5.3. Изображение волн рельефа на поверхности слоя пудры при $Ra_g = 7.9 \cdot 10^4$, $Ra_v = 8.6 \cdot 10^3$ для $C = 65,8 \text{ кг/м}^3$

которая не изменяет термогравитационные и термо-вибрационные потоки. Для этого по методике, изложенной в параграфе 2.2, были приготовлены несколько образцов рабочей жидкости с массовой концентрацией C алюминиевой пудры, изменявшейся в диапазоне $10.3 \div 65.8 \text{ кг/м}^3$.

В результате опытов определено критическое значение массовой концентрации $C^* = 1.91 \cdot 10^1 \text{ кг/м}^3$, при котором в исследованном диапазоне параметров возникают ортогональные направлению вибраций структуры в псевдооживленном слое пудры, подобные обнаруженным в [230]. Такой режим проиллюстрирован на рис. 5.3. Определена (см. рис. 5.4 “а”) зависимость порогового значения вибрационного ускорения от концентрации твердой примеси. Зона значений параметров, расположенная выше граничной линии, отвечает области существования концентрационной

конвекции. Зависимость волнового числа от частоты колебаний приведена на фрагменте “б” рис. 5.4. В дальнейшем концентрация твердой примеси, используемой в опытах, была такова, что не оказывала влияния структуру потоков.

В космических экспериментах центрально-симметричное распространение нагретой области обусловлено бесконвективным режимом теплопередачи. Возникающие термо-вибрационные конвективные потоки нарушают такую симметрию. При наземном моделировании центрально-симметричный теплоперенос от нагревателя вызван естественной конвекцией

термо-гравитационной природы. Вибрационные эффекты приводят к нарушению симметрии. В области параллельной ориентации градиента температур и оси вибраций имеют место эффекты стабилизации, а перпендикулярной – дестабилизации конвективных движений. Таким образом, эллипсоидальное искажение центральной симметрии зоны, охваченной конвекцией, является естественной мерой интенсивности термо-вибрационной конвекции $I = c/d$. Здесь c – длина большой, а d – малой осей эллипса, вписанного в конвективную структуру.

Подобно работе [5], квазистатическая компонента микроускорений моделировалась

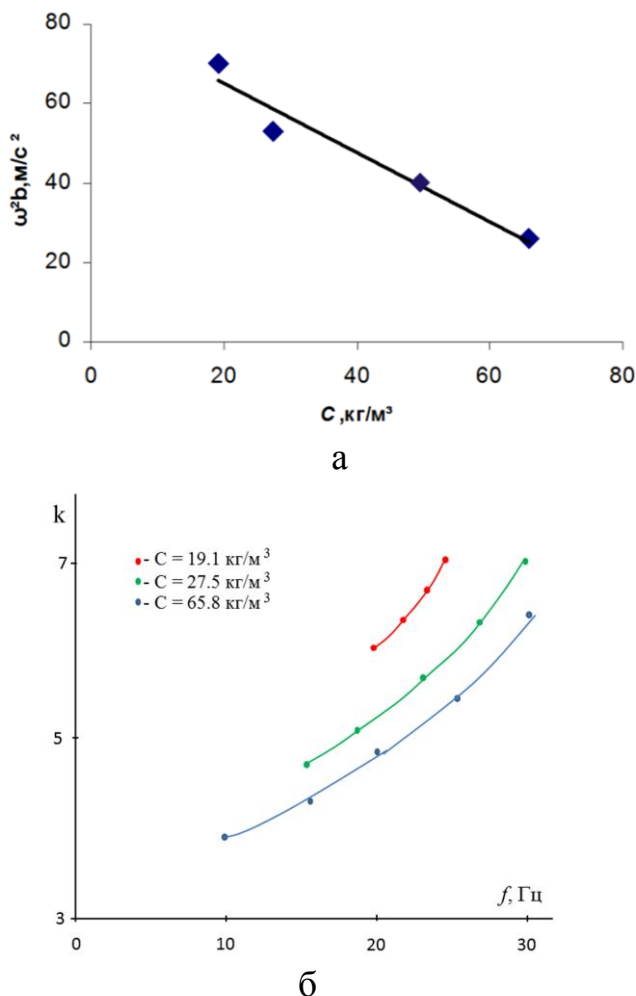


Рис. 5.4. а - зависимость порогового значения вибрационного ускорения от концентрации примеси, б - зависимость волнового числа концентрационных валиков k от частоты вибраций

отклонением конвективной камеры от горизонтальной ориентации на угол $\alpha = 2^\circ$, который измерялся артиллерийским уровнем АУ-437 М с максимальной погрешностью в $1'$. В этом случае проекция вектора g_0 на продольное направление слоя жидкости X имела порядок величины $g_{0x} = 10^{-2} g_0$. Относительное вибрационное ускорение платформы достигало величины 10^1 . Таким образом различие между g_{0x}/g_0 и $b\omega^2/g_0$ имело тот же порядок, что и в обсуждаемых космических экспериментах.

5.2. Результаты исследования теплообмена от точечного источника тепла или холода в поле переменных инерционных ускорений

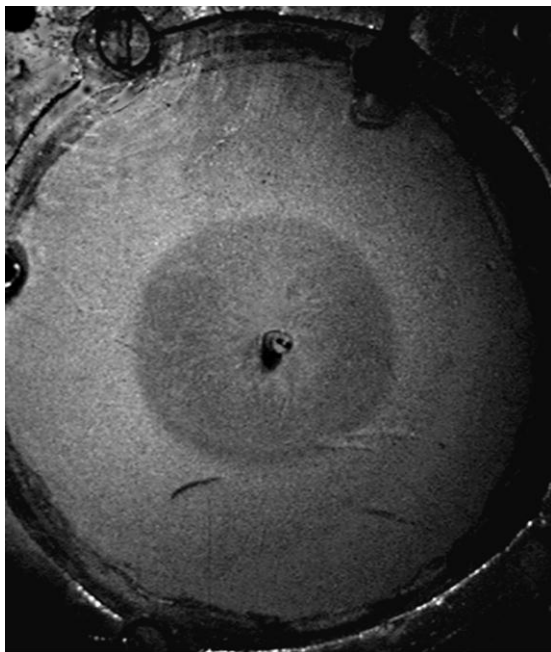


Рис. 5.5. Фотографическое изображение (вид сверху) конвективной камеры через 100 с после начала нагрева (статический случай). Область, охваченная конвекцией, имеет темный цвет. Светлую область образует алюминиевая пудра, осевшая на дно камеры в неподвижной жидкости

Рассмотрим сначала результаты опытов в статическое поле тяжести. В случае горизонтального расположения слоя жидкости и отсутствия вибраций, при нагреве источника тепла возникала естественная термогравитационная конвекция. Жидкость поднималась вверх около нагревателя и растекалась вдоль верхней границы полости. Возвратный конвективный поток формировался в придонных областях кюветы. Область, охваченная конвекцией, имела центрально-симметричную форму относительно источника нагрева (см. рис. 5.5). Сигналы дифференциальных термопар 6 и 7 (рис. 5.1) не превышали уровень шума (0.3 К), что также свидетельствует о симметричном

течении. Зависимость скорости распространения конвективного фронта V от времени t представлена на рис. 5.6 (линия 1).

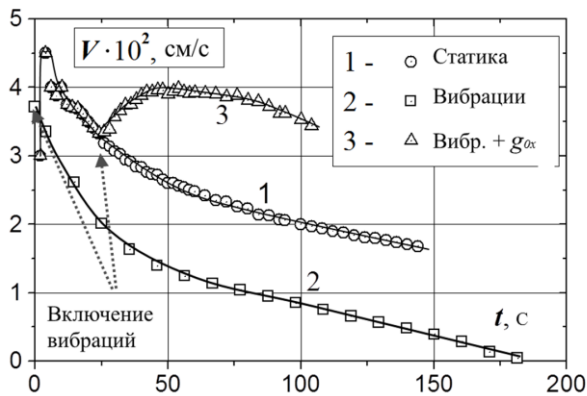


Рис. 5.6. Зависимость скорости распространения конвективного фронта V от времени t . Линия 1 - статический случай, линии 2 и 3 - вибрации горизонтальной и наклонной полости)

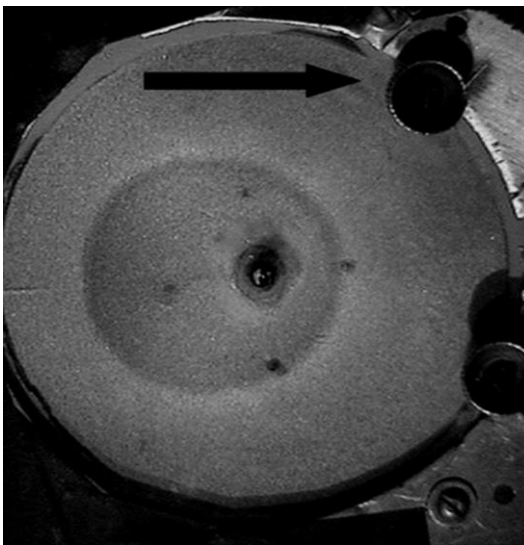


Рис. 5.7. Изображение (вид сверху) наклонной конвективной камеры (статический случай) через 100 с после начала нагрева. Область, охваченная конвекцией, имеет темный цвет. Черная стрелка показывает ориентацию g_{0x} .

Если рабочая ячейка отклонялась ($\alpha = 2^\circ$) от горизонтальной ориентации, то после включения нагрева наблюдалось медленное смещение области, охваченной конвекцией, в сторону верхнего края полости как результат влияния g_{0x} компоненты ускорения, ориентированной вдоль слоя жидкости (см. рис. 5.7).

Форма конвективного пятна и скорость V практически не изменялись. Однако симметрия относительно нагревателя разрушалась и сигнал термопары 7 достигал значения 3.2°C через 100 с после включения нагрева, что на порядок превышало показания термопары 6, оставшиеся на уровне шума.

Эти результаты хорошо соотносятся с данными орбитальных экспериментов при фоновом (неконтролируемом) режиме микроускорений (см. параграф 4.3). Например, зависимость $V(t)$ на рис. 5.6 (линия 1) и максимальное значение

скорости V на этой зависимости находятся в качественном и количественном согласии с результатами космических опытов (см. рис. 4.16), полученными в бесконвективном режиме. Однако в некоторых орбитальных реализациях тепловая неоднородность медленно дрейфовала относительно термистора.

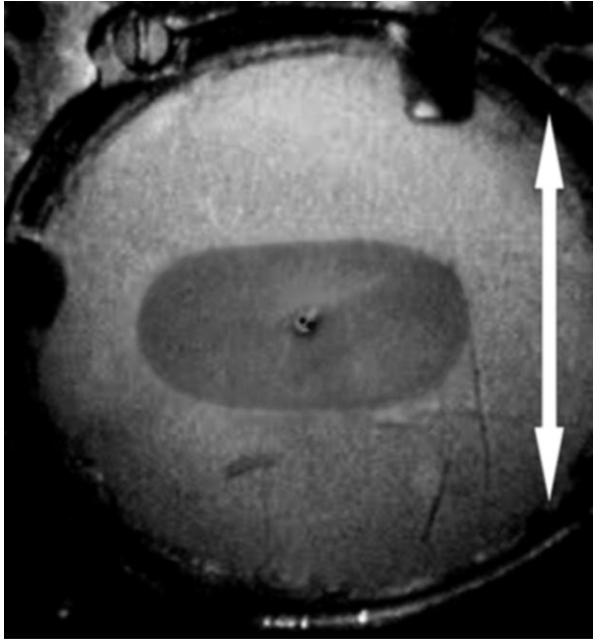


Рис.5.8. Изображение (вид сверху) конвективной камеры. Область, охваченная конвекцией, имеет темный цвет. Изображение приведено через 140 с после начала нагрева, величина параметра $Ra_v = 9.0 \cdot 10^4$, белая стрелка показывает ориентацию оси вибраций

При этом высокочастотные акселерометры прибора “Alice” регистрировали характерный фоновый микрогравитационный режим. На основании результатов наземного моделирования можно предположить, что околокритическая конвективная система находилась в поле квазистатической компоненты микроускорений, обуславливавшей такой дрейф тепловой неоднородности.

Перейдем к рассмотрению результатов опытов в высокочастотном вибрационном поле. В этом случае нагреватель включался после того, как рабочей

ячейке придавались высокочастотные осцилляции. Вибрации оказывали существенное влияние на структуру и скорость конвективных потоков. Область, охваченная конвекцией, имела эллиптическую форму, вытянутую в направлении перпендикулярном направлению колебаний (рис. 5.8). Изображение получено через 140 с после начала нагрева, величина параметра $Ra_v = 9.0 \cdot 10^4$, белая стрелка показывает ориентацию оси вибраций. Зависимость $V(t)$ в этом случае соответствует линии 2 на рис. 5.6 и находится в хорошем качественном и количественном согласии с результатами

орбитальных экспериментов в поле контролируемых высокочастотных микроускорений (см. параграф 4.4, рис. 4.27). Карта режимов конвекции изображена на рис. 5.9 в плоскости параметров I и Ra_v . В области значений $Ra_v < 3.2 \cdot 10^4$ форма пятна, охваченного конвекцией, имела центрально-

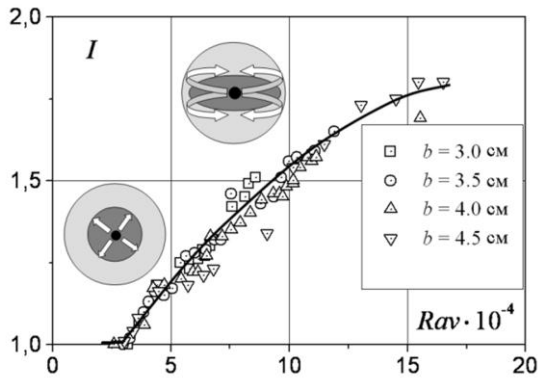


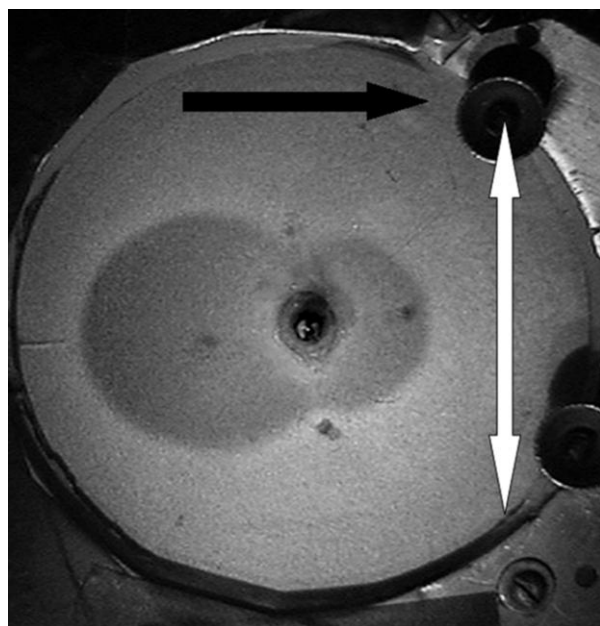
Рис. 5.9. Карта режимов движения в горизонтальном слое жидкости. На выносках схематически изображены режимы течений. Стрелочки указывают направление движения жидкости

симметричную относительно нагревателя форму, не отличающуюся от показанной на рис. 5.5. Такое движение жидкости вызвано термо-гравитационным механизмом конвекции. Однако когда величина Ra_v превышала значение $(3.2 \pm 0.3) \cdot 10^4$, структуру движения определял термо-вибрационный механизм конвекции, что хорошо согласуется с результатами орбитальных опытов ($Ra_v \sim 10^4$, см параграф 4.4).

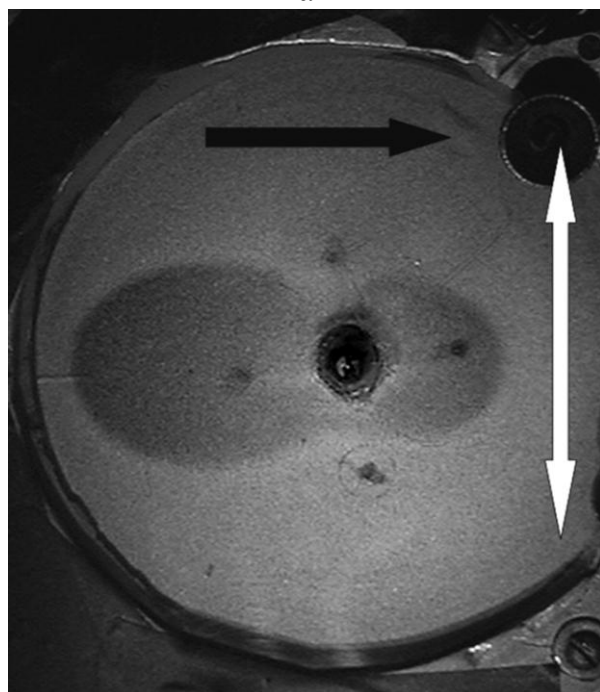
Наблюдается хорошее согласие и по структурам течений (рис. 4.26, 5.1 “а”).

Перейдем теперь к рассмотрению высокочастотных вибраций наклонного слоя жидкости. В данном случае, для моделирования условий орбитального эксперимента (см. параграф 4.4), вибрации включались через 30 секунд после начала нагрева. Угол отклонения слоя жидкости от горизонтального направления составлял $\alpha = 2^{\circ}0'$. В результате конвективная зона, первоначально имевшая форму окружности (рис. 5.5) в дальнейшем искажалась, как показано на рис. 5.10 “а”. При этом вибрационное число Рэлея имело значение $Ra_v = 1.1 \cdot 10^5$. Изображение получено через 100 с после начала нагрева. Белая стрелка соответствует ориентации оси вибраций, а черная показывает направление продольной составляющей гравитационного поля g_{0x} . Искажения усиливались по мере роста

вибрационного воздействия (рис.5.10 “б”). Время получения кадра также 100 с после включения нагрева, а $Ra_v = 2.3 \cdot 10^5$.



а



б

Рис. 5.10. Изображение области, охваченной конвекцией при вибрациях наклонного слоя жидкости, а - $Ra_v = 1.1 \cdot 10^5$, б - $Ra_v = 2.3 \cdot 10^5$, белая стрелка показывает ориентацию оси вибраций, а черная – направление g_{0x}

Отметим, что отрицательная кривизна фронта конвективной области вблизи нагревателя обусловлена возвратными потоками первоначально покоившейся жидкости, в которой визуализирующие частички успели осесть на дно камеры. Поток имел несимметричную относительно нагревателя форму, и сигнал дифференциальной термопары 7 достигал значения 4.6°C через 100 с после начала нагрева для случая, изображенного на фрагменте “б”. Сигнал термопары б опять не превышал уровня шума измерительного тракта.

Изменение скорости V со временем для наклонного слоя показано на рис. 5.6 (линия 3) и по величине и виду зависимости хорошо согласуется с данными космических экспериментов (см. рис. 4.21).

Рассмотрим карту режимов конвекции, представленную на рис. 5.11 в плоскости параметров I и Ra_v . Экстраполируя линию

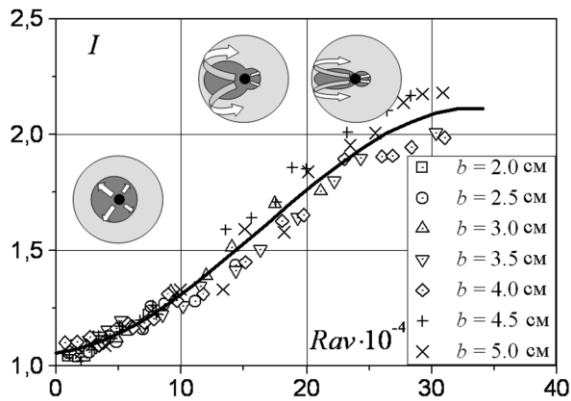


Рис. 5.11. Карта режимов движения в наклонном слое жидкости. На выносках схематически изображены режимы течений. Стрелочки указывают направление движения жидкости

зависимости $I(Ra_v)$ до пересечения с осью $I = 1$ получаем значение параметра $Ra_v = (3.0 \pm 0.3) \cdot 10^4$, при котором влияние вибраций на конвективные процессы становится существенным. И в этом случае имеется количественное согласие с данными орбитальных опытов ($Ra_v \sim 10^4$) и качественное – по структурам потоков (см. рис. 5.1 “б”). Термо-вибрационный механизм конвекции оказывает сильное влияние на структуру

движения жидкости. Максимальная интенсификация тепло- и массопереноса возникает в направлении, противоположном ориентации g_{0x} и перпендикулярном оси вибраций.

Рассмотрим теперь опыты с источником холода. В них цилиндрический нагреватель заменялся охладителем такой же формы. В случае горизонтального расположения покоящегося слоя при включении охлаждения возникала естественная термо-гравитационная конвекция. Жидкость опускалась вниз около охладителя и растекалась вдоль нижней границы полости. Возвратный конвективный поток формировался в поверхностных областях кюветы. Фронт конвективного пятна распространялся симметрично относительно нагревателя (см. рис. 5.12). Интересно отметить, что вышеописанные закономерности, полученные в опытах с источником нагрева и вибрациями горизонтального или наклонного слоев, качественно и количественно воспроизводятся в опытах с охладителем. В качестве иллюстрации на рис. 5.13 приведена карта режимов конвекции (сравни с рис. 5.9). Критическое значение вибрационного аналога числа Рэлея, полученное из графика зависимости $I(Ra_v)$ по описанной выше

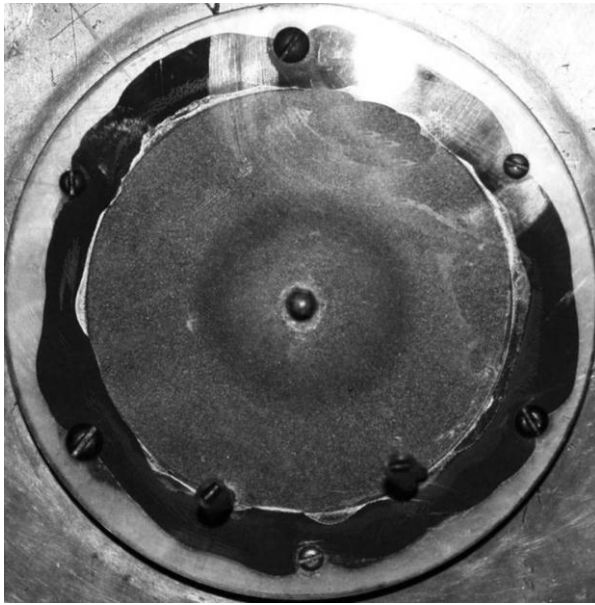


Рис. 5.12. Фотографическое изображение (вид сверху) конвективной камеры (статический случай с источником холода). Область, охваченная конвекцией в центре. Захват изображения проведен через 100 с после начала охлаждения.

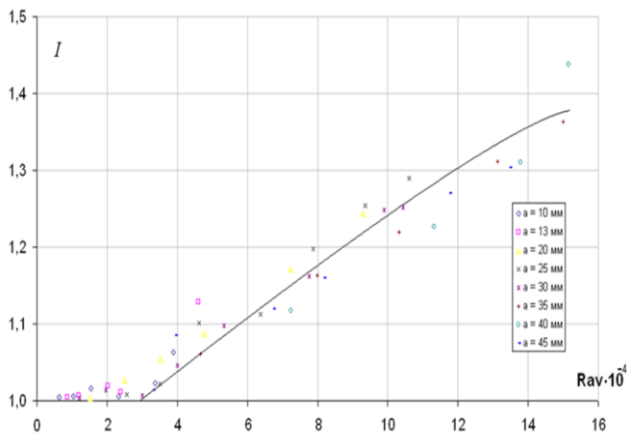


Рис.5.12. Зависимость $I(Ra_v)$ при вибрациях горизонтального слоя жидкости, опыты с охладителем, в рамке указаны амплитуды вибростенда.

методике, имеет значение $Ra_v^* = (3.2 \pm 0.2) \cdot 10^4$. Данное значение количественно согласуется с результатом, полученным в опытах с нагревом.

Отметим, что полное согласие в эволюции системы и зависимостях параметров подтверждает, что обсуждаемые эффекты имеют конвективную и виброконвективную природу.

Таким образом, в данной работе выполнено лабораторное моделирование термовибрационной конвекции несжимаемой жидкости от точечного источника тепла в условиях статического и быстроменяющегося ускорений. Полученные результаты имеют хорошее качественное и количественное согласие с данными космических экспериментов по обнаружению конвективных процессов в сверхкритической жидкости в условиях орбитального полета, а также с результатами численного моделирования тепловой конвекции в околокритической

среде [142, 145, 231].

При наземном моделировании получены режимы вибро-конвективных течений, подобные наблюдавшимся в орбитальных экспериментах. Изучена эволюция конвективных структур и пространственно-временных характеристик движения в широком диапазоне значений параметров задачи. Определен управляющий параметр и его критическое значение. Показано, что квазистатические микроускорения могут интенсифицировать вибро-конвективный тепло- и массоперенос и оказывать на него ориентирующее влияние в микрогравитационной обстановке, свойственной полету крупного орбитального комплекса.

Результаты, полученные в ходе наземного моделирования, позволяют дополнить и расширить представления о термо-вибрационных эффектах в условиях реальной невесомости и устранить противоречие, возникшее при анализе конвективных структур, полученных в космических экспериментах.

6. АКТИВНОЕ УПРАВЛЕНИЕ СОСТОЯНИЕМ КОНВЕКТИВНОЙ СИСТЕМЫ

В главах 4, 5 получен эффект управляющего воздействия квазистатической компоненты микроускорений на термо-гравитационную и термо-вибрационную конвекции, препятствующие разворачиванию технологических процессов на борту орбитальных комплексов (см. параграф 4.1). Поэтому в данной главе рассматривается задача об автоматическом поддержании механического равновесия неоднородно нагретой жидкости и подавлении движения, в том числе хаотического, в конвективной петле прямоугольной формы с помощью отрицательной обратной связи. Равновесие стабилизируется с помощью управляющей подсистемы, которая реагирует на возникновение конвективного движения посредством малых изменений пространственной ориентации петли в поле тяжести. В широком диапазоне параметров получен эффект динамической стабилизации равновесия, которое без управления неустойчиво. Обнаружено, что чрезмерное усиление обратной связи возбуждает в системе колебания, причина которых кроется в запаздывании управляющей подсистемы вносить коррекции в состояние управляемой системы. Выясняется вопрос о влиянии запаздывания и шума на эффективность управления системой. Рассматриваются также управление устойчивостью конвективных течений и подавление хаоса. Приводится сравнение с данными численного моделирования. Результаты исследований, представленные в этой главе, опубликованы в работах [162, 164, 165, 232-241].

6.1. Управление конвективной устойчивостью

Вопросы управления процессами тепломассопереноса вызывают значительный интерес, как с фундаментальной точки зрения, так и в связи с многочисленными технологическими приложениями. Среди работ, посвященных этой проблеме, можно выделить две группы: задачи управления режимами течений, в том числе хаотическими, и задачи стабилизации механического равновесия жидкости. Хаотическое поведение достаточно часто проявляется как в природе, так и в технических

устройствах. В некоторых случаях хаос несет положительное влияние, например при интенсификации перемешивания в химических реакциях, или когда он служит эффективным механизмом тепломассопереноса. Однако во многих других ситуациях, хаос является нежелательным явлением, которое может привести к вибрациям, нерегулярному поведению, разрушению механических систем, температурным пульсациям, ведущим к нарушению безопасного функционирования теплообменных систем и замедлению течения жидкости.

В настоящее время большое число работ посвящено использованию средств управления, предопределяющих режим течения. Например, в работе [242] с помощью увеличения шероховатости внутренней поверхности трубы вызывается хаотический режим течения для интенсификации перемешивания. В исследовании [243] показано, что периодический подогрев конвективной петли может вызывать переход к хаосу. С другой стороны, пассивные средства (рифление, добавка полимеров, мягкие стенки) могут использоваться для подавления турбулентного режима течения. Обзор таких методов содержится в работе [244]. В работе [245] численно исследуется возможность управления течением газа с помощью магнитного поля. В исследовании [246] показано, что осевое постоянное магнитное поле подавляет тепловую и концентрационную капиллярную конвекцию.

Гораздо меньшее внимание уделено использованию активного управления с обратной связью для изменения состояния конвективной системы и подавления или интенсификации естественно возникающих малых возмущений течения. Возможность стабилизации хаотического движения при помощи относительно малых возмущений продемонстрирована в численном эксперименте [247, 248]. Эти идеи подтверждены в лабораторном эксперименте [249], где удалось стабилизировать хаотические вибрации магнитной ленты с зависящим от приложенного магнитного поля модулем Юнга.

Значительный вклад в исследования этого круга явлений внесла группа под руководством Н. Вау. В экспериментальной работе [250] управление с обратной связью поддерживало стационарное течение в конвективной петле в случае, когда тепловые условия таковы, что в отсутствие управления существует хаотический режим. С помощью расчетов и лабораторного эксперимента [251, 252, 253] продемонстрировано, что использование управления с обратной связью может привести к изменению скорости и вида течения в тороидальной конвективной петле, подогреваемой снизу и охлаждаемой сверху. Теоретически было показано, что управление отклонением термосифона от вертикального положения или изменением тепловых условий на границах позволяет дестабилизировать или восстанавливать стационарный и колебательный типы течения, а также вызывать или подавлять хаотический режим движения.

В дальнейшем интересы этой исследовательской группы переместились к использованию нейросети для управления хаотической конвекцией [254], более сложного (нелинейного) алгоритма управляющей подсистемы [255], управление течениями в микро-жидкостных [256] и даже нано-жидкостных [257] системах. Последние приобрели свою популярность при использовании в биохимических экспериментах. Управлению конвекцией Марангони посвящена работа [258]. Наконец, в совсем свежих работах [255, 259] рассмотрена возможность управления конвекцией Релея-Бенара в плоском слое жидкости, подогреваемом снизу.

Перейдем к рассмотрению второй группы задач. Существует широкий круг технологических процессов, в которых желательно отсутствие конвективного движения в условиях, когда значения числа Рэлея выше, чем те, при которых возникает свободная тепловая конвекция. Для этого используются разнообразные способы, например, подавление конвективного движения магнитной жидкости с помощью наложения магнитного поля [260] или вынос технологических установок на борт орбитальных станций в условия невесомости. Значительное число исследований, обзор которых

содержится в работах [261, 262], посвящено подавлению конвекции Рэлея-Бенара в горизонтальном слое жидкости, подогреваемом снизу и охлаждаемом сверху, при помощи модуляции условий на границах. Наиболее часто для этого используется периодическая модуляция разности температур поперек слоя. Однако такая методика оправдывает себя только при небольших отклонениях параметра Рэлея от критического значения [263]. Более того, как показано в работах [1, 264, 265], колебания температуры на горизонтальных границах могут привести к возбуждению конвекции. К недостаткам обсуждаемого метода управления стоит отнести и тот факт, что при лабораторной реализации не удается достичь равномерного изменения температуры в слое жидкости из-за влияния конечной теплопроводности реальных жидкостей. Изменение температуры границы приводит к образованию вблизи нее теплового скин-слоя, что существенно осложняет задачу [266]. Исходя из этого, для управляющего воздействия лучше использовать модуляцию инерционного поля. Работы, посвященные изменению силового поля по величине путем колебаний конвективной системы как целого, рассмотрены в предыдущем параграфе. Остановимся теперь на исследованиях, в которых в качестве управляющего воздействия применялось изменение направления инерционного силового поля. Рассмотрим принцип управления состоянием конвективной системы. Известно, что отклонение градиента температуры от вертикали влияет на скорость и вид течения, а значит, дает возможность управлять последним [250-252, 267]. В качестве примера используем модельную задачу о двумерной надкритической конвекции в горизонтальном цилиндре, подогреваемом снизу. Как показано Е.Л. Таруниным при численном анализе [268], после потери устойчивости механического равновесия в такой системе возникает одновихревое течение, причем противоположные направления вращения этого вихря равноправны. В работе [269] В.И. Чернатынского и М.И. Шлиомиса аналитически и численно исследовалась задача о влиянии на одновихревую моду течения слабого наклона полости или частичного

бокового обогрева. Показано, что такой наклон вызывает закрутку течения в предпочтительном, “правильном“ направлении (по часовой стрелке при наклоне вправо или дополнительном подогреве левой стенки полости). В случае, если существовавшее до наклона одновихревое течение имеет “неправильное” направление вращения, после отклонения полости от горизонтального положения такое движение затухает и уступает место вихрю с “правильной” закруткой. При этом значение скорости конвективного движения проходит через нуль. Для экспериментальной реализации этих эффектов В.Д. Зимин и А.И. Кетов использовали кубическую полость [270]. Таким образом, отклонение контейнера, содержащего жидкость, от горизонтального положения оказывает существенное влияние на интенсивность и направление конвективной циркуляции. Поэтому в качестве управляющего воздействия обычно выбирается изменение взаимной ориентации градиента температуры и вектора ускорения свободного падения.

При экспериментальном и теоретическом изучении активного управления конвективной устойчивостью часто используется конвективная петля (термосифон) [1, 243, 250-253], или рассматриваются одновихревые движения, свойственные такой системе [271, 272, 273, 274, 275, 276]. Такой выбор обусловлен, с одной стороны, относительно простыми для описания режимами течений, возникающими в связанных каналах, а с другой стороны, тем, что эти режимы относительно легко поддаются управлению. Кроме того, задача об управлении устойчивостью механического равновесия и надкритических конвективных режимов в конвективной петле интересна как модельная, описывающая, в некоторых случаях, управление вихревым конвективным движением в замкнутом объеме [277]. Эта проблема широко исследовалась как теоретическими, так и экспериментальными методами. С помощью численных расчетов Е.Л. Тарунин и И.О. Келлер показали возможность стабилизации механического равновесия как в тороидальной, так и в прямоугольной конвективной петле с использованием методов управления с обратной связью [278]. В работе [252] теоретически и

экспериментально решалась задача по управлению с обратной связью режимами конвекции в тороидальной, подогреваемой снизу конвективной петле. Однако, полученный в численных расчетах эффект стабилизации механического равновесия жидкости не получил экспериментального подтверждения. Поэтому в следующей работе J. Tang и H. Van теоретически исследуют возможность стабилизации механического равновесия жидкости, насыщающей пористую среду, для того, чтобы в дальнейшем реализовать соответствующий эксперимент на “более грубом и дешевом оборудовании” [279]. По мнению авторов, такая возможность представляется потому, что в пористой среде перепад температур, при котором возникает конвекция, намного больше, чем в однородных жидкостях, использовавшихся ими в более ранних работах [250-252]. Это обстоятельство позволяет в широком диапазоне изменять разность температур между теплообменниками для осуществления перехода конвективной системы из состояния механического равновесия к стационарному движению, и от стационарного режима течения к колебательному. Таким образом, повышается разрешающая способность эксперимента. По нашему мнению, такой подход не является оправданным. Для того, чтобы экспериментально реализовать динамическую стабилизацию механического равновесия, можно использовать и однородную жидкость. При этом коэффициент теплового расширения такой жидкости и характерный размер канала, который она заполняет, должны быть малы, а ее коэффициенты вязкости и температуропроводности - относительно велики. Тогда из анализа критерия Рэлея видно, что для достижения им существенных значений понадобится прикладывать сравнительно большую разность температур. Однако эти соображения не понижают ценности работы [279], как самостоятельного исследования, посвященного управлению конвекцией в пористой среде.

Отметим, что, несмотря на кажущуюся привлекательность тороидальной петли, так популярной среди отечественных [280] и зарубежных исследователей [252], практическая реализация механического

равновесия в ней даже без управления представляет собой нетривиальную задачу. И действительно, чтобы в круглом термосифоне установилось равновесное состояние, необходимо добиться строго вертикального градиента температуры. А это значит, что подогревать термосифон нужно весьма специальным образом, причем величина нагрева должна меняться от точки к точке тороидальной конвективной петли. Видимо, именно по этой причине ни в одной из публикаций, посвященных управлению тороидальным термосифоном, экспериментально получить механическое равновесие (не говоря уж об управлении его устойчивостью) так и не удалось.

Таким образом, из приведенного обзора литературы можно заключить, что эффекты управления режимами конвективных движений исследованы достаточно подробно как теоретически, так и экспериментально. В то же время динамическая стабилизация механического равновесия в условиях, когда без управления существует свободно-конвективное движение, изучена недостаточно полно. Данный эффект, полученный в нескольких независимых теоретических работах, до настоящего времени не нашел экспериментального подтверждения. Поэтому сохраняется необходимость проведения такого лабораторного исследования.

Рассмотрим теперь эффективность управления с обратной связью в присутствии осложняющих факторов – таких, как запаздывание управляющего воздействия и наличие шума.

Влияние запаздывания и шумов в системах с управлением активно изучается довольно длительное время. Диапазон приложений [281] включает в себя как теорию механизмов с автоматическим управлением, так и нелинейные химические реакции, популяционную динамику и процессы геновой транскрипции, динамику экономических систем и социальные процессы. Это запаздывание может быть обусловлено самыми различными причинами – ограниченностью скорости распространения взаимодействия (например, электрического сигнала), "немгновенностью" нервной и

мышечной реакции в системах "человек - машина", наличием инерционности некоторых элементов (например, индуктивности в электрических цепях), ограниченностью скорости протекания технологических процессов (например, горения в камере двигателя) и т. д. Теоретическое предсказание, что шум играет важную роль в биохимии клетки, было сделано еще 30 лет назад [282]. Однако экспериментальные подтверждения этого факта появились лишь в самом начале 2000-х годов в связи с бурным развитием техники и методики биохимических экспериментов. В настоящий момент существует уже большой список литературы, посвященный экспериментальным доказательствам, что шум является важнейшим регулятором генных процессов. Приведем здесь ссылки только на основополагающие работы [283-288].

Однако до сих пор отсутствуют работы по изучению влияния запаздывания и шумов на динамическое управление конвективными системами. В то же время для подавления нежелательного влияния конвекции на орбитальные технологические циклы создаются виброзащитные платформы (ВЗП) демпфирующие высокочастотную составляющую естественного фона микроускорений. Влияние квазистатической компоненты планируется нивелировать с помощью ВЗП с изменяемой ориентацией, например, активной поворотной платформы (АПВП) "Флюгер" [289, 290], действующей по принципу обратной связи. Поэтому приобретают актуальность исследования возможности и эффективности автоматического управления конвекцией с помощью медленно меняющегося силового поля (квазистатической компоненты микрогравитации) при шумовом воздействии быстроменяющихся микроускорений, и наличии неизбежного в реальных системах запаздывания (например, для АПВП "Флюгер" – до 5 мин). В технологических процессах неизбежно присутствуют шумы, уровень которых может зависеть от времени. Так же неизбежно запаздывание управляющего воздействия в реальных технологических установках. Поэтому исследование влияния

осложняющих факторов на эффективность достижения целей управления представляется значимым.

6.2. Методика проведения эксперимента

Рассмотрим причины, определившие выбор конфигурации конвективной системы. При теоретическом исследовании конвекции часто используется полость в виде горизонтального цилиндра, кругового или прямоугольного в вертикальном поперечном сечении. Поэтому в предварительных опытах нами применялась подогреваемая снизу кубическая полость. Однако в такой конвективной камере одновихревой, двухвихревой и более сложные режимы течения возбуждаются в довольно узком интервале чисел Рэлея, примыкающем к нижнему уровню неустойчивости [1]. Такие

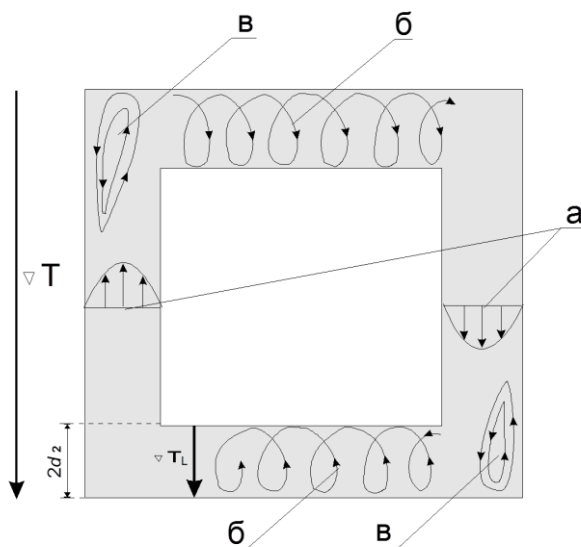


Рис. 6.1. Схема конвективной петли:
а- профили скорости одновихревой моды конвективной циркуляции,
б- неустойчивость рэлеевского типа, возникающая в случае достижения критического значения локальным градиентом температуры ∇T_L на ширине канала $2d_2$,
в- вихри в углах каналов, возникающие при $r > 5$

вторичные режимы плохо поддаются управлению из-за сложной структуры течения. Поэтому целесообразно ограничиться замкнутым контуром в виде двух параллельных вертикальных каналов, соединенных на концах и образующих так называемую конвективную петлю, или термосифон (рис. 6.1). Такая полость позволяет в широком диапазоне надкритических значений управляющего параметра задачи реализовывать одновихревой режим движения, который сравнительно легко

поддается управлению, в отличие от конвективных течений более сложного вида.

При высоком вертикальном градиенте температуры, приложенном к термосифону, в перемычках между каналами образуется рэлеевский вал (см. фрагмент "б" на рис. 6.1) с осью, ориентированной вдоль направления основной конвективной циркуляции [291]. Рэлеевская мода вносит неконтролируемые возмущения в одновихревое течение. Этот недостаток присущ и тороидальным термосифонам, которые часто используются в исследованиях [251, 252, 267, 278, 292]. Поэтому в использованной нами петле длина горизонтальных перемычек между вертикальными каналами была выбрана минимальной. Чтобы снизить влияние входных участков, возникающих при повороте жидкости в углах термосифона, высота каналов должна быть значительно больше длины перемычек между ними.

Таким образом, в качестве конвективной системы был выбран термосифон, представлявший собой замкнутый контур в виде двух протяженных параллельных вертикальных каналов, заполненных жидкостью и соединенных короткими перемычками на концах. В массиве, окружающем каналы, поддерживалось линейное по вертикали распределение температуры.

Известно [1], что в такой конвективной петле, подогреваемой снизу, возможно механическое равновесие. Устойчивость неподвижного состояния жидкости нарушается при достижении управляющим параметром задачи – критерием Рэлея $Ra_g = g\beta\Theta h^4 / \chi\nu L$ – критического значения Ra_g^* в результате возникновения циркуляционного течения, при котором жидкость поднимается в одном из каналов и опускается в другом. Здесь h – характерный размер канала высоты L , а Θ – перепад температур между теплообменниками.

Скорость конвективной циркуляции и обусловленные ею отклонения температуры жидкости от равновесного (теплопроводного) распределения имеют максимумы на осях каналов. Обозначим максимальное значение

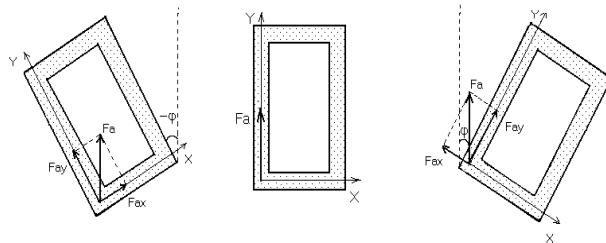
конвективных искажений температуры через V и будем использовать эту величину в дальнейшем.

По линейной теории [1], следующая мода в виде подъемно-опускного течения, совершающегося автономно в каждом из бесконечно длинных каналов, возбуждается при значении относительного числа Рэлея r ($r = Ra_g / Ra_g^*$), равном шести. В используемой нами лабораторной модели, начиная с $r \approx 5$, проявляется вторая мода в виде вихрей, возникающих в углах каналов и существующих на фоне основного течения. Сначала вихри локализованы в верхнем (восходящий поток) и нижнем (нисходящий поток) углах каналов (фрагмент "в" на рис. 6.1), а при повышении надкритичности охватывают половину и более их высоты. В триплете Лоренца [293] и модели Веландера [292] случайная смена направления конвективной циркуляции существует в рамках одновихревой моды, без взаимодействия с другими гармониками. Заметим, что в нашем случае эффекты, связанные с нестационарным поведением течения в отсутствие управления, обусловлены хаотическим поведением этих вихрей. Пульсации скорости циркуляционного течения вызваны тем, что интенсивность второй моды случайным образом изменяется со временем и влияет на амплитудные и частотные характеристики основного течения. Смена направлений конвективной циркуляции, происходящая нерегулярно, обусловлена конкуренцией вихрей, охватывающих большую часть канала. Из вышесказанного следует, что одновихревое течение существует в нашей конвективной системе только при $r < 5$. При больших значениях относительного числа Рэлея нестационарные эффекты вызваны более сложными конвективными движениями.

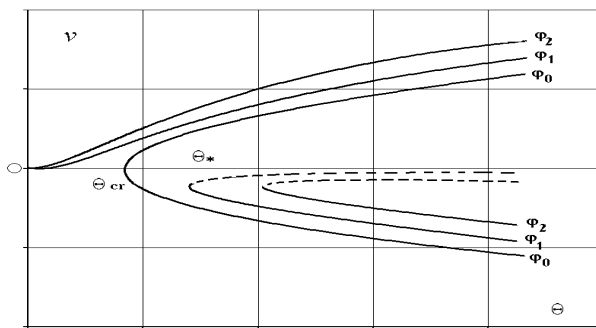
В качестве управляющего воздействия в эксперименте использовалось отклонение конвективной петли от вертикального положения в плоскости ее каналов. Объясним возникающие при этом эффекты. Рассмотрим конвективную петлю в связанной с каналами системе координат (X, Y) , изображенную на фрагменте "а" рис. 6.2. Обозначим через Fa силу

Архимеда, которая вызывает циркуляционное течение жидкости в неоднородно нагретой, вертикально расположенной конвективной петле.

Предположим, что это движение направлено по часовой стрелке. Тогда, при отклонении кюветы в плоскости каналов на некоторый угол φ , отсчитываемый от вертикали, сила Fa , действующая на единичный нагретый элемент жидкости, будет иметь две составляющие Fa_x и Fa_y .



a



б

Рис.6.2. *a* - компоненты силы Архимеда Fa , действующей на нагретый элемент жидкости в термосифоне;

б - зависимость скорости течения v от перепада температуры Θ и угла наклона термосифона φ .

$$\varphi_0 = 0, \varphi_2 > \varphi_1 > \varphi_0$$

случае скорость течения уменьшится;

- в противном случае ($|Fa_y| < |Fa_x|$) течение затухнет, система пройдет через состояние неустойчивого равновесия, после чего циркуляция сменит направление. Следовательно, чем больше угол отклонения каналов

В случае поворота кюветы на угол $+\varphi$ X -составляющая силы Архимеда будет направлена в сторону движения жидкости, что приведет к увеличению скорости течения. Если кювету отклонить на угол $-\varphi$, то компонента Fa_x будет направлена против движения жидкости. Последующее развитие течения будет зависеть от соотношения величин X - и Y -компонент архимедовой силы Fa . Возможны два варианта:

- если абсолютная величина проекции силы Fa на ось Y больше абсолютной величины проекции Fa на ось x ($|Fa_y| > |Fa_x|$), то в этом

термосифона от вертикали, тем больше компонента Fa_x , и соответственно, тем ярче выражено ее влияние на скорость конвекции.

Рассмотрим теперь зависимость скорости конвективного движения жидкости v от перепада температур Θ при различных углах отклонения каналов термосифона от вертикали – фрагмент "б" рис. 6.2 [278].

Очевидно, что отклонение конвективной петли от вертикального положения влияет на скорость течения в зависимости от первоначального направления движения (сплошные линии φ_1, φ_2). Для каждого угла $\varphi \neq 0$ существует также неустойчивая ветвь (штриховые линии), соответствующее которой течение в эксперименте не реализуется [278]. Смена знака φ приводит к появлению симметричных относительно оси Θ ветвей, которые на рисунке не изображены. Пусть в системе задан некоторый перепад температур Θ_* , и направление конвективного течения соответствует нижней ветви бифуркационной диаграммы. Отклонение конвективной петли на какой-либо положительный угол приведет к уменьшению скорости течения. Из фрагмента "б" рис. 6.2 видно, что для любого Θ найдется такой угол φ^* (в данном случае $\varphi^* = \varphi_1$), что при $\varphi > \varphi^*$ ветвь с тем же направлением, что и у первоначального движения, но с меньшей скоростью, перестанет существовать, система изменит направление течения и перейдет на верхнюю ветвь φ_1 .

Таким образом, меняя угол наклона конвективной петли, можно изменять направление движения жидкости. Очевидно, что при смене направления течения скорость проходит нулевое значение в окрестности состояния неустойчивого механического равновесия. Это нестабильное состояние можно превратить в квазиустойчивое при помощи управления с обратной связью.

Нами применялось автоматическое управление с пропорциональной обратной связью, которая описывается формулой:

$$\varphi = k \cdot V, \quad (6.1)$$

где k – коэффициент обратной связи; V – конвективное искажение равновесного профиля температуры измеряемое на половине высоты каналов; φ – угол наклона конвективной петли, отсчитываемый от вертикали.

Конвективная камера (рис. 6.3) представляла собой прямоугольный алюминиевый блок 1 сечением $4.1 \times 3.2 \text{ см}^2$ и длиной 16 см, оканчивающийся двумя массивными теплообменниками 2 с основаниями, перпендикулярными его продольной оси. Поскольку поперечное сечение блока было почти на порядок меньше сечения утолщений, последние принимали постоянные температуры и играли роль изотермических теплообменников. В то же время сечение стержня оказывалось достаточно большим для того, чтобы продольный тепловой поток существенно превосходил теплоотдачу через

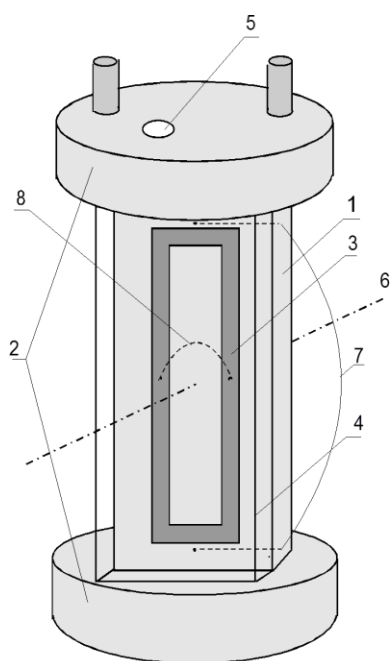


Рис. 6.3. Схема конвективной камеры. 1-дюралюминиевый блок, 2 - теплообменники, 3-каналы, 4 - прозрачная пластина, 5 - отверстие для освещения канала, 6 - ось вращения термосифона, 7 - термопара для измерения Θ , 8 - термопара для измерения V .

боковую поверхность. Для уменьшения этой теплоотдачи установка поддерживалась при средней температуре 20°C , близкой к комнатной. Это позволяло реализовать в стержне довольно однородное в поперечном направлении и линейное по длине температурное поле. Распределение температуры в металле контролировалось термопарами, спаи которых размещались на поверхности и в различных точках внутри стержня. При самых больших разностях температур между теплообменниками (18°C), задававшихся в опытах, относительные искажения линейного профиля не превосходили 3%. В блоке со стороны одной из широких граней были вырезаны две параллельные

прямоугольные в сечении канавки 3 глубиной $2d_1 = 0.82$ см, шириной $2d_2 = 0.64$ см и длиной 15.5 см с расстоянием между их осями 1.2 см. Концы канавок соединялись перемычками того же сечения.

Глубина канала выбрана несколько большей, чем ширина, чтобы уменьшить относительную поверхность соприкосновения жидкости со стеклом и тем самым ослабить влияние различия тепловых условий на этой поверхности по сравнению с условиями на металлических стенках.

Как известно, температурные неоднородности в неподвижной жидкости, заполняющей канал прямоугольного сечения со сторонами $2d_1$ и $2d_2$, в регулярном режиме затухают со временем t по закону $\exp(-\chi t/h^2)$. Здесь

$$h = \left(\frac{1}{d_1^2} + \frac{1}{d_2^2} \right)^{-1/2}$$

- обобщенный поперечный размер канала, который принимается за единицу длины в числе Фурье $Fo = \chi t/d^2$. В соответствии с этим будем использовать h в качестве характерного размера в числе Рэлея Ra_g . Для нашей установки $h = 0.25$ см, число $Fo = 1$ в трансформаторном масле (ТМ) соответствует 85 с, а в декане-Н – 77 с.

Для обеспечения возможности визуальных наблюдений образовавшийся замкнутый канал 3 закрывался прозрачной пластиной из органического стекла 4 толщиной 2 см. В качестве светорассеивающих частиц использовались чешуйки алюминиевой пудры. Для освещения применялся маломощный гелий-неоновый лазер ЛГН-108, излучение которого практически не содержит тепловой составляющей и, соответственно, не изменяет распределение температуры в жидкости. Нерасширенный луч лазера направлялся вдоль длинного канала через отверстие 5 в теплообменнике, соосное с этим каналом и закрытое прозрачной стеклянной вставкой. В результате в жидкости освещалась приосевая область диаметром около двух миллиметров.

Термосифон мог поворачиваться вокруг оси 6, перпендикулярной плоскости каналов. Для этого конвективная камера с помощью зажима крепилась на горизонтальном валу. Зажим выполнялся из теплоизоляционного материала с тем, чтобы избежать теплового контакта термосифона с металлическим валом.

Для заливки рабочей жидкости в перемычках, соединяющих каналы, высверливались отверстия, куда вклеивались тонкие трубки внешним диаметром 3 мм. Верхнее заливочное отверстие (вертикальное положение петли) сверлилось в наивысшей точке соединительной перемычки, чтобы облегчить удаление пузырьков воздуха при заливке полости. На трубки надевались тонкие фторопластовые шланги, которые после заполнения термосифона рабочей жидкостью перегибались и фиксировались проволочным кольцом.

Для экспериментальной реализации управления конвективной устойчивостью системы необходимо, чтобы управляющий параметр задачи - критерий Рэлея достигал пороговых значений, соответствующих кризису устойчивости механического равновесия ($Ra_g^* = 5.5 \pm 0.1$) и переходу между режимами конвективного движения, при изменении приложенного перепада температур в широком диапазоне. Для этого нужно использовать рабочие жидкости с относительно малыми значениями комбинации параметров $g\beta/\chi\nu$. Тогда при фиксированных размерах канала, для достижения кризиса устойчивости механического равновесия или смены режима движения потребуется существенно изменить разность температур между теплообменниками. Таким образом, повысится разрешающая способность эксперимента. Например, для использовавшегося в опытах трансформаторного масла комбинация $g\beta/\chi\nu = 3.8 \cdot 10^9 \text{ 1/К}\cdot\text{м}^3$. Причем, критический перепад температур Θ^* , для описанной конвективной петли составит $(5.5 \pm 0.1) \text{ }^\circ\text{C}$, а при $\Theta^{**} = (27.5 \pm 0.1) \text{ }^\circ\text{C}$ стационарный режим конвекции сменится на колебательный. Тестовые опыты с деканом-Н ($g\beta/\chi\nu = 1.0 \cdot 10^{11} \text{ 1/К}\cdot\text{м}^3$, $\Theta^* = (0.5 \pm 0.1) \text{ }^\circ\text{C}$, $\Theta^{**} = (2.5 \pm 0.1) \text{ }^\circ\text{C}$) показали, что

при таком малом Θ^* , необходимом для срыва устойчивости механического равновесия, провести систематическое исследование не удастся. Однако высокое значение комбинации параметров $g\beta/\chi\nu$ позволяет достигать больших относительных чисел Рэлея r . Поэтому основные опыты по управлению устойчивостью конвективных движений проводились с деканом-Н, а по изучению влияния запаздывания и шума на стационарные и колебательные режимы – с додеканом ($\Theta^* = (0.6 \pm 0.1)^\circ\text{C}$, а $g\beta/\chi\nu = 0.4 \cdot 10^{11} \text{ 1/К}\cdot\text{м}^3$).

При температуре 20°C параметры ТМ имеют следующие значения: плотность $\rho = 0.879 \cdot 10^3 \text{ кг/м}^3$; коэффициент теплового расширения $\beta = 0.692 \cdot 10^{-3} \text{ 1/К}$; коэффициент кинематической вязкости $\nu = 2.40 \cdot 10^{-5} \text{ м}^2/\text{с}$; коэффициент температуропроводности $\chi = 0.736 \cdot 10^{-7} \text{ м}^2/\text{с}$. Число Прандтля составляет $Pr = 300$. Для декана-Н: $\rho = 729.9 \text{ кг/м}^3$; $\beta = 1.06 \cdot 10^{-3} \text{ 1/К}$, $\chi = 0.815 \cdot 10^{-7} \text{ м}^2/\text{с}$, $\nu = 1.24 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с}$. Число Прандтля $Pr = 15$. Параметры додекана имеют следующие значения: плотность $\rho = 0.75 \cdot 10^3 \text{ кг/м}^3$; коэффициент теплового расширения $\beta = 1.02 \cdot 10^{-3} \text{ 1/К}$; коэффициент кинематической вязкости $\nu = 1.99 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с}$; коэффициент температуропроводности $\chi = 1.149 \cdot 10^{-7} \text{ м}^2/\text{с}$. Число Прандтля равно 17.

Разность температур на длине каналов Θ определялась с помощью дифференциальной термопары 7, спаи которой были размещены в алюминиевом блоке вблизи перемычек, соединявших каналы.

В опытах по изучению тепловой конвекции посредством термопар часто производятся температурные измерения в среднем горизонтальном сечении конвективной камеры [229, 252, 270, 294]. Эксперименты [229, 294], проводившиеся с петлей по такой же методике, показали, что движение в термосифоне характеризуется конвективным отклонением температуры от теплопроводного распределения в центре длинного канала. Поэтому для измерения интенсивности конвективного течения кювета была оборудована дифференциальной термопарой 8, спаи которой были выведены в центры

каналов в их среднем поперечном сечении. При отсутствии течения спаи находятся на одной изотерме и ЭДС дифференциальной термопары равна нулю. При подъемно-опускном движении между спаями возникает разность температур V , вызванная тем, что по одному каналу поднимается нагретая жидкость, а по другому опускается холодная. Для конвективных искажений температуры введем безразмерную переменную $U=V/\Theta$. Такой выбор единиц обезразмеривания позволяет свести к однозначным зависимостям данные опытов для различных жидкостей. Одновременные измерения скорости конвективной циркуляции и температуры U , предпринятые в аналогичной конвективной петле [229, 294], показали, что в стационарных режимах эти величины меняются в фазе и связаны линейной зависимостью. Таким образом, величина U принята нами за меру скорости конвективного течения.

Измерение Θ производилось с помощью медь-константановой дифференциальной термопары с диаметром проводов 0.01 см и длиной спаев 0.05 см. Величина V измерялась константан-манганиновой дифференциальной термопарой с диаметром термоэлектродов 0.005 см и длиной спая 0.01 см. Уменьшение размеров спаев обуславливало малый уровень возмущений, вносимых ими в поток, и снижение тепловой постоянной термопары. С целью электроизоляции спаев термопар от рабочей жидкости они покрывались тонким слоем лака. Проводники вводились в конвективную камеру через фторопластовые трубочки диаметром 0.04 см. Для уменьшения погрешностей за счет подвода тепла к спаям по термоэлектродам проводники размещались по изотермам металлического блока 1. ЭДС термопар составляла 40 мкВ/К.

Блок-схема экспериментальной установки изображена на рис. 6.4. Перепад температур между теплообменниками задавался цифровыми струйными криотермостатами марки KRIO-VT-01, которые прокачивали воду постоянной (с точностью 0.1 К) температуры по отверстиям, просверленным в теплообменниках. ЭДС термопары, пропорциональная скорости течения, подавалась на аналого-цифровой преобразователь, в качестве которого

использовался цифровой вольтметр Ф283, имеющий порог чувствительности 1 мкВ при частоте измерений 5 с^{-1} или прибор сбора данных Термодат 29БМ1 со сходными характеристиками. Показания вольтметра считывались персональным компьютером. ЭВМ с помощью программы вычисляла по формуле (6.1) угол отклонения конвективной петли от вертикали и через устройство сопряжения КЕМО М109 управляла шаговым двигателем ДШ-0.1В. Электродвигатель через понижающий редуктор поворачивал кювету на

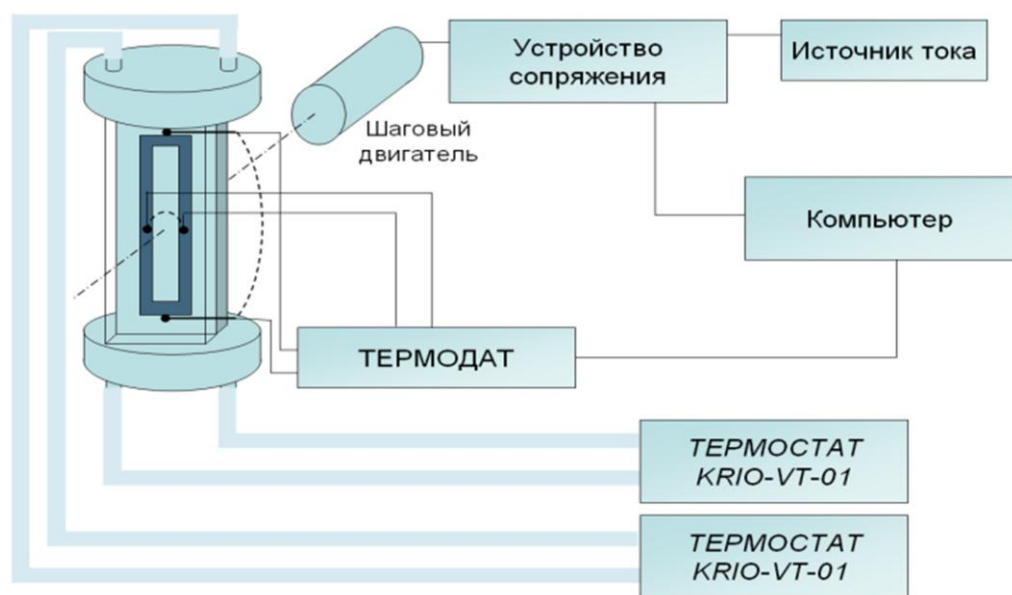


Рис. 6.4. Схема экспериментальной установки

вычисленный угол. Двигатель и устройство сопряжения питались от источника питания Б5-71/1.5. Величина V , пропорциональная интенсивности конвективной циркуляции, уменьшалась, и при следующем цикле понижалось значение угла отклонения φ . Последовательность таких циклов при достаточно большом коэффициенте k и $r < 5$ приводила к уменьшению скорости конвективного течения и установлению в системе динамически стабилизированного механического квазиравновесия. При этом конвективная петля находилась вблизи вертикального положения, а малые отклонения V от нулевого значения (обусловленные развитием конвективного движения) подавлялись малыми углами отклонения термосифона от вертикали.

При значениях $r > 5$ достигнуть стабилизации механического равновесия не удавалось, и соответственно конвективная петля не возвращалась в вертикальное положение. Однако в этом диапазоне значений параметра r управление позволяло стабилизировать устойчивость режимов конвективных течений.

Под квазиравновесием в данном случае подразумевается такое состояние конвективной системы, когда величина конвективного искажения температуры U не превышает 5% от значения U при выключенном управлении ($k = 0$). Такой уровень шумов обусловлен неизбежным дрейфом нуля у цифровых измерительных приборов и принципом управления. Управляющая система, чтобы подавить движение, сначала должна измерить вызываемое им искажение равновесного распределения температуры V . А это значит, что возмущение должно нарасти до величины превышающей чувствительность измерительного тракта. Максимальная чувствительность измерительного тракта, использовавшаяся в измерениях, составляла 0.025 К при погрешности 3%.

Помимо управления, программа способна работать в режиме электронного осциллографа, отображая на дисплее ЭВМ и записывая в файлы на диск сигнал термопары для последующего спектрального и амплитудного анализа.

Угол поворота оси двигателя при выполнении им одного шага составлял $22^{\circ}30'$, однако понижающий редуктор позволял поворачивать конвективную камеру с минимальным шагом $20'$. Поскольку двигатель мог выполнять до 180 шагов в секунду, то время реакции управляющей системы (понимаемое как запаздывание, происходящее между измерением величины появившегося возмущения и началом динамического воздействия) при небольших углах отклонения определялось временем интеграции сигнала цифрового вольтметра и составляло 0.2 с. При этом центробежные ускорения в самых удаленных от оси вращения точках каналов не превышали 10^{-2} от

ускорения силы тяжести g_0 , а кориолисовы ускорения при наибольшей интенсивности циркуляции были менее $10^{-3}g_0$. Образующиеся в моменты разгона и торможения полости вязкие волны затухали в трансформаторном масле за доли секунды, а в декане-Н – за 2 с. Максимальные смещения в волне равнялись 0.05 см в первой жидкости и 0.2 см – во второй. Все указанные здесь времена много меньше времени развития конвективных возмущений. Угловые ускорения, возникающие при вращении термосифона, достигали максимального значения $\sim 5 \cdot 10^1$ град/с². Это намного меньше, чем необходимо для развития в трансформаторном масле течений в углах каналов, вызванных шлихтинговским механизмом неустойчивости [66] при маятниковых качаниях кюветы.

Для исследования эффективности управления конвекцией при наличии осложняющих факторов использовалось искусственное введение шумов и запаздывания в измерительный тракт. Шум создавался аппаратными и программными средствами. В первом случае вместо вольтметра или прибора Термодат ЭДС термопар подавалась на 16-канальную плату сбора данных PCI-1710HG. Основная гармоника собственного шума платы имеет амплитуду 14 мкВ при периоде 3.3 с. Таким образом, шум можно классифицировать как высокочастотный, по сравнению с собственными частотами конвективной системы, что является типичным случаем для контрольно-измерительных систем, построенных на современной элементной базе. Программное обеспечение экспериментальной установки позволяло добавлять к сигналу измерительного тракта белый шум с широким диапазоном амплитуд и задавать время запаздывания управляющего воздействия как интервал времени между измерением V и подачей команды на шаговый двигатель, отклоняющий конвективную петлю.

6.3. Управление устойчивостью механического равновесия

Результаты экспериментов по динамической стабилизации механического равновесия жидкости приведены на рис. 6.5 в виде карты устойчивости в координатах: k – коэффициент усиления обратной связи и r – относительное число Рэлея. Данные приведены для трансформаторного масла. Точки на оси r карты отвечают случаю выключенной обратной связи $k = 0$. В интервале $r < 1$ жидкость находится в состоянии покоя. В диапазоне $r > 1$ устойчивость механического равновесия нарушается, и возбуждается стационарное конвективное течение. При включении управления ($k > 0$) скорость этого течения уменьшается, и при критическом значении k^* не превосходит уровня, обусловленного шумами экспериментальной установки.

Граничная кривая 1 соответствует стабилизации механического равновесия жидкости. Слева от нее находится область параметров “А”, в которой конвективное течение не может быть подавлено и существует, хотя и с меньшей интенсивностью. Справа расположена область “В”, где динамически стабилизированное квазиравновесие может поддерживаться сколь угодно долго (в опытах квазиравновесие существовало несколько часов). Точки на кривой 1 соответствуют экспериментальным данным, а сплошная линия – результатам численного моделирования, проведенного И.О. Келлером и Д.А. Брацуном для данной задачи [240].

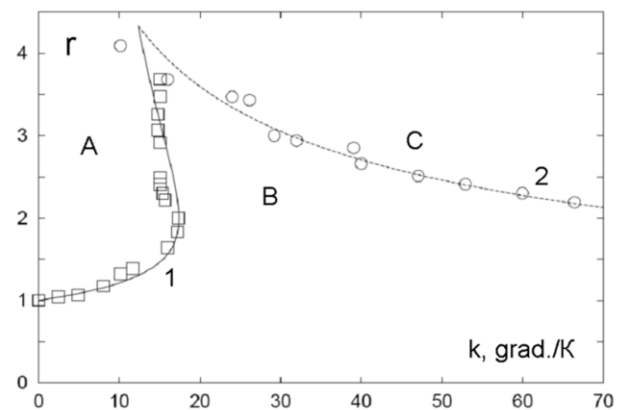


Рис. 6.5. Карта режимов движения. А-область стационарного конвективного течения, В - динамически стабилизированного квазиравновесия жидкости, С-колебательного движения. Трансформаторное масло

Граничная линия 2 соответствует срыву устойчивости динамически стабилизированного квазиравновесия и возникновению нестационарного режима. В области параметров “С” карты (рис. 6.5), расположенной выше кривой 2 (точки – экспериментальные данные, а линия – результат расчетов [240]), при больших значениях k стабилизированное квазиравновесие снова теряет устойчивость и реализуется колебательный режим движения жидкости. Его появление обусловлено запаздыванием управляющего воздействия, так как при большой величине k углы отклонения конвективной камеры φ , создающиеся в процессе регулирования, также велики (см. формулу 6.1). Значительные углы отклонения φ вызывают не только подавление течения одного направления, но и возбуждение движения противоположной закрутки. В силу постоянно действующего управления, конвективная камера отклоняется в другую сторону от вертикали для подавления развивающегося течения. В результате последовательности таких циклов, когда управление генерирует конвективное течение, устанавливается колебательный режим движения. При этом конвективная циркуляция с одним направлением вращения периодически сменяется противоположно направленным течением.

Для получения данной карты режимов конвекции использовалась следующая методика. В тех областях параметров, где граница устойчивости близка к вертикальной ориентации, при неизменном относительном числе Рэлея r постепенно наращивался коэффициент k . Типичный вид зависимости безразмерного конвективного отклонения разности температур от равновесного значения U от коэффициента усиления обратной связи k приведен на рис. 6.6 для среза $r = 2.9$ карты режимов.

Первоначально критическое значение k^* определялось как среднее арифметическое трех значений k , найденных различными способами:

а) по проекции на ось k излома графика зависимости производной dU/dk от k (такая зависимость имеет два участка. На одном из них изменение k приводит к существенному изменению U , а на другом, лежащем в области

больших значений k , величина U изменяется незначительно. Вторым участком соответствует установлению квазиравновесия в конвективной системе);

б) по пересечению экстраполяции наклонного участка графика зависимости $U(k)$ с осью k ;

в) по уменьшению значения конвективного отклонения разности температур U ниже 5% от его значения при вертикальном расположении термосифона и отключенном управлении ($k = 0$). Эти величины различались не более чем на 4%. Поэтому в большинстве опытов значение k^* определялось третьим способом.

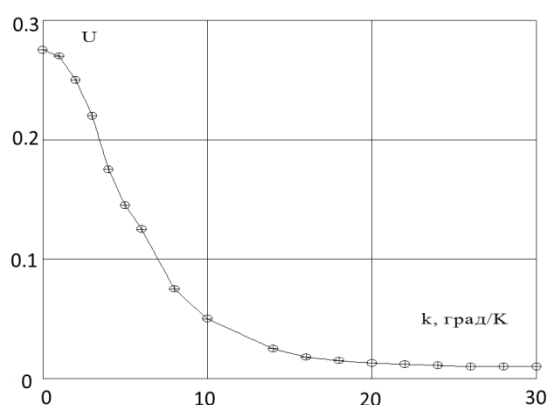


Рис. 6.6. Зависимость конвективного искажения U от коэффициента обратной связи k при $r = 2.9$. (ТМ)

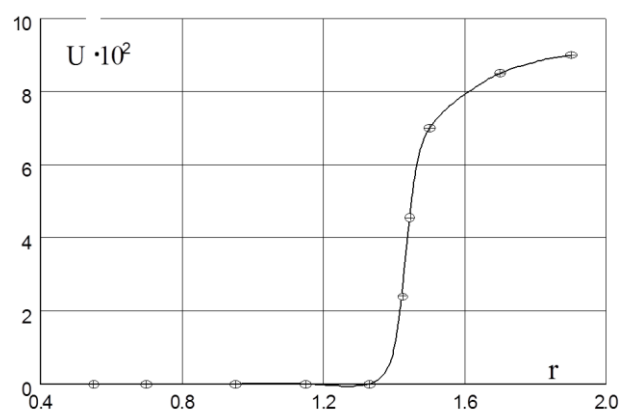


Рис.6.7. Зависимость конвективного искажения U от относительного числа Рэлея r при $k = 10$ (ТМ)

В области параметров карты устойчивости, где граничная линия 1 ориентирована почти параллельно оси k , для повышения точности измерений методика экспериментов была иной: при постоянном коэффициенте k наращивался перепад температур. Типичный вид зависимости U от относительного числа Рэлея r приведен на рис. 6.7 для среза $k = 10$ карты режимов. Критическое значение r^* определялось по пересечению с осью r линии, экстраполирующей полученную зависимость.

Здесь отметим, что полученные по аналогичным методикам значения k^* в опытах с рабочими жидкостями декан-Н и додекан отличались почти в три раза. Совместить зависимости на карте режимов можно, либо используя приведенное значение коэффициента усиления обратной связи $k_p = k\sqrt{\nu\chi}$, либо безразмерный коэффициент усиления k_n , как принято в теоретических работах [240]. Здесь

$$k_n = \frac{9\pi^7}{4096} \frac{k\nu\chi(H+L)}{g\beta h^2 \bar{d}^2} \frac{1}{\sin \frac{\pi H}{2(H+L)}},$$

где H и L – высота и ширина термосифона соответственно, а $\bar{d} \equiv (1/d_1^2 + 1/4d_2^2)^{-1/2}$. Наложение линий зависимостей при использовании k_n проиллюстрировано на карте режимов рис. 6.8.

Для нахождения границы колебательной области “С” карты режимов (рис. 6.5) делались срезы плоскости параметров r , k по методикам, аналогичным вышеописанным. Критические значения r и k находились по пересечению линии экстраполяции зависимости амплитуды колебаний от этих параметров с осями r и k соответственно.

После установления колебательного режима движения записывалась изменение величины V со временем. В качестве примера на рис. 6.9 представлена термограмма при $r = 3$ и $k = 32$. Записи колебаний были

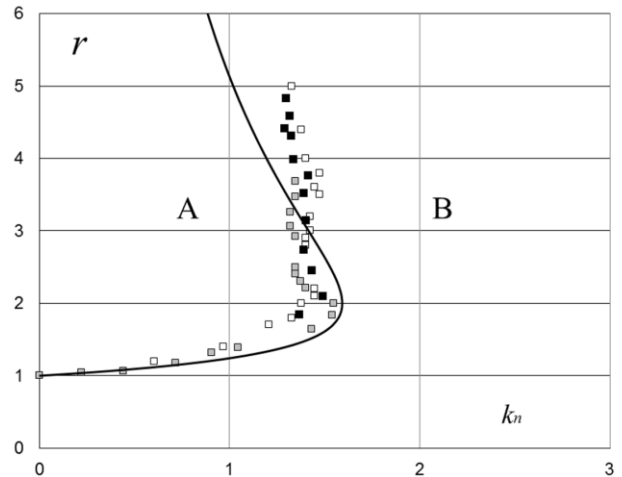


Рис. 6.8. Карта режимов в плоскости безразмерных параметров. Черные, серые и белые точки отвечают опытам с деканом-Н, тр. маслом и додеканом соответственно, обозначения совпадают с рис. 6.5

подвергнуты спектральному анализу методом быстрых преобразований Фурье. Эта обработка результатов показала, что колебания имеют одну основную гармонику с амплитудой, на два порядка превышающей уровень шумов.

На рис. 6.10 представлен график зависимости безразмерной в единицах приложенного перепада температуры Θ амплитуды колебаний A от коэффициента усиления обратной связи k при фиксированном значении $r = 2.9$.

Как видно из рисунка, амплитуда колебаний A сильно зависит от коэффициента усиления обратной связи. Начальный рост амплитуды A обусловлен тем, что при увеличении k возрастает угол отклонения термосифона φ и, следовательно, динамическое воздействие на течение.

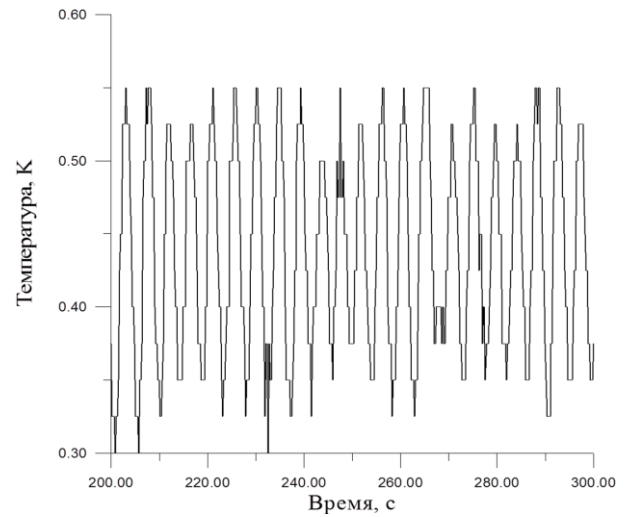


Рис. 6.9. Показания термометра при $r = 3$ и $k = 32$

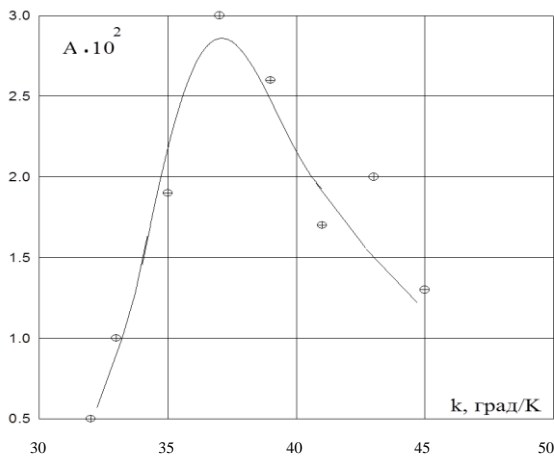


Рис. 6.10. Зависимость безразмерной амплитуды колебаний A от коэффициента усиления обратной связи k при $r = 2.9$

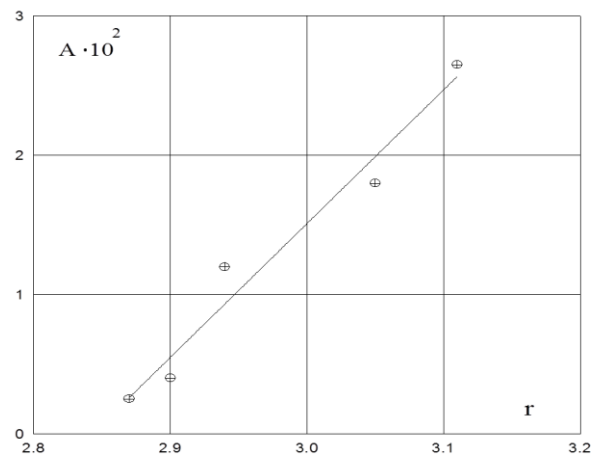


Рис. 6.11. График зависимости безразмерной амплитуды колебаний A от относительного числа Рэлея r при $k = 38$

При этом управление не только гасит конвективную циркуляцию соответствующей закрутки, но и возбуждает течение с противоположным направлением вращения. Его скорость тем выше, чем больше угол отклонения термосифона φ . Такое движение, в силу постоянно действующей обратной связи, быстро подавляется, но при этом опять нарастает циркуляция противоположной закрутки. Поэтому на данном этапе увеличение k приводит к росту амплитуды колебаний. Однако дальнейшее возрастание k приводит к настолько большому увеличению угла отклонения термосифона при единичном изменении скорости, что конвективные движения той или иной закрутки эффективно гасятся, даже не успев нарасти. Это приводит к уменьшению амплитуды колебаний A при значительных величинах коэффициента обратной связи k .

На рис. 6.11 изображена зависимость обезразмеренной амплитуды колебаний A от относительного числа Рэлея r при фиксированном значении $k = 38$. Из рисунка видно, что с увеличением r амплитуда колебаний A возрастает. На рис. 6.12 представлен график зависимости частоты колебаний f (обезразмеренной в единицах собственной частоты системы χ/h^2) от коэффициента усиления обратной связи k . Как видно из графика, частота колебаний f также сильно зависит от коэффициента k . Интересно отметить,

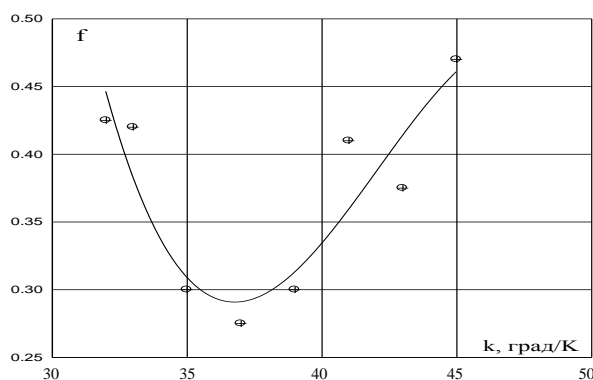


Рис. 6.12. Изменение безразмерной частоты колебаний при $r = 2.9$

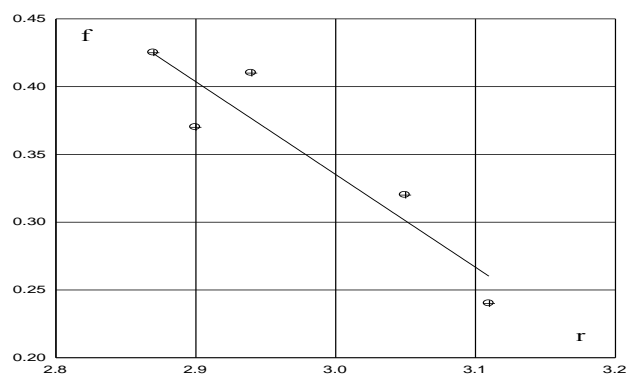


Рис. 6.13. Безразмерная частота колебаний при фиксированном значении $k = 38$

что когда частота колебаний минимальна, амплитуда пульсаций (рис. 6.10) достигает своего наибольшего значения.

График зависимости безразмерной частоты колебаний f от относительного числа Рэлея r при фиксированном значении $k = 38$ представлен на рис. 6.13. Из него видно, что с увеличением относительного числа Рэлея r частота колебаний уменьшается. Такая связь между амплитудами и частотами пульсаций обусловлена действующим по закону (6.1) управлением с обратной связью.

В заключение отметим, что в данном разделе работы экспериментально получен эффект динамической стабилизации механического равновесия конвективной системы при надкритическом значении управляющего параметра задачи, когда при отключенном управлении равновесие неустойчиво и существует стационарное движение. Экспериментальные данные качественно соответствуют результатам численного моделирования [240].

Обнаружено, что в области больших значений коэффициента усиления обратной связи стабилизированное квазиравновесие вновь теряет устойчивость, и управление генерирует колебательный режим конвективного движения. Изучена зависимость амплитудно-частотных характеристик этого течения от параметров задачи. Такое поведение конвективной системы, находящейся под воздействием управления, достаточно необычно, так как с увеличением управляющего воздействия следовало бы ожидать возрастание надежности поддержания квазиравновесия. Таким образом, попытки повышения эффективности управления путем увеличения динамического воздействия на систему могут привести к обратному результату, когда управление будет генерировать колебательный режим движения, срывающий устойчивость стабилизированного механического равновесия конвективной системы.

6.4. Влияние осложняющих факторов на эффективность управления

Здесь обсудим влияние запаздывания управляющего воздействия и шумов измерительного тракта на эффективность достижения цели управления при стабилизации механического равновесия.

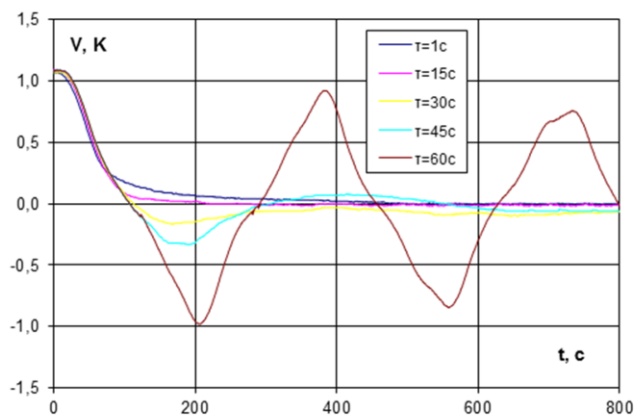


Рис. 6.16. Влияние времени запаздывания на стабилизацию механического равновесия, $r = 2$, $k_n = 1.8$

Рассмотрим сначала влияние задержки динамического воздействия на подавление стационарной конвективной циркуляции и стабилизацию квазиравновесия. Опыты показали, что увеличение времени запаздывания τ сначала не приводит к изменению граничной линии (см. карту режимов на рис.

6.8). Однако по мере роста τ динамическая стабилизация равновесия срывается, и реализуется колебательный режим конвекции. На рис. 6.16 приведены записи конвективного искажения равновесного распределения температуры V для точки на карте режимов, соответствующей значениям $r = 2$, $k_n = 1.8$ при различных временах запаздывания. Из рисунка видно, что по мере роста τ время, необходимое для гашения скорости циркуляции уменьшается почти вдвое. Однако уже при $\tau = 30$ с в системе возникают колебания, которые при τ , достигающем 60 с, управлению подавить уже не удастся. Отметим, что после стабилизации управлением квазиравновесия жидкости наименьший уровень конвективных шумов соответствует малым временам запаздывания. Таким образом, открывается возможность повысить эффективность стабилизации равновесия конвективной системы, используя “интеллектуальное” управление с переменным временем запаздывания, величина которого зависит от интенсивности конвективного движения.

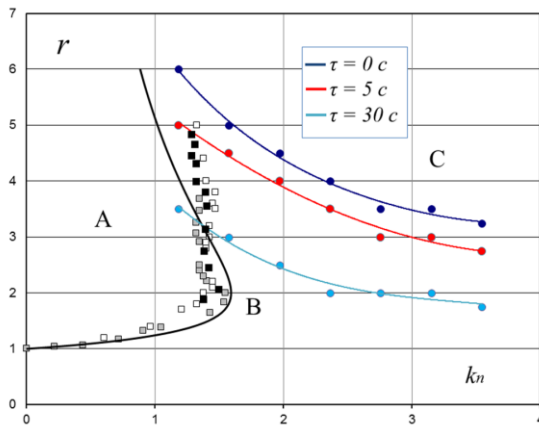


Рис. 6.17. Карта режимов конвекции при запаздывании управляющего воздействия

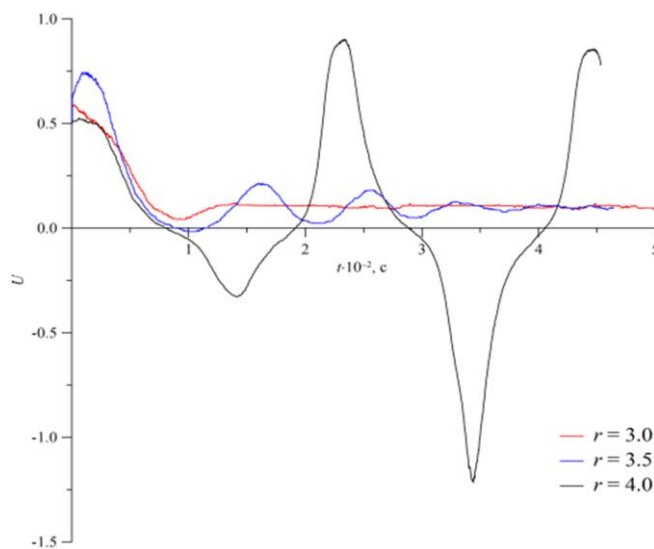


Рис. 6.18. Безразмерная скорость при различных надкритичностях; $\tau = 5$ с, $k_n = 2.2$

Рассмотрим теперь влияние запаздывания на срыв устойчивости динамически стабилизированного равновесия по отношению к колебательной моде движения (область “С” на рис. 6.17). Как видно из рисунка, по мере увеличения τ колебания возбуждаются при все меньших относительных числах Рэлея, и область “В”, где цель управления достижима, сужается. На рис. 6.18 приведена термограмма, иллюстрирующая зависимость безразмерной скорости конвективной циркуляции от времени при различных относительных числах Рэлея для среза $k_n = 2.2$ на карте режимов.

Таким образом, при увеличении коэффициента обратной связи запаздывание управляющего воздействия, существующее в системе или

дополнительно привнесенное, возбуждает колебательное движение и, соответственно, срывает достижение цели управления.

Рассмотрим теперь влияние шума на динамическую стабилизацию равновесия конвективной системы. На рис. 6.19 в плоскости параметров V и t приведены осциллограммы сигнала измерительной термопары, пропорционального скорости конвективного движения. В изотермическом случае конвективного движения нет, и сигнал содержит только шумовую компоненту измерительного тракта (линия 1).

В отсутствие управления $k_n = 0$ при $r = 1.3$ возникает подъемно-опускная циркуляция. В этом случае сигнал пропорционален интенсивности течения и содержит шум с амплитудой 12 % от величины конвективного искажения (линия 2). Линией 3 обозначен сигнал при включенном управлении (коэффициент усиления $k_n = 2.5$)



Рис.6.19. Осциллограммы сигналов.
 1- сигнал, содержащий только шум;
 2- содержащий шум при $r = 1.3$;
 3- при включенном управлении,
 $k_n = 2.5, r = 1.3$.

и надкритичности $r = 1,3$. Видно, что управляющему воздействию удалось уменьшить постоянную составляющую сигнала, динамически стабилизировав квазиравновесие. Таким образом, даже при наличии высокочастотного шума в сигнале, управление с обратной связью позволяет стабилизировать механическое квазиравновесие системы.

На рис. 6.20 приведена карта устойчивости механического равновесия в плоскости координат r и k_n . Линия 1 соответствует границе устойчивости динамически стабилизированного равновесия в отсутствие шумов. Линия 2, сдвинувшаяся вправо, иллюстрирует дестабилизирующее влияние шума с амплитудой 10 %.

Снижение эффективности управления показано на рис. 6.21. Из рисунка видно, что при наличии шума цель управления остается достижимой. Однако для уменьшения безразмерного конвективного искажения температуры при большем уровне шумов необходимо увеличивать динамическое воздействие, наращивая значения коэффициента усиления обратной связи.

Рассмотрим теперь влияние шумов на возбуждение колебательного режима движения (область “С” на рис. 6.8). На рис. 6.22 представлена карта

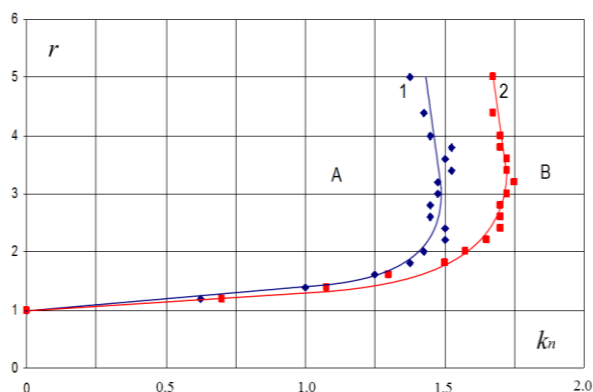


Рис. 6.20. Карта устойчивости механического равновесия. 1 - граница в отсутствие осложняющих факторов, 2- при наличии шума в сигнале с амплитудой 10%. Обозначения областей соответствуют рис. 6.8

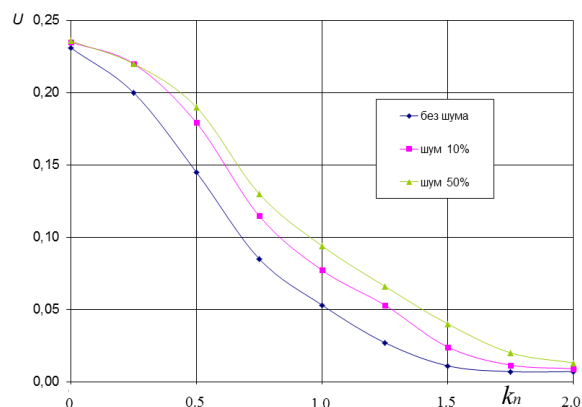


Рис.6.21. Безразмерное конвективное искажение температуры U при разных уровнях шумов, относительное число Рэлея зафиксированно

режимов конвекции в плоскости параметров относительное число Рэлея r – безразмерный коэффициент усиления k_n . Линия 1 соответствует границе колебательной области “С” в случае отсутствия программного добавления белого шума в сигнал измерительной термопары. Линии 2 и 3 так же ограничивают область параметров колебательного режима в присутствии белого шума с амплитудами в 10% и 20%, соответственно. Из рисунка видно, что присутствие шума в сигнале вызывает понижение устойчивости стационарного течения (область “А”), делает невозможной динамическую стабилизацию равновесия (область “В”, см. рис. 6.8) и возбуждает колебательный тип течения. Управление становится неэффективным. Такое поведение системы проиллюстрировано на рис. 6.23 термограммами сигнала измерительной термопары при различных r , $k_n = 2$, а амплитуда шума 20%. Из рисунка видно, что управление с шумом не достигает цели и в системе существует неподавленная конвективная циркуляция с изменяющимися скоростью и направлением вращения.

Таким образом, экспериментально установлено, что запаздывание управляющего воздействия и шумы, неизбежные в технологических

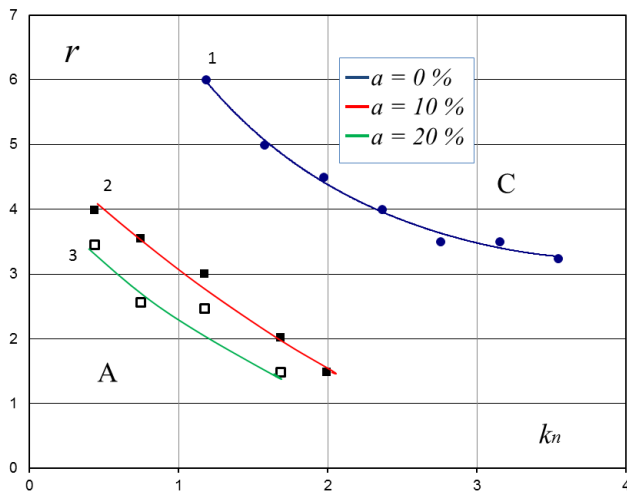


Рис.6.22. Карта режимов конвекции при добавлении в управляющую подсистему белого шума

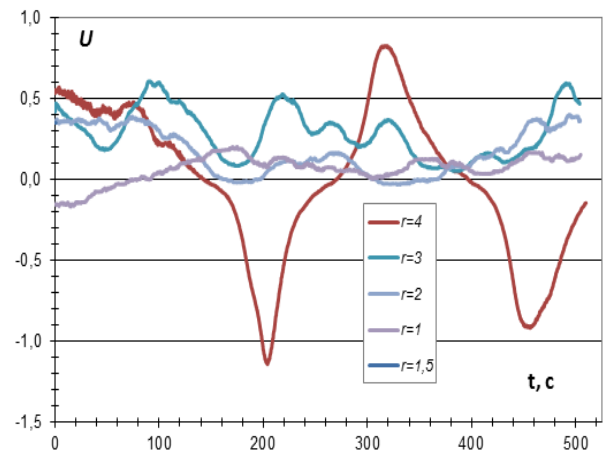


Рис. 6.23. Зависимость безразмерного конвективного искажения от времени при $k_n = 2$ и амплитуде шума 20%

установках, снижают эффективность достижения цели управления, или делают ее недостижимой. С другой стороны, изменяемое время запаздывания может служить параметром при интеллектуальном управлении, значительно уменьшая время достижения цели управления и повышая качество поддержания заданного состояния системы.

6.5. Управление устойчивостью конвективных течений

В данном параграфе приводятся результаты экспериментов по динамической стабилизации устойчивости нестационарных конвективных течений, и проводится их сравнение с данными других авторов [251, 252]. В этих опытах в качестве рабочей жидкости использовался декан-Н, так как высокое значение комбинации его параметров $g\beta/\chi\nu$ позволяло при достижимых в лабораторных условиях перепадах температур между теплообменниками создавать большие значения r .

Рассмотрим эволюцию конвективного течения в области значений параметра $r > 4$. При отключенном управлении в диапазоне $4 < r < 11$ устойчивость стационарного движения нарушалась, и возникал

колебательный непериодический режим. При этом направление конвективной циркуляции не изменялось. Наблюдения, проведенные при примешивании в жидкость светорассеивающих частиц алюминиевой пудры и освещении одного из каналов лучом лазера, показали, что одновихревой режим конвективной циркуляции нарушался появлением двух дополнительных вихрей в углах каналов. В восходящем потоке вихрь располагался в верхней части канала. В нисходящем течении вихрь появлялся в нижней части канала. Интенсивность этих вихрей изменялась случайным образом. Это вызывало непериодические изменения скорости конвективной циркуляции. Данный режим проиллюстрирован на рис. 6.24,

где представлена запись измерительной термопары при $r = 9.6$. Из рисунка видно, что отклонение разности температур от равновесного значения претерпевает непериодические изменения, не меняя при этом знака, что свидетельствует о постоянстве направления конвективной циркуляции.

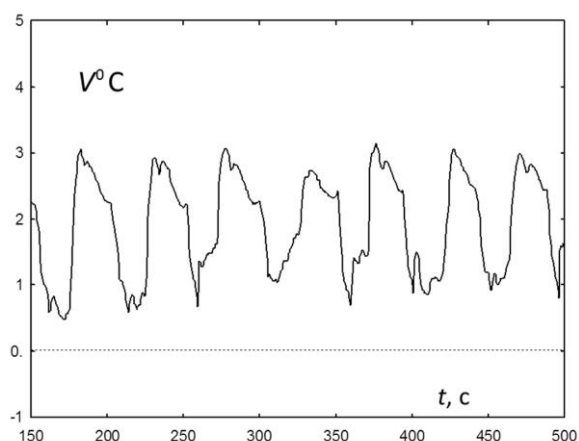


Рис. 6.24. Термограмма колебательного режима течения при $r = 9.6$

С увеличением r в диапазоне значений $11 < r < 20$ интенсивность вихрей нарастала, и они занимали значительную часть каналов по высоте. Конкуренция интенсивности вихрей в разных каналах вызывала смену направления циркуляционного течения, происходившую случайным образом.

По аналогии с подобным режимом, полученным в [252], будем называть его хаотическим. На рис. 6.25 представлена термограмма конвективного искажения температуры для данного течения. Как видно из рисунка, отклонение разности температур от равновесного значения изменяет знак, что свидетельствует о смене направления конвективной

циркуляции. Спектральный анализ сигнала показал наличие сплошного участка спектра. Результаты измерений были проверены наблюдениями. Поскольку движение жидкости в вертикальных каналах представляет собой суперпозицию базовой циркуляции и хаотически пульсирующих вихрей, то наблюдения за направлением конвективной циркуляции проводились в перемычках между каналами. Сравнение показало, что при смене знака сигнала измерительной термопары направление течения в перемычках каналов сменялось на противоположное. При значениях параметра $r > 20$ наблюдалось течение, представляющее собой совокупность вихрей разного масштаба и направления вращения.

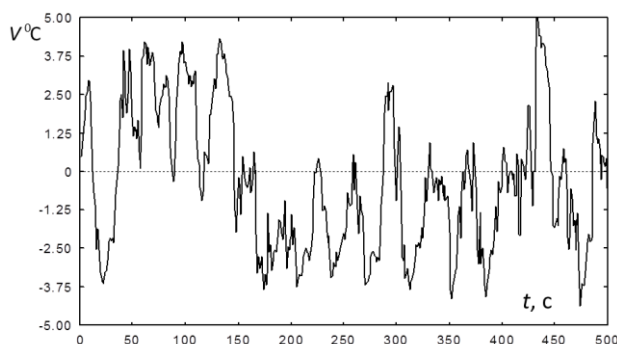


Рис. 6.25. Термограмма конвективной циркуляции со случайной сменой закрутки при $r = 16$

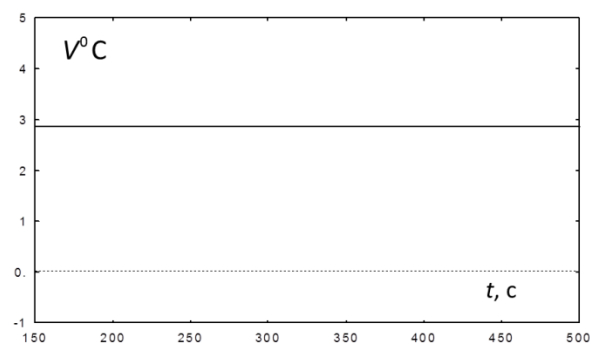


Рис. 6.26. Подавление нестационарного режима течения средствами управления при $r = 16, k_n = 0.7$

Включение управления с обратной связью приводило к подавлению хаотического режима и восстановлению квазистационарной циркуляции. Под квазистационарным режимом понимается такое течение, при котором конвективное отклонение профиля температур U , пропорциональное скорости, испытывает малые изменения вблизи среднего значения, которые подавляются малыми углами отклонения конвективной петли от текущего положения. Пример такого течения приведен на рис. 6.26 в виде развертки по времени сигнала измерительной термопары при $r = 16, k_n = 0.7$. В исследованном диапазоне параметров восстановить механическое равновесие конвективной системы не удавалось. В случае, если величина коэффициента

обратной связи k_n недостаточна для установления квазистационарного режима, вместо подавляемого хаотического течения в термосифоне возникает колебательное квазипериодическое движение. Пример такого течения приведен на рис. 6.27 в виде зависимости $V(t)$ для значений $r = 19$, $k = 0.3$. Спектр сигнала состоит из целой и полуцелой гармоник. Как видно из рисунка, в этом случае управление выделяет направление конвективной циркуляции, подавляя его изменение.

Обобщая вышесказанное, можно заключить, что с помощью управления с пропорциональной обратной связью можно подавить хаотический режим движения в термосифоне и восстановить стационарный или колебательный тип течения жидкости. Как отмечалось в параграфе 6.1, в работах [251, 252] авторы теоретически и экспериментально исследовали воздействие

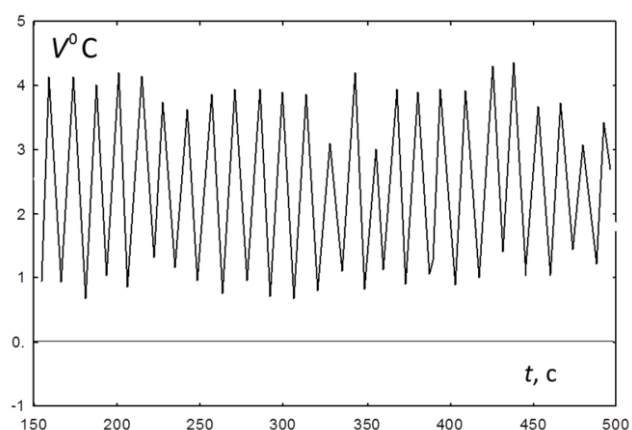


Рис. 6.27. Подавление хаотической циркуляции и установление колебательного режима средствами управления при $r = 19$, $k_n = 0.3$

управления с пропорциональной обратной связью на конвективное течение в вертикальном тороидальном термосифоне, подогреваемом снизу и охлаждаемом сверху. В качестве управляющего воздействия, как и в данной задаче, использовался наклон конвективной петли. Было показано, что такое управление приводит к подавлению хаотического движения и переходу к колебательному режиму и далее к не зависящему от времени конвективному течению. Таким образом, полученные результаты качественно согласуются с ранее полученными теоретическими и экспериментальными выводами других авторов для термосифонов иной конфигурации.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В диссертации:

1. Исследованы надкритические движения, возникающие в результате потери устойчивости подъемно-опускного течения в плоском вертикальном слое жидкости, обогреваемом с широкой боковой стороны. Подбором рабочей жидкости и увеличением относительной высоты слоя реализована ситуация, когда температурные волны, бегущие во встречных потоках, образуют стоячую волну, состоящую из пульсирующих продольных горизонтальных вихрей. Определены области стабильности, зигзаговой неустойчивости и распада этих вихрей на слабоупорядоченную “шахматную” структуру. Обнаружено объединение элементов такой структуры и их выстраивание подъемно-опускным течением в вертикальные вихревые струи, а также разрушение этих струй, связанное с хаотизацией течения.
2. В опытах с вертикальным слоем жидкости, совершающим, как целое, высокочастотные линейные продольные перемещения, реализован механизм термо-вибрационной конвекции. Изучены устойчивость надкритических режимов, эволюция их структуры и теплоперенос при совместном действии гравитационного и вибрационного механизмов. Экстраполяцией получены характеристики вибрационной тепловой конвекции в невесомости. Показано дестабилизирующее влияние переменных инерционных ускорений на устойчивость конвективных течений при перпендикулярной ориентации градиента температуры и направления вибраций.
3. Изучена тепловая конвекция в горизонтальном слое жидкости при поперечных переменных инерционных ускорениях. Реализованы параметрическое резонансное возбуждение конвекции при нагреве слоя сверху и динамическая стабилизация статически неустойчивых состояний при подогреве снизу.

4. Проведены эксперименты с французской аппаратурой “ALICE – 1, 2”, находившейся на орбитальной станции “Мир”, по изучению тепломассообмена в неизотермической жидкости, находящейся в окрестности термодинамической критической точки. Обнаружено, что переменные инерционные и остаточные квазистатические микроускорения могут вызывать заметные движения термо-вибрационного и термо-гравитационного типов.
5. Разработаны кюветы и вибростенды для наземного моделирования конвекции, существующей в условиях микрогравитации на космических аппаратах. Выполнено лабораторное моделирование термо-конвективных процессов в этих конвективных камерах применительно к условиям орбитального полета, в результате которого воспроизведены основные эффекты, наблюдавшиеся в космических опытах.
6. Экспериментально реализованы эффекты динамической стабилизации механического равновесия, устойчивости течений и подавления хаоса в термосифоне методом автоматического управления с обратной связью при помощи переменного по направлению силового поля.
7. Экспериментально изучена эффективность динамического управления при наличии осложняющих факторов – шума и запаздывания управляющего воздействия. Обнаружено, что эти причины могут сделать недоступной цель управления, генерируя колебательный режим конвекции. С другой стороны переменное время запаздывания позволяет осуществлять интеллектуальный режим управления с повышенной эффективностью.

В диссертационную работу вошли результаты экспериментального исследования широкого класса задач о конвективных процессах в переменных по величине и направлению силовых полях. Постановка большей части задач связана с подготовкой космических экспериментов по гидромеханике невесомости, их анализом и наземным моделированием.

Результаты диссертации использовались при составлении заявок, программ, технических заданий и разработке приборов для подготавливаемых к реализации на Российском сегменте Международной космической станции экспериментов “Конкон” и “Крит”. Помимо этого, материалы диссертационной работы используются в институтах РАН и учебном процессе ВУЗов, в том числе Федерального исследовательского университета ПермГУ.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Гершуни Г.З., Жуховицкий Е.М. Конвективная устойчивость несжимаемой жидкости. М.: Наука, 1972. 392 с.
2. Гершуни Г.З., Жуховицкий Е.М., Непомнящий А.А. Устойчивость конвективных течений. М.: Наука, 1989. 320 с.
3. Gershuni G.Z., Lyubimov D.V. Thermal vibrational convection. England : John Wiley & Sons, 1997. 358 p.
4. Полежаев В.И., Белло М.С., Везуб Н.А. и др. Конвективные процессы в невесомости. М.: Наука, 1991. 240 с.
5. Гидромеханика невесомости. Под ред. Мышкиса А.Д. М.: Наука. 1976. 504 с.
6. Полежаев В.И. Конвективные процессы и теплообмен в околокритических средах. М.: ИПМех РАН, 2010. препринт № 943. 72 с.
7. Хэммонд П. Теория обратной связи и ее применения. М.: Физматгиз, 1961. 423 с.
8. Филлипс Ч., Харбор Р. Системы управления с обратной связью. М.: Лаборатория базовых знаний, 2001. 616 с.
9. Ладиков Ю.П. Стабилизация процессов в сплошных средах. М.: Наука, 1978. 432 с.
10. Зюзгин А.В., Миклин А.В., Никонов Д.И., Шишкин С.В. Исследование пространственных характеристик надкритических конвективных течений в вертикальном слое жидкости // В кн. Физика конденсированного состояния вещества. Пермь : ПермГУ, 1996. С. 23–33.
11. Bratsun D.A., Zyuzgin A.V., Putin G.F. On the transition to irregular travelling waves in a long vertical slot // Annales Geophysicae Supplement. 1996. Vol. 2. № 14. P. 121–122.

-
12. Зюзгин А.В., Брацун Д.А., Путин Г.Ф. Надкритические нестационарные движения в плоском вертикальном слое жидкости // Вестник Пермского университета. Физика. Пермь : ПермГУ, 1997. Вып. 2. С. 59–76.
 13. Брацун Д.А., Зюзгин А.В., Путин Г.Ф. Колебательная неустойчивость в вертикальном слое жидкости // Book of Abstracts 1. 11th International Winter School on Continuous Media Mechanics. Perm. 1997. P. 78.
 14. Брацун Д.А., Зюзгин А.В. Метод восстановления фазового портрета при экспериментальном исследовании тепловой конвекции в плоском вертикальном слое // Вестник Пермского университета. Физика. Пермь : ПермГУ, 1998. Вып. 4. С. 148-152.
 15. Брацун Д.А., Зюзгин А.В., Путин Г.Ф. Об устойчивости конвективного движения в запыленной среде // Труды 5 Международного семинара по устойчивости течений гомогенных и гетерогенных жидкостей. Новосибирск. 1998. С. 28–36.
 16. Bratsun D.A., Zyuzgin A.V., Putin G.F. Nonlinear dynamics and pattern formation in a vertical fluid layer heated from the side // International Journal of Heat and Fluid Flow. 2003. Vol. 24. № 6. P. 835–852.
 17. Babushkin I.A., Gluhov A.F., Kosvinsev S.R., Putin G.F., Zavarykin M.P., Zorin S.V., Zyuzgin A.V. Laboratory investigation of some control mechanisms of convection // Abstracts of Ith International Symposium “Physical Problems of Ecology”. Izhevsk. 1992. P. 85.
 18. Bratsun D.A., Putin G.F., Zyuzgin A.V. Time dependent convective flows in a long vertical slot subjected to static and oscillating inertia fields // Abstracts of Joint Xth European and VIth Russian Symposium on Physical Sciences in Microgravity. St. Peterburg. 1997. P. 50/1–50/2.
 19. Putin G.F., Zavarykin M.P., Zorin S.V., Zyuzgin A.V. Heat and mass transfer in the variable inertia field // Abstracts of 8th European Symposium on Materials and Fluid Sciences in Microgravity. Brussels. 1992. P. 99.

-
20. Зюзгин А.В., Путин Г.Ф. Устойчивость подъемно-опускного течения в вертикальном слое жидкости под воздействием высокочастотных вибраций // Сб. Вибрационные эффекты в гидродинамике. Пермь : ПермГУ, 1998. С. 130–141.
 21. Брацун Д.А., Зюзгин А.В., Путин Г.Ф. Конвективные течения в вертикальном слое жидкости, совершающем высокочастотные вибрации // Тезисы докладов 12 Международной зимней школы по механике сплошных сред. Пермь. С. 102.
 22. Брацун Д.А., Зюзгин А.В., Путин Г.Ф., Теплов В.С. О параметрическом возбуждении конвекции в вертикальном слое жидкости, совершающем низкочастотные вибрации // Тезисы докладов 12 Международной зимней школы по механике сплошных сред. Пермь. 1999. С. 103.
 23. Бабушкин И.А., Герцен Ю.П., Глухов А.Ф., Зюзгин А.В., Козлов А.А., Любимов Д.В., Любимова Т.П., Мельников П.А., Осокин А.Г., Путин Г.Ф. Исследование тепловой конвекции в переменных инерционных полях // Региональный конкурс РФФИ-Урал. Результаты научных исследований, полученные за 2005 г. Аннотационные отчеты. Сборник статей. Пермь : Пермский научный центр УрО РАН, 2006. С. 118–121.
 24. Зюзгин А.В., Иванов Н.А., Осокин А.Г., Путин Г.Ф. Термо-вибрационная и термо-гравитационная неустойчивость встречных потоков в вертикальной клиновидной щели // НОЦ “Неравновесные переходы в сплошных средах”. Итоги работы за 2005 год. 2006. С. 44–47.
 25. Зюзгин А.В., Иванов Н.А., Осокин А.Г., Путин Г.Ф. Влияние вибраций на взаимодействие встречных потоков // НОЦ “Неравновесные переходы в сплошных средах”. Итоги работы за 2005 год. 2006. С. 39–40.
 26. Ivanov N.A., Osokin A.G., Putin G.F., Zyuzgin A.V. Parametrical convection in the microgravity. Ground – based modeling // Abstracts of

International Symposium “Science on the European Soyuz Missions and the International Space Station (2001-2005)”. Toledo. 2006. 2 p.

27. Зюзгин А.В., Иванов Н.А., Осокин А.Г., Путин Г.Ф. О взаимодействии термо-вибрационного и термо-гравитационного механизмов неустойчивости встречных потоков в вертикальной клиновидной щели // НОЦ “Неравновесные переходы в сплошных средах”. Итоги работы за 2006 год. 2007. С. 37–38.
28. Гершуни Г.З. Об устойчивости плоского конвективного течения жидкости // Журнал технической физики. 1953. Т. 23. № 10. С. 1838–1844.
29. Batchelor G.K. Heat transfer by free convection across a closed cavity between vertical boundaries at different temperatures // Quart. Appl. Math. 1954. Vol. 12. № 3. P. 209–233.
30. Гершуни Г.З., Жуховицкий Е.М., Тарунин Е.Л. Вторичные стационарные конвективные движения в плоском вертикальном слое жидкости // Известия АН СССР. Механика жидкости и газа. 1968. № 5. С. 130–136.
31. Тарунин Е.Л. О вторичных стационарных конвективных течениях в вертикальном слое // Сб. Гидродинамика. Пермь : Перм. пед. ин-т, 1972. Вып. 4. С. 3–13.
32. Возовой Л.П., Непомнящий А.А. Нестационарные конвективные движения в плоском вертикальном слое // Известия АН СССР. Механика жидкости и газа. 1981. № 5. С. 54–62.
33. Бирих Р.В., Гершуни Г.З., Жуховицкий Е.М., Рудаков Р.Н. О колебательной неустойчивости плоскопараллельного конвективного движения в вертикальном канале // Прикладная математика и механика. 1972. Т. 36. Вып. 4. С. 745–748.

-
34. Korpela S.A., Gozum D., Baxi C.B. On the stability of the conduction regime of natural convection in a vertical slot // International Journal Heat Mass Transfer. 1973. № 16. P. 1683–1690.
 35. Гершуни Г.З., Жуховицкий Е.М., Сорокин Л.Е., Тарунин Е.Л. Вторичные колебательные конвективные движения в плоском вертикальном слое жидкости // Известия АН СССР. Механика жидкости и газа. 1974. № 1. С. 94–101.
 36. Сорокин Л.Е. О нелинейном конвективном движении в плоском вертикальном слое жидкости в области колебательной неустойчивости // Сб. Гидродинамика. Пермь : Перм.пед. ин-т, 1974. Вып. 5. С. 127–137.
 37. Fischer P.F. Spectral element solution of the Navier-Stokes equations on high performance distributed-memory parallel processors. PhD thesis. Massachusetts Institute of Technology. 1989.
 38. Кирдяшкин А.Г., Леонтьев А.И., Мухина Н.В. Устойчивость ламинарного течения жидкости в вертикальных слоях при естественной конвекции // Известия АН СССР. Механика жидкости и газа. 1971. № 5. С. 170–174.
 39. Elder J.W. Laminar free convection in a vertical slot // Journal Fluid Mechanics. 1965. Vol. 23. P. 77–98.
 40. Nobuhiro Seki, Shoichiro Fukusako, Hideo Inaba Visual observation of natural convective flow in a narrow vertical cavity // Journal Fluid Mechanics. 1978. Vol. 84. P. 695–704.
 41. Farbar L., Depew C.A. heat transfer effects to gas-solid mixtures using solid spherical particles of uniform size // IEC Fundam. 1963. Vol. 2. № 2. P. 130–135.
 42. Tien C.L. Heat transfer by a turbulently flowing fluid-solids mixture in pipe // Transaction ASME. Series C.J. Heat transfer. 1961. № 83. P. 183–188.

-
43. Saffman P.G. On the stability of laminar flow of a dusty gas // *Journal Fluid Mechanics*. 1962. Vol. 18. № 1. P. 120–128.
 44. Michael D.H. The stability of plane Poiseuille flow of a dusty gas // *Ibid.* 1964. Vol. 18. № 1. P. 19–32.
 45. Дементьев О.Н. О спектре возмущений и устойчивости жидкости, содержащей твердые тяжелые частицы // *Сб. Гидродинамика*. Пермь : Перм. пед. ин-т, 1976. Вып. 8. С. 42–53.
 46. Дементьев О.Н. Устойчивость конвективного движения среды, несущего твердую примесь // *Сб. Гидродинамика*. Пермь : Перм. пед. ин-т, 1974. Вып. 7. С. 3–15.
 47. Дементьев О.Н. Конвективная устойчивость среды, содержащей тяжелую твердую примесь // *Прикладная математика и теоретическая физика*. 1976. Вып. 3. С. 105–115.
 48. Любимов Д.В., Брацун Д.А. Об уравнениях конвекции в запыленной среде // *Вестник Пермского университета. Физика*. Пермь : ПермГУ, 1997. Вып. 2. С. 15–29.
 49. Lyubimov D.V., Bratsun D.A., Lyubimova T.P., Roux V. Influence of gravitational precipitation of solid particles on thermal buoyancy convection // *Advances Space Research*. 1998. Vol. 22. № 8. P. 1267–1270.
 50. Липчин А.Т., Лобов Н.И. Влияние тепловых свойств границ на устойчивость конвективного течения в подогреваемом сбоку вертикальном слое // *Сб. Конвективные течения*. Пермь : Перм. пед. Ин-т, 1987. С. 11–18.
 51. Предтеченский А.А. Устойчивость тепловой конвекции в вертикальном слое. Новосибирск : ИТФ СО АН СССР, 1977. препринт № 19. 17 с.
 52. Дайковский А.Г., Полежаев А.И., Федосеев А.И. Исследование структуры переходного и турбулентного режимов конвекции в вертикальном слое // *Известия АН СССР. Механика жидкости и газа*. 1978. № 6. С. 66–75.

-
53. Polezhaev V.I., Bune A.V., Griaznov V.L. Structure characteristics of transition and of turbulence in the thermal convection given by direct numerical modeling // Laminar-Turbulent transition IUTAM Symp. Novosibirsk. 1984. Berlin. Heidelberg: Springer, 1985. P. 741–747.
 54. Packard N.H., Crutchfield J.P., Farmer J.D., Shaw R.S. Geometry from a time series // Physical Review Letters. 1980. Vol. 45. P. 712–715.
 55. Broomhead D.S., King G.P. Extracting qualitative dynamics from experimental data // Physica D. 1986. № 20. P. 217–239.
 56. Зеньковская С. М., Симоненко И.Б. О влиянии вибраций высокой частоты на возникновение конвекции // Известия АН СССР. Механика жидкости и газа. 1966. № 5. С. 51–55.
 57. Зеньковская С. М. Исследование конвекции в слое жидкости при наличии вибрационных сил // Известия АН СССР. Механика жидкости и газа. 1968. № 1. С. 55–58.
 58. Гершуни Г. З., Жуховицкий Е. М., Юрков Ю. С. О конвективной устойчивости при наличии периодически меняющегося параметра // Прикладная математика и механика. 1970. Т. 34. Вып. 3. С. 470–480.
 59. Маркман Г.С., Уринцев А.Л. О влиянии высокочастотных вибраций на возникновение вторичных конвективных режимов // Известия АН СССР. Механика жидкости и газа. 1976. № 2. С. 90–96.
 60. Зеньковская С. М. О влиянии вибрации на возникновение конвекции. Деп. 2437-78. РЖ № 11. Механика. 1978. 30 с.
 61. Зеньковская С. М. О влиянии горизонтальных колебаний на возникновение конвекции в слое жидкости // Известия СКНЦ ВШ. Естественные Науки. 1981. № 4. С. 43–45.
 62. Браверман Л.М., Гершуни Г.З., Жуховицкий Е.М., Колесников А.К., Шихов В.М. Новые результаты исследования вибрационно-конвективной неустойчивости // Тезисы 3 Всесоюзного семинара по гидромеханике и теплообмену в невесомости. Отделение общей

-
- физики и астрономии АН СССР. Отделение механики и процессов управления АН СССР. Черноголовка. 1984. С. 11–13.
63. Зеньковская С. М. О влиянии вибраций на возникновение конвекции // Гидромеханика. Киев. 1982. № 45. С. 62–65.
64. Рахманов А.И. Конвекция в колеблющемся слое вязкой жидкости. М.: ИПМ АН СССР, 1983. препринт № 114. 17 с.
65. Козлов В.Г. О вибрационной тепловой конвекции в полости, совершающей высокочастотные вращательные качания // Известия АН СССР. Механика жидкости и газа. 1988. № 3. С. 138–144.
66. Любимова Т.П. Диссертация на соискание степени доктора физ.-мат. наук. ПермГУ. 1996.
67. Гершуни Г.З., Жуховицкий Е.М. О свободной тепловой конвекции в вибрационном поле в условиях невесомости // Доклады АН СССР. 1979. Т. 249. № 3. С. 580–584.
68. Гершуни Г.З., Жуховицкий Е. М. О конвективной неустойчивости жидкости в вибрационном поле в невесомости // Известия АН СССР. Механика жидкости и газа. 1981. № 4. С. 12–19.
69. Гершуни Г.З., Жуховицкий Е. М. Вибрационная тепловая конвекция в невесомости // Гидромеханика и процессы переноса в невесомости. Свердловск: УНЦ АН СССР, 1983. С. 86–105.
70. Браверман Л.М. К вопросу о вибрационно-конвективной неустойчивости плоского слоя жидкости в невесомости // Известия АН СССР. Механика жидкости и газа. 1984. № 6. С. 178–180.
71. Браверман Л.М. О некоторых типах вибрационно-конвективной неустойчивости плоского слоя жидкости в невесомости // Известия АН СССР. Механика жидкости и газа. 1987. № 5. С. 4–6.
72. Avdeev S.V., Ivanov A.V., Kalmikov A.V., Gorbunov A.A., Nikitin S.A., Polezhaev V.I., Putin G.F., Zyuzgin A.V., Sazonov V.V., Beysens D., Garrabos Y., Zappoli B., Frohlich T. Experiments in the far and near critical

-
- fluid aboard “MIR” station with the use of “ALICE-1” instrument // Proceedings of Joint Xth European and VIth Russian Symposium on Physical Sciences in Microgravity. St. Peterburg. 1997. Vol. 1. P. 333–340.
73. Гершуни Г.З., Жуховицкий Е. М. Об устойчивости конвективного течения в вибрационном поле относительно пространственных возмущений // Известия АН СССР. Механика жидкости и газа. 1988. № 2. С. 116–122.
74. Шарифуллин А.Н. Устойчивость конвективного движения в вертикальном слое при наличии продольных вибраций // Известия АН СССР. Механика жидкости и газа. 1983. № 2. С. 186–188.
75. Шарифуллин А.Н. Волновая неустойчивость свободноконвективного движения в вибрационном поле // Нестационарные процессы в жидкостях и твердых телах. Свердловск : УНЦ АН СССР, 1983. С. 58–62.
76. Гершуни Г.З., Жуховицкий Е. М., Шихов В.М. Устойчивость конвективного течения в вертикальном слое при наличии поперечной вибрации // Сб. Конвективные течения. Пермь : Перм. пед. ин-т, 1987. С. 18–24.
77. Бирих Р.В., Чернатинский В.И., Шарифуллин А.Н. Вибрационная конвекция в цилиндрических слоях бесконечной и конечной длины при наличии постоянной составляющей силы тяжести // Тезисы 3 Всесоюзного семинара по гидромеханике и тепломассообмену в невесомости. Отделение общей физики и астрономии АН СССР. Отделение механики и процессов управления АН СССР. Черногловка. 1984. С. 28–29.
78. Любимов Д.В., Штраубе А.В. Вибрационная динамика слабонеоднородной взвеси // Сб. Вибрационные эффекты в гидродинамике. Пермь : ПермГУ, 1998. С. 237–250.

-
79. Лобов Н.И., Любимов Д.В., Любимова Т.П. Поведение двухслойной системы жидкость-взвесь в вибрационном поле // Известия РАН. Механика жидкости и газа. 1999. № 6. С. 55–62.
80. Straube A.V., Lyubimov D.V., Shklyaev S.V. Averaged dynamics of two-phase media in a vibration field // Phys. Fluids. 2006. Vol. 18. P. 3276–3284.
81. Теплов В.С. К проблеме устойчивости конвективных течений двухфазной среды в условиях вибрации высокой частоты // Известия РАН. Механика жидкости и газа. 2008. № 2. С. 21–30.
82. Теплов В.С. Устойчивость плоскопараллельного течения в вертикальном слое двухфазной среды в условиях вибрации высокой частоты // Вестник ПГТУ. ПММ. 2006. № 1. С. 28–34.
83. Брацун Д.А. Динамические свойства тепловой конвекции в двухфазной среде. Диссертация на соискание степени кандидата физ.-мат. наук. ПермГУ. 1997.
84. Bratsun D.A., Teplov V.S. On the stability of the pulsed convective flow with small heavy particles // Eur. Phys. Journal. 2000. AP. 10. P. 219–230.
85. Брацун Д.А., Теплов В.С. О параметрическом возбуждении вторичного течения в вертикальном слое жидкости в присутствии мелких твердых частиц // Сб. Вибрационные эффекты в гидродинамике. Пермь : ПермГУ, 2001. Вып. 2. С. 17–30.
86. Брацун Д.А., Теплов В.С. О параметрическом возбуждении вторичного течения в вертикальном слое жидкости в присутствии мелких твердых частиц // Прикладная механика и техническая физика. 2001. Т. 42. № 1. С. 48–55.
87. Forbes R. E., Garley C.T., Bell C.J. Vibration effects on convective heat transfer in enclosures // Paper ASME. 1969. № WA/HT-13.
88. Петров Б.Г., Славнов В.В., Шиманский Р.С. Экспериментальное исследование влияния вибраций на свободную тепловую конвекцию в

-
- вертикальном цилиндре // Сб. Гидродинамика. Пермь : Перм. пед. ин-т, 1974. Вып. 7. С. 137–145.
89. Иванова А.А. Экспериментальное изучение влияния вибраций на нестационарный конвективный теплоперенос в цилиндрической полости // Сб. Конвективные течения. Пермь : Перм. пед. ин-т, 1985. С. 45–57.
90. Иванова А.А., Козлов В.Г. Вибрационно-гравитационная конвекция в горизонтальном цилиндрическом слое // Сб. Конвективные течения. Пермь : Перм. пед. ин-т, 1985. С. 58–67.
91. Иванова А.А., Козлов В.Г. Экспериментальное изучение влияния вертикальных вибраций на конвекцию в горизонтальном цилиндрическом слое // Известия АН СССР. Механика жидкости и газа. 1985. № 6. С. 180–183.
92. Заварыкин М.П., Зорин С.В., Путин Г.Ф. О термоконвективной неустойчивости в вибрационном поле // Доклады АН СССР. 1988. Т. 299. № 2. С. 309–312.
93. Зорин С.В. Экспериментальное исследование тепловой конвекции в переменных силовых полях. Диссертация на соискание степени кандидата физ.-мат. наук. ПермГУ. 1988.
94. Заварыкин М.П., Зорин С.В., Путин Г.Ф. Экспериментальное исследование вибрационной конвекции // Доклады АН СССР. 1985. Т. 281. № 4. С. 815–816.
95. Зюзгин А.В. Информационно-коммуникационные технологии в преподавании и изучении естественно-научных дисциплин. Пермь : ПермГУ, 2007. 291 с.
96. Зюзгин А.В. Информационно-коммуникационная среда учебно-научной лаборатории университета. Пермь : ПермГУ, 2007. 298 с.
97. Фрик П. Г. Турбулентность: подходы и модели // Москва – Ижевск: Институт компьютерных исследований, 2003. С. 124–127.

-
98. Putin G.F., Zavarykin M.P., Zorin S.V., Zyuzgin A.V. Dynamic suppression and parametric resonance excitation of convection by the variable inertia field // Abstracts of International workshop “Non-gravitational mechanisms of convection and heat/mass transfer”. Zvenigorod. 1994. P. 12.
99. Заварыкин М. П., Зюзгин А. В., Путин Г. Ф. Экспериментальное исследование параметрической конвекции в переменном инерционном поле // Материалы Международного симпозиума “Устойчивость течений гомогенных и гетерогенных жидкостей”. Новосибирск. 1996. С. 40–41.
100. Заварыкин М.П., Зюзгин А.В. Путин Г.Ф. Экспериментальное исследование параметрической тепловой конвекции // Сб. Вибрационные эффекты в гидродинамике. Пермь : ПермГУ, 2000. Вып. 2. С. 80–99.
101. Putin G.F., Zyuzgin A.V. Convection and heat transfer in the variable inertia fields // Abstract of 2005 ASME Summer Heat Transfer Conference. San-Francisco. 2005. 1 p.
102. Putin G.F., Zavarykin M.P., Zyuzgin A.V. Parametric resonance convection in a modulated gravity field // Heat Transfer ASME. IMECE2005-80714. 2005. Part B. 8 p.
103. Гершуни Г.З., Жуховицкий Е.М. О параметрическом возбуждении конвективной неустойчивости // Прикладная математика и механика. 1963. Т. 27. № 5. С. 779–783.
104. Gresho P.M., Sani R.L. The effect of gravity modulation on the stability of a heated fluid layer // J. Fluid Mech. 1970. V. 40. № 4. P. 783–806.
105. Meyer C. W., Channel D.S., Ahlers G. Hexagonal and roll flow patterns in temporally modulated Rayleigh-Benard convection // Physical Review. 1992. A. 45. P. 8583–8604.
106. Roppo M. N., Davis S.N., Rosenblat S. Benard convection with time-periodic heating // Phys. Fluids. № 27. P. 796–803.

-
107. Wu Shung Fu, Wen Jiann Shien A study of thermal convection in an enclosure induced simultaneously by gravity and vibration // *International Journal Heat Mass Transfer*. 1992. Vol. 35. № 7. P. 1695–1709.
 108. Farooq A., Homsy G.M. Linear and nonlinear dynamics of a differentially heated slot under gravity modulation // *Journal Fluid Mechanics*. 1996. Vol. 313. P. 1–38.
 109. Biringen S., Peltier L.J. Numerical simulation of 3-D Benard convection with gravitational modulation // *Physics of Fluids A*. 1990. Vol. 2. P. 754–764.
 110. Clever R., Schubert G., Busse F.H. Three-dimensional oscillatory convection in a gravitationally modulated fluid layer // *Physics of Fluids A*. 1993. V. 5. № 10. P. 2430–2437.
 111. Saunders B.V., Murray B.T., McFadden G.B., Coriell S.R., Weeler A.A. The effect of gravity modulation on thermosolutal convection in an infinite layer of fluid // *Physics of Fluids A*. 1992. Vol. 4. № 6. P. 1176–1189.
 112. Lage J.L., Bejan A. The resonance of natural convection in an enclosure heated periodically from the side // *International Journal Heat Mass Transfer*. 1993. Vol. 36. P. 2027–2038.
 113. Antohe B.V., Lage J.L. A dynamic thermal insulator: inducing resonance within a fluid saturated porous medium heated periodically from the side // *International Journal Heat Mass Transfer*. 1994. Vol. 37. № 5. P. 771–782.
 114. Farooq A., Homsy G.M. Streaming Flows Due to G-Jitter-Induced Natural Convection // *Journal Fluid Mechanics*. 1994. Vol. 271. P. 351–378.
 115. Wang F.C., Ramachandran N. and Baugher C.R. Vibration Convection of Fluids in a Crystal Growth Cavity // AIAA 96-0597. 34-th Aerospace Sciences Meeting & Exhibit. Reno. 1996.
 116. Biringen S., Peltier L.J. Numerical simulation of 3-D Benard convection with gravitational modulation // *Physics of Fluids A*. 1993. Vol. 2. P. 754–764.

-
117. Clever R., Schubert G., Busse F.H. Three-Dimensional Oscillatory Convection in a Gravitationally Modulated Fluid Layer // *Physcal Fluids A*. 1990. Vol. 5. № 10. P. 2430–2437.
118. Семенов В.А. Параметрическая неустойчивость неравномерно нагретого слоя жидкого диэлектрика в переменном электрическом поле // *Известия АН СССР. Механика жидкости и газа*. 1993. № 5. С. 184–186.
119. Sliomis M.I., Brancher J.P. and Souhar M. Parametric excitation of convection in magnetic fluid under a time-periodic magnetic field // *Abstracts of the 7-th International Conference on Magnetic Fluids*. Bhavnagar. 1995. P. 221–222.
120. Baytas A.C. Bouyancy-driven flow in an enclosure containing time periodic internal sources // *Heat Mass Transfer*. 1996. Vol. 31. P. 113–119.
121. Gershuni G.Z., Nepomnyashchy A.A., Smorodin B.L., Velarde M.G. On parametric excitation of thermocapillary and thermogravitational convective instability // *Microgravity Quarterly*. 1994. Vol. 4. P. 215–220.
122. Смородин Б.Л., Шавкунов В.С. О параметрическом возбуждении термоэлектрической конвекции // *Вестник Пермского университета*. Пермь : ПермГУ, 1997. Вып. 2. С. 30–38.
123. Rogers J.L., Schatz M.F., Bougie J.L., Swift J.B. Rayleigh-bénard convection in a vertically oscillated fluid layer // *Physical review letters*. 2000. Vol. 84. № 1. P. 87–90.
124. Rogers J.L., Schatz M.F., Brausch O., Pesch W. Superlattice patterns in vertically oscillated rayleigh-bénard convection // *Physical review letters*. 2000. Vol. 85. № 20. P. 4281–4284.
125. Гершуни Г.З., Дурьманова А.П., Жуховицкий Е.М. К вопросу о параметрическом возбуждении конвективной неустойчивости при нагреве сверху // *Сб. Конвективные течения*. Пермь : Перм. пед. ин-т, 1985. С. 14–18.

-
126. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Гидродинамика. М.: Наука, 1988. 736 с.
127. Варгафтик Н.Б. Справочник по теплофизическим свойствам газов и жидкостей. М.: Наука, 1972. 720 с.
128. Таблицы физических величин. Справочник под редакцией Кикоина И.К. М.: Атомиздат, 1976. 1006 с.
129. Богатырев Г.П., Ермаков М.К., Иванов А.И., С.А.Никитин, В.И.Полежаев, Путин Г.Ф. Экспериментальное и теоретическое исследование тепловой конвекции в наземной модели конвективного датчика // Известия РАН. Механика жидкости и газа. 1994. № 5. С. 67–75.
130. Бабушкин И.А., Иванов А.И., Путин Г.Ф., Тронин Д.Б. Экспериментальное исследование влияния качаний на конвективные течения в цилиндрической полости // Сб. Вибрационные эффекты в гидродинамике. Пермь : ПермГУ, 2000. Вып. 2. С. 80–99.
131. Гетлинг А.В. Формирование пространственных структур в конвекции Рэлея-Бенара // Успехи физических наук. 1991. Т. 161. № 9. С. 1–80.
132. Avdeev S.V., Ivanov A.V., Kalmikov A.V., Gorbinov A.A., Nikitin S.A., Polezhaev V.I., Putin G.F., Zyuzgin A.V., Sazonov V.V., Beysens P., Garrabos Y., Zappoli B., Frohlich T. Experiments on the far and near critical fluid aboard “MIR” station with the use of “ALICE-1” instrument // Abstracts of Joint Xth European and VIth Russian Symposium on Physical Sciences in Microgravity. St. Peterburg. 1997. P. 165.
133. Авдеев С.В., Горбунов А.А., Емельянов В.М., Зюзгин А.В., Иванов А.И., Калмыков А.В., Полежаев В.И., Путин Г.Ф. О конвекции околоскритической жидкости в условиях микроускорений при орбитальном полете станции “Мир” // Тезисы докладов 12 Международной зимней школы по механике сплошных сред. Пермь. 1999. С. 60.

-
134. Зюзгин А.В., Иванов А.И., Полежаев В.И., Путин Г.Ф., Соболева Е.Б. Исследование околокритической жидкости в условиях микрогравитации: эксперименты на станции “Мир” и численное моделирование // Тезисы 1 Российской конференции по космическому материаловедению. Калуга. 1999. С. 49.
135. Полежаев В.И., Емельянов В.М., Путин Г.Ф., Зюзгин А.В., Иванов А.И., Калмыков А.В., Сазонов В.В., Левтов В.Л., Романов В.В. Влияние вибраций на тепломассоперенос в околокритической жидкости в условиях невесомости (постановка и предварительные результаты эксперимента “Алис-2-Вибро”. Станция “Мир”. 1999 год) // Тезисы 1 Российской конференции по космическому материаловедению. Калуга. 1999. С. 51.
136. Авдеев С.В., Падалка Г.И., Афанасьев В.М., Иванов А.И., Калмыков А.В., Левтов В.Л., Романов В.В., Полежаев В.И., Емельянов В.М., Путин Г.Ф., Зюзгин А.В., Бейсанс Д., Гаррабос И., Лекурт-Шабо К., Ваненбургер Р. Экспериментальное исследование влияния вибраций на процессы тепло- и массопереноса в околокритической среде: описание и предварительные результаты анализа данных эксперимента “ALICE-2-Вибро” на орбитальном комплексе “Мир” // VII Российский симпозиум “Механика невесомости. Итоги и перспективы фундаментальных исследований гравитационно-чувствительных систем”. Москва. 2000. С. 19.
137. Зюзгин А.В., Иванов А.И., Полежаев В.И., Путин Г.Ф., Соболева Е.Б. Исследование околокритической жидкости в условиях микрогравитации: эксперименты на станции “Мир” и численное моделирование // Космонавтика и ракетостроение. 2000. № 19. С. 56–63.
138. Avdeev S., Padalka G., Afanasiev V., Ivanov A., Kalmykov A., Levтов V., Romanov V., Polezhaev V., Emelianov V., Putin G., Zyuzgin A.

-
- Experimental study of transport phenomena in nearcritical fluid affected by vibration: the description and preliminary results of space experiment onboard Mir station (february-marth 1999) // Materials of International School “Nonlinear Problems of Theory Hydrodynamic Stability and Turbulence” . Moscow. 2000. P. 15–16.
139. Zyuzgin A.V., Ivanov A.I., Polezhaev V.I., Putin G.F. The heat convection of near critical fluids in the condition of microgravity // Materials of International School “Nonlinear Problems of Theory Hydrodynamic Stability and Turbulence”. Moscow. 2000. P. 99–100.
140. Зюзгин А.В., Иванов А.И., Полежаев В.И., Путин Г.Ф. О конвекции околкритической жидкости в условиях реальной невесомости на орбитальной станции “Мир” // Сб. Вибрационные эффекты в гидродинамике. Пермь : ПермГУ, 2000. Вып. 2. С. 100–121.
141. Polezhaev V.I., Emelianov V.M., Gorbunov A.A., Soboleva E.B., Putin G.F., Zyuzgin A.V., Sazonov V.V., Avdeev S., Ivanov A., Kalmykov A.V., Beysens D., Garrabos Y., Frolich T., Zappoli B. Study of Near-Critical Fluid on “Mir” Using the ALICE-1 Instrument // Proceedings of International Symposium “International Scientific Cooperation onboard Mir”. Lyon. 2001. P. 309–316.
142. Зюзгин А.В., Иванов А.И., Полежаев В.И., Путин Г.Ф., Соболева Е.Б. Конвективные движения в околкритической жидкости в условиях реальной невесомости // Космические исследования. 2001. Т. 39. № 2. С. 188–201.
143. Зюзгин А.В., Иванов А.И., Полежаев В.И., Путин Г.Ф. Тепловая конвекция сверхкритической жидкости в условиях реальной невесомости // Материалы Международной школы “Нелинейные задачи теории гидродинамической устойчивости”. М.: МГУ, 2002. С. 143–157.

-
144. Polezhaev V.I., Gorbunov A.A., Emelianov V.M., Soboleva E.B., Sazonov V.V., Levtov V.L., Romanov V.V., Putin G.F., Zyuzgin A.V. Convection and heat transfer in near-critical fluid: study on MIR and project of the experiment CRIT on ISS // Abstracts of 41st AIAA Aerospace Science meeting and exhibit. Reno. 2003. 1 p.
145. Polezhaev V.I., Gorbunov A.A., Emelianov V.M., Soboleva E.B., Sazonov V.V., Levtov V.L., Romanov V.V., Putin G.F., Zyuzgin A.V., Ivanov A.I. Convection and heat transfer in near-critical fluid: study on MIR and project of the experiment CRIT on ISS // AIAA. 2003. № 2003-1305. 11 p.
146. Zyuzgin A.V., Putin G.F., Ivanov A.I., Kalmykov A.V., Polezhaev V. I., Emelianov V.M. Convection of the supercritical fluid in field of controlled and uncontrolled microacceleration // Abstract of 34th COSPAR Scientific Assembly the Second World Space Congress. Houston. 2002. 1 p.
147. Путин Г.Ф., Бабушкин И.А., Богатырев Г.П., Глухов А.Ф., Зильберман Е.А., Зюзгин А.В., Ишуткин А.И., Козлов А.А. Исследование тепловой конвекции в условиях микрогравитации на космических аппаратах // Региональный конкурс РФФИ-Урал. Результаты научных исследований за 2001. Аннотационные отчеты. Сборник статей. Пермь : Пермский научный центр УрО РАН, 2002. С. 56–58.
148. Путин Г.Ф., Бабушкин И.А., Богатырев Г.П., Глухов А.Ф., Зильберман Е.А., Зюзгин А.В., Ишуткин А.И., Козлов А.А. Исследование тепловой конвекции в условиях микрогравитации на космических аппаратах // Региональный конкурс РФФИ-Урал. Результаты научных исследований за 2002. Аннотационные отчеты. Сборник статей. Пермь : Пермский научный центр УрО РАН, 2003. С. 125–128.
149. Зюзгин А.В., Путин Г.Ф., Щербакова Н.Г., и Чудинов А.В. О тепловой конвекции в условиях контролируемых микроускорений // Тезисы

-
- докладов 13-ой Зимней школы по механике сплошных сред. Пермь. 2003. С. 182.
150. Полежаев В.И., Горбунов А.А., Емельянов В.М., Леднев А.К., Соболева Е.Б., Бабушкин И.А., Глухов А.Ф., Путин Г.Ф., Зильберман Е.А., Зюзгин А.В., Сазонов В.В., Иванов А.И., Калмыков А.В. Состояние исследований конвекции и процессов теплопереноса в околоскритической жидкости и уточнение требований к аппаратуре для экспериментов, планируемых по проекту “Крит”, на Российском Сегменте Международной Космической Станции // Аннотации докладов научно-исследовательского семинара “Механика невесомости и гравитационно-чувствительные системы”. М.: ИПМех РАН, 2002. С. 16–18.
151. Zyuzgin A.V., Putin G.F., Ivanova N.G., Chudinov A.V., Ivanov A.I., Kalmykov A.V., Polezhaev V. I., Emelianov V.M. The heat convection of nearcritical fluid in the controlled microacceleration field under zero-gravity condition // *Advances in Space Research*. 2003. Vol. 32. № 2. P. 205–210.
152. Горбунов А.А., Емельянов В.М., Леднев А.К., Путин Г.Ф., Зюзгин А.В., и др. Исследование конвекции околоскритической жидкости. Проект “Крит” на Российском сегменте международной космической станции // Тезисы докладов II Российской конференции по космическому материаловедению. Калуга. 2003. С. 33.
153. Зюзгин А.В., Путин Г.Ф., Щербакова Н.Г. и Чуудинов А.В. О тепловой конвекции околоскритической жидкости в условиях микрогравитации // Тезисы докладов II Российской конференции по космическому материаловедению. Калуга. 2003. С. 65.
154. Zyuzgin A.V., Putin G.F., Harisov A.F. The thermovibrational convection in the microgravity condition. Ground-based modelling // *Abstract of 35th Committee on Space Research (COSPAR) Scientific Assembly*. Paris. 2004. ID-NR: COSPAR04-A-04167. 1 p.

-
155. Emelianov V.M., Lednev A.K., Polezhaev V.I., Ivanov A.I., Putin G.F., Zyuzgin A.V., Beysens D., and Garrabos Y. Convection and heat transfer experiments in supercritical fluid under microgravity: From MIR to ISS // Abstracts of 2nd International Symposium on Physical Sciences in Space held jointly with Spacebound 2004. Toronto. 2004. 2 p.
156. Emelianov V.M., Lednev A.K., Polezhaev V.I., Ivanov A.I., Putin G.F., Zyuzgin A.V., Beysens D., and Garrabos Y. Convection and heat transfer experiments in supercritical fluid under microgravity: From MIR to ISS // Microgravity Science and Technology Journal. Vol. XVI. Iss. 1(2005). 2005. P. 164–169.
157. Зюзгин А.В. Экспериментальное изучение процессов тепломассопереноса в околокритической жидкости, в условиях реальной невесомости на борту орбитального комплекса “Мир” // В кн. Наука Пермского края. Год 2003. Издание администрации Пермской области и Пермского научного центра УРО РАН, 2004. С. 78–79.
158. Бабушкин И.А., Глухов А.Ф., Емельянов В.М., Зюзгин А.В., Иванов А.И., Кузнецов С.М., Полежаев В.И., Путин Г.Ф. О применении конвективных датчиков с газообразной околокритической средой для обнаружения и измерения микроускорений в реальной невесомости // Сборник тезисов докладов Пятого международного аэрокосмического конгресса IAC'06. Москва. 2006. С. 292–293.
159. Бабушкин И.А., Глухов А.Ф., Емельянов В.М., Зюзгин А.В., Иванов А.И., Левтов В.Л., Максимова М.М., Полежаев В.И., Путин Г.Ф., Романов В.В. Вибрационные эксперименты с конвективным датчиком "Дакон" на орбитальной станции "Мир" // Сборник тезисов докладов Пятого международного аэрокосмического конгресса IAC'06. Москва. 2006. С. 296–297.
160. Зюзгин А.В., Иванов Н.А., Кузнецов С.М., Путин Г.Ф. Влияние вращения орбитального комплекса на теплообмен от точечного

-
- источника тепла в сверхкритической жидкости // НОЦ "Неравновесные переходы в сплошных средах". Итоги работы за 2005 год. 2006. С. 51–54.
161. Зюзгин А.В., Кузнецов С.М., Мельников П.А., Путин Г.Ф., Иванов А.И., Максимова М.М., Емельянов В.М., Полежаев В.И. Тепловая конвекция в условиях микрогравитации. Эксперименты на ОК “Мир” и наземное моделирование // Тезисы докладов Пятого международного аэрокосмического конгресса. 2006. С. 295–296.
162. Polezhaev V.I., Emelyanov V.M., Gorbunov A.A., Putin G.F., Zyuzgin A.V., Ivanov A.I., Beysens D., Garrabos Y. Preparation for the VIP-CRIT space experiment on the ISS: an analysis of MIR experiments and ground-based studies of heat transfer and phase separation in near-critical fluid // Journal of the Japan Society of Microgravity Application. 2008. Vol. 25. № 3. P. 285–290.
163. Бабушкин И.А., Глухов А.Ф., Зюзгин А.В., Кузнецов С.М., Путин Г.Ф., Емельянов В.М., Полежаев В.И., Иванов А.И., Калмыков А.В., Максимова М.М. Конвективные датчики с газообразной и околокритической средой для обнаружения и измерения микроускорений в реальной невесомости: Эксперименты на станции МИР и проекты на МКС // Материалы Пятого аэрокосмического конгресса. Москва. 2008. С. 719–726.
164. Емельянов В.М., Горбунов А.А., Леднев А.К., Никитин С.А., Полежаев В.И., Соболева Е.Б., Иванов А.И., Путин Г.Ф., Зюзгин А.В. Эксперимент “Крит” и его подготовка на МКС. Результаты моделирования и анализ экспериментов на станции “Мир” // Аннотации докладов научно-исследовательского семинара “Механика невесомости и гравитационно-чувствительные системы” М.: ИПМех РАН, 2009. препринт. С. 41–46.

-
165. Зюзгин А.В. Использование конвективных датчиков для обнаружения и измерения микроускорений в реальной невесомости. Управление конвекцией в реальной невесомости. Наземное моделирование. Комплексные практикумы // Аннотации докладов научно-исследовательского семинара “Механика невесомости и гравитационно-чувствительные системы” М.: ИПМех РАН, 2009. препринт. С. 49–50.
166. Иванов А.И. Основные итоги экспериментов в области космического материаловедения и физики жидкости, выполненные на орбитальном комплексе “Мир”, и перспективы дальнейших исследований на МКС // Сб. трудов VII Российского симпозиума “Механика невесомости. Итоги и перспективы фундаментальных исследований гравитационно-чувствительных систем”. Москва. 2000. С. 67–90.
167. Полежаев В.И. Процессы конвективного тепло- и массообмена в условиях микрогравитации. Итоги и перспективы фундаментальных и прикладных исследований // Сб. трудов VII Российского симпозиума “Механика невесомости. Итоги и перспективы фундаментальных исследований гравитационно-чувствительных систем”. Москва. 2000. С. 52–66.
168. Мильвидский М.Г., Вerezуб Н.А., Картавых А.В. и др. Выращивание кристаллов полупроводников в космосе: результаты, проблемы, перспективы // Кристаллография. 1997. Т. 42. № 5. С. 913–923.
169. Duffar Th., Benz K.W., Brinkman A. 25 Years of crystal growth experiments under microgravity conditions // Proceedings of First International Symposium on Microgravity Research and Applications in Physical Sciences and Biotechnology. Sorrento. 2000. Vol. 1. P. 403–406.
170. Земсков В.М., Раухман М.Р., Шалимов В.П. Гравитационная чувствительность расплавов при выращивании кристаллов InSb:Te

-
- методами Бриджмена и плавающей зоны в условиях микрогравитации // *Космические исследования*. 2001. Т. 39. № 4. С. 351–358.
171. Земсков В.М., Раухман М.Р., Шалимов В.П. Гравитационная чувствительность растворов-расплавов при кристаллизации двухфазных InSb–InBi сплавов в космических условиях // *Космические исследования*. 2001. Т. 39. № 4. С. 359–364.
172. Полежаев В.И. Режимы микроускорений, гравитационная чувствительность и методы анализа технологических экспериментов в условиях невесомости // *Известия РАН. Механика жидкости и газа*. 1994. № 5. С. 22–45.
173. Сазонов В.В., Комаров М.М., Полежаев В.И., Никитин С.А., Ермаков М.К., Стажков В.М., Зыков С.Г., Рябуха С.Б., Асеево Х., Либерман Е. Микроускорения на орбитальной станции Мир и оперативный анализ гравитационной чувствительности конвективных процессов тепло-массопереноса // *Космические исследования*. 1999. Т. 37. № 1. С. 86–101.
174. Савичев В.В., Ветошкин А.М., Корольков А.В. О влиянии эволюции вектора остаточных ускорений на гидродинамические системы // Сб. трудов VII Российского симпозиума “Механика невесомости. Итоги и перспективы фундаментальных исследований гравитационно-чувствительных систем”. Москва. 2000. С. 304–311.
175. Monti R., Savino R. The fluid dynamic disturbances due to the microgravity environment prevailing on the international space station // *Proceedings of First International Symposium on Microgravity Research and Applications in Physical Sciences and Biotechnology*. Sorrento. 2000. Vol. 2. P. 813–822.
176. Сарычев В.А., Беляев М.Ю., Сазонов В.В., Тянь Т.Н. Определение микроускорений на орбитальных комплексах “Салют-6” и “Салют-7” // *Космические исследования*. 1986. Т. 24. № 3. С. 337–344.

-
177. Сазонов В.В., Ермаков М.К., Иванов А.И. Измерение микроускорений на орбитальной станции "Мир" во время экспериментов на установке "ALICE" // Космические исследования. 1998. Т. 36. № 2. С. 156.
178. Симаков С.В., Кундик И.А. Оценка влияния основных источников возмущений на микрогравитационную обстановку в модулях ОС Мир по данным аппаратуры SAMS и MASU // Космические исследования. 2001. Т. 39. № 2. С. 116–128.
179. Рябуха С.Б., Киселев С.В. Некоторые особенности вибрационных возмущений на борту орбитального комплекса Мир // Космические исследования. 2001. Т. 39. № 2. С. 129–135.
180. Беляев М.Ю., Зыков С.Г., Рябуха С.Б., Сазонов В.В., Сарычев В.А., Стажков В.М. Математическое моделирование и измерение микроускорений на орбитальной станции "Мир" // Известия РАН. Механика жидкости и газа. 1994. № 5. С. 5–14.
181. Сазонов В.В., Беляев М.Ю., Ефимов Н.И., Стажков В.М., Бабкин Е.В. Определение квазистатической составляющей микроускорения на станции Мир // Космические исследования. 2001. Т. 39. № 2. С. 136–147.
182. Ветлов В.И., Новичкова С.М., Сазонов В.В. и др. Режим гравитационной ориентации для Международной космической станции // Космические исследования. 2001. Т. 39. № 4. С. 408–416.
183. Бармин И.В., Волков М.В., Егоров А.В., Реут Е.Ф., Сенченков А.С. Результаты измерений ускорений на технологических установках на борту спутника "Фотон" // Космические исследования. 2001. Т. 39. № 4. С. 380–390.
184. Сазонов В.В., Абрашкин В.И., Казакова А.Е. и др. Анализ низкочастотных ускорений на борту спутника "Фотон-11" // Космические исследования. 2001. Т. 39. № 4. С. 391–407.

-
185. Sickinger P., Hamacher H. Microgravity conditions on ISS - acceleration measurements with QSAM // Proceedings of First International Symposium on Microgravity Research and Applications in Physical Sciences and Biotechnology. Sorrento. 2000. Vol. 2. P. 895–896.
186. Бармин И.В., Полежаев В.И., Путин Г.Ф., Сенченков А.С. и др. Программа экспериментов на установке для исследования гидродинамических явлений в условиях невесомости // Известия АН СССР. Серия физическая. 1985. Т. 49. № 4. С. 698–707.
187. Богатырев Г.П., Иванов А.И., Полежаев В.И., Путин Г.Ф. и др. Экспериментальное и теоретическое исследование тепловой конвекции в наземной модели конвективного датчика // Известия РАН. Механика жидкости и газа. 1994. № 5. С. 67–75.
188. Bogatyryov G.P., Putin G.F., Polezhaev V.I., Ivanov A.I. et al. A system for analysis and measurement of convection aboard space station: objectives, mathematical and ground-based modeling // AIAA. 1995. № 95-0890. 10 p.
189. Bogatyrev G.P., Putin G.F., Ivanov A.I., Polezhaev V.I. et al. A System for measurement of convection aboard space station // Proceedings of Third Microgravity Fluid Physics Conference. Cleveland. NASA Lewis Research Center. 1996. P. 813–818.
190. Sazonov V.V., Putin G.F., Babushkin I.A., Avdeev S.V., Ivanov A.I. et al. On measurement of low-frequency microaccelerations onboard orbital station “MIR” with the use of thermal convection sensor “DACON” // AIAA. 2000. № 2000–0569. 10 p.
191. Бабушкин И.А., Путин Г.Ф., Иванов А.И., Сазонов В.В. и др. Измерение низкочастотных микроускорений на борту ИЗС с помощью датчика конвекции // Сб. трудов VII Российского симпозиума “Механика невесомости. Итоги и перспективы фундаментальных исследований гравитационно-чувствительных систем. Москва. 2000. С. 123–136.

-
192. Avdeev S., Ivanov A., Sazonov V., Putin G. et al. On Measurement of low-frequency microaccelerations onboard orbital station “MIR” with the use of thermal convection sensor “DACON”// Proceedings of International Symposium “International Scientific Cooperation onboard Mir”. Lyon. 2001. P. 465–470.
193. Yuferev V.S., Konstantinov V.B., Budenkova V.N. Numerical and experimental study of thermal convection under quasi-static component of microgravity field // Proceedings of First International Symposium on Microgravity Research and Applications in Physical Sciences and Biotechnology. Sorrento. 2000. Vol. 1. P. 167–174.
194. Буденкова О.Н., Юфереv В.С. Численное моделирование эксперимента по изучению конвекции, вызванной квазистатической компонентой поля микроускорений, методом голографической интерферометрии реального времени // Сб. трудов VII Российского симпозиума “Механика невесомости. Итоги и перспективы фундаментальных исследований гравитационно-чувствительных систем”. Москва. 2000. С. 291–303.
195. Косвинцев С.Р., Путин Г.Ф., Сорокин М.П. и др. Наземное моделирование тепловой конвекции в условиях, приближенных к невесомости // Сб. Численное и экспериментальное моделирование гидродинамических явлений в невесомости. Свердловск : УНЦ АН СССР, 1988. С. 56–62.
196. Богатырев Г.П., Путин Г.Ф., Сорокин М.П. и др. Лабораторное и математическое моделирование тепловой конвекции в условиях, близких к невесомости // В кн. Гидромеханика и теплообмен при получении материалов. М.: Наука, 1990. С. 282–286.
197. Повицкий А.С., Любин Л.Я. Основы динамики и теплообмена жидкостей и газов при невесомости. М.: Машиностроение, 1972. 252 с.

-
198. Ivanova A., Kozlov V., Lyubimov D., Lyubimova T. Convective processes in a fluid subjected to static gravity and non-translational oscillations // Abstracts of Ninth European Symposium “Gravity-Dependent Phenomena in Physical Sciences”. Berlin. 1995. P. 291.
199. Любимов Д.В., Любимова Т.П., Никитина А.А. Средние течения при высокочастотных качаниях эллиптического цилиндра // Сб. Вибрационные эффекты в гидродинамике. Пермь : ПермГУ, 1998. С. 195–203.
200. Бабушкин И.А., Иванов А.И., Путин Г.Ф., Тронин Д.Б. Экспериментальное исследование влияния качаний на конвективные течения в цилиндрической полости // Сб. Вибрационные эффекты в гидродинамике. Пермь : ПермГУ, 2001. Вып. 2. С. 7–16.
201. Любимова Т.П., Никитина А.А. Средние течения неоднородно нагретой жидкости в эллиптическом цилиндре, совершающем вращательные вибрации // Сб. Вибрационные эффекты в гидродинамике. Пермь : ПермГУ, 2001. Вып. 2. С. 189–201.
202. Земсков В.С. Исследование кристаллов твердых растворов германий-кремний-сурьма, полученных в эксперименте “Универсальная печь” программы “Союз-Аполлон”// Физика твердого тела. 1978. Т. 21. № 4. С. 978–1000.
203. Zemskov V.S., Barmin I.V., Senchenkov A.S. et al. Experiments on directional crystallization of indium antimonide on photon automatic satellites // Proceedings of AIAA/IKI Microgravity Science Symposium. Moscow. 1991. P. 124–129.
204. Danilevsky A.H., Boschert St., Benz K.W. The effect of the orbital attitude on the μg -growth of InP crystals // Microgravity Science and Technology. 1997. Vol. 10. № 2. P. 106–112.
205. Gillies D.C., Lebozky S.L., Szofran F.R. et al. Effect of residual acceleration during microgravity directional solidification of mercury

-
- cadmium telluride on the USMP-2 mission // Journal of Crystal Growth. 1997. Vol. 174. P. 101.
206. Bannester T.C., Grodzka P.G. Heat flow and convection demonstration experiments aboard Appolo 14 // Science. 1972. Vol. 176. № 4034. P. 506–508.
207. Azuma H., Ohnishi M. et al. Preliminary results from IML-2 experiments on influens of g-jitter on diffusion // Abstracts of Ninth European Symposium “Gravity-Dependent Phenomena in Physical Sciences”. Berlin. 1995. P. 347–348.
208. Ramachandran N, Baugher C.R., Rogers J. et al. Thermal diffusion experiment “Chuck” – payload of stable // Proceedings of Third Microgravity Fluid Physics Conference. Cleveland. NASA Lewis Research Center. 1996. P. 213–224.
209. Putin G.F., Glukhov A.F., Babushkin I.A., Bogatyrev G.P., Ivanov A.I. Experiment “Dacon” for measurement and analysis of thermal convection onboard orbital station “Mir”. AIAA. 2000. № 2000 – 0569. 7 p.
210. Бабушкин И.А., Путин Г.Ф., Авдеев С.В., Иванов А.И и др. Экспериментальное исследование тепловой конвекции на орбитальном комплексе “Мир” с помощью прибора “Дакон”// Сб. трудов VII Российского симпозиума “Механика невесомости. Итоги и перспективы фундаментальных исследований гравитационно-чувствительных систем”. Москва. 2000. С. 99–122.
211. Бабушкин И.А., Богатырев Г.П., Глухов А.Ф., Путин Г.Ф., Авдеев С.В., Бударин Н.М., Иванов А.И., Максимова М.М. Изучение тепловой конвекции и низкочастотных микроускорений на орбитальном комплексе “Мир” с помощью датчика “Дакон” // Космические исследования. 2001. Т. 32. № 2. С. 150–158.
212. Никитин С.А., Полежаев В.И., Сазонов В.В. Об измерении квазистатической компоненты микроускорения на борту ИСЗ с

-
- помощью датчика конвекции // Космические исследования. 2001. Т. 32. № 2. С. 179–187.
213. Бессонов О.А., Полежаев В.И. Математическое моделирование конвекции в датчике “Дакон” в условиях реального космического полета // Космические исследования. 2001. Т. 32. № 2. С. 170–178.
214. Guenoun P., Khalil B., Beysens D., Garrabos Y., Kammoun F., Neindre B., Zappoli B. Thermal cycle around the critical point of carbon dioxide under reduced gravity // Physical review E. 1993. Vol. 47. № 3. P. 1531–1540.
215. Garrabos Y., Bonetti M., Beysens D., Perrot F., Frohlich T., Carles P., Zappoli B. Relaxation of a supercritical fluid after a heat pulse in the absence of gravity effects: Theory and experiments // Physical review E. 1998. Vol. 57. № 5. P. 5665–5681.
216. Polezhaev V.I., Emelianov V.M., Gorbunov A.A. Near critical fluids in microgravity: concept of research and new results of convection modeling // Proceedings of Joint 1st Pan Pacific Basin Workshop and 4th Japan China Workshop on Microgravity Science. Tokyo. 1998. 7 p.
217. Beysens D., Bonetti M., Frohlich T., Garrabos Y., Guenoun P., Neindre B., Perrot F. Near critical fluids in space // Proceedings of XXII Meeting of Statistical physics. Ensenada. 1992. 31 p.
218. Гитерман М.Ш., Штейнберг В.А. Критерии возникновения свободной конвекции в сжимаемой, вязкой и теплопроводной жидкости // Прикладная математика и механика. 1970. Вып. 2. С. 325–331.
219. Штейнберг В.А. Конвекция сжимаемой жидкости и ее особенности вблизи критической точки. Диссертация на соискание степени кандидата физ.-мат. наук. Москва. ВНИИФТРИ. 1971.
220. Полежаев В.И., Емельянов В.М., Иванов А.И., Калмыков А.В., Бейсанс Д., Гаррабос И. Экспериментальное исследование влияния вибраций на процессы переноса в сверхкритической жидкости в условиях

-
- микрогравитации // Космические исследования. 2001. Т. 39. № 2. С. 201–206.
221. Laherrere J.M., Koutsikides P. ALICE an instrument for the analysis of fluids close to their point in microgravity // Acta Astronautica, 1993. Vol. 29. № 10/11. P. 861–870.
222. Marcout, R., J. Zwillig, J. Laherrere, et al. ALICE 2 – an Advanced facility for the analysis of fluids close to their critical point in microgravity // 45th Congress of the International Astronautical Federation. Jerusalem. 1994. IAF-94-J-2.
223. Богатырев Г.П., Путин Г.Ф., Сорокин М.П. и др. Лабораторное моделирование тепловой конвекции в условиях, близких к невесомости // Гидромеханика и теплообмен при получении материалов. М: Наука, 1980. С. 282–286.
224. Сазонов В.В. Зависимость компонентов вектора квазистатического ускорения от времени. Частное сообщение.
225. Zyuzgin A.V., Putin G.F., Harisov A.F. Ground-based modeling of thermo-vibrational convection in microgravity conditions // Abstracts of International Conference on Advanced Problem in Thermal Convection. Perm. 2003. P. 271.
226. Зюзгин А.В., Путин Г.Ф., Харисов А.Ф. Наземное моделирование термо-вибрационной конвекции в реальной невесомости // Известия РАН. Механика жидкости и газа. 2007. № 3. С. 21–30.
227. Putin G.F., Babushkin I.A., Bogatyrev G.P., Glukhov A.F., Zilberman E.A., Ivanov A.I., Maksimova M.M., Polezhaev V.I., Bessonov O.A., Nikitin S.A., Sazonov V.V. On the measurement of low-frequency microaccelerations on board of an orbital station by the convection sensor “Dacon” // Advances in Space Research. 2003. Vol. 32. № 2. P. 199–204.
228. Зорин С.В., Иванова А.А., Козлов В.Г. Экспериментальное исследование формы фазовых включений в вибрационном поле // Сб.

-
- Вибрационные эффекты в гидродинамике. Пермь : ПермГУ, 1998. Вып. 1. С. 109–119.
229. Зорин С.В., Путин Г.Ф. Лабораторное моделирование процесса развития термоконвекции // Известия АН СССР. Физика атмосферы и океана. 1988. Т. 24. № 4. С. 351–358.
230. Kozlov V.G. Experimental investigation of vibrational convection in pseudoliquid layer // Proceeding 1st International Symposium on Hydromechanics and Heat/Mass Transfer in Microgravity. Perm. Moscow. 1991. Amsterdam : Gordon and Breach, 1992. P. 57–61.
231. Polezhaev V. I., Emelianov V. M., Ivanov A. I., Kalmykov A. V., Beysens D., Garrabos Y. An experimental study of the effect of vibrations on supercritical fluid transfer processes under microgravity conditions // Cosmic Research. Vol. 39. № 2. 2001. P. 187–191.
232. Зюзгин А.В., Келлер И.О., Шилков А.В. Автоматическое управление конвективной устойчивостью в термосифоне // Тезисы докладов. Первая Международная зимняя школа по механике сплошных сред. Екатеринбург : УрО РАН, 1995. С. 110–111.
233. Гордеев А.А., Зюзгин А.В., Линевич М.А., Трушников М.С., Шилков А.В. Динамическое управление конвективной устойчивостью. В кн. Физика конденсированного состояния вещества. Пермь : ПермГУ, 1996. С. 34–41.
234. Putin G.F., Shilkov A.V., Trushnikova M.S., Zyuzgin A.V. The experimental realization of active control of convection // Abstracts of Joint Xth European and VIth Russian Symposium on Physical Sciences in Microgravity. St. Peterburg. 1997. P. 70/1–70/2.
235. Putin G.F., Zyuzgin A.V. Experimental realization of dynamic control of convective stability // Proceedings of Joint Xth European and VIth Russian Symposium on Physical Sciences in Microgravity. St. Petersburg. 1997. Vol. 1. P. 262–265.

-
236. Зюзгин А.В., Путин Г.Ф., Трушникова М.С., Шилков А.В. Активный контроль надкритических режимов движения жидкости в конвективной петле // Тезисы 11 Международной зимней школы по механике сплошных сред. Пермь. 1997. Том 1. С. 142.
237. Зюзгин А.В., Путин Г.Ф. Динамическое управление устойчивостью механического равновесия конвективной системы // Сб. Гидродинамика, Пермь: ПермГУ, 1998. Вып. 11. С. 123–139.
238. Брацун Д.А., Зюзгин А.В., Половинкин К.В., Путин Г.Ф. Управление с обратной связью конвективной устойчивостью жидкости методом малых изменений взаимной ориентации градиента температуры и ускорения силы тяжести // Тезисы докладов Пятого аэрокосмического конгресса. Москва. 2006. С. 310.
239. Брацун Д.А., Давлетшина А.А., Зюзгин А.В., Павлов В.В., Путин Г.Ф. Управление с обратной связью конвективной устойчивостью жидкости методом малых изменений взаимной ориентации градиента температур и ускорения силы тяжести // НОЦ “Неравновесные переходы в сплошных средах”. Итоги работы за 2006 год. 2007. С. 39–42.
240. Д.А. Брацун, А.В. Зюзгин, К.В. Половинкин, Г.Ф. Путин Об активном управлении равновесием жидкости в термосифоне // Письма в журнал технической физики. 2008. Т 34. С. 36–42
241. Брацун Д.А., Зюзгин А.В., Половинкин К.В., Путин Г.Ф. Управление с обратной связью конвективной устойчивостью жидкости методом малых изменений взаимной ориентации градиента температур и ускорения силы тяжести // Материалы Пятого аэрокосмического конгресса. Москва. 2008. С. 727–733.
242. Ottino J.M. The kinematics of mixing: stretching, chaos and transport. Cambridge University Press, 1989. 388 p.

-
243. Wang Y.Z., Bau H.H. Period doubling and chaos in a thermal convection loop with time periodic wall temperature variation // Proceeding International Heat Transfer Conference. 1990. Vol. 2, P. 357–362.
244. Bushnell D.M., McGinley C.B. Turbulence control in wall flows // Annual Reviews. Fluid Mechanics. 1989. Vol. 21. P. 1-20.
245. Головачев Ю.П., Ильин С.А., Сущих С.Ю. Об управлении течением газа в сверхзвуковом входном устройстве с помощью магнитного поля // Письма в журнал технической физики. 1997. Т. 23. № 16. С. 1–5.
246. Любимова Т.П., Скуридин Р.В., Файзрахманова И.С. Влияние магнитного поля на гистерезисные переходы при выращивании кристаллов методом плавающей зоны // Письма в журнал технической физики. 2007. Т. 33. № 17. С. 61–68.
247. Ott E., Grebory C., Yorke J.A. Controlling chaos // Physical Review Letters. 1990. № 64. P. 1196–1199.
248. Ott E., Grebory C., Yorke J.A. Controlling chaotic dynamical system. In Chaos: Soviet-American Perspectives on Non-Linear Science // (ed. D.K. Campbell). 1990. Am. Inst. Phys. P. 153–172.
249. Ditto W.L., Rausedo S.N., Spano M. L. Experimental control of chaos // Physical Review Letters. 1990. № 65. P. 2241–2244.
250. Singer J., Wang Y., -Z., Bau H.H. Controlling of chaotic system // Physical Review Letters. 1991. № 66. P. 1123–1126.
251. Y. Wang, J. Singer, H. Bau Controlling chaos in a termal convection loop // Journal Fluid Mechanics. 1992. Vol. 237. P. 479–498.
252. J. Singer, H. Bau Active control of convection // Physics of Fluids. 1991. A. 3. P. 2859–2865.
253. Yuen P., Bau H. Rendering a subcritical Hopf bifurcation supercritical // Journal Fluid Mechanics. 1996. Vol. 317. P. 91–109.
254. Yuen, P. K., Bau H. Controlling Chaotic Convection Using Neural Nets - Theory and Experiments // Neural Networks. 1998. Vol. 11. P. 557–569.

-
255. Remillieux M., Zhao H., Bau H. Suppression of Rayleigh-Benard convection with proportional-derivative (PD) controller // *Physics of Fluids*. 2007. Vol. 19. P. 17–102.
256. Wang J., Chen Z., Qian S., Bau H. Thermally-Actuated, Phase-Change Flow Control for Microfluidic Systems // *Lab on Chip*. 2005. Vol. 5. P. 1277–1285.
257. Riegelman M., Liu H., Bau H. Controlled nano-assembly and construction of nanofluidic devices // *Transaction ASME. Journal Fluid Engineering*. 2006. Vol. 128. P. 6–13.
258. Bau H. Control of Marangoni-Benard Convection // *International Journal Heat Mass Transfer*. 1999. Vol. 42. P. 1327–1341.
259. Tang J., Bau H. Experiments on the Stabilization of the No-Motion State of a Fluid Layer Heated From Below and Cooled from Above // *Journal Fluid Mechanics*. 1998. Vol. 363. P. 153–171.
260. Богатырев Г.П., Шайдуров Г.Ф. Конвективная устойчивость горизонтального слоя ферромагнитной жидкости в однородном магнитном поле // *Магнитная гидродинамика*. 1976. № 3. С.137–146.
261. Davis S. H. The stability of time periodic flow // *A. Rev. Fluid Mech*. 1976. № 8. P. 57–74.
262. Donnelly, R. J. Externally modulated hydrodynamic systems. In nonlinear evolution of spatio-temporal structures in dissipative continuous system // (ed. F.H. Busse, L. Kramer). 1990. P. 31–43. Plenum.
263. Meyer C. W., Channel D.S., Ahlers G. Hexagonal and roll flow patterns in temporally modulated Rayleigh-Benard convection // *Physical Review*. 1992. A 45. P. 8583–8604.
264. Roppo M.N., Davis S.N., Rosenblat S. Benard convection with time-periodic heating // *Physics of Fluids*. 1984. № 27. P. 796–803.

-
265. Бурдэ Г.И. Численное исследование конвекции, возникающей при колебаниях температуры на горизонтальных границах // Известия АН СССР. Механика жидкости и газа. 1971. № 1. С. 144–150.
266. Гетлинг А.В. Концентрация конвективных движений у границы горизонтального слоя жидкости с неоднородным по высоте неустойчивым градиентом температуры // Известия АН СССР. Механика жидкости и газа. 1975. № 5. С. 45–52.
267. Erhard P., Muller U. Dynamical behaviour of natural convection in a single-phase loop // Journal Fluid Mechanics. 1990. Vol. 217. P. 487–518.
268. Тарунин Е.Л. Численное исследование свободной конвекции // Уч. зап. ПермГУ. Серия гидродинамика. 1968. № 184. Вып. 1. С. 135–168.
269. Чернатынский В.И., Шлиомис М.И. Конвекция вблизи критических чисел Релея при почти вертикальном градиенте температуры // Известия АН СССР. Механика жидкости и газа. 1973. № 1. С. 64–70.
270. Зимин В.Д., Кетов А.И. Надкритические конвективные движения в кубической полости // Известия АН СССР. Механика жидкости и газа. 1974. № 5. С. 110–114.
271. McDermott P.E., Chang H.C., Rinker R.G. Experimental investigation of controller-induced bifurcation in a Fixed-bed autothermal reactor // Chemical Engineering Science. 1985. Vol. 40. № 8. P. 1355–1366.
272. Chang H.C., Chen L.H. Bifurcation characteristics of nonlinear system under conventional pid control // Chemical Engineering Science. 1984. Vol. 39. № 7/8. P. 1127–1142.
273. Hwang S.H., Chang H.C. A theoretical examination of closed-loop properties and tuning methods of single-loop pi controllers // Chemical Engineering Science. 1987. Vol. 42. № 4. P. 1–21.
274. Hwang S.H., Chang H.C. Process dynamic models for heterogeneous chemical reactors - an application of dynamic singularity theory // Chemical Engineering Science. 1986. Vol. 41. № 4. P. 953–962.

-
275. McDermott P.E., Chang H.C. On the global dynamics of an autothermal reactor stabilized by linear feedback control // *Chemical Engineering Science*, 1984, Vol. 39, № 9, P. 1347–1356.
276. Boe E., Hwang S.H., Chang H.C. Gain space stability analysis of nonlinear systems under pi control // *Proceedings of the 1987 American Control Conference*. Minneapolis. 1987. P. 263–269.
277. Гершуни Г. З., Жуховицкий Е.М. Конвективная устойчивость // М: Итоги науки и техники. Серия “Механика жидкости и газа”. Т. 11. 1978. С. 66–154.
278. Keller I.O., Tarunin E.L. Problems of equilibrium convective stability control // *Materials of the First International Symposium on Hydromechanics and Heat/Mass Transfer In Microgravity*. Perm-Moscow. 1991. P. 537–542.
279. Tang J., Bau H. Feedback control stabilization of the no-motion state of a fluid confined in a horizontal porous layer heated from below // *Journal Fluid Mechanics*. 1993. Vol. 257. P. 485–505.
280. Дроздов С.М. Исследование конвекции жидкости в тороидальном канале. Диссертация на соискание степени кандидата физ.-мат. наук. 01.02.05. Жуковский. 1998.
281. Murrey J.D. *Mathematical Biology*. Berlin: Springer-Verlag, 1989. 767 p.
282. Stuart R.N., Branscomb E.W. Quantitative theory of in vivo lac regulation: significance of repressor packaging // *Journal Theoretical Biology*. 1971. Vol. 31. P. 313–329.
283. Wijgerde M., Grosveld F., Fraser P. Transcription complex stability and chromatin dynamics in vivo // *Nature*. 1995. Vol. 377. P. 209–213.
284. Ozbudak E. M., Thattai M., Kurtser I., Grossman A. D., Van Oudenaarden A. Regulation of noise in the expression of a single gene // *Nat. Genet.*, 2002. Vol. 31. P. 69–73.

-
285. Becskei A., Serrano L. Engineering stability in gene networks by autoregulation // *Nature*. 2000. Vol. 405. P. 590–593.
286. Elowitz M., Levine A., Siggia E., Swain P. Stochastic gene expression in a single cell // *Science*. 2002. Vol. 297. P. 1183–1186.
287. Isaacs F.J., Hasty J., Cantor C.R., Collins J.J. Prediction and measurement of an autoregulatory genetic module // *PNAS*. 2003. Vol. 100. P. 7714–7719.
288. Rosenfeld N., Young J.W., Alon U., Swain P.S., Elowitz M.B. Gene regulation at the single-cell level // *Science*. 2005. Vol. 307. P. 1962–1965.
289. Анфимов Н.А. Космическая наука: исследования ЦНИИмаш. [URL]. <http://epizodsspace.testpilot.ru/bibl/ziv/2005/5-tsnimash.html>
290. Д.И. Пасышин Перечень космических экспериментов, курируемых ЦНИИМаш. [URL]. http://knts.rsa.ru/knts_docs/05-07-2007/Pasyshin.pdf
291. Гершуни Г.З., Жуховицкий Е.М. Об устойчивости плоскопараллельного конвективного движения относительно пространственных возмущений // *Прикладная математика и механика*. 1969. Т. 33. № 5. С. 855–860.
292. Welander P. On the oscillatory instability of a differentially heated fluid loop // *Journal Fluid Mechanics*. 1967. Vol. 29. № 1. P. 17–30.
293. Lorenz E.N. Deterministic non-periodic flow // *Journal Atmos. Science*. 1963. № 20. P.130–141.
294. Глухов А.Ф., Зорин С.В., Путин Г.Ф., Петухова Е.С. Тепловая конвекция в связанных вертикальных каналах конечной высоты // *Сб. Конвективные течения*. Пермь : Перм. пед. ин-т, 1985. С. 24–31.