Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение
высшего образования
«Пермский государственный национальный исследовательский университет»

На правах рукописи



Краузина Марина Тахировна

Свободная конвекция магнитной жидкости в шаровой полости в гравитационном и магнитном полях

01.02.05 – Механика жидкости, газа и плазмы

ДИССЕРТАЦИЯ
на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель
д. ф.-м. н., доцент
Божко Александра Александровна

Пермь – 2018

Оглавление

Введение 4

Глава 1. Обзор литературы 12

1.1. Наножидкости: свойства и особенности теплопереноса 12

1.2. Магнитные жидкости — наножидкости с высокой магнитной восприимчивостью: механизмы тепло– и массопереноса 16

1.3. Термомагнитная конвекция как альтернативный способ теплопереноса в магнитополяризующихся средах 29

Глава 2. Методика эксперимента 34

2.1. Экспериментальная установка 34

2.2. Измерение тепловых потоков 42

2.3. Способы обработки температурных сигналов 48

Глава 3. Особенности термогравитационной конвекции в магнитной жидкости и трансформаторном масле 52

3.1. Конвекция в магнитной жидкости на основе трансформаторного масла 52

3.2. Конвекция в трансформаторном масле 77

3.3. Особенности конвекции магнитных жидкостей: сравнение с поведением жидкости–носителя 84

Глава 4. Конвективная устойчивость и теплообмен в гравитационном и внешнем однородном магнитном полях 90

4.1. Влияние вертикального магнитного поля 90

4.1.1. Стабилизация и ослабление течения при подогреве снизу 92

4.1.2. Термомагнитная конвекция при нагреве сверху 94

4.2. Влияние горизонтального магнитного поля 100

4.2.1. Ориентирующее и стабилизирующее действие при подогреве снизу 100
4.2.2. Подавление течения при обогреве сбоку 107

Заключение 110

Список литературы 113

Введение

Актуальность и степень разработанности темы исследования. Магнитные жидкости (МЖ) представляют собой коллоидные растворы ферромагнитных частиц со средним размером 10 нм в жидкости–носителе. Они являются магнитополяризующимися непроводящими средами с магнитной восприимчивостью, в $10^4 - 10^6$ раз превосходящей восприимчивость естественных жидких сред.

По своему составу МЖ относятся к классу наножидкостей — сред, состоящих из жидкости–носителя и твердых частиц с характерным размером $1 - 100$ нм. Применение наножидкостей в качестве теплоносителя является одним из перспективных способов увеличения эффективности систем охлаждения, на использование которых приходится до 50% мировых затрат электричества. Использование наножидкостных теплоносителей на сегодняшний день затруднено не только в связи с дороговизной их производства, но и с обилием противоречивых результатов. В частности, нет ясного понимания механизмов тепло– и массопереноса. Число экспериментов по свободной конвекции крайне мало: согласно современным обзорам, соотношение эксперимент–теория примерно равно 1:20. В магнитных наножидкостях, за исключением ряда работ, конвекция в отсутствие магнитного поля подробно не исследовалась, что отчасти связано с традиционной трактовкой МЖ как однокомпонентной магнитополяризующейся среды. Поэтому в большинстве экспериментальных работ рассматриваются течения, управляемые магнитным полем. В реальности МЖ представляет собой многокомпонентную среду, включающую жидкость–носитель, свободные молекулы стабилизатора, однодоменные магнитные частицы и их агрегаты. Кроме того, углеводородные жидкости–носители имеют сложный химический состав. Вследствие этого в МЖ реализуются такие явления тепло– и массопереноса, как: термо– и концентрационно–гравитационная конвекция, термо– и концентрационно–магнитная конвекция, термодиффузия, магнитофо-

рез, гравитационная седиментация частиц и агрегатов. Взаимодействие этих механизмов может приводить к возникновению сложных колебательных конвективных течений вблизи порога устойчивости механического равновесия.

Для изучения взаимодействия архимедовского и термодиффузионного механизмов конвекции МЖ, а также влияния гравитационной седиментации частиц, удобно использовать шаровую полость. Такая геометрия уникальна с точки зрения простоты первой моды конвективной неустойчивости, отвечающей одному вихрю или ячейке. При этом не требуется учитывать взаимодействия различных мод и влияние границ, как, например, в случае плоского слоя.

Для исследования действия однородного магнитного поля на конвективное течение также выгодно использовать шаровую полость, поскольку во внешнем однородном магнитном поле в изотермической ситуации она имеет однородное внутреннее поле. Вследствие зависимости намагниченности МЖ от температуры в ней может индуцироваться термомагнитная конвекция: холодные слои МЖ, имеющие большую намагниченность, будут втягиваться в области с большей напряженностью магнитного поля, вытесняя при этом более нагретые слои. Термомагнитный механизм особо актуален в случаях, когда термогравитационная конвекция затруднена или невозможна, например, в условиях микрогравитации и в микроэлектронике.

Важно отметить, что многообразие механизмов тепло– и массопереноса и, соответственно, контролирующих параметров, а также зависимость коэффициентов переноса от ряда внешних факторов и микроструктуры иногда затрудняет проведение достоверных теоретических расчетов для конвекции в МЖ и делает крайне необходимыми экспериментальные исследования.

Целью диссертационной работы является экспериментальное исследование конвективной устойчивости и теплопереноса в шаровой полости МЖ в гравитационном поле, а также влияния на них внешнего однородного магнитного поля.

Для достижения поставленной цели были сформулированы следующие задачи:

- исследовать термогравитационную конвекцию МЖ и ее жидкости-носителя — трансформаторного масла (ТМ);
- провести сравнение теплопереноса в МЖ и ТМ в теплопроводном и конвективном режимах;
- изучить конвективный теплоперенос в МЖ при различных взаимных ориентациях приложенного градиента температуры и напряженности внешнего однородного магнитного поля.

Научная новизна работы состоит в том, что в ней впервые:

1. Показано, что причиной жесткого возбуждения конвективного течения стратифицированной МЖ является не только седиментация частиц, но и стратификация жидкости–носителя — ТМ.
2. Проведены продолжительные (до 1 месяца) опыты по изучению конвективных колебательных режимов в МЖ на основе ТМ и ее жидкости–носителе вблизи порога механического равновесия в шаровой полости. Показано, что наличие твердых частиц в МЖ приводит к незатухающим перемежающимся автоколебаниям, связанных с поворотом оси вала, в то время как в промышленном ТМ наблюдаются колебания переходного характера. В экспериментах с очищенным от тяжелой фракции ТМ колебательных режимов не обнаружено.
3. Показана возможность как стабилизирующего, так и дестабилизирующего влияния вертикального однородного магнитного поля на теплоперенос МЖ в шаровой полости в зависимости от контролирующих параметров и условий нагрева.

4. Помимо ориентационного эффекта горизонтального однородного магнитного поля, оказываемого на одновихревое течение МЖ в шаровой подогреваемой снизу полости, обнаружено его стабилизирующее влияние.

5. Установлено, что при фиксированном направлении оси вращения вала, которое реализуется при обогреве сбоку, горизонтальное однородное магнитное поле оказывает почти одинаковое стабилизирующее действие при различных взаимных ориентациях градиента температуры и вектора напряженности магнитного поля.

Теоретическая и практическая значимость. Полученные данные о возникновении конвекции и ее режимах в МЖ, а также о влиянии на них однородного магнитного поля, важны с фундаментальной точки зрения для построения более совершенных теоретических моделей теплопереноса в коллоидах, наножидкостях и магнитополяризующихся средах. Результаты исследования могут быть использованы при разработке теплообменных устройств, содержащих в качестве теплоносителя наножидкость. Знание особенностей конвективных режимов в наножидкостях позволит создать новые технические решения в химической и пищевой промышленностях, где технологические процессы требовательны к пространственному распределению ультратонких частиц. Понимание влияния приложенного магнитного поля на теплоперенос необходимо для создания и контроля устройств, использующих термомагнитный механизм конвекции.

Исследования, вошедшие в диссертацию, проводились при поддержке гранта Российского фонда фундаментальных исследований 16-31-00091 и ведущих научных школ НШ-4022.2014.1, НШ-9176.2016.1.

Методология и методы исследования. Для изучения конвективной устойчивости в работе использовался температурный метод, основанный на регистрации изменения равновесного поля температур в результате возникновения в полости конвективного движения. Показания медь–константановых тер-

мопар фиксировались многоканальным электронным самописцем для измерения температуры «Термодат». Прибор имеет класс точности 0.25, внесен в Государственный реестр средств измерений и обладает необходимой сертификацией. При помощи программы TermodatNet измерения накапливались в базе данных, а также осуществлялось их графическое представление. Обработка результатов осуществлялась с помощью Фурье– и вейвлет–анализов, успешно применяемых для изучения гидродинамических систем.

Положения, выносимые на защиту.

1. Значительное влияние гравитационного осаждения твердых частиц и их агрегатов, а также тяжелых составляющих, содержащихся в жидкости–носителе, на возбуждение конвективного движения в шаровой полости с МЖ.

2. Экспериментальное обнаружение длительных нерегулярных колебательных режимов конвекции МЖ и колебаний переходного характера в жидкости–носителе — ТМ, возникающих в шаровой полости вследствие поворота оси вала вблизи порога механического равновесия.

3. Вывод о том, что именно наличие твердых частиц в МЖ приводит к возникновению нерегулярных незатухающих колебательных режимов конвекции вблизи ее порога в шаровой полости.

4. Условия, при которых вертикальное однородное магнитное поле оказывает стабилизирующее или дестабилизирующее действие на неоднородно нагретую МЖ в шаровой полости.

5. Экспериментальное обнаружение ориентационного и стабилизирующего эффектов горизонтального однородного магнитного поля на одновихревое течение МЖ в шаровой полости.

6. Вывод о стабилизации конвективного течения МЖ при боковом обогреве шаровой полости независимо от взаимной ориентации горизонтального

однородного магнитного поля и градиента температуры.

Достоверность результатов обеспечивается тщательной проработкой методики измерений, подробным анализом погрешностей, воспроизводимостью результатов. Кроме того, результаты согласуются с полученными ранее данными экспериментальных и теоретических работ.

Апробация работы. Основные результаты диссертации докладывались на Краевой научно–практической конференции студентов, аспирантов и молодых ученых «Физика для Пермского края» (Пермь, 2011, 2013); Всероссийской конференции молодых ученых «Неравновесные процессы в сплошных средах» (Пермь, 2011); Российской конференции по магнитной гидродинамике (Пермь, 2012, 2018); XVIII Зимней школе по механике сплошных сред (Пермь, 2013); Международной школе–конференции Тараповские чтения «Современные проблемы математики, механики, информатики» (Харьков, Украина, 2013); XIV Всероссийской школе–семинаре по проблемам физики конденсированного состояния вещества (Екатеринбург, 2013); 9th International Conference on Fundamental and Applied MHD, Thermo Acoustic and Space Technologies (Рига, Латвия, 2014); 16-ой Международной Плесской научной конференции по нанодисперсным магнитным жидкостям (Плес, 2014); 6th International Symposium on Bifurcations and Instabilities in Fluid Dynamics (Париж, Франция, 2015); 14th International Conference on Magnetic Fluids (Екатеринбург, 2016); XI Международной школе–конференции «Хаотические автоколебания и образование структур» (Саратов, 2016); 6-ой Всероссийской научной конференции «Физико–химические и прикладные проблемы магнитных дисперсных наносистем» (Ставрополь, 2017); Пермском городском гидродинамическом семинаре им. Г. З. Гершуни и Е. М. Жуховицкого (Пермь, 2018); научном семинаре Института механики сплошных сред УрО РАН (Пермь, 2018).

Публикации. Материалы диссертации опубликованы в 25 печатных работах: 6 статей в журналах, являющихся рецензируемыми научными изданиями,

в которых должны быть опубликованы основные результаты диссертации на соискание ученой степени кандидата наук [1–6]; 5 статей в журнале, индексируемом системой РИНЦ [7–11]; 5 статей в сборниках трудов конференций [12–16] и 9 тезисов докладов [17–25].

Личный вклад автора. Постановка задач, обсуждение и анализ результатов исследования проводились с научным руководителем и соавторами. Эксперименты и обработка полученных результатов выполнены лично автором.

Структура и объем диссертации. Диссертация состоит из общей характеристики работы, обзора литературы, трех глав, заключения и библиографии. Общий объем диссертации 134 страницы, включая 58 рисунков и 3 таблицы. Библиография включает 219 наименований на 22 страницах.

Благодарности

Автор благодарит научного руководителя доктора физико-математических наук А.А. Божко за руководство, поддержку и помощь, оказанную при работе над диссертацией.

Автор искренне признательна докторам физико-математических наук Г.Ф. Путину и Ю.К. Братухину за постановку задач, помощь и ценные идеи.

Автор выражает глубокую благодарность сотрудникам лаборатории Динамики дисперсных систем ИМСС доктору физико-математических наук А.Ф. Пшеничникову, кандидату физико-математических наук А.С. Иванову, доктору физико-математических наук А.В. Лебедеву за полезную информацию о микроструктуре и свойствах МЖ, а также за помощь в проведении измерений.

Автор выражает благодарность сотрудникам химического факультета ПГНИУ доктору химических наук С.Н. Шурову, кандидату химических наук А.Н. Васянину и А.В. Фетисовой за консультации, полезные советы и проведение центрифугирования трансформаторного масла.

Глава 1

Обзор литературы

1.1. Наножидкости: свойства и особенности теплопереноса

Термин «наножидкость» был предложен в начале 90-х годов прошлого века сотрудником Аргоннской Национальной лаборатории (Argonne National Laboratory, U.S.A.) Чой при создании жидкостей с улучшенными теплопроводными свойствами [26]. Наножидкостями принято считать коллоидные растворы с размерами частиц в диапазоне 1 – 100 нм. В качестве жидкости–носителя обычно используются вода, ТМ, керосин и этиленгликоль. Материалом для наночастиц служат металлы (Cu, Fe, Ag, Au), их оксиды (CuO, Fe_3O_4, Al_2O_3, ZnO), неметаллические (SiO, TiO_2) и композиционные (AIN, SiC) материалы, графен. Способы создания наножидкостей и получения наночастиц достаточно подробно описаны, например, в обзорных статьях [27–31].

Для получения устойчивых наножидкостей и предотвращения агрегирования частиц применяют химическую и физическую обработки [29, 30, 32, 33]. К химической относятся добавление поверхностно–активного вещества (ПАВ), поверхностная обработка наночастиц, изменение pH жидкости. Физическая обработка может быть ультразвуковой, либо с использованием гомогенизаторов. Хотя наиболее эффективным и экономичным способом обеспечения устойчивости наножидкости является введение ПАВ, его наличие может влиять на ее теплофизические свойства [29, 31, 33–36].

Добавление в жидкость–носитель наночастиц, имеющих коэффициент теплопроводности на несколько порядков выше по сравнению с жидкостью, ведет к увеличению их теплопроводности. В силу этого наножидкости потенциально применимы в качестве высокоэффективного теплоносителя, например, в обзорах [28, 32, 33, 37–40] описано практическое использование наножидкостей при

охлаждении электронных компонентов микросхем, двигателей транспортных средств, ядерных реакторов, бытового и промышленного холодильного оборудования, зданий. Их применяют для увеличения поглощательной способности в солнечных аккумуляторах тепла, в качестве добавок к смазочным материалам и уплотнителям, для доставки лекарственных препаратов, антибактериальных агентов с высокой активностью и магнитотермии.

Основной акцент при изучении наножидкостей традиционно уделяется увеличению эффективной теплопроводности [32]. Многочисленные экспериментальные и теоретические работы [29,30,32,33,37,38,40,41] показали, что добавление даже малой концентрации наночастиц приводит к существенному (до 150%) увеличению коэффициента теплопроводности жидкости.

Достаточно часто для экспериментального определения коэффициента теплопроводности наножидкости используют метод нагретой нити [30,32,33,37,38, 41–44]. Основой метода служит аналитическое описание нестационарного температурного поля, создаваемого действием линейного источника тепла постоянной мощности в исследуемой среде, ограниченной термостатируемой цилиндрической колбой. Кроме того, для измерения теплопроводности применяют методы шарового и цилиндрического бикалориметров, игольчатого зонда, инфракрасной термометрии [44].

Как показано в работах [37,45], в случае «металлических» наножидкостей наибольшее увеличение теплопроводности наблюдалось в коллоиде вода–наночастицы Cu со средним диаметром 100 нм, которое при объемной концентрации частиц 7.5% составило 78%. Среди «неметаллических» наножидкостей наибольшее повышение теплопроводности (на 150%) отмечается в полиолефиновом масле с добавлением 1% углеродных нанотрубок диаметром 25 нм и длиной 50 мкм [37, 46]. Как показано в экспериментальных и обзорных работах [29, 30, 32, 33, 37, 38, 43, 47, 48], теплопроводность наножидкостей зависит от концентрации, размера, формы и материала наночастиц, а также температуры, уровня pH, содержания ПАВ и других факторов. Однако существуют некото-

рые расхождения в отношении вида этих зависимостей [29, 32, 33, 38, 47]. Например, в работе [49] теплопроводность наножидкости Al_2O_3–вода возрастала при увеличении температуры, а в экспериментах [50], наоборот, в такой же жидкости наблюдалось убывание. При увеличении размера частиц в наножидкостях CuO–вода и CuO–этиленгликоль теплопроводность увеличивалась [51], а в экспериментах [52], напротив, — уменьшалась.

Следует отметить, что на сегодняшний день нет единого мнения о причинах увеличения теплопроводности наножидкостей. Лишь при малых концентрациях твердой фазы теплопроводность описывается теорией Максвелла [30, 32, 33, 43, 47, 53]. Среди возможных причин увеличения коэффициента теплопроводности отмечают броуновское движение наночастиц, наноконвекцию вследствие движения частиц и их агрегатов, образование высокотеплопроводного жидкого нанослоя молекул жидкости вокруг частиц, баллистический перенос тепловой энергии внутри наночастиц, перколяционная кластеризация наночастиц [27, 32, 43, 47, 53].

Однако наряду с ростом теплопроводности могут возникать факторы, приводящие к уменьшению эффективного теплообмена в наножидкости. Например, в случае свободной конвекции наблюдается уменьшение теплопереноса за счет увеличения вязкости, гравитационной седиментации частиц и агрегатов, сегрегации, возникновения дополнительных механизмов массопереноса (например, отрицательная термодиффузия [54]).

Как показал Эйнштейн [55], вязкость дисперсных систем увеличивается вследствие дополнительной диссипации энергии, вызванной изменением условий движения жидкости из-за присутствия частиц. На сегодняшний день существует около десятка моделей [33, 38, 39], которые являются модификациями формулы Эйнштейна для слабоконцентрированных суспензий (объемная концентрация частиц $\varphi < 0.02$) и применимы для широкого диапазона концентрации наночастиц. Однако большинство этих формул описывают вязкость как функцию от φ, не рассматривая влияния других факторов, в то время как экс-

перименты [30, 32, 33, 38, 39] свидетельствуют о зависимости вязкости наножидкостей не только от объемной концентрации, но и от размеров и формы частиц, температуры, уровня pH, ПАВ, а также размеров и концентрации агрегатов. Кроме того, некоторые авторы отмечают неньютоновские свойства наножидкостей [30, 38, 39]. Тем не менее, в большинстве экспериментальных исследований изучается влияние только температуры и концентрации, из которых можно сделать вывод о возрастании вязкости с увеличением объемной концентрации частиц и с уменьшением температуры. Например, добавление 1.5% частиц Al_2O_3 в смесь вода–этиленгликоль привело к повышению вязкости в 2.27 раза при 0 °C и в 2.05 раза при 60 °C [56]. Кроме перечисленных выше параметров, вязкость магнитных наножидкостей зависит также от величины и ориентации приложенного магнитного поля [31, 35, 57, 58].

Как показано в ряде работ [29,30,38,39,41], вязкость наряду с теплопроводностью является важной характеристикой теплообмена при движении жидкости, так как «выигрыш», полученный в результате увеличения теплопроводности может быть потерян за счет увеличения энергетических затрат на прокачку жидкости. Для достижения наибольшего теплопереноса необходимо подобрать оптимальную концентрацию наночастиц, при которой вязкость будет минимальной, а теплопроводность максимальной.

Отметим также, что при небольшом числе экспериментальных исследований по свободной конвекции имеются достаточно противоречивые результаты как по отношению к теории, так и к работам других авторов [30, 33, 40, 59–61]. Например, в численном исследовании [62] интенсивность теплопереноса наножидкости Cu–вода в горизонтальном слое увеличивается с ростом концентрации частиц, а в экспериментах [63,64] с наножидкостями $CuO/Al_2O_3/TiO_2$–вода наблюдалось уменьшение конвективного теплового потока.

Эксперименты автора данной диссертации [4] с МЖ на основе ТМ показали, что по сравнению с базовой жидкостью тепловой поток увеличивается в теплопроводном режиме и уменьшается при гравитационной конвекции. Кроме

того, в МЖ имеют место специфические явления, такие как магнитофорез [31] и термомагнитная конвекция [65], возникающие в магнитном поле.

1.2. Магнитные жидкости — наножидкости с высокой магнитной восприимчивостью: механизмы тепло– и массопереноса

Состав МЖ. Виды агрегатов. МЖ — магнитополяризующиеся наножидкости, представляющие собой коллоиды ферромагнитных однодоменных частиц размером порядка 10 нм (Fe_2O_3, Fe_3O_4), — были созданы в начале 1930-х годов [66]. Интерес к МЖ значительно возрос в 60-е годы, когда стало возможным их промышленное производство [67–71]. Магнитная восприимчивость МЖ в $10^4 - 10^6$ раз превосходит восприимчивость естественных жидких сред [31, 36]. Традиционными жидкостями–носителями являются керосин, ТМ, силиконовые и синтетические масла, вода. Основной механизм, обеспечивающий устойчивость МЖ, — броуновское движение частиц. Для предотвращения агрегирования частицы покрывают слоем ПАВ, препятствующим их чрезмерному сближению и слипанию. В качестве стабилизатора обычно используют олеиновую кислоту, средняя длина молекул которой равна 2 нм [72].

Как известно [73, 74], однодоменные частицы не всегда имеют идеальную форму и равномерно окружены оболочкой из ПАВ. В таких ситуациях возникает возможность объединения наночастиц в агрегаты вследствие действия сил Ван–дер–Ваальса и магнитодипольного притяжения [34, 36]. Согласно результатам группы исследователей, занимающихся микроструктурой магнитных коллоидов более 30 лет [75–80], можно выделить два типа агрегатов в зависимости от их размеров: наноскопические и микроскопические.

Наноскопические агрегаты могут быть квазисферическими [75, 77, 80, 81], либо цепочечными [72, 78, 82]. Размер таких агрегатов составляет несколько де-

сятков нанометров. Наличие наноагрегатов подтверждается в основном косвенными экспериментами: по рассеянию света МЖ [81], при малоугловом рассеянии нейтронов [72, 82], из анализа процесса установления равновесного распределения частиц [83], по температурной зависимости магнитной восприимчивости [77], при изучении магнитофореза и диффузии частиц [80].

Микроскопические или капельные агрегаты образуются как в присутствии магнитного поля [75, 79, 84, 85], так и при понижении температуры или увеличении концентрации частиц [86]. Такие агрегаты состоят из $10^7 - 10^9$ частиц и могут достигать размеров в десятки микрометров.

Следует отметить, что образование агрегатов в МЖ рассмотрено как для широкого диапазона концентраций твердой фазы [72, 75, 77, 79, 80], так и отдельно для слабоконцентрированных ($\varphi \leqslant 0.02$) [81, 84, 85] и концентрированных коллоидов [82, 83].

Намагниченность МЖ. МЖ представляют собой магнитополяризующиеся непроводящие среды. Частицы ферромагнетика в магнитных коллоидах вследствие малых размеров однодоменные. Вдали от температуры Кюри каждая частица обладает постоянным по величине магнитным моментом. В отсутствие магнитного поля их ориентация неупорядочена вследствие теплового движения, и магнитный момент единицы объема (намагниченность) равен нулю. В магнитном поле магнитные моменты частиц выстраиваются преимущественно по направлению поля, и жидкость намагничивается.

Слабоконцентрированные МЖ могут рассматриваться как идеальный парамагнитный газ частиц одинакового размера [87], а равновесная намагниченность M описывается законом Ланжевена [88]:

$$M = M_{\mathrm{s}}\mathcal{L}(\xi) = M_{\mathrm{s}}\left(\operatorname{cth}\xi - \frac{1}{\xi}\right), \qquad \xi = \frac{\mu_0 m H}{k_{\mathrm{B}}T},$$

где M_{s} — намагниченность насыщения, m — магнитный момент частицы, μ_0 — магнитная постоянная, H — модуль напряженности магнитного поля, k_{B} —

постоянная Больцмана, T — абсолютная температура.

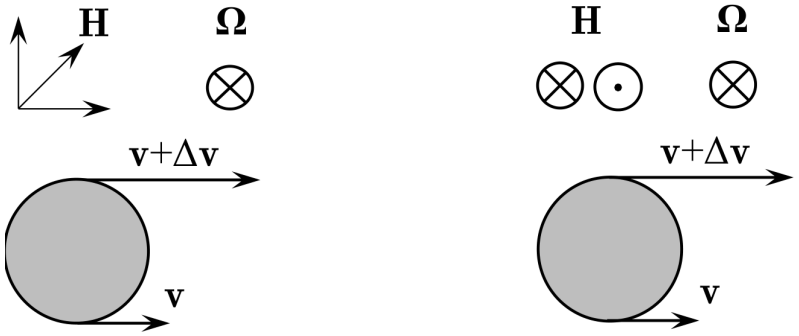
Отклонения от закона Ланжевена могут возникать из-за полидисперстности коллоида [89, 90] и диполь–дипольного взаимодействия частиц, которое становится существенным при увеличении их концентрации [91, 92]. Среди ряда теоретических работ, в которых учитываются межчастичные взаимодействия, следует выделить модифицированную модель среднего поля [92], которая хорошо описывает экспериментальные данные для широкого диапазона концентраций МЖ [93, 94].

Магнитовязкий эффект. Что касается реологических свойств МЖ, то ее вязкость сильно зависит не только от размеров частиц и агрегатов, но и от профиля течения и скорости сдвига [31, 35]. Однако профили конвективных движений сильно отличаются от распределения скорости в вискозиметрах, и скорости сдвига при конвекции в углеводородных носителях малы ($\sim 0.1\,\mathrm{c}^{-1}$) по сравнению со скоростями сдвига в большинстве вискозиметров ($\sim 10-100\,\mathrm{c}^{-1}$) [35].

Увеличение вязкости МЖ в сдвиговом течении при наложении магнитного поля впервые наблюдалось в экспериментах Мактейга [57] для коллоидного раствора кобальта в толуоле. Теоретическое объяснение этого эффекта было предложено Холлом и Бусенбергом [95] и позднее дополнено Шлиомисом [96]. Физика явления основывалась на следующем. В сдвиговом течении частицы магнитного коллоида вращаются вокруг осей, параллельных завихренности $\mathbf{\Omega}$. При включении магнитного поля магнитные моменты частиц выстраиваются вдоль вектора напряженности $\mathbf{H}$. В случае броуновского механизма намагничивания такое ориентирование магнитных моментов вызывает поворот частицы. Если напряженность магнитного поля не совпадает с направлением завихренности течения (рис. 1.1 а), вращение частицы в потоке будет затруднено, что и приводит к появлению добавки к вязкости:

$$\Delta\eta = \frac{3}{2}\varphi\eta\frac{\xi - \operatorname{th}\xi}{\xi + \operatorname{th}\xi}\sin^2\gamma,$$

где η — коэффициент динамической вязкости в отсутствие магнитного поля, γ — угол между $\mathbf{H}$ и $\mathbf{\Omega}$. Отметим, что при параллельной ориентации магнитного поля и завихренности течения (рис. 1.1 б) возрастание вязкости не происходит.



а) б)

Рис. 1.1. Вращение частицы в сдвиговом течении: возможные ориентации $\mathbf{H}$, при которых коэффициент вязкости а) будет увеличиваться, б) не изменится

Однако, частицы, размер которых меньше критического значения, имеют неелевский механизм намагничивания: магнитные моменты выстраиваются вдоль поля внутри частиц. Например, для магнетитовых частиц критический диаметр составляет $18-19\,$нм, а для кобальтовых — $5-6\,$нм [35]. Таким образом, малые частицы не вносят вклад в изменение вязкости жидкости, что ограничивает область применения модели [96]. Другим допущением, принятым в работе [96], является отсутствие взаимодействия частиц, и поэтому ее выводы могут быть использованы только для слабоконцентрированных жидкостей [97].

Последующие эксперименты [35, 82, 98–100] показали, что увеличение вязкости в концентрированных МЖ может быть значительно больше, чем в теории [96]. Например, в МЖ на основе синтетического эфира при $H = 120\,$кА/м повышение вязкости достигло $60\eta_0$ [82]. Кроме того, в отличие от теории [96], в экспериментах [35, 82, 99] наблюдалась зависимость величины магнитовязкого эффекта от скорости сдвига. По-видимому, в концентрированных жидкостях в магнитном поле увеличивается энергия диполь–дипольного взаимодействия,

что приводит к агрегированию частиц [35, 42, 82, 99]. В этом случае образуются цепочки из частиц, которые вытягиваются вдоль поля и препятствуют сдвиговому течению, когда $\mathbf{H}$ и $\mathbf{\Omega}$ не параллельны.

Теплопроводность МЖ. Следует отметить, что в случае $H = 0$, когда магнитные коллоиды можно рассматривать как наножидкости без магнитных свойств, при добавлении частиц происходит возрастание теплопроводности. В работе [101] была получена формула для расчета коэффициента теплопроводности двухфазных коллоидов:

$$\lambda = \lambda_0 \frac{2\lambda_0 + \lambda_м - 2\varphi(\lambda_0 - \lambda_м)}{2\lambda_0 + \lambda_м + \varphi(\lambda_0 - \lambda_м)}, \tag{1.1}$$

где λ_0, $\lambda_м$ — коэффициенты теплопроводности жидкой и твердой фаз соответственно. Ниже в таблице 1.1 приведены коэффициенты теплопроводности МЖ и соответствующих жидкостей–носителей в отсутствие магнитного поля. Экспериментальные значения λ для МЖ, использующихся в данной работе (см. главу 2), получены по формуле (2.2) (см. параграф 2.2). Для данных, взятых из работ других авторов, приведены соответствующие ссылки. Видно хорошее согласие опытных значений λ и вычисленных по формуле (1.1). Таким образом, при концентрации частиц до 11% в зависимости от жидкости–носителя теплопроводность увеличивается на 10 – 60%.

Однако можно добиться значительного увеличения теплопроводности при использовании магнитного поля. Например, в МЖ на основе керосина с концентрацией частиц 6.3% достигалось повышение теплопроводности на 300% при $H = 6.5\,\text{кА/м}$ [102]. Как показано в работах [43, 102–106], увеличение коэффициента теплопроводности зависит от величины приложенного магнитного поля и его ориентации относительно градиента температуры ∇T. В экспериментах [102–104] при $\nabla T \perp \mathbf{H}$ наблюдалось небольшое изменение коэффициента теплопроводности (не более 1.5%). Напротив, когда $\nabla T \parallel \mathbf{H}$, было обнаружено существенное возрастание λ с ростом H [43, 102, 103, 105, 106]. Как показа-

но в [43, 102, 103, 105–107], увеличение теплопроводности может быть связано с формированием агрегатов в виде цепочек, вытянутых вдоль направления поля. Такие цепочки приводят к анизотропии теплопроводности, и, следовательно, существенным становится направление градиента температуры. Следует отметить, что теплоперенос через коллоид, содержащий магнитоориентированные агрегаты, в качественном отношении сравним с моделью МЖ с эллипсоидальными частицами [108]. В случае, если частицы сферические, и магнитное поле не вызывает структурные изменения в МЖ, зависимости теплопроводности от **H** не зарегистрировано [109]. Данные для коэффициентов теплопроводности в магнитном поле для некоторых жидкостей указаны в таблице 1.1.

Таблица 1.1. Коэффициенты теплопроводности МЖ λ и соответствующих жидкостей–носителей λ_0

Жидкость–носитель	λ, Вт/(м·К), $H = 0$			λ, Вт/(м·К), $H \neq 0$
	λ_0, Вт/(м·К)	Эксп. зн-е	По формуле (1.1)	
ТМ ($\varphi = 0.11$)	0.14	0.20	0.19	—
ПЭС* ($\varphi = 0.12$)	0.16	0.24	0.22	—
керосин ($\varphi = 0.11$)	0.14	0.23	0.19	—
углеводород ($\varphi = 0.04$) [34, 36]	0.14	0.15	0.15	—
керосин ($\varphi = 0.04$) [31]	0.14	0.18	0.16	—
керосин ($\varphi = 0.06$) [102]	0.14	0.16	0.16	0.64 ($H = 6.5$ кА/м)
вода ($\varphi = 0.05$) [103]	0.60	0.67	0.67	0.83 ($H = 20$ кА/м)

* ПЭС — полиэтилсилоксан.

Управляющие безразмерные параметры: тепловое, магнитное и концентрационное числа Рэлея. Как и в обычной жидкости, в неоднородно нагретой МЖ при нарушении условия механического равновесия возникает конвективное течение, причиной которого является архимедова сила, возникающая вследствие неоднородного распределения плотности. При этом, более легкие жидкие частицы поднимаются вверх, а более тяжелые опускаются. Как известно [42], основной характеристикой тепловой гравитационной конвекции является число Рэлея:

$$\mathrm{Ra} = \frac{\rho\beta g\Delta T L^3}{\eta\alpha},$$

где ρ — плотность жидкости, β — коэффициент теплового расширения, g — ускорение свободного падения, ΔT — перепад температуры, L — характерный размер, α — коэффициент температуропроводности.

В магнитном поле в МЖ к термогравитационному механизму конвекции добавляется термомагнитный, который реализуется посредством пондеромоторной силы $\mathbf{F} = \mu_0 M \nabla H_{\mathrm{int}}$ [65, 110, 111], где H_{int} — модуль напряженности магнитного поля внутри полости с МЖ. В неизотермической МЖ холодные слои, имеющие большую намагниченность, втягиваются в области с большей напряженностью магнитного поля, то есть перемещаются вдоль направления градиента напряженности магнитного поля, вытесняя при этом более нагретые слои. Интенсивность конвекции определяется модулем градиента напряженности поля и температурным коэффициентом намагниченности [65]. В случае внешнего однородного магнитного поля, когда нормальная к границам полости компонента вектора напряженности H^n отлична от нуля, в МЖ индуцируется градиент напряженности внутреннего магнитного поля за счет температурной неоднородности намагниченности. Действительно, наличие градиента намагниченности совместно с условием $H^n_{\mathrm{int}} + M^n = \mathrm{const}$, вытекающим из непрерывности нормальной составляющей вектора магнитной индукции, где M^n — нормальная компонента намагниченности МЖ, приводит к возникновению ∇H_{int}. Меха-

низм термомагнитной конвекции для этой ситуации показан на рис. 1.2. Управляющим параметром в случае термомагнитной конвекции является магнитное число Рэлея:

$$\mathrm{Ra_m} = \frac{\mu_0 (K \Delta T L)^2}{\eta \alpha (1+\chi)},$$

где $K = -\left.\dfrac{\partial M}{\partial T}\right|_H$ — температурный коэффициент намагниченности (пиромагнитный коэффициент), $\chi = \left.\dfrac{\partial M}{\partial H}\right|_T$ — дифференциальная магнитная восприимчивость.

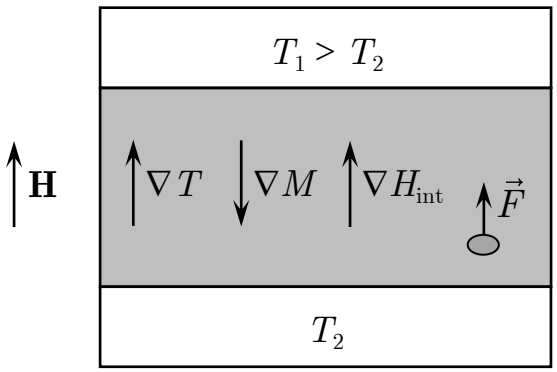


Рис. 1.2. Механизм термомагнитной конвекции во внешнем однородном магнитном поле $\mathbf{H}$

В магнитных коллоидах изменение плотности и намагниченности может происходить не только при изменении температуры, но и вследствие неравномерного распределения магнитных частиц по объему. Отметим, что влияние концентрационных эффектов на конвективную устойчивость нашло отражение в теории сравнительно недавно. В ряде работ учитываются такие механизмы переноса частиц, как магнитофорез [112], термодиффузия [113–116] и седиментация [115–118]. Как показали эксперименты [2, 3, 119–121], в большинстве случаев перечисленные способы генерации градиентов концентрации оказываются взаимосвязанными между собой, что приводит к сложной пространственно–временной динамике, в том числе, к спонтанному затуханию и последующему самовозбуждению течения.

При исследовании конвективной устойчивости коллоидов важно понимать,

что перепады концентрации, индуцирующие течение, имеют чрезвычайно малую величину [31, 122]. Для оценки таких пороговых неоднородностей концентрации воспользуемся модельной задачей о концентрационной конвекции коллоида в шаровой полости, окруженной твердым массивом. На границах полости поддерживаются постоянные концентрации. Для упрощения оценок будем считать коллоид изотермическим. Этот случай полностью аналогичен тепловой конвекции однокомпонентной среды [122]. Роль теплопроводности в обсуждаемой задаче играет диффузия, при этом градиент плотности возникает из-за изменения концентрации магнитных частиц. Если направление такого градиента противоположно направлению силы тяжести, а его величина превышает критическое значение, механическое равновесие теряет устойчивость, и возникает концентрационная конвекция. Безразмерным критерием подобия, определяющим порог конвективной неустойчивости в данной задаче, является концентрационное число Рэлея $\mathrm{Ra_n}$ [31, 122] описываемое выражением $\mathrm{Ra_n} = \dfrac{\rho\beta_\mathrm{n} g\Delta n R^3}{\eta D}$. Параметр $\mathrm{Ra_n}$ содержит величины: $\beta_\mathrm{n} = \dfrac{1}{\rho}\left.\dfrac{\partial\rho}{\partial n}\right|_T$ — относительный концентрационный коэффициент плотности, Δn — перепад массовой концентрации магнитных частиц, R — радиус полости. Критическое значение теплового числа Рэлея в шаровой полости $\mathrm{Ra_c} = \dfrac{17325(2+\widetilde{\lambda})}{37+68\widetilde{\lambda}}$ [122], где $\widetilde{\lambda}$ — отношение теплопроводностей жидкости и массива. Для МЖ на основе ТМ, заключенной в массиве из оргстекла, $\mathrm{Ra_c} = 524$. Исходя из этого значения, оценим пороговую разность концентраций, используя свойства МЖ из таблицы 2.1. Тогда при $R = 8$ мм, считая $\mathrm{Ra_n} = \mathrm{Ra_c}$, получим $\Delta n \sim 10^{-9}$. Измерение таких малых неоднородностей концентрации в непрозрачной МЖ, по–видимому, невозможно.

Градиенты концентрации в ферроколлоидах могут возникать как вследствие термодиффузии и магнитофореза, так и в результате гравитационной седиментации частиц и агрегатов.

Термодиффузия в МЖ. Термодиффузия представляет собой процесс переноса вещества в смесях при наличии градиента температуры. Интенсив-

ность и направление переноса характеризуются коэффициентом Соре $S_{\mathrm{T}} = \dfrac{D_{\mathrm{T}}}{D}$, где D_{T} — коэффициент термодиффузии, D — коэффициент диффузии. Для МЖ при положительном (отрицательном) коэффициенте Соре термодиффузионный поток частиц направлен в более холодную (горячую) область. Эффект термодиффузии достаточно сильный в коллоидных растворах, на несколько порядков больше, чем в бинарных смесях [123, 124]. Интерес к термодиффузии при использовании МЖ обусловлен в первую очередь тем, что возникающее расслоение коллоидов под действием приложенного градиента температуры меняет характер теплопереноса. К тому же, возникновение градиента концентрации ведет к изменению таких параметров жидкости как вязкость, теплопроводность, намагниченность [36].

В разбавленных МЖ ($\varphi \sim 10^{-2}$) термодиффузия исследовалась различными группами ученых в течение нескольких десятков лет [123, 125–128]. На разных экспериментальных установках: при вынужденном рассеянии Рэлея [125, 127], в вертикальной [123,126] и горизонтальной [128] термодиффузионных ячейках, — в отсутствие магнитного поля получен коэффициент Соре порядка $0.1\,\mathrm{K}^{-1}$. В работах [124,129,130] с помощью горизонтальной термодиффузионной ячейки определялся коэффициент Соре в концентрированных МЖ. По измеренному в эксперименте градиенту концентрации вычислялся коэффициент термодиффузии. Однако для определения коэффициента Соре необходимо знать коэффициент диффузии, который вычислялся по формуле Эйнштейна, модифицированной Бэтчелором [131]:

$$D = \frac{k_{\mathrm{B}}T}{3\pi\eta_0(d_p + 2s)}(1 + 1.45\varphi),$$

где η_0 — коэффициент динамической вязкости жидкости–носителя, d_p — средний диаметр частиц, s — толщина слоя ПАВ. В работе [124] в качестве φ выступала объемная концентрация магнитной фазы, а в другой публикации [130] бралась объемная концентрация гидродинамической фазы (с учетом слоя ПАВ).

Полученные в таких случаях значения коэффициента диффузии для МЖ с примерно одинаковой объемной долей частиц различаются приблизительно в 6 раз, что приводит к отличию в значениях коэффициента Соре на порядок.

Вопрос об определении коэффициента диффузии частиц в МЖ в настоящее время остается открытым. Осложняющим фактором является влияние ПАВ на значение коэффициента диффузии, которое до сих пор не изучено. Таким образом, получение воспроизводимых результатов для коэффициента Соре в МЖ, на основе имеющихся экспериментальных данных, пока проблематично.

Магнитофорез в МЖ. Неоднородности концентрации в магнитном коллоиде могут возникать также и в результате магнитофореза, который представляет собой медленный дрейф частиц в направлении приложенного $\nabla\mathbf{H}$. При этом на каждую частицу действует сила $\mathbf{f} = \mu_0(\mathbf{m}\nabla)\mathbf{H}$, которая вызывает их движение в область более сильного магнитного поля. В итоге произойдет перераспределение концентрации частиц в объеме [31]. Показано [80], что присутствие агрегатов может увеличить на порядок перепад концентрации в МЖ.

Гравитационная седиментация частиц и агрегатов. Еще одним механизмом, приводящим к неоднородному распределению концентрации, является гравитационная седиментация частиц и агрегатов (их оседание под действием силы тяжести). Влияние седиментации на конвективные течения изучалось в [83, 132, 133]. В экспериментах [83] было обнаружено, что вследствие седиментации возникают градиенты плотности, которые приводят к концентрационной конвекции. При этом время образования неоднородностей концентрации, влияющих на конвективные процессы, на три порядка меньше, чем характерное диффузионное время [83]. Таким образом, при изучении конвективных течений МЖ необходимо учитывать перепады плотности, возникающие из–за гравитационного осаждения частиц и агрегатов.

Органические жидкости–носители: состав и механизмы массопереноса. Диффузионные явления в МЖ могут быть связаны не только с движением частиц, но и с неоднородным составом жидкой фазы коллоида, вклю-

чающей жидкость–носитель и свободные молекулы ПАВ. Как правило, органические носители, используемые в качестве жидкой фазы в МЖ, состоят из различных по молекулярному весу и размеру молекул, а также примесей, иногда приводящих к образованию осадка. Например, ТМ содержит до 95% углеводородов (парафины, нафтены, ароматические углеводороды). Остальную часть занимают неуглеводородные компоненты, в том числе, асфальто–смолистые вещества и нафтеновые кислоты, которые могут приводить к формированию нерастворимого осадка [134]. Керосин, который также часто используют в качестве носителя, представляет собой смесь углеводородов, в которую входят предельные алифатические, нафтеновые, бициклические ароматические и непредельные углеводороды. Для последних характерны реакции полимеризации и присоединения. Кроме того, возможно содержание осадков, состоящих из органической и минеральной частей, $2-10\%$ от всей суммы примесей [135].

Содержание различных по массе молекул в ТМ и керосине может привести к их термодиффузии, подобно термодиффузии органических смесей [136–138]. Так, в работах [139,140] отмечена определяющая роль термодиффузионного разделения молекулярных компонентов керосина при описании конвекции МЖ. Возможна также гравитационная седиментация тяжелых молекул и нерастворимого осадка [141–143].

Несвязанные молекулы олеиновой кислоты, применяемой в качестве стабилизатора и достигающие по объемному содержанию 10%, также способствуют термодиффузионному перераспределению. В этом случае неоднородности плотности в МЖ будут возникать в смеси носитель–олеиновая кислота.

Таким образом, сложный состав и многообразие механизмов переноса в МЖ затрудняют указание строгих значений целого набора физических параметров, некоторые из которых на сегодняшний день не известны или определены в ограниченном диапазоне. К ним относятся коэффициенты термодиффузии, а также — для несущей фазы, коэффициенты вязкости при конвектив-

ных течениях. В этом случае прямое сопоставление теоретических расчетов, учитывающих лишь некоторые физические механизмы, с поведением реальных конвективных коллоидных систем выглядит в некоторых ситуациях некорректно, а данные опытов, с учетом имеющихся и перспективных приложений, представляют ценную информацию. Поскольку безразмерные параметры включают коэффициенты, невсегда достоверно известные, в дальнейшем при описании экспериментальных результатов будут использоваться размерные величины — перепад температуры ΔT и напряженность приложенного магнитного поля H, а безразмерные параметры будут носить оценочный характер.

1.3. Термомагнитная конвекция как альтернативный способ теплопереноса в магнитополяризующихся средах

В МЖ существует возможность управления процессами тепло– и массопереноса при помощи пондеромоторных сил, возникающих в магнитном поле [31, 34, 36, 65]. Вообще говоря, такое управление может быть реализовано и в естественных диа– и парамагнитных средах. Однако пондеромоторные силы, возбуждаемые в естественных средах традиционными источниками магнитного поля — катушками Гельмгольца, постоянными магнитами и электромагнитами — обычно слабее сил плавучести. Поэтому в этих случаях применяют сверхпроводящие магниты, индуцирующим магнитные поля $\sim 10\,\text{Тл}$. В одной из первых работ по термомагнитной конвекции было предложено определять процентное содержание кислорода в воздухе по интенсивности течения [144]. Изучение термомагнитной конвекции в парамагнитных растворах нитрата гадолиния в воде проводилось в [145, 146]. Влияние магнитного поля на теплоперенос в двухмиллиметровом слое воды рассматривалось в опытах [147]. Магнитные пондеромоторные силы могут использоваться для управления теплопереносом при вы-

ращивании кристаллов из диа- и парамагнитных расплавов [148] и белковых растворов [149–153] в условиях реальной и искусственной микрогравитации.

Для лабораторного исследования и научно–технических приложений термомагнитного механизма выгодно использовать МЖ, обладающие на порядки большей магнитной восприимчивостью. Термомагнитный механизм конвекции открывает дополнительные возможности для применения МЖ в теплообменных устройствах [35, 42, 65, 107]. В качестве теплоносителя МЖ могут быть использованы в приборах, которые сами индуцируют магнитные поля, например, в мощных трансформаторах [65], где замена охлаждающего масла на МЖ, приготовленную на основе того же масла, может существенно увеличить их допустимые нагрузки [154]. В электродвигателях при заполнении МЖ лобовых частей обмоток статора, а также зазора между ротором и статором, термомагнитная и ротационная конвекции обеспечивают дополнительный теплоотвод. Заполнение зазора громкоговорителей МЖ позволяет повысить допустимую нагрузку вдвое [65].

Практический интерес к термомагнитной конвекции в МЖ обусловлен также возможностью ее использования в случаях, когда гравитационная конвекция не может поддерживать достаточную эффективность теплообмена, а именно в устройствах малых масштабов [155, 156] или в условиях низкой гравитации [157,158]. Таким образом, термомагнитная конвекция наиболее актуальна для организации дополнительного теплопереноса в системах охлаждения в микроэлектронике и на космических аппаратах.

Если гравитационная аналогия позволяет понять многие закономерности конвекции МЖ в градиентных магнитных полях, то роль однородного магнитного поля в этих вопросах не столь ясна. Поэтому в данной работе рассматривается влияние внешнего однородного магнитного поля на конвекцию МЖ.

Финлэйсон [159] впервые теоретически рассмотрел задачу о термомагнитной неустойчивости горизонтального неизотермического слоя МЖ, помещенного во внешнее однородное вертикальное магнитное поле, и предложил управ-

ляющий параметр, который впоследствии был назван магнитным числом Рэлея. Согласно расчетам, термомагнитная конвекция становится значительной на фоне гравитационной при толщине слоя ~ 1 мм.

Вопреки теории [159], в первых экспериментах Богатырева и Шайдурова [160, 161] было зарегистрировано повышение порогового значения числа Рэлея по мере увеличения напряженности приложенного магнитного поля. Позднее Шваб и др. [162] провели эксперименты по конвективной устойчивости в горизонтальном слое МЖ и обнаружили дестабилизирующее влияние магнитного поля, согласующееся с теорией [159]. В работах [119, 163] показано, что понижение порога конвективной устойчивости наблюдается, если магнитное число Рэлея соизмеримо или превышает гравитационное число Рэлея. В противном случае, на первый план выступают стабилизирующие факторы — гравитационная седиментация частиц и магнитовязкий эффект.

В случае горизонтального подогреваемого снизу слоя МЖ при включении продольного магнитного поля модуль его напряженности, в силу равенства касательных компонент на границе раздела магнетиков, остается постоянным. Вследствие этого, составляющая термомагнитной силы, определяемая градиентом напряженности и порождающая эффекты дестабилизации, в невозмущенном состоянии отсутствует. Поэтому на передний план выступает относительно слабая стабилизирующая составляющая, обусловленная искажениями магнитного поля и возникающая при конвекции в тех случаях, когда градиенты температурных возмущений имеют проекцию на направление поля [65]. Теоретический анализ [42, 65, 164], учитывающий этот механизм, показал, что продольное магнитное поле не изменяет порога устойчивости, но снимает вырождение по направлениям конвективных валов, выстраивая их параллельно вектору $\mathbf{H}$. В тех ситуациях, когда вырождение уже снято какими-либо другими причинами, например, границами слоя или характером нагрева, однородное магнитное поле, препятствуя развитию конвективных возмущений, оказывается в состоянии повысить порог устойчивости системы, например, в случае вертикального подо-

греваемого снизу слоя, помещенного в горизонтальное магнитное поле [65], или в наклонном слое [119].

В работах [165, 166] экспериментально исследовалось поведение МЖ в горизонтальном подогреваемом снизу слое, помещенном в продольное магнитное поле. Было обнаружено ориентационное действие магнитного поля, выстраивающего конвективные валы вдоль силовых линий, но вместе с тем, в случае небольших значений напряженности магнитного поля наблюдалась сложная ячеистая структура. Взаимодействие валов друг с другом и влияние боковых границ осложняют изучение относительно слабого стабилизирующего действия магнитного поля в горизонтальном слое, поэтому в данной диссертации рассматривается шаровая полость, в которой первой модой неустойчивости является один конвективный вихрь [122, 167].

Экспериментальное и теоретическое исследование термомагнитных и термогравитационных конвективных течений в вертикальном слое МЖ, подогреваемом с одной из широких боковых граней и помещенном во внешнее однородное поперечное магнитное поле, проводилось в [119, 168, 169]. Показано, что в магнитном поле базовое подъемно–опускное течение теряет устойчивость, и формируется система вертикальных конвективных валов. Кроме того, при определенных значениях управляющих параметров возникают бегущие магнитные волны.

Термомагнитная конвекции в замкнутых полостях МЖ была рассмотрена, например, в [170, 171]. В работе [170] проведено численное и экспериментальное исследование термомагнитной конвекции в кубической полости, заполненной МЖ, во внешнем однородном магнитном поле. Численное моделирование показало, что конвективная структура определяется отношением магнитных и гравитационных сил. Из эксперимента было получено, что тепловой поток существенно изменяется при наложении как вертикального, так и горизонтального магнитных полей. Результаты [171], полученные из эксперимента и при численном моделировании, показали, что в магнитном поле перенос тепла внутри

полости значительно возрастает по сравнению с переносом тепла в отсутствие магнитного поля. Примечательно, что внутреннее магнитное поле, вследствие искажения силовых линий границами кубической полости, становится неоднородным. В шаровой полости однородность магнитного поля не нарушается границами. Однако, как показали теоретические и экспериментальные исследования конвекции в шаровой полости МЖ, внешнее однородное магнитное поле оказывает существенное влияние на конвективную устойчивость и теплообмен в случае, когда возмущения магнитного поля вызваны температурными неоднородностями среды [172, 173]. Аналогичный результат был получен в цилиндрической полости с МЖ [174].

Следует отметить, что шаровая полость может быть использована для моделирования геофизических течений. В работе [175] предлагается экспериментально моделировать океанические капиллярно–гравитационные течения в сферической системе, заполненной МЖ, находящейся в постоянном магнитном поле. Эксперименты по изучению термомагнитной конвекции в сферическом слое были проведены в [176]. Система из постоянных магнитов внутри сферического зазора создавала поле центральных сил в слое МЖ толщиной 15 мм. С помощью инфракрасной камеры были получены изображения структур течения, состоящих из набора конвективных ячеек, расположенных азимутально вокруг полюса. Такие структуры аналогичны движению мантии внутри Земли. Течения в шаровой полости, заполненной МЖ и помещенной в однородное переменное магнитное поле, теоретически исследовались в [177].

В главе 4 будет показано, как внешнее однородное магнитное поле влияет на конвективную устойчивость и теплоперенос в шаровой полости с МЖ на основе различных жидкостей–носителей при разных условиях нагрева.

Глава 2

Методика эксперимента

2.1. Экспериментальная установка

Для выяснения природы автоколебаний в МЖ, наблюдаемых вблизи порога механического равновесия [119, 178], и их изучения рационально рассматривать простейшее движение жидкости в виде одного вихря, которое реализуется в шаровой полости в отсутствие магнитного поля [122,167,179]. С другой стороны, во внешнем однородном магнитном поле шаровая полость, являясь частным случаем эллипсоида, имеет однородное внутреннее поле [110,180]. Поэтому для изучения механизмов тепло– и массопереноса в гравитационном и однородном в пространстве и постоянном во времени магнитном полях в МЖ был выбран шар.

В шаровой полости возникает равновесное распределение температуры жидкости, которому соответствуют горизонтальные изотермы, если она находится в массиве с однородным вертикальным градиентом температуры, и его размеры велики по сравнению с размером шарового вкрапления [122, 167, 179]. Однако увеличение размеров массива удлиняет время его прогрева и проведения эксперимента. Для примера оценим время прогрева массива из оргстекла с температуропроводностью $\alpha_{\text{орг}} = 7.6 \cdot 10^{-8}\,\text{м}^2/\text{с}$ и высотой $l = 0.10\,\text{м}$, как характерное время распространения теплового возмущения:

$$t_{\text{прогр}} = \frac{l^2}{\pi^2 \alpha_{\text{орг}}} = 13 \cdot 10^3\,\text{с} = 3.7\,\text{ч}.$$

Для уменьшения времени прогрева в случае, когда отношение теплопроводностей жидкости и массива близки к единице, шаровую полость можно зажать вплотную между горизонтальными изотермическими теплообменниками (см. параграф 2.2). Для используемых в экспериментах жидкостей отношение коэф-

фициентов теплопроводности рабочей жидкости λ и массива $\lambda_{\text{орг}} = 0.18\,\text{Вт}/(\text{м}\cdot\text{К})$ будут равны 1.3, 1.3 и 1.1 для МЖ на основе ПЭС, керосина и ТМ, соответственно.

При помещении шара, заполненного МЖ, в однородное магнитное поле, напряженность внутри него $\mathbf{H}_{\text{int}}$ будет отличаться от приложенной $\mathbf{H}$. С учетом того, что размагничивающий фактор для шара равен $1/3$ [88, 180], справедлива формула

$$\mathbf{H}_{\text{int}} = \mathbf{H} - \frac{\mathbf{M}}{3},$$

где $\mathbf{M}$ — намагниченность МЖ.

С учетом перечисленных факторов для изучения конвекции в шаровой полости в гравитационном и магнитном полях использовалась кювета, представленная на рис. 2.1. Полость **А** диаметром $d = 16.0 \pm 0.1\,\text{мм}$ была вырезана в блоке из оргстекла **Б**, который был составлен из двух одинаковых пластин, размером $53 \times 53 \times 9.0\,\text{мм}^3$ каждая. Для регистрации изменения локального теплового потока в приполюсной области полости к блоку прикреплялись две прослойки **В** из оргстекла толщиной $h = 1\,\text{мм}$. Блок с прослойками ограничивался двумя алюминиевыми теплообменниками **Г**. Заполнение полости рабочей жидкостью осуществлялось через каналы **Д** диаметром $2\,\text{мм}$.

Разности температур на полюсах полости ΔT (спаи **6** и **7**) и между теплообменниками $\Delta T_{\text{тепл}}$ (спаи **5** и **8**) регистрировались при помощи двух медь–константановых термопар. Коэффициент термо–ЭДС термопар составлял $40\,\text{мкВ}/\text{К}$. Спаи термопар имели среднюю длину $1\,\text{мм}$, диаметр электродов — $0.1\,\text{мм}$.

Для наблюдения за структурой конвективных течений использовалась система четырех медь-константановых термопар (спаи **1**–**4**), расположенных при подогреве снизу или сверху в экваториальной плоскости сферы. Для того, чтобы спаи не вносили больших возмущений в течение, а также чтобы избежать появления «магнитного ветра» от спаев, они находились внутри полости на расстоянии $3\,\text{мм}$ от ее стенки.

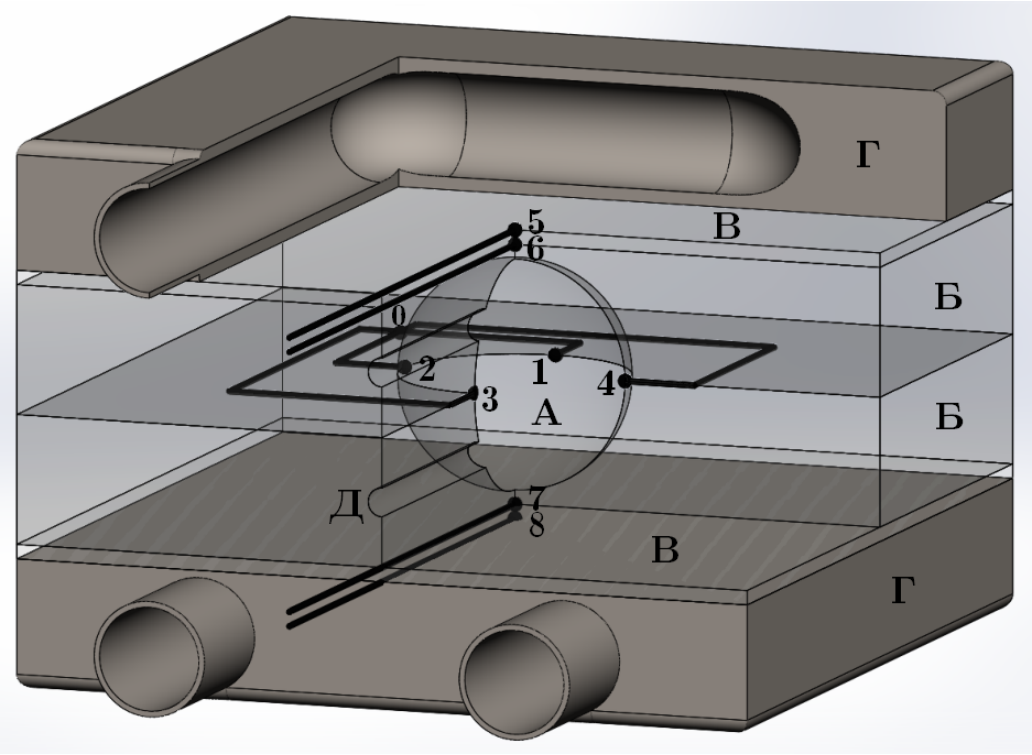


Рис. 2.1. Модель экспериментальной кюветы: **А** — шаровая полость, **Б** — блок из оргстекла, **В** — прослойки из оргстекла, **Г** — алюминиевые теплообменники, **Д** — каналы для заливки жидкости, **0**–**8** – спаи термопар

Как известно, одиночный конвективный вихрь с горизонтальной осью произвольной ориентации, соответствующий первой моде неустойчивости в шаре [122,167,181], может быть представлен как суперпозиция двух ортогональных базисных вихрей. Температурные составляющие θ_i таких базисных вихрей, где $i = 1$–4 — номера термопар, фиксировались относительно общего спая **0**. Расположенные таким образом термопары позволяли обнаружить другие гармоники, в том числе, конвективную структуру в виде тора [122, 172].

Схематическое изображение одиночного конвективного вихря с произвольно расположенной горизонтальной осью и вектором угловой скорости $\boldsymbol{\omega}$ показано на рис. 2.2. Базисные вихри характеризуются угловыми скоростями $\boldsymbol{\omega}_{\mathrm{I}}$ и $\boldsymbol{\omega}_{\mathrm{II}}$, такими что $|\boldsymbol{\omega}|^2 = |\boldsymbol{\omega}_{\mathrm{I}}|^2 + |\boldsymbol{\omega}_{\mathrm{II}}|^2$. Тогда при линейном профиле температуры, который реализуется в центральной области шара, модуль вектора угловой скорости $|\boldsymbol{\omega}|$ пропорционален конвективному возмущению $\Theta = \sqrt{\theta_{\mathrm{I}}^2 + \theta_{\mathrm{II}}^2}$. Здесь $\theta_{\mathrm{I}} = \theta_1 - \theta_3$ и $\theta_{\mathrm{II}} = \theta_2 - \theta_4$ — конвективные возмущения, индуцируемые ортого-

нальными вихрями и измеряемые термопарами **1**, **3** и **2**, **4**, а θ_1–θ_4 — показания четырех экваториальных термопар.

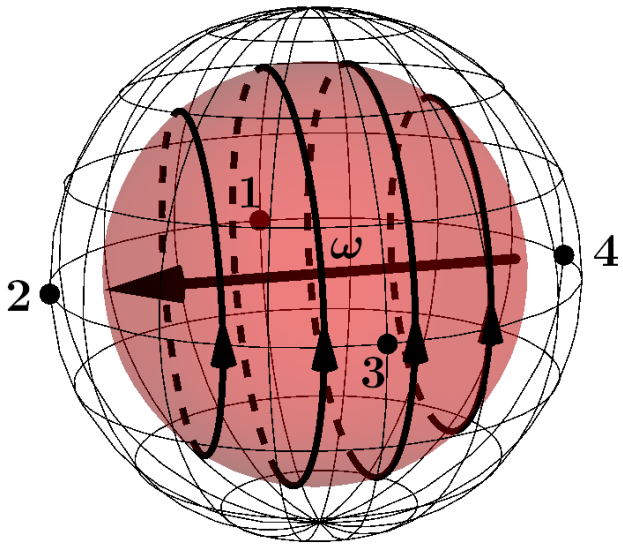


Рис. 2.2. Схематическое изображение структуры течения конвективного вала

При подогреве полости снизу и сверху для задания строго вертикального градиента температуры, в котором существует неподвижное теплопроводное состояние, горизонтальная ориентация кюветы с точностью до $15'$ проверялась с использованием пузырькового уровня. Для изучения течений, возникающих при боковом обогреве, кювета поворачивалась на 90°. В этом случае температурные возмущения, индуцируемые конвективным вихрем, измерялись термопарами **2** и **4** на полюсах и термопарами **1** и **3** в экваторе шаровой полости.

На рис. 2.3 показана блок–схема экспериментальной установки. При исследовании действия внешнего однородного магнитного поля на устойчивость и структуру конвективных течений МЖ кювета **1**, устройство которой показано на рис. 2.1, помещалась в центральную область катушек Гельмгольца **2** либо зажималась между полюсами электромагнита (рис. 2.5). Через теплообменники конвективной камеры струйными ультратермостатами **3** и **4** марки КРИО-ВТ-01 [182] прокачивалась вода постоянной температуры с точностью 0.02 K. Температуры теплообменников выбирались так, чтобы средняя температура жидкости внутри полости была равна комнатной. Показания термо-

пар фиксировались каждые 10 с многоканальным электронным самописцем для измерения температуры «Термодат» (29БМ1) **5** [183], с разрешением 0.01 K. Прибор имеет класс точности 0.25. Самописцы «Термодат» подключались к USB–порту компьютера **6** и опрашивались программой TermodatNet 3.27, которая накапливает измерения в базе данных, а также осуществляет их графическое представление.

Катушки Гельмгольца и электромагнит подключались к стабилизированным источникам постоянного тока **7** GPR-11H30D, GPS-3030DD; погрешность приборов составляла 1.7%, класс точности — 2.5.

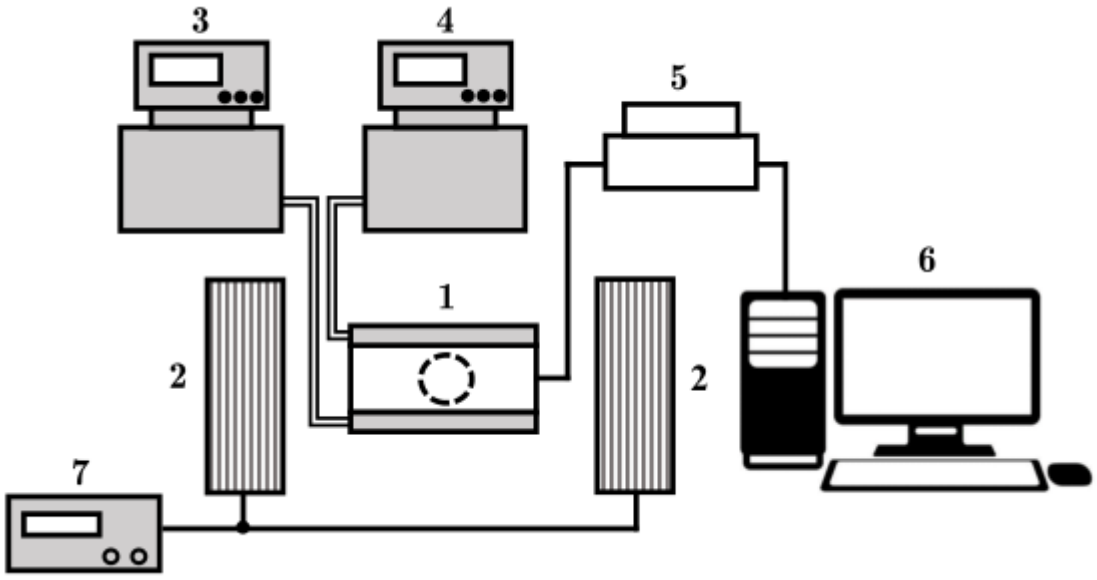


Рис. 2.3. Блок-схема экспериментальной установки: **1** — экспериментальная кювета; **2** — катушки Гельмгольца или электромагнит; **3**, **4** — термостаты; **5** — «Термодат»; **6** — компьютер; **7** — источник питания

Для катушек Гельмгольца геометрические параметры системы выбирались в соответствии с [184, 185]. Наибольшая напряженность, развивавшаяся в центре катушек, составляла 56.2 кА/м. Катушки имели средний диаметр 300 мм, высоту намотки вдоль радиуса 130 мм и ширину вдоль образующей 180 мм; отверстие в цилиндрических каркасах ограничивало область диаметром 200 мм. Неоднородность поля в среднем сечении, параллельном плоскости витков, и вдоль аксиальной оси симметрии в катушках Гельмгольца, а также в централь-

ной области электромагнита не превышала 1.5%. Объем рабочей зоны катушек Гельмгольца, в которой магнитное поле однородно, составил 80 см^3, что значительно превышает объем шаровой полости (2.1 см^3).

Градуировка катушек Гельмгольца проводилась с помощью измерителя магнитной индукции Ш1-8 (рис. 2.4). Погрешность измерений магнитного поля в центре катушек Гельмгольца складывалась из погрешностей источника питания и тесламетра и составила не более 2% (меньше размера символа на рис. 2.4).

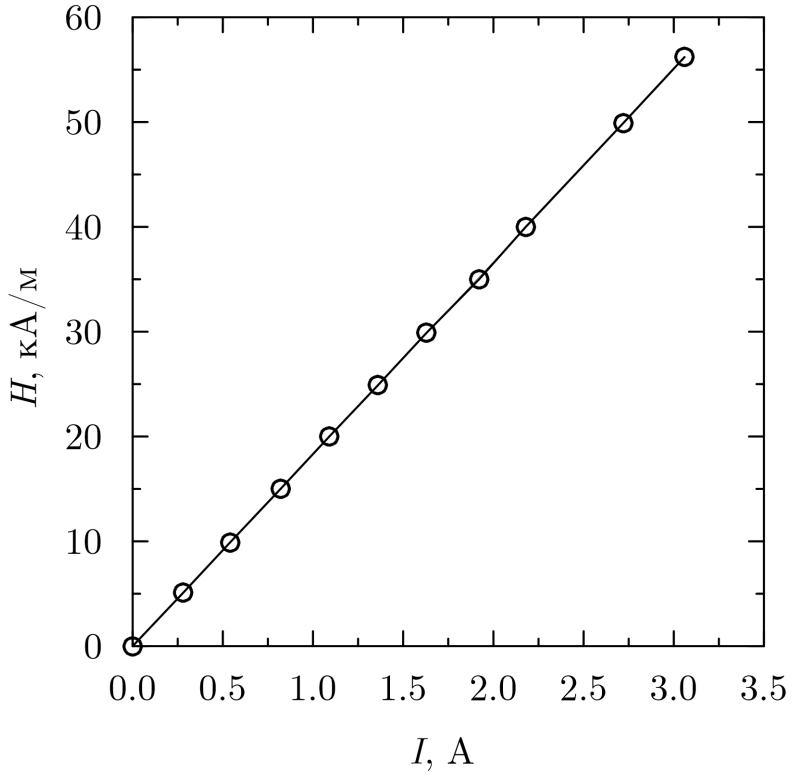


Рис. 2.4. Градуировочный график катушек Гельмгольца

Используемый в экспериментах электромагнит ЭМ-2 имел полюсные наконечники из магнитомягкой стали в форме прямых круговых цилиндров диаметром 80 мм с параллельными основаниями. При зазоре между полюсами 32 мм, соответствующем высоте кюветы, достигалось поле напряженностью до 220 кА/м. Фотография экспериментальной кюветы, помещенной в зазор электромагнита, представлена на рис. 2.5.

В качестве рабочих жидкостей в экспериментах использовались коллоид-

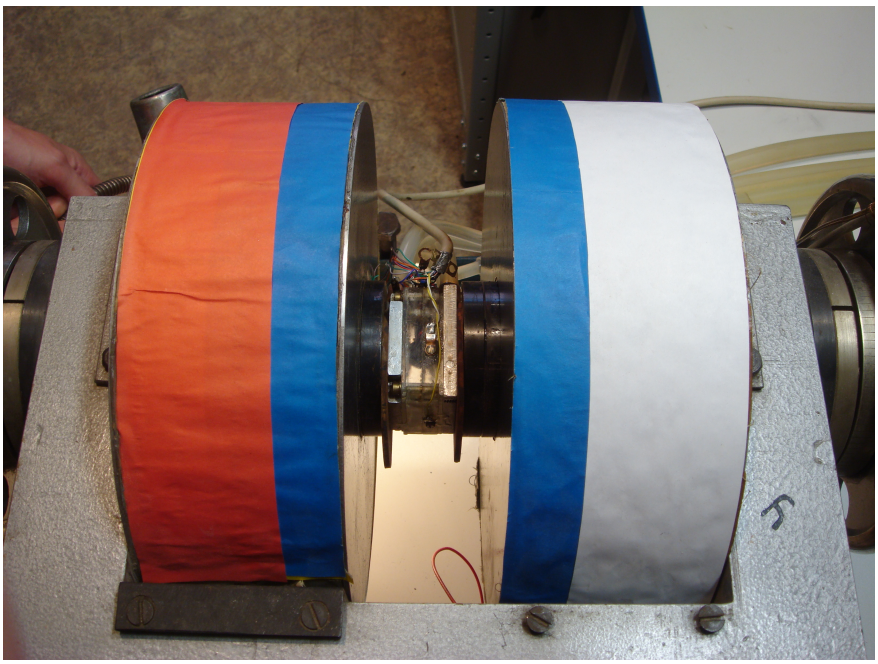


Рис. 2.5. Экспериментальная кювета в электромагните

ные растворы магнетитовых частиц средним размером 10 нм, стабилизированные олеиновой кислотой, в разных жидкостях–носителях: ТМ, ПЭС [186, 187] и керосине [188]. В таблице 2.1 приведены следующие свойства жидкостей при температуре 20 °C: ρ — плотность, η — коэффициент динамической вязкости, λ — коэффициент теплопроводности, M_{s} — намагниченность насыщения, φ — объемная концентрация магнитных частиц, Pr — число Прандтля, D — коэффициент диффузии, β — коэффициент теплового расширения, β_{n} — относительный концентрационный коэффициент плотности.

На рис. 2.6 приведен график зависимостей намагниченности для МЖ на основе ТМ, ПЭС и керосина. Измерения выполнены сотрудниками лаборатории Динамики дисперсных систем ИМСС УрО РАН, г. Пермь.

Как известно [83,113,126,132,133,189,190], в поле тяжести и при неоднородном подогреве в магнитном коллоиде могут возникать существенные концентрационные неоднородности вследствие гравитационной седиментации и термодиффузии частиц и агрегатов. Поэтому для обеспечения однородности жидкости и получения воспроизводимого критического перепада температуры в ряде опытов проводилось предварительное перемешивание коллоида при помощи конвек-

Таблица 2.1. Свойства МЖ, используемых в опытах

Физическая величина	Жидкость–носитель		
	ТМ	ПЭС	керосин
$\rho, 10^3\,\text{кг/м}^3$	1.37	1.49	1.25
$\eta, \text{Па·с}$	0.069	0.376	0.009
$\lambda, \text{Вт/(м}\cdot\text{К)}$	0.20	0.24	0.23
$M_\text{s}, \text{кА/м}$	51.1	52.8	48.7
$\varphi, \%$	11	12	11
$\text{Pr}, 10^2$	6	25	0.7
$D, 10^{-12}\,\text{м}^2/\text{с}$	2	0.1	4
$\beta, 10^{-3}\,\text{К}^{-1}$	0.6	0.6	0.9
β_n	5.0	4.3	5.8

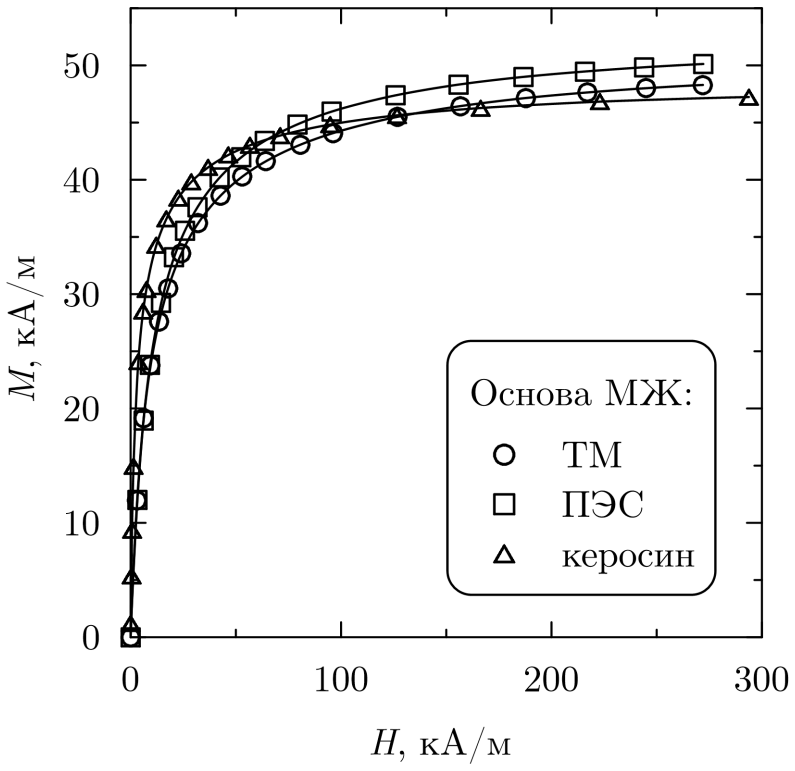


Рис. 2.6. Зависимости намагниченности МЖ на основе ТМ, ПЭС и керосина от напряженности магнитного поля

тивного течения. Для этого в течение часа задавался максимально возможный для экспериментальной установки перепад температуры между теплообменни-

ками $\Delta T_{\text{тепл}} = 55\,\text{K}$, и кювета поворачивалась таким образом, чтобы теплообменники располагались вертикально. Тем самым создавалась обстановка обогрева сбоку, соответствующая наибольшей скорости конвекции. И напротив, для изучения влияния неоднородностей плотности, возникающих вследствие гравитационной седиментации частиц, жидкость выдерживалась в изотермических условиях от нескольких суток до месяца.

При проведении экспериментов с МЖ необходимо учитывать, что процессы переноса происходят с различными характерными временами: гидродинамическим $t_\nu = d^2\rho/(\pi^2\eta)$, тепловым $t_\text{t} = d^2/(\pi^2\alpha)$ и диффузионным $t_\text{D} = d^2/(\pi^2 D)$. Для используемой шаровой полости ($d = 16\,\text{мм}$), заполненной МЖ на основе ТМ ($\alpha = 7\cdot10^{-8}\,\text{м}^2/\text{с}$, остальные свойства указаны в таблице 2.1), эти времена составляют $t_\nu \sim 10^0\,\text{с}$, $t_\text{t} \sim 10^2\,\text{с}$, $t_\text{D} \sim 10^7\,\text{с}$. Наименьший временной масштаб контролировал интервал выборки, а наибольший определял общую продолжительность экспериментов.

2.2. Измерение тепловых потоков

Строго говоря, равновесное поле температуры в жидкости, заполняющей шаровую полость, возможно только в массиве бесконечных размеров. Действительно, распределения температуры в жидкости $T_\text{ж}$ и массиве $T_\text{орг}$ удовлетворяют системе стационарных уравнений теплопроводности:

$$\begin{aligned}
&\nabla^2 T_\text{ж} = 0,\\
&\nabla^2 T_\text{орг} = 0,\\
&r = R : T_\text{ж} = T_\text{орг}, \quad \lambda\frac{\partial T_\text{ж}}{\partial r} = \lambda_\text{орг}\frac{\partial T_\text{орг}}{\partial r},\\
&r \to \infty : \frac{\partial T_\text{орг}}{\partial z} = C.
\end{aligned}$$

Здесь r — расстояние от центра шаровой полости, R — радиус полости, C — модуль постоянного градиента температуры в массиве вдали от полости,

z — ось с началом в центре полости.

Решение системы уравнений имеет вид:

$$T_{\text{ж}} = T_0 + \frac{3\lambda_{\text{орг}}}{2\lambda_{\text{орг}} + \lambda} Cz,$$
$$T_{\text{орг}} = T_0 + \left[1 + \frac{\lambda_{\text{орг}} - \lambda}{2\lambda_{\text{орг}} + \lambda} \left(\frac{R}{r}\right)^3\right] Cz,$$

где T_0 — температура в центре полости.

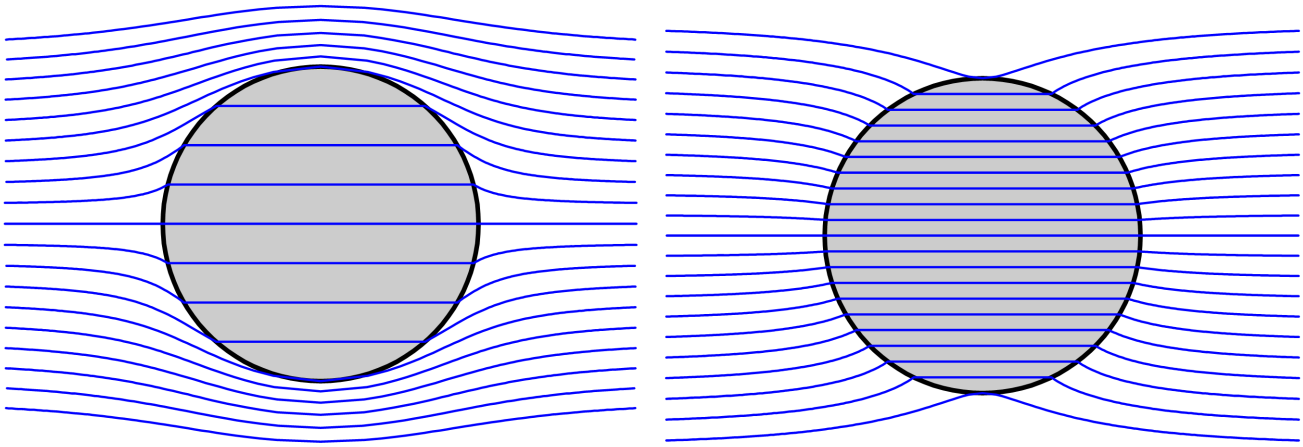
На рис. 2.7 представлены изотермы, построенные по полученным выражениям, при $\lambda/\lambda_{\text{орг}} = 4$, 0.25 и 1.3. Значение $\lambda/\lambda_{\text{орг}} = 1.3$ соответствует теплопроводностям МЖ на основе ПЭС и керосина. Внутри полости изолинии температуры строго горизонтальные, в массиве вблизи полости они искажаются.

Величину этих искажений температуры характеризует безразмерная величина:

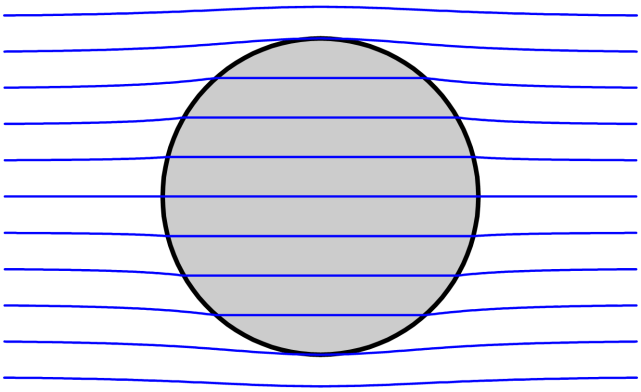
$$\varepsilon = \frac{T_{\text{орг}} - Cz}{Cz} = \frac{\lambda_{\text{орг}} - \lambda}{2\lambda_{\text{орг}} + \lambda} \left(\frac{R}{r}\right)^3.$$

Оценим максимальные искажения температуры на плоскости $z = 1.25R$, соответствующему расположению теплообменников в данной экспериментальной кювете. Для МЖ на основе ПЭС, керосина и ТМ $\varepsilon = 5\%$, 4% и 2%, соответственно. С другой стороны, в эксперименте поверхность теплообменника является изотермической ($\varepsilon = 0$), что нарушает распределение температуры в случае бесконечного массива. Следовательно, горизонтальные изотермы в полости будут искажаться. Для проверки влияния этих искажений на механическое равновесие проводились эксперименты в условиях нагрева сверху. В случае равновесного распределения конвекция должна отсутствовать при любых значениях градиента температуры. Тогда тепловой поток в жидкости будет чисто теплопроводный, а его плотность на полюсе полости будет равна, в силу непрерывности, плотности теплового потока на прослойке **B** (см. рис. 2.1):

$$q \equiv \lambda_{\text{орг}} \frac{\Delta T_{\text{пр}}}{2h} = \lambda \frac{\Delta T}{d}, \tag{2.1}$$



а) б)



в)

Рис. 2.7. Изотермы в шаровой полости, заполненной жидкостью, и массиве при $\lambda/\lambda_{\text{орг}} = 4$ а), 0.25 б) и 1.3 в)

где $\Delta T_{\text{пр}} = \Delta T_{\text{тепл}} - \Delta T$ — перепад температуры между двумя прослойками. Таким образом, в теплопроводном режиме (механическое равновесие) плотность теплового потока на прослойке линейно возрастает с увеличением перепада температуры ΔT между полюсами полости. Как видно из рис. 2.8, 2.9 и 2.10 (линия 1), линейная зависимость $q(\Delta T)$ при нагреве сверху наблюдается на всем диапазоне перепадов температуры для всех используемых МЖ.

При подогреве снизу, когда приложенный перепад температуры не превышает критического значения, экспериментальные точки ложатся на ту же линию, что и при нагреве сверху (рис. 2.8 — 2.10). Таким образом, интенсивность конвективных течений, обусловленных отклонениями температурного поля от равновесного распределения, обеспечивающего механическое равновесие,

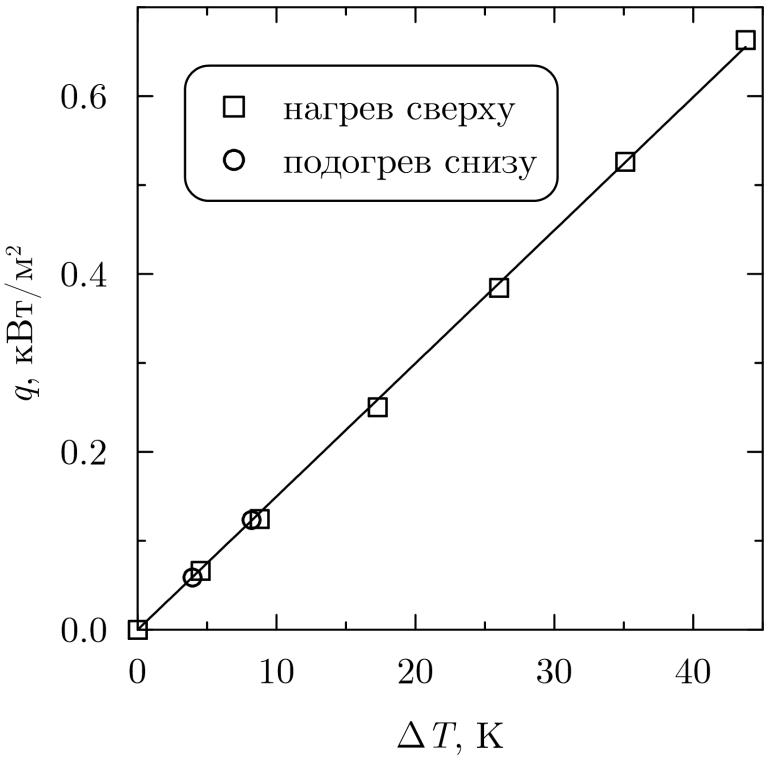


Рис. 2.8. Зависимость плотности теплового потока в жидкости от перепада температуры на полюсах полости для МЖ на основе ПЭС при нагреве сверху и подогреве снизу для $\Delta T < \Delta T_{\text{c}}$

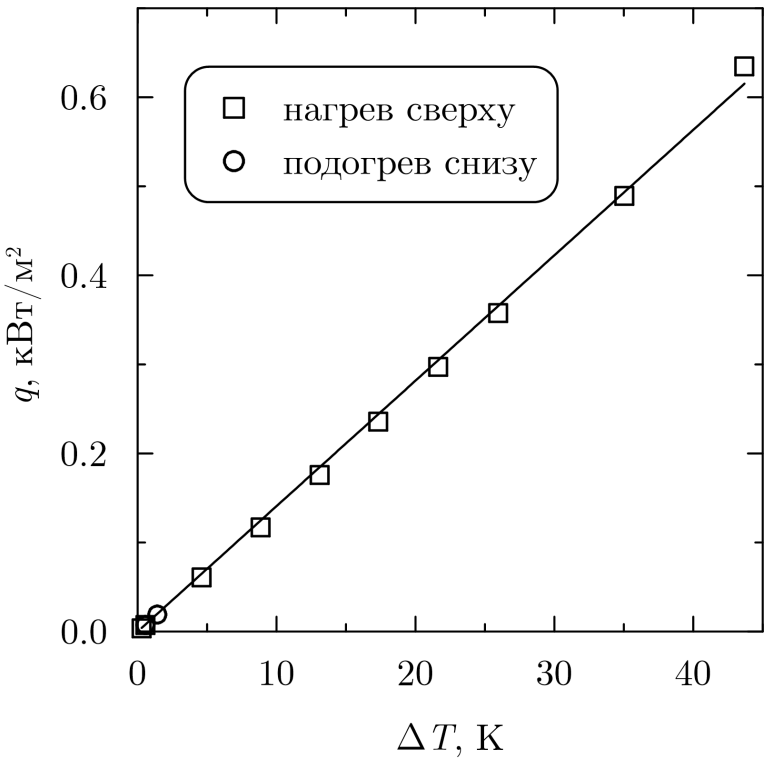


Рис. 2.9. Зависимость плотности теплового потока в жидкости от перепада температуры на полюсах полости для МЖ на основе керосина при нагреве сверху и подогреве снизу для $\Delta T < \Delta T_{\text{c}}$

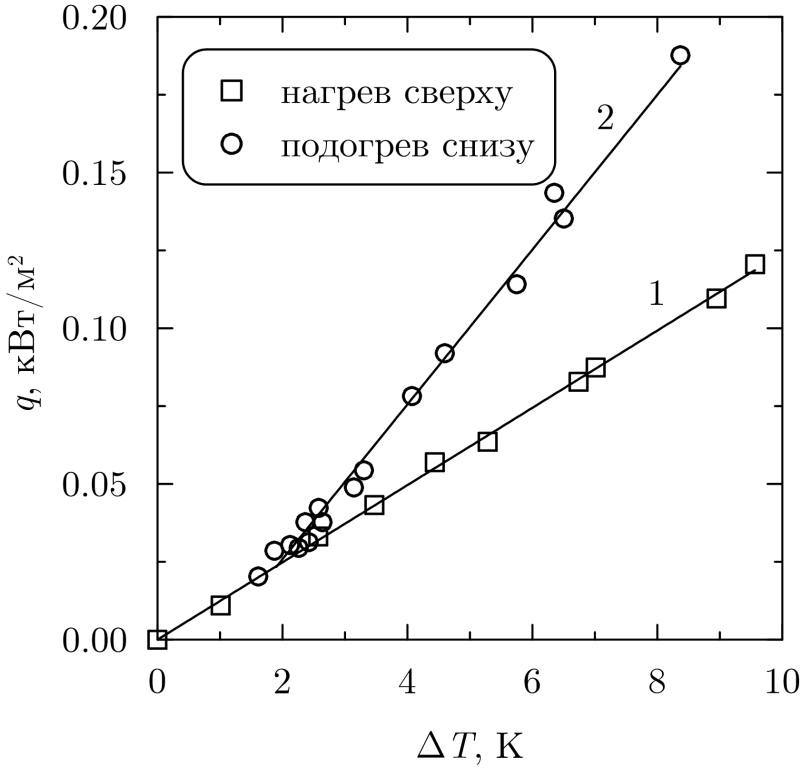


Рис. 2.10. Зависимость плотности теплового потока в жидкости от перепада температуры на полюсах полости для МЖ на основе ТМ. Линия 1 — теплопроводный режим, линия 2 — конвективный режим

не превосходит порога чувствительности используемой экспериментальной установки. Поэтому будем считать, что жидкость в шаровой полости может оставаться в механическом равновесии при подогреве снизу.

Для определения критического перепада температуры использовался метод Шмитда–Мильвертона [167, 191]. Начало конвективного движения определялось по изменению наклона прямой $q(\Delta T)$ (рис. 2.10, линия 2).

Для характеристики увеличения теплового потока в конвективном режиме использовалось число Нуссельта, равное отношению полного теплового потока к его теплопроводной составляющей. Тогда для приполюсной области шара справедлива следующая формула:

$$\mathrm{Nu} = \frac{\Delta T_{\text{пр}}}{k\Delta T} = \frac{1}{k}\left(\frac{\Delta T_{\text{тепл}}}{\Delta T} - 1\right), \qquad k = \frac{2\lambda h}{\lambda_{\text{орг}} d}. \tag{2.2}$$

Относительная погрешность числа Нуссельта вычислялась по формуле:

$$\frac{\Delta\mathrm{Nu}}{\mathrm{Nu}} = \sqrt{\left(\frac{\Delta(\Delta T_{\text{пр}})}{\Delta T_{\text{пр}}}\right)^2 + \left(\frac{\Delta(\Delta T)}{\Delta T}\right)^2 + \left(\frac{\Delta k}{k}\right)^2} = \\ = \sqrt{\left(\frac{\sigma\sqrt{2}}{\Delta T_{\text{пр}}}\right)^2 + \left(\frac{\sigma}{\Delta T}\right)^2 + \left(\frac{\Delta k}{k}\right)^2},$$

где $\sigma \equiv \Delta(\Delta T) = \Delta(\Delta T_{\text{тепл}}) = 0.02\,\mathrm{K}$ — абсолютная погрешность измерения разностей температур между теплообменниками и между полюсами, полученная по данным программы TermodatNet 3.27.

Тангенс угла наклона бесконвективной прямой вычислялся по методу наименьших квадратов:

$$k = \frac{\sum\limits_{j=1}^{N} \Delta T_{\text{пр}j} \Delta T_j}{\sum\limits_{j=1}^{N} \Delta T_j^2}. \tag{2.3}$$

Абсолютная погрешность k определялась по формуле косвенно измеренной величины:

$$\Delta k = \sqrt{\sum_{j=1}^{N} \left(\frac{\partial k}{\partial \Delta T_{\text{пр}j}} \Delta(\Delta T_{\text{пр}j})\right)^2 + \sum_{j=1}^{N} \left(\frac{\partial k}{\partial \Delta T_j} \Delta(\Delta T_j)\right)^2}, \tag{2.4}$$

где соответствующие производные получены дифференцированием формулы (2.3):

$$\frac{\partial k}{\partial \Delta T_{\text{пр}j}} = \frac{\Delta T_j}{\sum\limits_{i=1}^{N} \Delta T_i^2}, \\ \frac{\partial k}{\partial \Delta T_j} = \frac{\Delta T_{\text{пр}j} \sum\limits_{i=1}^{N} \Delta T_i^2 - 2\Delta T_j \sum\limits_{i=1}^{N} \Delta T_{\text{пр}i} \Delta T_i}{\left(\sum\limits_{i=1}^{N} \Delta T_i^2\right)^2}. \tag{2.5}$$

С учетом (2.5) формула (2.4) принимает вид:

$$\Delta k = \frac{\sigma}{\sum\limits_{i=1}^{N} \Delta T_i^2} \sqrt{2 \sum_{j=1}^{N} \Delta T_j^2 + \sum_{j=1}^{N} \Delta {T_{\text{пр}}}_j^2}.$$

Тогда окончательное выражение для относительной погрешности числа Нуссельта запишем как:

$$\left(\frac{\Delta \text{Nu}}{\text{Nu}}\right)_j = \sigma \sqrt{\frac{2}{\Delta {T_{\text{пр}}}_j^2} + \frac{1}{\Delta T_j^2} + \frac{2 \sum\limits_{i=1}^{N} \Delta T_i^2 + \sum\limits_{i=1}^{N} \Delta {T_{\text{пр}}}_i^2}{\left(\sum\limits_{i=1}^{N} \Delta {T_{\text{пр}}}_i \Delta T_i\right)^2}}. \tag{2.6}$$

В экспериментах в зависимости от перепадов температуры относительная погрешность вычисления числа Нуссельта составляла от 1% до 9%.

2.3. Способы обработки температурных сигналов

Температурный сигнал, регистрируемый при помощи экваториальных термопар, представляет собой дискретный временной ряд с постоянным шагом. В ряде экспериментов температурный сигнал имел вид нерегулярных колебаний. Для определения частотного состава сигнала использовался спектральный анализ, основанный на дискретном преобразовании Фурье. Такое преобразование позволяет выделить присутствующие в сигнале частоты, но не содержит информацию о временной локализации частотных составляющих. Для исследования изменения во времени преобладающих частот применялась численная реализация непрерывного вейвлет–преобразования сигнала [192, 193].

Для реализуемого в опытах временного ряда

$$\theta = \Big\{\theta_0, \theta_1, \ldots, \theta_{n-1}\Big\} = \Big\{\theta(0), \theta(\delta), ..., \theta((n-1)\delta)\Big\},$$

где δ — шаг по времени, n — количество точек ряда, дискретное преобразование Фурье вычислялось по формуле:

$$F(\nu_q) = \frac{1}{\sqrt{n}} \sum_{k=0}^{n-1} \theta_k \exp\left(2\pi i \frac{kq}{n}\right), \quad q = \overline{0, n-1}. \tag{2.7}$$

Затем строился Фурье–спектр в частотном представлении $|F_\nu|$, где $\nu_q = \dfrac{q}{n\delta}$ — частота сигнала.

Коэффициенты вейвлет–преобразования сигнала θ определялись выражением:

$$W(t_p, \tau_q) = \frac{1}{\sqrt{q\delta}} \sum_{k=0}^{n-1} \theta_k \psi^* \left(\frac{k-p}{q}\right). \tag{2.8}$$

Здесь $\psi^*((k-p)/q)$ — комплексно сопряженный базисный вейвлет масштаба $\tau_q = q\delta$, вычисленный для момента времени $t_k = k\delta$ при сдвиге на $t_p = p\delta$ [192]. Изменение масштаба и величины сдвига во времени вейвлета восстанавливает и локализует динамику колебаний. Коэффициенты $W(t_p, \tau_q)$ находились при $p = \overline{0, n-1}$ и $q = q_{\min}^j$ ($j = \overline{1, \log_{q_{\min}}(n/2)}$). Величина $q_{\min}$ подбиралась из оптимального соотношения скорости вычисления вейвлет–коэффициентов и визуальной «хорошей» разрешимости вейвлет–спектра.

В качестве базисного вейвлета использовалась функция Морле:

$$\psi(x) = \frac{1}{\sqrt[4]{\pi}} \exp\left(i\omega_{\text{M}} x - \frac{x^2}{2}\right).$$

Частота заполнения ω_{M} определялась из условия равенства обратной частоты Фурье–преобразования и масштаба вейвлета:

$$\frac{4\pi}{\omega_{\text{M}} + \sqrt{2 + \omega_{\text{M}}^2}} = 1$$

и составила $\omega_{\text{M}} = \dfrac{8\pi^2 - 1}{4\pi} \approx 6.2$.

Вычисления по формулам (2.7), (2.8) производились по встроенным функ-

циям в системе компьютерной алгебры MATHEMATICA 10.

В качестве примера рассмотрим тестовый дискретный сигнал (рис. 2.11 а), содержащий четыре синусоидальных гармоники с периодами $\frac{25}{2}$, $\frac{25}{4}$, $\frac{25}{8}$, $\frac{25}{16}$. В Фурье–спектре тестового сигнала (рис. 2.11 б) присутствуют 4 пика на частотах $\nu_{1,2,3,4} = (0.08, 0.16, 0.32, 0.64)$, соответствующих периодам сигнала.

Проекция поверхности амплитуды $|W(t,\tau)|$ коэффициентов вейвлет–преобразования тестового сигнала представлена на рис. 2.11 в. На графике по горизонтальной оси отложено время наблюдения сигнала t, по вертикальной оси слева — период колебаний τ. Большим значениям вейвлет–коэффициентов соответствуют более темные участки. На вейвлет–спектре выделены 4 периода гармоник, но в отличие от Фурье–спектра, они локализованы во времени.

Вместо изображения поверхности вейвлет–спектра часто используют скелетоны — линии локальных максимумов вейвлет–коэффициентов для фиксированного времени. Построение скелетонов вейвлетной поверхности позволяет более наглядно представить структуру сигнала. На скелетоне вейвлет–преобразования тестового сигнала (рис. 2.11 г) четко видна локализация 4 периодов во времени.

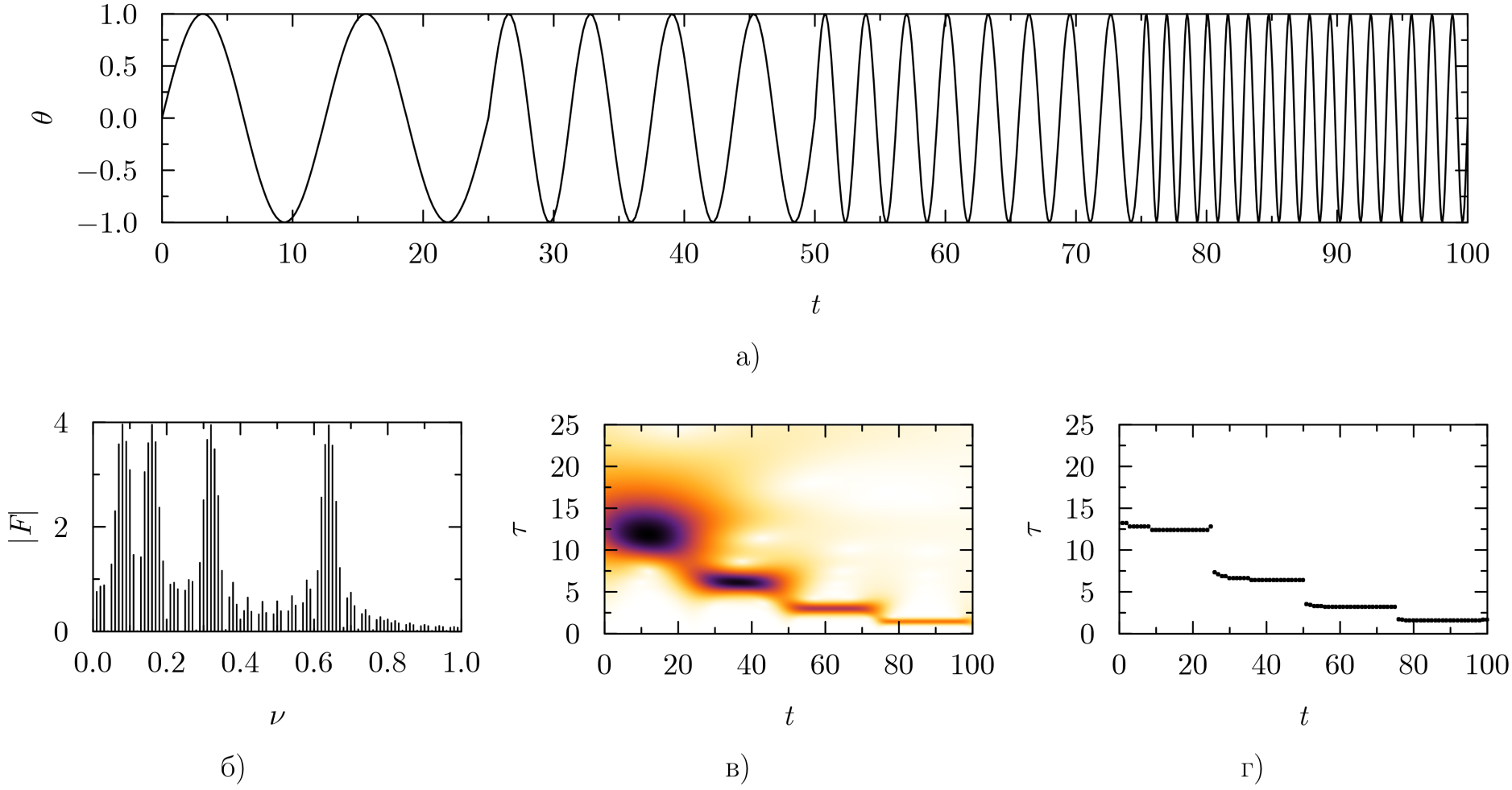


Рис. 2.11. Тестовый сигнал а), Фурье–спектр б), вейвлетный спектр в) и его скелетон г)

Глава 3

Особенности термогравитационной конвекции в магнитной жидкости и трансформаторном масле

3.1. Конвекция в магнитной жидкости на основе трансформаторного масла

В данном параграфе рассматривается устойчивость механического равновесия и термогравитационная конвекция в шаровой полости с МЖ. В отсутствие магнитного поля представленные эксперименты можно отнести к общему классу работ, посвященных изучению теплообмена в наножидкостях [28, 30, 32, 40, 54]. Ранее, за исключением нескольких экспериментальных работ [119, 194, 195], свободная конвекция в МЖ в отсутствие магнитного поля подробно не исследовалась, что отчасти связано с традиционной трактовкой МЖ как однокомпонентной среды [34, 65, 87]. Однако, как показано в [2, 163, 178, 194, 195], вблизи порога неустойчивости равновесия в МЖ возникают нерегулярные колебательные режимы конвекции вследствие многообразия действующих в ней механизмов тепло– и массопереноса. В магнитных коллоидах и их органических жидкостях–носителях могут иметь место как тепловая, так и концентрационная конвекция [2, 31, 85, 157]. Неоднородности концентрации могут генерироваться за счет термодиффузии [130, 196] и гравитационной седиментации частиц и агрегатов [83, 197], а также термодиффузиии молекул [136, 137] и седиментации неорганических включений в углеводородных жидкостях–носителях [141, 142].

При рассмотрении конвективной устойчивости различают два сценария перехода от механического равновесия к течению, показанных на рис. 3.1 [198]. По оси абсцисс отложен перепад температуры ΔT, по оси ординат — амплитуда конвективного течения A. Когда амплитуда пропорциональна квадратному корню из надкритичности — линия 1, и происходит плавный переход к раз-

витому течению, говорят о мягкой потере устойчивости. При жесткой потери устойчивости — линия 2 — система уходит со стационарного режима скачком (вертикальная стрелка, направленная вверх). В этом случае возвращение к равновесию происходит также резко — вертикальная стрелка, направленная вниз, в точке пересечения сплошной (устойчивой) и штриховой (неустойчивой) веток линии 2. Таким образом, существует гистерезис при возбуждении конвекции.

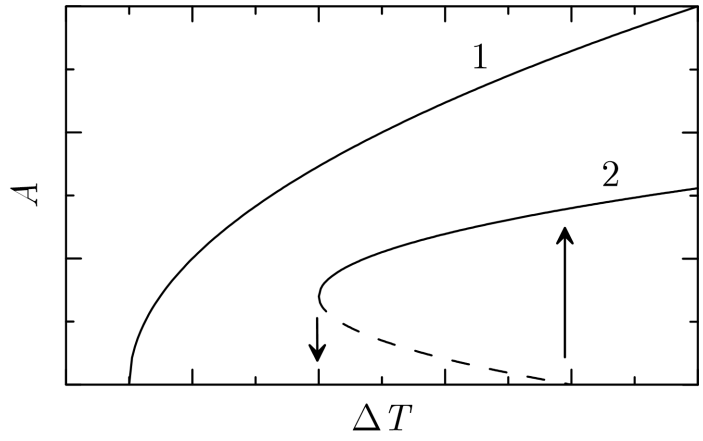


Рис. 3.1. Типичные способы развития конвекции: 1 и 2 — мягкое и жесткое возбуждения течения

Сценарий с жестким возбуждением конвекции был обнаружен в экспериментах с МЖ в связанных каналах [194, 195]. Течение возникало скачком при надкритичностях, превышающих 1, через нарастающие колебания циркуляционного движения жидкости. Обратный переходный процесс совершался также скачком через затухающие колебания интенсивности течения. Однако, как показали эксперименты по исследованию устойчивости механического равновесия МЖ в гравитационном и магнитном полях в плоских слоях [119, 160, 178] и шаровой полости [2, 3], конвективные течения в магнитном коллоиде могут возбуждаться «жестко», но скачок амплитуды течения при возвращении к покою был сравним с экспериментальной погрешностью. С другой стороны, такой постепенный переход к равновесию можно объяснить объективными причинами, связанными с геометрией конвективной системы и спецификой магнитного коллоида. Например, при помещении слоя в магнитное поле вследствие иска-

жений силовых линий вблизи границ беспороговым образом формируется тороидальное движение по периметру полости, приводящее к нарушению механического равновесия [119]. Подобное беспороговое течение, как показано в [172], формируется в шаре вследствие возникновения температурной неоднородности намагниченности и, соответственно, магнитного поля. В отсутствие магнитного поля при преобладании положительной термодиффузии также имеет место возникновение беспорогового течения [113]. Кроме того, возможно формирование концентрационного конвективного течения при наличии наклонных поверхностей [199].

Следует отметить, что устойчивость механического равновесия в МЖ в гравитационном поле зависит от баланса движущих механизмов, таких как, архимедовский и термодиффузионный (при положительном коэффициенте Соре [196,200]), и тормозящих — седиментация частиц [83,119] и вращательная вязкость [35, 201]). В такой ситуации конвективная устойчивость в наножидкостях аналогична устойчивости в системах с двойной диффузией [54, 136, 202–206].

Как показано в теоретических расчетах [122, 179] и эксперименте, выполненном с водой [167], в шаровой подогреваемой снизу полости с однокомпонентной ньютоновской жидкостью течение в виде одного конвективного вала возникает «мягко» и имеет стационарный характер. В отличие от однокомпонентных сред приближенные аналитические вычисления, проведенные для шаровой полости МЖ с учетом термодиффузии и седиментации [207], дают колебательный характер конвективной неустойчивости.

Отметим, что для изучения конвективной устойчивости в горизонтальных слоях [162, 163] и конвективной петле [195] использовалась МЖ на основе керосина. Однако для шаровой полости критический перепад температуры ΔT_{c} в такой жидкости составляет порядка 0.1 K, что затрудняет точное определение границы устойчивости механического равновесия и изучение припороговых режимов конвекции. В этом случае лучше использовать магнитные коллоиды на более вязких основах: ТМ и ПЭС, для которых $\Delta T_{\mathrm{c}} \sim 1$ и 10 K, соответственно.

Зависимость величины безразмерного теплового потока от относительного перепада температуры между полюсами шара, заполненного МЖ на основе ТМ, представлена на рис. 3.2. Зеленые круги на горизонтальной оси соответствуют состояниям, в которых конвекция отсутствовала. В отличие от однокомпонентных жидкостей, в МЖ вблизи порога механического равновесия наблюдались колебательные конвективные течения в виде вала, ось вращения которого прецессировала в экваториальной плоскости полости (синие круги). Красными кругами обозначены стационарные режимы конвекции, в которых ось конвективного вала не меняла направление в течение всего эксперимента. Сплошная линия отвечает корневому закону:

$$\mathrm{Nu} = 1 + 0.46\sqrt{\frac{\Delta T}{\Delta T_\mathrm{c}} - 1} \tag{3.1}$$

и определена по методу наименьших квадратов. Чтобы сделать график более читаемым, абсолютная погрешность Nu, найденная по формуле (2.6), указана только для точек при $\Delta T/\Delta T_\mathrm{c} = 1.02,\ 2.26,\ 5.75$.

В экспериментах с МЖ для обеспечения однородности жидкости и получения воспроизводимого от опыта к опыту критического перепада температуры $\Delta T_\mathrm{c} = 1.8 \pm 0.1\,\mathrm{K}$ МЖ предварительно перемешивалась при помощи конвективного течения. Для этого в течение часа задавался максимально возможный для экспериментальной установки перепад температуры между теплообменниками $\Delta T_\text{тепл} = 55\,\mathrm{K}$, и кювета поворачивалась таким образом, чтобы теплообменники располагались вертикально. Тем самым создавалась обстановка обогрева сбоку, соответствующая наибольшей скорости конвекции. Заметим, что для такой «перемешанной» жидкости из используемой партии [186] критический перепад температуры и соответствующие числа Нуссельта полностью воспроизводятся через 7 лет, что говорит о высокой стабильности используемых в экспериментах МЖ.

На рис. 3.3 приведена зависимость безразмерной амплитуды $A = \Theta/\Delta T$

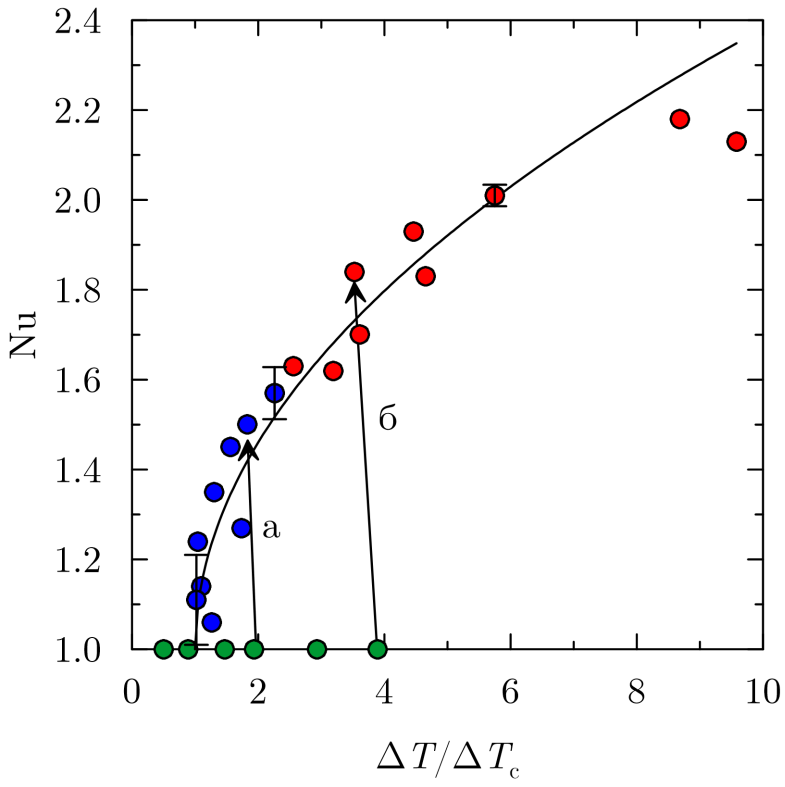


Рис. 3.2. Зависимость числа Нуссельта от относительного перепада температуры в подогреваемой снизу шаровой полости, заполненной МЖ на основе ТМ

от относительного перепада температуры для перемешанной МЖ. В теплопроводном состоянии $A = 0$ (зеленые круги на рис. 3.3). В случае конвекции различаются три режима. При достаточно больших перепадах температуры наблюдаются стационарные конвективные движения, когда положение оси вала не меняется со временем (красные круги на рис. 3.3). При умеренных закритических значениях перепада температуры ось конвективного вала прецессирует в экваториальной плоскости, а амплитуда течения колеблется в пределах, отмеченных вертикальными отрезками на рис. 3.3. Вблизи порога конвекции наблюдались режимы, в которых течение имело перемежающийся характер. На рис. 3.3 такой режим показан двумя точками, соединенными двухсторонней вертикальной стрелкой (термограмма представлена на рис. 3.4). В этом случае A принимает значения от нуля, отвечающего теплопроводному состоянию, до $A \approx 0.11$, соответствующего конвекции.

Приведем термограммы и анализ наблюдаемых на них колебаний для двух

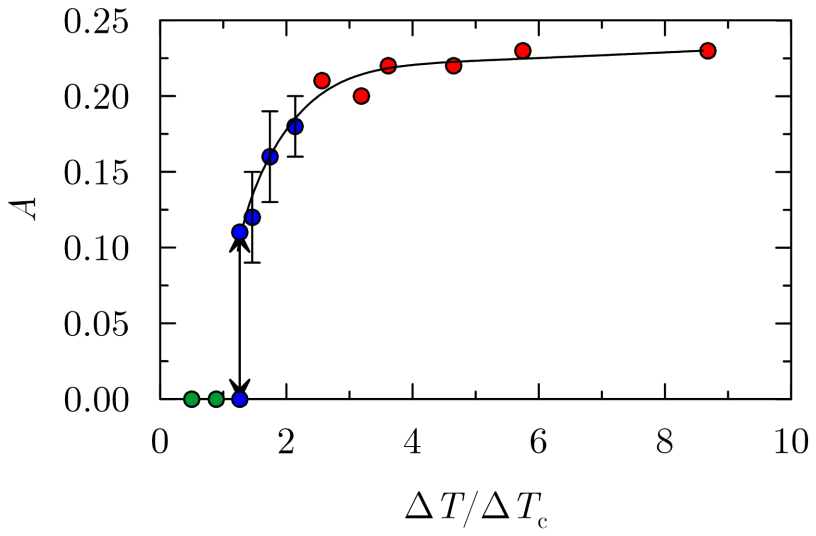


Рис. 3.3. Зависимость безразмерной амплитуды течения от относительного перепада температуры в подогреваемой снизу шаровой полости, заполненной МЖ на основе ТМ

типичных режимов в области, обозначенной синими кругами на рис. 3.2 и 3.3.

Вблизи порога конвекции наблюдались перемежаемые режимы течений: колебательные движения нерегулярно чередовались с состояниями механического равновесия. На рис. 3.4 представлена временная запись температурных сигналов с четырех расположенных в плоскости экватора термопар при $\Delta T = 1.2\Delta T_{\mathrm{c}}$. В конце первых суток опыта имело место спонтанное затухание конвекции (горизонтальный «перешеек» при $\theta_{1-4} = 0$), однако, спустя 6 часов течение самопроизвольно возникало вновь. На графике представлено девять таких конвективных цугов, разделенных участками с теплопроводным состоянием. Показания термопар в случае конвекции соответствуют вихрю с осью, расположенной в экваториальной плоскости (рис. 2.2). Положительные и отрицательные значения температуры на термограмме соответствуют подъемному и опускному течениям, а нулевые показания — теплопроводному режиму.

Выделенный на рис. 3.4 прямоугольной рамкой фрагмент увеличен на рис. 3.5. Чтобы показать связь между показаниями термопар и соответствующей им структурой течения, штриховыми линиями на рис. 3.5 отмечены моменты времени, для которых указаны положения вектора угловой скорости кон-

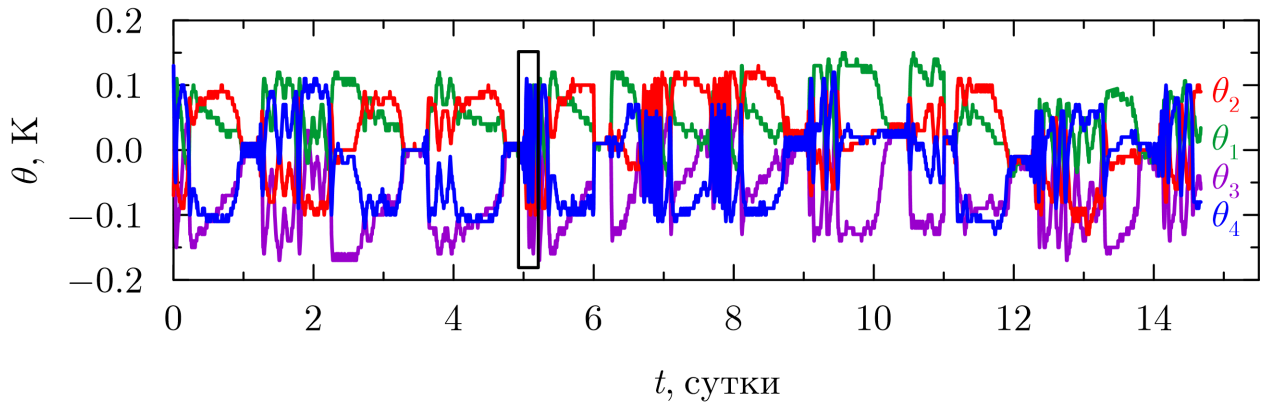


Рис. 3.4. Термограмма для МЖ при $\Delta T = 1.2\Delta T_c$ (обозначения θ_{1-4} соответствуют номерам термопар на рис. 2.1)

вективного вихря $\boldsymbol{\omega}$ в экваториальной плоскости на рис. 3.6. В момент времени **А** значения θ_{1-4} равны нулю, что соответствует отсутствию конвективного течения. После возникновения течения ($t \approx 1.5$ ч, рис. 3.5) и экспоненциальной раскачки конвективных возмущений в положении **Б** наблюдается максимум величины θ_4, соответствующий подъемному течению вдоль термопары **4**, и минимум θ_2, означающий опускное течение рядом с термопарой **2** (рис. 2.1). При этом показания термопар $\theta_1 = \theta_3 = 0$, что отвечает ориентации оси вала вдоль термопар **1**, **3** (рис. 2.1). Вектор $\boldsymbol{\omega}$ для этого момента времени представлен на рис. 3.6, **Б**. Вдоль линии **В** (рис. 3.5), наоборот, $\theta_2 = \theta_4 = 0$, значение θ_3 максимальное, а θ_1 — минимальное. Это соответствует повороту вектора угловой скорости на 90° в экваториальной плоскости (рис. 3.6, **В**). Положение вектора $\boldsymbol{\omega}$ в случае **Г** соответствует валу с той же горизонтальной осью, как в случае **Б** (рис. 3.6), но с измененным направлением циркуляции: теперь холодная жидкость опускается вблизи термопары **4**, а нагретая — поднимается вдоль термопары **2** (рис. 2.1). Вдоль линии **Д** (рис. 3.5) θ_1 имеет максимальное значение, θ_3 — минимальное, $\theta_2 = \theta_4 = 0$, следовательно, направление $\boldsymbol{\omega}$ совпадает с направлением оси базисного вихря $\boldsymbol{\omega}_\mathrm{I}$ (рис. 3.6, **Д**). Момент времени **Е** на рис. 3.5 соответствует значениям конвективных возмущений температуры через период. На рис. 3.6 ось вихря поворачивается за это время на 360° по часовой стрелке.

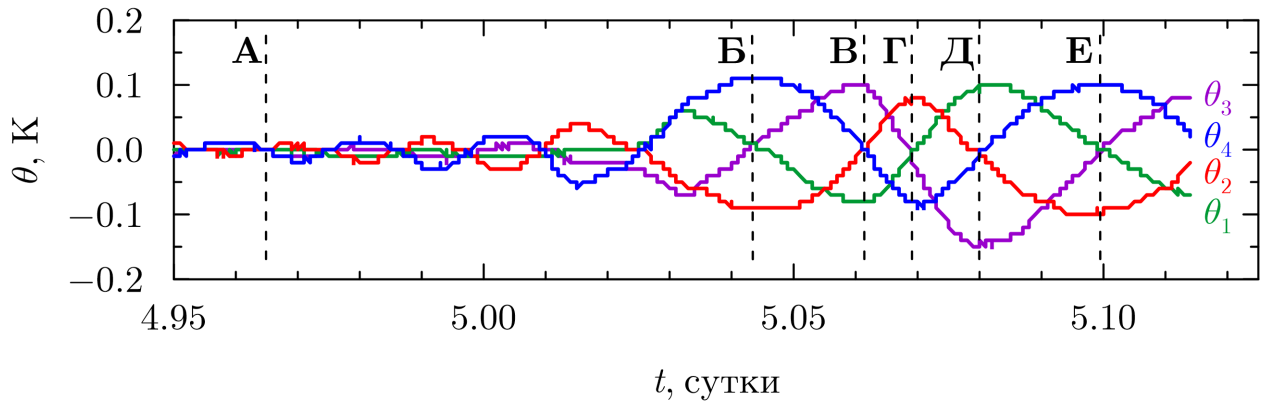


Рис. 3.5. Увеличенный фрагмент рис. 3.4, выделенный прямоугольной рамкой

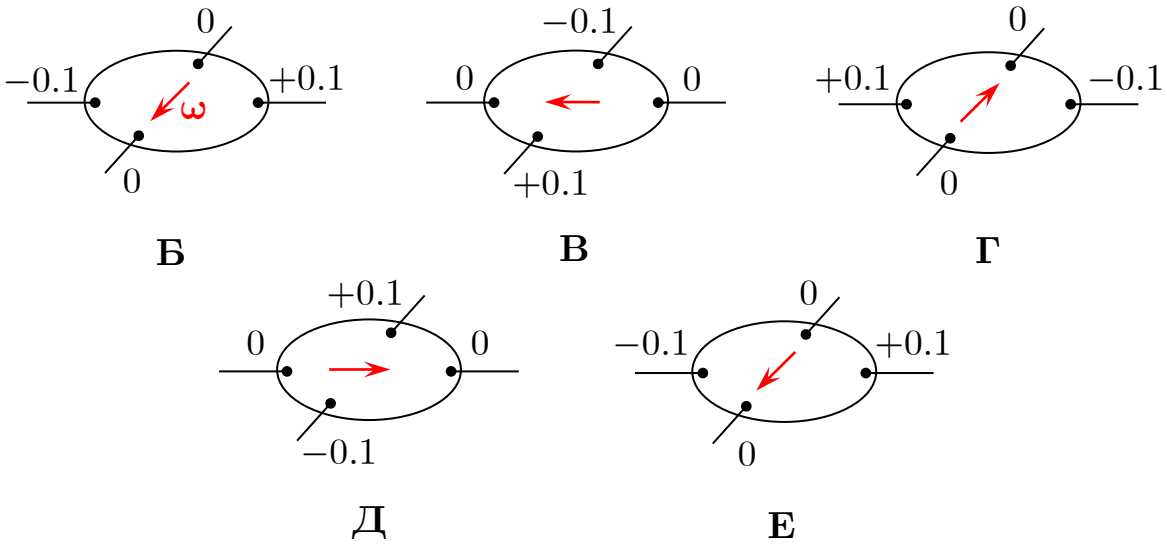


Рис. 3.6. Положения вектора угловой скорости конвективного вихря в экваториальном сечении шара в моменты времени, указанные на рис. 3.5 метками **Б** — **Е**. Положения термопар соответствуют нумерации на рис. 2.1

Повороты оси вращения вихря могут быть представлены на фазовом портрете, по осям которого отложены конвективные возмущения θ_{I} и θ_{II}. Если совместить оси фазового портрета θ_{I} и θ_{II} с векторами, соединяющими термопары **2**, **4** и **3**, **1** соответственно, то вектор, соединяющий начало координат и точку на фазовой кривой, будет определять направление оси вращения конвективного вала, а длина вектора будет пропорциональна интенсивности течения. Положение оси конвективного вихря определяется углом α, отсчитываемого от вектора, соединяющего термопары **3**, **1**. Угол α удовлетворяет системе уравнений:

$$\sin\alpha = -\frac{\theta_{\mathrm{I}}}{\Theta}, \quad \cos\alpha = \frac{\theta_{\mathrm{II}}}{\Theta}.$$

Фазовый портрет фрагмента термограммы, представленный на рис. 3.5, изображен на рис. 3.7. Начальная точка $(\theta_{\text{II}}, \theta_{\text{I}}) = (0, 0)$ фазовой диаграммы соответствуют теплопроводному состоянию в момент времени **А** (рис. 3.5). Отклонения от начальной точки отвечают экспоненциальной раскачке конвективных возмущений ($t \approx 1.5$ ч, рис. 3.5). Установившиеся колебания с амплитудой 0.1 К на фазовом портрете изображены окружностью радиусом примерно 0.2 К. Красными стрелками обозначены векторы, определяющие направление оси вращения конвективного вала для моментов времени, отмеченных на рис. 3.5.

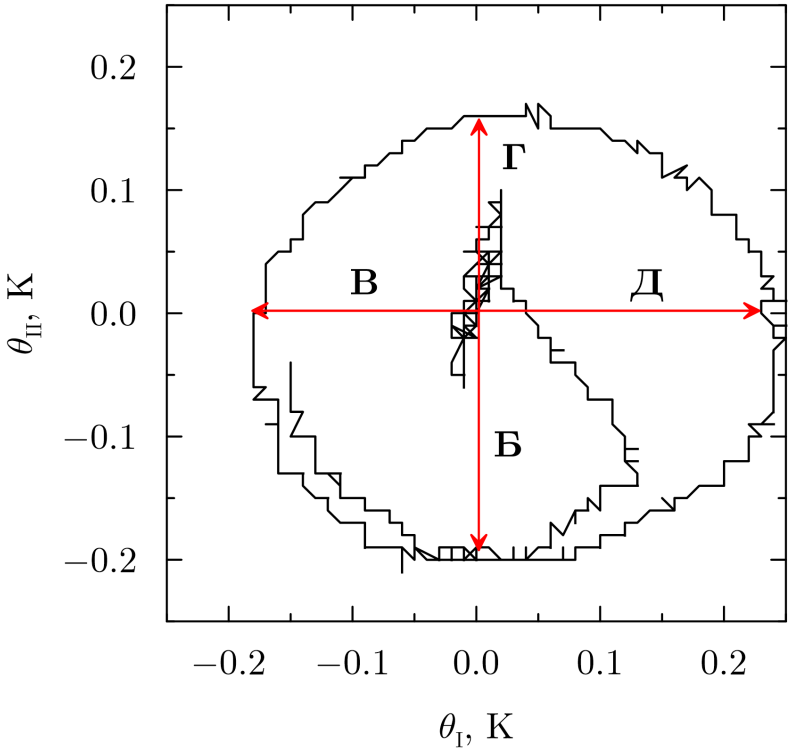


Рис. 3.7. Фазовой портрет для термограммы на рис. 3.5. Обозначения **Б** — **Г** соответствуют моментам времени на рис. 3.5

Как показано выше, структура течения в подогреваемой снизу шаровой полости с МЖ соответствует одному конвективному валу, поэтому в дальнейшем для наглядности и удобства интерпретации будем приводить вместо показаний четырех экваториальных термопар температурные составляющие базисных вихрей θ_{I} и θ_{II} (рис. 3.8 а). При повороте оси вала между базисными вихрями происходит обмен энергии: если показания θ_{I} возрастают, то значения θ_{II} уменьшаются. В случае затухания конвекции происходит резкое, почти ступенчатое, падение величин амплитуд базисных вихрей до нуля.

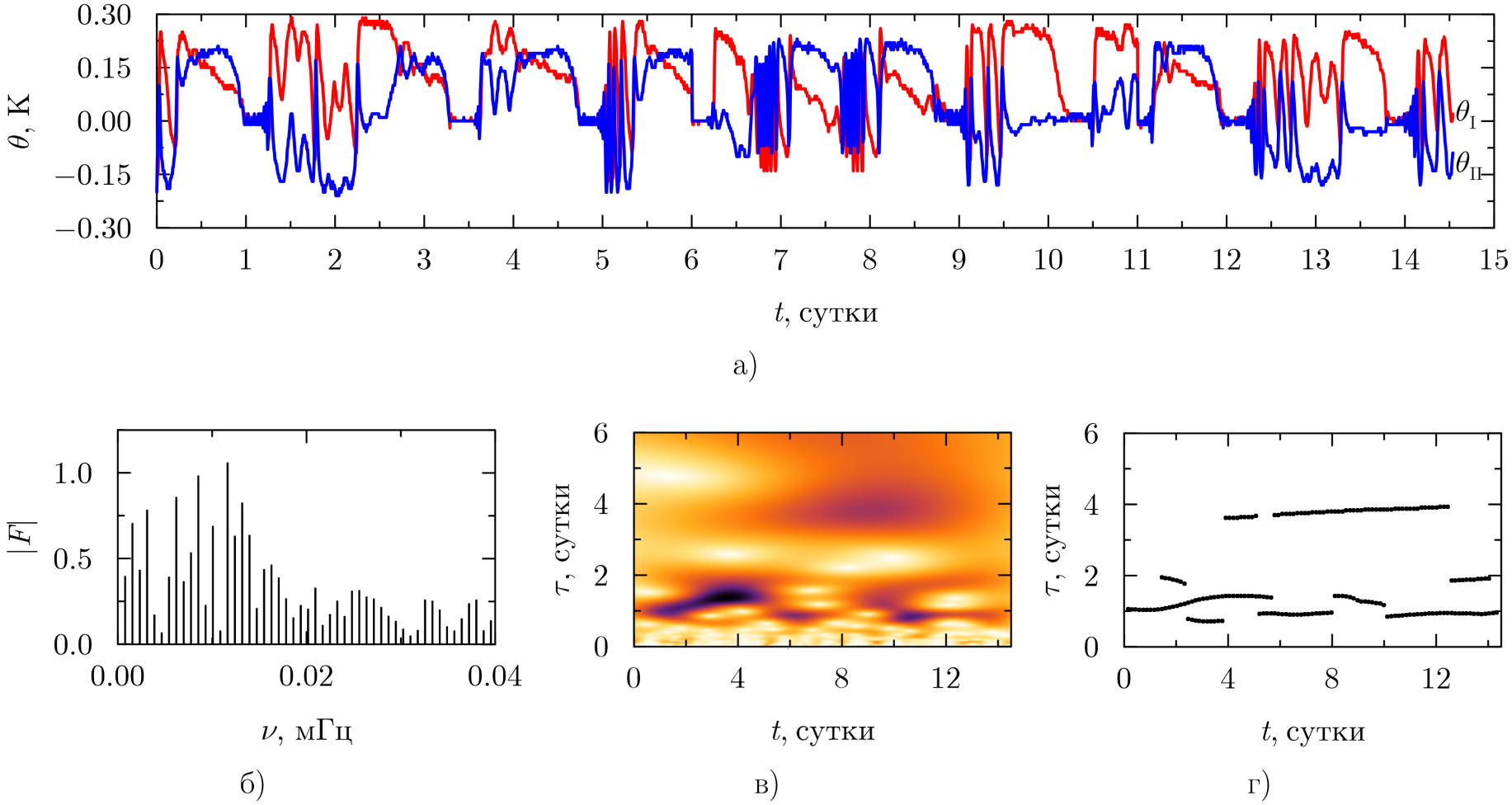


Рис. 3.8. Термограмма для МЖ при $\Delta T = 1.2\Delta T_c$ с конвективными составляющими базисных вихрей а), Фурье–спектр б), вейвлетный спектр в) и его скелетон г)

Для анализа поведения конвективной системы, в которой наблюдаются автоколебания различных частот, определялись Фурье– и вейвлет–спектры температурного сигнала θ_{I}, регистрируемого при помощи экваториальных термопар **1** и **3**. Процедура построения спектров подробно описана в параграфе 2.3. Для исключения низкочастотных компонент сигнала исходный ряд был центрирован, а линейный тренд, построенный по методу наименьших квадратов, исключался.

На Фурье–спектре (рис. 3.8 б) можно выделить пять основных частот $\nu_{1,2,3,4,5} \approx (0.3, 0.6, 0.8, 1.2, 1.4) \cdot 10^{-5}$ Гц, что соответствует периодам 3.7, 1.9, 1.4, 1.0 и 0.8 суток, соответственно. На вейвлетном спектре (рис. 3.8 в) темный цвет соответствует наибольшим вейвлет–коэффициентам. На рис. 3.8 г изображен скелетон, представляющий собой локальные максимумы вейвлет–поверхности. Видно, что существуют временные структуры с характерными периодами от 1 до 2 суток в течение всего эксперимента и примерно 4 суток в интервале 4–12 суток.

Таким образом, в непосредственной близости к порогу конвекции наблюдается устойчивый перемежаемый режим, в котором движение с низкочастотными суточными колебаниями возмущений температуры спонтанно сменяется неподвижным состоянием, а затем генерируется вновь. Такие автоколебания могут быть обусловлены конкуренцией между градиентами плотности тепловой и концентрационной природы. Вероятно, в этом случае наряду с градиентом плотности тепловой природы возникает дополнительный градиент плотности термодиффузионной природы, также направленный вертикально вверх, который размывает неоднородности плотности, индуцируемые при медленных припороговых течениях гравитационной седиментацией частиц и агрегатов, что приводит к генерации конвекции после ее затухания. Как было показано в работах [31, 35] вследствие термодиффузионного расслоения перепады концентрации, достаточные для возникновения конвекции (см. параграф 1.2), образуются за несколько часов.

При удалении от порога конвекции ($\Delta T > 1.2\Delta T_{\mathrm{c}}$) поведение меняется

качественно. Типичная запись температурных сигналов показана на рис. 3.9 а. На термограмме участки со слабыми и постепенными изменениями сигналов в течение 1–2 суток чередуются с областями, в которых происходят колебания с периодами от десятков минут до нескольких часов. На рис. 3.2 подобные режимы обозначены синими кругами, а на рис. 3.3 они изображены с вертикальными отрезками. В случае слабо меняющегося сигнала происходят повороты оси конвективного вала на малые углы относительно временно устойчивого положения. В случае резкого изменения знака θ происходит поворот оси конвективного вала на 180° и, соответственно, изменение циркуляции течения, как это показано на рис. 3.5, 3.6.

Для сигнала θ_{I} при $\Delta T = 1.8\Delta T_{\mathrm{c}}$ (рис. 3.9 а) были выполнены Фурье– и вейвлет–преобразования. Основной максимум Фурье–спектра на рис. 3.9 б соответствует $\nu \approx 0.7 \cdot 10^{-6}$ Гц (период 17 суток). Из вейвлетного спектра и его скелетона (рис. 3.9 в, г) видно, что сигнал содержит колебания с периодом приблизительно 16 суток. Однако в течение первых 15 суток существовали колебания с периодом 5 суток, интенсивность которых уменьшалась. Как показал вейвлет–спектр, области с низкочастотными составляющими осложняют анализ компонент с высокими частотами, которые превалируют внутри цугов, выделенных штриховыми рамками, на рис. 3.9 а. Поэтому для «высокочастотных» участков, обозначенных заглавными буквами **А** (первые сутки), **Б** (4–6 сутки), **В** (8–12 сутки) и **Г** (14–32 сутки), проведем отдельную обработку сигнала.

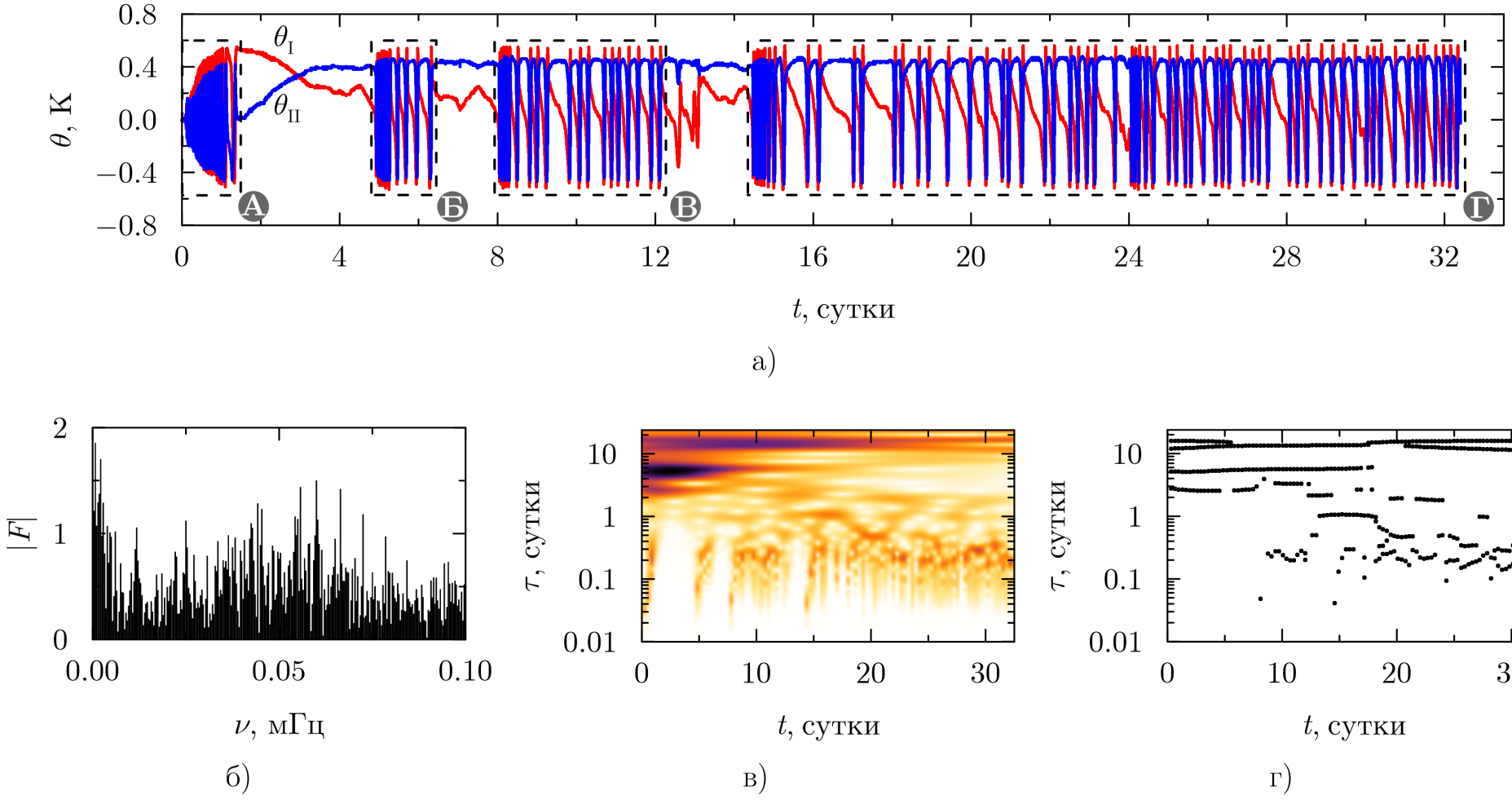


Рис. 3.9. Термограмма для МЖ при $\Delta T = 1.8\Delta T_c$ а), Фурье–спектр б), вейвлетный спектр в) и его скелетон г)

Раскачка конвективных колебаний в первые сутки эксперимента показана на рис. 3.10 а (область **А**, рис. 3.9 а). Фурье–спектр (рис. 3.10 б) для этого сигнала имеет наибольший пик при $\nu \approx 0.32$ мГц, что соответствует периоду около 51 мин. Вейвлет–преобразование и соответствующий ему скелетон (рис. 3.10 в, г) детализируют характер изменения главной частоты — немонотонное поведение в интервале 30–70 мин с возрастающим трендом.

Второй увеличенный фрагмент термограммы (область **Б** на рис. 3.9 а) изображен на рис. 3.11 а. В соответствующем Фурье–спектре (рис. 3.11 б) доминируют две частоты $\nu_{1,2} \approx (0.04, 0.17)$ мГц, соответствующие колебаниям с периодами 6.4 и 1.7 ч. Как видно из вейвлет–спектра и его скелетона (рис. 3.11 в, г), наряду с монотонно увеличивающимся периодом от 0.7 до 2.4 ч возникает дополнительная мода с периодом 5.2 ч, которая возрастает до 8.0 ч.

Третья увеличенная область **В** (рис. 3.12 а) характеризуется двумя доминирующими колебательными компонентами с частотами $\nu \approx 0.05$ и 0.57 мГц и соответствующими периодами 6.2 и 4.9 ч (рис. 3.12 б). Однако вейвлет-преобразование, представленное на рис. 3.12 в, а также его скелетон (рис. 3.12 г) показывают качественное различие в поведении сигнала в интервале **В**: в отличие от режимов, наблюдаемых ранее (области **А** и **Б**), период колебаний не монотонно возрастает со временем, а увеличивается и уменьшается вокруг среднего значения (периоды колебаний варьируются от 4 до 7 ч).

Если в первые две недели опыта цуги высокочастотных колебаний (области **А**, **Б**, **В** на рис. 3.9 а) сменялись «перешейками», где температурный сигнал слабо менялся, то в последующие три недели эксперимента наблюдались только высокочастотные колебания (область **Г**, рис. 3.9 а). Область **Г** представлена на рис. 3.13 а, на котором показан лишь сигнал θ_{I}, чтобы не загромождать график. Температурные колебания имели нерегулярный характер: Фурье–спектр не содержит четко выраженных пиков, можно лишь выделить совокупность максимумов, которые имеют периоды от 4 до 24 часов (рис. 3.13 б). На рис. 3.13 в, г видно, что на протяжение почти всего времени присутствует период, равный

10 суткам. Кроме того, наблюдаются высокочастотные колебания с характерными периодами от 3 до 24 часов.

Таким образом, в течение 33 суток при $\Delta T = 1.8\Delta T_{\text{c}}$ наблюдался автоколебательный режим конвекции с апериодическим прекращением колебаний (интервалы между областями **А**, **Б**, **В** и **Г**) и, соответственно, вращения вектора угловой скорости вокруг вертикальной оси, проходящей через центр шара, и последующим их возникновением. Что касается колебательных мод, в течение первой недели, в областях **А** и **Б** (рис. 3.9 а), период температурных колебаний увеличивался, а в интервалах опыта, соответствующих областям **В** и **Г**, изменение периода колебаний происходило нерегулярно от увеличения к уменьшению и наоборот.

Помимо колебательных режимов, в которых участки со слабыми изменениями сигналов чередуются с низкочастотными колебаниями, наблюдались реализации, в которых период колебаний практически не изменялся на протяжении всего опыта. На рис. 3.14 а приведена термограмма первых 6 дней двухнедельного опыта при $\Delta T = 1.4\Delta T_{\text{c}}$. Далее наблюдалось идентичное поведение конвективной системы. На увеличенном фрагменте (соотношение 4:1) показана форма температурных колебаний, имеющих негармонический вид. Основная частота, найденная из Фурье–спектра (рис. 3.14 б), соответствует периоду 1.8 ч. На вейвлет–спектре и скелетоне (рис. 3.14 в, г) период колебаний спонтанно меняется в интервале от 1.5–2.5 ч. Кроме того, присутствует дополнительная осцилляция с удвоенной частотой.

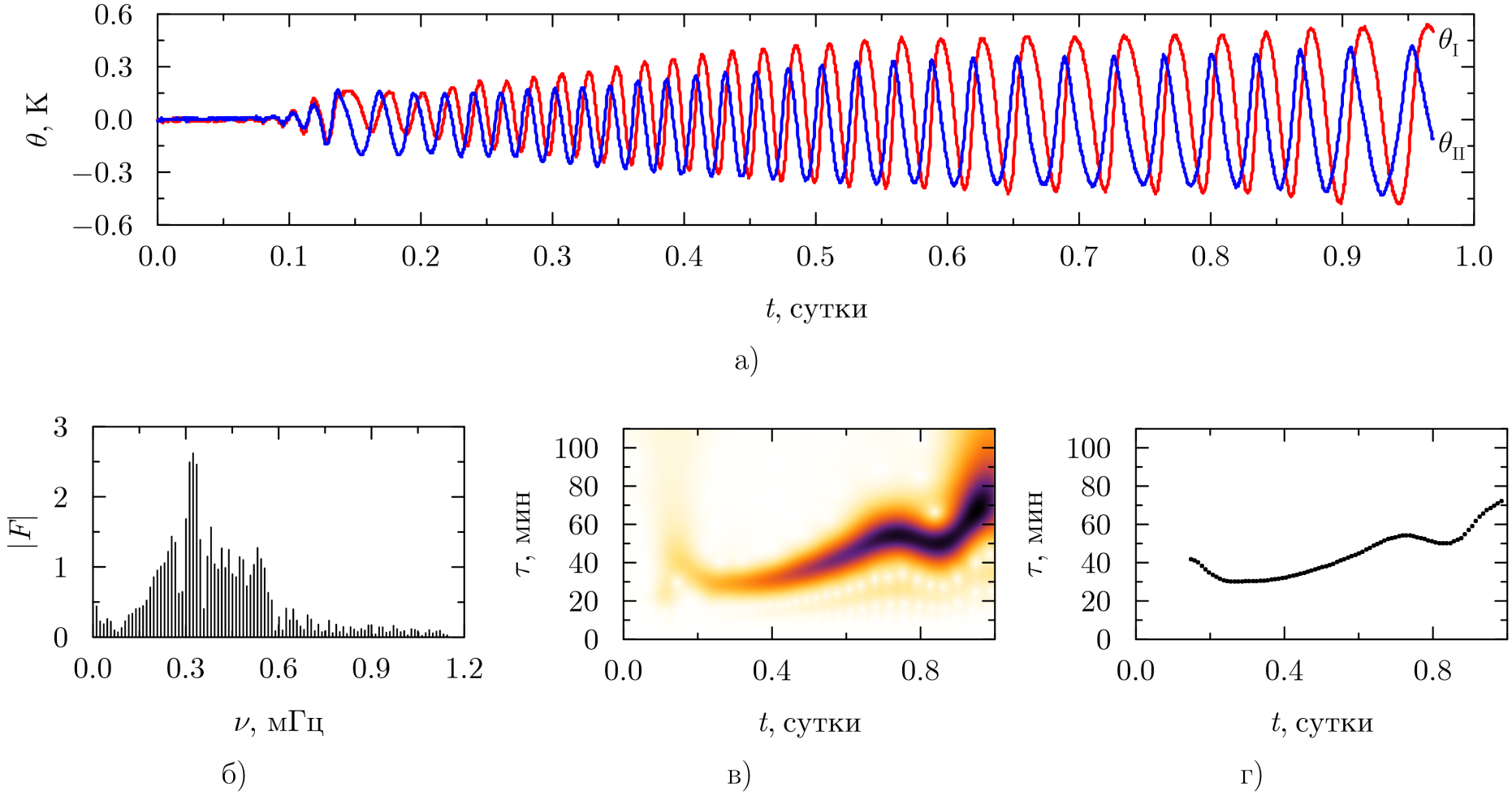


Рис. 3.10. Увеличенный фрагмент области **A** (первые сутки сигнала на рис. 3.9, $\Delta T = 1.8\Delta T_c$) а), Фурье–спектр б), вейвлетный спектр в) и его скелетон г)

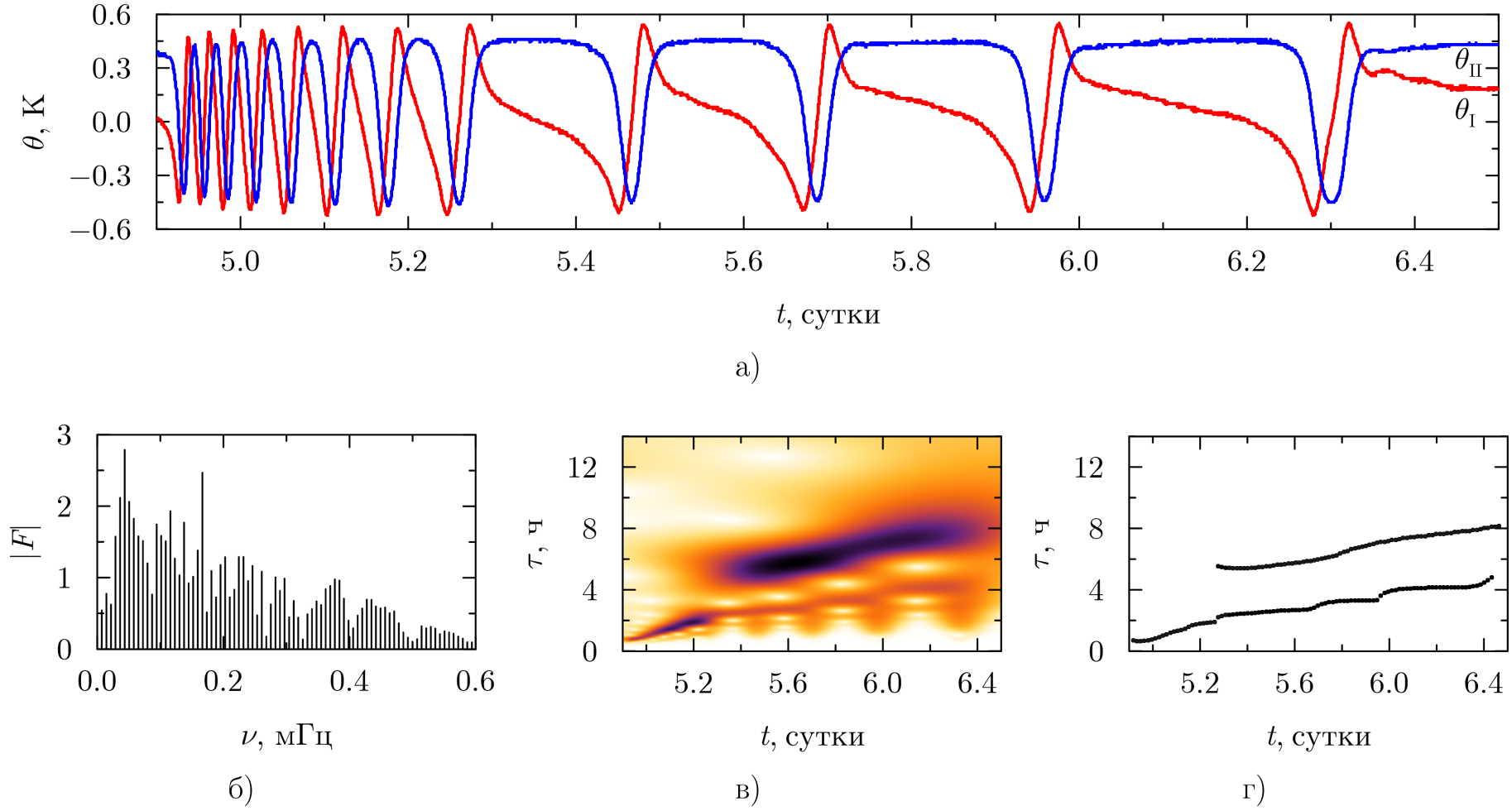


Рис. 3.11. Увеличенный фрагмент области **Б** (4–6 сутки на рис. 3.9, $\Delta T = 1.8\Delta T_c$) а), Фурье–спектр б), вейвлетный спектр в) и его скелетон г)

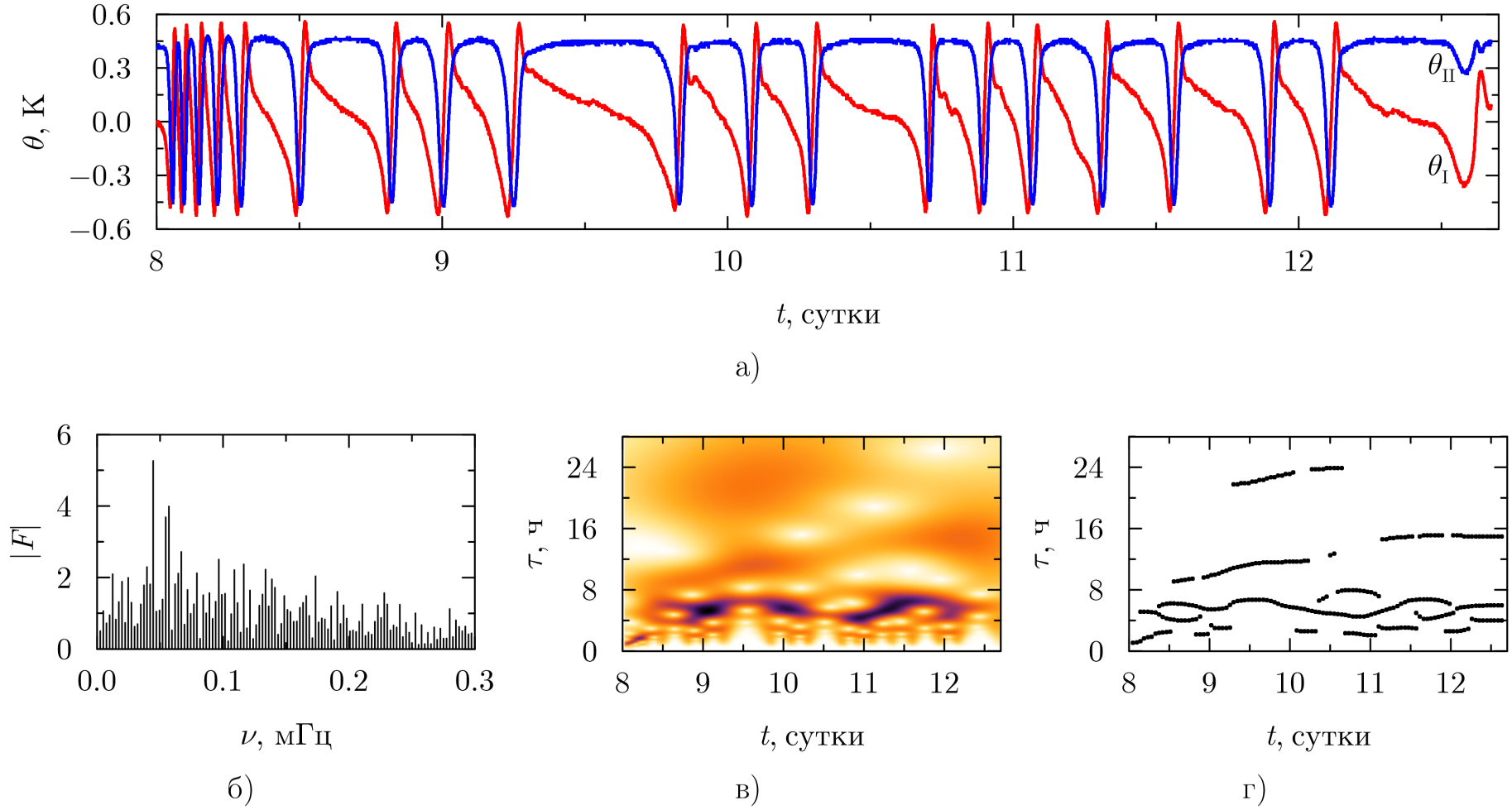


Рис. 3.12. Увеличенный фрагмент области **B** (8–12 сутки на рис. 3.9, $\Delta T = 1.8\Delta T_c$) а), Фурье–спектр б), вейвлетный спектр в) и его скелетон г)

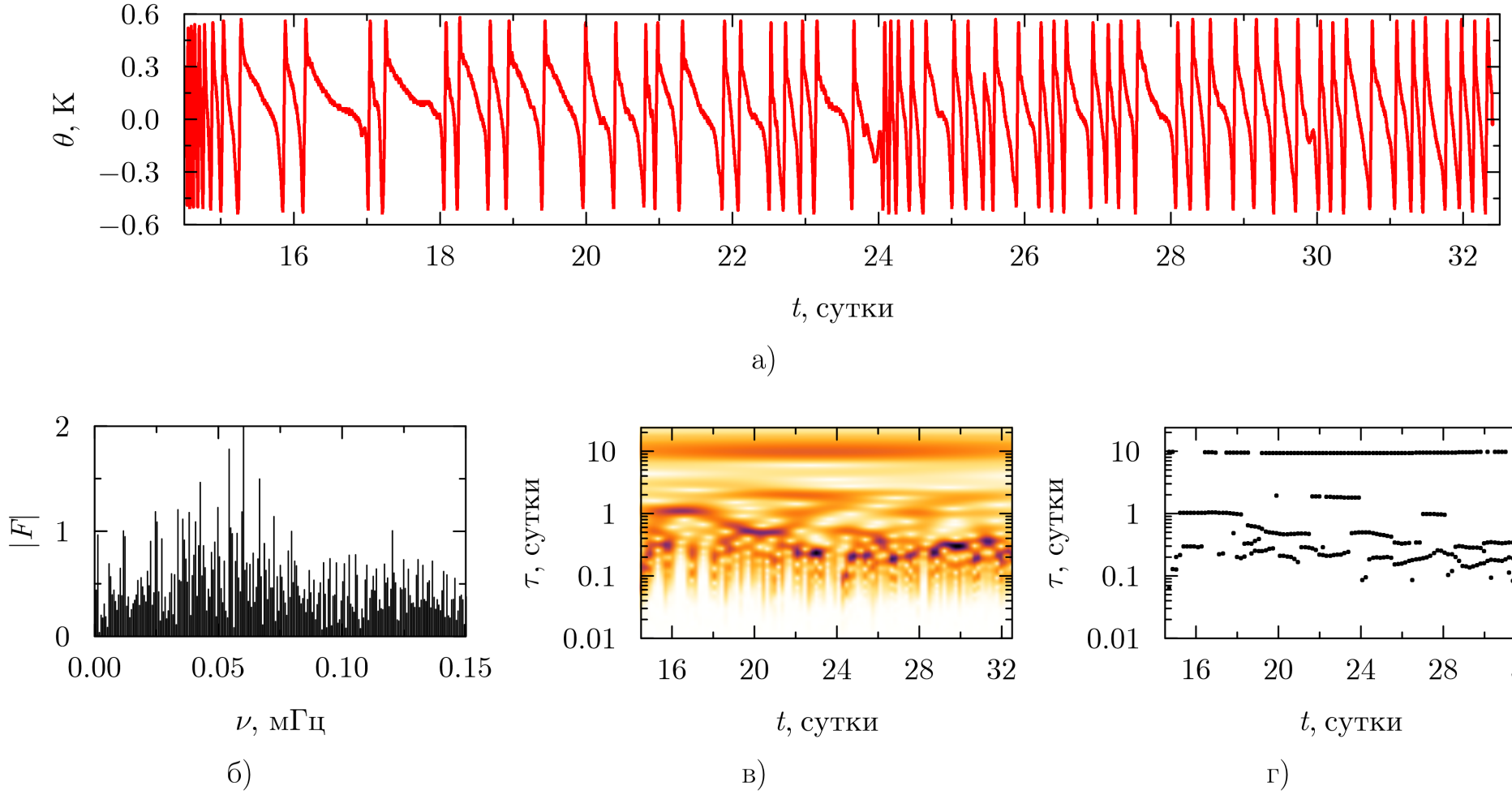


Рис. 3.13. Увеличенный фрагмент области **Г** (14–32 сутки на рис. 3.9, $\Delta T = 1.8\Delta T_c$) а), Фурье–спектр б), вейвлетный спектр в) и его скелетон г)

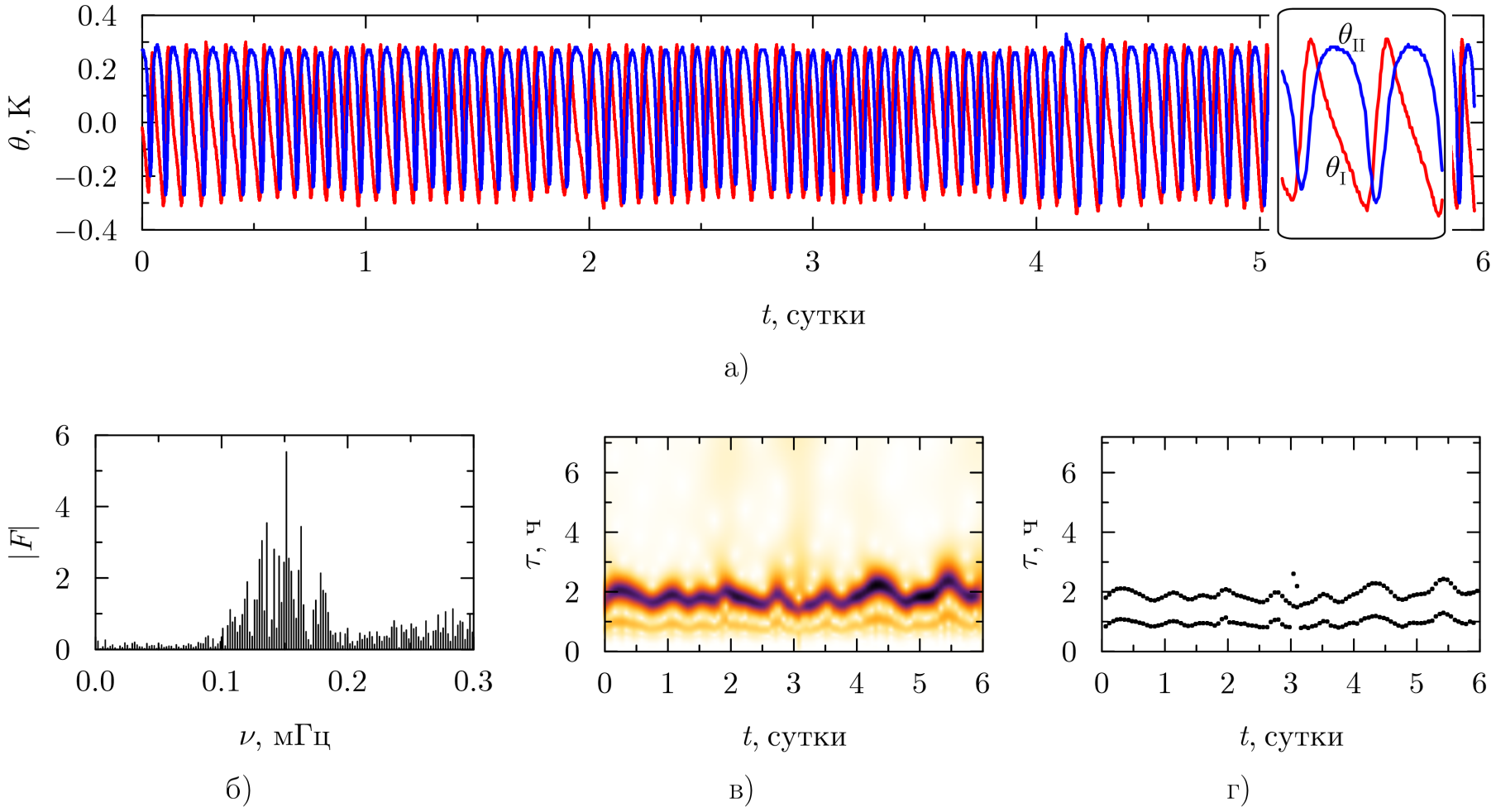


Рис. 3.14. Термограмма для МЖ при $\Delta T = 1.4\Delta T_c$ а), Фурье–спектр б), вейвлетный спектр в) и его скелетон г)

Если коллоид предварительно не перемешивался, течение в стратифицированной вследствие гравитационной седиментации частиц и агрегатов жидкости возникало жестко и с гистерезисом. Увеличение перепада температуры в таких опытах проводилось пошагово, с временем ожидания в каждой закритической точке от одних до нескольких суток, либо путем задания фиксированного надпорогового перепада температуры на полюсах шара. Стрелками, обозначенными буквами **а** и **б**, на рис. 3.2 показаны переходы от механического равновесия к конвекции, которые наблюдались в жидкости, находившейся в состоянии покоя от нескольких суток до месяца. Рассмотрим подробнее такие переходы.

Стрелка **а** на рис. 3.2 отвечает переходному режиму от равновесия к конвекции при $\Delta T = 1.9\Delta T_{\rm c}$. Перед опытом жидкость находилась в состоянии покоя при неизменной температуре 25 суток. Временные записи температурных составляющих $\theta_{\rm I}$ и $\theta_{\rm II}$, а также перепадов температуры между полюсами полости и теплообменниками данного перехода приведены на нижней и верхней панелях рис. 3.15, соответственно. Сначала был задан перепад температуры $\Delta T = 1.2\Delta T_{\rm c}$, который поддерживался в течение 8 суток. При этом конвекции не наблюдалось ($\theta_{\rm I} = \theta_{\rm II} = 0$ на рис. 3.15). Затем перепад температуры был увеличен до $\Delta T = 1.3\Delta T_{\rm c}$ и поддерживался 5 суток, и далее до $\Delta T = 1.6\Delta T_{\rm c}$ — 2 суток. При данных условиях конвекции не было обнаружено. Однако, как только был установлен перепад температуры $\Delta T = 1.9\Delta T_{\rm c}$ (15-й день на рис. 3.15), возникла колебательная конвекция с конечной амплитудой.

Подобный переход к конечно–амплитудному течению наблюдался при задании фиксированного перепада температуры $\Delta T = 2.0\Delta T_{\rm c}$ в шаре, заполненном первоначально изотермической жидкостью, которая оставалась в покое 3 суток. Как видно из термограммы этого режима (рис. 3.16), конвективное течение в виде вала, ось которого поворачивалась в экваториальной плоскости, возникло только через 29 часов после установления перепада температуры.

Фазовый портрет для режима при $\Delta T = 2.0\Delta T_{\rm c}$ приведен на рис. 3.17. Раскручивающаяся спираль соответствует монотонному возрастанию интенсив-

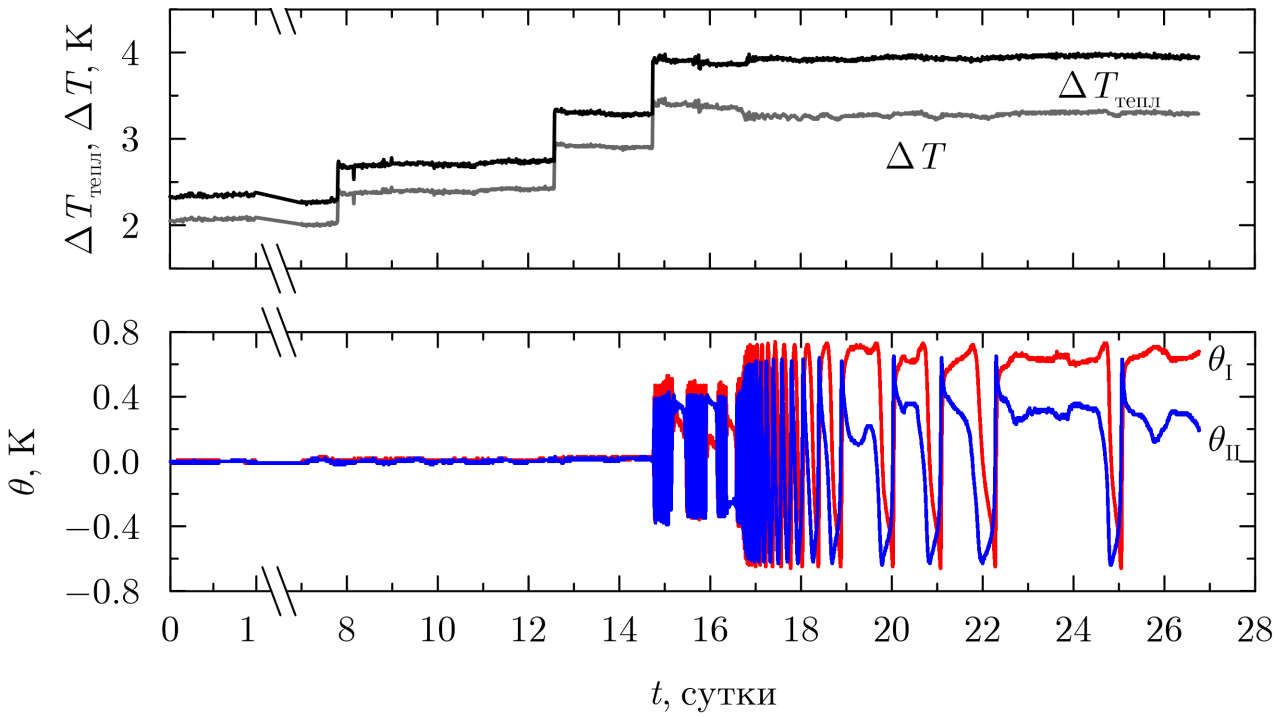


Рис. 3.15. Термограмма при пошаговом увеличении перепада температуры до $\Delta T = 1.9\Delta T_{\text{c}}$

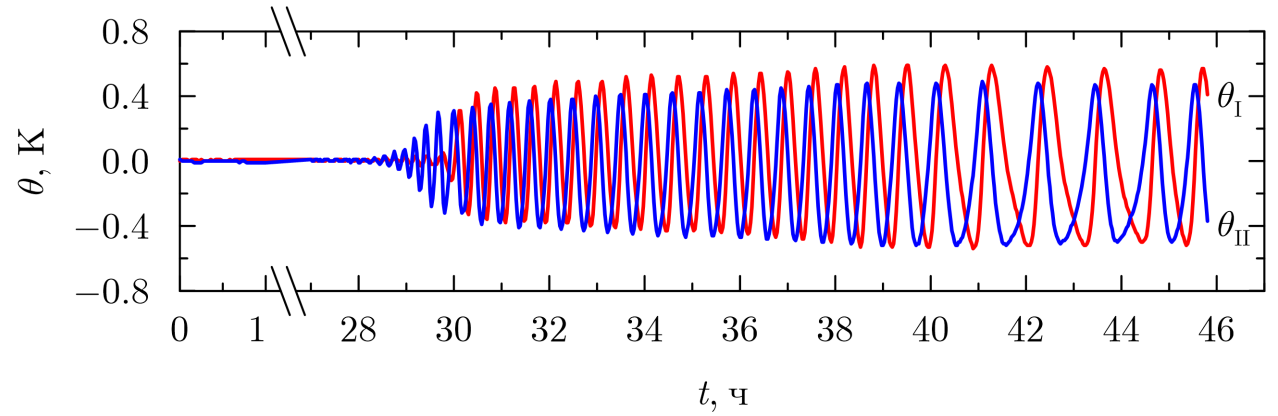


Рис. 3.16. Термограмма при задании фиксированного перепада температуры $\Delta T = 2.0\Delta T_{\text{c}}$

ности конвективного течения. Темное кольцо, радиусом примерно 0.5 К, соответствует течению с постоянной интенсивностью.

Стрелкой **б** обозначен переход от равновесия к конвективному течению для жидкости, находившейся в неподвижном и изотермическом состоянии в течение 34 суток. В начале опыта был задан перепад температуры $\Delta T = 1.7\Delta T_{\text{c}}$, и в течение 1 суток конвекция не возникла. После этого проводилось пошаговое увеличение перепада температуры на 1–2 К с временем ожидания в каждой точке

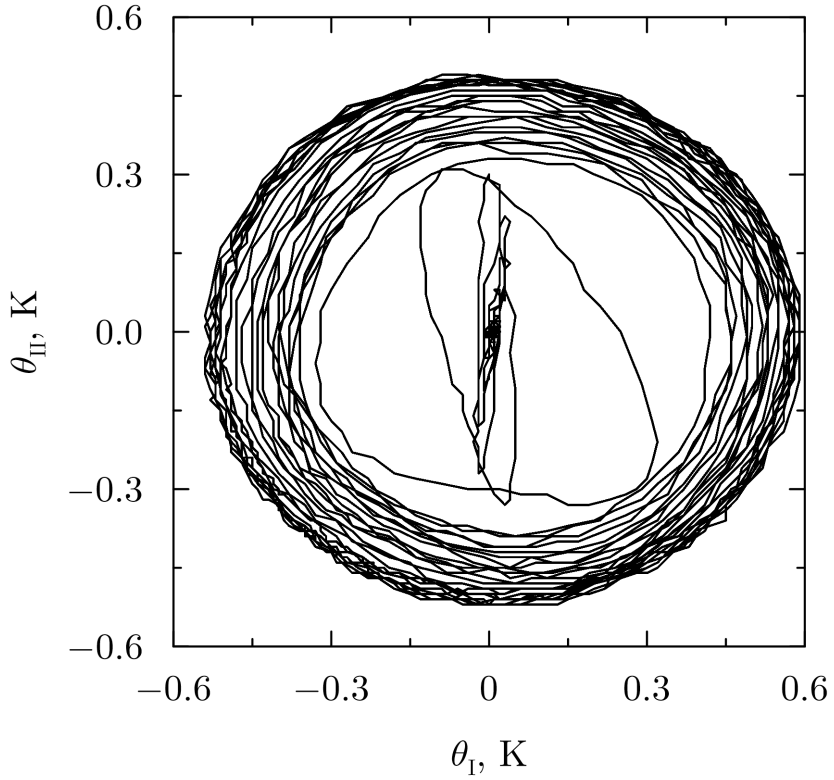


Рис. 3.17. Фазовый портрет, соответствующий термограмме на рис. 3.16

1 сутки. Спонтанное возникновение квазигармонических колебаний с нарастающей в течение последующих 27 часов амплитудой произошло через 10 часов после установления $\Delta T = 3.9\Delta T_{\text{c}}$ (рис. 3.18). Период конвективных колебаний увеличивался с течением времени: в первые два часа с момента возникновения конвекции был равен 6 минутам, в конце первых суток — 3 часам. Как видно из записей температурных сигналов на рис. 3.18, во время изменения амплитуды сигналов, регистрируемых экваториальными термопарами, наблюдались также колебания перепада температуры между полюсами полости, что приводило к колебаниям значений теплового потока. Таким колебаниям ΔT в промежутке от 15 до 24 часов от начала опыта соответствовали колебания безразмерного теплопотока, которые составляли 5%, а в интервале от 25 до 36 часов — 11%. Показания термопар после первых 53 часов, представленных на термограмме, в последующие 10 суток оставались неизменными.

Эволюция безразмерной амплитуды течения во времени для описываемого режима показана на рис. 3.19. С момента конечно–амплитудного возникнове-

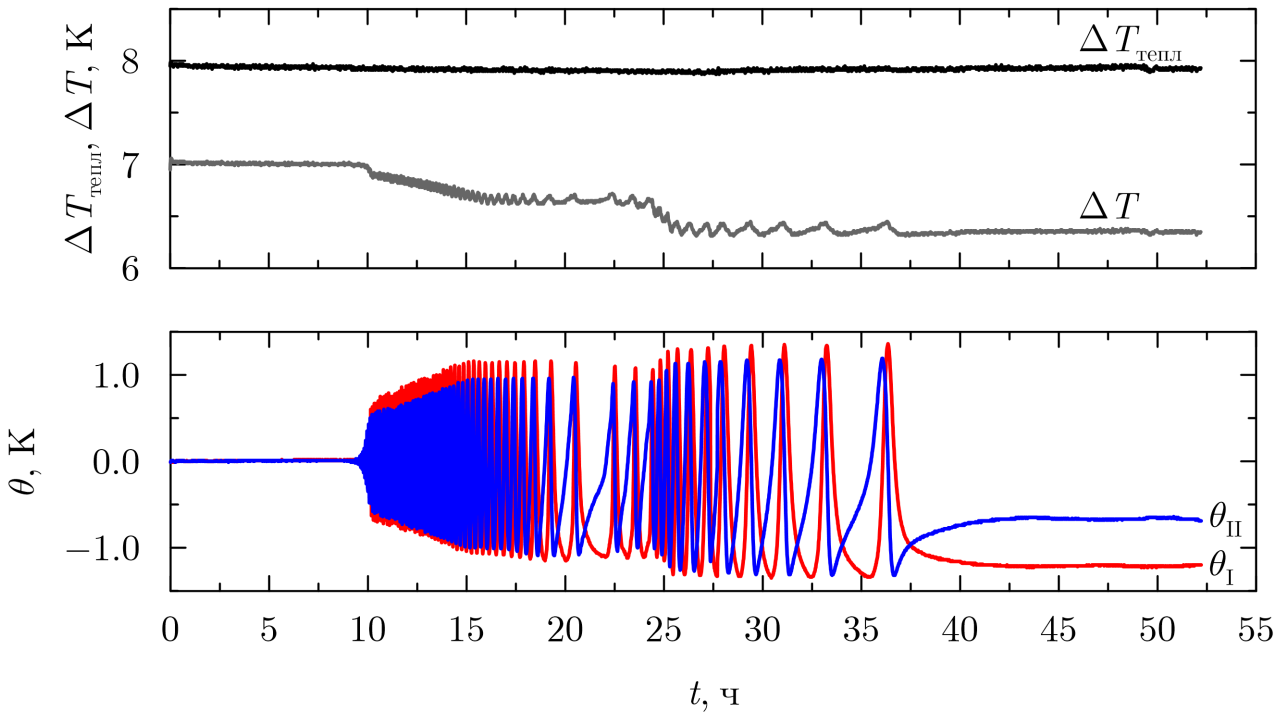


Рис. 3.18. Термограмма при $\Delta T = 3.9\Delta T_{\text{c}}$. Перед этим проводилось пошаговое увеличение перепада температуры в стратифицированной жидкости

ния конвекции, через 10 часов после начала опыта, средняя амплитуда течения в последующие 7 часов увеличивалась от 0.10 до 0.16. Затем около среднего значения 0.16 происходили нерегулярные колебания в течение 13 часов. После этого среднее значение амплитуды снова увеличилось до величины 0.20, и снова происходили колебания около 12 часов. В итоге, через 27 часов после возникновения конвекции устанавливалось стационарное течение с неизменным в течение 10 суток значением амплитуды 0.22.

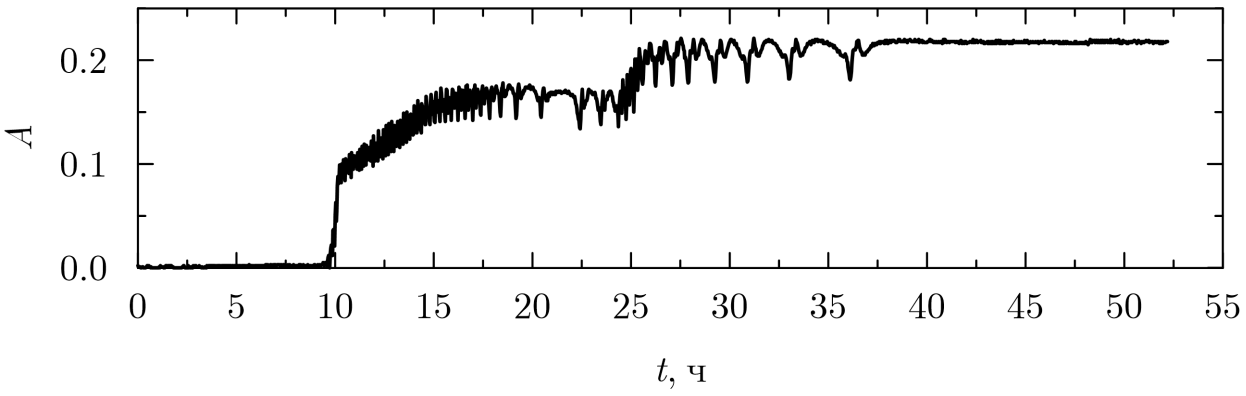


Рис. 3.19. Зависимость безразмерной амплитуды течения от времени при $\Delta T = 3.9\Delta T_{\text{c}}$

Фазовый портрет при $\Delta T = 3.9\Delta T_{\text{c}}$ для первых 52 часов приведен на рис. 3.20. В соответствие с рис. 3.18, раскручивающаяся спираль отвечает вращению оси конвективного вала при увеличении скорости течения. При установлении постоянной интенсивности течения (от 15 до 25 часов) на фазовом портрете наблюдается сгущение линий на окружности радиуса примерно 1.0 K. Темное кольцо большего радиуса (около 1.2 K) отвечает установлению интенсивности течения в период времени от 25 до 38 часов.

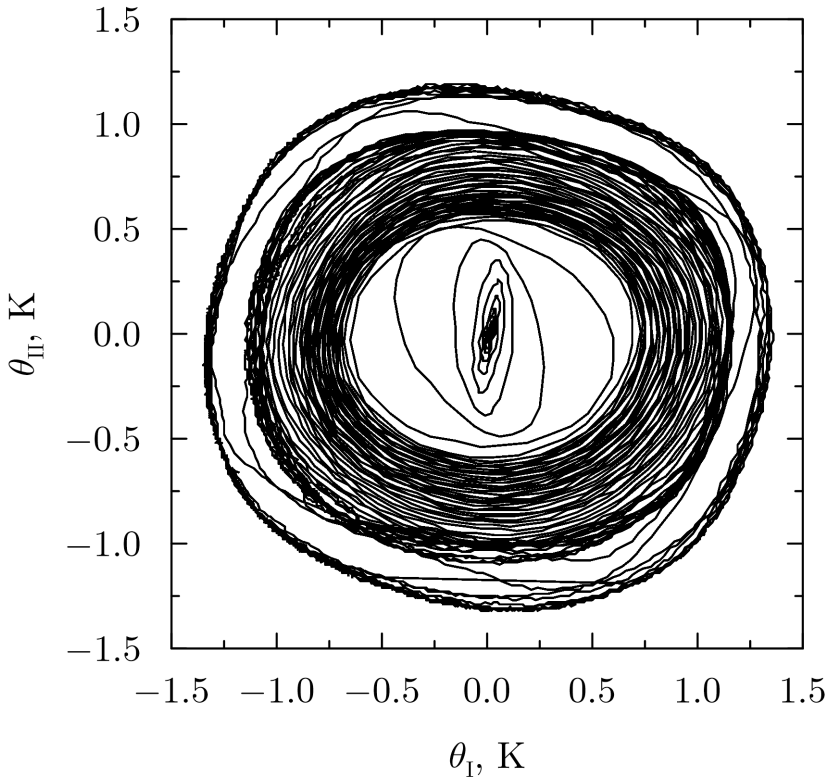


Рис. 3.20. Фазовый портрет, соответствующий термограмме на рис. 3.18

Следует отметить, что при уменьшении перепада температуры между полюсами шара ΔT всегда происходил постепенный переход от конвекции к состоянию равновесия, «жесткого» перехода зафиксировать не удалось.

Эксперименты с «неперемешанной» МЖ указывают на то, что градиент концентрации частиц, возникающий вследствие гравитационной седиментации частиц и агрегатов, усиливает устойчивость механического равновесия в такой жидкости. Даже в случае большого приложенного дестабилизирующего градиента температуры (см. стрелку **б** на рис. 3.2), конвекция возникает через значи-

тельное время. Такая задержка не наблюдается в однокомпонентных жидкостях или перемешанных магнитных коллоидах. Физическим объяснением такого поведения может служить конкуренция между дестабилизирующим градиентом плотности тепловой и термодиффузионной природы и стабилизирующим градиентом плотности седиментационной природы.

3.2. Конвекция в трансформаторном масле

Как правило, органические носители, используемые в качестве жидкой фазы в МЖ, состоят из различных по молекулярному весу и размеру молекул, а также примесей, приводящих к образованию осадка. Для выяснения природы автоколебаний, возникающих в магнитном коллоиде, были проведены дополнительные эксперименты с жидкостью–носителем — ТМ. Свойства ТМ были следующие: плотность $0.88 \cdot 10^3$ кг/м^3, динамическая вязкость 0.0165 Па·с, теплопроводность 0.15 Вт/(м·К) и число Прандтля $3.0 \cdot 10^2$.

С точки зрения технических приложений, само ТМ широко используется в качестве теплоносителя. В последнее время для улучшения его свойств, позволяющих интенсифицировать теплообмен, разрабатываются технологии изготовления устойчивых магнитных коллоидов на основе ТМ [208], а также методики измерения теплофизических характеристик таких МЖ [209]. В данной диссертации исследуются основные различия в теплопереносе вблизи порога конвекции в ТМ по сравнению с магнитным коллоидом на его основе.

В экспериментах использовались две фракции ТМ — промышленная и очищенная от нерастворимого осадка центрифугированием. Для получения очищенного масла использовалась лабораторная центрифуга MPW-223e [210]. Центрифугирование проводилось со скоростью вращения $w = 157$ рад/с (1500 об/мин) в течение 15 минут. Пробирка с промышленным ТМ, длиной $L = 115$ мм и внутренним диаметром 30 мм, помещалась в центрифугу под углом $\psi = 30^\circ$ к горизонтали.

Эффективность центрифугирования характеризуется фактором разделения F, равным отношению проекции центростремительного ускорения вдоль пробирки к гравитационному ускорению g. Для вершины пробирки

$$F_0 = \frac{w^2 r_0}{g} \cos\psi = 38,$$

где $r_0 = 17$ мм — расстояние по горизонтали между вершиной пробирки и осью вращения ротора. Тогда справедлива формула:

$$F(z) = F_0 \left[1 + \frac{L - z}{r_0} \cos\psi\right],$$

где z — высота, измеряемая вдоль пробирки от ее дна ($z = 0$). Для центра и дна пробирки $F = 146$ и 255, соответственно.

Зависимости безразмерного теплового потока и относительной амплитуды течения от относительного перепада температуры для промышленного ТМ (в дальнейшем просто ТМ) и центрифугированного ТМ (ЦТМ) представлены на рис. 3.21 и 3.22. В опытах с ТМ и ЦТМ, предварительно перемешанным интенсивным конвективным течением, воспроизводимое пороговое значение перепада температуры ΔT_c составило 0.5 ± 0.1 K. На графиках обозначения в виде квадратов соответствуют ТМ, в виде треугольников — ЦТМ. Зеленый цвет соответствует состояниям, в которых конвекция отсутствовала. Синие символы отвечают колебательным режимам, в которых ось вращения конвективного вихря меняла свое положение в экваториальной плоскости. Стационарная конвекция, когда ось конвективного вала не меняла направление в течение всего времени эксперимента, отмечена красными символами.

На вставке рис. 3.21 показан гистерезис при возбуждении конвекции для ТМ, находившегося 3 суток в механическом равновесии в изотермических условиях. Стрелкой, направленной вверх, обозначено жесткое возбуждение течения в стратифицированной жидкости. На рис. 3.23 а приведена термограмма пере-

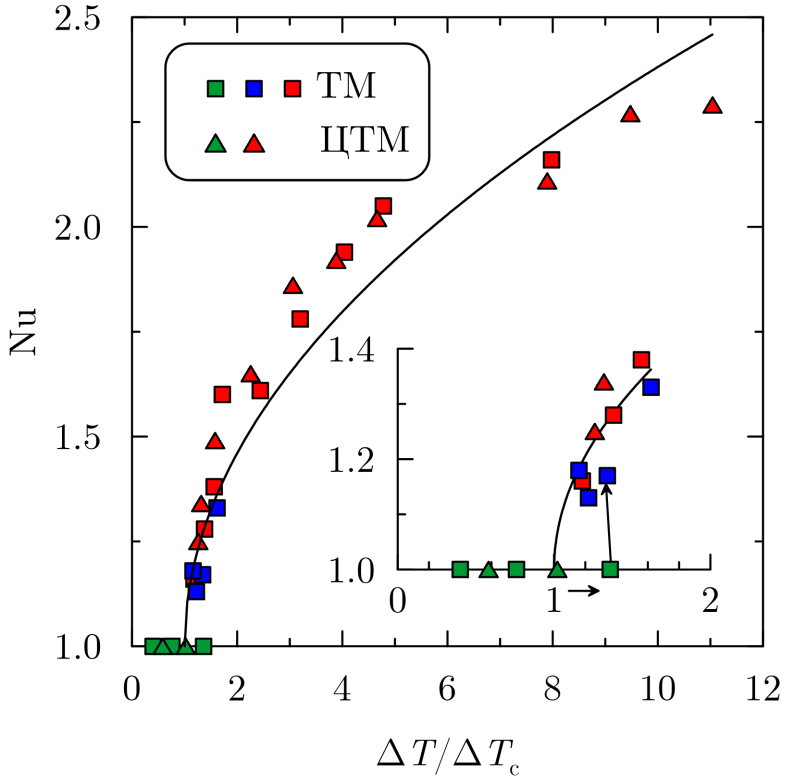


Рис. 3.21. Зависимость числа Нуссельта от относительного перепада температуры в подогреваемой снизу шаровой полости, заполненной ТМ или ЦТМ

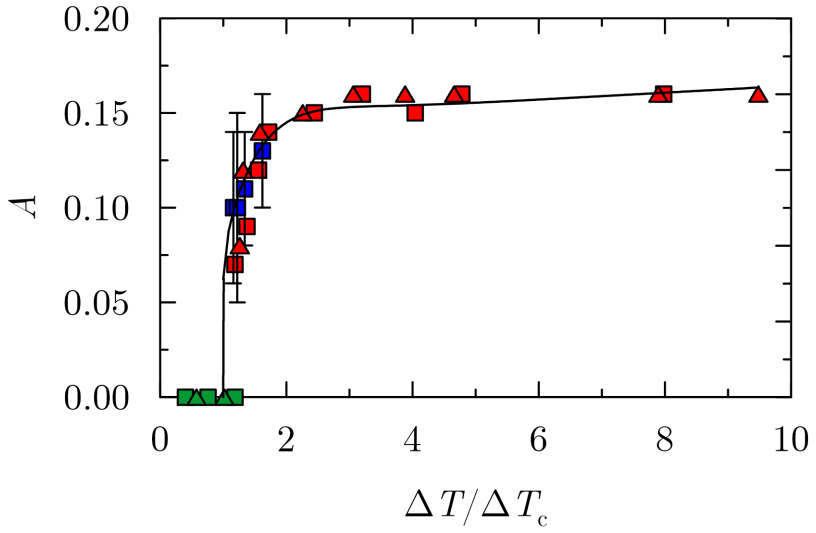


Рис. 3.22. Зависимость безразмерной амплитуды течения от относительного перепада температуры в подогреваемой снизу шаровой полости, заполненной ТМ или ЦТМ

хода к конвекции при $\Delta T = 1.4\Delta T_c$. После установления фиксированного перепада температуры в течение первых 8 часов конвекция отсутствовала. Затем возникло течение, при котором ось конвективного вала вращалась на протя-

жении 14 часов. В остальное время, около 9 суток, наблюдалось стационарное движение.

Для исследования эволюции температурного сигнала θ_{I} (рис. 3.23 а, от 8 ч до 22 ч) проводился Фурье– и вейвлет–анализы, описанные в параграфе 2.3. Фурье–спектр (рис. 3.23 б) имеет наибольшие пики, соответствующие периодам 1.8 и 3.5 ч. Однако вейвлет–спектр (рис. 3.23 в) и его скелетон (рис. 3.23 г) показывают, что эти периоды присутствовали в сигнале не всегда: в течение первых 8 ч период постепенно нарастал от 36 мин до 1.8 ч, затем возник период, возрастающий от 3.0 до 3.5 ч.

Таким образом, в стратифицированном ТМ, как и в МЖ [2, 8], конвекция при подогреве шаровой полости снизу возникает жестко.

Как видно из рис. 3.21 и 3.22, в ТМ при $1 \leqslant \Delta T/\Delta T_{\mathrm{c}} \leqslant 1.6$ конвекция имела колебательный характер. При превышении $1.6\Delta T_{\mathrm{c}}$ возникало стационарное течение. Подобные нерегулярные колебания наблюдались также в другом традиционном для МЖ углеводородном жидком носителе — керосине — в экспериментах с конвективной петлей [140]. В ЦТМ конвективные колебания не наблюдались.

Отметим, что в ТМ колебательная конвекция наблюдалась только в тех случаях, когда до начала опыта жидкость находилась несколько суток в покое. Типичные температурные колебания, возникающие в такой предварительно стратифицированной жидкости по мере увеличения прикладываемого перепада температуры, представлены на рис. 3.24 а. Жидкость в этом случае находилась 3 суток в покое до того, как был задан перепад температуры $\Delta T = 1.6\Delta T_{\mathrm{c}}$. Колебательный характер конвекции сохранялся на протяжении 2 суток, после чего в течение 5 суток наблюдалось стационарное течение. Для первых 50 часов опыта представлен Фурье–спектр (рис. 3.24 б) температурного сигнала, пики которого находятся в пределах $(1.7\text{–}9.4) \cdot 10^{-5}$ Гц и соответствуют периодам 17, 10, 7, 5 и 3 ч. Из вейвлет–спектра и его скелетона (рис. 3.24 в, г) видно, что период немонотонно, со скачками в 14 и 25 часов, увеличивался от 2 до 19 ч.

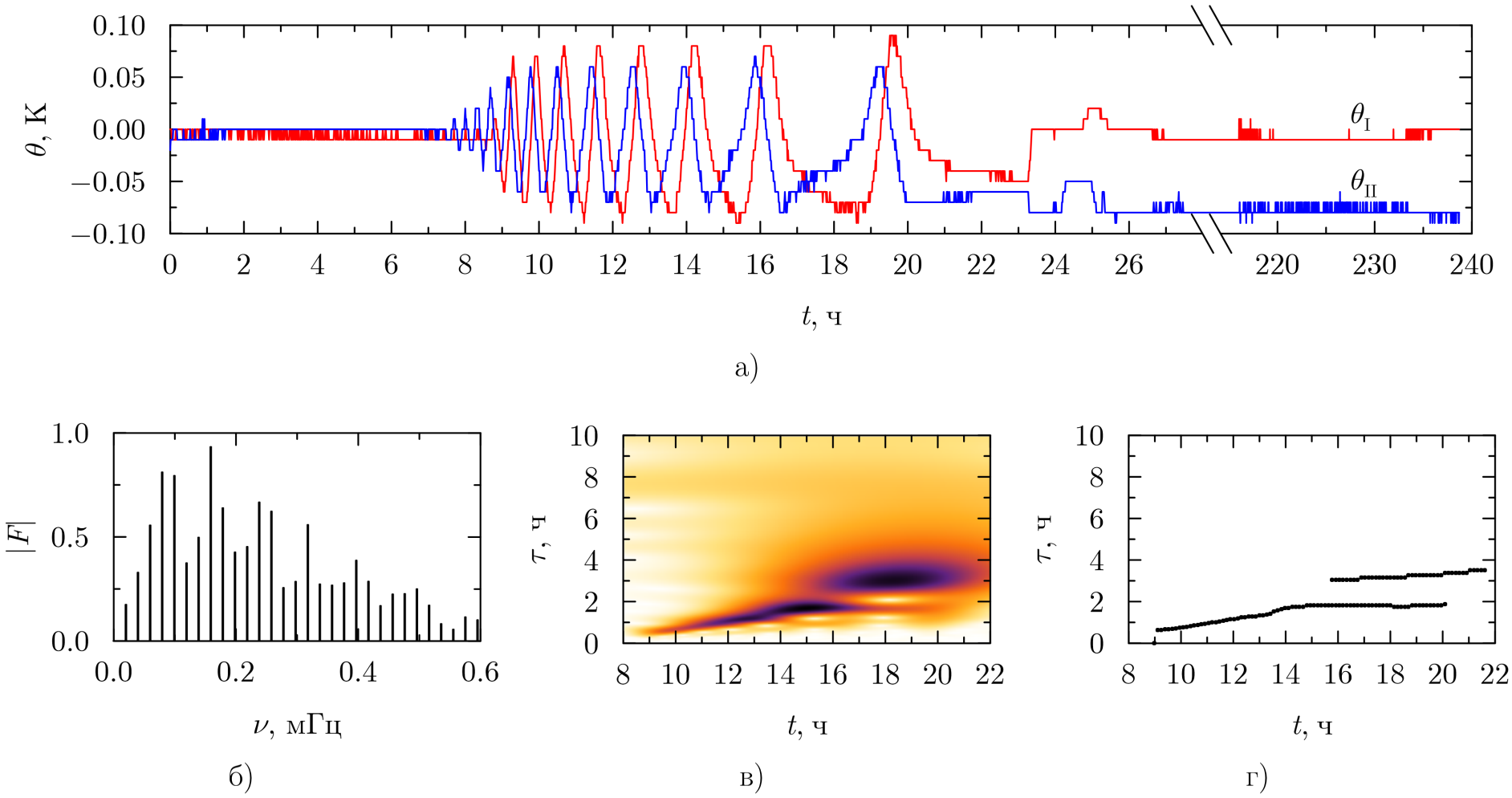


Рис. 3.23. Термограмма для ТМ при $\Delta T = 1.4\Delta T_c$ а), Фурье–спектр б), вейвлетный спектр в) и его скелетон г)

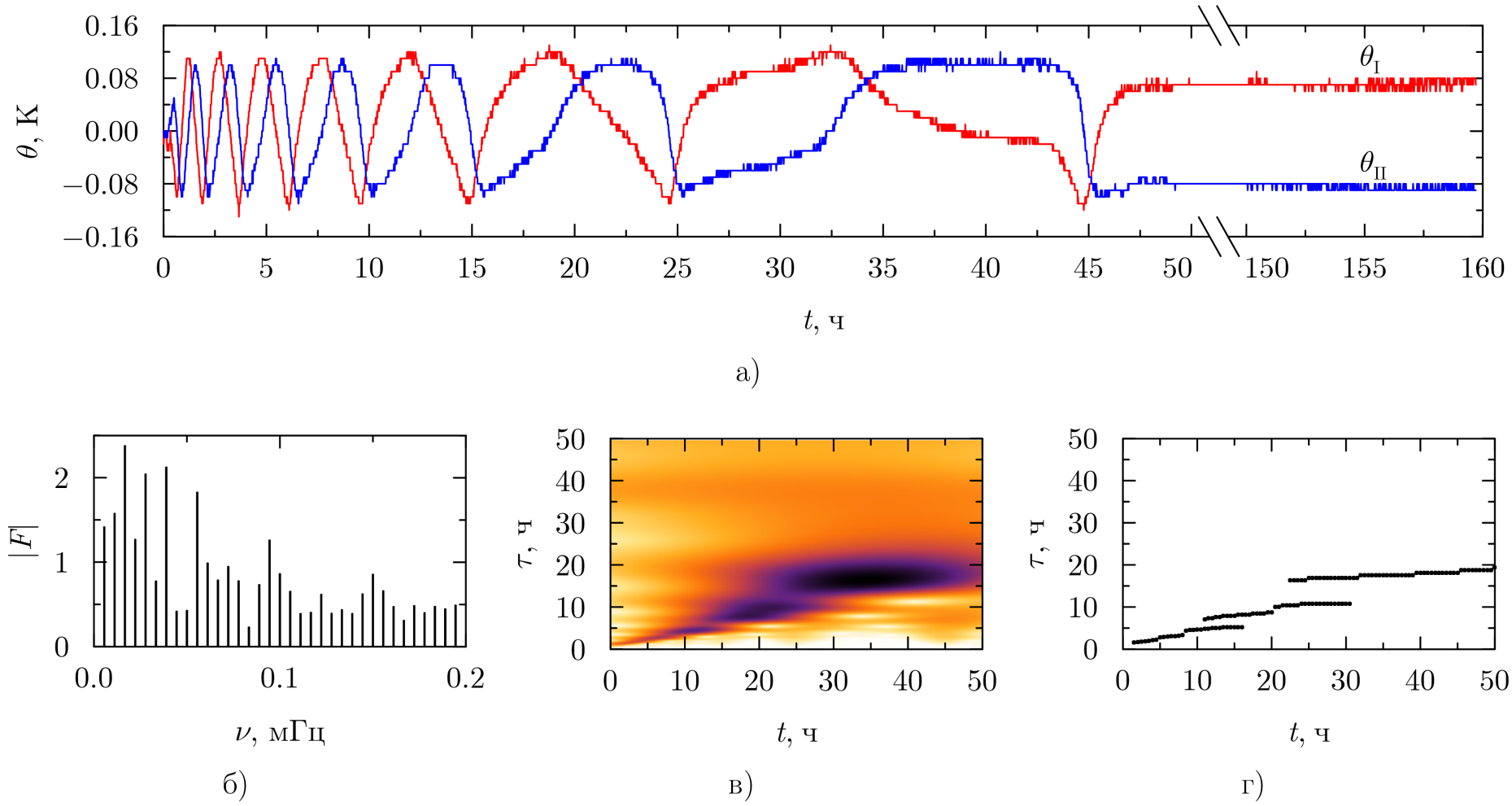


Рис. 3.24. Термограмма для ТМ при $\Delta T = 1.6\Delta T_c$ а), Фурье–спектр б), вейвлетный спектр в) и его скелетон г)

Примечательно, что период колебаний в ТМ может изменяться скачкообразно, что демонстрируют скелетоны на рис. 3.23 г и 3.24 г. Кроме того, в каждый момент времени колебания в ТМ содержат одну или две гармоники в отличие от МЖ, для которой колебания существуют одновременно с несколькими частотами (например, рис. 3.9 г, 3.14 г).

Подобные эксперименты по исследованию конвективной устойчивости были проведены для ЦТМ, находившегося в состоянии механического равновесия около недели. В таком очищенном от тяжелой фракции масле конвективные колебания не регистрировались. Типичная термограмма для ЦТМ, предварительно находившегося в состоянии покоя 6 суток, при $\Delta T/\Delta T_{\text{c}} = 1.6$ приведена на рис. 3.25. Как видно из графика, значения конвективных возмущений, регистрируемых в экваториальной плоскости, не менялись с течением времени, то есть имела место стационарная конвекция.

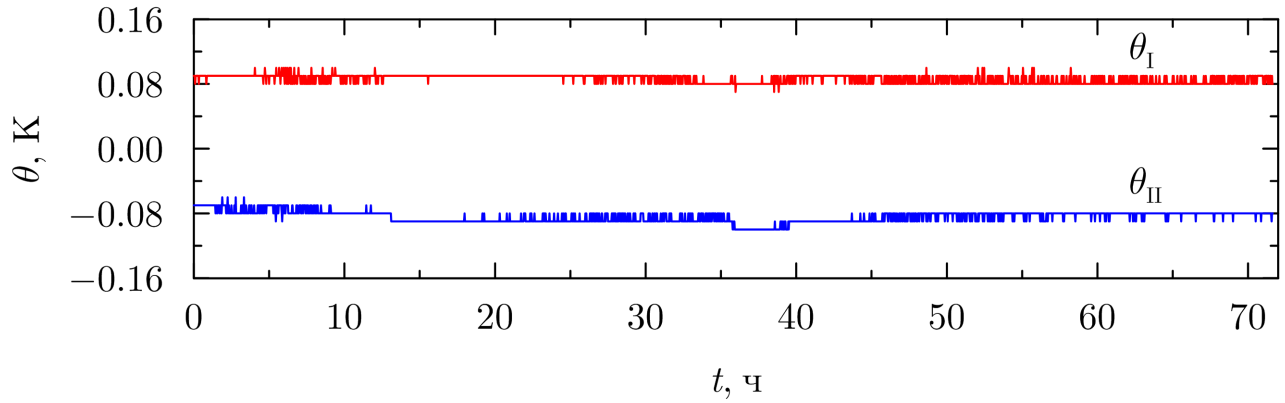


Рис. 3.25. Термограмма для ЦТМ при $\Delta T/\Delta T_{\text{c}} = 1.6$

Таким образом, в стратифицированном ТМ вблизи порога конвекции, до $\Delta T < 1.6\Delta T_{\text{c}}$, обнаружены колебательные режимы. Однако, в отличие от режимов непрерывных автоколебаний в МЖ, продолжительностью до месяца [2], колебания в ТМ наблюдались в виде переходного процесса к стационарному конвективному движению. Возбуждение течения могло возникать жестко.

3.3. Особенности конвекции магнитных жидкостей: сравнение с поведением жидкости–носителя

Рассмотрим сходства и различия в тепловой конвекции МЖ и ее жидкости–носителя — ТМ. Для этого проанализируем график теплового потока в шаровой полости с МЖ, ТМ или ЦТМ, представленный на рис. 3.26. По вертикальной оси графика отложена плотность локального потока тепла в жидкости на полюсе шара, найденная по формуле (2.1); по горизонтальной оси — перепад температуры между полюсами шара. Абсолютная погрешность q, согласно (2.1), определяется погрешностью измерения $\Delta T_{\text{пр}}$ (см. параграф 2.2) и на графике практически совпадает с размером символа. Видно, что в режиме теплопроводности (линии 1 и 2, нагрев сверху) в диапазоне исследованных разностей температур, теплоперенос в МЖ в среднем на 25–30% больше, чем в ТМ. Однако при подогреве снизу (линии 3 и 4), конвекция в МЖ начинается значительно позже, чем в ТМ: $\Delta T_{\text{c}}^{\text{МЖ}} = 3.6\Delta T_{\text{c}}^{\text{ТМ}}$. В результате теплоперенос в МЖ, подогреваемой снизу, остается слабее, чем в ТМ на большей части исследованных перепадов температуры. Выигрыш вследствие конвективного теплопереноса в ТМ по сравнению с переносом тепла в МЖ в интервале ΔT от 1 K до 2.5 K составляет 25%, при больших перепадах температуры около 10%. Таким образом, теплоперенос в МЖ по сравнению с ее жидкостью–носителем эффективнее в режиме теплопроводности, в то время как свободная конвекция при тех же перепадах температуры интенсивнее в ТМ.

Для обсуждения особенностей конвективной устойчивости в используемых жидкостях используем зависимость безразмерного теплового потока от относительного перепада температуры (рис. 3.27). На графике обозначения соответствуют используемым ранее: для МЖ на рис. 3.2, для ТМ и ЦТМ на рис. 3.21. Как видно из графика, для однородных по плотности, то есть перемешанных при высоких перепадах температуры, МЖ, ТМ и ЦТМ точки ложатся на одну, характерную для однокомпонентных жидкостей, корневую зависимость. Для

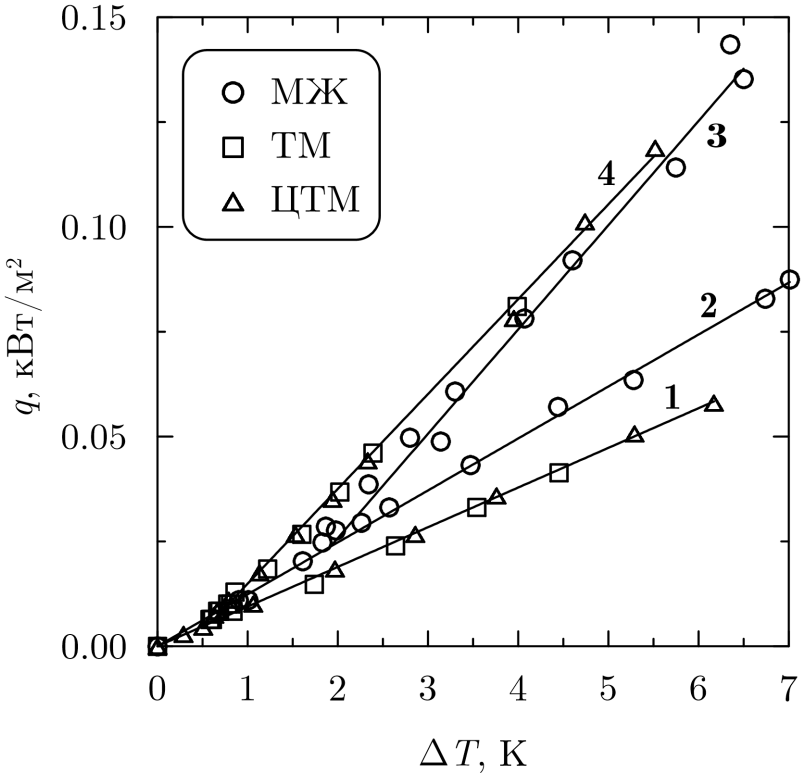


Рис. 3.26. Плотность теплового потока в МЖ, ТМ и ЦТМ в зависимости от перепада температуры на полюсах полости

ЦТМ точки всегда находятся на данной кривой. В отличие от «перемешанных» МЖ и ТМ, в стратифицированных в поле тяжести рабочих жидкостях наблюдается гистерезис. Запаздывание конвекции для МЖ (термограмма на рис. 3.16 а) и ТМ (термограмма на рис. 3.23 а), находившихся в неподвижном состоянии 3 суток, показано на увеличенном фрагменте рис. 3.27. Теплопроводные точки на горизонтальной оси координат (зеленые круги и квадраты для МЖ и ТМ, соответственно) отражают задержку течения при пошаговом увеличении перепада температуры, которое показано горизонтальными стрелками. Глубина гистерезиса в приведенных опытах составляла для МЖ 99%, для ТМ — 36%. Конечно–амплитудное возбуждение конвекции обозначено стрелками, направленными вверх. Возвращение к механическому равновесию для обеих жидкостей происходило плавно.

При перепадах температуры $\Delta T/\Delta T_c \leqslant 2.3$ в МЖ и $\Delta T/\Delta T_c \leqslant 1.6$ для ТМ наблюдались колебательные режимы конвекции, обозначенные на рис. 3.27

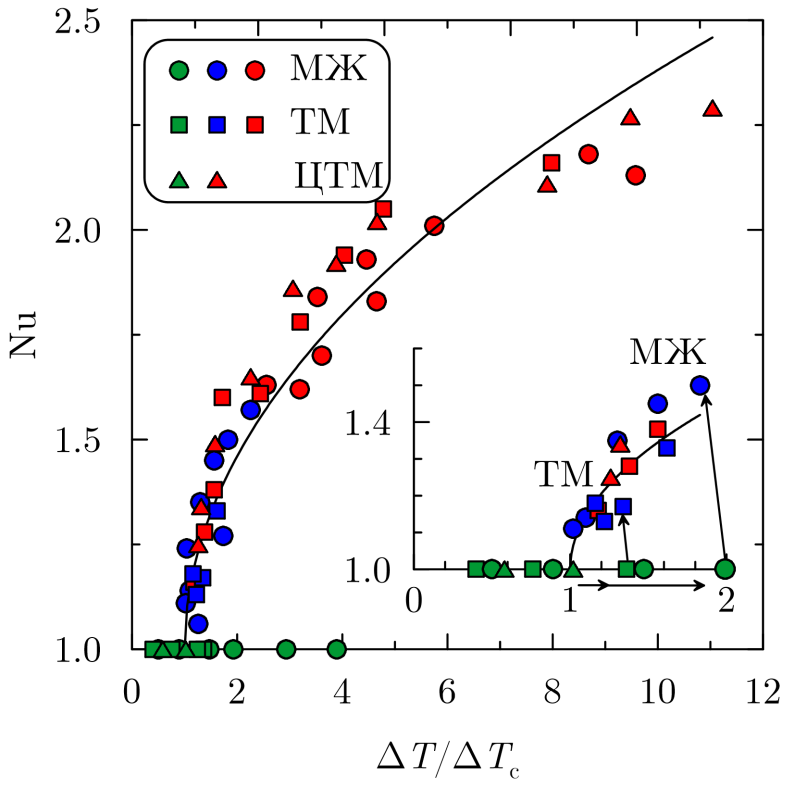


Рис. 3.27. Зависимость числа Нуссельта от относительного перепада температуры в подогреваемой снизу шаровой полости, заполненной МЖ, ТМ или ЦТМ. На увеличенном вблизи порога конвекции фрагменте показан гистерезис при возбуждении конвекции

синими кругами и квадратами. Соответствующие числовые данные представлены в таблице 3.1. Видно, что главное отличие колебательных режимов состоит в том, что колебания в МЖ имели установившийся характер, а в ТМ — переходный. В магнитном коллоиде автоколебания наблюдались от одной до нескольких недель и имели нерегулярный характер. Например, на термограмме (рис. 3.9) высокочастотные колебания (период колебаний менялся от десятков минут до нескольких часов) чередовались с участками, когда сигнал почти не менялся в течение нескольких суток. В ТМ колебательная конвекция имела переходный характер: температурные колебания сохранялись несколько часов после возбуждения течения, а затем величина температурного сигнала не изменялась (рис. 3.23 а, 3.24 а). При переходе от колебательного к стационарному движению период колебаний постепенно увеличивался от нескольких десятков минут до нескольких десятков часов.

Таблица 3.1. Продолжительность колебательных режимов в ТМ и МЖ

Жидкость	$\Delta T/\Delta T_c$	Время колебаний, ч	Время эксперимента, ч
ТМ	1.2	22	94
	1.4	14	240
	1.6	50	160
МЖ	1.2	360	360
	1.4	336	336
	1.5	264	264
	1.8	768	768
	2.3	1344	1344

Автоколебания в МЖ и ее жидкости–носителе ТМ могут быть связаны с конкуренцией градиентов плотности тепловой и концентрационной природы. Градиенты концентрации могут возникать вследствие термодиффузии и гравитационной седиментации частиц и агрегатов — в МЖ, либо тяжелых составляющих углеводородной смеси.

Следует отметить, что колебательные режимы, а также гистерезис при возникновении конвекции, наблюдались в МЖ с другими жидкостями–носителями: керосином [197] и ПЭС [120]. На рис. 3.28 представлен сводный график зависимости числа Нуссельта от относительного перепада температуры для МЖ на основах ТМ и ПЭС, а также ТМ и ЦТМ. Обозначения для МЖ на основе ПЭС соответствуют зеленым, синим и красным ромбам для теплопроводного, колебательного и стационарного режимов, соответственно. Примечательно, что несмотря на различия в свойствах МЖ на основе ПЭС и ТМ (см. табл. 2.1), все экспериментальные точки для перемешанных жидкостей при интерполяции (см. формулу (3.1)) находятся в окрестности одной сплошной кривой. Как отмечалось выше, в неперемешанных жидкостях, кроме ЦТМ, конвекция возникала с запаздыванием. Для МЖ на основе ПЭС глубина гистерезиса в представленном случае составляла 74% (средняя вертикальная стрелка на вставке

рис. 3.28). Обратный переход к теплопроводному состояния происходил плавно для всех жидкостей. Для всех типов МЖ вблизи порога конвекции наблюдались нерегулярные колебания, регистрируемые в течение продолжительных опытов от нескольких дней до нескольких недель [2, 119, 120].

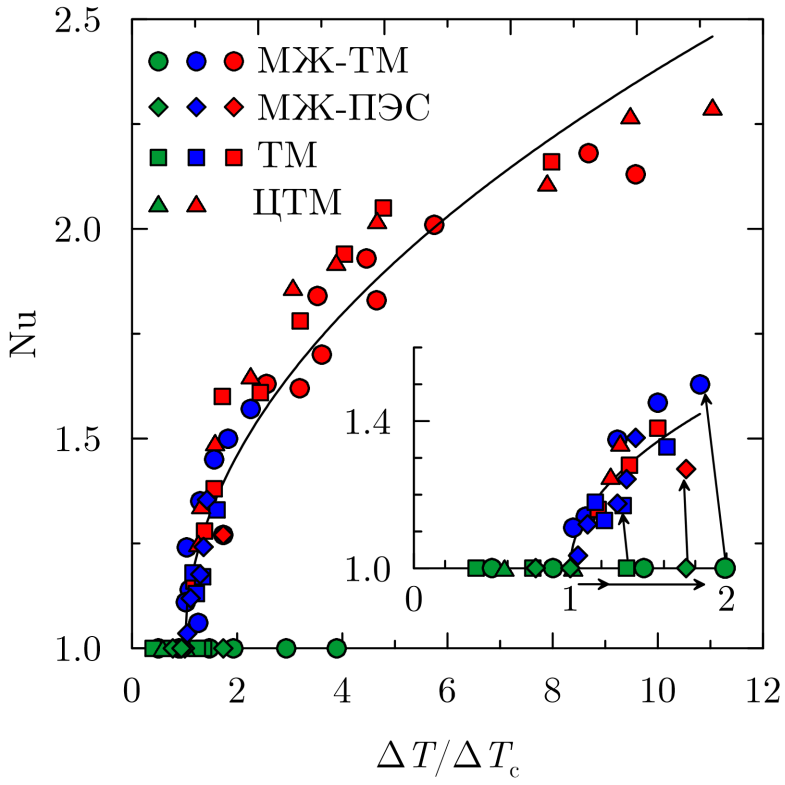


Рис. 3.28. Зависимость числа Нуссельта от относительного перепада температуры в подогреваемой снизу шаровой полости, заполненной МЖ на основах ТМ и ПЭС, ТМ или ЦТМ

На основе представленных данных можно заключить, что сохраняющиеся во времени автоколебания в МЖ на основе различных жидкостей–носителей связаны с наличием твердой фазы. Обнаруженные нерегулярные колебания приводят к существенной нестабильности теплового потока, а иногда к спонтанному затуханию конвективного течения, что необходимо учитывать при разработке теплообменных устройств, использующих наножидкости. Важно также отметить, что в случае тепловой конвекции величина плотности теплового потока при одних и тех же прикладываемых перепадах температуры в МЖ слабее, чем в ТМ. Однако в режиме теплопроводности эффективный теплоперенос в магнитном коллоиде выше, чем в ее жидкости–носителе. Положительным ре-

зультатом можно считать независимость для «однородных» (перемешанных) МЖ и ТМ величины безразмерного теплового потока (рис. 3.28), а именно его одинаковые значения при одних и тех же значениях надкритичностей. С другой стороны, ярко выраженные нерегулярные колебания сохраняются даже в таких относительно однородных МЖ. В стратифицированных жидкостях величина теплового потока, напротив, существенно зависит от предыстории и условий эксперимента.

Глава 4

Конвективная устойчивость и теплообмен в гравитационном и внешнем однородном магнитном полях

4.1. Влияние вертикального магнитного поля

В данном параграфе рассматривается влияние вертикального однородного магнитного поля на устойчивость механического равновесия и конвективное течение в шаровой полости, заполненной МЖ. Если в направлении градиента температуры приложено магнитное поле, то пондеромоторная сила будет возникать за счет внутреннего градиента напряженности, индуцируемого температурной неоднородностью намагниченности. Последняя характеризуется температурным коэффициентом намагниченности (пиромагнитным коэффициентом) $K = -\left.\dfrac{\partial M}{\partial T}\right|_H$. Магнитное число Рэлея, определяемое отношением пондеромоторной силы к силе вязкого трения, равно:

$$\mathrm{Ra_m} = \frac{\mu_0 (K \Delta T L)^2}{\eta \alpha (1+\chi)}.$$

Таким образом, чтобы обеспечить значительные $\mathrm{Ra_m}$ в шаровой полости в случае внешнего однородного магнитного поля надо использовать МЖ с высоким пиромагнитным коэффициентом, который пропорционален намагниченности: $K = \beta_\mathrm{M} M$. Относительный температурный коэффициент намагниченности $\beta_\mathrm{M} = -\dfrac{1}{M}\left.\dfrac{\partial M}{\partial T}\right|_H$ в двух предельных случаях можно считать константой [65]: на линейном участке кривой намагничивания $\beta_\mathrm{M} \approx 10^{-3}$–$10^{-2}\,\mathrm{K}^{-1}$, вблизи насыщения $\beta_\mathrm{M} \approx 10^{-4}$–$10^{-3}\,\mathrm{K}^{-1}$. Экспериментальные зависимости намагниченности от напряженности магнитного поля для разных МЖ приведены на рис. 2.6. Кроме того, необходимо прикладывать высокие перепады температуры и ис-

пользовать жидкости с небольшой вязкостью.

Термомагнитный параметр, характеризующий поведение магнитного числа Рэлея с ростом магнитного поля для конкретной МЖ, представляет собой комплекс $K^2/(1+\chi)$, подробно описанный для случая плоского слоя в [94]. На рис. 4.1 для удобства сопоставления с экспериментальными данными график термомагнитного параметра для шаровой полости, то есть с учетом размагничивающего поля [180], приведен в зависимости от величины напряженности приложенного внешнего однородного магнитного поля. При расчете этого параметра в качестве моделей, описывающих намагниченность МЖ, использовались уравнение Ланжевена [36], которым можно пользоваться для слабо концентрированных жидкостей [211], и модифицированное уравнение второго порядка в приближении среднего действующего поля, хорошо согласующееся с экспериментальными результатами для жидкостей с высокими концентрациями [93]. Несмотря на заметное количественное различие двух кривых на рис. 4.1, оба закона намагниченности демонстрируют существование максимума термомагнитного параметра и, следовательно, магнитного числа Рэлея. В магнитных полях напряженностью $H > 30\,\text{кА/м}$ термомагнитный параметр убывает и затем выходит на насыщение. Таким образом, при исследовании конвективной устойчивости и теплопереноса важно помнить, что величина $\mathrm{Ra_m}$, включающая термомагнитный параметр, также нелинейно меняется при увеличении H.

Кроме того, имеются ослабляющие течение факторы — седиментация [83, 132, 133] и магнитная вязкость [35]. С другой стороны, в неоднородно нагретой МЖ наряду с термомагнитной конвекцией могут возникать градиенты концентрации за счет термо– и магнитофореза частиц [31, 113, 126, 189, 212], которые в зависимости от направления градиента температуры либо повышают порог конвективной устойчивости, либо понижают его [5]. Важно отметить, что образование в магнитном поле как нано–, так и микроагрегатов [75–80], приводит к значительному усилению как седиментации и магнитофореза [83, 213], так и магнитной вязкости [35, 58, 100].

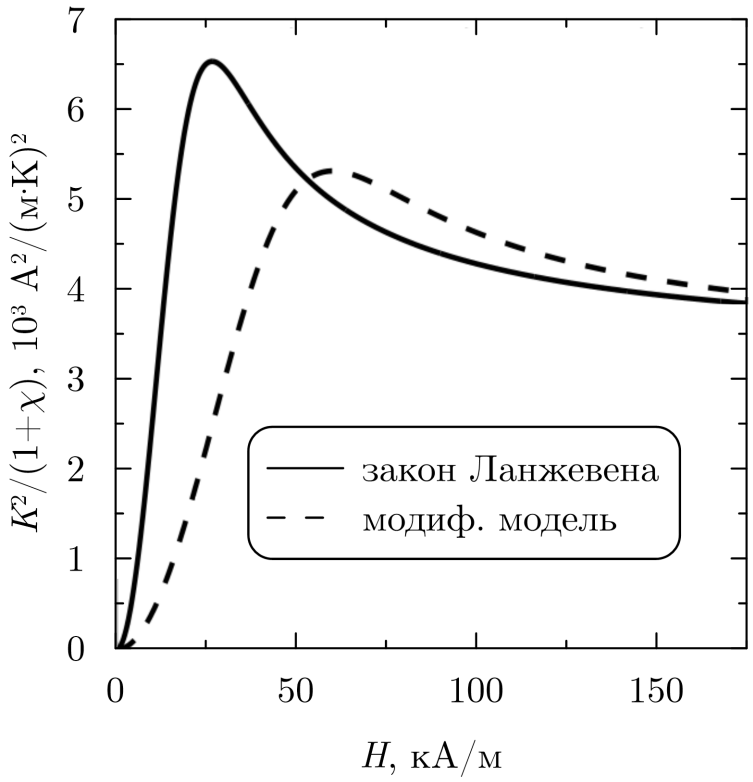


Рис. 4.1. Изменение параметра, характеризующего термомагнитный теплоперенос в МЖ, в зависимости от величины приложенного магнитного поля. Расчеты выполнены для МЖ на основе керосина

4.1.1. Стабилизация и ослабление течения при подогреве снизу

Согласно оценкам, критический перепад температуры для возникновения тепловой конвекции в МЖ на основе керосина для шаровой полости радиусом 8 мм составляет 0.2 К. Поэтому для изучения влияния внешнего однородного вертикального магнитного поля на термогравитационную конвекцию удобнее использовать МЖ на основе ТМ, в которой критический перепад ~ 1 К.

На рис. 4.2 приведена зависимость безразмерного теплового потока от перепада температуры на полюсах шара для различных значений напряженности магнитного поля. Белыми кругами обозначены конвективные и теплопроводные режимы в отсутствие магнитного поля, описанные в параграфе 3.1.

Для однородной МЖ значения безразмерного теплового потока в магнитных полях от 2.9 до 35.0 кА/м (синие и красные треугольники на рис. 4.2) совпадают с их величиной в отсутствие поля в пределах экспериментальной

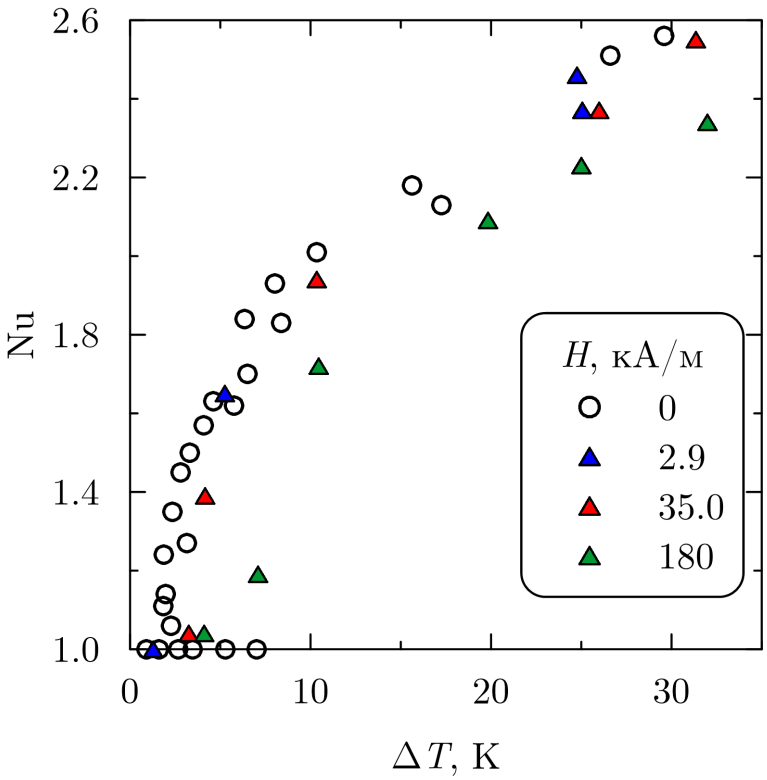


Рис. 4.2. Зависимость числа Нуссельта от перепада температуры на полюсах шаровой полости МЖ на основе ТМ при подогреве снизу в вертикальном магнитном поле

погрешности (до 9%). Таким образом, слабые и средние магнитные поля незначительно влияют на конвективный тепловой поток в шаровой полости, подогреваемой снизу. В магнитном поле $H = 180\,\text{кА/м}$ (зеленые треугольники на рис. 4.2) течение возбуждалось при больших перепадах температуры, чем при $H = 0$ ($\Delta T = 3.8\Delta T_\text{c}$), и наблюдалось уменьшение теплопереноса на 10% при больших ΔT и на 35% при малых ΔT.

Подобное ослабление теплопереноса в МЖ в магнитном поле ранее наблюдалось в работах [119,160], где реализовывались магнитные числа Рэлея на 2 порядка меньшие, чем гравитационные. В этом случае на первый план выступают другие, задерживающие возникновение термогравитационной конвекции, эффекты: гравитационная седиментация, термо– и магнитофорез частиц и агрегатов, а также магнитная вязкость. Следует отметить, что в отличие от нагрева сверху, где градиент магнитного поля вследствие температурной неоднородности намагниченности направлен вверх, при подогреве снизу частицы

и агрегаты вследствие магнитофореза будут двигаться в направлении вектора силы тяжести, что приводит к дополнительной стабилизации течения. Отрицательная термодиффузия [128], возникающая в сильных магнитных полях, в данном случае также будет задерживать развитие конвекции, что приведет к уменьшению теплопереноса по сравнению со случаем в отсутствие поля.

4.1.2. Термомагнитная конвекция при нагреве сверху

При нагреве жидкости сверху на фоне устойчивого механического равновесия при достаточно высоких разностях температур ΔT, приложенных к полюсам шара, при включении внешнего однородного вертикального магнитного поля возникает термомагнитная конвекция. Рассмотрим теплоперенос в МЖ на основе ТМ, свойства которой указаны в таблице 2.1. На рис. 4.3 представлена зависимость плотности теплового потока, вычисленного по формуле 2.1, от перепада температуры на полюсах полости при различных фиксированных значениях напряженности внешнего магнитного поля. Погрешность измерений для всех графиков данной главы не превышает размера символов. Символами в виде белых кругов обозначены значения теплового потока для теплопроводного режима при $H = 0$. Видно, что в случае относительно высоких перепадов температуры ($\Delta T > 20\,\mathrm{K}$) и магнитных полей ($H > 20\,\mathrm{кА/м}$), тепловой поток может увеличиваться до 100%.

При нагреве сверху возникает внутренний, вызванный температурной неоднородностью намагниченности, направленный вверх градиент напряженности, приводящий не только к возникновению пондеромоторной силы, индуцирующей термомагнитную конвекцию, но и магнитофорезу частиц и агрегатов [31, 213–218]. Кроме того, когда, как в данном эксперименте, векторы градиента температуры и напряженности магнитного поля коллинеарны, в сильных магнитных полях ($H > 60\,\mathrm{кА/м}$) значение коэффициента Соре в углеводородной МЖ может становится отрицательным [189], и тогда термодиффузия будет происходить в направлении действия пондеромоторной силы и усиливать неустой-

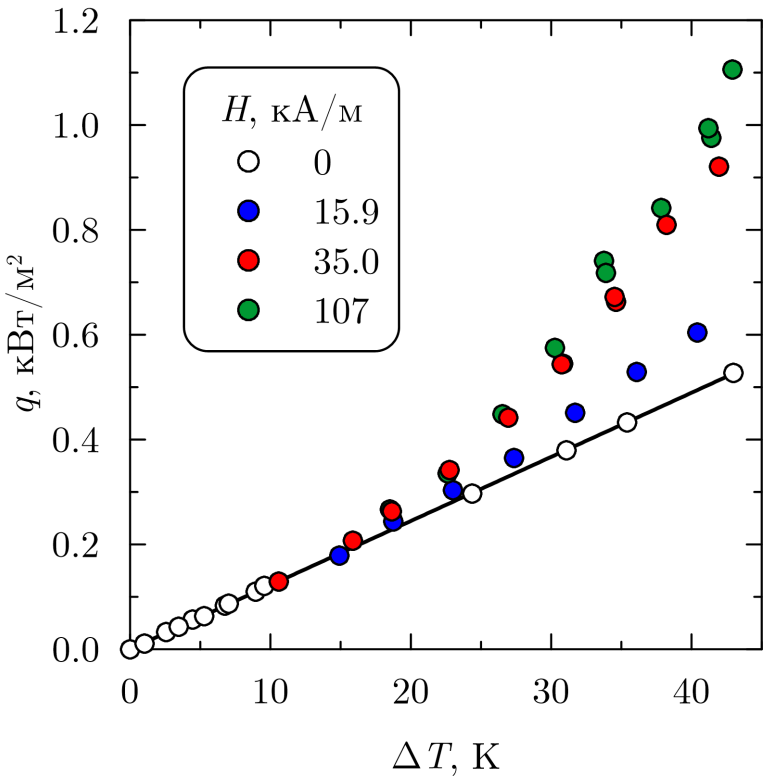


Рис. 4.3. Зависимость плотности теплового потока от перепада температуры на полюсах полости при нагреве сверху для МЖ на основе ТМ

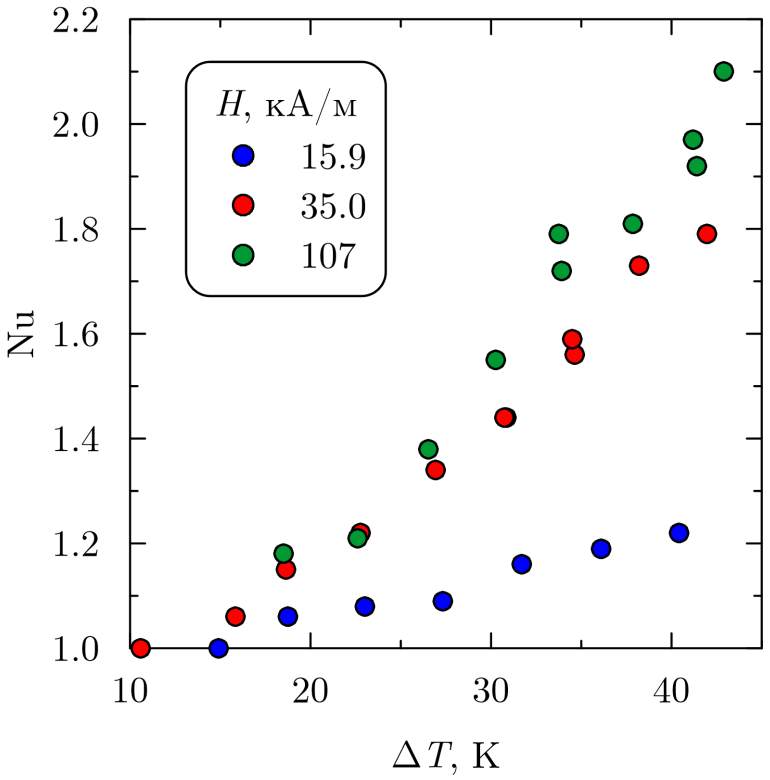


Рис. 4.4. Зависимость числа Нуссельта от перепада температуры на полюсах полости при нагреве сверху для МЖ на основе ТМ

чивость механического равновесия.

На рис. 4.4 приведены зависимости числа Нуссельта при тех же значениях контролирующих параметрах, как на рис. 4.3. В относительно небольших полях ($H = 15\,\text{кА/м}$) наблюдается слабое течение, при котором Nu не превышает 1.1. При $H \geqslant 35.0\,\text{кА/м}$ интенсивность течения увеличивается и Nu достигает значений 1.8 — 2.1. Как видно из рис. 4.3, 4.4, чем больше напряженность магнитного поля, тем меньше критическое значение перепада температуры, при превышении которого возникает конвекция: для $H = 15.9\,\text{кА/м}$ он составил приблизительно 17 K, а для $H = 35.0\,\text{кА/м}$ — 13 K. Излом, который наблюдается в значениях Nu при $\Delta T = 23$ и 27 K может быть связан с переходом от предсказанного в теории беспорогового термомагнитного течения, связанного с температурными возмущениями намагниченности [172], к развитой термомагнитной конвекции, индуцируемой внутренним градиентом напряженности [159].

В МЖ на основе керосина, вязкость которой в 8 раз меньше, чем у МЖ на основе ТМ (таблица 2.1), были проведены аналогичные опыты. На рис. 4.5 представлена зависимость плотности теплового потока от перепада температуры на полюсах полости. Линия при $H = 0$ соответствуют теплопроводному режиму. В магнитных полях точки располагаются выше бесконвективной прямой, что соответствует появлению конвективного теплопереноса.

Из зависимостей числа Нуссельта от перепада температуры на полюсах полости (рис. 4.6) видно, что критическое значение ΔT порога конвекции уменьшается при увеличении приложенного магнитного поля: для $H = 15.9\,\text{кА/м}$ критический перепад составил 11 K, а для $H = 31.0\,\text{кА/м}$ — 9 K.

Из сравнения рис. 4.4 и 4.6 видно, что термомагнитная неустойчивость в МЖ на основе керосина наступает при меньших перепадах температуры, чем в МЖ на основе ТМ. Эта разница может быть отчасти связана с меньшим значением вязкости керосина. Если рассматривать теплоперенос, то тепловой поток в МЖ на основе керосина при любом фиксированном перепаде температуры имеет большие значения, чем в жидкости на основе ТМ. Например,

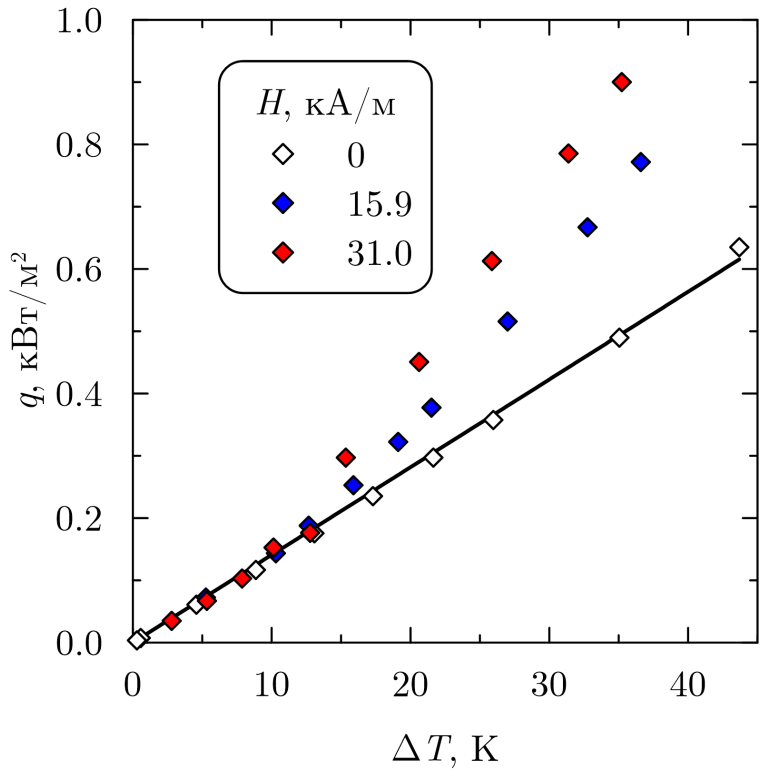


Рис. 4.5. Зависимость плотности теплового потока от перепада температуры на полюсах полости при нагреве сверху для МЖ на основе керосина

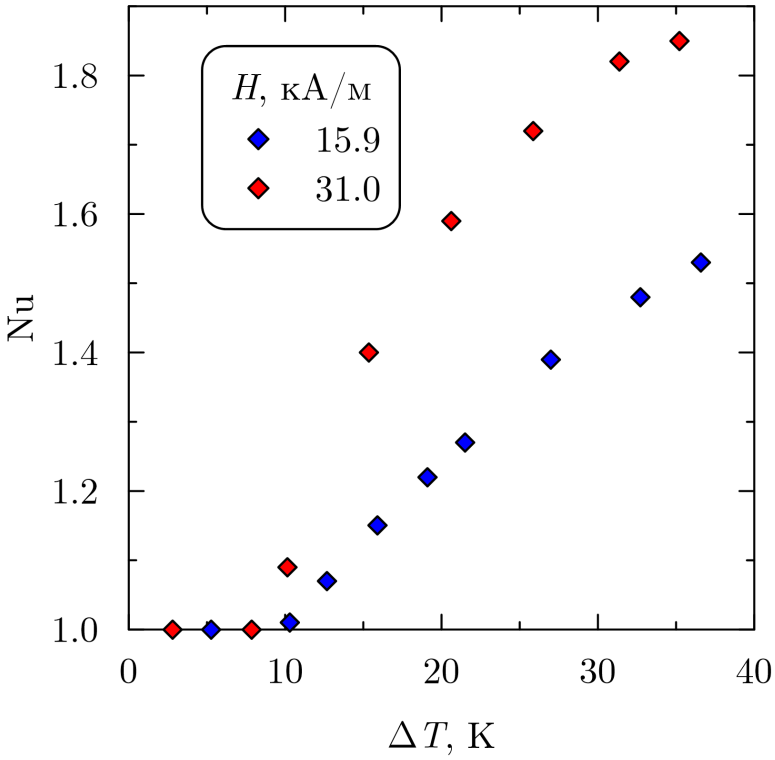


Рис. 4.6. Зависимость числа Нуссельта от перепада температуры на полюсах полости при нагреве сверху для МЖ на основе керосина

при $\Delta T = 35\,\text{K}$ в магнитном поле $H = 15.9\,\text{кА/м}$ в МЖ на основе керосина теплоперенос эффективнее на 27%, а для $H \approx 30\,\text{кА/м}$ — на 16%.

Зависимости чисел Нуссельта от модуля напряженности приложенного магнитного поля при фиксированных перепадах температуры между теплообменниками для МЖ на основе ТМ и керосина представлены на рис. 4.7 и 4.8, соответственно. В жидкости на основе ТМ (рис. 4.7) при росте напряженности магнитного поля интенсивность теплового потока увеличивается и достигает насыщения при $H > 80\,\text{кА/м}$. В жидкости на основе керосина (рис. 4.8) число Нуссельта также сначала увеличивается при возрастании напряженности магнитного поля и достигает максимума $\text{Nu} = 2.3$ при $H = 23.9\,\text{кА/м}$. Однако затем тепловой поток резко уменьшается и при $H = 106.6\,\text{кА/м}$ имеет значение $\text{Nu} = 1.1$, что примерно соответствует интенсивности течения в слабых полях. Отметим, что в случае относительно небольших магнитных полей (до $42\,\text{кА/м}$) неизменное значение теплового потока устанавливалось в течение $1 - 2\,\text{ч}$. При $42\,\text{кА/м} < H < 71\,\text{кА/м}$ конвекция сначала почти полностью угасала до $\text{Nu} = 1.1$, а затем в течение нескольких часов теплоперенос нарастал и достигал значительной величины, например, при $H = 49.3\,\text{кА/м}$ через $10\,\text{ч}$ значение теплового потока увеличилось до $\text{Nu} = 1.5$, а при $H = 59.9\,\text{кА/м}$ за $11\,\text{ч}$ теплопоток возрос до $\text{Nu} = 1.2$. В магнитном поле с $H = 70.8\,\text{кА/м}$ величина $\text{Nu} = 1.2$ установилась за $20\,\text{мин}$ и была неизменной в течение $11\,\text{ч}$. Такое поведение может быть связано с тем, что при значениях напряженности, больших $25\,\text{кА/м}$, термомагнитный параметр, достигая максимума, начинает уменьшаться. При этом на первый план выходит влияние стабилизирующих факторов, таких как, стратификация жидкости по плотности, возникающая вследствие гравитационной седиментации частиц и агрегатов, а также магнитовязкий эффект. В качестве дестабилизирующих факторов при нагреве сверху может выступать магнитофорез, поскольку внутренний градиент напряженности, вызванный температурной неоднородностью намагниченности, будет направлен вверх, и термофорез, если знак коэффициента Соре станет отрицательным [189].

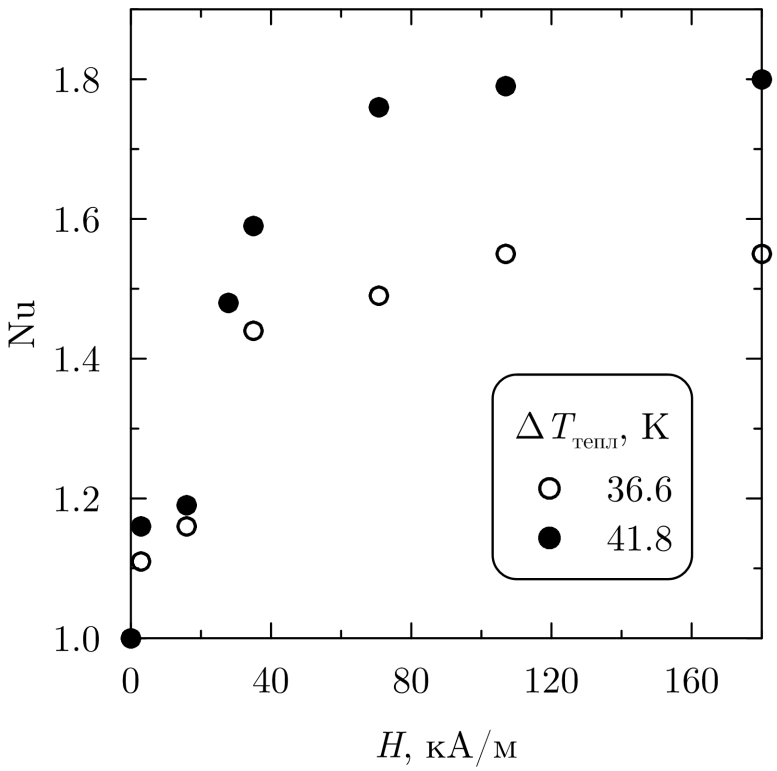


Рис. 4.7. Зависимость числа Нуссельта от модуля напряженности магнитного поля при нагреве сверху для МЖ на основе ТМ

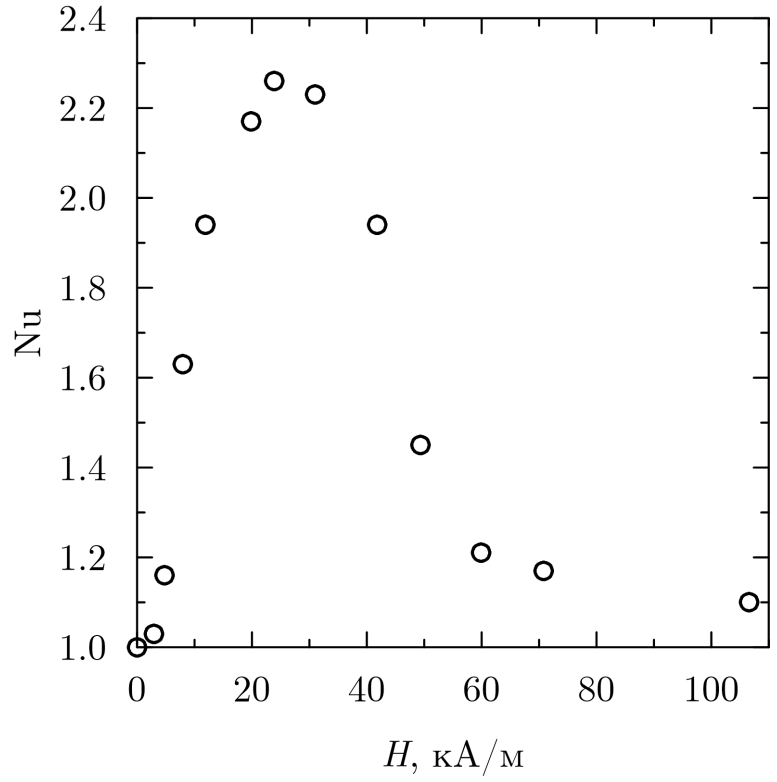


Рис. 4.8. Зависимость числа Нуссельта от модуля напряженности магнитного поля при нагреве сверху для МЖ на основе керосина при $\Delta T_{\text{тепл}} = 45.0\,\text{K}$

Отметим, что переход от дестабилизирующего к стабилизирующему действию при увеличении напряженности приложенного магнитного поля наблюдался ранее в экспериментах с плоским слоем МЖ [119, 163].

4.2. Влияние горизонтального магнитного поля

4.2.1. Ориентирующее и стабилизирующее действие при подогреве снизу

Как было описано в главе 2, при подогреве снизу в шаровой полости МЖ первой модой конвективной неустойчивости является конвективный вал, ось вращения которого лежит в экваториальной плоскости. В отсутствие магнитного поля все направления оси вращения вала равноправны и наблюдаются режимы, в которых гармонические и релаксационные колебания перемежаются стационарными движениями и переходами от развитого течения к неподвижному состоянию и обратно (глава 3).

Опыты по изучению влияния внешнего однородного горизонтального магнитного поля на конвекцию при подогреве полости снизу были проведены для МЖ на основе ПЭС. Критический перепад температуры в отсутствие магнитного поля, соответствующий угасанию конвекции при пошаговом уменьшении ΔT, в этой жидкости составил 12.8 K и воспроизводился от опыта к опыту.

Чтобы обеспечить однородность жидкости в начале каждого опыта, она «перемешивалась» интенсивным конвективным течением при $\Delta T_{\text{тепл}} = 55\,\text{K}$ в течение 1 ч, а затем включалось магнитное поле.

На рис. 4.9 представлены показания экваториальных термопар θ_{1-4}, номера которых соответствуют обозначениям на рис. 2.1. Штриховая линия разделяет моменты времени до и после включения магнитного поля. Запись проводилась при фиксированных температурах на теплообменниках $\Delta T_{\text{тепл}} = 52.4\,\text{K}$. Разница температур между полюсами полости в ходе опыта незначительно изменялась с 40.7 K при $H = 0$ до 41.1 K при $H = 7.2\,\text{кА/м}$, что составляет примерно

$3.2\Delta T_c$. Из представленной термограммы видно, что при $H = 0$ интенсивность базисного вихря, регистрируемого термопарами **1** и **3**, уменьшалась, в то время как амплитуда другого базисного вихря (термопары **2** и **4**) — увеличивалась, то есть ось конвективного вала поворачивалась в плоскости экватора. После включения магнитного поля (правее штриховой линии) в течение 10 мин ось вала выстраивалась вдоль вектора напряженности магнитного поля: термопары **2** и **4**, лежащие на линии, совпадающей с направлением приложенного магнитного поля, давали нулевой сигнал, в то время как термопары **1** и **3** имели максимальные отрицательное и положительное значения, что соответствовало течению в виде вала с осью вращения, направленной параллельно напряженности магнитного поля. Подобное снятие вырождения по направлениям в рэлеевской конвекции в горизонтальном слое МЖ, помещенном в продольное магнитное поле, наблюдалось в экспериментах [119, 165, 219]. В теории [65] было показано, что магнитное поле повышает конвективную устойчивость к неоднородным вдоль магнитного поля возмущениям температуры и не оказывает влияния на возмущения, однородные вдоль магнитного поля.

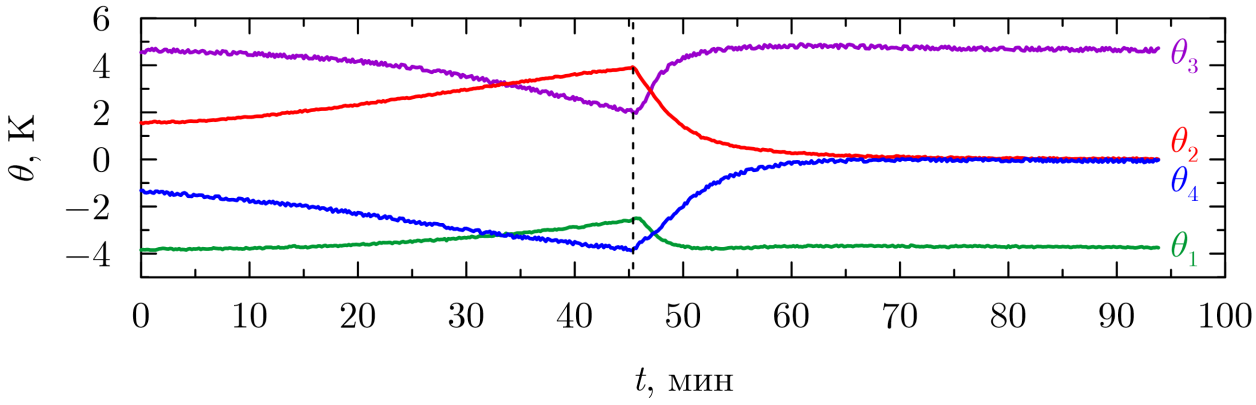


Рис. 4.9. Показания экваториальных термопар при $H = 0$ (слева от вертикальной штриховой линии) и $H = 7.2$ кА/м (справа от вертикальной штриховой линии) при $\Delta T/\Delta T_c \approx 3.2$

Вторым эффектом, возникающим при наличии горизонтального магнитного поля, то есть в случае, когда напряженность магнитного поля перпендикулярна градиенту температуры, является уменьшение интенсивности конвек-

тивного течения. Ослабление теплопереноса показано на рис. 4.10, где приведена зависимость числа Нуссельта от модуля напряженности магнитного поля при различных фиксированных перепадах температуры на теплообменниках. При различных фиксированных $\Delta T_{\text{тепл}}$ наблюдаются одинаковые зависимости уменьшения интенсивности теплообмена с увеличением напряженности магнитного поля. Как видно из графика, угасание конвекции при $\Delta T_{\text{тепл}} = 25.0\,\text{K}$ ($\Delta T/\Delta T_{\text{c}} \approx 1.6$) происходило при $H = 21.6\,\text{кА/м}$, а при более высоком перепаде температуры $\Delta T_{\text{тепл}} = 40.8\,\text{K}$ ($\Delta T/\Delta T_{\text{c}} \approx 2.6$) конвекция затухала при $H = 49.9\,\text{кА/м}$.

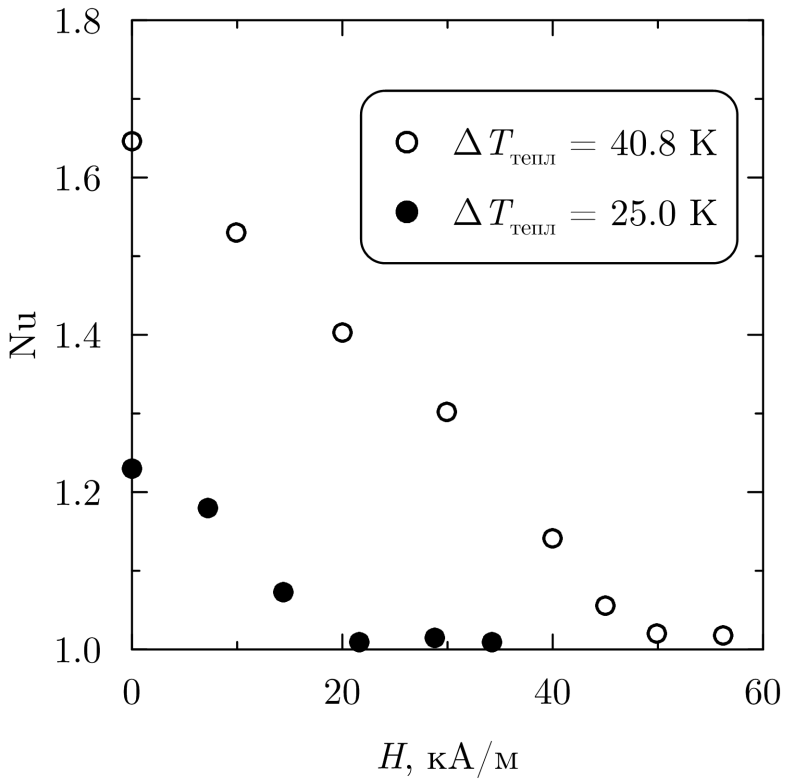


Рис. 4.10. Зависимость числа Нуссельта от модуля напряженности магнитного поля при подогреве снизу для МЖ на основе ПЭС

Таким образом, горизонтальное магнитное поле не только снимает вырождение по направлению завихренности конвективного вала в подогреваемом снизу шаре, но и стабилизирует течение.

Рассмотрим явление снятия вырождения магнитным полем в шаровой полости более детально. На рис. 4.11 показано распределение возмущений тем-

пературы первой моды неустойчивости в виде конвективного вала в шаровой полости в сечениях, перпендикулярных оси вращения. Система координат и выбранные сечения (в плоскости $z = 0$) отмечены на рис. 4.12. Возмущение температуры определяется формулой, представленной в [122]:

$$T' = \frac{3CR}{2+\widetilde{\lambda}} \left(\frac{18+17\widetilde{\lambda}}{2+\widetilde{\lambda}} \frac{r}{R} - 14 \left(\frac{r}{R}\right)^3 + 5 \left(\frac{r}{R}\right)^5 \right) \frac{\sin\theta \sin\varphi}{140},$$

где C — модуль постоянного градиента температуры в массиве вдали от полости, $\widetilde{\lambda}$ — отношение теплопроводности МЖ к теплопроводности массива; r, φ, θ — сферические координаты (сферическая система координат выбрана стандартным способом — ее начало совпадает с началом декартовой системы координат, полярной осью является ось z, азимутальный угол отсчитывается от оси x). Для вычисления температурных возмущений в МЖ на основе ПЭС брались следующие значения параметров: $\widetilde{\lambda} = 1.3$ (см. табл. 2.1), разность температур между теплообменниками — $\Delta T_{\text{тепл}} = 20\,\text{K}$.

Если включить магнитное поле с напряженностью, перпендикулярной оси конвективного вала (вдоль оси y на рис. 4.12), то будут иметь место температурные возмущения, неоднородные вдоль направления поля. Эти температурные возмущения приводят к искажению силовых линий однородного магнитного поля. Согласно общим принципам электродинамики магнитное поле будет противодействовать причинам, вызывающим его изменения, и, следовательно, гасить температурные возмущения, приводящие к его искажениям.

Таким образом, конвективный вал будет выстраиваться вдоль силовых линий магнитного поля. Однако в этом случае имеются температурные возмущения, возникающие в силу ограниченности кюветы. На рис. 4.13 показано распределение возмущений температуры конвективного вала в сечениях, параллельных оси вращения вала, которые отмечены на рис. 4.14. Отметим, что эти температурные возмущения меньше по размаху, чем при перпендикулярной ориентации оси конвективного вала и магнитного поля. Например, для сечения

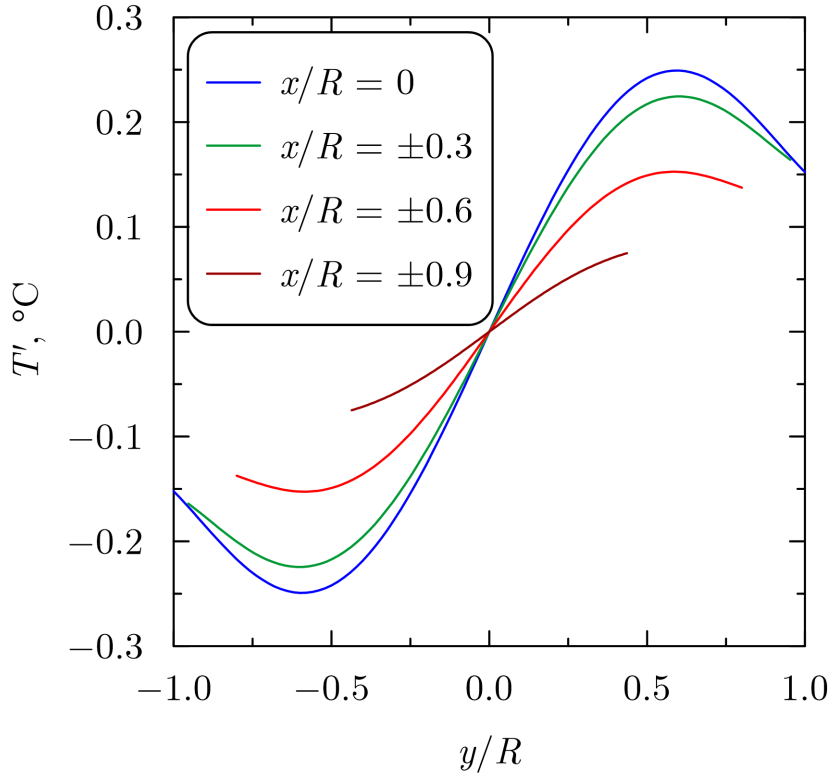


Рис. 4.11. Распределение возмущений температуры конвективного вала в шаровой полости для МЖ на основе ПЭС в сечениях, перпендикулярных оси вращения вала и показанных на рис. 4.12

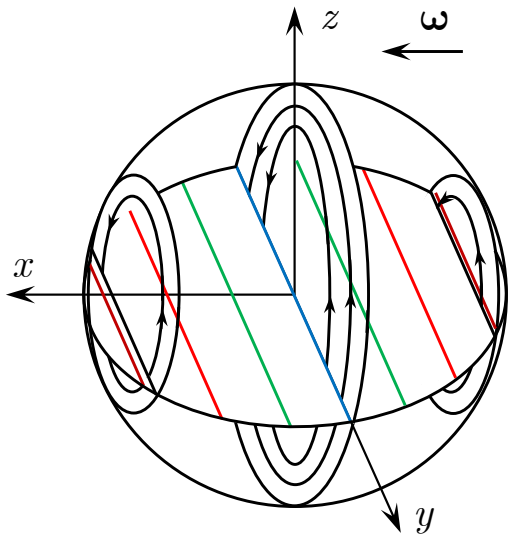


Рис. 4.12. Система координат, связанная с конвективным валом; сечения, перпендикулярные оси вращения вала

$x/R = \pm 0.3$ (зеленые линии на рис. 4.11, 4.13), когда ось вала и напряженность магнитного поля перпендикулярны, конвективные искажения температуры вдоль вала составляют 0.44 K (рис. 4.11), а при коллинеарной ориентации $\boldsymbol{\omega}$ и $\mathbf{H}$ — 0.13 K (рис. 4.13). Следовательно, магнитное поле будет препятствовать развитию таких возмущений, повышая устойчивость механического равновесия. Аналогичная стабилизация наблюдалась в [65] в вертикальном подогреваемом снизу слое, помещенном в горизонтальное магнитное поле.

Дополнительное стабилизирующее влияние может оказывать вязкость МЖ, которая увеличивается с ростом магнитного поля, в случае, когда векторы напряженности и градиента температуры перпендикулярны [35]. Ослабление интенсивности течения может происходить вследствие гравитационной седиментации частиц и агрегатов [213] и термодиффузии [126], если знак коэффициента Соре отрицательный.

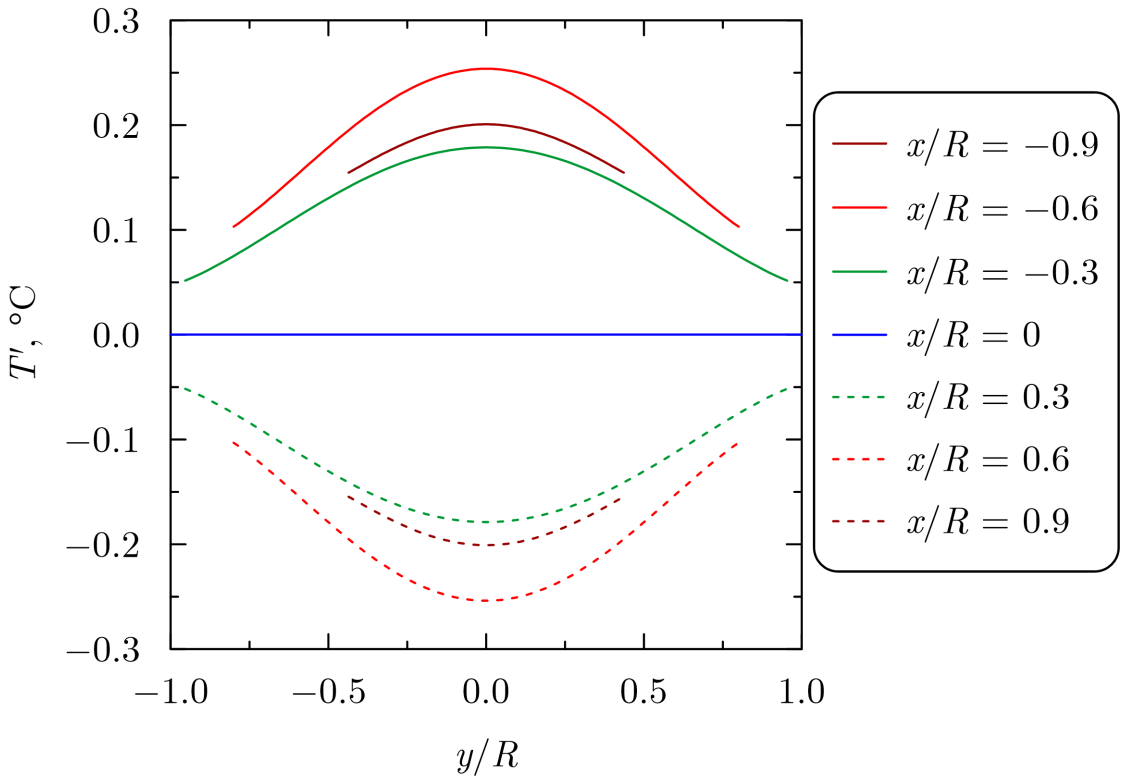


Рис. 4.13. Распределение возмущений температуры конвективного вала в шаровой полости для МЖ на основе ПЭС в сечениях, параллельных оси вращения вала и показанных на рис. 4.14

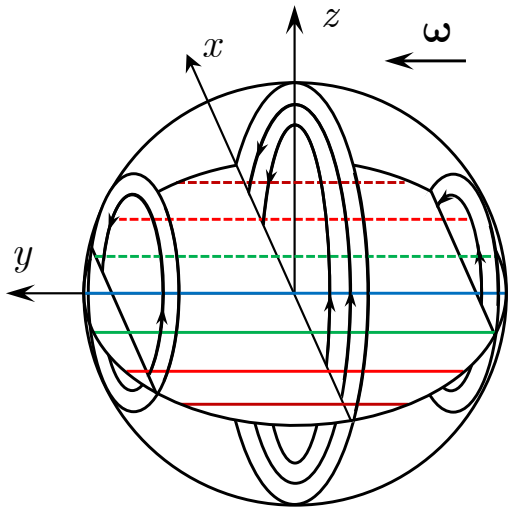


Рис. 4.14. Система координат, связанная с конвективным валом; сечения, параллельные оси вращения вала

4.2.2. Подавление течения при обогреве сбоку

При боковом обогреве в отсутствие магнитного поля возникает подъемно–опускное течение в виде конвективного вала, ось вращения которого перпендикулярна градиенту температуры (рис. 4.15). Конвективное течение МЖ в этом случае возникает мягко, беспороговым образом и не сопровождается гистерезисом, его интенсивность растет с увеличением перепада температуры.

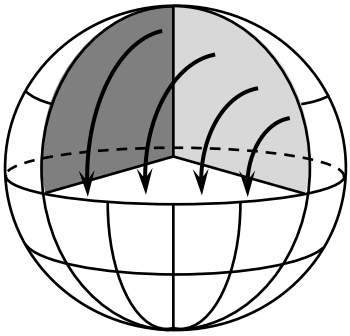


Рис. 4.15. Структура течения при обогреве сбоку — жидкость поднимается вдоль границы, примыкающей к горячему теплообменнику, и опускается вдоль границы с холодным теплообменником

На рис. 4.16 представлена зависимость безразмерного теплового потока от модуля напряженности приложенного магнитного поля для МЖ на основе ПЭС при постоянном перепаде температуры между теплообменниками $\Delta T_{\text{тепл}} = 30.2\,\text{K}$. Пустыми кругами представлены данные для горизонтального магнитного поля, когда напряженность магнитного поля и градиент температуры параллельны, и ось вращения конвективного вала перпендикулярна напряженности магнитного поля. Из графика видно, что при увеличении модуля напряженности магнитного поля интенсивность конвекции уменьшается, а при $H = 56.2\,\text{кА/м}$ конвективное течение затухает.

В случае, когда вектор напряженности магнитного поля перпендикулярен градиенту температуры, и ось вращения конвективного вала параллельна магнитному полю, наблюдалось также уменьшение теплопереноса при увеличении напряженности магнитного поля, но это стабилизирующее действие было слабее на 1—4% (рис. 4.16, заполненные круги). В магнитном поле стационарное

течение с меньшей, чем при $H = 0$, амплитудой устанавливалось за 5—10 мин, продолжительность опыта составляла 1—3 ч.

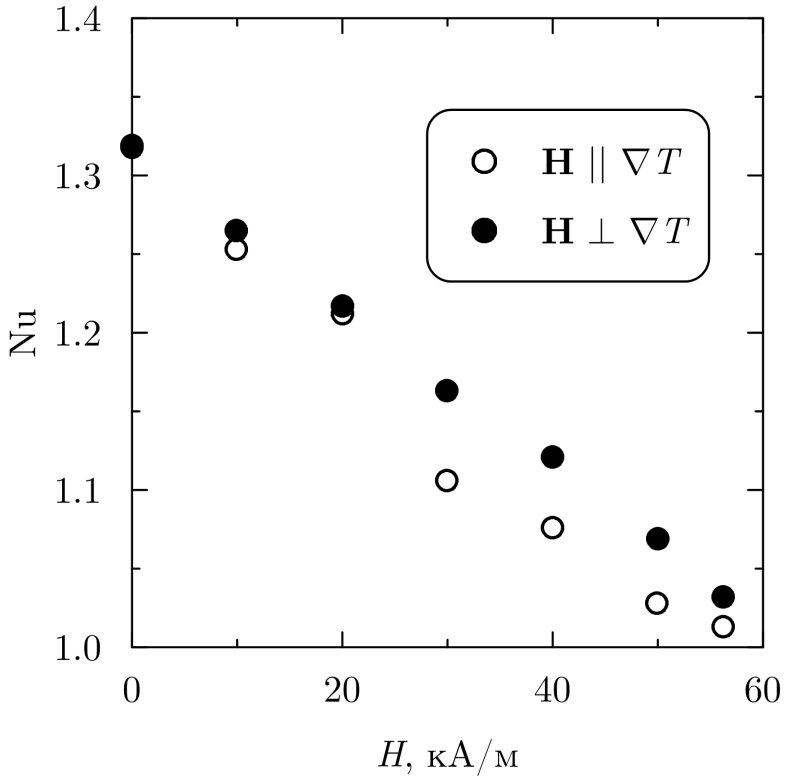


Рис. 4.16. Зависимость числа Нуссельта от модуля напряженности приложенного магнитного поля при боковом обогреве для МЖ на основе ПЭС при $\Delta T_{\text{тепл}} = 30.2\,\text{K}$

Аналогичные измерения были проведены для МЖ на основе керосина. Вязкость такой МЖ в 42 раза меньше, чем у МЖ на основе ПЭС. На рис. 4.17 представлена зависимость числа Нуссельта от модуля напряженности магнитного поля при перепаде температуры между теплообменниками $\Delta T_{\text{тепл}} = 19.9\,\text{K}$. В случае, когда магнитное поле параллельно градиенту температуры, интенсивность конвекции уменьшается при увеличении H быстрее на 10—20%, чем при их перпендикулярной ориентации (при $H < 20\,\text{кА/м}$), также как и в МЖ на основе ПЭС (рис. 4.16). Отметим, что эффект стабилизации в обоих случаях различается несущественно. В магнитных полях с $H < 30\,\text{кА/м}$ неизменное течение устанавливалось от 30 мин до 4 ч; при $H > 30\,\text{кА/м}$ — за несколько минут.

Стабилизация конвективного течения при боковом обогреве имеет тот же

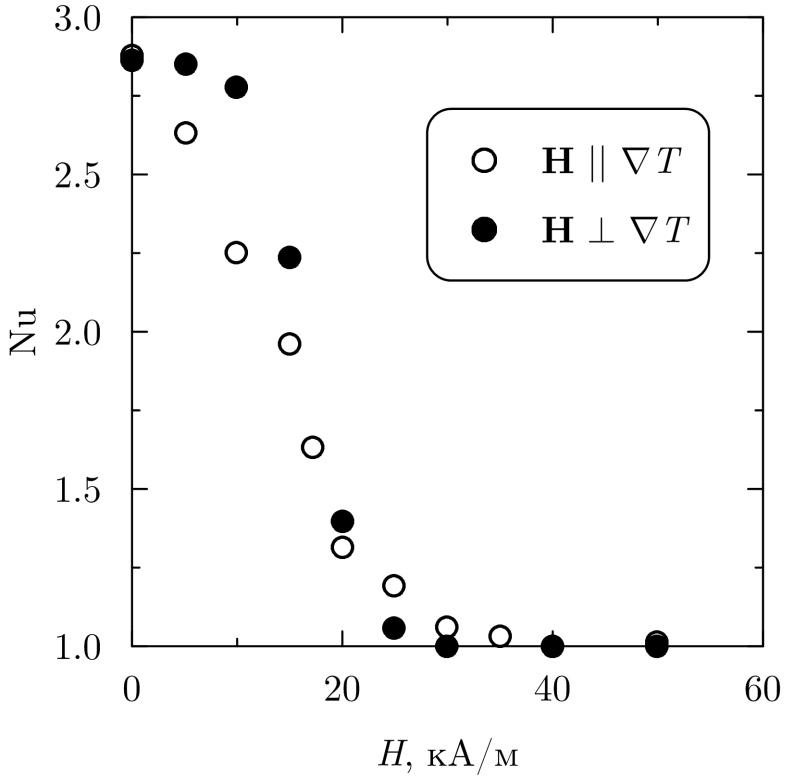


Рис. 4.17. Зависимость числа Нуссельта от модуля напряженности магнитного поля при боковом обогреве для МЖ на основе керосина при $\Delta T_{\text{тепл}} = 19.9\,\text{K}$

механизм, что и в случае подогрева снизу в горизонтальном магнитном поле. Если магнитное поле направлено перпендикулярно оси вращения вала, то интенсивность конвекции уменьшается, т.к. имеются температурные возмущения, неоднородные вдоль поля (рис. 4.11). Размах этих возмущений вдоль силовых линий больше, чем в случае, когда магнитное поле направлено вдоль оси конвективного вала (рис. 4.13). Кроме того, как обсуждалось ранее (см. рис. 1.1), при $\mathbf{H} \parallel \nabla T$ возникает магнитная вязкость, которая также ослабляет интенсивность течения. Таким образом, эффект стабилизации при коллинеарной конфигурации векторов ∇T и $\mathbf{H}$ проявляется сильнее (до 20%).

Заключение

Итоги выполненного исследования

1. Показано, что в МЖ, находившейся в состоянии равновесия от суток до месяца, термогравитационная конвекция в шаровой полости возникает жестко. Перепад температуры, необходимый для возбуждения течения, увеличивается при возрастании времени неподвижного состояния.

2. Обнаружено, что вблизи порога тепловой конвекции МЖ в шаровой полости имеют место колебательные режимы со спонтанным прекращением и возникновением течения. При увеличении приложенного перепада температуры в течение нескольких недель наблюдались перемежающиеся конвективные автоколебания, включающие составляющие с короткими и длинными периодами: от нескольких десятков минут до нескольких дней.

3. Как показали эксперименты в МЖ с различными носителями, при достижении двукратного критического перепада температуры в шаровой полости колебательное движение сменяется стационарным течением. Обратный переход от развитого конвективного движения к неподвижному состоянию в условиях погрешности эксперимента происходил плавно.

4. Проведены сравнительные эксперименты в шаровой полости с жидкостью–носителем — промышленным и очищенным от тяжелой фракции путем центрифугирования ТМ. Найдено, что в теплопроводном режиме в МЖ происходит интенсификация теплообмена по сравнению с ТМ. Однако свободная термогравитационная конвекция в МЖ возникает при большей, чем в ТМ, разнице температур между полюсами шаровой полости, и теплообмен при тех же прикладываемых перепадах температуры уменьшается.

5. Установлено, что наблюдаемые в стратифицированном промышленном

ТМ колебательные режимы в отличие от МЖ имеют переходный характер и с течением времени сменяются стационарным течением.

6. Зарегистрировано стабилизирующее влияние вертикального однородного магнитного поля на термогравитационную конвекцию при подогреве шаровой полости с МЖ снизу.

7. При нагреве шаровой полости сверху при помощи вертикального однородного магнитного поля при перепадах температуры, на порядок больших критических, которые необходимы для создания термогравитационной конвекции при подогреве снизу, можно добиться интенсификации теплообмена до 100%.

8. Показано, что при подогреве шаровой полости снизу горизонтальное магнитное поле оказывает ориентирующее действие, то есть снимает вырождение по направлениям оси вращения конвективного вала, выстраивая его ось вращения параллельно силовым линиям. С увеличением напряженности магнитного поля наблюдается ослабление конвекции вплоть до ее полного прекращения.

9. Установлено, что в случае термогравитационной конвекции, индуцируемой в шаре боковым обогревом, при параллельной и перпендикулярной ориентациях напряженности горизонтального магнитного поля и градиента температуры наблюдается уменьшение конвективного теплопереноса с ростом величины магнитного поля. При определенных значениях напряженности магнитного поля и приложенного градиента температуры течение затухает.

Рекомендации и перспективы дальнейшей разработки темы

Перспективы дальнейших исследований конвекции МЖ в шаровой полости связаны с численным моделированием изучаемой системы для определе-

ния роли различных механизмов тепло– и массопереноса. Последующие теоретические исследования могут быть направлены на построение моделей, учитывающих специфику микроструктуры МЖ, а также объясняющих природу незатухающих автоколебаний. Актуальным является также экспериментальное изучение влияния процессов массопереноса на конвекцию МЖ с учетом полидисперсности частиц и наличия агрегатов. Кроме того, интерес представляет экспериментальное изучение влияния магнитовязкого эффекта на конвективную устойчивость и течения в МЖ.

Список литературы

1. Bozhko A. A., Kuchukova M. T., Putin G. F. The influence of external uniform magnetic field on convection in magnetic fluid filling a spherical cavity // Magnetohydrodynamics. 2013. Vol. 49, no. 1. P. 161–168.
2. Krauzina M. T., Bozhko A. A., Putin G. F., Suslov S. A. Intermittent flow regimes near the convection threshold in ferromagnetic nanofluids // Physical Review E. 2015. Vol. 91, no. 1. P. 013010 (1–12).
3. Krauzina M. T., Bozhko A. A., Krauzin P. V., Suslov S. A. Oscillatory instability of convection in ferromagnetic nanofluid and in transformer oil // Fluid Dynamics Research. 2016. Vol. 48, Iss. 6. P. 061407 (1–12).
4. Krauzina M. T., Bozhko A. A., Krauzin P. V., Suslov S. A. Complex behaviour of a nanofluid near thermal convection onset: Its nature and features // International Journal of Heat and Mass Transfer. 2017. Vol. 104. P. 688–692.
5. Krauzina M. T., Bozhko A. A., Krauzin P. V., Suslov S. A. The use of ferrofluids for heat removal: advantage or disadvantage? // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. 2017. Vol. 431. P. 241–244.
6. Krauzina M. T., Bozhko A. A., Krauzin P. V., Suslov S. A. The influence of uniform external magnetic field on heat transfer in ferrocolloids // Magnetohydrodynamics. 2018. Vol. 54, no. 1–2. P. 61–64.
7. Кучукова М. Т. Влияние магнитного поля на конвекцию магнитной жидкости в шаровой полости // Вестник Пермского университета. Математика. Механика. Информатика. 2011. Вып. 5 (9). С. 118–121.
8. Божко А. А., Краузина М. Т., Путин Г. Ф. Нерегулярные колебания вблизи порога конвекции в магнитной наножидкости // Вестник Пермского университета. Серия: Физика. 2013. Вып. 3 (25). С. 43–49.
9. Божко А. А., Краузина М. Т., Кудашкина В. С., Путин Г. Ф. Об особенностях конвективной устойчивости стратифицированной ферро-наножидкости // Вестник Пермского университета. Серия: Физика. 2015. Вып. 1 (29).

С. 27–34.

10. Божко А. А., Краузина М. Т., Путин Г. Ф. Общие черты и различия конвективной устойчивости магнитной жидкости и его органического носителя // Вестник Пермского университета. Серия: Физика. 2015. Вып. 2 (30). С. 33–38.
11. Божко А. А., Краузина М. Т., Сидоров А. С., Суслов С. А. Об особенностях конвекции в ферроколлоидах в гравитационном и магнитном полях // Вестник Пермского университета. Серия: Физика. 2018. Вып. 1 (39). С. 54–64.
12. Кучукова М. Т., Колчанов Н. В. Конвекция магнитной жидкости в сферической полости в горизонтальном магнитном поле // Материалы краевой научно–практической конференции студентов, аспирантов и молодых ученых «Физика для Пермского края». Пермь, Россия. 2011. С. 7–9.
13. Кудашкина В. С., Кучукова М. Т. Экспериментальное исследование конвекции магнитной жидкости // Материалы краевой научно–практической конференции студентов, аспирантов и молодых ученых «Физика для Пермского края». Пермь, Россия. 2013. С. 8–11.
14. Bozhko A. A., Krauzina M. T., Putin G. F., Suslov S. A. Experimental study of initiation of convection in a spherical cavity filled with nanofluid // Proceedings of the 9th International Conference on Fundamental and Applied MHD, Thermo Acoustic and Space Technologies. Vol. 2. Riga, Latvia. 2014. P. 316–320.
15. Краузина М. Т., Божко А. А., Путин Г. Ф. О влиянии сложного состава магнитной жидкости на характер конвективных течений // Сборник трудов 16-ой Международной Плесской научной конференции по нанодисперсным магнитным жидкостям. Плес, Россия. 2014. С. 120–125.
16. Краузина М. Т., Божко А. А., Краузин П. В. Влияние внешнего однородного магнитного поля на теплоперенос в шаровой полости ферроколлоида // Сборник трудов 6-ой Всероссийской научной конференции «Физико-химические и прикладные проблемы магнитных дисперсных наносистем». Став-

рополь, Россия. 2017. С. 137–142.

17. Кучукова М. Т. Влияние магнитного поля на конвекцию магнитной жидкости в шаровой полости // Тезисы докладов Всероссийской конференции молодых ученый «Неравновесные процессы в сплошных средах». Пермь, Россия. 2011. С. 40.
18. Божко А. А., Кучукова М. Т., Путин Г. Ф. Влияние внешнего однородного магнитного поля на конвективные течения в шаровой полости магнитной жидкости // Тезисы докладов Российской конференции по магнитной гидродинамике. Пермь, Россия. 2012. С. 16.
19. Божко А. А., Кучукова М. Т., Путин Г. Ф. Управляемый и неуправляемый теплоперенос в магнитных наножидкостях // Тезисы докладов XVIII Зимней школы по механике сплошных сред. Пермь, Россия. 2013. С. 54.
20. Божко А. А., Краузина М. Т., Кудашкина В. С., Путин Г. Ф. Экспериментальное исследование тепловой конвекции в магнитной наножидкости // Тезисы докладов международной школы–конференции Тараповские чтения-2013 «Современные проблемы математики, механики, информатики». Харьков, Украина. 2013. С. 27.
21. Краузина М. Т. Перемежающиеся режимы вблизи порога конвекции магнитной жидкости // Тезисы докладов XIV Всероссийской школы–семинара по проблемам физики конденсированного состояния вещества. Екатеринбург, Россия. 2013. С. 181.
22. Bozhko A. A., Krauzina M. T., Putin G. F., Suslov S. A. Oscillatory instability of convection in ferromagnetic nanofluid and transformer oil // Book of abstracts of the 6th International symposium on bifurcations and instabilities in fluid dynamics. Paris, France. 2015. P. 159.
23. Krauzin P. V., Bozhko A. A., Krauzina M. T., Suslov S. A. The Use of Ferrofluids for Heat Removal: Advantage or Disadvantage? // Book of abstracts of 14th International Conference on Magnetic Fluids. Ekaterinburg, Russia. 2016. P. 99.

24. Краузин П. В., Краузина М. Т. Об особенностях нерегулярных колебаний в конвекции ферронаножидкости // Материалы XI Международной школы–конференции «Хаотические автоколебания и образование структур». Саратов, Россия. 2016. С. 92–93.
25. Bozhko A. A., Krauzina M. T., Sidorov A. S., Suslov S. A. Features of ferrocolloid convection in gravitational and magnetic fields // Book of abstracts of the 3th Russian Conference on Magnetohydrodynamics. Perm, Russia. 2018. P. 19.
26. Choi S. U. S., Eastman J. A. Enhancing thermal conductivity of fluids with nanoparticles // Proceedings of the 1995 ASME International Mechanical Engineering Congress and Exposition. Vol. 231. San Francisco, CA, USA. 1995. P. 99–105.
27. Терехов В. И., Калинина С. В., Леманов В. В. Механизм теплопереноса в наножидкостях: современное состояние проблемы (обзор). Часть 1. Синтез и свойства наножидкостей // Теплофизика и аэромеханика. 2010. Т. 17, № 1. С. 1–15.
28. Taylor R., Coulombe S., Otanicar T. et al. Small particles, big impacts: A review of the diverse applications of nanofluids // Journal of Applied Physics. 2013. Vol. 113, Iss. 1. P. 011301 (1–19).
29. Babita, Sharma S. K., Gupta S. M. Preparation and evaluation of stable nanofluids for heat transfer application: A review // Experimental Thermal and Fluid Science. 2016. Vol. 79. P. 202–212.
30. Wang X.-Q., Mujumdar A. S. Heat transfer characteristics of nanofluids: a review // International Journal of Thermal Sciences. 2007. Vol. 46, Iss. 1. P. 1–19.
31. Блум Э. Я., Майоров М. М., Цеберс А. О. Магнитные жидкости. Рига: Зинатне, 1989. С. 386.
32. Choi S. U. S. Nanofluids: From Vision to Reality Through Research // Journal of Heat Transfer. 2009. Vol. 131, Iss. 3. P. 033106 (1–9).

33. Devendiran D. K., Amirtham V. A. A review on preparation, characterization, properties and applications of nanofluids // Renewable and Sustainable Energy Reviews. 2016. Vol. 60. P. 21–40.
34. Фертман В. Е. Магнитные жидкости: Справочное пособие. Минск: Вышэйшая школа, 1988. С. 184.
35. Odenbach S. Magnetoviscous Effects in Ferrofluids. New York: Springer, 2002. P. 585.
36. Розенцвейг Р. Феррогидродинамика. М.: Мир, 1989. С. 356.
37. Saidur R., Leong K. Y., Mohammad H. A. A review on applications and challenges of nanofluids // Renewable and Sustainable Energy Reviews. 2011. Vol. 15, Iss. 3. P. 1646–1668.
38. Raja M., Vijayan R., Dineshkumar P., Venkatesan M. Review on nanofluids characterization, heat transfer characteristics and applications // Renewable and Sustainable Energy Reviews. 2016. Vol. 64. P. 163–173.
39. Bashirnezhad K., Bazri S., Safaei M. R. et al. Viscosity of nanofluids: A review of recent experimental studies // International Communications in Heat and Mass Transfer. 2016. Vol. 73. P. 114–123.
40. Godson L., Raja B., Lal D. M., Wongwises S. Enhancement of heat transfer using nanofluids — An overview // Renewable and Sustainable Energy Reviews. 2010. Vol. 14, Iss. 2. P. 629–641.
41. Серебрякова М. А. Теплопроводность и вязкость наножидкостей на основе 10% раствора воды в этиленгликоле и наночастиц Al_2O_3 // Тезисы докладов XIII Всероссийской школы–конференции с международным участием «Актуальные вопросы теплофизики и физической гидрогазодинамики». Новосибирск, Россия. 2014. С. 150–151.
42. Фертман В. Е. Магнитные жидкости — естественная конвекция и теплообмен. Минск: Наука и техника, 1978. С. 208.
43. Nkurikiyimfura I., Wang Y., Pan Z. Heat transfer enhancement by magnetic nanofluids — A review // Renewable and Sustainable Energy Reviews. 2013.

Vol. 21. P. 548–561.

44. Buongiorno J., Venerus D. C., Prabhat N. et al. A benchmark study on the thermal conductivity of nanofluids // Journal of Applied Physics. 2009. Vol. 106. P. 094312 (1–14).
45. Xuan Y., Li Q. Heat transfer enhancement of nanofluids // International Journal of Heat and Fluid Flow. 2000. Vol. 21, Iss. 1. P. 58–64.
46. Choi S. U. S., Zhang Z. G., Yu W. et al. Anomalous thermal conductivity enhancement in nanotube suspensions // Applied Physics Letters. 2001. Vol. 79, Iss. 14. P. 2252–2254.
47. Pang C., Lee J. W., Kang Y. T. Enhanced thermal conductivity of nanofluids by nanoconvection and percolation network // Heat Mass Transfer. 2016. Vol. 52, Iss. 3. P. 511–520.
48. Abareshi M., Goharshadi E. K., Zebarjad S. M. et al. Fabrication, characterization and measurement of thermal conductivity of Fe_3O_4 nanofluids // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. 2010. Vol. 322, Iss. 24. P. 3895–3901.
49. Das S. K., Putra N., Roetzel W. Pool boiling of nano–fluids on horizontal narrow tubes // International Journal of Multiphase Flow. 2003. Vol. 29, Iss. 8. P. 1237–1247.
50. Masuda H., Ebata A., Teramae K., Hishinuma N. Alteration of Thermal Conductivity and Viscosity of Liquid by Dispersing Ultra–Fine Particles (Dispersion of Al_2O_3, SiO_2 and TiO_2 Ultra–Fine Particles) // Netsu Bussei. 1993. Vol. 7, Iss. 4. P. 227–233.
51. Karthikeyan N. R., Philip J., Raj B. Effect of clustering on the thermal conductivity of nanofluids // Materials Chemistry and Physics. 2008. Vol. 109, Iss. 1. P. 50–55.
52. Wang X., Xu X., Choi S. U. S. Thermal Conductivity of Nanoparticle — Fluid Mixture // Journal of Thermophysics and Heat Transfer. 1999. Vol. 13, no. 4. P. 474–480.
53. Prasher R., Bhattacharya P., Phelan P. E. Thermal Conductivity of Nanoscale

Colloidal Solutions (Nanofluids) // Physical Review Letters. 2005. Vol. 94, Iss. 2. P. 025901 (1–4).

54. Donzelli G., Cerbino R., Vailati A. Bistable Heat Transfer in a Nanofluid // Physical Review Letters. 2009. Vol. 102, Iss. 10. P. 104503 (1–4).
55. Einstein A. A new determination of molecular dimensions // Annals of Physics. 1906. Vol. 19, no. 4. P. 289–306.
56. Sundar L. S., Ramana E. V., Singh M. K., Sousa A. C. M. Thermal conductivity and viscosity of stabilized ethylene glycol and water mixture Al_2O_3 nanofluids for heat transfer applications: An experimental study // International Communications in Heat and Mass Transfer. 2014. Vol. 56. P. 86–95.
57. McTague J. P. Magnetoviscosity of Magnetic Colloids // The Journal of Chemical Physics. 1969. Vol. 51, Iss. 1. P. 133–136.
58. Afifah A. N., Syahrullail S., Sidik N. A. C. Magnetoviscous effect and thermomagnetic convection of magnetic fluid: A review // Renewable and Sustainable Energy Reviews. 2016. Vol. 55. P. 1030–1040.
59. Mohamad A. A. Myth about nano–fluid heat transfer enhancement // International Journal of Heat and Mass Transfer. 2015. Vol. 86. P. 397–403.
60. Haddad Z., Oztop H. F., Abu-Nada E., Mataoui A. A review on natural convective heat transfer of nanofluids // Renewable and Sustainable Energy Reviews. 2012. Vol. 16, Iss. 7. P. 5363–5378.
61. Терехов В. И., Калинина С. В., Леманов В. В. Механизм теплопереноса в наножидкостях: современное состояние проблемы (обзор). Часть 2. Конвективный теплообмен // Теплофизика и аэромеханика. 2010. Т. 17, № 2. С. 173–188.
62. Khanafer K., Vafai K., Lightstone M. Buoyancy-driven heat transfer enhancement in a two-dimensional enclosure utilizing nanofluids // International Journal of Heat and Mass Transfer. 2003. Vol. 46, Iss. 19. P. 3639–3653.
63. Putra N., Roetzel W., Das S. K. Natural convection of nano-fluids // Heat and Mass Transfer. 2003. Vol. 39, Iss. 8–9. P. 775–784.

64. Wen D., Y. Ding. Formulation of nanofluids for natural convective heat transfer applications // International Journal of Heat and Fluid Flow. 2005. Vol. 26, Iss. 6. P. 855–864.
65. Баштовой В. Г., Берковский Б. М., Вислович А. Н. Введение в термомеханику магнитных жидкостей. М.: ИВТАН, 1985. С. 188.
66. Elmore W. C. The Magnetization of Ferromagnetic Colloids // Physical Review. 1938. Vol. 54. P. 1092–1095.
67. Papell S. S. Low viscosity magnetic fluid obtained by the colloidal suspension of magnetic particles. US Patent, no. 3215572. 1965.
68. Бибик Е. Е., Лавров И. С. Способ получения феррожидкости. Авторское свидетельство СССР, № 457666. 1975.
69. Орлов Д. В., Курбатов В. Г., Силаев В. А. и др. Ферромагнитная жидкость для магнитожидкостных уплотнений. Авторское свидетельство СССР, № 516861. 1976.
70. Такетоми С., Тикадзуми С. Магнитные жидкости. М.: Мир, 1993. С. 272.
71. Chikazumi S., Taketomi S., Ukita M. et al. Physics of magnetic fluids // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. 1987. Vol. 65, Iss. 2–3. P. 245–251.
72. Авдеев М. В., Аксенов В. Л. Малоугловое рассеяние нейтронов в структурных исследованиях магнитных жидкостей // Успехи физических наук. 2010. Т. 180, № 10. С. 1009–1034.
73. Si S., Li C., Wang X. et al. Magnetic Monodisperse Fe_3O_4 Nanoparticles // Crystal Growth & Design. 2005. Vol. 5, Iss. 2. P. 391–393.
74. Zhang L., Rong H., Hong-Chen G. Oleic acid coating on the monodisperse magnetite nanoparticles // Applied Surface Science. 2006. Vol. 253, Iss. 5. P. 2611–2617.
75. Buzmakov V. M., Pshenichnikov A. F. On the Structure of Microaggregates in Magnetite Colloids // Journal of Colloid and Interface Science. 1996. Vol. 182, Iss. 1. P. 63–70.
76. Pshenichnikov A. F., Mekhonoshin V. V. Phase Separation in Dipolar Systems:

Numerical Simulation // JETP Letters. 2000. Vol. 72, Iss. 4. P. 182–185.

77. Лахтина Е. В., Пшеничников А. Ф. Дисперсия восприимчивости и микроструктура магнитной жидкости // Коллоидный журнал. 2006. Т. 68, № 3. С. 327–337.
78. Pshenichnikov A. F., Fedorenko A. A. Chain-like aggregates in magnetic fluids // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. 2005. Vol. 292. P. 332–344.
79. Пшеничников А. Ф., Шурубор И. Ю. Расслоение магнитных жидкостей: Условия образования и магнитные свойства капельных агрегатов // Известия Академии наук СССР. Серия физическая. 1987. Т. 51, № 6. С. 1081–1087.
80. Иванов А. С. Магнитофорез и диффузия коллоидных частиц в тонком слое магнитной жидкости. Диссертация на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук. Пермь, 2011.
81. Скибин Ю. Н. Магнитооптический способ определения магнитного момента частиц магнитной жидкости // Прибор и метод измерения физических параметров ферроколлоидов. Свердловск: УО АН СССР. 1991. С. 85–89.
82. Pop L. M., Odenbach S. Investigation of the microscopic reason for the magnetoviscous effect in ferrofluids studied by small angle neutron scattering // Journal of Physics: Condensed Matter. 2006. Vol. 18, no. 38. P. S2785–S2802.
83. Глухов А. Ф., Путин Г. Ф. Установление равновесного барометрического распределения частиц в магнитной жидкости // Гидродинамика. Пермский государственный университет. 1999. Вып. 12. С. 92–103.
84. Peterson E. A., Krueger D. A. Reversible, field induced agglomeration in magnetic colloids // Journal of Colloid and Interface Science. 1977. Vol. 62, Iss. 1. P. 24–34.
85. Ivanov A. S., Pshenichnikov A. F. On natural solutal convection in magnetic fluids // Physics of Fluids. 2015. Vol. 27. P. 092001 (1–8).
86. Чеканов В. В. Возникновение агрегатов как фазовый переход в магнитных

коллоидах // Физические свойства магнитных жидкостей. Свердловск: УНЦ АН СССР. 1983. С. 42–49.

87. Шлиомис М. И. Магнитные жидкости // Успехи физических наук. 1974. Т. 112, Вып. 3. С. 427–458.
88. Сивухин Д. В. Общий курс физики. Т. III. Электричество. 4-е, стереот. изд. М.: ФИЗМАТЛИТ, 2004. С. 656.
89. Pshenichnikov A. F., Mekhonoshin V. V., Lebedev A. V. Magneto–granulometric analysis of concentrated ferrocolloids // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. 1996. Vol. 161. P. 94–102.
90. Goldina O. A., Lebedev A. V., Ivanov A. O., Elfimova E. A. Temperature dependence of initial magnetic susceptibility of polydisperse ferrofluids: a critical comparison between experiment and theory // Magnetohydrodynamics. 2016. Vol. 52, no. 1. P. 35–42.
91. Pshenichnikov A. F. Equilibrium magnetization of concentrated ferrocolloids // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. 1995. Vol. 145, Iss. 3. P. 319–326.
92. Ivanov A. O., Kuznetsova O. B. Magnetic properties of dense ferrofluids: An influence of interparticle correlations // Physical Review E. 2001. Vol. 64. P. 041405 (1–12).
93. Ivanov A. O., Kantorovich S. S., Reznikov E. N. et al. Magnetic properties of polydisperse ferrofluids: A critical comparison between experiment, theory, and computer simulation // Physical Review E. 2007. Vol. 75. P. 061405 (1–12).
94. Rahman H., Suslov S. A. Thermomagnetic convection in a layer of ferrofluid placed in a uniform oblique external magnetic field // Journal of Fluid Mechanics. 2015. Vol. 764. P. 316–348.
95. Hall W. F., Busenberg S. N. Viscosity of Magnetic Suspensions // The Journal of Chemical Physics. 1969. Vol. 51, no. 1. P. 137–144.
96. Шлиомис М. И. Эффективная вязкость магнитных суспензий // Журнал экспериментальной и теоретической физики. 1971. Т. 61, Вып. 6.

C. 2411–2418.

97. Shliomis M. I., Raikher Yu. L. Experimental investigations of magnetic fluids // IEEE Transactions on Magnetics. 1980. Vol. 16, Iss. 2. P. 237–250.
98. Rosensweig R. E., Kaiser R., Miskolczy G. Viscosity of Magnetic Fluid in a Magnetic Field // Journal of Colloid and Interface Science. 1969. Vol. 29, Iss. 4. P. 680–686.
99. Ambacher O., Odenbach S., Stierstadt K. Rotational viscosity in ferrofluids // Zeitschrift für Physik B Condensed Matter. 1992. Vol. 86, Iss. 1. P. 29–32.
100. Engler H., Borin D., Odenbach S. Thermomagnetic convection influenced by the magnetoviscous effect // Journal of Physics: Conference Series. 2009. Vol. 149, Iss. 1. P. 012105 (1–4).
101. Тареев Б. М. Теплопроводность коллоидных систем // Коллоидный журнал. 1940. Т. 6, № 6. С. 545–550.
102. Philip J., Shima P. D., Raj B. Evidence for enhanced thermal conduction through percolating structures in nanofluids // Nanotechnology. 2008. Vol. 19, Iss. 30. P. 305706 (1–7).
103. Li Q., Xuan Y., Wang J. Experimental investigations on transport properties of magnetic fluids // Experimental Thermal and Fluid Science. 2005. Vol. 30, Iss. 2. P. 109–116.
104. Кронкалнс Г. Е. Измерение коэффициентов теплопроводности и электропроводности феррожидкости в магнитном поле // Магнитная гидродинамика. 1977. Т. 13, № 3. С. 138–140.
105. Parekh K., Lee H. S. Magnetic field induced enhancement in thermal conductivity of magnetite nanofluid // Journal of Applied Physics. 2010. Vol. 107, Iss. 9. P. 09A310 (1–3).
106. Gavili A., Zabihi F., Isfahani T. D., Sabbaghzadeh J. The thermal conductivity of water base ferrofluids under magnetic field // Experimental Thermal and Fluid Science. 2012. Vol. 41. P. 94–98.
107. Blums E. Heat and Mass Transfer Phenomena // Ferrofluids: Magnetically

Controllable Fluids and Their Applications, Ed. by S. Odenbach. Springer, 2002. P. 124–139.

108. Марценюк М. А. Теплопроводность суспензии эллипосидальных ферромагнитных частиц в магнитном поле // Восьмое Рижское совещание по магнитной гидродинамике. Т. 1. Рига, Латвия. 1975. С. 108–109.
109. Кронкалнс Г. Е., Майоров М. М. Экспериментальное исследование диссипации энергии в магнитной жидкости во вращающемся магнитном поле // Магнитная гидродинамика. 1984. Т. 20, № 3. С. 28–32.
110. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Теоретическая физика. Т. VIII. Электродинамика сплошных сред. 4-е, стереот. изд. М.: ФИЗМАТЛИТ, 2005. С. 656.
111. Lange A. Kelvin force in a layer of magnetic fluid // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. 2002. Vol. 241, Iss. 2–3. P. 327–329.
112. Shliomis M. I., Smorodin B. L., Kamiyama S. The onset of thermomagnetic convection in stratified ferrofluids // Philosophical Magazine. 2003. Vol. 83, Iss. 17–18. P. 2139–2153.
113. Ryskin A., Muller H.W., Pleiner H. Thermal convection in binary fluid mixtures with a weak concentration diffusivity, but strong solutal buoyancy forces // Physical Review E. 2003. Vol. 67. P. 046302 (1–8).
114. Huke B., Lucke M. Roll, square, and cross–roll convection in ferrofluids // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. 2005. Vol. 289. P. 264–267.
115. Shliomis M. I., Smorodin B. L. Onset of convection in colloids stratified by gravity // Physical Review E. 2005. Vol. 71. P. 036312 (1–6).
116. Черепанов И. Н., Смородин Б. Л. Конвекция стратифицированной коллоидной суспензии // Журнал экспериментальной и теоретической физики. 2013. Т. 144, Вып. 5. С. 1099–1106.
117. Ryskin A., Pleiner H. Magnetic Field Driven Instability in Stratified Ferrofluids // Physical Review E. 2007. Vol. 75. P. 056303 (1–6).
118. Smorodin B. L., Cherepanov I. N., Myznikova B. I., Shliomis M. I. Traveling-wave convection in colloids stratified by gravity // Physical Review E.

2011. Vol. 84. P. 026305 (1–10).

119. Bozhko A. A., Putin G. F. Heat transfer and flow patterns in ferrofluid convection // Magnetohydrodynamics. 2003. Vol. 39, no. 2. P. 147–168.
120. Bozhko A. A. Onset of convection in magnetic fluids // Physics Procedia. 2010. Vol. 9. P. 176–180.
121. Глухов А. Ф., Путин Г. Ф. Конвекция магнитных жидкостей в связанных каналах при подогреве снизу // Известия Российской академии наук. Механика жидкости и газа. 2010. № 5. С. 41–48.
122. Гершуни Г. З., Жуховицкий Е. М. Конвективная устойчивость несжимаемой жидкости. М.: Наука, 1972. С. 392.
123. Volker T., Blums E., Odenbach S. Thermodiffusion in magnetic fluids // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. 2002. Vol. 252. P. 218–220.
124. Sprenger L., Lange A., Odenbach S. Thermodiffusion in concentrated ferrofluids: A review and current experimental and numerical results on non-magnetic thermodiffusion // Physics of Fluids. 2013. Vol. 25, Iss. 12. P. 122002 (1–15).
125. Bacri J. C., Cebers A., Bourdon A. et al. Forced Rayleigh Experiment in a Magnetic Fluid // Physical Review Letters. 1995. Vol. 74, no. 25. P. 5032–5036.
126. Blums E., Odenbach S., Mezulis A., Maiorov M. Soret coefficient of nanoparticles in ferrofluids in the presence of magnetic field // Physics of Fluids. 1998. Vol. 10, no. 9. P. 2155–2163.
127. Lenglet J., Bourdon A., Bacri J. C., Demouchy G. Thermodiffusion in magnetic colloids evidenced and studied by forced Rayleigh scattering experiments // Physical Review E. 2002. Vol. 65. P. 031408 (1–14).
128. Volker T., Odenbach S. Thermodiffusion in magnetic fluids // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. 2005. Vol. 289. P. 289–291.
129. Sprenger L., Lange A., Odenbach S. Thermodiffusion in concentrated ferrofluids: Experimental and numerical results on magnetic thermodiffusion // Physics of Fluids. 2014. Vol. 26, Iss. 2. P. 022001 (1–16).
130. Sprenger L., Lange A., Zubarev A. Yu., Odenbach S. Experimental, numerical,

and theoretical investigation on the concentration-dependent Soret effect in magnetic fluids // Physics of Fluids. 2015. Vol. 27, Iss. 2. P. 022001 (1–21).

131. Batchelor G. K. Brownian diffusion of particles with hydrodynamic interaction // Journal of Fluid Mechanics. 1976. Vol. 74, Iss. 1. P. 1–29.
132. Райхер Ю. Л., Шлиомис М. И. Кинетика установления равновесного распределения концентрации в магнитной жидкости // Приборы и методы измерения физических параметров ферроколлоидов. Свердловск: УрО АН СССР. 1991. С. 27–32.
133. Elfimova E. A., Ivanov A. O., Lakhtina E. V. et al. Sedimentation equilibria in polydisperse ferrofluids: critical comparisons between experiment, theory, and computer simulation // Soft Matter. 2016. Vol. 12, Iss. 18. P. 4103–4112.
134. Липштейн Р. А., Шахнович М. И. Трансформаторное масло. 3-е, перераб. и доп. изд. М.: Энергоатомиздат, 1983. С. 296.
135. Саблина З. А. Состав и химическая стабильность моторных топлив. М.: Химия, 1972. С. 280.
136. Platten J. K. The Soret Effect: A Review of Recent Experimental Results // Journal of Applied Mechanics. 2006. Vol. 73, Iss. 1. P. 5–15.
137. Mezquia D. A., Larranaga M., Bou-Ali M. M. et al. Contribution to thermodiffusion coefficient measurements in DCMIX project // International Journal of Thermal Sciences. 2015. Vol. 92. P. 14–16.
138. Ahadi A., Saghir M. Z. The microgravity DSC-DCMIX1 mission onboard ISS: Experiment description and results on the measurement of the Soret coefficients for isobutylbenzene, dodecane, tetralin ternary hydrocarbons mixtures // Experimental Thermal and Fluid Science. 2016. Vol. 74. P. 296–307.
139. Глухов А. Ф., Демин В. А., Мальгачева И. А., Попов Е. А. Тепловая конвекция феррожидкости в узких каналах // Известия Томского политехнического университета. 2012. Т. 320, № 4. С. 41–45.
140. Глухов А. Ф., Демин В. А., Попов Е. А. Тепловая конвекция магнитной наносуспензии в узких каналах // Известия Российской академии наук.

Механика жидкости и газа. 2013. № 1. С. 41–51.

141. Sage B. H., Lacey W. N. Gravitational Concentration Gradients in Static Columns of Hydrocarbon Fluids // Transactions of the AIME. 1939. Vol. 132, Iss. 1. P. 120–131.
142. Hirschberg A. Role of Asphaltenes in Compositional Grading of a Reservoir's Fluid Column // Journal of Petroleum Technology. 1988. Vol. 40, Iss. 1. P. 89–94.
143. Montel F. Importance de la thermodiffusion en exploration et production petrolieres // Entropie. 1994. Vol. 30, Iss. 184–185. P. 86–93.
144. Агейкин Д. И. Определение теплоотдачи посредством термомагнитной конвекции // Доклады Академии наук СССР. 1950. Т. 74, № 2. С. 229–232.
145. Braithwaite D., Beaugnon E., Tournier R. Magnetically controlled convection in a paramagnetic fluid // Nature. 1991. Vol. 354. P. 134–136.
146. Huang J., Edwards B. F., Gray D. D. Magnetic control of convection in non-conducting paramagnetic fluids // Physical Review E. 1998. Vol. 57, no. 1. P. R29–R31.
147. Ujihara A., Tagawa T., Ozoe H. Average heat transfer rates measured in two different temperature ranges for magnetic convection of horizontal water layer heated from below // International Journal of Heat and Mass Transfer. 2006. Vol. 49, Iss. 19–20. P. 3555–3560.
148. Edwards B. F., Gray D. D., Huang J. Magnetothermal convection in non-conducting diamagnetic and paramagnetic fluids // Proceedings of the Third Microgravity Fluid Physics Conference. Cleveland, OH United States. 1996. P. 711–716.
149. DeLucas L. J., Tillotson B. J. Diamagnetic control of convection during crystal growth // Proceedings of Joint 12th European and the 6th Russian Symposium on Physical Science in Microgravity. Vol. 2. St. Petersburg, Russia. 1997. P. 162–169.
150. Pareja-Rivera C., Cuellar-Cruz M., Esturau-Escofet N. et al. Recent Advances

in the Understanding of the Influence of Electric and Magnetic Fields on Protein Crystal Growth // Crystal Growth & Design. 2017. Vol. 17, Iss. 1. P. 135–145.

151. Yin D. C., Wakayama N. L., Harata K. et al. Formation of protein crystals (orthorhombic lysozyme) in quasi–microgravity environment obtained by superconducting magnet // Journal of Crystal Growth. 2004. Vol. 270, Iss. 1–2. P. 184–191.
152. Maki S., Oda Y., Ataka M. High–quality crystallization of lysozyme by magneto – Archimedes levitation in a superconducting magnet // Journal of Crystal Growth. 2004. Vol. 261, Iss. 4. P. 557–565.
153. Ramachandran N., Leslie F. W. Using magnetic fields to control convection during protein crystallization — analysis and validation studies // Journal of Crystal Growth. 2005. Vol. 274, Iss. 1–2. P. 297–306.
154. Дворчик С. Е., Нагорный М. М., Реуцкий С. Ю., Рыков В. Г. Исследования трансформатора, охлаждаемого магнитной жидкостью // Тезисы докладов VI Всесоюзной конференции по магнитным жидкостям. Плес, Россия. 1991. С. 114–115.
155. Mukhopadhyay A., Ganguly R., Sen S., Puri I. K. A scaling analysis to characterize thermomagnetic convection // International Journal of Heat and Mass Transfer. 2005. Vol. 48, Iss. 17. P. 3485–3492.
156. Fumoto K., Yamagishi H., Ikegawa M. A Mini Heat Transport Device Based On Thermo–Sensitive Magnetic Fluid // Nanoscale and Microscale Thermophysical Engineering. 2007. Vol. 11, Iss. 1–2. P. 201–210.
157. Bozhko A., Putin G. Thermomagnetic Convection as a Tool for Heat and Mass Transfer Control in Nanosize Materials Under Microgravity Conditions // Microgravity Science and Technology. 2009. Vol. 21, Iss. 1–2. P. 89–93.
158. Odenbach S. Sounding rocket and drop tower experiments on thermomagnetic convection in magnetic fluids // Advances in Space Research. 1995. Vol. 16, Iss. 7. P. 99–104.

159. Finlayson B. A. Convective instability of ferromagnetic fluids // Journal of Fluid Mechanics. 1970. Vol. 40, no. 4. P. 753–767.

160. Богатырев Г. П., Шайдуров Г. Ф. Конвективная устойчивость горизонтального слоя ферромагнитной жидкости в однородном магнитном поле // Магнитная гидродинамика. 1976. Т. 12, № 3. С. 137–146.

161. Богатырев Г. П. Конвективная устойчивость равновесия горизонтального плоского слоя ферромагнитной жидкости // Гидродинамика. Пермский государственный университет. 1976. Вып. 8. С. 12–15.

162. Schwab L., Hildebrandt U., Stierstadt K. Magnetic Benard convection // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. 1983. Vol. 39, Iss. 1–2. P. 113–114.

163. Божко А. А., Путин Г. Ф. Экспериментальное исследование термомагнитной конвекции в однородном внешнем поле // Известия Академии наук СССР. Серия физическая. 1991. Т. 55, № 6. С. 1149–1155.

164. Баштовой В. Г., Павлинов М. И. Конвективная неустойчивость горизонтального слоя ферромагнитной жидкости в продольном магнитном поле // Исследование конвективных и волновых процессов в ферромагнитных жидкостях. Минск: ИТМО АН БССР. 1975. С. 74–79.

165. Bozhko A. A., Kylosov A. N., Putin G. F. Convective instability of a horizontal layer of ferrofluid in the presence of longitudinal magnetic field // Proceedings of the 7th International Conference on Magnetic Fluids. Bhavnagar, India. 1995. P. 134–135.

166. Bozhko A. A., Putin G. F. Convective motions in a horizontal ferrofluid layer in the presence of longitudinal magnetic field // Proceedings of the 7th International Plyos Conference on Magnetic Fluids. Plyos, Russia. 1996. P. 98.

167. Овчинников А. П., Шайдуров Г. Ф. Конвективная устойчивость однородной жидкости в шаровой полости // Гидродинамика. Пермский государственный университет. 1968. Вып. 1. С. 3–21.

168. Suslov S. A. Thermomagnetic convection in a vertical layer of ferromagnetic fluid // Physics of Fluids. 2008. Vol. 20, Iss. 8. P. 084101 (1–18).

169. Suslov S. A., Bozhko A. A., Sidorov A. S., Putin G. F. Thermomagnetic convective flows in a vertical layer of ferrocolloid: Perturbation energy analysis and experimental study // Physical Review E. 2012. Vol. 86. P. 016301 (1–15).

170. Krakov M. S., Nikiforov I. V., Reks A. G. Influence of the uniform magnetic field on natural convection in cubic enclosure: experiment and numerical simulation // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. 2005. Vol. 289. P. 272–274.

171. Yamaguchi H., Niu X.-D., Zhang X.-R., Yoshikawa K. Experimental and numerical investigation of natural convection of magnetic fluids in a cubic cavity // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. 2009. Vol. 321, Iss. 22. P. 3665–3670.

172. Bozhko A. A., Bratukhin Yu., Putin G. F. Experiments on ferrofluid convection in a spherical cavity // Proceedings of Joint 15th Riga and 6th PAMIR International Conference on Fundamental and Applied MHD. Vol. 1. Riga, Latvia. 2005. P. 333–336.

173. Bozhko A., Bratukhin Yu., Putin G. Heat and mass transfer features in magneto–polarized colloids // CD-ROM Proceedings of the 22nd International Congress of Theoretical and Applied Mechanics. Adelaide, Australia. 2008. P. 2.

174. Krakov M. S., Nikiforov I. V. Natural convection in a horizontal cylindrical enclosure filled with a magnetic nanofluid: Influence of the uniform outer magnetic field // International Journal of Thermal Sciences. 2018. Vol. 133. P. 41–54.

175. Ohlsen D. R., Hart J. E., Weidman P. D. Waves in radial gravity using magnetic fluid // Proceedings of the 3rd Microgravity Fluid Physics Conference. Cleveland, OH United States. 1996. P. 717–721.

176. Rosensweig R. E., Browaeys J., Bacri J.-C. et al. Laboratory Study of Spherical Convection in Simulated Central Gravity // Physical Review Letters. 1999. Vol. 83, no. 23. P. 4904–4907.

177. Torres-Diaz I., Rinaldi C. Ferrofluid flow in a spherical cavity under an imposed

uniform rotating magnetic field: Spherical spin–up flow // Physics of Fluids. 2012. Vol. 24, Iss. 8. P. 082002 (1–18).

178. Божко А. А., Булычев П. В., Путин Г. Ф., Тыньяла Т. Пространственно–временной хаос в конвекции коллоидов // Известия Российской академии наук. Механика жидкости и газа. 2007. № 1. С. 29–38.
179. Yih C.-S. Convective instability of a spherical fluid inclusion // Physics of Fluids. 1986. Vol. 30, Iss. 1. P. 36–44.
180. Калашников С. Г. Электричество. М.: Наука, 1977. С. 592.
181. Огородникова Н. П., Путин Г. Ф. Периодические и нерегулярные конвективные автоколебания в эллипсоиде // Доклады Академии наук СССР. 1983. Т. 269, № 5. С. 1065–1068.
182. ООО «ТЕРМЭКС», Томск. URL: `http://termexlab.ru`.
183. ООО НПП «Системы контроля», Пермь. URL: `http://termodat.ru`.
184. Вонсовский С. В. Магнетизм. Магнитные свойства диа-, пара-, ферро-, антиферро-, и ферримагнетиков. М.: Наука, 1971. С. 1032.
185. Леше А. Ядерная индукция. М.: Издательство иностранной литературы, 1963. С. 684.
186. Проблемная научно–исследовательская лаборатория прикладной феррогидродинамики Ивановского государственного энергетического университета (Технические условия 229-001-02068195-2002). URL: `http://ispu.ru/node/5796`.
187. Арефьев И. М., Арефьева Т. А., Казаков Ю. Б. Способ получения ферромагнитной жидкости на полиэтилсилоксановой основе. Патент на изобретение РФ, № 2517704. 2014.
188. Лаборатория Динамики дисперсных систем ИМСС УрО РАН.
189. Volker T., Odenbach S. The influence of a uniform magnetic field on the Soret coefficient of magnetic nanoparticles // Physics of Fluids. 2003. Vol. 15, Iss. 8. P. 2198–2207.
190. Bozhko A. A., Putin G. F., Sidorov A. S., Suslov S. A. Convection in a vertical

layer of stratified magnetic fluid // Magnetohydrodynamics. 2013. Vol. 49, no. 1. P. 143–152.

191. Schmidt R. J., Milverton S. W. On the Instability of a Fluid when Heated from Below // Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Mathematical and Physical Sciences. 1935. Vol. 152, Iss. 877. P. 586–594.
192. Короновский А. А., Храмов А. Е. Непрерывный вейвлетный анализ и его приложения. М.: ФИЗМАТЛИТ, 2003. С. 176.
193. Астафьева Н. М. Вейвлет-анализ: Основы теории и примеры применения // Успехи физических наук. 1996. Т. 166, № 11. С. 1145–1170.
194. Путин Г. Ф. Экспериментальное исследование влияния барометрического распределения на течения ферромагнитных коллоидов // Материалы 11-го Рижского совещания по магнитной гидродинамике. Т. 3. Рига, Латвия. 1984. С. 15–18.
195. Глухов А. Ф. Экспериментальное исследование тепловой конвекции в смесях в условиях гравитационного расслоения. Диссертация на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук. Пермь, 1995.
196. Demouchy G., Mezulis A., Bee A. et al. Diffusion and thermodiffusion studies in ferrofluids with a new two–dimensional forced Rayleigh–scattering technique // Journal of Physics D: Applied Physics. 2004. Vol. 37, Iss. 10. P. 1417–1428.
197. Bozhko A., Tynjala T. Influence of gravitational sedimentation of magnetic particles on ferrofluid convection in experiments and numerical simulations // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. 2005. Vol. 289. P. 281–284.
198. Арнольд В. И. Теория катастроф. 3-е, доп. изд. М.: Наука, 1990. С. 128.
199. Page M. A. Combined diffusion-driven and convective flow in a tilted square container // Physics of Fluids. 2011. Vol. 23, Iss. 5. P. 056602 (1–11).
200. Volker Th., Blums E., Odenbach S. Determination of the Soret coefficient of magnetic particles in a ferrofluid from the steady and unsteady part of the separation curve // International Journal of Heat and Mass Transfer. 2004. Vol. 47, Iss. 19–20. P. 4315–4325.

201. Einstein A. On the Motion of Small Particles Suspended in Liquids at Rest Required by the Molecular-Kinetic Theory of Heat // Annalen der Physik. 1905. Vol. 17. P. 549–560.

202. Глухов А. Ф., Демин В. А., Путин Г. Ф. Конвекция бинарной смеси в связанных каналах при подогреве снизу // Известия Российской академии наук. Механика жидкости и газа. 2007. № 2. С. 13–23.

203. Пшеничников А. Ф. Экспериментальное исследование конвективной устойчивости жидкой бинарной смеси в замкнутом гидравлическом контуре // Гидродинамика. Пермский государственный университет. 1974. Вып. 7. С. 97–103.

204. Катанова Т. Н., Путин Г. Ф. Надкритические движения в подогреваемом снизу вертикальном слое // Гидродинамика. Пермский государственный университет. 1976. Вып. 9. С. 28–36.

205. Lerman K., Ahlers G., Cannell D. S. Different convection dynamics in mixtures with the same separation ratio // Physical Review E. 1996. Vol. 53, no. 3. P. R2041–R2044.

206. Pakravan H. A., Yaghoubi M. Combined thermophoresis, Brownian motion and Dufour effects on natural convection of nanofluids // International Journal of Thermal Sciences. 2011. Vol. 50, Iss. 3. P. 394–402.

207. Братухин Ю. К. Теоретическое исследование конвективных течений магнитной жидкости в шаровой полости в гравитационном и магнитном полях. Работа выполнена в рамках грантов РФФИ 04-01-00586 (2004–2006 гг.) и 07-08-96039 (2007–2009 гг.).

208. Мурадова А. Г. Получение наночастиц оксидов железа с заданным размером для терморегулирующих покрытий и магнитных жидкостей. Диссертация на соискание ученой степени кандидата химических наук. Москва, 2013.

209. Джураев Д. С. Влияние температуры, давления и магнитного поля на изменение теплофизических свойств магнитных жидкостей. Диссертация

на соискание ученой степени кандидата технических наук. Бишкек, 2012.

210. Кафедра аналитической химии и экспертизы ПГНИУ.
211. Дьяченко С. В., Жерновой А. И. Формула Ланжевена для описания кривой намагничивания магнитной жидкости // Журнал технической физики. 2016. Т. 86, Вып. 12. С. 78–80.
212. Pshenichnikov A. F., Burkova E. N. Effect of demagnetizing fields on particle spatial distribution in magnetic fluids // Magnetohydrodynamics. 2012. Vol. 48, no. 3. P. 243–253.
213. Pshenichnikov A. F., Elfimova E. A., Ivanov A. O. Magnetophoresis, sedimentation, and diffusion of particles in concentrated magnetic fluids // Journal of Chemical Physics. 2011. Vol. 134, Iss. 18. P. 184508 (1–9).
214. Ivanov A. S., Pshenichnikov A. F. Magnetophoresis and diffusion of colloidal particles in a thin layer of magnetic fluids // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. 2010. Vol. 322, Iss. 17. P. 2575–2580.
215. Лукашевич М. В., Налетова В. А., Цуриков С. Н. Перераспределение концентрации магнитной жидкости в неоднородном магнитном поле // Магнитная гидродинамика. 1988. Т. 24, № 3. С. 64–69.
216. Bashtovoi V. G., Polevikov V. K., Suprun A. E. et al. Influence of Brownian diffusion on the statics of magnetic fluid // Magnetohydrodynamics. 2007. Vol. 43, no. 1. P. 17–25.
217. Bashtovoi V. G., Polevikov V. K., Suprun A. E. et al. The effect of magnetophoresis and Brownian diffusion on the levitaion of bodies in a magnetic fluid // Magnetohydrodynamics. 2008. Vol. 44, no. 2. P. 121–126.
218. Ivanov A. S., Pshenichnikov A. F. Vortex flows induced by drop–like aggregate drift in magnetic fluids // Physics of Fluids. 2014. Vol. 26. P. 012002 (1–9).
219. Schwab L., Stierstadt K. Field–induced wavevector–selection by magnetic Benard–convection // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. 1987. Vol. 65, Iss. 2–3. P. 315–316.