

ИНСТИТУТ МЕХАНИКИ СПЛОШНЫХ СРЕД УРО РАН – ФИЛИАЛ
ФЕДЕРАЛЬНОГО ГОСУДАРСТВЕННОГО БЮДЖЕТНОГО
УЧРЕЖДЕНИЯ НАУКИ ПЕРМСКОГО ФЕДЕРАЛЬНОГО
ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКОГО ЦЕНТРА УРАЛЬСКОГО ОТДЕЛЕНИЯ
РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК

На правах рукописи



Колесниченко Илья Владимирович

**Фундаментальные аспекты магнитной
гидродинамики жидких металлов в области
значений параметров, характерных для
технологических приложений**

1.1.9 – Механика жидкости, газа и плазмы

ДИССЕРТАЦИЯ

на соискание ученой степени

доктора физико-математических наук

Пермь – 2024

Оглавление

Введение	5
Глава 1. Течения в цилиндрических ячейках с локализованным подводом электрического тока	18
1.1. Возникновение вихревых течений в случае локализованного подвода электрического тока и их особенности	18
1.2. Методы исследования и характеристики электровихревых течений	24
1.3. Воздействие внешних магнитных полей на электровихревое течение	45
1.4. Влияние дополнительных факторов, связанных с электромагнитными силами, на вихревые течения	66
1.5. Обсуждение результатов	80
1.6. Выводы	84
Глава 2. Течения в цилиндрической ячейке, вызванные действием бегущих и вращающихся полей	87
2.1. Генерация развитых во всем объеме течений и их влияние на физические процессы в жидком металле	87
2.2. Течения, вызванные отдельным и совместным действием бегущих и вращающихся полей	93
2.3. Течения, вызванные действием вращающихся полей с чередованием направления вращения	116
2.4. Характеристики турбулентности течений, измеренные в условиях действия переменных полей	137
2.5. Обсуждение результатов	152
2.6. Выводы	154
Глава 3. Влияние течений на процесс кристаллизации жидких металлов и сплавов	156

3.1.	Особенности генерации и влияния течений на процесс кристаллизации жидких металлов и сплавов	156
3.2.	Влияние течений, вызванных действием локализованных и бегущих магнитных полей, на направленную кристаллизацию в плоских слоях	161
3.3.	Влияние течений, вызванных действием бегущих и вращающихся полей, на темп кристаллизации в цилиндрической ячейке	180
3.4.	Влияние течений, вызванных отдельным и совместным действием бегущих и вращающихся полей, на процесс кристаллизации и структуру цилиндрических слитков	186
3.5.	Обсуждение результатов	203
3.6.	Выводы	205
Глава 4. Эволюция крупномасштабной циркуляции и конвективный теплообмен в наклонных цилиндрических ячейках		207
4.1.	Особенности конвективного теплообмена в цилиндрических ячейках с жидким металлом	207
4.2.	Экспериментальные установки для исследования теплообмена и конвекции жидкого натрия	214
4.3.	Эволюция крупномасштабной циркуляции в короткой ячейке	225
4.4.	Конвекция и теплообмен в ячейках разной длины	234
4.5.	Обсуждение результатов	250
4.6.	Выводы	253
Глава 5. Генерация и взаимодействие вихревых и транзитных течений в цилиндрических каналах		255
5.1.	Особенности процессов генерации и взаимодействия вихревых и транзитных течений в цилиндрических каналах	255
5.2.	Взаимодействие вихревых и транзитных течений	262
5.3.	Генерация транзитного течения в коаксиальных каналах	277

5.4. Взаимодействие разнотемпературных транзитных течений	291
5.5. Обсуждение результатов	300
5.6. Выводы	303
Заключение	305
Список литературы	309

Введение

Актуальность и разработанность темы исследования

Интенсивные течения расплавленных металлов, которые генерируются сильными электромагнитными полями или значительными перепадами температуры, играют важную роль в современных технологических приложениях. Изучение этих течений и процессов в реальных условиях их существования либо затруднено, либо невозможно, даже с использованием современных методов и подходов. Это служит причиной проведения исследований моделей этих процессов в лабораторных масштабах при существенно более низких значениях реальных параметров и размеров. Вопрос возможности распространения полученных результатов на реальные масштабы процессов остается открытым. Поэтому в данной работе основной упор делается на изучение процессов в жидких металлах, происходящих в области значений параметров, характерных для технологических приложений, т.е. при интенсивных силовых воздействиях и высоких температурах.

Генерация течений электромагнитными силами, их взаимодействие с магнитными полями, свойства и влияние на другие процессы изучает магнитная гидродинамика (МГД). Жидкий металл редко находится в изотермическом состоянии, поэтому его течения подвержены действию сил плавучести. Металлы в расплавленном состоянии имеют высокую электропроводность и теплопроводность, и, как следствие, низкое число Прандтля. Возможность детального изучения МГД-явлений и конвекции в жидкостях с низким числом Прандтля появилась сравнительно недавно благодаря развитию вычислительной техники, так как эти расчеты требуют использования мелких сеток. Сложности экспериментальных исследований МГД-процессов и конвекции в жидких металлах (например, натрия) обусловлены их химической активностью и высокой температурой.

Объектами исследования диссертационной работы выступают гидродинамические и термодинамические процессы в жидких металлах. Они происходят при нелинейных взаимодействиях между электромагнитными и температурными полями, и созданными ими вихревыми течениями. Изучается их влияние на процессы теплопереноса, кристаллизации генерации и измерения транзитных потоков. Адекватное описание указанных явлений и процессов требует разработки новых теоретических и экспериментальных подходов.

Практический интерес к магнитогидродинамическим и теплофизическим процессам в жидких металлах обусловлен задачами металлургии и энергетики. В сфере энергетики электровихревые течения возникают в жидкометаллических батареях с локализованным подводом тока. Применение жидкого металла как теплоносителя в атомных станциях на быстрых нейтронах и в разрабатываемых термоядерных реакторах вызывает интерес к изучению конвективного теплообмена в натрии и взаимодействию разнотемпературных потоков с целью определения опасных с точки зрения термоциклической усталости частот. В металлургии электромагнитные силы нашли применение благодаря возможности создания течения без прямого контакта с расплавами, находящимися при высоких температурах. Электромагнитные насосы активно используются для перекачивания жидкого металла как на литейном производстве, так и на атомных станциях, а электромагнитные перемешиватели позволяют гомогенизировать состав и размер зерна слитка. Исследования возникающих физических эффектов в данных процессах еще далеки от завершения.

В физических экспериментах наиболее часто применяют такие металлы, как галлий, ртуть, оловянно-свинцовые сплавы, натрий. Их непрозрачность исключает возможность применения широко используемых оптических полевых и лазерных методов для изучения течений. Поэтому используются такие способы измерения, как термопарные и оптоволоконные зонды, кондукционные датчики и ультразвуковой доплеровский анемометр, который активно использовался в

диссертационном исследовании. Эти методы подходят для относительно низко-температурных металлов, таких, как галлий и ртуть. Жидкий натрий широко применяется в научных исследованиях из-за удачного сочетания его физических свойств. К тому же, только результаты, полученные в экспериментах с жидким натрием, можно использовать для верификации расчетных кодов, с помощью которых ведется разработка атомных станций с натриевым теплоносителем. При этом речь идет о процессах, происходящих при высоких температурах. Работы с натрием требуют создания установок и стендов повышенной безопасности. Это вызывает необходимость развития и совершенствования методов эксперимента с жидкими металлами.

Теоретические, численные и экспериментальные исследования теплофизических и МГД-процессов в жидких металлах активно велись и ведутся учеными разных стран. Рост числа публикаций свидетельствует о важности и актуальности исследований по этой теме. Здесь и далее упомянуты фамилии лишь некоторых, далеко не всех ученых, которые внесли существенный вклад в развитие данного направления исследований, а также некоторые научные организации.

Электровихревые течения и связанные с ними приложения изучались такими учеными, как Щербинин, Бояревич, Чудновский, Жилин (СССР), Ивочкин, Казак (Россия), Kelley, Sadoway, Zikanov (США), Wier, Stefani, Weber (Германия), Davidson (Великобритания), Nore, Herreman (Франция). Течения, вызванные воздействием переменных магнитных полей, турбулентность этих течений, и их влияние на процессы перемешивания и кристаллизации изучали Повх, Чекин, Капуста, Гельфгат, Цинобер (СССР), Тимофеев, Цаплин, Хрипченко, Кривилев, Любимова (Россия), Branover, Golbraikh (Израиль), Moffat, Pericleous (Великобритания), Asai, Yasuda, Ozoe, Tagawa (Япония), Gerbeth, Eckert, Cramer, Naske (Германия). Конвективные течения и конвективный теплообмен изучали Гершуни, Жуховицкий, Зимин (СССР), Фрик, Генин, Свиридов (Россия), Grossman, Schumacher (Германия), Cioni, Sommeria (Франция), Verzicco (Италия). Генерация транзитных течений, их взаимодействие с вихревыми течениями и

связанные с ними приложения изучали Кирко, Верте, Вольдек, Цинобер, Охременко, Лиелпетер, Колесников (СССР), Кириллов, Преслицкий (Россия), Thess, Büler (Германия), Westin (Швейцария), Cuevas (Мексика), Fautrelle, Etay, Moreau, Chopart (Франция), Kenjeres (Нидерланды), Hosseni, Kimura (Япония).

Наиболее активно в исследования термодинамических и МГД-процессов в жидких металлах вовлечены такие научные институты, как Institute of Fluid Dynamic (г. Дрезден-Россендорф, Германия), НИУ Московский энергетический институт (г. Москва), University of Göttingen (г. Геттинген, Германия), ОИВТ РАН (г. Москва), Сибирский Федеральный университет (г. Красноярск), Technische Universität Ilmenau (г. Ильменау, Германия), ИМСС УрО РАН (г. Пермь), НИИЭФА им Ефремова (г. Санкт-Петербург), Institute of Electrotechnology (г. Ганновер, Германия), Ben-Gurion University (г. Беер-Шева, Израиль), LIMSI CNRS (г. Париж, Франция) и др.

Таким образом, научная актуальность темы исследования обусловлена как развитием фундаментальных знаний о поведении магнитогидродинамических и конвективных течений жидкого металла, так и практическими задачами металлургической и энергетической промышленности по совершенствованию существующих и созданию новых МГД-технологий.

Цели и задачи диссертационной работы

Целью диссертационной работы является разработка единого магнитогидродинамического подхода и решение с его помощью группы задач исследования течений жидкого металла и их влияния на процессы кристаллизации, теплообмена, регистрации расхода и генерации перепада давления в контексте проблем металлургии и энергетики. Для достижения поставленной цели решены следующие задачи.

1. Выяснение особенностей поведения крупномасштабных полоидальных и азимутальных течений в цилиндрических ячейках с локализованным подводом электрического тока во внешнем магнитном поле.

2. Определение характеристик и измерение свойств турбулентности течений, созданных бегущими и вращающимися магнитными полями в цилиндрических ячейках, а также поиск конфигураций этих полей, создающих наиболее развитое азимутальное и полоидальное течение.

3. Определение влияния воздействия течений, созданных бегущими и вращающимися магнитными полями, на процесс направленной кристаллизации и распределение свойств затвердевшего металла.

4. Анализ в физическом эксперименте поведения крупномасштабной конвективной циркуляции жидкого натрия в короткой цилиндрической ячейке при разных углах наклона его оси относительно вертикали.

5. Определение зависимости характеристик турбулентного конвективного теплообмена путем экспериментов в цилиндрических ячейках с жидким натрием, имеющих различные отношения длины к диаметру, от угла наклона их оси относительно вертикали.

6. Определение характеристик процессов обтекания магнитного препятствия и генерации транзитных течений в цилиндрических каналах, а также разработка методик и устройств для создания и контроля интенсивных потоков.

7. Анализ температурных пульсаций в области течения и на стенке цилиндрического канала в физическом эксперименте по смешению разнотемпературных потоков жидкого натрия.

Научная новизна

1. Впервые объяснены причины потери интенсивности крупномасштабного полоидального течения во внешнем магнитном поле, а также экспериментально получены характеристики этого течения.

2. Впервые показана возможность определения с помощью кросс-корреляционного вейвлет-анализа достоверной части турбулентных спектров течений,

созданных бегущими или вращающимися магнитными полями, а также возможность создания развитого в объеме ячейки течения путем чередования направления вращающегося поля по высоте.

3. Впервые в эксперименте показано, что использование совокупности бегущего и вращающегося магнитных полей существенно улучшает и гомогенизирует распределение свойств цилиндрических слитков, а управление характеристиками полей позволяет влиять на поведение границы твердой и жидкой фазы.

4. Впервые обнаружено наличие интенсивных колебаний крупномасштабной конвективной циркуляции в коротком канале при углах наклона его оси относительно вертикали вплоть до 40 градусов.

5. Впервые экспериментально получены зависимости характеристик турбулентного конвективного теплообмена в цилиндрических каналах с различным аспектным соотношением от угла их наклона относительно вертикали и осевого перепада температуры.

6. Впервые определены характеристики пульсаций течения, возникающих при обтекании магнитного препятствия в цилиндрическом канале, а также предложена методика контроля электропроводности среды на основе поиска экстремума на характеристиках электромагнитного индуктора бегущего поля.

7. Впервые получены экспериментальные характеристики процесса смешения разнотемпературных потоков натрия с оценкой частоты пульсации температуры на наружной поверхности канала.

Теоретическая и практическая значимость работы

Общая теоретическая значимость результатов работы заключается в получении систематических теоретических и экспериментальных знаний, необходимых для понимания эволюции крупномасштабных течений жидкого металла, а также влияния этих течений на процессы кристаллизации, теплопереноса и генерации перепада давления. Значимость в плане методов и подходов состоит в разработке и создании комплексных верифицированных математических моделей и

экспериментальных установок для изучения этих процессов, что создает задел для проведения дальнейших исследований.

1. Результаты исследования вихревых течений, их взаимодействия, устойчивости, турбулентности вносят существенный вклад в теорию магнитогидродинамических течений, а разработанные методы и подходы развивают теорию физического эксперимента.

2. Результаты экспериментального исследования конвективного и вынужденного теплообмена в жидком натрии и разработанные экспериментальные методики существенно дополняют теорию теплофизических процессов в средах с низким числом Прандтля.

3. Результаты изучения вихревых течений жидких металлов существенно развивают теорию магнитогидродинамического воздействия на расплавленные металлы и сплавы, и ее приложения к процессам перемешивания, кристаллизации, генерации и контроля транзитных потоков.

Общая практическая значимость результатов работы состоит в совершенствовании существующих технологий и создании заделов для перехода к технологиям следующего поколения в энергетической и металлургической промышленности в рамках инновационного развития экономики и импортозамещения.

1. На основе результатов, полученных при изучении математических моделей и физических экспериментов, разработаны и созданы новые высокотемпературные электромагнитные насосы, перемешиватели, расходомеры со 2-3 уровнем готовности технологии для предприятий металлургии и атомной промышленности; жидкометаллический натриевый стенд используется для проведения приемо-сдаточных испытаний аппаратов для атомных станций.

2. Результаты исследования поведения электровихревых течений во внешних магнитных полях необходимо учитывать при разработке и конструировании жидкометаллических батарей, дуговых печей, аппаратов дуговой сварки.

3. Результаты изучения конвективного теплообмена в цилиндрическом объеме и теплообмена при смешении разнотемпературных потоков жидкого

натрия использованы для верификации расчетных кодов при конструировании новых электростанций с жидкометаллическими теплоносителями.

Методология и методы исследования

Исучаемые в работе математические модели основаны на уравнениях магнитной гидродинамики. В большинстве случаев применялось электродинамическое приближение, позволяющее отдельно решать задачу поиска электромагнитных сил и задачи гидродинамики и теплопереноса. Часть задач решена в безындукционном приближении. Все задачи исследовались в трехмерной постановке. Численная реализация была выполнена автором в лицензионной программной среде Ansys Emag на языке APDL (электромагнитная часть), Ansys Fluent с применением подпрограмм UDF, написанных на языке C (гидродинамическая и теплофизическая части), Ansys Fluent с MHD модулем (процессы в безындукционном приближении). Расчеты выполнены на многопроцессорных компьютерах с использованием параллельных вычислений. Для переноса полей с электромагнитной на гидродинамическую сетку применялись программы, написанные на языках Matlab и Python. Все расчеты проверялись на сеточную сходимость и устойчивость.

Обработка результатов вычислений, экспериментов, построение графиков и полей проводилась с помощью программ, написанных на языках Matlab и Python. Используемые в работе Фурье, вейвлет и кросскорреляционный анализы были тщательно протестированы на модельных сигналах. Для локализации на фотографиях зерен в задачах кристаллизации, а также для обработки изображений тепловизора в задачах теплообмена, использовались оригинальные программы, написанные автором на языке Matlab, прошедшие тестирование.

Экспериментальные исследования выполнены на созданных оригинальных установках, которые разработал автор в лицензионной конструкторской среде SolidWorks. В большинстве исследований в качестве жидкого металла использовалась галлиевая эвтектика, жидкая при комнатной температуре. Для

получения информации о поведении профиля скорости применялись уникальные в РФ ультразвуковые доплеровские анемометры (DOP-2000 и DOP-5000). Измерительные системы дополнялись оригинальными кондукционными датчиками скорости для изучения турбулентности. Термопары использовались для получения температуры и восстановления профилей скорости с помощью кросс-корреляционного анализа. Для получения распределения температуры на стенках каналов использовалась высокоскоростная тепловизионная камера FLIR SC5000. Существенная часть работ выполнена на жидком натрии, что вызвало необходимость создания целого комплекса основных и вспомогательных установок и систем для обеспечения мер повышенной безопасности.

Положения, выносимые на защиту

1. Причиной потери интенсивности крупномасштабного полоидального течения в цилиндрической ячейке с локализованным подводом электрического тока является формирование дополнительного полоидального течения вследствие появления аксиального градиента центробежной силы.

2. С помощью кросс-корреляционного вейвлет-анализа можно выделить достоверную часть турбулентных спектров течения, созданного бегущими или вращающимися магнитными полями, а чередование направления вращающегося магнитного поля по высоте цилиндрической ячейки приводит к наиболее развитому азимутальному и полоидальному течениям.

3. Одновременное воздействие бегущего и вращающегося магнитных полей в ходе процесса кристаллизации существенно улучшает и гомогенизирует распределение свойств слитков.

4. В короткой цилиндрической ячейке пульсации конвективной крупномасштабной циркуляции натрия сохраняются вплоть до 40 градусов наклона относительно вертикали, а использование в эксперименте теплообменников с индукторами повышает однородность граничных условий на торцах канала.

5. В цилиндрических ячейках с жидким натрием с различным отношением длины к диаметру зависимости интенсивности теплообмена от угла наклона близки по форме и имеют экстремум при наклоне около 60 градусов, при этом характеристики пульсаций скорости при малых углах показывают существенное отличие поведения течений в короткой и длинной ячейках.

6. В цилиндрическом канале неизотермическое обтекание локализованного магнитного препятствия порождает слабозатухающие по потоку пульсации, а положение экстремума на характеристиках электромагнитного индуктора бегущего поля определяется электропроводностью среды.

7. В зоне смешения разнотемпературных потоков натрия возникают неизотермические пульсации скорости, приводящие к появлению на наружной стенке канала областей с пульсирующей температурой.

Степень достоверности и апробация результатов

Результаты работы получены путем математического моделирования либо физического эксперимента. Численные исследования и обработка результатов расчетов и экспериментов выполнялись в коммерческих проверенных научным сообществом пакетах программ («Ansys», «Matlab»). В большинстве работ выполнена верификация математических моделей путем сравнения результатов расчетов и экспериментов. Верификация показала качественное, а в большинстве случаев и количественное, согласие результатов. В экспериментах использована измерительная аппаратура, произведенная фирмами, имеющими высокую репутацию в мировом научном сообществе («Signal Processing», «Lakeshore», «National Instruments», «Agilent», «FLIR»), при этом методики были тестированы в специальных экспериментах, а результаты измерений воспроизводились в однотипных реализациях.

Результаты лично докладывались автором и обсуждались на следующих конференциях: Всероссийский съезд по фундаментальным проблемам теоретической и прикладной механики (2011 г., Нижний Новгород; 2019 г., Уфа; 2023

г., Санкт-Петербург); Российская конференция по магнитной гидродинамике (2012, 2015, 2018, 2021, 2024 гг., Пермь); International conference on fundamental and applied magnetohydrodynamics «PAMIR» (2011 г., Борго, Франция; 2019 г., Реймс, Франция); Зимняя школа по механике сплошных сред (2013, 2015, 2017, 2019, 2023 гг., Пермь); International symposium on ultrasonic doppler methods for fluid mechanics and fluid engineering «ISUD» (2012 г., Дрезден-Россендорф, Германия); Российская национальная конференция по теплообмену «РНКТ» (2018, 2022 гг., Москва); Международная конференция «Кристаллизация: компьютерные модели, эксперимент, технологии» (2019, 2022 гг., Ижевск); International conference on electromagnetic processing of materials «EPM» (2003 г., Лион, Франция); Международная конференция «Advanced problems of electrotechnology» (2020 г., Екатеринбург); Всероссийская конференция «Пермские гидродинамические научные чтения» (2023 г., Пермь); European fluid mechanics conference «EFMC» (2012 г., Рим, Италия); Международная конференция «Тепломассообмен и гидродинамика в закрученных потоках» (2021 г., Москва; 2023 г., Нижний Новгород); Международная конференция «Современные проблемы теплофизики и энергетики» (2020 г., Москва); Международная конференция «Проблемы термоядерной энергетики и плазменные технологии» (2019 г., Москва); семинар Института механики сплошных сред УрО РАН под руководством академика РАН В.П. Матвеевко.

Представленные исследования частично выполнены при поддержке грантов РФФИ (проекты 18-41-06201, 22-19-20106), РФФИ (проекты 10-08-96048, 11-08-00416, 13-01-96042, 14-08-96014, 17-48-590539, 16-01-00459, 17-48-590539, 20-48-96015), проектов правительства Пермского края МИГ (проекты С-26/251, С-26/564), в рамках крупного научного проекта при финансовой поддержке Минобрнауки России (соглашение № 075-15-2024-535 от 23.04.2024), а также в рамках государственных заданий (темы АААА-А19-119012290101-5, АААА-А19-119021490135-0, 122030200191-9).

Содержание диссертации соответствует паспорту научной специальности 1.1.9 (01.02.05) – «Механика жидкости, газа и плазмы».

Публикации

Всего по теме диссертации опубликовано 85 печатных работ. Из них 30 публикаций – это статьи [1–30] в журналах, входящих в перечень рецензируемых научных изданий, установленный Министерством образования и науки Российской Федерации для представления результатов докторских диссертаций и реферативные базы «Scopus» или «Web of Science». Также опубликовано 55 работ в трудах и тезисах всероссийских или международных конференций. Среди 30 статей 7 опубликованы в изданиях K1 либо Q1: [1–3, 8, 15, 19, 20], 6 опубликованы в изданиях K2 либо Q2: [5, 6, 17, 21, 23, 26].

Личный вклад автора

Математические модели и вычислительные коды были разработаны и созданы автором самостоятельно в работах [1–5, 7, 9–12, 18, 24, 27–30]. Многовариантные вычисления в этих исследованиях были проведены автором самостоятельно. Автор разработал и создал большинство наиболее трудоемких программ обработки вычислительных данных в работах [9–11, 14, 16, 18, 27, 30] и данных экспериментов по анализу результатов, полученных ультразвуковым доплеровским анемометром [9, 14, 16], кондукционными датчиками скорости [8], термопарами [19], тепловизором [26], микроскопом [18]. В постановке задач в большинстве исследований вклад автора является определяющим [1–5, 9–14, 16–18, 24, 26–30], либо существенным в работах [6–8, 15, 18–23, 25]. Автор активно участвовал в обобщении результатов и формировании выводов всех исследований, а также написании всех статей. Автор внес значительный вклад в разработку экспериментальных установок и методик экспериментов в работах [1–3, 5, 6, 8–10, 12, 14, 16, 17, 19–27, 29, 30]. Чертежи экспериментальных установок выполнены автором лично, а установки собраны и налажены при его активном участии. Ряд экспериментов выполнен при непосредственном участии автора [8, 14, 16, 19–27, 29], часть экспериментов

проведена под руководством автора [1–3, 5, 6, 9, 10, 12, 14, 16, 30]. Значительная часть результатов расчетов и экспериментов обрабатывалась автором лично [8, 14, 16, 18, 19, 24, 26, 29, 30], или под руководством автора, или при его непосредственном участии [1–6, 8–13, 15, 17, 20–23, 25].

Структура и объем диссертации

Диссертация состоит из введения, пяти глав и заключения. Полный объем диссертации составляет 345 страниц с 232 рисунками и 3 таблицами. Список литературы содержит 336 наименований.

Глава 1

Течения в цилиндрических ячейках с локализованным подводом электрического тока

1.1. Возникновение вихревых течений в случае

локализованного подвода электрического тока и их особенности

Электровихревые течения (ЭВТ) генерируются в проводящих жидкостях электрическим током, который взаимодействует с собственным магнитным полем [31–34]. Каноническая задача в исследованиях ЭВТ связана с течением жидкого металла в осесимметричных ячейках с электродом, локализованным на оси (на твердом конце или на свободной поверхности). Цилиндрическая геометрия широко используется, начиная с ранних экспериментов [32, 35], и становится довольно популярной в последнее время в контексте разработки жидкометаллических батарей [36–38], что обуславливает активное внимание исследователей к этим течениям.

Схема генерации ЭВТ показана на рисунке 1.1 слева. От осевого электрода отходит сильный электрический ток (\mathbf{j} – его плотность), локализованный на дне. Этот ток создает собственное магнитное поле \mathbf{B} . Взаимодействие этого поля с током создает полоидальную объемную электромагнитную силу \mathbf{f} (которую в разных источниках еще называют силой Лоренца или силой Ампера), ответственную за генерацию ЭВТ. Обозначим ее модуль F_{pol} . Роль второго электрода может играть как боковая стенка, так и верхняя граница. В данном случае для генерации ЭВТ существенным является именно локализация на поверхности подвода тока [34]. Это приводит к ненулевому значению завихренности электромагнитной силы, и, как следствие, возникновению вихревого течения. Основным

управляющим параметром ЭВТ, характеризующим соотношение между электромагнитными силами и силами вязкости, является так называемый параметр ЭВТ [34]:

$$S = \frac{\mu_0 I^2}{4\pi^2 \rho \nu^2},$$

где I_0 – сила протекающего электрического тока, ρ – плотность электропроводности жидкости, ν – ее кинематическая вязкость, $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} = 1.25 \cdot 10^{-6}$ Гн/м – магнитная постоянная.

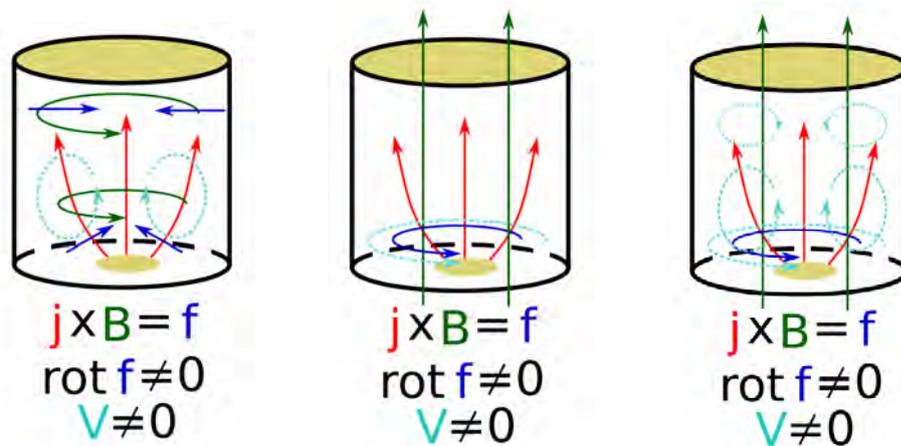


Рис. 1.1. Схема возникновения вихревой электромагнитной силы в ячейке

ЭВТ в этой конфигурации имеет чисто полоидальную структуру, обеспечивая только радиальную и вертикальную скорость. Однако любое внешнее вертикальное магнитное поле \mathbf{B} создает азимутальную электромагнитную силу \mathbf{f} , закручивая поток (рис. 1.1 в центре) и делая ЭВТ чувствительными к внешним магнитным полям. Обозначим ее модуль F_{az} . Так, эксперименты с ЭВТ в полусферической ячейке показали, что магнитное поле Земли вызывает интенсивное азимутальное течение при любых условиях [39]. Более того, слабая азимутальная объемная сила ($F_{az} \ll F_{pol}$) может влиять на ЭВТ за счет экмановской подкачки [40–42] (рис. 1.1 справа). Экспериментальное и численное исследование ЭВТ в цилиндрической ячейке показало, что магнитное поле Земли уже влияет на ЭВТ [37].

В одной из самых значительных работ по ЭВТ Дэвидсона [41] объясняются ключевые моменты подавления полоидального течения вихревым при

совместном действии полоидальных и азимутальных сил в ограниченной области. Во-первых, показано, что доминирующий вихрь не является результатом какой-либо неустойчивости. Вихрь развивается до тех пор, пока не наступит равновесие диссипативных сил с действующими азимутальными силами, и основная диссипация в полости локализуется в слоях Экмана. Таким образом, во-вторых, величина азимутальной скорости просто регулируется предписанной величиной азимутальной силы, но полоидальное течение становится неожиданно слабым, компенсируясь центробежными силами. В-третьих, эффект подавления полоидального потока является достаточно общим для ограниченных потоков под совместным действием полоидальной и азимутальной массовых сил и слабо зависит от конкретной структуры силового поля (в случае ЭВТ – от структуры поля электрического тока). Доминирование вихревых потоков происходит в турбулентных потоках, если отношение $F_{az}/F_{pol} \gtrsim 0.01$, где F_{az} и F_{pol} – типичные азимутальные и полоидальные силы. Эти выводы были проиллюстрированы [41] с помощью численного моделирования течения жидкого металла в полусфере с приложенным электрическим током различной конфигурации и вертикальным магнитным полем. Важно отметить, что все рассматриваемые распределения тока были гладкими, то есть ни о каких локализованных электродах речи не шло.

Распространенная для изучения конфигурация ЭВТ содержит локализованное приложение электрического тока и осесимметрию [34, 37, 43, 44]. В таких конфигурациях ЭВТ обычно формируется как крупномасштабное полоидальное течение, которое представляет собой восходящее движение в центре ячейки и нисходящее у ее стенок. Это течение в большинстве случаев нестационарно [34, 45–47], что проявляется в колебаниях течения [48]. Еще оно восприимчиво к внешнему магнитному полю [49]. Общая структура течения и динамические свойства ЭВТ могут быть изменены не только за счет изменения величины электрического тока, но и за счет применения многоэлектродного подвода электрического тока различной конфигурации [50–52]. Многоэлектродные установки

распространены в промышленной металлургии [53]. Помимо изменения схемы расположения электродов, еще одним способом воздействия на структуру ЭВТ является погружение электродов в жидкий металл [54, 55]. ЭВТ существенно влияют на работу многих устройств, таких как плавильные печи [56–59], элементы восстановления алюминия [60, 61], установки для перемешивания расплавов [54, 62, 63], сварочные ванны [34], что обуславливает внимание исследователей к этим течениям с практической точки зрения.

ЭВТ активно исследуются в лабораториях [35, 37, 44]. Экспериментальные исследования в области магнитогидродинамики и, в частности, гидродинамики жидких металлов, связаны с рядом осложняющих факторов. Жидкие металлы являются непрозрачными средами, которые невозможно исследовать общепринятыми оптическими методами. Жидкие металлы и сплавы имеют, как правило, высокую температуру плавления, а также они химически активны. Это накладывает серьезные ограничения на эксплуатационные характеристики измерительного оборудования и конструкционных материалов [64]. Поэтому с практической точки зрения наиболее эффективным является лабораторное моделирование легкоплавких сплавов. Такие сплавы остаются жидкими даже при комнатной температуре, что позволяет изучать возникающие потоки и фазовые превращения в лабораторных условиях с помощью высокоточных измерительных приборов [65, 66]. Наиболее часто используемые сплавы основаны на галлии. В отличие от ртути, галлий нетоксичен, что значительно снижает риски как для здоровья, так и для окружающей среды.

МГД-процессы в низкоплавких металлах традиционно изучаются методом ультразвуковой доплеровской анемометрии (УДА) [67, 68]. Этот метод основан на измерении изменения частоты ультразвуковых пакетов между испущенными и отраженными от частиц ультразвуковыми импульсами в движущейся среде. В лабораторных экспериментах с низкоплавкими металлическими сплавами и чистыми металлами в качестве звукоотражающих частиц выступают оксиды

металлов [63, 69, 70]. Важной проблемой измерений является прохождение ультразвуковых волн через границы раздела (включая границы экспериментальных установок, каверны, пузырьки и т.д.) [71–73]. Значительный скачок акустического импеданса приводит к отражению ультразвуковых волн, что вызывает трудности при проведении измерений [65, 74]. В частности, на этом принципе основаны локализация и определение размера включений в многофазной жидкой среде [75, 76]. Тем не менее, влияние рассеяния ультразвука на границах жидкой фазы необходимо учитывать при выборе материалов и проектировании экспериментальных установок, что потребовало выполнения отдельного исследования данного вопроса в эксперименте.

Активно развивающаяся разработка жидкометаллических батарей [77–80] предоставляет широкие возможности для изучения ЭВТ. В таких устройствах два жидких металла, разделенные слоем электролита, находятся в цилиндрической ячейке (рис. 1.2 в центре). Эти устройства известны большим разнообразием нестабильностей, которые могут возникать во время их работы [45, 47, 52, 81] (рис. 1.2). Существенная часть исследований ведется численно [36, 82–85]. Геометрия контейнера жидкометаллической батареи играет важную роль в режиме ее работы [80]. Отдельным вопросом является поведение границы раздела, неустойчивость которой может привести к короткому замыканию между жидкими электродами [46]. Поэтому активно исследуются как сама неустойчивость свободной границы [82, 86–88], так и бесконтактные датчики контроля положения границы [89, 90]. Для этих целей также можно использовать УДА, что было продемонстрировано в работе [91], где показания УДА по регистрации положения границы по уровню эхо сопоставляются с измерениями с помощью индукционных датчиков уровня. Результаты также подтвердили хорошую точность измерений УДА через плексигласовую стенку.

Жидкометаллические батареи разработаны для обеспечения высоких значений электрического тока и для соединения в большие массивы [92]. Очевидно,

что полностью изолировать такие системы от внешних магнитных полей невозможно, а нагрузка не является постоянной. Это может приводить к частым циклам включения и выключения, во время которых происходят переходные режимы течения внутри ячейки батареи [38]. Таким образом, интерес представляет изучение различных переходных режимов ЭВТ во внешнем магнитном поле и их влияния на результирующую структуру потока в равновесном (иногда говорят – «насыщенном») состоянии.

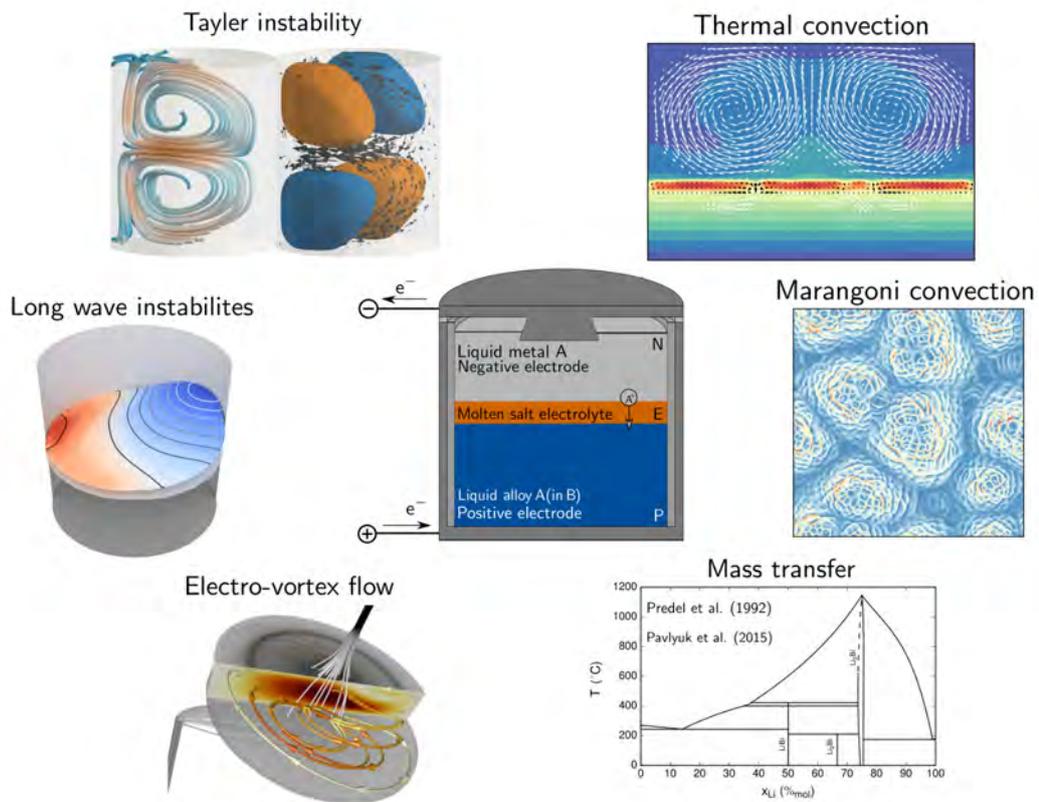


Рис. 1.2. В центре показана схема жидкометаллической батареи, а вокруг нее – виды возникающих процессов и неустойчивостей (взято из [81])

Следует подчеркнуть, что характерное время развития ЭВТ намного меньше времени эволюции вращающегося потока, что приводит к интенсивным переходным состояниям при включении электрического тока. Поэтому при использовании ЭВТ в крупномасштабных жидкометаллических батареях требуется большая осторожность, особенно в процессе включения, когда переходные пологидальные течения на два порядка сильнее тех, что существуют в равновесном

состоянии. Отдельным вопросом является фактор влияния состояния верхней границы на развитие процесса. Обычная экмановская подкачка чувствительна к вязким пограничным слоям. Более того, экмановская подкачка, обеспечиваемая нижним пограничным слоем, действует не против ЭВТ (как в случае электрода, расположенного на верхней свободной поверхности, рассмотренном в [41]), а направлена в ту же сторону, что и ЭВТ. Следовательно, механизм подавления полоидального течения остался не до конца понятен и послужил одной из причин выполнения описываемого далее цикла исследований.

1.2. Методы исследования и характеристики электровихревых течений

1.2.1. Экспериментальная установка

Эксперименты проводились на установке [2], главным элементом которой являлась цилиндрическая ячейка (рис. 1.3). Ее боковая стенка 1 с внутренним диаметром $D = 201.4$ мм изготовлена из нержавеющей стали и облужена изнутри галлиевой эвтектикой. Дно ячейки 2 изготовлено из плексигласа. Сверху в некоторых случаях устанавливается плексигласовая крышка для проведения экспериментов с твердой верхней границей. Цилиндрический медный катод 4 диаметром $d = 30$ мм расположен на оси ячейки. Торцевая поверхность катода облужена и выровнена по поверхности дна. Боковая стенка служит анодом, который соединен с источником питания специальными токоподводами и медной трубкой 5, коаксиально установленной с внешней стороны катода. Это в значительной степени компенсирует собственное магнитное поле кабелей питания. Источник питания, состоящий из лабораторного автотрансформатора и выпрямителя, обеспечивает постоянный ток до 1200 А.

Ячейка была заполнена жидкой галлиевой эвтектикой GaSnZn (ниже будет дано ее описание). Расстояние между дном ячейки и свободной поверхностью

жидкого металла в большинстве экспериментов составляло $H = 100$ мм. В экспериментах рассматривались две конфигурации течения: с твердой верхней границей и со свободной поверхностью. Ячейка помещается во внешнее вертикальное магнитное поле, которое создается катушками Гельмгольца 6. Средний радиус катушек составляет 240 мм, что позволяет добиться достаточно однородного магнитного поля внутри ячейки (его измеренная неоднородность составляет менее 1%). В донной пластине 2 сделано восемь углублений для датчиков 7 ультразвукового доплеровского анемометра (УДА). Для обоснования выбора толщины плексигласовой стенки между датчиком и эвтектикой было проведено отдельное экспериментальное исследование, изложенное ниже. Датчики в прорезях установлены по радиусу 90 мм. Каждый датчик регистрировал вертикальную составляющую скорости течения жидкого металла вдоль направления луча.

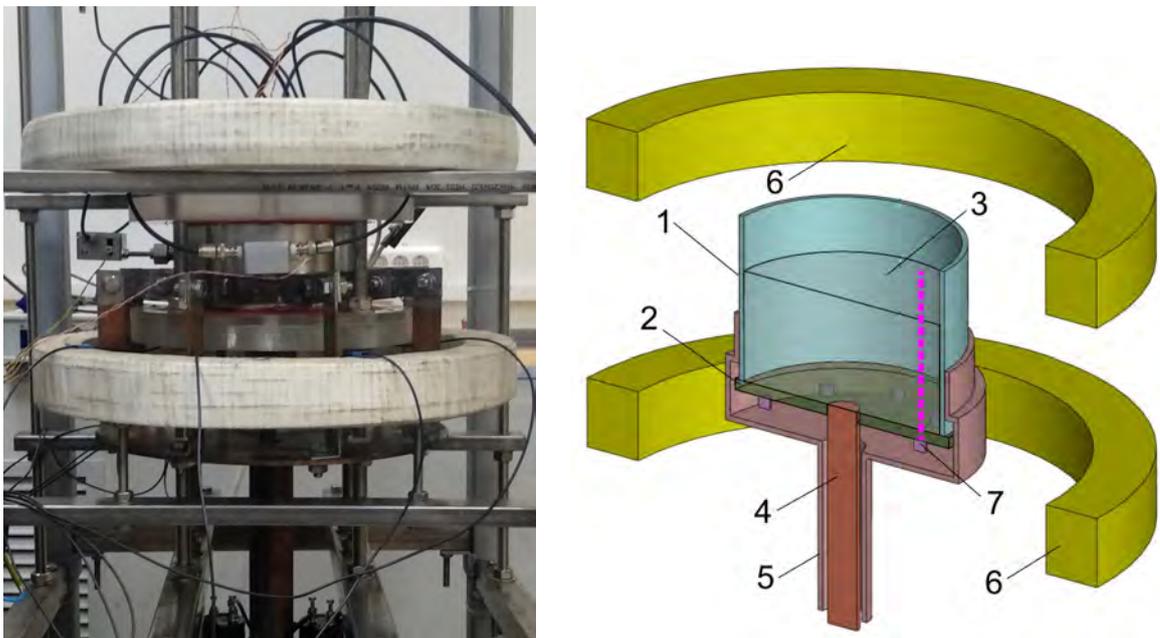


Рис. 1.3. Фотография и схема ячейки в разрезе: 1 – боковая стенка, 2 – дно из оргстекла, 3 – жидкий металл (GaSnZn), 4 – катод, 5 – анод, 6 – катушки Гельмгольца, 7 – датчики УДА. Направление луча датчика УДА обозначено пунктирной розовой линией

Ячейка была размещена на шасси. Общая компоновка всей установки показана на рисунке 1.4. Стержень-катод устанавливается с помощью герметичного шлюза, который позволил изучить конфигурацию ячейки со стержнем,

выдвинутым внутрь жидкого металла, что описано ниже в этой же главе. К нижним концам коаксиального токоподвода к специальным хомутовым электродам прикреплялись концы толстых гибких медных шин, которые подключались к источнику питания.

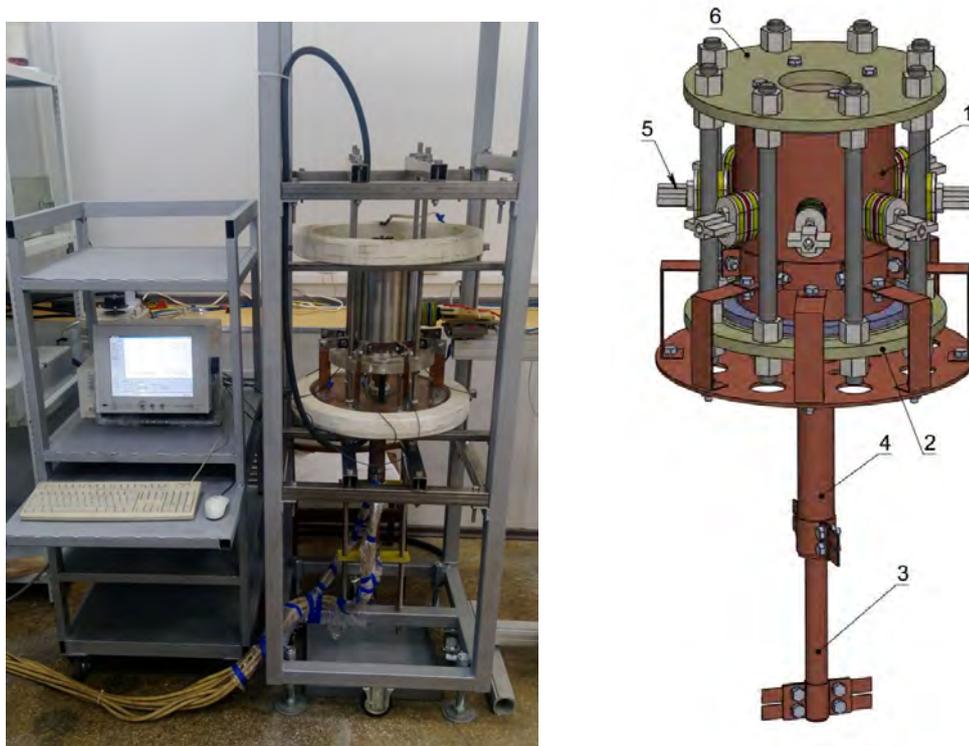


Рис. 1.4. Фотография и конструкция экспериментальной установки: 1 – боковая стенка, 2 – нижняя торцевая поверхность из оргстекла, 3, 4 – коаксиальный токоподвод, 5 – индукционные датчики контроля уровня, 6 – верхняя крышка

В экспериментах постоянный электрический ток варьировался в диапазоне $400 \leq I \leq 1200$ А, что соответствует значениям параметра S , определенного по (1.1), в интервале $8.5 \cdot 10^6 \leq S \leq 7.6 \cdot 10^7$. Экспериментальное исследование выполнялось в два этапа. Первый этап был нацелен на исследование ЭВТ в магнитном поле Земли при различных значениях электрического тока в диапазоне 400–1200 А. На втором этапе исследовалось влияние внешнего вертикального магнитного поля на течение при постоянном электрическом токе 1000 А. Внешнее магнитное поле B_{ext} изменялось в интервале 0.02–5 мТл. Каждое измерение проводилось в течение 600 секунд [2].

1.2.2. Ультразвуковой доплеровский анемометр и его использование с плексигласовыми стенками ячеек с жидким металлом

В данном подразделе будет описана широко используемая в диссертационной работе методика измерения с помощью ультразвукового доплеровского анемометра (УДА). Будут показаны результаты исследования влияния толщины плексигласовой стенки на качество измерения скорости в жидкой галлиевой эвтектике [6]. Это отдельное исследование необходимо было выполнить для обоснования выбора толщины донной стенки цилиндрической ячейки.

Измерения скорости [6] проводились с помощью УДА DOP 2000 швейцарской фирмы «Signal Processing» (рис. 1.5) и датчика TR0408LS с пьезоэлементом 4 МГц 8 мм и внешним диаметром 12 мм. При последующих исследованиях также применялся УДА DOP 5000 «Signal Processing». Принцип действия УДА



Рис. 1.5. УДА: DOP 2000 с датчиком (слева) и DOP 5000 (справа)

заключается в анализе изменения частоты ультразвуковой волны, обусловленного эффектом Доплера, между двумя импульсами. Один из них излучается, другой – отражается от частиц, которые переносятся в движущейся среде. Методика реализуется в УДА с помощью корреляционного анализа. Необходимым условием для реализации метода является наличие звукоотражающих частиц (рис. 1.6а).

В работе использованы низкотемпературные датчики УДА, которые предназначены для использования до 80 °С. Наилучшим выбором является жидкая

галлиевая эвтектика $\text{Ga}_{86.3}\text{Zn}_{10.8}\text{Sn}_{2.9}$ (масс.%), которую обозначим GaSnZn . Ее температура плавления равна 17°C . Эвтектика имеет следующие свойства при комнатной температуре: плотность $\rho = 6256 \text{ кг/м}^3$, кинематическая вязкость $\nu = 3 \cdot 10^{-7} \text{ м}^2/\text{с}$, электрическую проводимость $\sigma = 2.6 \cdot 10^6 \text{ См} \cdot \text{м}$ [93, 94]. Скорость звука для GaSnZn была измерена в отдельном эксперименте с помощью входящего в комплект устройства и составила $V_s = 2740 \text{ м/с}$.

Эвтектика GaSnZn содержит частицы окислов Ga_2O и Ga_2O_3 [70], которые являются трассерами для определения скорости. Датчик УДА измеряет профиль одной компоненты скорости и уровня эха вдоль ультразвукового луча (рис. 1.6b). Измерение скорости может осуществляться путем прямого контакта датчика с эвтектикой, однако это не всегда возможно. Во многих случаях эта эвтектика находится в кюветах, ячейках или каналах из плексигласа. В данном случае выбор плексигласа обусловлен малым акустическим сопротивлением на границе раздела эвтектика-плексиглас [95].

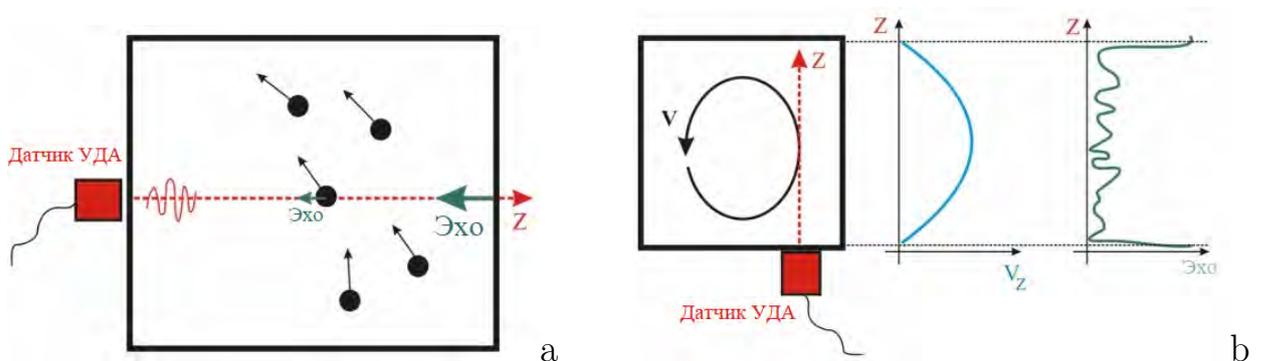


Рис. 1.6. (а) – схема метода УДА, (б) – схема восстановления профиля скорости и эха

Для проведения исследования в качестве модельного течения выбран поток в трубе круглого сечения (рис. 1.7). Длина канала была в 40 раз больше, чем его диаметр. Это позволило фиксировать значение аксиальной составляющей скорости во времени и вдоль луча. Рисунок 1.7 схематично показывает постановку задачи: внизу показан профиль скорости в случае идеализированного течения жидкого металла. Снижение скорости при малых значений z вызвано поворотом течения на выходе из трубы. Увеличение амплитуды пульсаций потока (что

показано увеличением размеров errorbarов) объясняется расходимостью луча, а также появлением добавочной ошибки, которая связана с рассеянием эха [6].

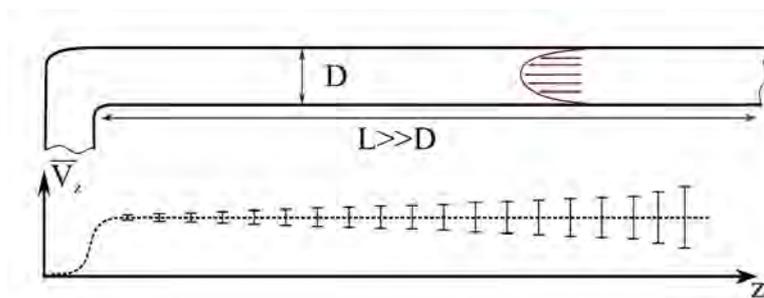


Рис. 1.7. Схема канала для изучения УДА

Влияние материала и формы волновода на качество измеряемого профиля УДА проверены на галлиевом контуре. Описание контура приведено в последней главе на стр.281 (рис. 5.18). Электромагнитный насос поддерживал расход GaSnZn с точностью до 0.6 куб.см/с. Регистрация скорости проводилась для трех расходов $Q = \{17.5, 32.1, 58.2\}$ куб.см/с. Датчик УДА размещался так, чтобы набегающий поток GaSnZn обеспечивал стационарный профиль по всей глубине распространения ультразвукового луча. Этот луч генерируется датчиком 1 (рис. 1.8). Далее он проходит через волновод 2 в эвтектику. Датчик и волновод удерживаются внутри шлюза 3. Зона контакта волновода с эвтектикой уплотнена силиконовой прокладкой 4, которая поджимается шайбой 5 из-за давления направляющей внутреннего шлюза 6. Внешний шлюз 3 соединен с каналом 7 с помощью сварки. Шероховатость звукопроводящих поверхностей, а также отклонение торцов цилиндрического волновода от плоскопараллельности, не превышали 50 $\mu\text{м}$ для всех изучаемых волноводов.

В ходе экспериментального исследования были рассмотрены два типа волноводов. Волновод первого типа (Тип I) представляет собой правильный круговой цилиндр. Волновод второго типа (Тип II) представляет собой ступенчатый цилиндр, состоящий из двух круглых частей разного диаметра 1.8. Такая форма выбрана для определения влияния ступеньки на расходимость ультразвукового пучка. Этот механизм обусловлен отсечением части ультразвукового пучка,

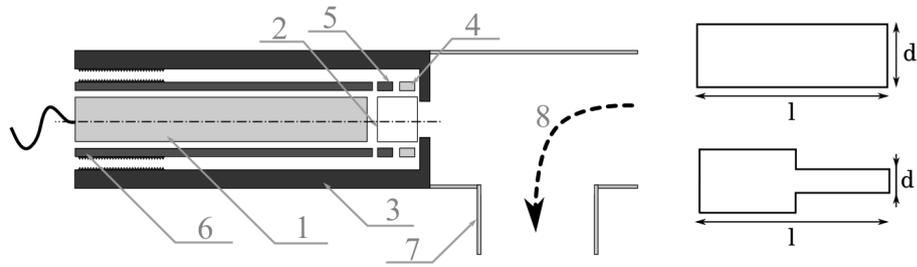


Рис. 1.8. Схема плюза и измерительного датчика (слева), а также типов волноводов (I – справа вверху, II – справа внизу)

отклоняющейся от плоскопараллельного распространения. Опорный сигнал скорости был записан без волновода, когда датчик УДА находился в непосредственном контакте с жидким металлом [6].

В качестве критерия качества регистрации профиля скорости использована эффективная глубина L – это максимальное расстояние вдоль направления измерений, заданное формулой (1.1), на котором относительное различие скорости, измеряемое УДА $V(z)$ и измеряемое расходомером V_{FM} , будет ниже оценки достоверности $\epsilon = 0.1$:

$$L = \max_z \frac{|V(z) - V_{FM}|}{|V_{FM}|} < \epsilon. \quad (1.1)$$

Величина скорости V_{FM} определялась по значениям среднего расхода для ламинарного профиля Пуазейля в объеме, в котором теоретически выполняются измерения УДА. Этот объем представляет собой усеченный конус с углом 2.2° . Его меньшее основание совпадает с волноводом. Эти значения скоростей для трех рассматриваемых случаев составили: $V_{FM} = \{5.0, 9.2, 16.6\}$ м/с.

На рис. 1.9 и 1.10 показаны профили скорости для набегающего течения, измеренные при помощи волноводов, имеющих различную длину l и диаметр d , а также опорного сигнала, измеренного для трех расходов Q . В последнем случае сама поверхность датчика находится в контакте с эвтектикой (на графиках она выделена черным). Из рисунков видно, что при больших скоростях наблюдается сильное увеличение пульсаций потока в измеренном профиле. Этот эффект не проявляется при непосредственном контакте эвтектики и датчика. Кроме

того, использование волновода приводит к появлению дополнительных фазовых границ, имеющих разные акустические импедансы. Это ведет к увеличению

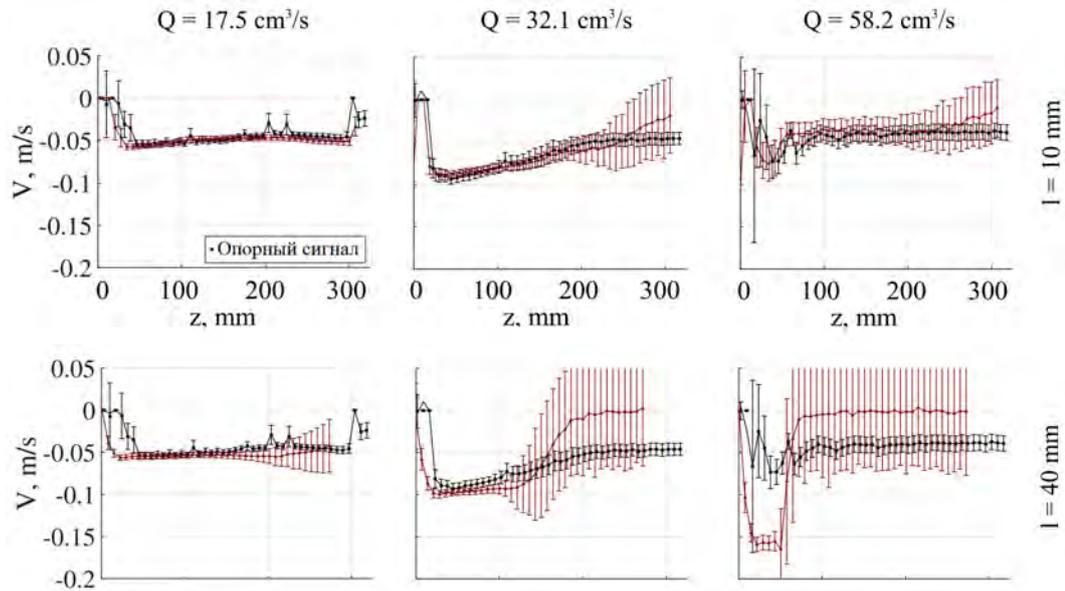


Рис. 1.9. Осредненные профили скорости течения GaSnZn в канале, измеренные для трех расходов Q . Интервалы ошибок показывают уровень среднеквадратичных пульсаций. Измерения проводились при использовании волноводов из плексигласа (тип I), имеющих диаметр $d = 12$ мм и длину $l = 10-80$ мм (показаны два из них). Для сравнения на рисунке представлен эталонный сигнал (черным цветом), полученный в случае прямого контакта датчика УДА с эвтектикой

диссипации энергии ультразвуковых волновых пакетов, а также к ослаблению суммарной интенсивности волны ультразвука, которая проникает в эвтектику. Это приводит к снижению среднего значения скорости и увеличению ее пульсаций. В этом случае УДА интерпретирует звуковой шум неверно, выдавая пульсации скорости. При этом под «скоростью» подразумеваются показания, выданные УДА, а не гидродинамическая скорость эвтектики, так как значения, которые выдает электромагнитный расходомер, подтверждают неизменность расхода, а волновод не добавляет дополнительные возмущения в поток. Затухание ультразвуковой энергии вызвано рассеянием звуковых колебаний в объеме дисперсной среды из галлиевой эвтектики и оксидов галлия. Свой вклад вносит частичное отражение волн на границах волновода. Увеличение усиления электрического сигнала, производимого пьезоэлектрическим элементом УДА датчика,

ограничивается наличием предела дискретизации АЦП прибора. Максимально возможное усиление для измеренного сигнала еще приводит к усилению уровня шума, который «создает» осцилляции скорости во время измерений на больших расстояниях [6].

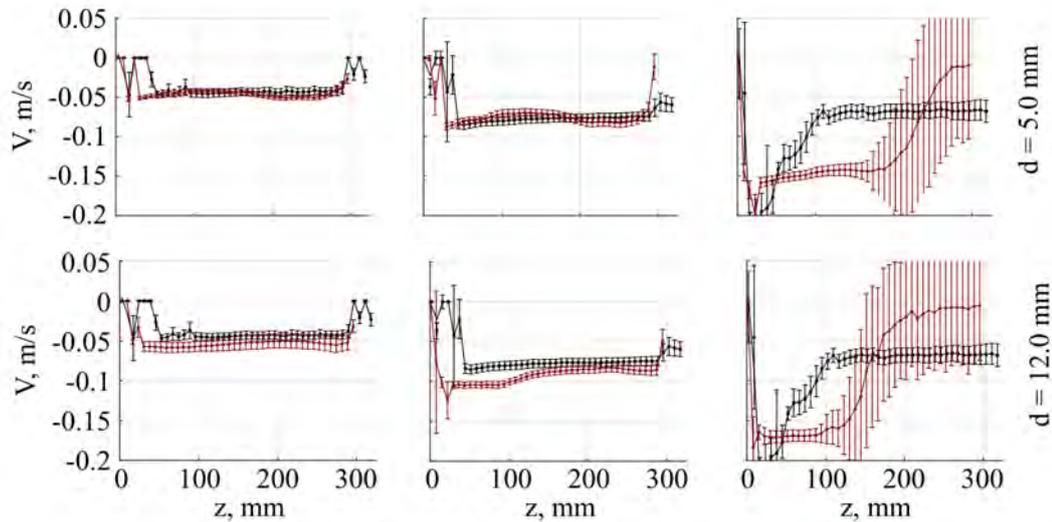


Рис. 1.10. Осредненные профили скорости течения GaSnZn в канале, измеренные для трех расходов Q . Интервалы ошибок показывают уровень среднеквадратичных пульсаций. Измерения проводились при использовании волноводов из плексигласа (тип II), имеющих длину $l = 20$ мм и диаметр $d = 2-12$ мм (показаны два из них). Для сравнения на рисунке представлен эталонный сигнал (черным цветом), полученный в случае прямого контакта датчика УДА с эвтектикой

Рисунок 1.11а иллюстрирует влияние длины волновода на качество измерений, приведенных для средней скорости. Видно, что наибольшая эффективная глубина, при которой выполняются достоверные измерения профилей, достигается с применением волновода длиной $l = 26.8$ мм. Это дает оценку 39λ . Видно, как качество регистрации профилей скорости снижается с ростом длины волновода. Рисунок 1.11b показывает влияние диаметра волновода на качество измерений. Видно, что изменение диаметра волновода слабо влияет на качество регистрируемого профиля при преодолении порога разрушения фронта звуковой волны на границах волновода. Таким образом, наиболее точная регистрация профилей получается при использовании волноводов, имеющих диаметры 5.0 и 6.5 мм [6].

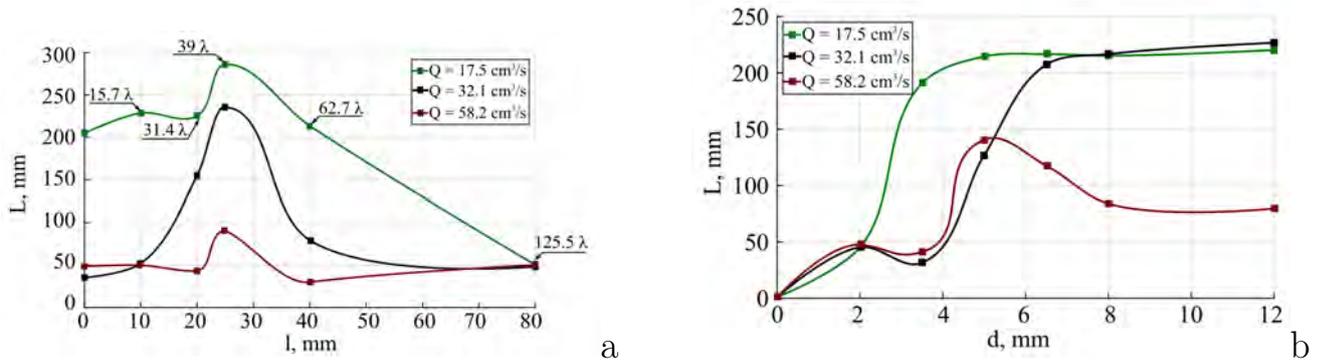


Рис. 1.11. (а) – зависимости эффективной длины измерений УДА от длины волновода l для трех расходов Q . Дополнительные подписи со стрелками обозначают длину волновода в единицах длины волны ультразвука λ ; (б) – зависимости эффективной длины измерений УДА от диаметра волновода d для трех расходов Q

1.2.3. Математическая модель процессов в ячейке

Расчетная область представляет собой цилиндр [2] высотой $H = 100$ мм и диаметром $D = 200$ мм (рис. 1.12а). Размеры взяты для сопоставления с экспериментом, но обобщающие результаты приводятся для безразмерного параметра S . Электрический ток подается в центр нижней торцевой поверхности цилиндра с помощью электрода 1 диаметром 30 мм. Цепь замыкается на всю боковую стенку 2. Внешнее магнитное поле считается однородным, его направление совпадает с осью цилиндра. В расчетах и представлении результатов используется декартова система координат, начало которой расположено в центре дна ячейки. Система координат реализует правый триплет базисных векторов. Ось z этой системы совпадает с осью симметрии ячейки и направлена вверх из центра торца дна.

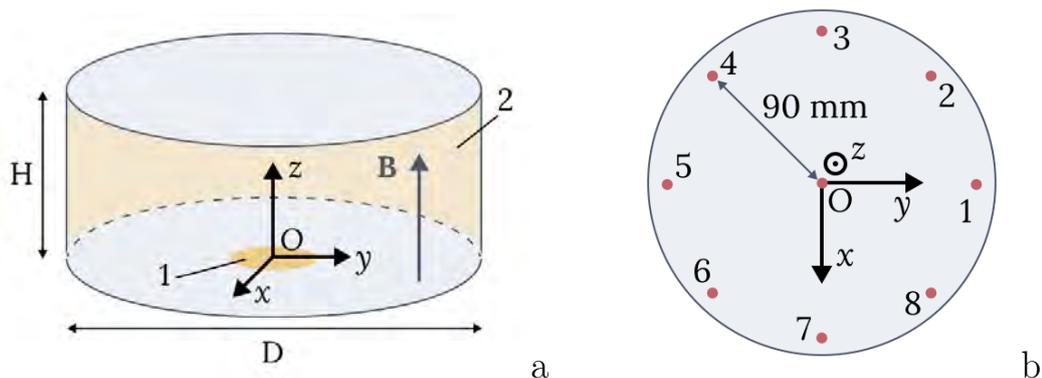


Рис. 1.12. Расчетная область (а) и положение датчиков УДА (б).

Цилиндрическая ячейка заполнена электропроводной жидкостью. Течение несжимаемой жидкости в изотермическом случае описывается уравнениями Навье-Стокса и неразрывности

$$\begin{aligned} \frac{\partial \mathbf{V}}{\partial t} + (\mathbf{V} \cdot \nabla) \mathbf{V} &= -\frac{\nabla P}{\rho} + \nu \Delta \mathbf{V} + \frac{\mathbf{f}^{em}}{\rho}, \\ \nabla \cdot \mathbf{V} &= 0, \end{aligned} \quad (1.2)$$

здесь \mathbf{V} – вектор скорости, ν – кинематическая вязкость, P – давление, ρ – плотность, \mathbf{f}^{em} – вектор электромагнитной силы. Она задается выражением

$$\mathbf{f}^{em} = \mathbf{j} \times \mathbf{B}_j + \mathbf{j} \times \mathbf{B}_{ext}. \quad (1.3)$$

В данном случае \mathbf{j} – вектор плотности электрического тока, \mathbf{B}_j – индукция собственного магнитного поля электрического тока, \mathbf{B}_{ext} – индукция внешнего магнитного поля.

Плотность тока определяется по уравнению электрического потенциала

$$\mathbf{j} = -\sigma \nabla \varphi, \quad \Delta \varphi = 0. \quad (1.4)$$

Индукция магнитного поля электрического тока по рассчитанной плотности тока определяется по закону Био-Савара. В конце распределение электромагнитной силы определяется по формуле (1.3). Оценки показывают, что магнитное число Рейнольдса для течения намного меньше единицы $Re_m \ll 1$. Поэтому в работе используется электродинамическое приближение, которое означает, что изучение электродинамических (1.3), (1.4) и гидродинамических (1.2) процессов можно вести отдельно [2].

Для электрического потенциала на границе задаются условия первого рода на аноде 1 (см. рисунок 1.12а) и на катоде 2. На непроводящих частях выполняется условие второго рода $\partial \varphi / \partial \mathbf{n} = 0$. При изучении гидродинамических процессов на твердых границах для скорости применяется условие отсутствия скольжения.

Джоулевым нагревом жидкого металла можно пренебречь, так как оценки показывают, что типичная скорость течения примерно в 100 раз превышает скорость при конвекции Рэлея-Бенара в данной задаче [96].

Численное моделирование выполнено с помощью программы ANSYS. Задача решается в два этапа. Сначала в ANSYS Emag вычисляется поле электромагнитных сил. Затем это поле переносится в ANSYS Fluent и участвует в моделировании гидродинамики. В расчетах применяется блочно-структурированная сетка. В большинстве расчетов число ячеек было порядка 300 000. Максимальный линейный размер ячеек не превышал 3 мм. Временной шаг был установлен на уровне 0.1 с и контролировался условием Куранта, использовалась стандартная модель турбулентности $k-\omega$. Все расчеты начинались из состояния системы с нулевой скоростью. Проверялась устойчивость и сеточная сходимость расчетов. В этой главе ниже будут показаны в том числе результаты сопоставления расчетов и экспериментов, свидетельствующие о верификации модели [2].

1.2.4. ЭВТ при отсутствии внешнего магнитного поля

В лаборатории экспериментальная установка всегда подвергается воздействию слабого магнитного поля, по крайней мере, поля Земли. Поэтому эволюция чистого ЭВТ с ростом тока без воздействия внешнего магнитного поля была исследована только в численном моделировании [2]. Численное моделирование проводится для ячейки с твердой верхней границей. Структура поля полоидальных компонент скоростей для различных токов показана на рисунке 1.13. На этом рисунке в верхнем ряду в качестве примера представлены мгновенные поля скорости в плоскости XZ в момент времени $t = 350$ с. Цветом отображается модуль полоидальной скорости, а линии со стрелками изображают траектории лагранжевых частиц, показывающие направление течения. При слабом электрическом токе $I = 50$ А на оси ячейки формируется устойчивая восходящая струя,

и один устойчивый осесимметричный вихрь занимает всю ячейку. Этот крупномасштабный тороидальный вихрь доминирует при любом токе, но с ростом тока I устойчивость теряется и течение становится осциллирующим (показаны поля скорости для $I = 250$ А и $I = 750$ А). При большом токе осевая восходящая струя становится расходящейся, а центр вихря смещается вниз. Эта тенденция прослеживается в усредненных по времени полях скоростей (показано усреднение за 1000 с), расположенных в нижнем ряду того же рисунка.

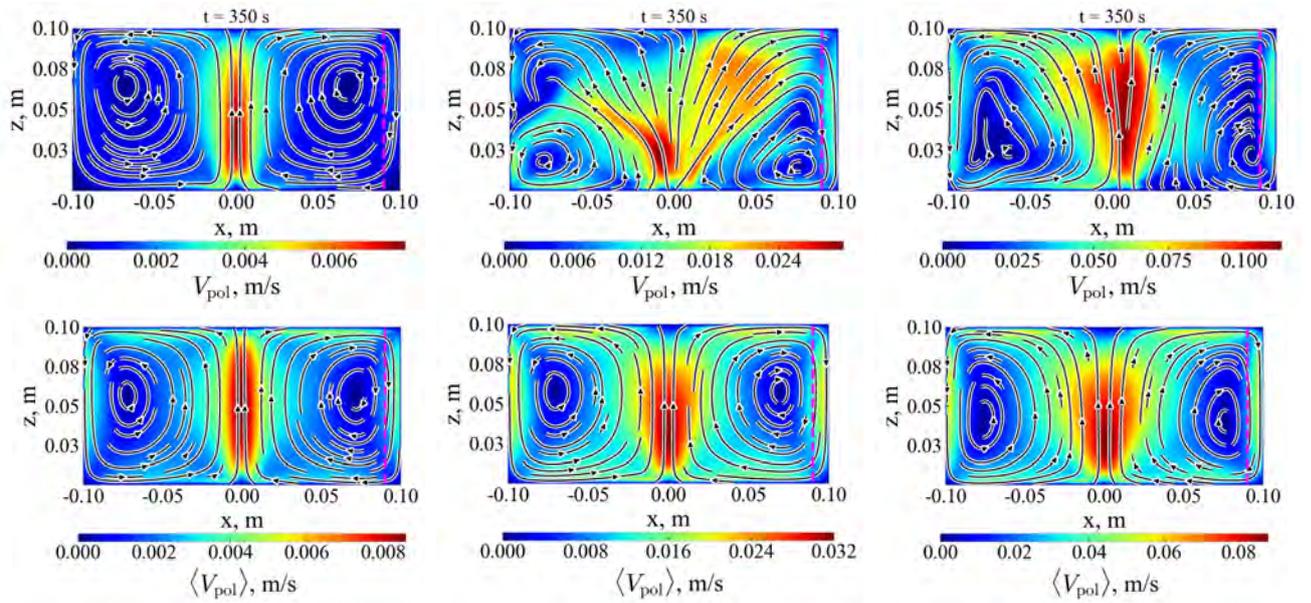


Рис. 1.13. Верхний ряд – мгновенные, нижний ряд – усредненные поля полоидальной компоненты скорости в плоскости XZ ЭВТ без воздействия внешнего магнитного поля. Значения электрического тока: $I = 50$ А (слева), $I = 250$ А (центр) и $I = 750$ А (справа). Это соответствует значениям параметра ЭВТ S $4 \cdot 10^5$, $1 \cdot 10^7$ и $10 \cdot 10^7$ соответственно. Добавлена пунктирная пурпурная линия, которая указывает направление луча УДА в эксперименте.

Для ЭВТ при сильных токах ожидается линейная зависимость скорости течения от тока [34]. Эта линейная зависимость была впервые подтверждена в экспериментальном исследовании ЭВТ для приложенного электрического тока в диапазоне $0 < I < 1500$ А ($10^3 < S < 10^6$) в цилиндрической ячейке диаметром 60 мм, заполненной ртутью [35].

На рисунке 1.14 показаны результаты численных исследований, отображающие зависимости чисел Рейнольдса от параметра ЭВТ S , а также их

сопоставление с экспериментальными данными. Поскольку экспериментальные результаты касаются только вертикальной скорости вдоль луча УДА (показаны на рисунке 1.13 пунктирными красными линиями), то значение чисел Рейнольдса для численных результатов получены также на основе обработки профилей скорости. Показаны два числа Рейнольдса,

$$\text{Re} = U_{max}R/\nu, \quad \text{Re}_t = u_{\text{r.m.s.}}R/\nu.$$

Первое число Re определяется через максимальную среднюю скорость U_{max} (где R – радиус ячейки) вдоль луча УДА. Оно характеризует крупномасштабное течение в ячейке. Второе число Re_t определяется через среднеквадратичное отклонение флуктуаций вертикальной скорости и характеризует интенсивность пульсаций. Re рассчитывался аналогичным образом и в экспериментах, и при численном моделировании, а Re_t – только в численных экспериментах. График включает три набора точек, которые соответствуют двум экспериментальным сериям со свободной и твердой верхней границей, а также численному моделированию [2].

Обнаружено, что все точки следуют зависимости $\text{Re} \sim \sqrt{S}$, демонстрируя небольшое, но систематическое превышение экспериментальных точек первой группы (твердая граница) над второй (свободная граница). Получено хорошее согласие численного исследования с экспериментом. Второе число Рейнольдса, Re_t , показывает, что сильные флуктуации возникают при $S \approx 4 \times 10^7$ ($I = 250$ А). Затем $\text{Re}_t \approx 0.2 \text{Re}$ и также растет по зависимости $\text{Re}_t \sim \sqrt{S}$ при более высоких S .

Проведены две серии экспериментов [2] для разных верхних границ с целью сравнения: свободной и твердой поверхности без воздействия внешнего магнитного поля. Электрический ток в обеих сериях изменяется от $I = 400$ А до $I = 1200$ А с шагом 100 А. Магнитное поле Земли, измеренное в ячейке, составляло $B_y = 0.01$ мТл, $B_z = 0.02$ мТл. В каждом эксперименте вертикальная скорость измерялась УДА вдоль 8 вертикальных лучей. Расположение датчиков

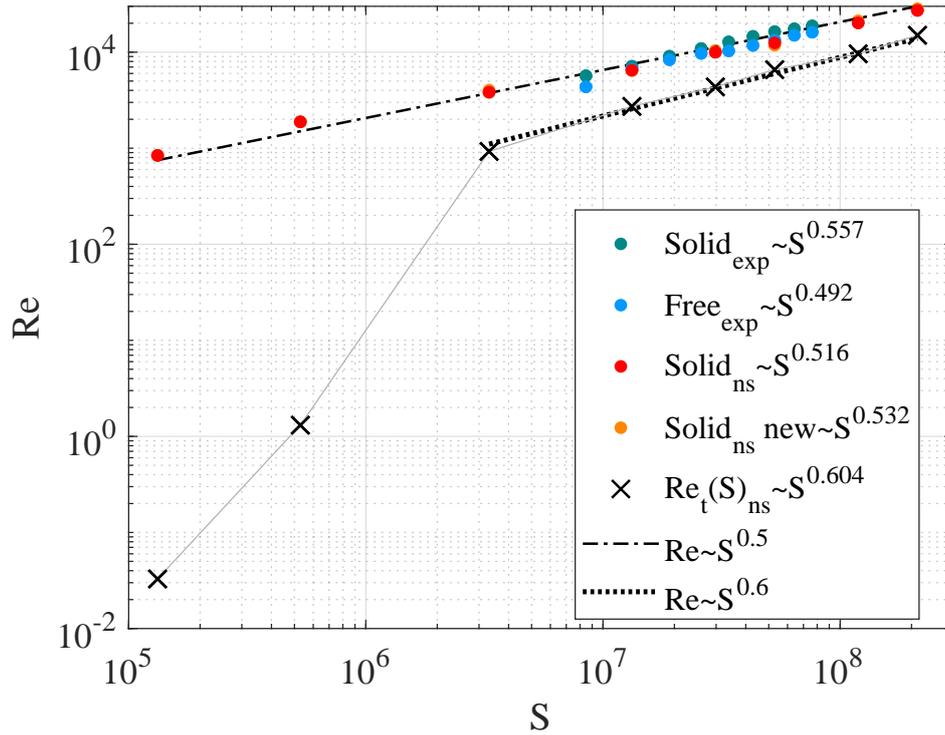


Рис. 1.14. Зависимости чисел Рейнольдса Re (точки) и Re_t (черные крестики) от параметра ЭВТ S . Экспериментальные данные для Re показаны зелеными точками для твердой верхней границы и синими точками для свободной поверхности. Численные данные показаны красными точками (Re) и черными крестиками (Re_t)

показано на рисунке 1.12b. Скорость регистрировалась в течение 500 секунд в равновесном состоянии (при $t > 100$ с). Профили средней скорости, усредненные по всем 8 лучам, показаны на рисунке 1.15. Увеличение тока обеспечивает монотонный рост скорости. Ожидается, что типичная скорость ЭВТ будет линейно расти с ростом тока I [35] (рис. 1.14). В любом состоянии в рассматриваемом диапазоне тока I профили скорости показывают общее нисходящее течение на периферии ячейки, что соответствует ожидаемому ЭВТ, которое имеет форму тороидального вихря. Отличие между течениями в том, что при увеличении тока максимум скорости смещается к верхней свободной границе, либо смещается к нижней твердой границе [2].

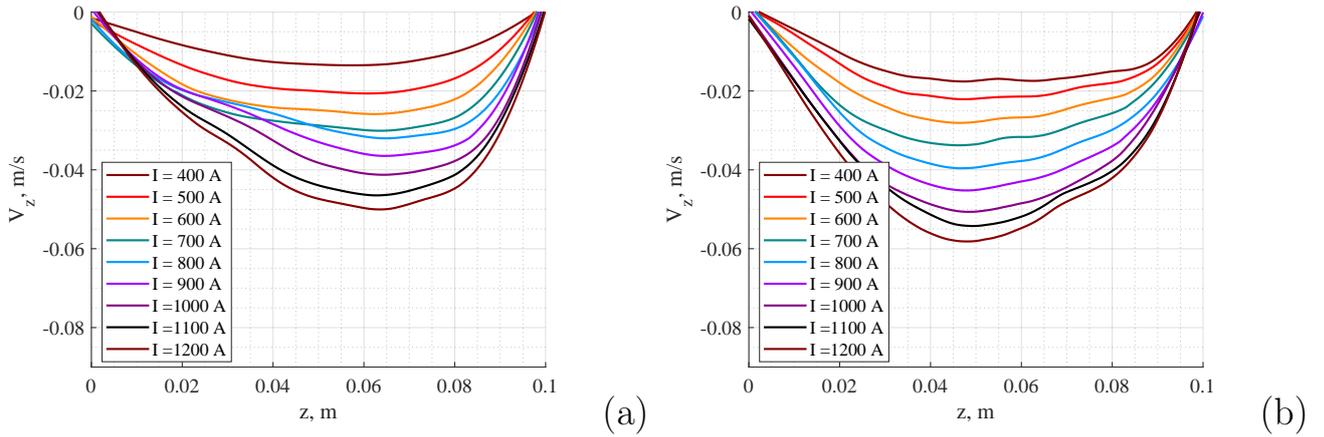


Рис. 1.15. Профили средней вертикальной скорости v_z , усредненные по датчикам УДА 1–8, для разных значений тока I для ЭВТ в ячейке со свободной поверхностью (а) и твердой верхней границей (б).

1.2.5. ЭВТ в цилиндрической ячейке, имеющей различное соотношение между диаметром и высотой

В данном разделе приведены результаты исследования ЭВТ [4] для ячеек, имеющих разное отношение $\Gamma = H/D$ высоты H к диаметру D . Во всех рассмотренных конфигурациях ЭВТ имело полоидальную структуру, связанную с формированием вихря, который имеет форму тора. Расчеты выявили существование порогового значения электрического тока, зависящего от соотношения сторон ячейки, при котором происходит переход от квазистационарного к осциллирующему режиму течения. Характеристики течения оценивались по компоненте скорости V_z , поскольку именно ее измеряет УДА в эксперименте.

На примере конфигурации $\Gamma = 0.5$ рассмотрим ЭВТ для разных величин электрического тока. Мгновенное поле скорости в сечении YZ (рис. 1.16) показывает, что возникающее в цилиндре течение имеет вид крупномасштабного тороидального вихря. При малом токе ($S = 0.02 \cdot 10^7$) заметного искажения структуры потока не наблюдается. Однако с ростом величины тока картина меняется: при $S = 8.35 \cdot 10^7$ (рис. 1.16b) наблюдается небольшой наклон оси вихря, что проявляется в асимметрии поля компоненты скорости V_z . Увеличение

электрического тока делает это искажение более выраженным, что наглядно демонстрируется общей асимметрией структуры (рис. 1.16с).

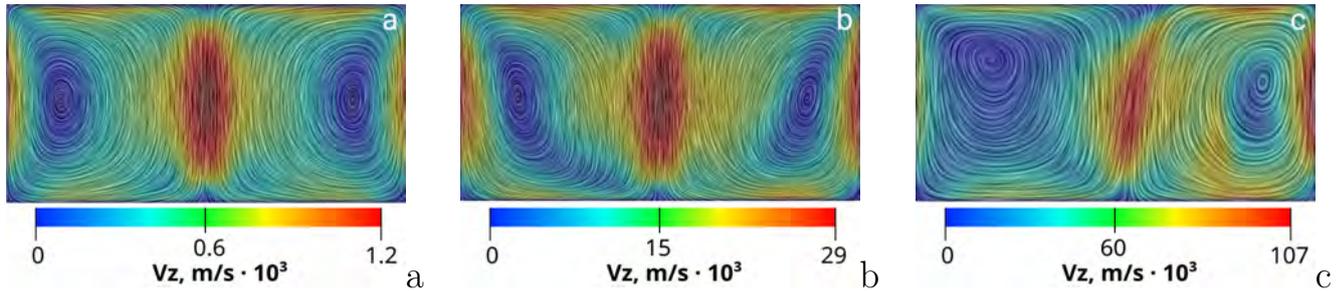


Рис. 1.16. Визуализация мгновенной скорости в сечении YZ . Цветом обозначена величина z -компоненты скорости. Здесь $\Gamma = 0.5$, параметр МГД-взаимодействия $S \cdot 10^{-7}$: а – 0.02, б – 8.35, с – 117.41.

Асимметрия структуры ЭВТ, возникающая при увеличении силы тока, не является стационарным состоянием. При росте тока процесс движется из квазистационарного состояния в нестационарное. Для первого состояния время изменения скорости мало, по сравнению с периодом вращения вихря ЭВТ. Причем с дальнейшим увеличением тока нестационарность процесса возрастает. Рост нестационарности с увеличением тока можно увидеть на рисунке 1.17. На нем представлены зависимости компоненты скорости жидкого металла V_z в центре ячейки от времени для различных значений тока и фиксированного аспектного отношения $\Gamma = 0.5$. Результаты представлены для следующих значений параметра (слева направо): $S = 8.3 \cdot 10^7$, $20.8 \cdot 10^7$ и $93.7 \cdot 10^7$. Из рисунка также видно, что с ростом тока увеличивается как частота колебаний, так и интенсивность течения [4].

Изменение интенсивности потока во всем диапазоне изучаемых токов демонстрирует рисунок 1.18, где усредненная по времени компонента скорости V_z в точке $(0; 0; H/2)$ построена как функция электрического тока для случая $\Gamma = 0.5$. С увеличением тока скорость восходящего течения монотонно возрастает, достигая значения 0.10 м/с при $S = 208.7 \cdot 10^7$, что является максимальным рассматриваемым значением. Этот результат свидетельствует об уменьшении

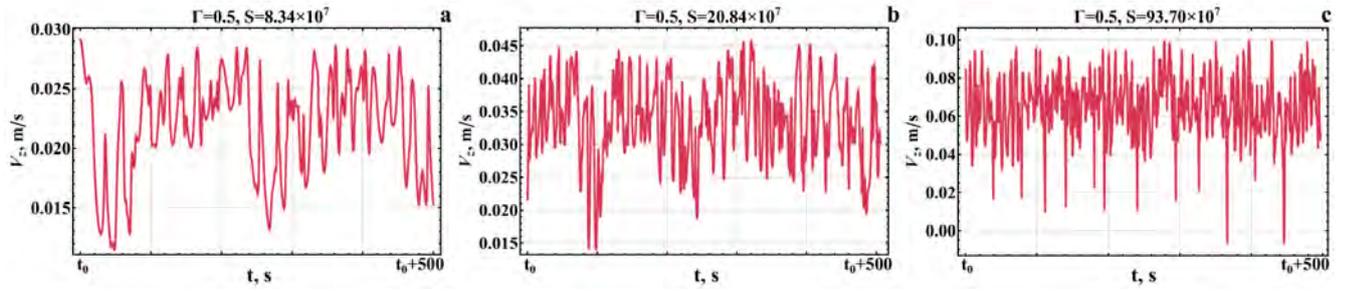


Рис. 1.17. Зависимости компоненты скорости жидкого металла V_z в центре ячейки от времени; здесь $\Gamma = 0.5$, параметр МГД-взаимодействия $S \cdot 10^{-7}$: (a) – 8.3, (b) – 20.8, (c) – 93.7.

периода вращения крупномасштабного вихря ЭВТ с ростом электрического тока.

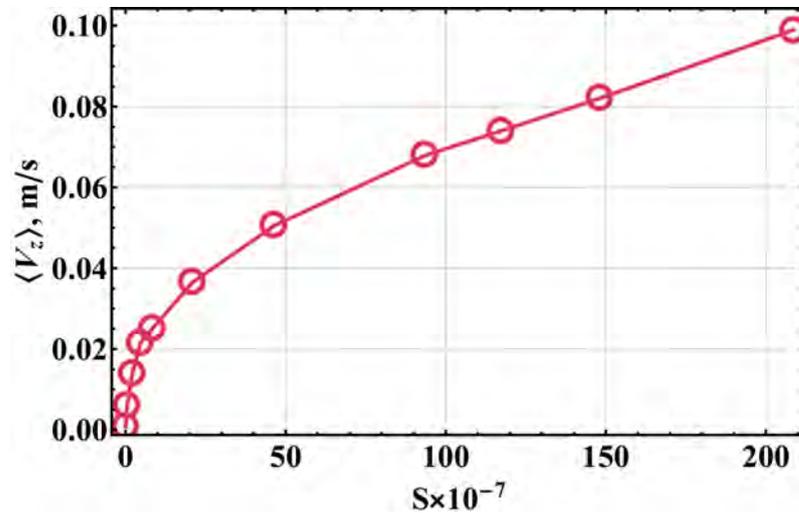


Рис. 1.18. Зависимость усредненной по времени компоненты скорости V_z от параметра МГД-взаимодействия S в точке $(0; 0; H/2)$; $\Gamma = 0.5$.

Высота ячейки рассматривается как еще один управляющий параметр в этой задаче, поэтому были исследованы конфигурации с соотношением сторон $\Gamma = 0.25, 0.5, 0.75$ и 1 . Анализ мгновенных полей скоростей в сечении YZ (рис. 1.19) показывает, что для наименьшего из исследованных значений $\Gamma = 0.25$ (рис. 1.19а) ЭВТ полностью занимает область между торцами ячеек, образуя также крупномасштабную тороидальную циркуляцию. В этом случае ЭВТ наиболее ярко выражено. С увеличением высоты цилиндра основной крупномасштабный вихрь начинает деформироваться и впоследствии распадается

на множество мелких вихрей. Лучше всего это видно на рисунке 1.19d, в случае $\Gamma = 1$.

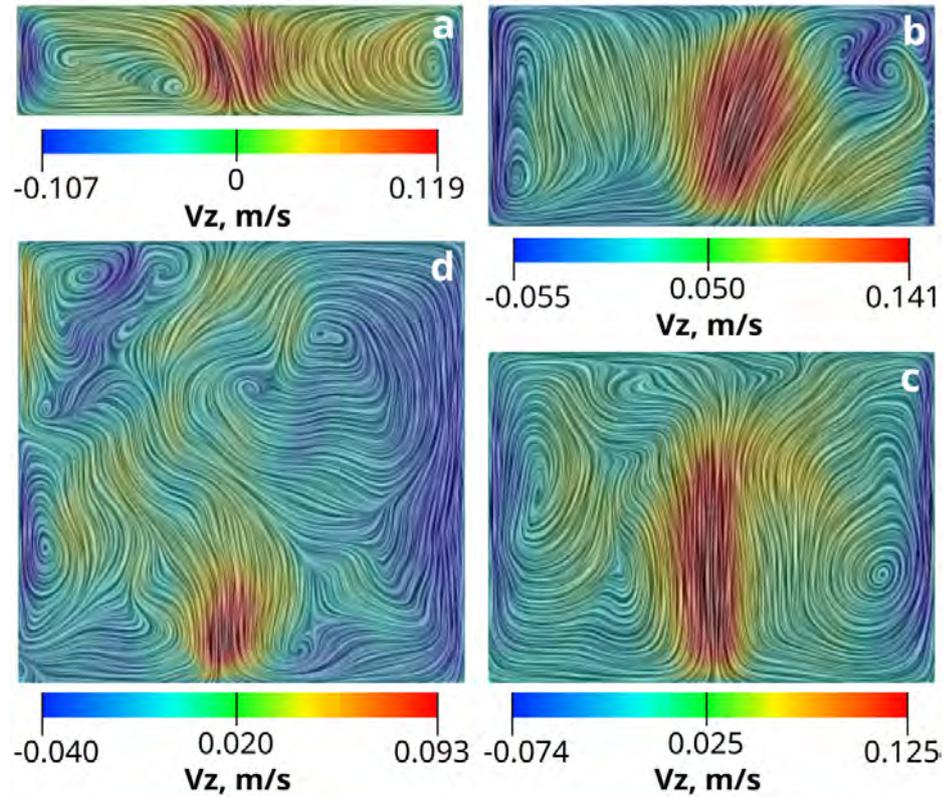


Рис. 1.19. Поля мгновенной скорости в сечении YZ ; цветом обозначена компонента скорости V_z ; отношение сторон Γ : (a) – 0.25, (b) – 0.5, (c) – 0.75, (d) – 1; параметр МГД-взаимодействия $S = 208.7 \cdot 10^7$

Временные ряды скорости потока компоненты скорости V_z в центре ячейки для соотношений сторон $\Gamma = 0.25, 0.5, 0.75, 1$ показаны на рисунке 1.20. Заметно уменьшение характерной частоты процесса с увеличением Γ . Также для $\Gamma = 1$ наблюдается еще одна частота, значение которой меньше, чем у первой [4].

Характерные частоты пульсаций ЭВТ были получены с помощью вейвлет-анализа [97, 98], который переводит временной ряд $f(t)$ в двумерную плоскость частота-время (ν, t) , по

$$W(\nu, t) = \sqrt{\nu} \int f(\tau) \psi(\nu, (\tau - t)) d\tau.$$

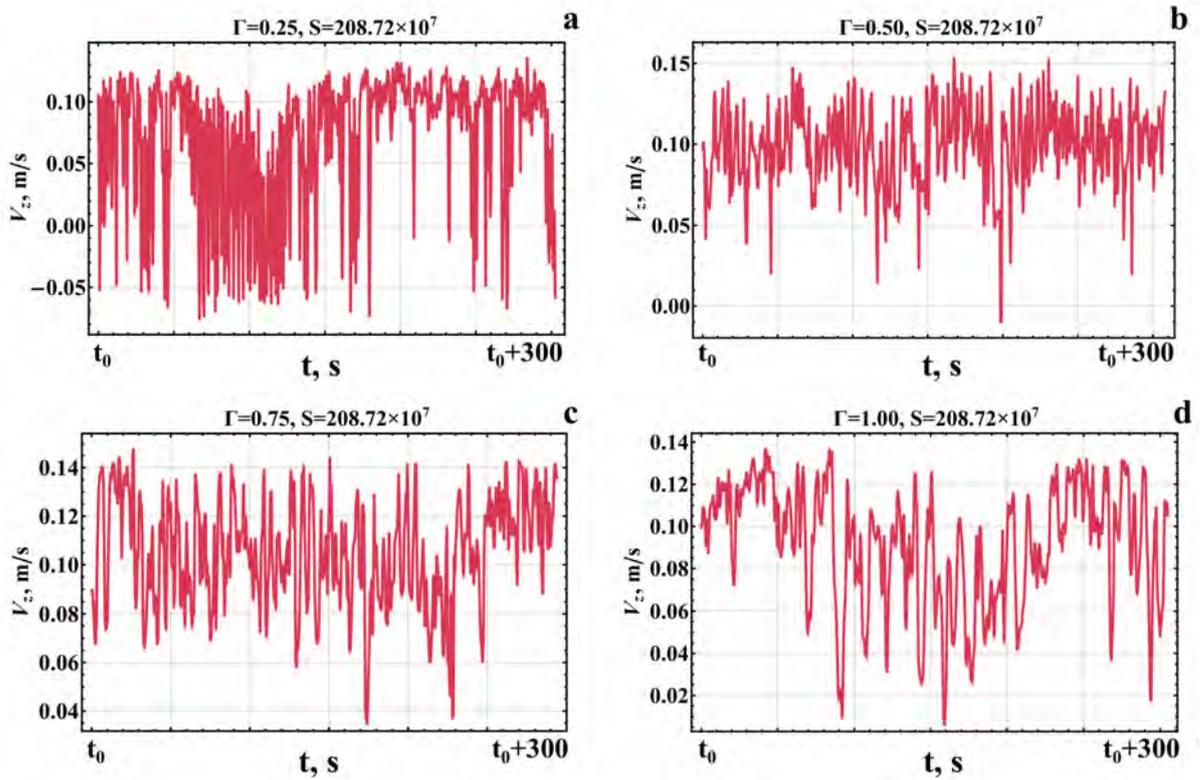


Рис. 1.20. Зависимости компоненты скорости V_z от времени в центре ячейки; здесь $S = 208,7 \cdot 10^7$, соотношение сторон Γ : (a) – 0.25, (b) – 0.50, (c) – 0.75, (d) – 1.

В качестве входного сигнала рассматривался временной ряд компоненты скорости V_z в центре ячейки. Вейвлет Морле

$$\psi(t) = \exp[-t^2/2\sigma^2] \exp[i2\pi t]$$

был выбран в качестве анализирующего вейвлета, где σ – параметр, который задает оптимальное разрешение по времени t и частоте ν . В данном анализе значение $\sigma = 1$ оказалось наилучшим. В результате использования вейвлет-анализа получены значения характерных частот процесса для различных высот цилиндра и значений силы тока. Случай $\Gamma = 0.5$ представлен на рисунке 1.21. Анализ показывает наличие двух характерных частот процесса в возникающем ЭВТ, одна из которых больше другой. Более низкая частота соответствует крупномасштабному полоидальному ЭВТ и связана со временем оборота вихря. Появление второй частоты связано с нестационарностью потока. Она оказывается следствием изменяющегося во времени искажения крупномасштабного вихря ЭВТ, приводящего к деформации его главной оси (рис. 1.16). С увеличением величины

электрического тока происходит увеличение более высокой частоты и немонотонное изменение более низкой. Характер зависимостей меняется от высоты цилиндра. Как видно из рисунка 1.21, режим колебательного процесса реализу-

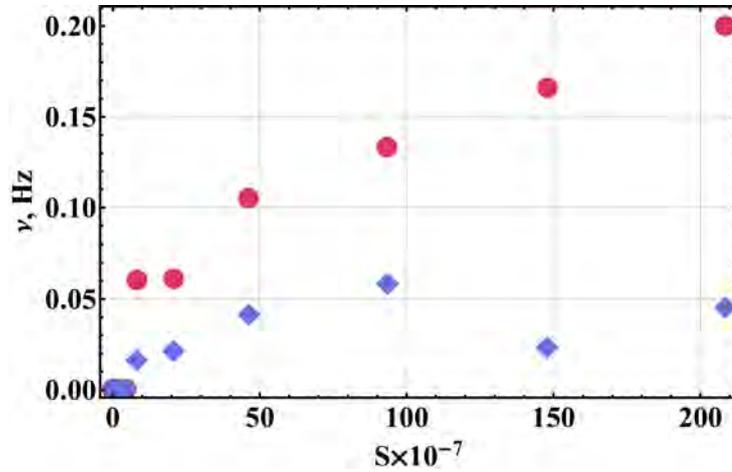


Рис. 1.21. Зависимости характерных частот колебания ЭВТ от параметра S , полученные с помощью вейвлет-анализа для $\Gamma = 0.5$.

ется при превышении определенной величины электрического тока, причем для цилиндров с разной высотой это пороговое значение может варьироваться. Ниже этого порогового значения возникает квазистационарный режим, для которого предполагается, что временная вариация z -компоненты скорости потока мала, по сравнению с интервалом порядка 10 периодов вращения крупномасштабного вихря.

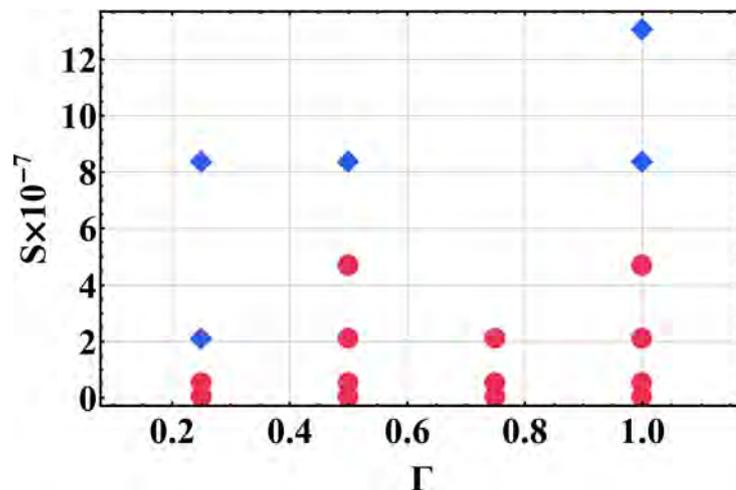


Рис. 1.22. Карта режима ЭВТ на плоскости параметров $S(\Gamma)$.

В результате анализа построена карта режимов течения на плоскости параметров S (Γ) (рис. 1.22). Точки на этой карте соответствуют квазистационарному (кружки) или колебательному (ромбы) режимам ЭВТ в ячейке. Представленные данные демонстрируют немонотонное изменение порогового значения, при котором происходит переход между этими двумя режимами [4].

1.3. Воздействие внешних магнитных полей на электровихревое течение

1.3.1. Начальная стадия развития течения, на которое воздействует внешнее магнитное поле

Для понимания происходящих процессов при воздействии внешнего магнитного поля необходимо обратить особое внимание на этап начального развития течения как в расчетах, так и в экспериментах. Каждый эксперимент [1] начинался с того, что жидкий металл находился в состоянии покоя. После инициализации измерительной системы включался ток. Сигналы записывались в течение 20 минут. На рисунке 1.23 показаны первые 500 секунд результатов от одного датчика УДА, который выдает профиль вертикальной скорости при $r = 80$ мм, для трех различных случаев. Первый эксперимент проводился без приложенного внешнего магнитного поля (т.е. только с магнитным полем Земли B_{Earth} , вертикальная составляющая которого равна 0.05 мТл, а горизонтальная – 0.015 мТл). Во втором эксперименте приложено слабое дополнительное вертикальное магнитное поле равное 0.1 мТл. В третьем эксперименте приложено относительно сильное вертикальное поле 0.5 мТл. Для построения результатов формируется так называемая карта течения или пространственно-временная диаграмма – это набор профилей скорости вдоль заданной оси (см., например, рис. 1.23). На карте течения удобно изучать эволюцию профиля. Т.е. по вертикальной оси отложена координата, вдоль которой строится профиль. По горизонтальной

оси откладывается время. В каждый момент времени строится профиль и для их совместного отображения на одном рисунке используется цветовая шкала. На таких картах хорошо видно наличие колебательных режимов на профиле скорости или процессы развития течения.

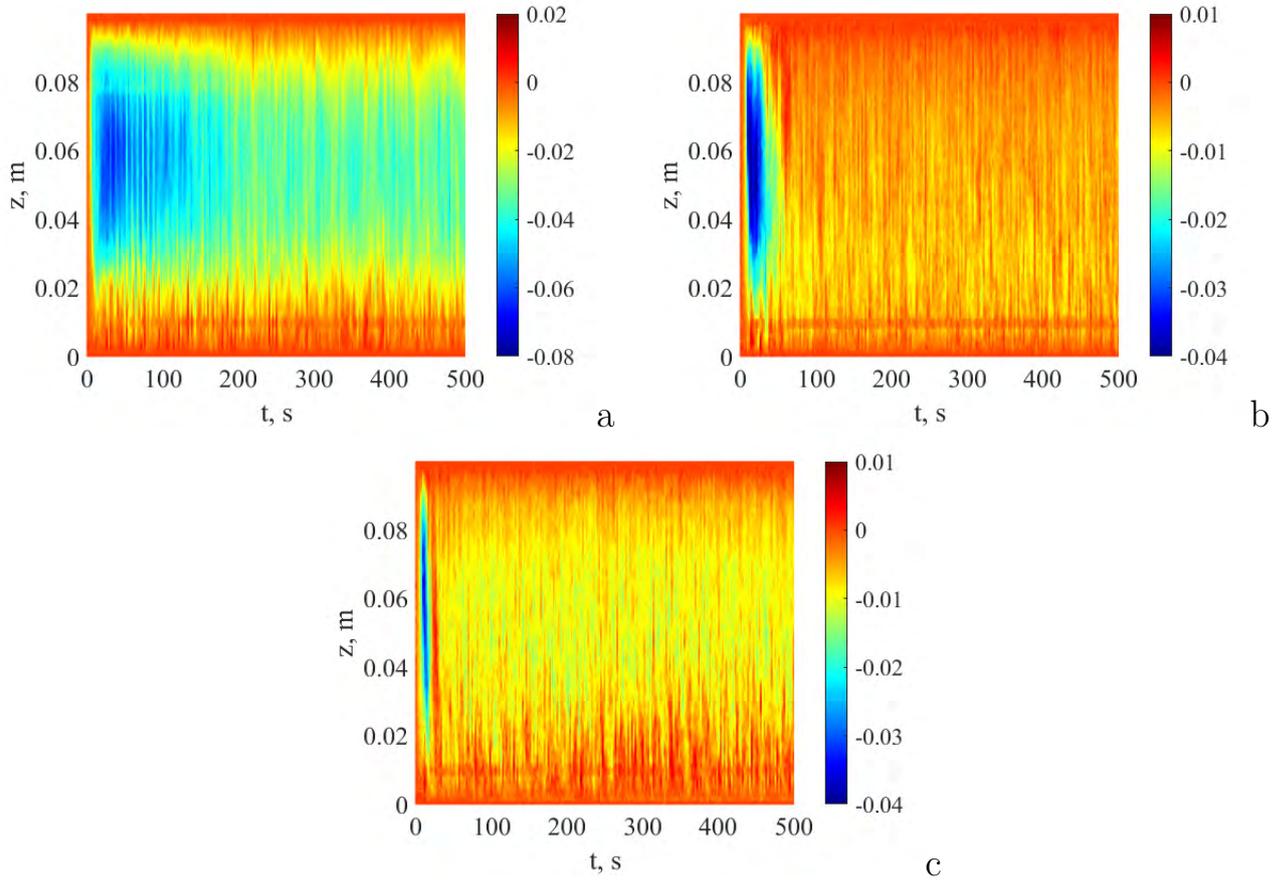


Рис. 1.23. Типичная пространственно-временная диаграмма для вертикального профиля скорости УДА $V_z(z, t)$ (эксперимент) для $I = 1000\text{А}$; $B_{ext} = B_{Earth}$ (а), $B_{Earth} + 0.1\text{ мТл}$ (б), $B_{ext} = B_{Earth} + 0.5\text{ мТл}$ (с).

В каждом случае виден ярко выраженный переходный режим, во время которого полоидальное ЭВТ нарастает, а затем затухает. Как и ожидалось, длительность этого режима сильно зависит от вертикального магнитного поля. Это поведение количественно отражено на рисунке 1.24, где показана эволюция энергии вертикальной скорости $\langle V_z^2 \rangle(t)$, усредненная по вертикальному профилю. Если без приложенного внешнего магнитного поля (только магнитное поле Земли) полоидальное течение лишь немного уменьшается со временем, то слабого магнитного поля в 0.1 мТл уже достаточно для уменьшения энергии

потока на один порядок величины. Для самого сильного приложенного поля 0.5 мТл это уменьшение происходит еще быстрее, в течение примерно 20 с [1].

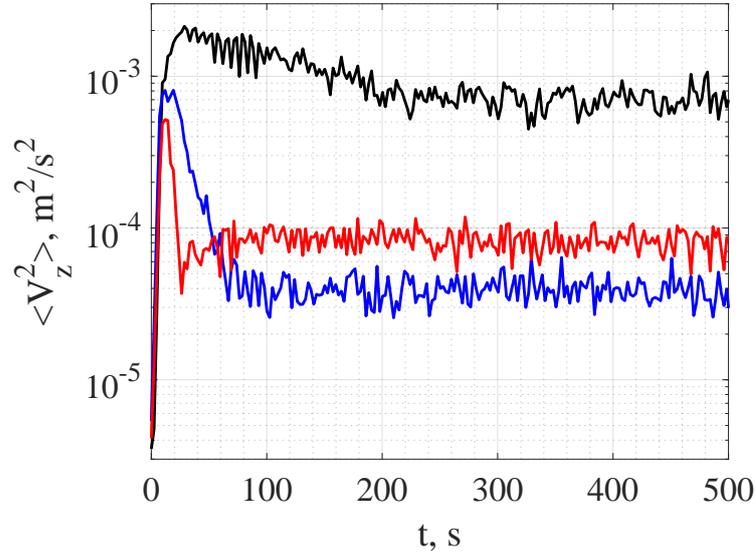


Рис. 1.24. Эволюция энергии вертикальной скорости $\langle V_z^2 \rangle (t)$, усредненная по вертикальному профилю, для $I = 1000$ А; $B_{ext} = B_{Earth}$ (черный), $B_{Earth} + 0.1$ мТл (синий), $B_{ext} = B_{Earth} + 0.5$ мТл (красный).

Численное моделирование позволило рассмотреть гипотетический случай «чистого» ЭВТ. В данном случае воздействия внешнего магнитного поля не было. Для того, чтобы сопоставить интенсивность рассматриваемых течений, в расчетах на каждом временном шаге определяется кинетическая энергия для полоидальной E_{pol} и для азимутальной E_{az} компонент течения:

$$E_{pol} = \int_Q (V_r^2 + V_z^2) dQ, \quad E_{az} = \int_Q V_\varphi^2 dQ, \quad E_{tot} = E_{pol} + E_{az}.$$

где V_r , V_z , V_φ – радиальная, аксиальная и азимутальная компоненты скорости, Q – объем ячейки. Полная энергия равна $E_{tot} = E_{pol} + E_{az}$.

На рисунке 1.25 показана эволюция энергии полоидальной и азимутальной компонент потока. Рассмотрены три варианта: отсутствие магнитного поля, наличие магнитного поля Земли, относительно сильное однородное магнитное поле 1 мТл. Для ЭВТ без воздействия внешнего поля энергия полоидального потока в несколько раз превышает энергию азимутального потока. Под действием

поля Земли ЭВТ сначала растет до той же величины, а затем падает на два порядка. Это происходит после того момента, когда энергия азимутального течения сравнивается с энергией полоидального течения. Для сильного внешнего поля азимутальное течение возникает быстро, поэтому полоидальное движение не успевает достичь заметной величины [1].

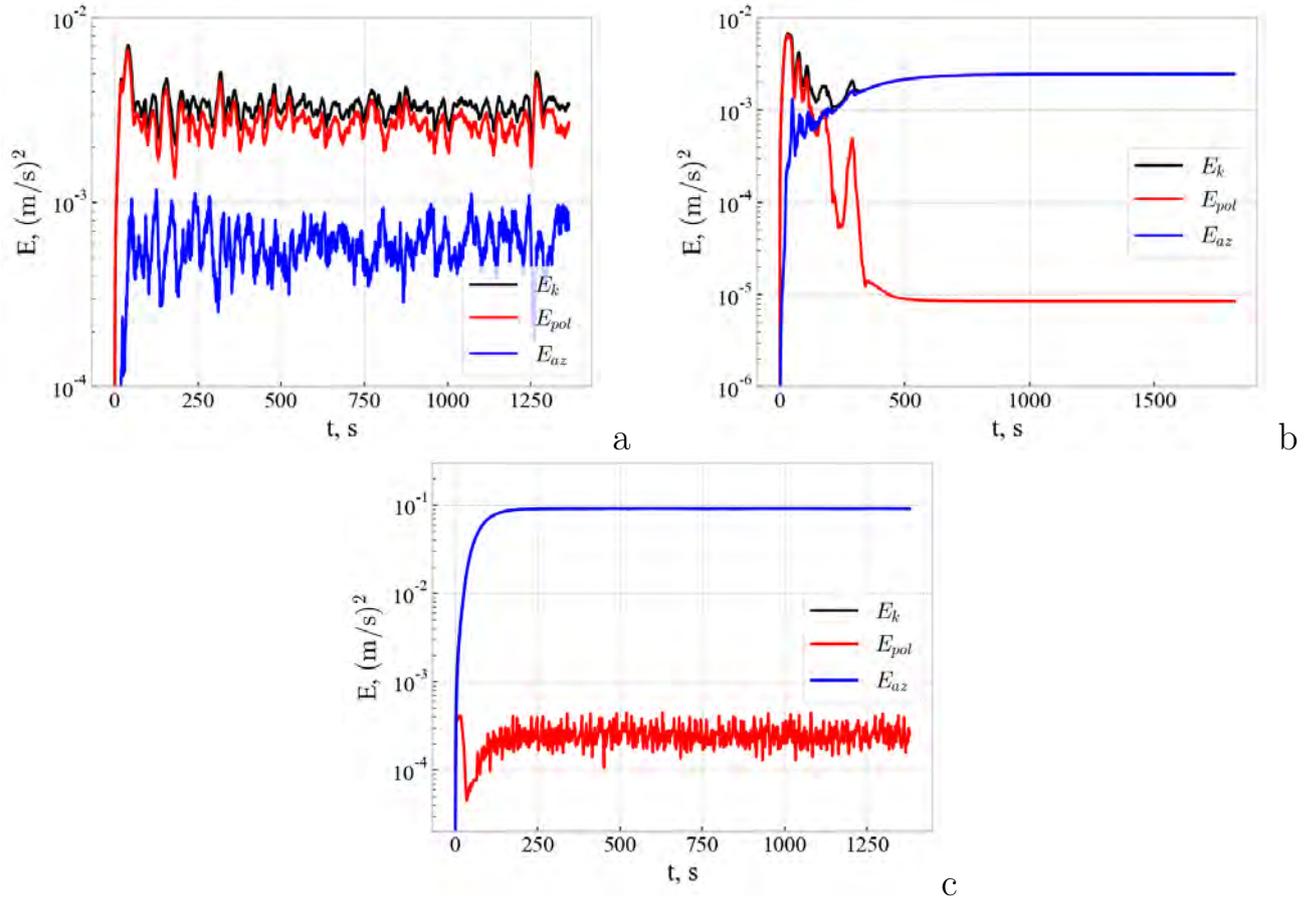


Рис. 1.25. Зависимость кинетической энергии компонент скорости от времени: (а) – случай отсутствия действия внешнего поля, (б) – действует поле Земли, (с) – действует сильное поле 1 мТл.

Рисунки 1.26-1.28 иллюстрируют структуру полоидального течения для тех же трех случаев для времени $t = 15$ с, $t = 200$ с и $t = 600$ с. Очевидно, что в начале эволюции поле Земли не влияет на течение, так как при $t = 15$ с течения на рисунке 1.26а и рисунке 1.27а более или менее идентичны. При $t = 200$ с «чистое» ЭВТ достигает своего равновесного состояния (рис. 1.26б). Несмотря на то, что течение устойчиво, а большой полоидальный вихрь все еще доминирует, максимальная скорость близка к значению, наблюдаемому

при $t = 15$ с. Напротив, через 200 с поле Земли производит значительное вращение жидкого металла (энергии полоидального и азимутального течения становятся одного порядка (рис. 1.25b), и полоидальный вихрь уже сильно возмущен (рис. 1.27b). На последней стадии полоидальное течение под действием магнитного поля Земли полностью подавлено (рис. 1.27c), в то время как в «чистом» ЭВТ оно имело практически ту же структуру и интенсивность, что и после первых 10 с эволюции [1].

Сильное вертикальное магнитное поле (1 мТл) подавляет полоидальное течение гораздо быстрее. Фактически, полоидальный вихрь не развивается вообще. Если при $t = 15$ с еще заметно слабое полоидальное движение, то при $t = 200$ с достигается равновесное состояние с полностью подавленным полоидальным течением (рис. 1.28).

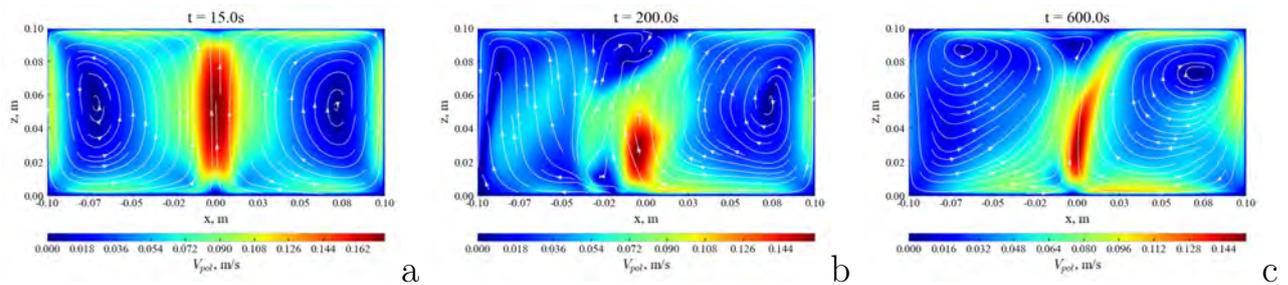


Рис. 1.26. Сечения поля полоидальной скорости в разные моменты времени; внешнее магнитное поле отсутствует

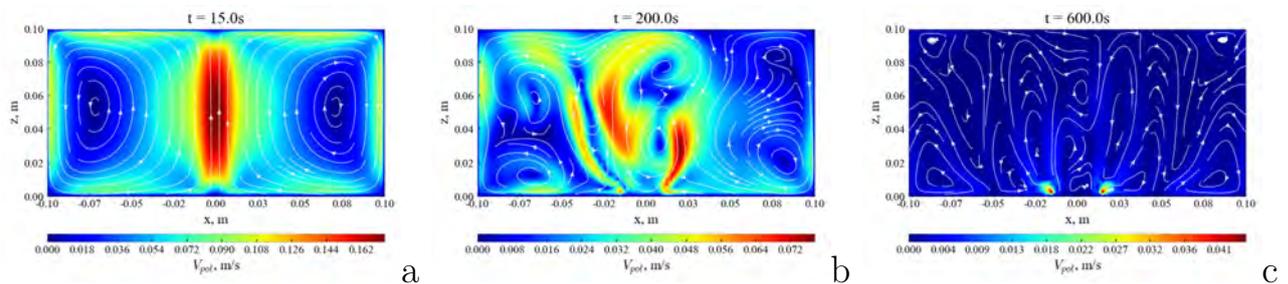


Рис. 1.27. Сечения поля полоидальной скорости в разные моменты времени; действует магнитное поле Земли.

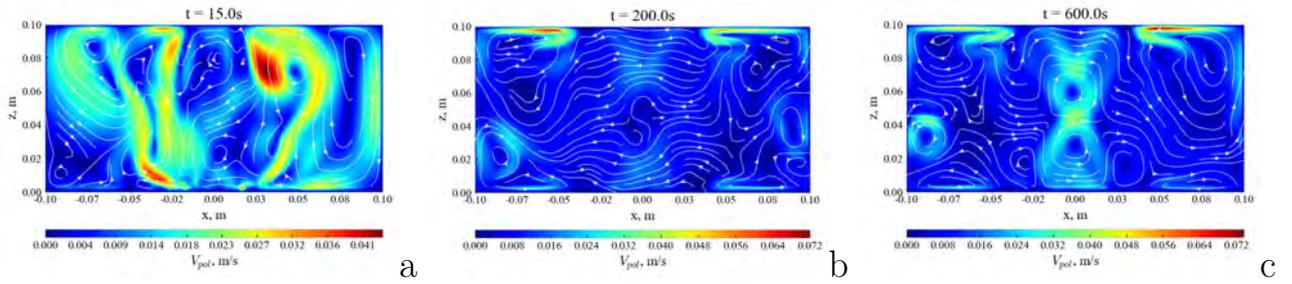


Рис. 1.28. Сечения поля полоидальной скорости в разные моменты времени; приложено вертикальное магнитное поле 0.1 мТл.

1.3.2. Течение в равновесном состоянии при наличии внешнего магнитного поля

Для фиксированного электрического тока $I = 1000$ А были проведены две серии экспериментов для свободной и твердой верхней границы для различных внешних магнитных полей $0 < B_{ext} \leq 5$ мТл [2]. Измерения проводились в равновесном состоянии. Соответствующие профили средней скорости показаны на рисунке 1.29. Два набора профилей качественно схожи, демонстрируя слабую зависимость от условия на верхней границе. При слабом магнитном поле ($B_{ext} \leq$

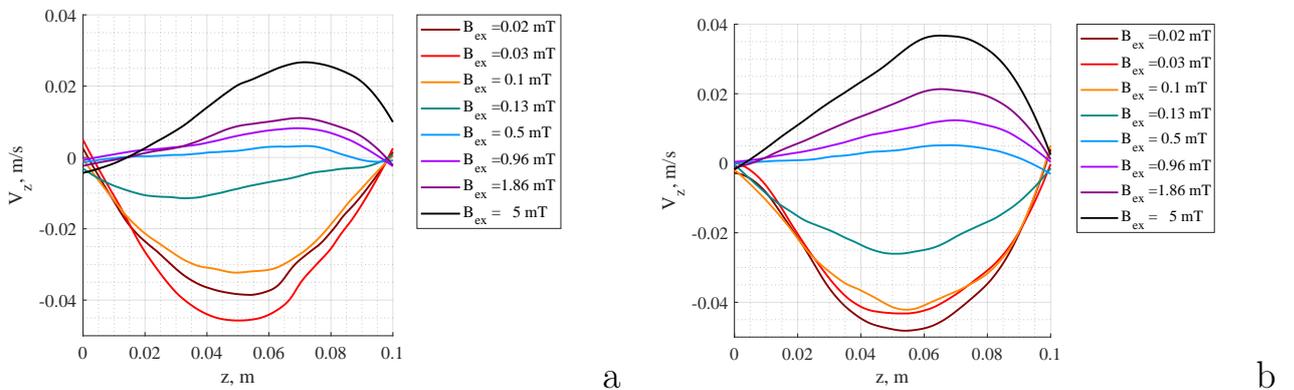


Рис. 1.29. Профили средней вертикальной скорости V_z , усредненные по датчикам УДА 1–8, для фиксированного электрического тока $I = 1000$ А и различного магнитного поля B_{ext} : свободная поверхность (а), твердая верхняя граница (б).

0.1 мТл) ЭВТ почти не зависит от поля, и профиль скорости сохраняет структуру чистого ЭВТ. При большем магнитном поле скорость уменьшается, и при $B_{ext} \approx 0.5$ мТл на периферии ячейки возникает восходящий поток. При свободной поверхности максимум скорости смещен вверх по сравнению с твердой границей.

Численное моделирование дает гораздо больше возможностей для наблюдения за течением, но требует проверки путем сравнения с экспериментальными данными. Для этого выполнен расчет для тех же параметров, которые были использованы в экспериментах [2]. На рисунке 1.30 представлены численные и экспериментальные профили скорости при слабом внешнем магнитном поле. Здесь сравнивается экспериментальный результат без приложенного магнитного поля (магнитное поле Земли, конечно, сохраняется) с результатами численного моделирования, выполненного для приложенного магнитного поля: $B_{ext} = 0.01$ мТл, $B_{ext} = B_{Earth}$, $B_{ext} = 0.03$ мТл. Этот набор значений приложенного магнитного поля был выбран потому, что ЭВТ очень чувствительно к вертикальному внешнему полю. Рисунок 1.30 показывает, что экспериментальный профиль похож на профиль, рассчитанный для $B_{ext} = 0.01$ мТл, т.е. для поля, более слабого, чем поле Земли. Моделирование показало, что подавление полоидального течения происходит при тех же значениях индукции магнитного поля, которые использовались в эксперименте [2]. Ниже будет показано, что в экспериментах порог наступает при несколько большем значении внешнего магнитного поля.

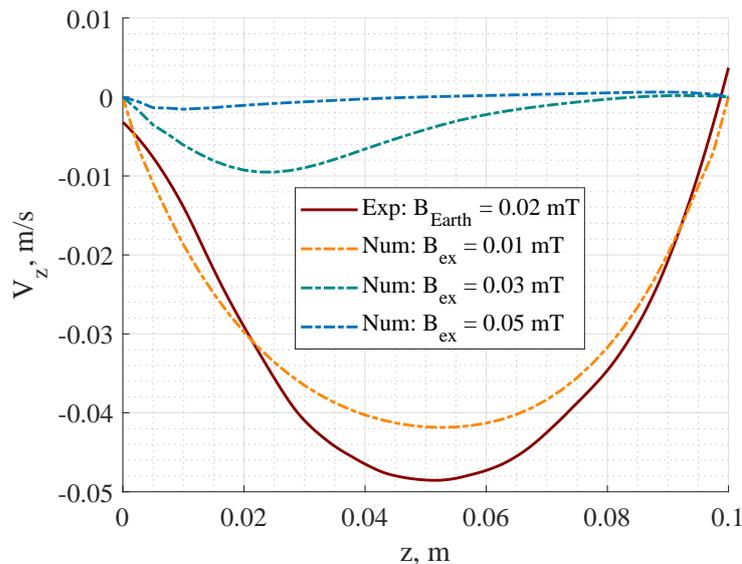


Рис. 1.30. Профили средней вертикальной скорости V_z под действием слабого внешнего магнитного поля; твердая верхняя граница.

Далее показаны результаты изучения ЭВТ, полученные при фиксированном электрическом токе $I = 1000$ А ($S = 5.3 \cdot 10^7$) при воздействии различных внешних магнитных полей. В качестве опорного варианта использованы результаты расчета ЭВТ без внешнего магнитного поля. Соответствующие полоидальные и азимутальные поля скорости показаны на рисунке 1.31 (слева). Полоидальное течение обнаруживает один флуктуирующий вихрь, подобный тому, который был показан выше для меньшего электрического тока. Без вертикального магнитного поля устойчивое среднее азимутальное течение не существует. Мгновенное распределение V_y показывает некоторые флуктуации крупномасштабного вихря.

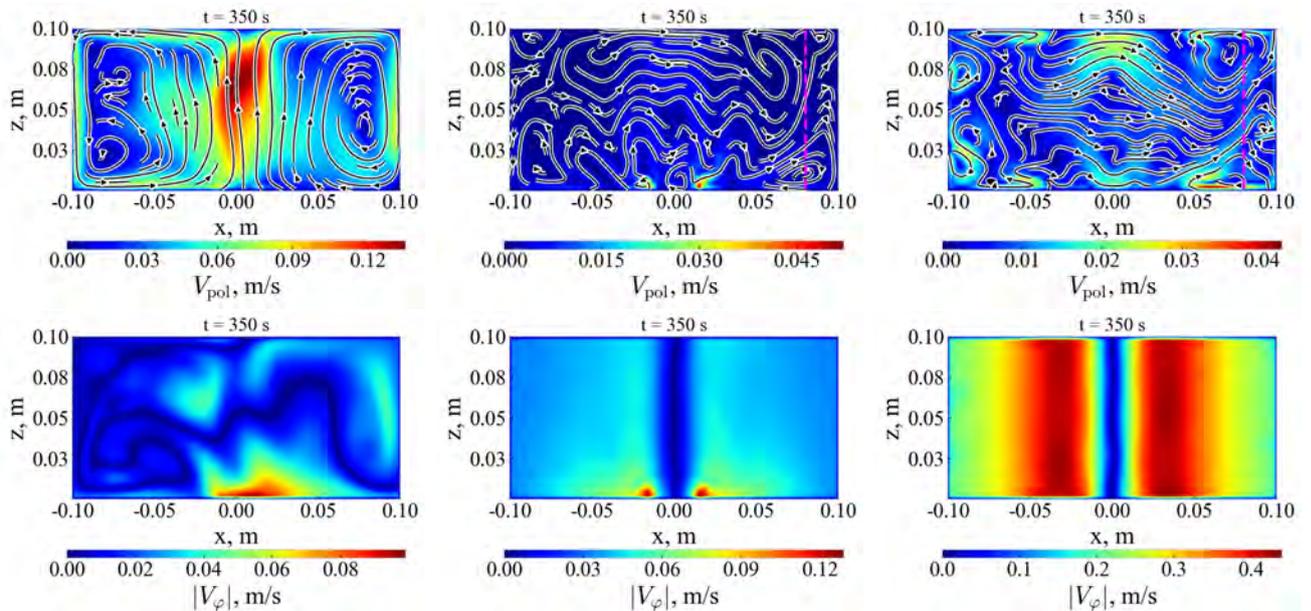


Рис. 1.31. Мгновенные поля полоидальных (верхний ряд) и азимутальных (нижний ряд) скоростей в плоскости ZX в отсутствие внешнего магнитного поля (слева), в магнитном поле Земли (в центре) и в сильном вертикальном магнитном поле $B_{ext} = 1$ мТл (справа).

Далее показаны результаты моделирования течения под действием магнитного поля Земли, значение которого было измерено в лаборатории рядом с экспериментальной установкой и составило $B_z = 0.05$ мТл, $B_x = 0.015$ мТл. Моделирование показало, что этого слабого магнитного поля достаточно, чтобы существенно подавить полоидальное течение (см. центральные поля на рисунке 1.31). Остатки полоидального течения сосредоточены вблизи краев электрода.

Азимутальное поле скоростей показывает развитое вихревое течение. Вращение очень неоднородно – наиболее сильное вращение сосредоточено в узкой кольцевой области, которая совпадает с областью более интенсивного полоидального течения [2].

В сильном вертикальном магнитном поле $B_{ext} = 1$ мТл вращательное течение пронизывает всю высоту ячейки, и азимутальная скорость становится практически однородной по высоте, за исключением тонких пограничных слоев вблизи твердых стенок (см. правые поля на рисунке 1.31). Полоидальное течение проявляется только двумя парами мелкомасштабных вихрей у верхнего и нижнего концов цилиндра, создаваемых экмановской подкачкой в вязких слоях [99]. Оказалось, что поле скоростей при этом симметрично относительно вертикали (перенос электрода на верхнюю поверхность не изменит картину).

Зависимость кинетических энергий от внешнего магнитного поля (см. рисунок 1.32) показывает, что критическим значением поля является такое, при котором достаточно закрутить металл так, чтобы энергия вращательного движения стала сравнимой с энергией полоидального ЭВТ. Рисунок 1.32 показывает, что слабое магнитное поле ($B_{ext} \leq 0.001$ мТл) не влияет на полоидальное течение. Конечный уровень азимутальной энергии E_{az} при этом значении внешнего поля B_{ext} обеспечивается мелкомасштабными флуктуациями скорости. Глобальный вращательный поток развивается монотонно с увеличением B_{ext} , что демонстрирует рисунок 1.33, на котором средняя азимутальная скорость на периферии ячейки (при $r = 0.9R$) показана в зависимости от приложенного магнитного поля [2].

При $B_{ext} \approx 0.001$ мТл полоидальная энергия E_{pol} начинает уменьшаться и после точки, в которой $E_{pol} \approx E_{az}$, падает на два порядка. При достижении магнитного поля $B_{ext} \approx 0.04$ мТл обе энергии растут с дальнейшим увеличением магнитного поля. Резкое уменьшение энергии течения сопровождается столь же сильным уменьшением уровня пульсаций энергии течения (рис. 1.34).

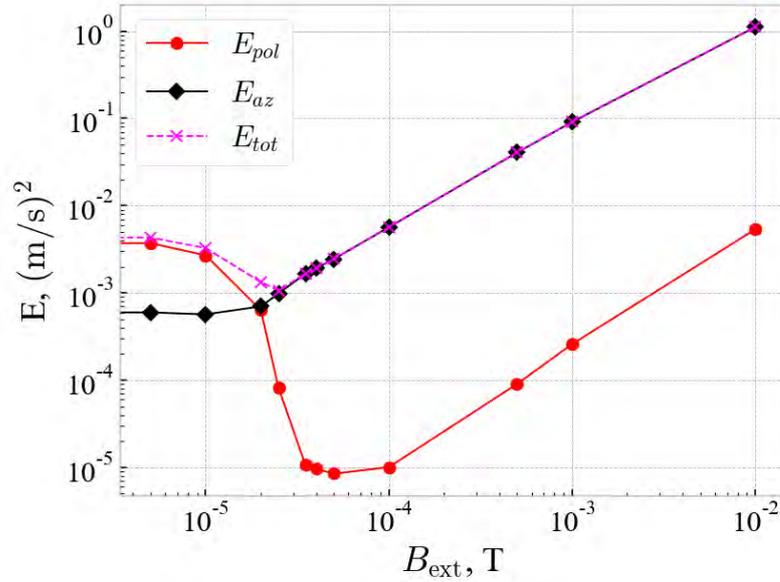


Рис. 1.32. Зависимость кинетической энергии компонент скорости от внешнего магнитного поля; $I = 1000$ А; численное моделирование.

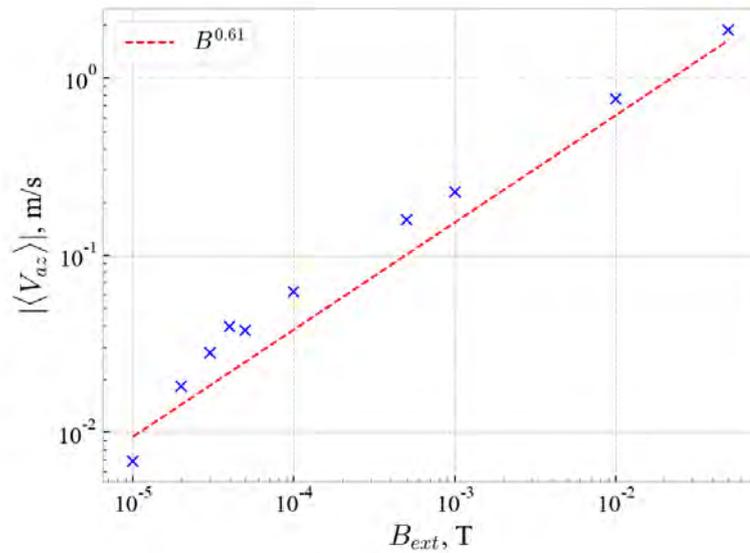


Рис. 1.33. Зависимость средней азимутальной скорости при $r = 0.9R$ от внешнего магнитного поля; $I = 1000$ А.

Зависимости $E(B)$, показанные на рисунке 1.32, не могут быть проверены в эксперименте, поскольку для измерения доступна только вертикальная скорость V_z вдоль нескольких фиксированных линий (лучей УДА). Поэтому построен график зависимости числа Рейнольдса Re , характеризующего полоидальное течение, от внешнего вертикального магнитного поля. Число Рейнольдса определялось через максимальную среднюю вертикальную скорость, усредненную

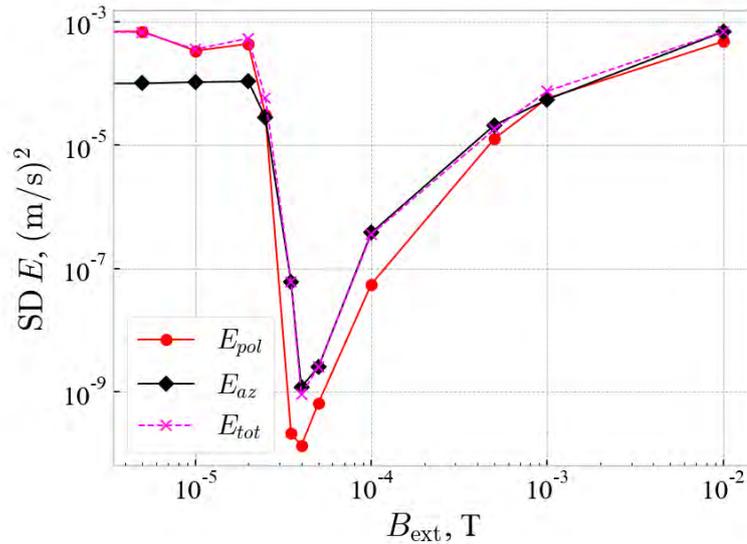


Рис. 1.34. Зависимость пульсаций полоидальной и азимутальной энергий от внешнего вертикального магнитного поля; $I = 1000$ А; расчет.

по 8 лучам. На рисунке 1.35 представлены вместе экспериментальные точки для свободной и твердой верхней границы и результаты моделирования. Последние точки (красные точки на рисунке 1.35) подтверждают, что число Рейнольдса, определенное в локализованной периферийной области, правильно воспроизводит зависимость $E_{pol}(B_{ext})$, представленную на рисунке 1.32. Экспериментальные точки имеют схожее поведение, но сильное подавление полоидального движения происходит при более высоком внешнем магнитном поле. Уменьшение начинается при $B_{ext} \approx 0.1$ мТл против $B_{ext} \approx 0.02$ мТл, наблюдаемого в численном моделировании [2].

Этот сдвиг не может быть объяснен присутствием в экспериментах магнитного поля Земли, поскольку оно должно обеспечивать сдвиг экспериментальных точек в противоположном направлении. Однако установка питается сильными токами, и магнитные поля кабелей питания могут индуцировать поля, значительно превышающие поле Земли. Прямой подвод тока к модели осуществляется по коаксиальным кабелям (рис. 1.46), но на расстоянии около 0.7 м ниже дна камеры кабели расходятся в противоположные стороны. Чувствительность течения вблизи точки подавления ЭВТ к искажению симметрии магнитного поля

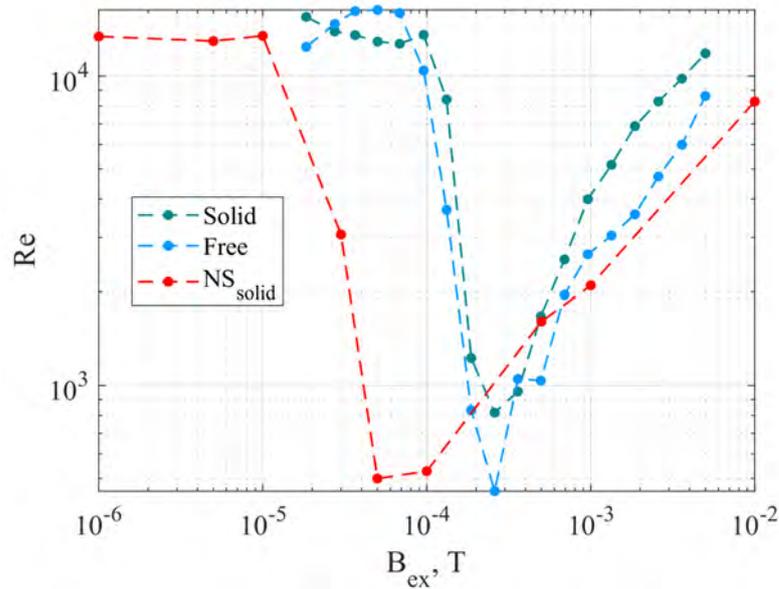


Рис. 1.35. Зависимость числа Рейнольдса, определяемого через максимальную вертикальную скорость вдоль луча УДА, от приложенного вертикального магнитного поля; численное моделирование (красный); эксперименты с твердой (зеленый) и свободной (синий) верхней границей; $I = 1000$ А.

описана в следующем разделе главы. Там численно исследовалось влияние поля, индуцированного кабелями питания.

До сих пор, за исключением случая с магнитным полем Земли, рассматривалось только вертикальное внешнее магнитное поле. Далее показано, какое влияние на ЭВТ оказывает внешнее магнитное поле с различным соотношением горизонтальной и вертикальной составляющих. Для этого выполнено численное моделирование для магнитных полей различной величины и различного угла наклона α между направлением поля и осью OZ . Результаты показали несущественное влияние горизонтальной компоненты внешнего поля на течение. Зависимость Re от B_{ext} ослабевает с увеличением угла α (рис. 1.36).

1.3.3. Динамика и механизм подавления ЭВТ во внешнем магнитном поле

Выше показано, что ЭВТ сильно зависит от магнитного поля и демонстрирует резкие изменения структуры потока даже под действием слабого внешнего

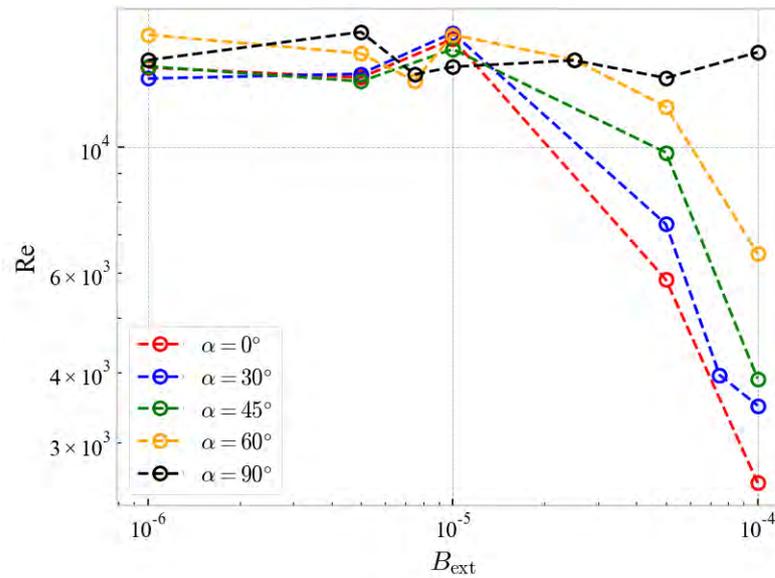


Рис. 1.36. Зависимость числа Re от значения магнитного поля для различных углов наклона ($\alpha = 0$ соответствует вертикальному магнитному полю, $\alpha = 90^\circ$ – горизонтальному).

магнитного поля [2]. Такая реорганизация потока обеспечивается общим вращением металла под воздействием силы, создаваемой радиальной составляющей электрического тока. Это приводит к нелинейной комбинации с ЭВТ. Для иллюстрации на рисунке 1.37 приводится простая схема вертикальных профилей скорости в месте датчика УДА для чистого ЭВТ и для течения в вертикальном магнитном поле. На нем также показаны два профиля, ожидаемые для потока, создаваемого в ячейке однородным радиальным током в вертикальном магнитном поле, если поверхность является свободной (кривая b) или твердой (кривая c). В обоих последних случаях полоидальное течение обеспечивается экмановской подкачкой. В ячейке со свободной поверхностью структура течения должна быть похожа на ЭВТ, в то время как твердая поверхность приводит к двухвихревой в сечении структуре течения. ЭВТ при воздействии приложенного магнитного поля (кривая d) практически не зависит от верхней границы. Никакая прямая комбинация ЭВТ и экмановского течения не может обеспечить эту кривую (рис. 1.29).

Для понимания механизма формирования течения под совместным действием полоидальных и азимутальных компонент сил необходимо проанализировать

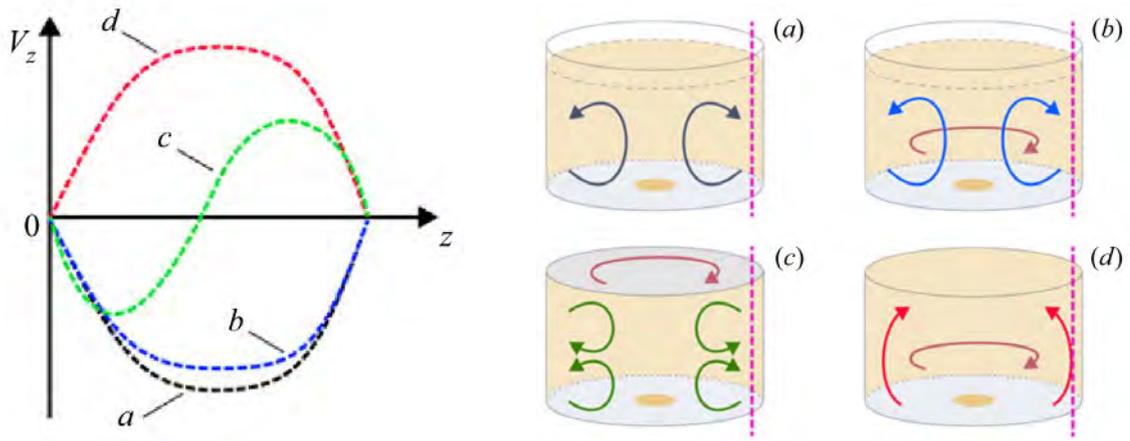


Рис. 1.37. Схема четырех видов полоидального течения в цилиндрической ячейке: ЭВТ без воздействия магнитного поля (а); течение, созданное взаимодействием однородного радиального тока и аксиального поля в ячейке со свободной верхней поверхностью (b) и с твердой верхней границей (c); полученное в результате исследований течение в случае действия умеренного вертикального магнитного поля (d); соответствующие схемы вертикальных профилей скорости вдоль луча УДА (который обозначен пунктирными розовыми линиями) показаны на левом рисунке.

временную эволюцию картины течения после включения электрического тока [2]. Эволюция вращения металла в относительно слабом внешнем магнитном поле является медленным процессом по сравнению с эволюцией самого ЭВТ. Если ток включается при $t = 0$, то сначала развивается полоидальное течение, которое доминирует до тех пор, пока азимутальное вращение не станет достаточно сильным. На рисунке 1.38 показана эволюция энергии полоидального и азимутального потоков в течение примерно 1000 секунд после включения электрического тока $I = 1000$ А. Рассматриваются два случая. В первом действует слабое вертикальное магнитное поле ($B_{ext} = 0.01$ мТл), которое уменьшает полоидальное ЭВТ, но не является достаточным для его подавления. Во втором действует умеренное поле ($B_{ext} = 0.1$ мТл), при котором полоидальный поток достигает минимального уровня энергии в равновесном состоянии.

В самом начале процесса (графики начинаются с момента времени $t = 0.1$ с) полоидальная энергия на два-три порядка превышает азимутальную и растет как $t^{3/2}$ в течение первой секунды. В дальнейшем рост полоидальной энергии

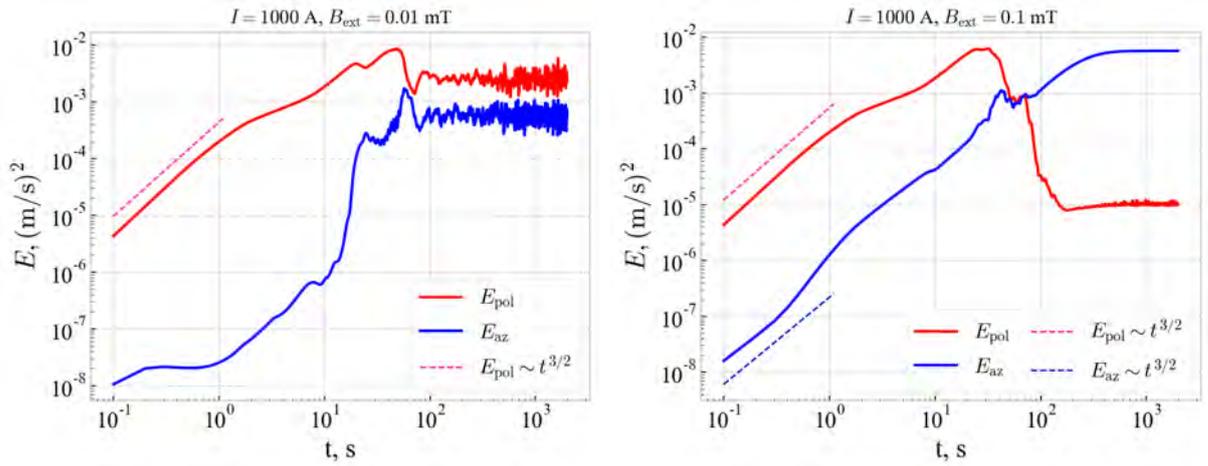


Рис. 1.38. Эволюция энергии полоидального и азимутального течения после включения электрического тока в слабом ($B_{ext} = 0.01$ мТл, слева) и умеренном ($B_{ext} = 0.1$ мТл, справа) магнитном поле; $I = 1000$ А.

замедляется, а азимутальная энергия постепенно растет. Рост происходит медленнее в слабом поле, быстрее и устойчивее в умеренном. Интересно то, что в обоих случаях энергия приближается к энергии полоидального потока (около 10^3) примерно за одно и то же время $t \sim 40 - 50$ с. После этой точки потоки развиваются по совершенно разным сценариям. Поле $B_{ext} = 0.01$ мТл недостаточно для подавления ЭВТ и возникает колебательный режим – обе энергии осциллируют, оставаясь в отношении $E_{pol}/E_{az} \sim 10$. Поле $B_{ext} = 0.1$ мТл полностью подавляет начальное ЭВТ, энергия которого падает почти на три порядка. Азимутальная энергия продолжает расти, и система достигает состояния, в котором $E_{az} \sim 500E_{pol}$.

Если поток эволюционирует в переходном режиме развития, то есть присутствует вращение металла под умеренным магнитным полем после быстрого формирования ЭВТ, то система качественно проходит через все режимы, возникающие для данного тока при изменяющемся внешнем поле. Далее шаг за шагом воспроизводится этот режим раскрутки, но для меньшего тока, а именно $I = 100$ А, поскольку он обеспечивает более монотонную эволюцию потока и более устойчивую структуру течения [2].

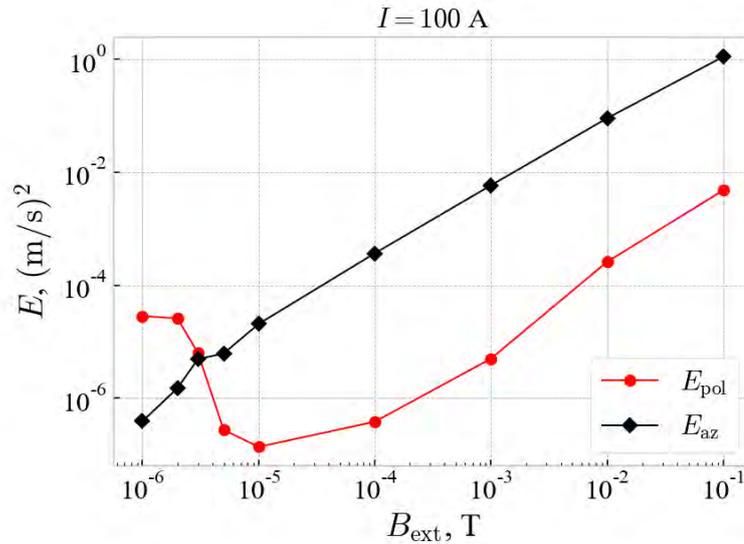


Рис. 1.39. Зависимость энергии течения от внешнего магнитного поля, $I = 100 \text{ A}$.

Полоидальная и азимутальная энергии в насыщенном или равновесном состоянии в зависимости от внешнего магнитного поля для $I = 100 \text{ A}$ показаны на рисунке 1.39. Этот рисунок следует сравнить с рисунком 1.32, на котором те же графики построены для $I = 1000 \text{ A}$. Оба рисунка похожи. Они показывают, что слабое ЭВТ подавляется более слабым внешним полем (10^{-3} мТл при $I = 100 \text{ A}$ против $4 \cdot 10^{-2} \text{ мТл}$ при $I = 1000 \text{ A}$). Единственное существенное различие касается поведения азимутальной энергии при $B_{ext} \rightarrow 0$. При $I = 100 \text{ A}$ интенсивность азимутального течения монотонно уменьшается по мере уменьшения поля, в то время как при $I = 1000 \text{ A}$ азимутальная энергия не уменьшается больше при $B_{ext} < 2 \cdot 10^{-2} \text{ мТл}$. Как было сказано выше, это связано с тем, что при сильных течениях ЭВТ неустойчиво и конечный уровень азимутальной энергии в отсутствие вихря обусловлен флуктуациями скорости.

Рисунок 1.40 иллюстрирует эволюцию энергии течения при $I = 100 \text{ A}$ для четырех различных значений внешнего магнитного поля: $B_{ext} = 0$ (чистое ЭВТ), $B_{ext} = 0.003 \text{ мТл}$ (соответствует равновесному состоянию с $E_{pol} \approx E_{az}$), $B_{ext} = 0.1 \text{ мТл}$ и $B_{ext} = 1 \text{ мТл}$. Рисунок 1.40а показывает, что без магнитного поля энергия ЭВТ начинает расти как $E(t) \sim t^{3/2}$ и следует за этим минимумом около 10 с. После этого рост замедляется и течение достигает равновесного

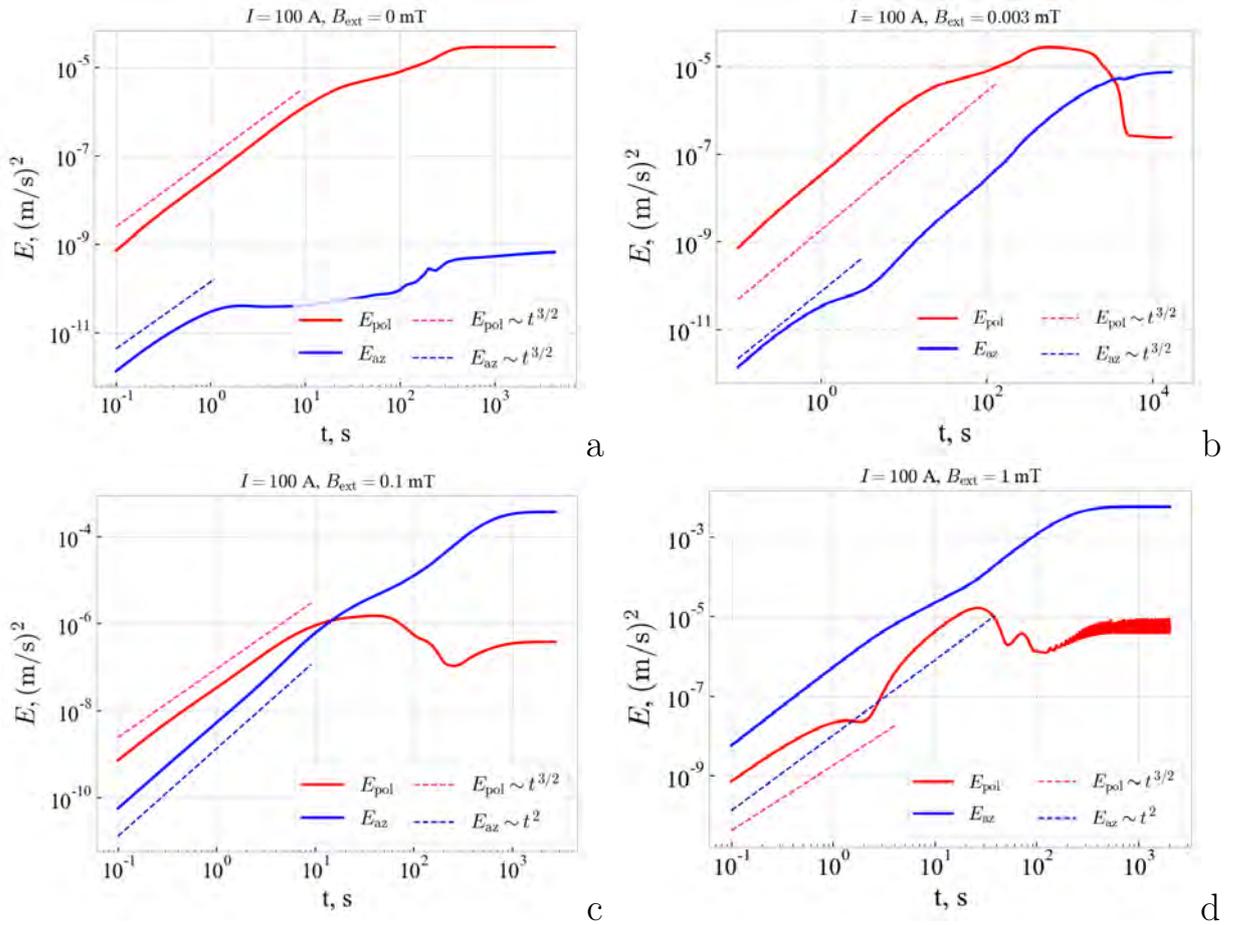


Рис. 1.40. Эволюция энергии полоидального и азимутального течения после включения электрического тока без внешнего магнитного поля (а), $B_{\text{ext}} = 0.003$ мТл (б), $B_{\text{ext}} = 0.1$ мТл (с) и $B_{\text{ext}} = 1$ мТл (д); $I = 100$ А.

состояния при $t \approx 300$ с. При чистом ЭВТ нет регулярного вращения, и энергия азимутального потока на рисунке 1.40а обеспечивается мелкомасштабными флуктуациями. В течение первой секунды $E_{\text{az}} \sim t^{3/2}$ вслед за ростом полоидальной энергии, но затем отстает, оставаясь на очень слабом уровне.

При $B_{\text{ext}} = 0.003$ мТл (рисунок 1.40б) после длительного медленного разгона (около 3000 секунд) азимутальный поток успевает набрать энергию, сравнимую с энергией полоидального потока, и сохраняется в равновесном состоянии.

Под действием внешнего вертикального магнитного поля $B_{\text{ext}} = 0.1$ мТл (рисунок 1.40с) ЭВТ развивается в течение первых нескольких секунд так же, как и без поля (хотя его энергия примерно вдвое слабее), но глобальное вращение

растет гораздо быстрее. $E_{az} \sim t^2$ (угловая скорость растет линейно со временем) и E_{az} догоняет E_{pol} при $t \approx 10$ с. После этого энергия полоидального течения уменьшается и после переходного процесса переходит в равновесное состояние при $E_{pol} \sim 0.003E_{az}$.

Последний график (d) на рисунке 1.40 показывает эволюцию энергии в сильной величине магнитного поля, при которой течение в азимутальном направлении развивается быстрее, чем течение в полоидальном направлении. Полоидальная энергия возрастает вслед за азимутальной, но не достигает ее и падает примерно через 30 с, достигая примерно того же уровня $E_{pol} \sim 0.003E_{az}$ [2].

В равновесном состоянии энергия потока может быть стабильной, либо обнаруживать периодические или хаотические флуктуации. Для иллюстрации этого на рисунке 1.41 приведены вейвлет-спектрограммы нормированных флуктуаций полоидальной энергии в равновесном состоянии для трех случаев. Первый соответствует режиму, показанному на левой панели рисунка 1.38, в котором доминирует полоидальное течение. Второй относится к противоположному случаю (сильный вихрь и очень слабое полоидальное течение), показанному на правой панели рисунка 1.38. Обе спектрограммы демонстрируют стохастические флуктуации в диапазоне характерных частот. Третья спектрограмма демонстрирует очень сильные регулярные флуктуации, возникающие при слабом токе и сильном магнитном поле ($I = 100$ А, $B_{ext} = 1$ мТл, эволюция энергии показана на рисунке 1.40d).

Рисунок 1.42 показывает, как развивается структура течения в ходе эволюции для случая $B_{ext} = 0.1$ мТл, $I = 100$ А, изображенного на рисунке 1.40с. В начале эволюции (первая строка на рисунке 1.42) полоидальное ЭВТ похоже на чистое ЭВТ, а вращающееся течение сосредоточено вблизи электрода. Максимальная угловая скорость довольно велика (правая панель), но общий угловой момент слаб. Таким образом, неоднородное распределение тока обеспечивает сильное осевое и радиальное дифференциальное вращение [2].

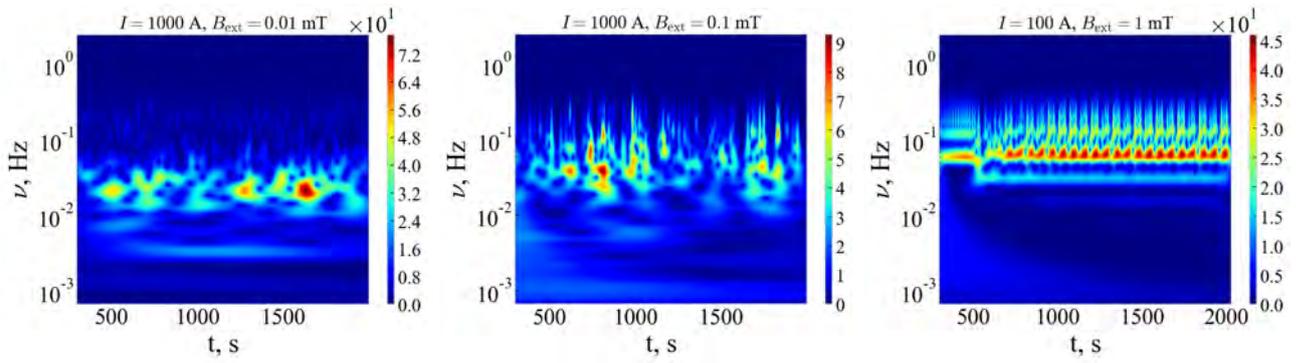


Рис. 1.41. Вейвлет-спектрограммы флуктуаций полоидальной энергии в равновесном состоянии. Слева – $I = 1000$ А, $B_{ext} = 0.01$ мТл, в центре – $I = 1000$ А, $B_{ext} = 0.1$ мТл, справа – $I = 100$ А, $B_{ext} = 1$ мТл.

Развивающееся азимутальное течение с сильным уменьшением угловой скорости с высотой приводит к образованию области с пониженным давлением над электродом. Вертикальный перепад давления обеспечивает нисходящий поток вдоль оси ячейки. Этот нисходящий поток приводит к образованию второго крупномасштабного полоидального конусообразного вихря в верхней центральной части ячейки (рис. 1.42, второй ряд). Азимутальное течение по-прежнему сосредоточено вблизи электрода, но растягивается вдоль конуса.

Образование нисходящего полоидального вихря появляется при $t \approx 100$ с, обеспечивая резкое снижение энергии полоидального течения. Увеличение завихренности приводит к дальнейшему подавлению полоидального течения (рис. 1.42, третий ряд). В ячейке начинает доминировать верхний тороидальный вихрь, а азимутальное течение распространяется до верхней границы.

Четвертый ряд на рисунке 1.42 соответствует минимальной энергии полоидального течения (самое сильное подавление). Верхний вихрь продолжает расти, и азимутальное течение занимает практически всю ячейку. Дальнейшее увеличение завихренности приводит к развитому одновихревому течению. На периферии дна сохраняется лишь слабый остаточный тороидальный вихрь, возникший в результате экмановской подкачки (рис. 1.42, пятый ряд). При быстром вращении это полоидальное течение становится неустойчивым (последний ряд на рисунке 1.42), в то время как азимутальное течение демонстрирует устойчивое

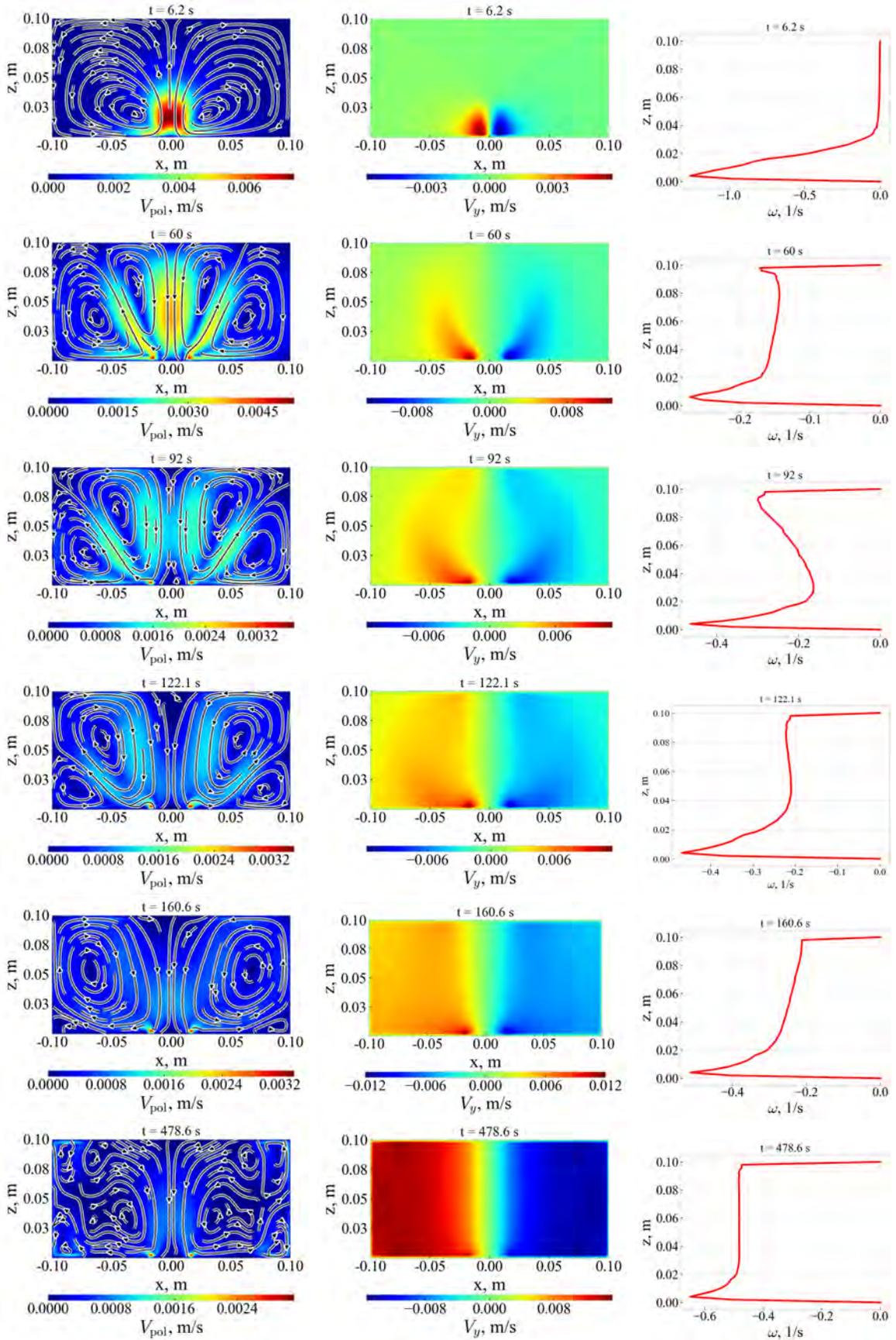


Рис. 1.42. Эволюция течения при $I = 100$ А и $B_{ext} = 0.1$ мТл; полоидальное (слева) и азимутальное (в центре) поля скоростей в плоскости XZ и угловая скорость вдоль оси ячейки (справа) для шести моментов времени, $t = 0.62; 6.0; 9.2, 12; 16$ и 48 секунд

квазитвердотельное вращение. Угловая скорость постоянна вдоль большей части оси ячейки. При этом максимум вблизи электрода сохраняется. Эта область наибольшей завихренности обеспечивает стабильное осевое нисходящее течение.

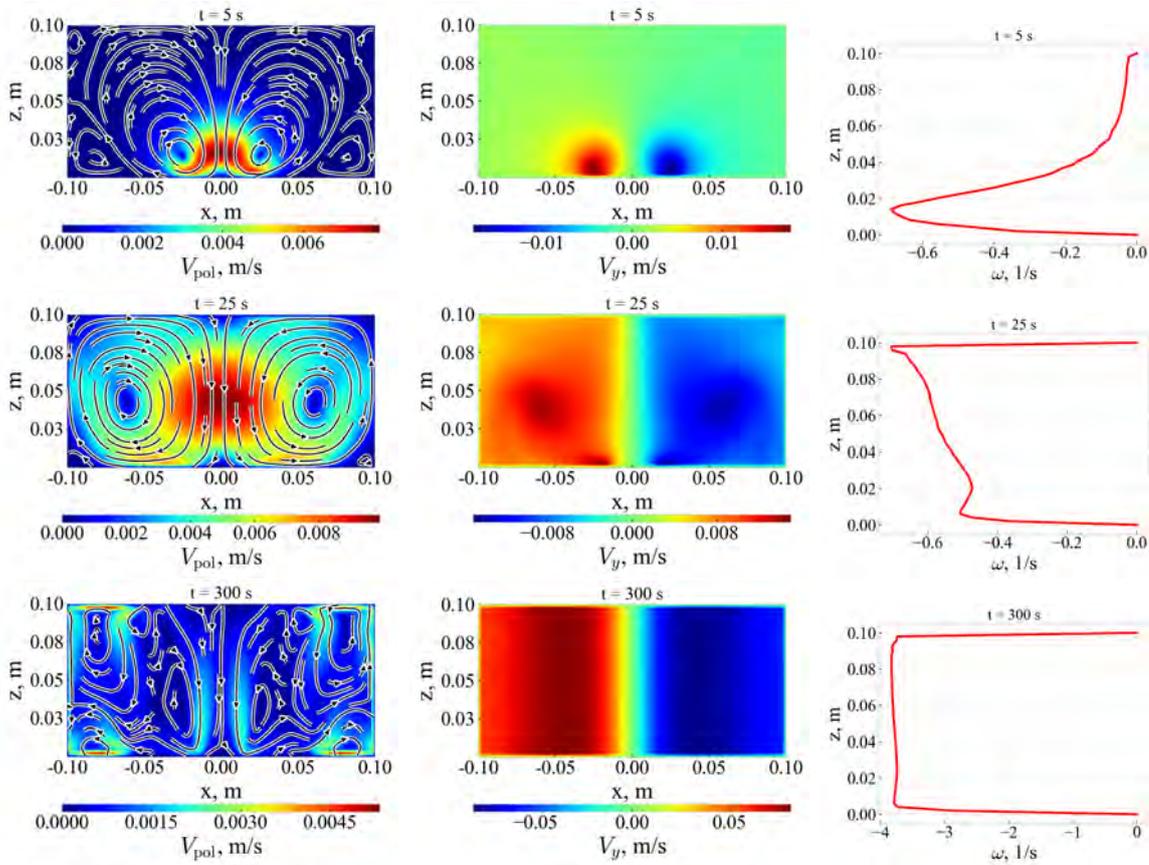


Рис. 1.43. Эволюция течения при $I = 100$ А и $B_{ext} = 1$ мТл; полоидальное (слева) и азимутальное (в центре) поля скоростей в плоскости XZ , а также угловая скорость вдоль оси ячейки (справа) для трех моментов времени: $t = 5, 25$ и 300 секунд

Рисунок 1.43 иллюстрирует эволюцию структуры течения в сильном магнитном поле, в котором сначала развивается азимутальное течение (случай, показанный на последней панели рисунка 1.40). Затем появляется интенсивный азимутальный вихрь в виде локализованного вихря вблизи электрода, обеспечивающий нисходящее аксиальное течение (верхний ряд на рисунке 1.43). Вихрь быстро распространяется по ячейке и за период времени $t \approx 15$ с занимает всю область. Именно в этот момент интенсивность полоидального течения начинает уменьшаться и выходить на равновесное состояние. Конечное состояние

похоже на то, что наблюдалось в предыдущем случае (см. последние строки на рисунке 1.42 и рисунке 1.43) [2].

1.4. Влияние дополнительных факторов, связанных с электромагнитными силами, на вихревые течения

1.4.1. Вихревое течение с коаксиальными катодом и анодом в цилиндрической ячейке

В данном разделе описывается исследование влияния растекания электрического тока на процессы в цилиндрической ячейке с жидким металлом [5]. В идеализированной модели с цилиндрическим катодом, занимающим всю высоту цилиндра, ожидается чисто радиальное распределение плотности электрического тока. Это означает, что, в отличие от рассмотренного выше случая (рис. 1.44а), полоидальный поток вообще не должен появляться (рис. 1.44b). Рисунок 1.45 приведен для лучшего понимания разницы в распределении плотности электрического тока в двух случаях. Первый случай назовем «медный катод», который максимально приближен к реальным условиям, когда разница между электропроводностью материала катода и жидкого металла составляет не более порядка. Второй случай назовем «высокопроводящим катодом», когда электропроводности отличаются на несколько порядков. Поскольку поле плотности электрического тока на рисунке 1.45b потенциально, результирующая электромагнитная сила будет вносить вклад только в распределение давления и не будет создавать ЭВТ. В реальном случае добиться точно радиального распределения электрического тока не представляется возможным. Однако особый интерес представляет изучение ЭВТ в присутствии внешнего магнитного поля как в случае локализованного, так и аксиального приложения электрического тока, и сопоставление с рассмотренными в предыдущем разделе результатами.

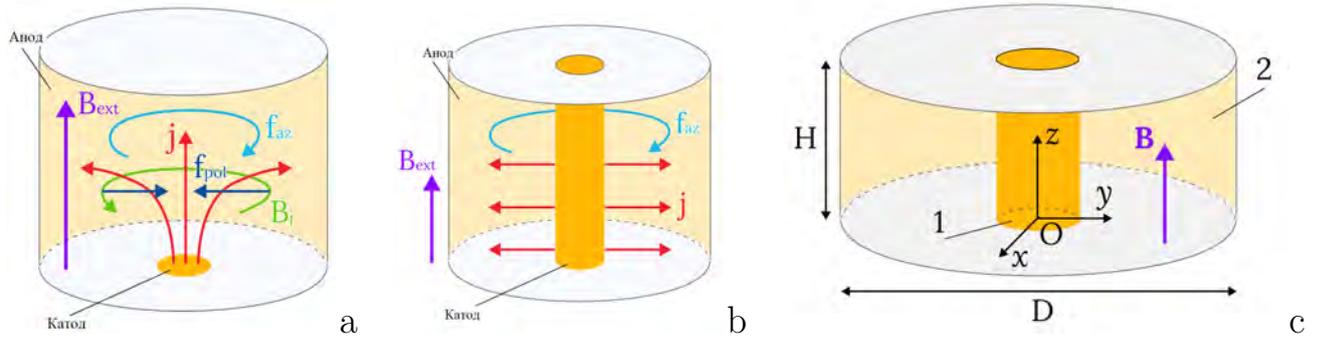


Рис. 1.44. Схема генерации ЭВТ в случае локализованного (а) и идеализированного случаев осевого (б) подвода электрического тока; схема расчетной области (с)

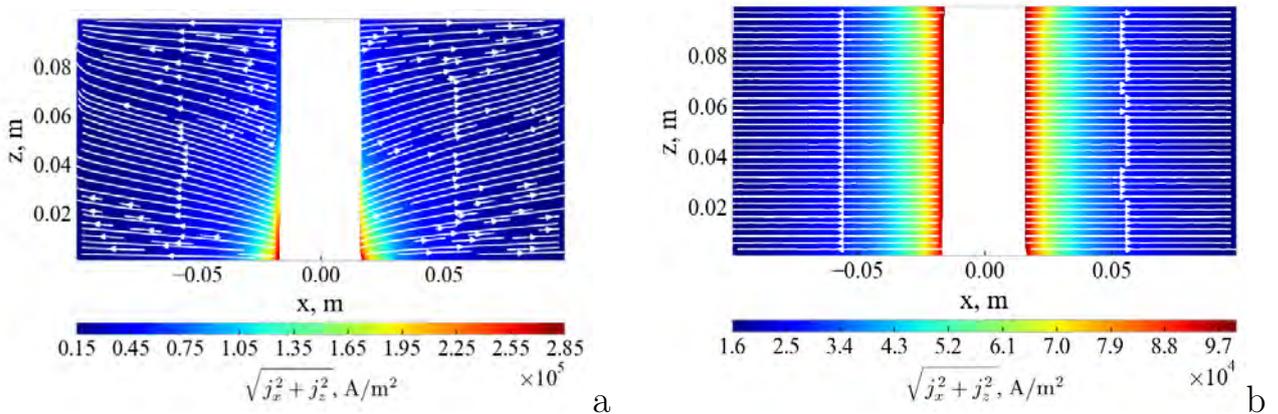


Рис. 1.45. Распределение плотности электрического тока в сечении zOx . Величина электрического тока в сечении обозначена цветом, а линии со стрелками отображают векторное поле в этом сечении. (а) – случай медного катода, (б) – случай $\sigma_{\text{cathode}} \gg \sigma_{\text{Cu}}$.

Течение жидкого галлиевого сплава в цилиндрической ячейке с высотой H , равной ее радиусу $R = 100$ мм, исследовано численно и экспериментально [5]. Цилиндрический катод радиусом 15 мм расположен соосно с ячейкой (рис. 1.44с). Подается постоянный электрический ток, который фиксируется на уровне $I = 1000$ А. Ячейка помещена в однородное внешнее аксиальное магнитное поле. Численно изучены случаи медного и высокопроводящего ($\sigma_{\text{cathode}} \gg \sigma_{\text{Cu}}$) катодов, а также экспериментально исследован случай медного катода. Все параметры материала, использованные в численном моделировании, были выбраны в соответствии с экспериментальным исследованием. Электропроводность медного катода равна $\sigma_{\text{cathode}} = \sigma_{\text{Cu}} = 58 \cdot 10^6$ См/м. Математическая модель описана в предыдущей части главы. Дополнить ее можно тем, что на аноде и катоде

ставятся граничные условия с заданными электрическими потенциалами. На изолирующих стенках $\partial\varphi/\partial n = 0$. Используется декартова система координат (рис. 1.44с). Начало координат в центре дна, а ось OZ имеет направление вдоль оси симметрии ячейки.

Экспериментальная установка (рис. 1.46а) состоит из цилиндра 1 из нержавеющей стали высотой $H = 100$ мм и внутренним диаметром $D = 201.4$ мм. Торцы цилиндра закрыты крышками из оргстекла 2. Использование оргстекла позволяет получать вертикальный профиль скорости потока с помощью УДА, 8 датчиков которого размещены на нижней торцевой поверхности ячейки. Цилиндрический медный катод 3 радиусом 15 мм расположен по оси ячейки. Он облужен галлиевой эвтектикой и пронизывает ячейку по высоте. Медная трубка 4, коаксиально установленная снаружи катода, соединена с боковой стенкой 1 ячейки, которая служит анодом. Коаксиальный подвод тока компенсирует магнитное поле питающих кабелей. Блок питания обеспечивает постоянный ток до 1200 А. Катушки Гельмгольца 5 обеспечивают квазиоднородное аксиальное магнитное поле до 5 мТл в области ячейки. Фотография всей установки показана на рисунке 1.46б. Во всех экспериментах максимальная температура жидкого металла не превышала 25°C .

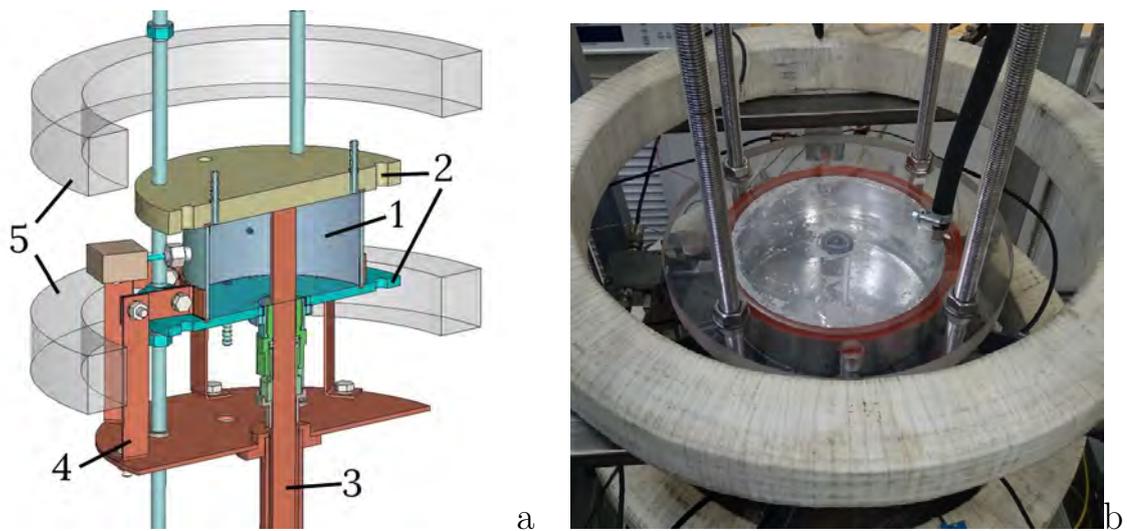


Рис. 1.46. Схема установки (а) и ее фото (б)

Численное моделирование при нулевом внешнем поле для значения тока 1000 А показывает, что заметного качественного изменения течения жидкого металла не происходит. В обоих случаях приложения локализованного и аксиального электрического тока в ячейке развивается сильное нестационарное полоидальное течение, что хорошо видно из мгновенных полей полоидальной компоненты скорости на рисунке 1.47. При этом максимальные значения скорости в этот момент времени отличаются из-за высокой амплитуды пульсаций скорости [5].

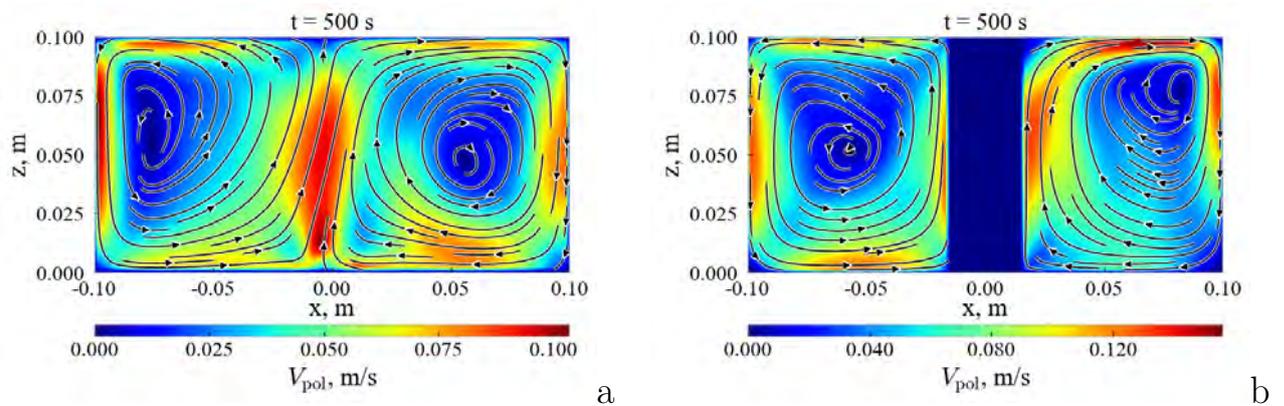


Рис. 1.47. Мгновенные поля полоидальной компоненты течения при $t = 500$ с в случаях с локализованным катодом (а) и коаксиальным анодом и катодом (б); внешнего поля нет

Такое же поведение потока наблюдается и при наложении внешнего вертикального магнитного поля. В этом случае полоидальное течение слабое (рис. 1.48) и подавляется центробежными силами азимутального потока [41], аналогично случаю, рассмотренному в предыдущей части главы.

В лабораторных экспериментах информация о потоке получена с помощью УДА, который регистрирует профили вертикальной компоненты скорости. Датчики УДА были равномерно распределены по азимутальному углу и установлены на нижней плексигласовой крышке с радиусом $R_{pr} = 90$ мм. Каждый датчик регистрировал пространственно-временное распределение вертикальной скорости $V_z(z, t)$ вдоль оси симметрии ячейки. Затем определялся средний профиль z -компоненты скорости $\langle V_z \rangle$ путем усреднения $V_z(z, t)$ по времени и по всем датчикам в равновесном состоянии процесса [5].

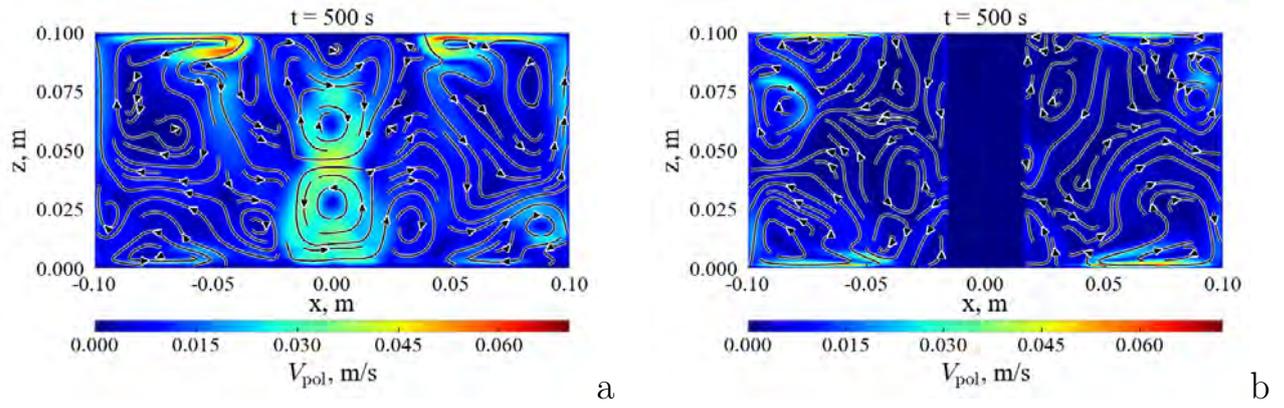


Рис. 1.48. Мгновенные поля полоидальной скорости при $t = 500$ с в случаях локализованного (а) и аксиального (б) приложения электрического тока. Приложено внешнее магнитное поле 1 мТл

Средние профили вертикальной скорости, полученные в лабораторных экспериментах для магнитного поля в диапазоне $B_{\text{ext}} = 0.02 - 1.86$ мТл, представлены на рисунке 1.49б. Профили скорости для магнитных полей 0.13 мТл и ниже имеют вогнутую форму, что соответствует регулярному крупномасштабному полоидальному течению. Однако при $B_{\text{ext}} \geq 0.5$ мТл профили средних скоростей становятся выпуклыми, а максимальное значение скорости значительно меньше. Следовательно, при определенном промежуточном магнитном поле происходит подавление полоидального движения. Сравнивая описанные результаты с показанными на рисунке 1.49а, можно отметить, что в случае локализованного катода изменение профилей средней скорости происходит при меньших магнитных полях. То есть для подавления полоидального течения аксиальным электрическим током требуется более сильное магнитное поле.

Описанный эффект также можно наблюдать, рассматривая зависимость числа Рейнольдса от внешнего поля (рис. 1.50). На рисунке видно, что в случае осевого приложения электрического тока (синие квадраты) минимальное значение числа Рейнольдса соответствует более высокому магнитному полю $3.6 \cdot 10^{-4}$ Тл, чем $2.6 \cdot 10^{-4}$ Тл в случае локализованного приложения электрического тока (красные точки). То есть, если электрод полностью пронизывает

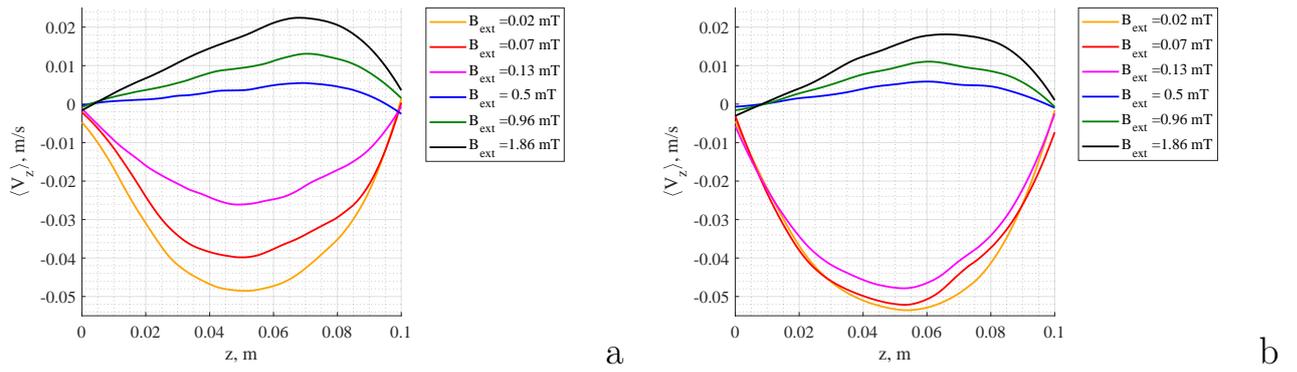


Рис. 1.49. Профили средней скорости при различных значениях магнитного поля для локализованного (а) и аксиального (б) подвода электрического тока

ячейку, то критическое значение магнитного поля для подавления полоидального течения становится примерно на 38% выше [5].

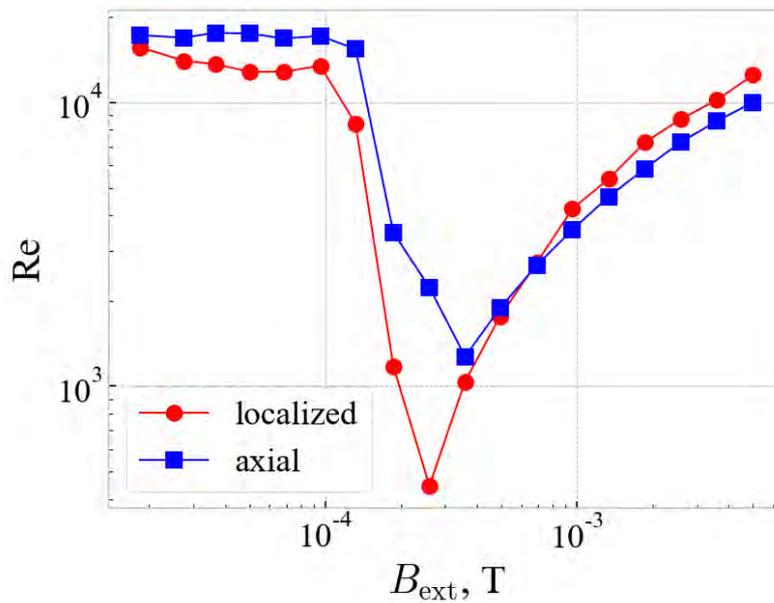


Рис. 1.50. Зависимость числа Рейнольдса от внешнего магнитного поля в случае локализованного (красные точки) и аксиального (синие квадраты) приложения электрического тока. Лабораторные эксперименты.

С помощью численного моделирования изучен идеализированный случай цилиндрического катода с очень высокой электропроводностью $\sigma_{\text{cathode}} \gg \sigma_{\text{Cu}}$ и сильным вертикальным магнитным полем $B_{\text{ext}} = 1$ мТл. Этот случай представляет особый интерес. В нем создается квазирадиальное распределение тока. Это

должно приводить к подавлению полоидального движения для любого магнитного поля. В случае высокой проводимости катода на ранней стадии процесса описанная крупномасштабная полоидальная структура течения распадается на два вихря, занимающих верхнюю и нижнюю половины ячейки, как показано на рисунке 1.51b. Поле полоидальных скоростей для того же момента времени для медного катода приведено на рисунке 1.51a. Полученные результаты показывают, что квазирадиальное распределение электрического тока приводит к слабому полоидальному течению, наибольшая интенсивность которого локализована в верхнем и нижнем углах вблизи катода. Однако, даже в областях наиболее сильного течения его интенсивность почти в 4 раза слабее, чем в случае медного катода. В последующие моменты времени происходит подавление полоидального течения. А именно, в обоих случаях при $t = 500$ с полоидальное течение жидкого металла локализуется лишь в небольших областях вблизи верхнего и нижнего торцов ячейки (рис. 1.52) [5].

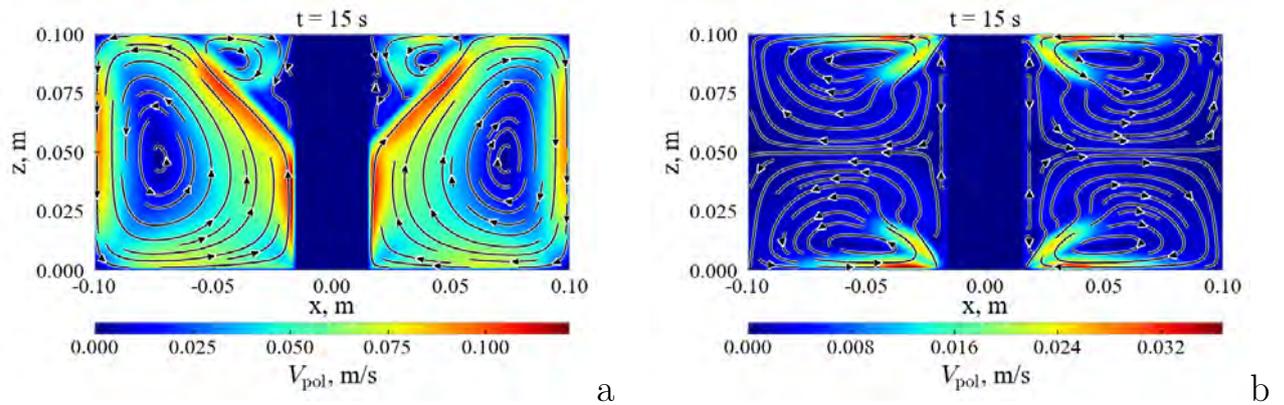


Рис. 1.51. Мгновенные поля полоидальной скорости при $t = 15$ с в случае медного (a) и высокопроводящего (b) катода. Приложено внешнее магнитное поле 1 мТл.

На рисунке 1.53 показаны энергии полоидального и азимутального течений в равновесном состоянии как функции внешнего магнитного поля. На этом рисунке энергии для локализованного электрического тока отображены красным и черным цветами для полоидальных и азимутальных энергий соответственно. Эти зависимости показывают, что при локализованном в донной части катоде

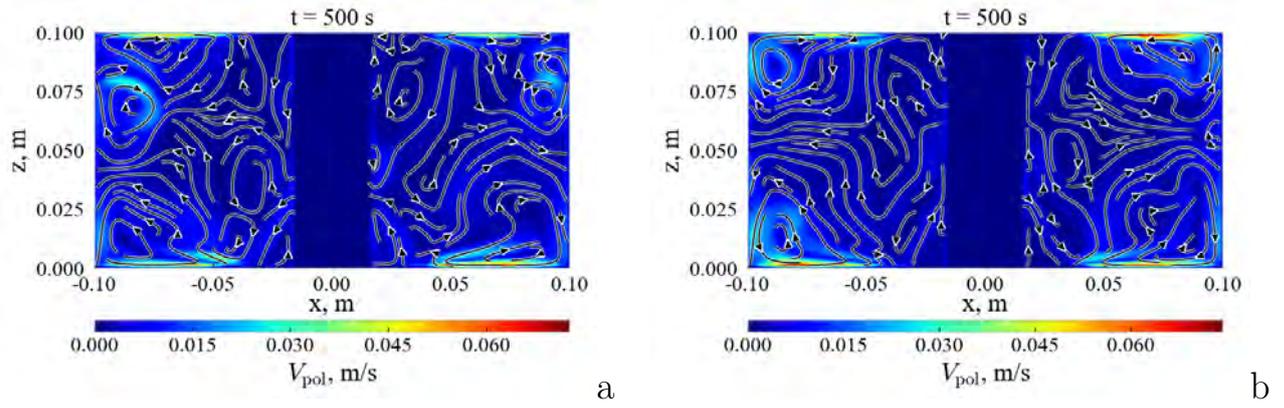


Рис. 1.52. Мгновенные поля полоидальной скорости при $t = 500$ с в случае медного (а) и высокопроводящего (б) катода. Приложено внешнее магнитное поле 1 мТл.

существует порог внешнего поля (около 0.02 мТл), при превышении которого развивается азимутальное течение. При этом происходит подавление полоидального течения.

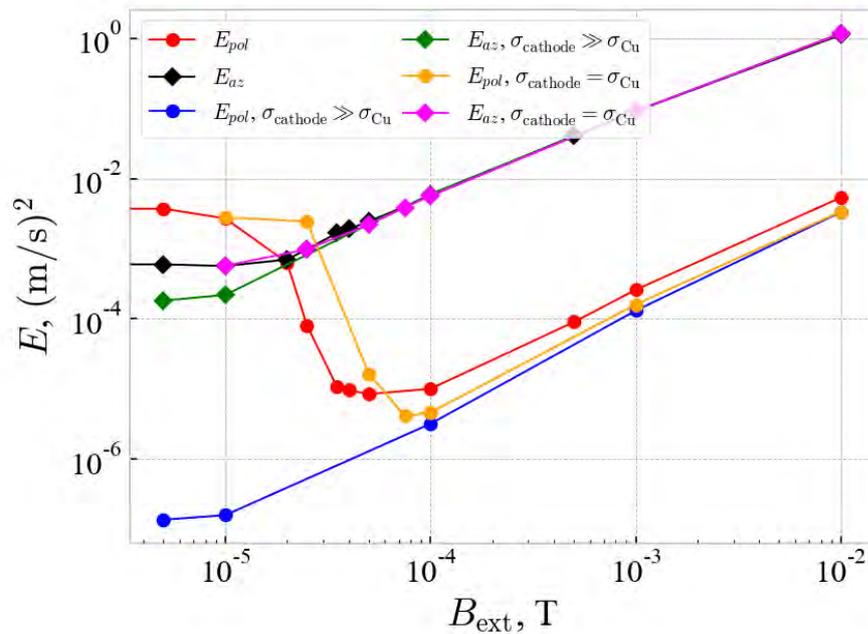


Рис. 1.53. Энергия полоидального (точки) и азимутального (ромбы) течений в равновесном состоянии в зависимости от внешнего магнитного поля. Цвета соответствуют: красный и черный – локализованный катод, синий и зеленый – катод с высокой электропроводностью, оранжевый и розовый – медный катод.

В случае приложения аксиального электрического тока возникают небольшие отличия от описанной выше ситуации. Критическое значение внешнего

магнитного поля примерно на 50% выше: полоидальное течение (оранжевые точки) полностью подавляется при $B_{\text{ext}} \approx 0.03$ мТл вместо 0.02 мТл. Однако изменение азимутального энергетического тренда (розовые ромбы) довольно незначительно. При дальнейшем увеличении B_{ext} значение E_{pol} становится меньше, чем в случае локализованного катода. При высоких магнитных полях обе зависимости имеют одинаковую тенденцию, хотя E_{pol} примерно в 1.6 раза выше в случае локализованного катода.

Наконец, переходный режим не наблюдается в случае $\sigma_{\text{cathode}} \gg \sigma_{\text{Cu}}$. То есть для квазирадиального распределения электрического тока полоидальное течение имело незначительную интенсивность даже при самом низком из рассмотренных магнитных полей, равном 0.005 мТл [5].

1.4.2. Развитие вихревого течения в присутствии неоднородного внешнего поля

В данном разделе описано численное исследование влияния длительности нарастания компонент электромагнитных сил на итоговое равновесное состояние системы [3]. Также изучается воздействие магнитного поля от подводящих кабелей на протекающие гидродинамические процессы. Расчетная область показана на рис. 1.54а. Соотношение сторон цилиндрической ячейки составляет $H/D = 1/2$, где ее высота составляет $H = 100$ мм, а диаметр $D = 200$ мм. Для моделирования магнитного поля кабелей питания в систему был добавлен бесконечно длинный тонкий проводник. Проводник параллелен оси OY и расположен на 500 мм ниже дна цилиндра (рис. 1.54b).

Все расчеты начинаются из состояния системы с нулевой скоростью. Для изучения эффекта раскрутки полоидальная $|f_{\text{pol}}^{\text{em}}|$ или азимутальная $|f_{\text{az}}^{\text{em}}|$ электромагнитная сила линейно увеличивалась от нуля до наибольшего значения на интервале времени 1000 с. Были выбраны два интервала времени раскрутки: (0; 1000) с и (500; 1500) с.

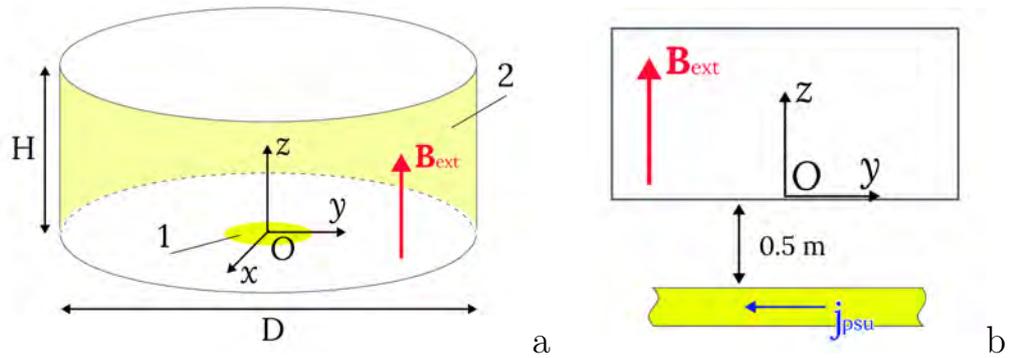


Рис. 1.54. Расчетная область. (а) – ячейка, (б) – расположение кабеля питания.

Сначала рассмотрим раскрутку при воздействии азимутальной компоненты силы $|f_{az}^{em}|$. В лабораторных экспериментах этого можно добиться, изменяя магнитное поле катушек, т.е. медленно увеличивая поле. Результаты численного моделирования показывают отсутствие изменений энергии потока в равновесном состоянии процесса, а также формирования каких-либо особенностей в переходном режиме течения [3]. Это хорошо видно из рисунка 1.55, на котором представлены временные зависимости полоидальной и азимутальной компонент кинетической энергии потока для двух различных значений магнитного поля. На рисунке нормированное значение рассматриваемой силы обозначено пунктирной розовой линией, а эволюция энергии в случае чистого ЭВТ отмечена полупрозрачными линиями соответствующих цветов.

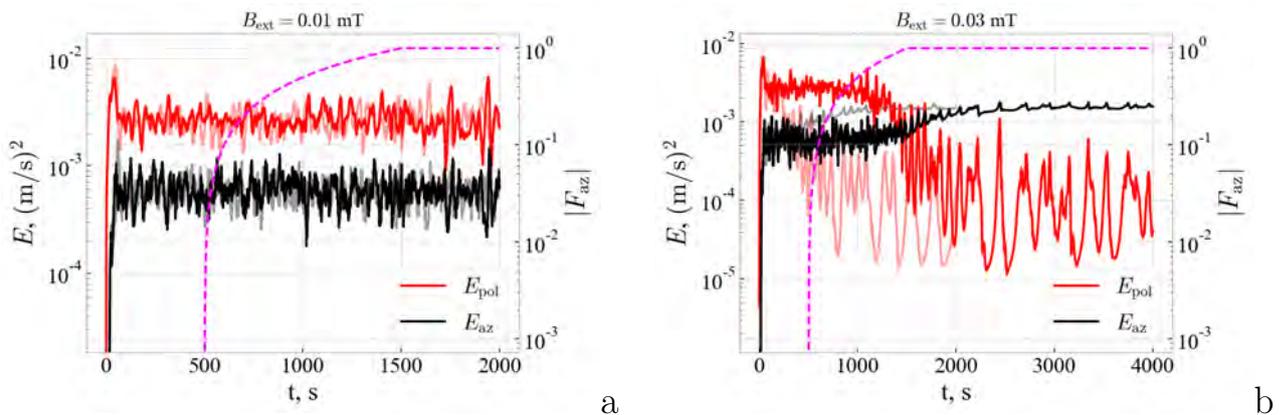


Рис. 1.55. Энергия потока как функция времени при азимутальном вращении. Магнитное поле: (а) – 0.01 мТл, (б) – 0.03 мТл. Розовая линия показывает нормированное значение азимутальной силы, а полупрозрачные линии – эволюцию энергии чистого ЭВТ.

Прежде чем перейти к рассмотрению полоидального раскручивания, необходимо сделать следующее замечание. Численное моделирование позволяет изучать полоидальное и азимутальное закручивание по отдельности. В реальной ситуации в отсутствие полоидальной электромагнитной силы чисто азимутальная сила возникнуть не может, как было показано в предыдущем разделе. Возможный способ создания такого течения – механическое перемешивание жидкого металла. Как и в случае азимутального раскручивания, изменений в энергии равновесного течения не наблюдается (рис. 1.56). Есть разница в колебательных характеристиках E_{pol} (рис. 1.56b), но и сплошная, и полупрозрачная линии стремятся к одному и тому же среднему значению с увеличением времени. Таким образом, ни один из рассмотренных факторов раскрутки не способен существенно изменить пространственно-временную структуру течения [3].

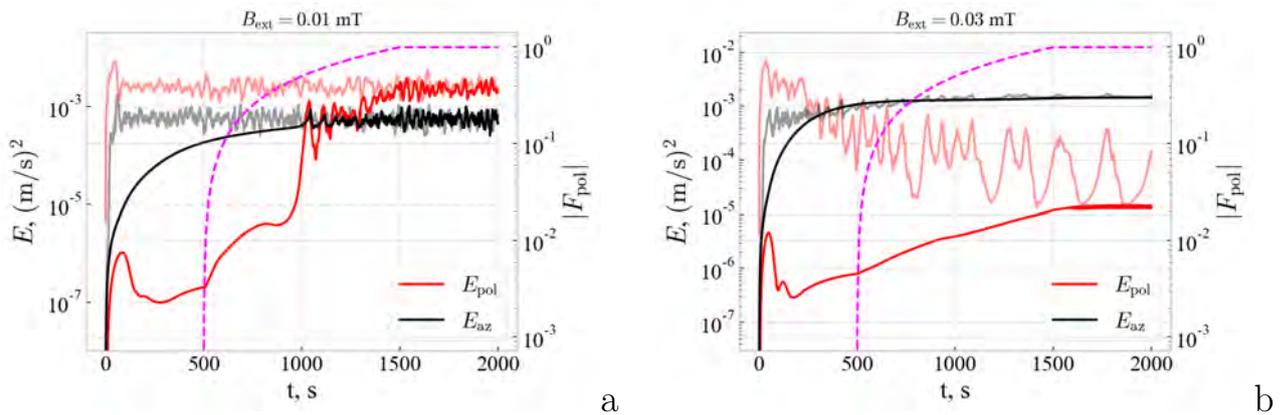


Рис. 1.56. Энергия потока как функция времени при полоидальном вращении. Магнитное поле: (а) – 0.01 мТл, (б) – 0.03 мТл. Розовая линия показывает нормированное значение полоидальной силы, а полупрозрачные линии – эволюцию энергии чистого ЭВТ.

Рассмотрим влияние подводящих проводов на протекающие процессы. В лабораторных экспериментах провода источника питания были подключены к нижней поверхности ячейки коаксиально, поэтому их магнитным полем можно пренебречь. В то же время эти коаксиальные проводники соединены с источником питания дополнительным проводом, который ориентирован относительно ячейки произвольным образом, как правило, горизонтально. Здесь рассмотрен бесконечный цилиндрический медный проводник, который расположен на

расстоянии 0.5 м от дна ячейки и направлен вдоль оси OY (рис. 1.54b). Проводник изменяет распределение магнитного поля: оно становится неоднородным в сечении XZ . Дополнительное магнитное поле источника питания показано на рисунке 1.57. Две другие компоненты этого магнитного поля пренебрежимо малы. Учет этого влияния приводит к появлению еще одной компоненты электромагнитной силы, направленной вдоль оси OY .

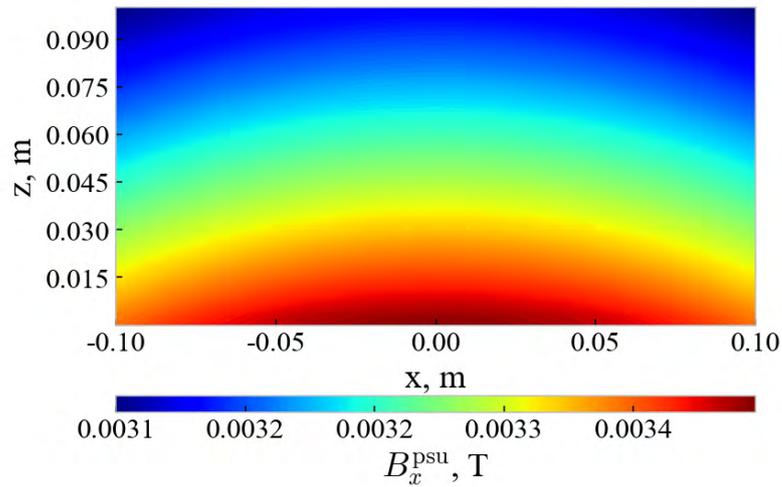


Рис. 1.57. Распределение x -компоненты магнитного поля источника питания в сечении XZ .

Если вертикального внешнего магнитного поля нет, то эта дополнительная компонента электромагнитной силы приводит к довольно сложной структуре течения, представленной на рисунке 1.58. В частности, описанная компонента силы приводит в движение единственный крупномасштабный вихрь в плоскости YZ ячейки (рис. 1.58b). Этот вихрь доминирует над полоидальным течением: вдоль оси ячейки больше нет восходящего потока. Жидкий металл в придонной области контейнера движется вдоль оси OY , а восходящий и нисходящий потоки располагаются в узких областях вблизи боковой стенки (рис. 1.58c) [3].

Если присутствуют как магнитное поле токоподвода источника питания, так и внешнее вертикальное магнитное поле B_{ext} , результаты будут другими. Пример этого эффекта можно увидеть на рисунке 1.59, на котором мгновенное поле для полоидальной компоненты течения в сечении XZ показано применительно для двух случаев: процесс в присутствии внешнего вертикального поля (а)

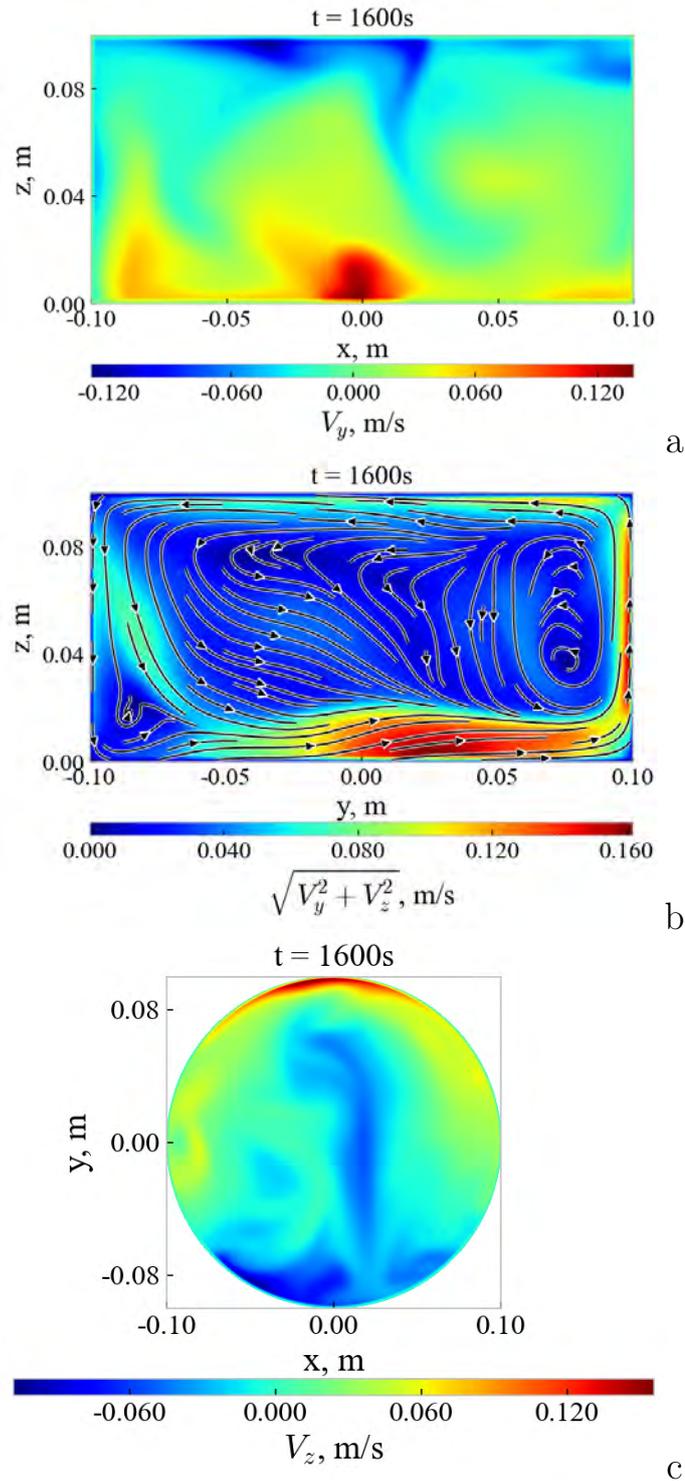


Рис. 1.58. Визуализация скорости потока в различных сечениях ячейки: (а) – сечение XZ , y -компонента скорости; (б) – YZ , компонента $\sqrt{V_y^2 + V_z^2}$; (с) – z -компонента в сечении XY при $z = H/2$. Рассматривается только магнитное поле от токоподводящей шины.

и процесс для случая магнитного поля от проводов источника питания (б). На рисунке 1.59а наблюдается очень слабое полоидальное течение, которое в основном обусловлено экмановской подкачкой в углах ячейки. Напротив, на

рисунке 1.59b наибольшая величина полоидального течения сосредоточена в центральной области ячейки. Оно представлено несколькими крупными вихрями. Кроме того, результаты расчетов также показывают, что вследствие воздействия магнитного поля подводящей шины, азимутальное вращение жидкого металла сильно искажается (рис. 1.60).

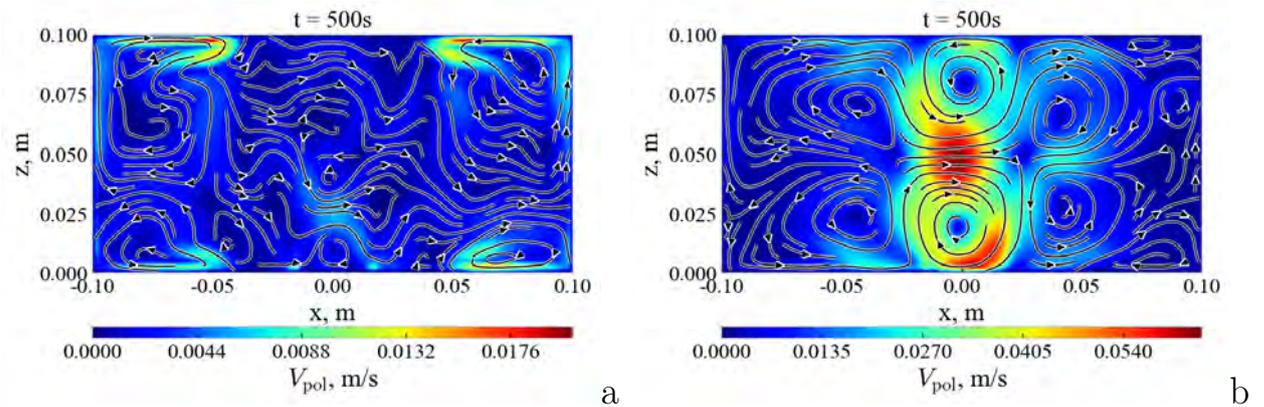


Рис. 1.59. Поле полоидальных скоростей при $B_{\text{ext}} = 0.5$ мТл (а) и при магнитном поле токоподводящей шины (б) ($B_{\text{ext}} = 0.4$ мТл)

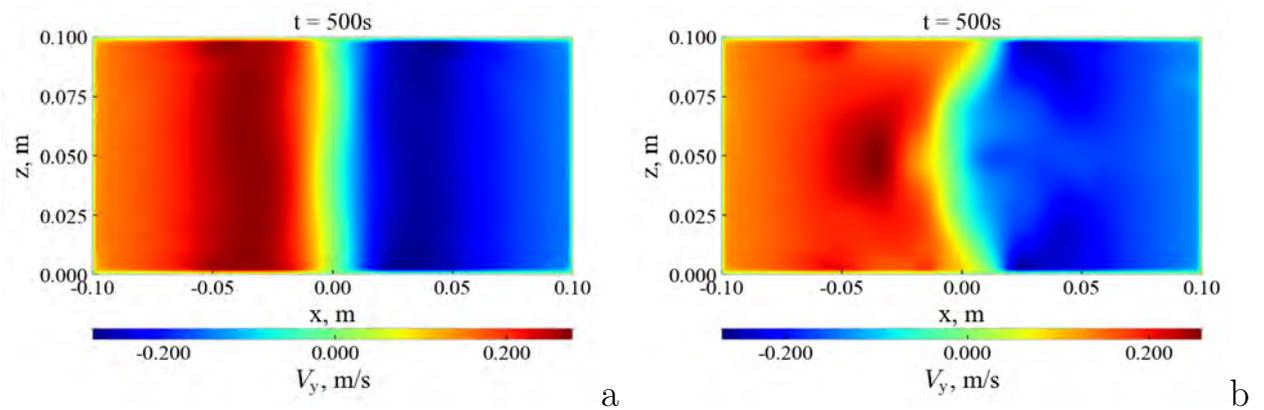


Рис. 1.60. Поле y -компоненты скорости при $B_{\text{ext}} = 0.5$ мТл (а) и при магнитном поле токоподводящей шины (б) ($B_{\text{ext}} = 0.4$ мТл)

Наконец, была изучена зависимость энергии течения от внешнего магнитного поля (рис. 1.61). На этом рисунке полоидальная составляющая энергии потока обозначена точками, а азимутальная – квадратами. Результаты для случая чистого ЭВТ показаны красным и черным цветом, а результаты для случая моделируемого источника питания отмечены синим и зеленым символами. На

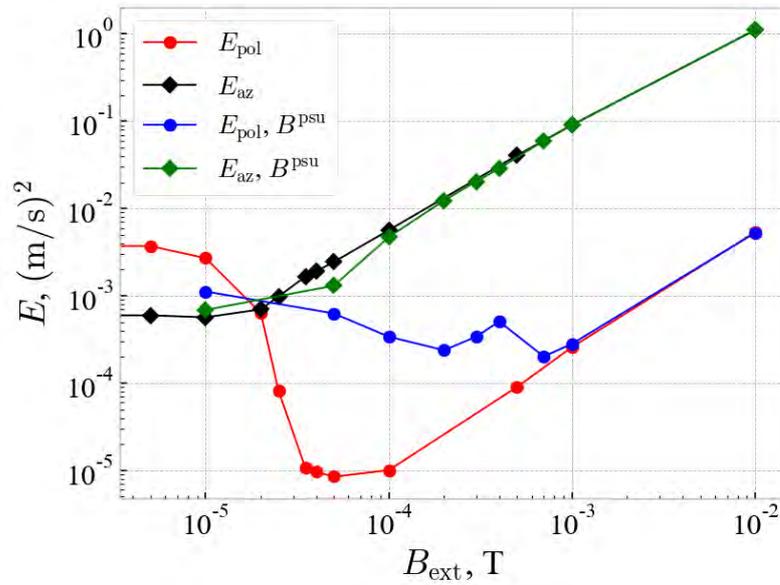


Рис. 1.61. Зависимость кинетической энергии течения от внешнего магнитного поля; полоидальная составляющая энергии обозначена точками, азимутальная – ромбами. B^{psu} в подписи обозначает зависимость, если рассматривается моделируемое магнитное поле источника питания

рисунке видно, что изменения азимутальной энергии незначительны. Напротив, полоидальная энергия E_{pol} выглядит иначе. Не существует определенного критического магнитного поля, за пределами которого происходит подавление полоидального течения, а уменьшение E_{pol} для средних значений магнитного поля пренебрежимо мало. Более того, при $B_{\text{ext}} = 0.4 \text{ мТл}$ наблюдается локальный максимум E_{pol} . Превышение этого магнитного поля приводит к быстрому уменьшению полоидальной энергии, а при последующем увеличении магнитного поля в течении преобладает азимутальное движение. В сильных магнитных полях B_{ext} зависимость $E(B_{\text{ext}})$ аналогична зависимости от моделируемого магнитного поля источника питания [3].

1.5. Обсуждение результатов

При обсуждении наиболее важного результата главы, связанного с подавлением полоидального течения, стоит отметить, что в работе Дэвидсона [41]

рассматривались стационарные потоки, т.е. равновесные состояния. В представляемой работе в эксперименте с ЭВТ было показано, что на начальном этапе переходные полоидальные потоки могут быть на два порядка сильнее тех, что наблюдаются в равновесном состоянии. Этот вывод побудил детально проанализировать динамику переходных режимов, следя за эволюцией структуры течения при различном соотношении азимутальных и полоидальных электромагнитных сил, управляемых приложенным током и вертикальным магнитным полем. Важным отличием постановки задачи является то, что электромагнитные силы сосредоточены вблизи центрального электрода на дне ячейки. Поэтому эволюция вихря (включая подавление полоидальной составляющей) может происходить до того, как вихрь охватит всю ячейку. Рассматриваемая задача интересна еще и тем, что придонная экмановская подкачка направлена так же, как и исходное полоидальное течение ЭВТ.

Вначале было получено, что чисто полоидальный режим ЭВТ имеет место в численном моделировании и экспериментах, несмотря на то, что в лабораторной установке невозможно устранить слабые магнитные поля. Полученная зависимость наблюдаемого числа Рейнольдса от параметра ЭВТ согласуется с имеющимися данными. В отсутствие внешнего магнитного поля ЭВТ подчиняется закону $Re \sim S^{1/2}$.

Азимутальная сила возникает за счет взаимодействия вертикальной компоненты магнитного поля с радиальной компонентой поля электрического тока, который растекается от центрального электрода. Вертикальное магнитное поле приводит к подавлению ЭВТ, как только азимутальная электромагнитная сила становится достаточной для обеспечения энергии вихря, сравнимой с энергией ЭВТ. Упомянутый выше критерий $F_{az}/F_{pol} \gtrsim 0.01$ [41] приблизительно справедлив, но не может быть проверен точно, поскольку электромагнитные силы распределены очень неоднородно, и выбор типичных значений F_{az} и F_{pol} не является однозначным. Приблизительная оценка дает $F_{az}/F_{pol} \sim B_{ext}R/\mu_0I$, из

чего следует, что критическое поле пропорционально приложенному току, что было качественно подтверждено описанными выше экспериментами.

В выполненных экспериментах сильное подавление полоидального движения происходит при более высоком внешнем магнитном поле (по сравнению с численным моделированием). Этот сдвиг объяснен наличием магнитного поля кабелей питания. Также численное моделирование показало, что влияние горизонтального магнитного поля на структуру потока пренебрежимо мало.

Структура равновесного потока сильно зависит от соотношения сил. В подавленном состоянии (соответствующем минимуму на кривой $E_{pol}(B_{ext})$) вихрь сильно локализован вблизи края электрода (рис. 1.31b для $I = 1000$ А и $B_{ext} = 5 \cdot 10^{-5}$). Увеличение азимутального силового воздействия приводит к формированию столба Праудмана [99] (рис. 1.31c для $I = 1000$ А и $B_{ext} = 10^{-3}$) – вихрь становится вертикально однородным, но почти не достигает боковой стенки. Напротив, при меньшем токе наблюдается почти равномерное вращение с тонкими пограничными слоями (см. последнюю строку рисунка 1.40 для $I = 100$ А и $B_{ext} = 10^{-4}$).

Азимутальное поле скорости обеспечивает поле давления, приводящее не только к экмановской подкачке, связанной с падением центростремительного ускорения в вязких (горизонтальных) пограничных слоях. Оно также приводит к возникновению осевого нисходящего потока, вызванного градиентом давления, связанным с зависимостью скорости вращения от вертикальной координаты.

Придонная локализация области действия электромагнитной силы обуславливает слабое влияние верхней границы на динамику потока и его конечное состояние. Эксперименты со свободной поверхностью и твердой верхней границей показали, что твердая поверхность незначительно изменяет структуру потока и не только не уменьшает интенсивность результирующего течения (больше вязких слоев – больше диссипация), но приводит к некоторому увеличению энергии (числа Рейнольдса).

В рассматриваемой задаче особенности переходных режимов, приводящие к подавлению полоидального течения, связаны с тем, что область действующих сил локализована в окрестности нижнего электрода. Вихревые силы, вызывающие ЭВТ, сосредоточены вблизи электрода, здесь же локализованы силы, создающие завихрение всей массы жидкого металла. Сценарий развития потока опять же зависит от соотношения электровихревых и вращательных сил: успевает ли ЭВТ сформироваться до заметного завихрения металла или завихрение преобладает с самого начала развития потока? Эти два сценария развития потока были исследованы путем численного моделирования всего процесса эволюции поля скорости после включения тока $I = 100$ А. Расчеты проводились для умеренного $B_{ext} = 10^{-4}$ и сильного $B_{ext} = 10^{-3}$ внешнего магнитного поля.

Важно подчеркнуть, что при умеренных и сильных полях подавление полоидального вихря начинается тогда, когда он еще локализован вблизи электрода. Экмановской подкачки в прямом смысле слова еще нет. Вихрь разрушается под действием вертикального градиента давления, вызванного изменением угловой скорости вдоль оси ячейки (см. правую колонку на рисунках 1.42 и 1.43). При умеренных полях этот градиент обеспечивает нисходящий поток, который приводит к образованию второго крупномасштабного полоидального конусообразного вихря в верхней центральной части ячейки. Этот вихрь расширяется, оттесняя первоначальный противовращающийся вихрь ЭВТ к периферии придонной части ячейки. Обратите внимание, что вертикальный градиент угловой скорости сохраняется даже в равновесном состоянии (последняя панель на рисунке 1.42), поддерживая слабое, но стабильное осевое нисходящее течение. В условиях сильного магнитного поля первоначальное ЭВТ вообще не развивалось. Сразу после включения тока возникает сильный локализованный вихрь, который и обеспечивает осевое нисходящее течение (рис. 1.43).

Подводя итог, можно отметить, что переходные состояния, связанные с развитием полоидальных ЭВТ и их подавлением вращательным движением,

развивающимся в объеме металла, могут быть не менее важны в технологических МГД-системах, чем стационарные течения. Поэтому знание особенностей переходных режимов и возможных сценариев их развития может стать ключом к управлению процессами в электродах жидкометаллических батарей или ванне расплава в дуговой печи.

1.6. Выводы

Результаты главы можно обобщить в виде следующих выводов:

1. Комплексно (численно и экспериментально) изучены течения жидкого металла в цилиндрических ячейках с локализованным подводом электрического тока.

2. Для выполнения исследований создана экспериментальная установка, а также разработана математическая модель процессов, которая была верифицирована на результатах как собственных, так и полученных другими авторами. В отдельном методическом исследовании показано, что существуют характеристики адаптера датчика ультразвукового доплеровского анемометра, обеспечивающие наилучшее качество измерений.

3. И численные и экспериментальные исследования показали, что крупномасштабные электровихревые течения электропроводной жидкости в цилиндрической ячейке с локализованным катодом после превышения порогового силового параметра переходят в колебательный режим. Частота колебаний возрастает с ростом силового параметра.

4. Показано, что изменение аспектного отношения ячеек влияет на структуру, интенсивность потока, а также на пульсационные характеристики процесса. При малых значениях аспектного отношения $\Gamma \sim 0.25$ наиболее ярко выражена основная крупномасштабная вихревая структура. С ростом Γ ее структура становится менее четкой, а в угловых областях ячейки появляются вторичные

вихри. Таким образом, увеличение аспектного отношения ячейки Γ может положительно сказаться на уменьшении нежелательных ЭВТ. В то же время, когда необходимо интенсифицировать процессы перемешивания в жидком металле, оставляя величину электрического тока неизменной, параметр Γ следует уменьшить.

5. Обнаружено, что наложение внешнего аксиального магнитного поля на ЭВТ в цилиндрическом объеме, приводит к различным сценариям поведения в зависимости от величины индукции поля. Найден интервал значений индукции, при котором происходит существенное уменьшение энергии полоидального течения.

6. Результаты изучения конфигурации, когда цилиндрический катод понижает ячейку, показывают отсутствие качественных изменений в структуре потока в отсутствие внешнего магнитного поля, как в случае локализованного, так и осевого приложения электрического тока. Однако в случае приложения аксиального электрического тока наблюдается увеличение критического магнитного поля ($\approx 50\%$ в численном моделировании и 38% в лабораторных экспериментах). Первоначально ожидалось, что изменение распределения электрического тока в сторону квазирадиального будет достаточным для усиления механизма подавления полоидального потока. Напротив, полоидальный поток в этом случае оказывается более устойчивым к азимутальным возмущениям. Численное исследование идеализированного случая цилиндрического катода с высокой электропроводностью $\sigma_{\text{cathode}} \gg \sigma_{\text{Cu}}$ показало, что в случае квазирадиального распределения электрического тока полоидальное ЭВТ не развивается, а возникают только вихри, обусловленные экмановской подкачкой.

7. Показано, что магнитное поле кабелей электропитания приводит к появлению дополнительной компоненты силы Лоренца, и структура потока существенно меняется. При наложении этого внешнего магнитного поля в полоидальное течение вовлекаются не только вихри Экмана в угловых областях ячейки, но и

несколько вихревых структур в основной массе. Более того, ось азимутально-го потока в этом случае слегка искажается. Описанная дополнительная сила Лоренца действует как источник полоидального течения. Как следствие, наблюдавшееся ранее уменьшение E_{pol} из-за подавления полоидальной энергии не происходит. Отсутствие такого снижения энергии может быть существенным для работы устройств, в которых желательно подавление интенсивной полоидальной ЭВТ в умеренном аксиальном магнитном поле.

8. Численное моделирование показало, что ни полоидальная, ни азимутальная раскрутка не приводят к изменению структуры потока в равновесном состоянии. Однако использование раскрутки позволяет снизить энергию потока в переходном режиме, т.к. в этом режиме энергия потока примерно на два порядка больше, чем в равновесном состоянии. Поэтому применение раскрутки представляется весьма перспективным методом для использования в крупномасштабных системах хранения энергии с частыми циклами включения/выключения, например, в жидкометаллических батареях.

Результаты главы опубликованы в журнальных статьях [1–6].

Глава 2

Течения в цилиндрической ячейке, вызванные действием бегущих и вращающихся полей

2.1. Генерация развитых во всем объеме течений и их влияние на физические процессы в жидком металле

Бегущее и вращающееся магнитные поля реализуют бесконтактный индукционный способ генерации электромагнитной силы в объеме электропроводящей среды. Действие только вращающегося поля (ВМП) создает крупномасштабное азимутальное течение, на фоне которого возникают слабые вторичные полоидальные течения при наличии твердых торцевых стенок за счет действия экмановской подкачки (рис. 2.1а). Исследования данной главы вызваны необходимостью повышения интенсивности полоидальных течений для генерации наиболее развитого поля скорости в ячейке. Одним из важных в контексте этой проблемы критериев является характеристика турбулентности возникающих течений, что также потребовало изучения. Существуют разные способы повышения интенсивности полоидального течения, например, с помощью варьирования по времени амплитуды электромагнитной силы. В работе рассматриваются два способа. Первый заключается в дополнительном воздействии бегущим магнитным полем (БМП), которое создает крупномасштабное полоидальное течение (рис. 2.1b). Второй способ заключается в чередовании вдоль оси ячейки направления вращающегося магнитного поля.

Для создания течений жидкого металла бегущие и вращающиеся магнитные поля широко используются в различных областях науки и техники [100, 101]. Потoki характеризуются достаточно сильной турбулентностью. Турбулентность, в свою очередь, влияет на процессы тепло- и массопереноса в жидких металлах, и ее изучение является важной научной и прикладной проблемой. Хорошо

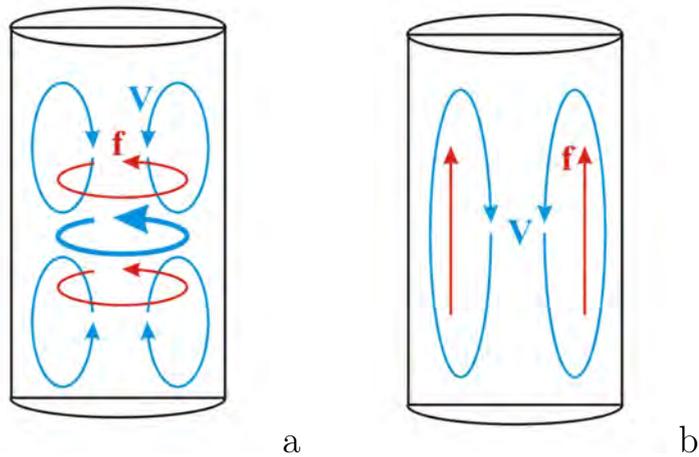


Рис. 2.1. Схемы генерации электромагнитных сил и течений под действием вращающегося (а) и бегущего (b) магнитных полей

известно, что перемешивание расплава, используемое при непрерывном или полунепрерывном литье слитков из алюминия и алюминиевых сплавов, улучшает качество структуры и поверхность отливок [102, 103]. Целью является получение мелкокристаллической структуры с равномерным распределением добавок по его поперечному сечению [104, 105], а поверхность слитка должна быть гладкой. Топология и интенсивность перемешивания в кристаллизаторе влияют на процесс кристаллизации расплава [106, 107]. Азимутальное перемешивание плавящегося металла обеспечивает более однородное распределение добавок за счет разрушения дендритов на фронте кристаллизации расплава [101, 108].

Традиционно перемешивание осуществляется с помощью индукторов, которые генерируют вращающееся магнитное поле в объеме жидкого металла [109]. В середине девяностых годов было предложено усовершенствованное устройство для одновременной генерации азимутального (тороидального) и полоидального потоков [110], которыми можно управлять независимо [111]. Устройство может быть использовано в машинах непрерывного литья заготовок для поточного управления фронтом кристаллизации на границе раздела «жидкость-твердое тело» для различных типов сплавов. Использование этих перемешивателей позволяет существенно улучшить кристаллическую структуру литого слитка за счет разрушения дендритов и измельчения зерен, образующихся в процессе

кристаллизации [112, 113]. БМП и ВМП обеспечивают однородное распределение компонентов сплава по горизонтальному сечению слитка.

Уплотнение формы границы раздела жидкой и твердой фазы приводит к двум положительным эффектам. Формируется более однородная структура поперечного сечения слитка (от края к центру) и устраняется концентрация напряжений, таких, как крупные зерна или дендритные кристаллы [114]. Это в конечном итоге улучшает качество слитков и заготовок, предназначенных для холодной пластической обработки. Поток металла, движущийся вниз вдоль стенок кристаллизатора при полоидальном перемешивании, вымывает кристаллическую корку, образовавшуюся на стенках, и уносит более холодный металл от края к центру слитка, где из-за задержки охлаждения образуется воронка.

Использование двунаправленного перемешивания при производстве композиционных материалов (например, алюминиевых сплавов) позволяет получить конечный продукт, который отнюдь не является механической смесью исходных компонентов в виде затвердевшего металла. Полученный материал представляет собой алюминиевый сплав с мелкокристаллической структурой, включающей однородно распределенные наполнители и интерметаллиды, сформированные из введенных металлических компонентов и химически связанных элементов из основного металла и неметаллических наполнителей [115]. Эти материалы демонстрируют улучшенные физические свойства, что приводит, например, к повышению высокотемпературной прочности. Как уже отмечалось, электромагнитные перемешиватели, создающие двунаправленное течение с отдельно регулируемыми интенсивностями полоидальной и тороидальной составляющих, оказывают на кристаллизирующийся слиток гораздо более сильное воздействие, чем перемешиватели, создающие только вращающийся поток металла [116].

Две системы электрических катушек, которые используются для генерации ВМП и БМП, обуславливают сложную форму ферромагнитного сердечника [111]. Хотя его структура по азимуту и периодическая, чистая аксиальная симметрия

отсутствует. Существование ферромагнитных выступов усложняет конфигурацию магнитного поля, что вносит дополнительные трудности в исследование. Выступы приводят к неоднородному распределению магнитного поля, электрического тока и результирующей электромагнитной силы. Однако на самом деле такая ситуация дает определенные преимущества. Из-за неоднородного распределения силы поле скоростей становится существенно неоднородным. Это, в свою очередь, позволяет генерировать более развитое течение за счет генерации мод течения малого масштаба [13, 117]. Поэтому данный фактор мотивирует изучение систем с ферромагнитными сердечниками сложной формы.

Как было сказано выше, действие ВМП приводит к генерации интенсивных тороидальных турбулентных течений. При этом использование только ВМП приводит к квази-твердотельному вращающемуся течению жидкого металла [118]. Такое течение в ячейке с твердыми торцевыми границами вызывает вторичное полоидальное течение за счет т.н. экмановской подкачки [100, 109]. Основной проблемой в случае использования только вращающегося магнитного поля является слабая интенсивность полоидального течения [119], что приводит к неоднородности перемешивания, хотя неустойчивость этого течения несколько способствует перемешиванию [120]. Добавление БМП позволяет реализовать только два типа течения с ограниченными возможностями управления их топологией. Также данная схема увеличивает размер и массу индуктора и ограничивает возможности изготовления разборного по секциям индуктора, что является технологически востребованным. Еще одним подходом к улучшению перемешивания расплава является управление электропитанием индуктора для варьирования амплитудой полей [106, 121]. При этом генерируются нестационарные магнитные поля, что достигается модуляцией, сменой направления движения поля, либо чередованием включения и отключения питания. В данном случае возникает чередование разгона и торможения течения [122], что позволяет генерировать дополнительные моды течения за счет неустойчивости Тэйлора-Гертлера [123]. Тем не менее, описанными выше способами можно генерировать только классическое бегущее,

либо вращающиеся магнитные поля. Одновременная реализация стационарных бегущего и вращающегося магнитных полей приводит к генерации спирального магнитного поля [124] и электромагнитной силы сложной топологии. Управлять этой системой труднее, чем бегущим или вращающимся полями по отдельности [11].

Таким образом, проблема нахождения других способов усложнения топологии переменного магнитного поля и, как следствие, течения, для достижения еще более эффективного перемешивания жидкого металла в цилиндрической ячейке, является актуальной. Представляется перспективным изучить способ генерации развитого полоидального течения жидкого металла, состоящий в действии вращающимися магнитными полями с помощью двух расположенных рядом кольцевых индукторов. Один из них генерирует магнитное поле, вращающееся в одном направлении, а другой – в противоположном. Предполагается, что возникающие электромагнитные силы такой конфигурации будут создавать интенсивное сдвиговое течение с развитой турбулизацией потока [11].

Существует множество работ, описывающих характеристики течения в установившемся режиме. Однако стадия разгона вихревого течения в цилиндрическом канале изучена недостаточно подробно. Есть ряд работ, в которых рассматривается разгон и торможение чистого ВМП [122, 125]. Однако процесс развития течения в системе, содержащей два ВМП, которые вращаются в разных по азимуту направлениях, не изучен. Это обусловило необходимость исследования, целью которого является анализ эволюции формирования течения в условиях воздействия ВМП представленной выше конфигурации [11].

Одним из важных критериев в проблеме создания развитых течений является характеристика их турбулентности. Для измерения турбулентных свойств течений жидких металлов наиболее распространенным методом является применение кондукционных датчиков скорости [126–129]. Они являются малогабаритными [130] и позволяют проводить измерения в достаточно сложных условиях,

например, в быстро вращающихся установках [131]. Несмотря на то, что температурные неоднородности влияют на измерения [127], в интенсивных турбулентных потоках это практически не влияет на показания датчиков [118]. Дополнительной миниатюризации датчика способствует измерение в однородных внешних магнитных полях [125]. Ультразвуковой доплеровский анемометр широко применяется для определения структуры течений [76], оценки длинноволновых колебаний [71], однако с его помощью невозможно изучение турбулентности из-за ограничений по частоте сбора данных.

Прямое измерение турбулентных флуктуаций в рассматриваемых течениях, генерируемых БМП и ВМП, является проблематичным [126]. Это связано с тем, что характеристики турбулентных потоков измеряются датчиками, которые располагаются в металле под действием внешнего переменного электромагнитного поля [128]. В этом случае слабые токи и их флуктуации содержат информацию не только о характеристиках турбулентного потока, но и о флуктуациях внешнего электромагнитного поля. Следовательно, в таких экспериментах возникает проблема отделения полезного сигнала от помех, вызванных внешними полями.

В работе [126] были исследованы статистические характеристики турбулентного течения, возникающего в жидком металле под ВМП. Авторы продемонстрировали возможность восстановления полезного сигнала из полученных данных, несмотря на преобладание сильного шума от внешних источников. Авторы использовали автокорреляционные свойства поля скоростей. Следует отметить, что в [126] были два источника шума: линия электропередачи (частота 50 Гц) и индуктор (частота 100 Гц). Необходима уверенность, что интерпретация экспериментальных данных в интервале до частоты индуктора не вызывает проблем, и авторы [126] действительно изучали турбулентные флуктуации ниже этой частоты. Для ответа на этот вопрос важнее анализировать кросс-корреляции между флуктуациями скорости и внешним электромагнитным полем, чтобы выяснить, насколько достоверной являются результаты измерений. Турбулентные характеристики при воздействии БМП и совместном воздействии ВМП и БМП

остались неизученными, что стимулировало развитие и применение в работе данного вида анализа для исследования турбулентности течений.

2.2. Течения, вызванные раздельным и совместным действием бегущих и вращающихся полей

2.2.1. Математическая модель процессов в жидких металлах при воздействии переменных магнитных полей

Математическая модель основана на уравнениях электродинамики сплошных сред, которые описывают процесс взаимодействия электрических и магнитных полей с движущимися электропроводными средами [132]. Одним из основных уравнений является уравнение переноса магнитного поля движущейся электропроводной жидкостью, сформулированное из уравнений Максвелла и закона Ома для движущихся сред:

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} + \nabla \times (\mathbf{V} \times \nabla) = \frac{1}{\text{Re}_m} \Delta \mathbf{B}. \quad (2.1)$$

Два других основных уравнения – это уравнение Навье-Стокса со слагаемым, учитывающим действие электромагнитной силы, а также уравнение неразрывности.

Редуцированная формулировка уравнений математической модели базируется на следующих оценках [12]. Интенсивность процесса переноса магнитного поля движущейся немагнитной средой характеризуется безразмерным магнитным числом Рейнольдса $\text{Re}_m = V_0 L_0 \sigma \mu_0$, где V_0 – характерная скорость среды, L_0 – характерный размер, σ – электропроводность среды, μ_0 – магнитная постоянная. Предварительные оценки показали, что $\text{Re}_m \ll 1$ для значений указанных величин, достигаемых для всех изучаемых в диссертации задач. Это означает, что переносом магнитного поля потоком электропроводной жидкости можно пренебречь, поэтому уравнение (2.1) не использовалось. В свою очередь, интенсивность тормозящего действия внешнего магнитного поля на

поток электропроводной жидкости описывается безразмерным числом Гартмана $Na = B_0 L_0 \sqrt{\sigma/\eta}$, где B_0 – характерное значение магнитной индукции, η – динамическая вязкость жидкости. Оценки показывают, что $Na \ll 10$ для значений указанных величин, достигаемых почти для всех изучаемых в диссертации задач, за исключением задачи последней главы, где будет дана доработанная модель. Это означает, что магнитное поле не оказывает существенного тормозящего эффекта на поток электропроводной жидкости. Таким образом, в данной постановке задачи взаимодействием магнитного поля и потока электропроводной жидкости можно пренебречь, что иногда называется электродинамическим приближением. Это позволяет разделить модель на две части: электродинамическую и гидродинамическую, и формулировать математические постановки для них отдельно. Таким образом, электродинамическая часть математической модели основана на уравнениях Максвелла:

$$\nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{j}_c; \quad (2.2)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}; \quad (2.3)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0; \quad (2.4)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = 0. \quad (2.5)$$

В этих уравнениях закон Ампера (2.2) без учета тока смещения описывает генерацию исходного магнитного поля с помощью обмоток индуктора. В уравнении (2.2) \mathbf{j}_c – переменная плотность тока, который течет по обмоткам индукторов, \mathbf{H} – напряженность переменного магнитного поля, созданного током обмоток. Поле тока \mathbf{j}_c заключено в объеме обмоток, а поле \mathbf{H} – во всем объеме расчетной области. Плотность тока меняется во времени, совершая гармонические колебания с частотой f . Действие магнитного поля на объемы со средами, имеющими разные значения магнитной проницаемости μ , приводит к появлению в них

намагниченности, что учитывается в выражении связи магнитной индукции и напряженности магнитного поля $\mathbf{B} = \mu\mu_0\mathbf{H}$. Для всех объемов, кроме ферромагнетиков, значение магнитной проницаемости слабо отличается от единицы. Для определения степени насыщения ферромагнетика отдельно выполняется расчет зависимости индукции магнитного поля от значения тока в обмотках, которая описывается ниже. Все магнетики принимаются изотропными, и магнитные свойства внутри объемов являются однородными. Поэтому связь индукции и напряженности является линейной [12].

Переменное магнитное поле, в свою очередь, генерирует вихревое электрическое поле напряженностью \mathbf{E} , что описывается уравнением электромагнитной индукции (2.3). Возникающие магнитное и электрическое поля являются соленоидальными, что описывается уравнениями (2.4) и (2.5). Это электрическое поле является электродвижущей силой, под действием которой в электропроводной среде возникнет вихревой электрический ток. Следует отметить, что ферромагнитные части индукторов изготовлены из тонких листов электротехнической стали, покрытой электроизолирующим лаком, а обмотки намотаны из тонкого провода, также имеющего электроизоляцию. Поэтому в расчетах пренебрегается генерацией вихревых токов в ферромагнетиках и обмотках [12]. В объемах с жидким металлом и твердыми металлическими стенками этот процесс описывается законом Ома

$$\mathbf{j} = \sigma\mathbf{E}. \quad (2.6)$$

Наличие электрического тока (2.6) и магнитного поля в электропроводной среде приводит к появлению объемной электромагнитной силы, которую имеет смысл учитывать только в жидком металле

$$\mathbf{f}^{em} = \mathbf{j} \times \mathbf{B}. \quad (2.7)$$

На границе между областями, в которых содержатся расплавленный металл и электропроводящие стенки каналов, ставится граничное условие для

нормальной и тангенциальной компонент плотности электрического тока. На границе между областями, в которых содержатся вещества, имеющие разные значения магнитной проницаемости, ставится стандартное граничное условие для магнитной индукции [30].

Течение электропроводящей среды в рамках принятого электродинамического приближения описывается уравнением Навье-Стокса с учетом действия электромагнитной силы, а также уравнением неразрывности (2.8):

$$\frac{\partial \mathbf{V}}{\partial t} + (\mathbf{V} \cdot \nabla) \mathbf{V} = -\frac{\nabla p}{\rho} + \nu \Delta \mathbf{V} + \frac{\mathbf{f}^{em}}{\rho}, \quad (2.8)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{V} = 0.$$

Здесь ν – вязкость, а ρ – плотность жидкого металла. Для описания турбулентности в ряде исследований используется стандартная $k - \omega$ модель. Выбор этой модели турбулентности обоснован ее успешным применением для решения задачи магнитной гидродинамики [1, 2]. Наряду с $k - \omega$, использовалась модель Large Eddy Simulation (LES) в варианте Смагоринского, которая выдает наилучшее согласование расчетных и экспериментальных данных, хотя она более затратна с точки зрения времени вычисления. В дальнейшем, в ходе большинства исследований выполнялась верификация расчетов на результатах экспериментов. Во всех расчетах жидкость содержится в объеме, который представляет собой ячейку или канал. На боковых стенках канала ставится условие прилипания. На торцевых стенках каналов задается массовый расход в случае наличия транзитных течений [12, 30].

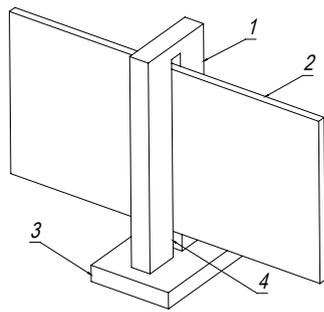
Для реализации вычислений электродинамической части задачи использовался язык APDL модуля Emag программного комплекса ANSYS. С помощью данного подхода реализованы многовариантные расчеты, в ходе которых варьировалось значение частоты и определялись вихревые электрическое и магнитное поля, поля плотности тока и электромагнитной силы при учете граничных условий. Вычисления электромагнитной части задачи проводились с помощью

метода конечных элементов. Для реализации вычислений электродинамической части задачи использовался пакет Fluent программного комплекса ANSYS. Вычисления гидродинамической части задачи проводились с помощью метода конечных объемов. Все вычисления были реализованы на многопроцессорной технике. Переброска данных с электродинамической сетки на гидродинамическую осуществлялась с помощью программы, написанной на языке Python. Сопряжение гидродинамической и электродинамической части решений выполнялось однократно в начале гидродинамических расчетов [30].

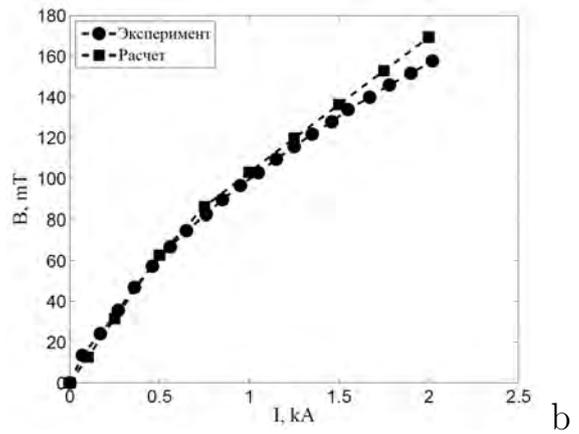
2.2.2. Методика расчета насыщения ферромагнитных частей и ее верификация в отдельном эксперименте

Ферромагнитные элементы конструкции индукторов могут оказаться в частично или полностью насыщенном состоянии. Это существенно влияет не только на точность расчетов электромагнитных сил, но и на величину этих сил, которые создаются индуктором. Наилучшим решением является поиск таких геометрических параметров, которые удерживают ферромагнетик на границе между ненасыщенной и насыщенной фазами при номинальной силе тока в обмотках. Это важно, поскольку конструкции индукторов, как правило, имеют ограничения по размерам и массе. В связи с этим, разработана методика решения нелинейной задачи определения магнитного поля [29, 133].

Методика верифицирована на специально проведенном эксперименте для определения зависимости порога насыщения от силы тока для различных геометрических параметров сердечника. В нем использовался ферромагнитный П-образный сердечник 1 с заведомо неоптимальной геометрией (рис. 2.2а). Электрический ток пропусклся через медную пластину 2, помещенную в зазор между полюсами сердечника. Электромагнитная сила измерялась весами 3, на которые помещался сердечник. Для измерения индукции магнитного поля в межполюсное пространство вставлялся датчик Холла 4. Сердечник имел тонкую



а



б

Рис. 2.2. (а) – схема эксперимента по определению степени насыщения сердечника (1 – испытуемый сердечник, 2 – медная пластина, 3 – весы, 4 – датчик магнитного поля); (б) – зависимость индукции в межполюсном зазоре сердечника 1 от силы тока, протекающего через пластину 2

межполюсную перемычку и поэтому сильно насыщался даже при умеренных токах (рис. 2.2b) [133].

Для определения степени насыщения ферромагнетика в расчетах определяется зависимость магнитного поля \mathbf{B} от тока в слое \mathbf{j}_s . В этом случае математическая модель основана на следующем подмножестве уравнений Максвелла

$$\nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{j}_s, \quad \nabla \cdot \mathbf{B} = 0$$

где \mathbf{j}_s – вектор плотности тока источника, а $\mathbf{B} = \mu_H \mu_0 \mathbf{H}$ – вектор магнитной индукции. В этой формулировке магнитная проницаемость μ_H определяется из кривой зависимости $B(H)$, которая указывается для каждой марки электротехнической стали, из которой изготавливаются индукторы.

Если геометрические параметры не оптимальны, то наблюдается значительное отклонение этой кривой от исходного прямолинейного участка. Если отклонение кривой при значении электрического тока, использованного в исследовании, несущественно, то можно предположить, что сердечник практически не насыщен, а найденные таким образом параметры верны. Увеличение толщины сердечника уменьшает степень насыщения, а значит, всегда можно подобрать правильные параметры путем увеличения массы индуктора.

Расчеты, проведенные в рамках нелинейной задачи, показали хорошее согласие с экспериментом. На рисунке 2.3а показано, как электромагнитная сила зависит от тока. Видно, что учет эффекта насыщения существенно меняет форму кривой, приближаясь к форме экспериментальной зависимости. На рисунке 2.3б представлен пример геометрии сердечника, который почти не насыщается. До силы тока 5 кА кривая линейна, что свидетельствует об отсутствии насыщения. При превышении порогового значения кривая становится нелинейной – начинается насыщение. Это свидетельствует о том, что найдена верная форма сердечника, при которой он способен находится на границе между насыщенной и ненасыщенной фазами [133].

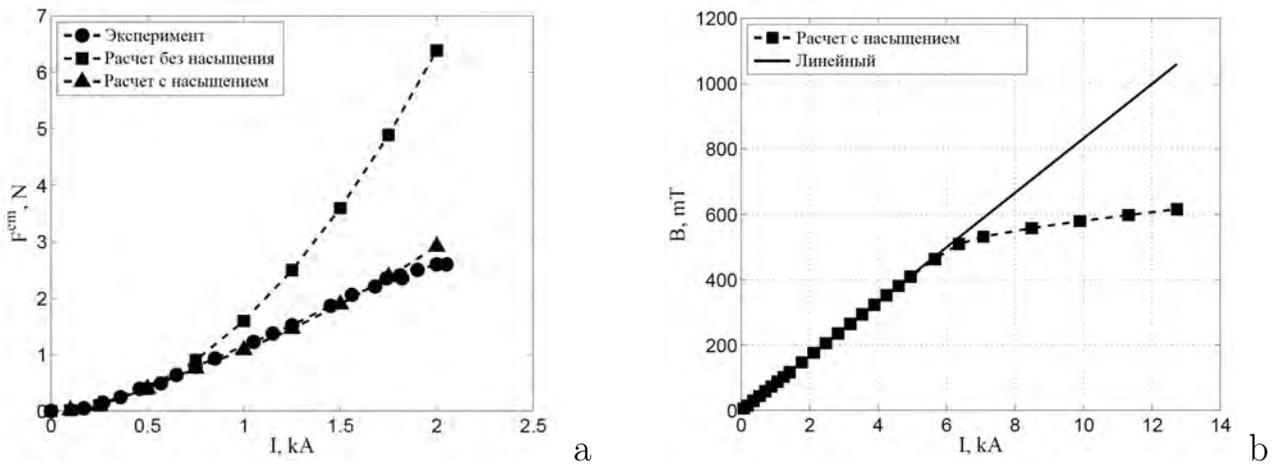


Рис. 2.3. (а) – зависимость электромагнитной силы от силы тока, протекающего через пластину 2; (б) – зависимость индукции в межполюсном зазоре сердечника 1 от силы тока, протекающего в пластине

2.2.3. Электродинамические процессы при воздействии вращающихся и бегущих магнитных полей

В данном разделе описаны исследования, которые позволили верифицировать электродинамическую часть математической модели [9]. Также они выдали характеристики магнитных полей, которые необходимы для описываемых в следующей главе исследований процессов кристаллизации. Индуктор представляет собой систему (рис. 2.4а), состоящую из ферромагнитного сердечника и медных

катушек *I*, генерирующих переменное магнитное поле, которое попадает в том числе внутрь объема ячейки. Система охлаждения из трубок *II*, в которых циркулирует вода, предотвращает перегрев катушек. Для обеспечения безопасности корпус *III* изготовлен из материала, способного выдержать кратковременный контакт с расплавленным металлом в случае аварийной ситуации. Индуктор включает в себя две независимые системы катушек, которые используются для генерации азимутального течения с помощью ВМП и полоидального течения с помощью БМП.

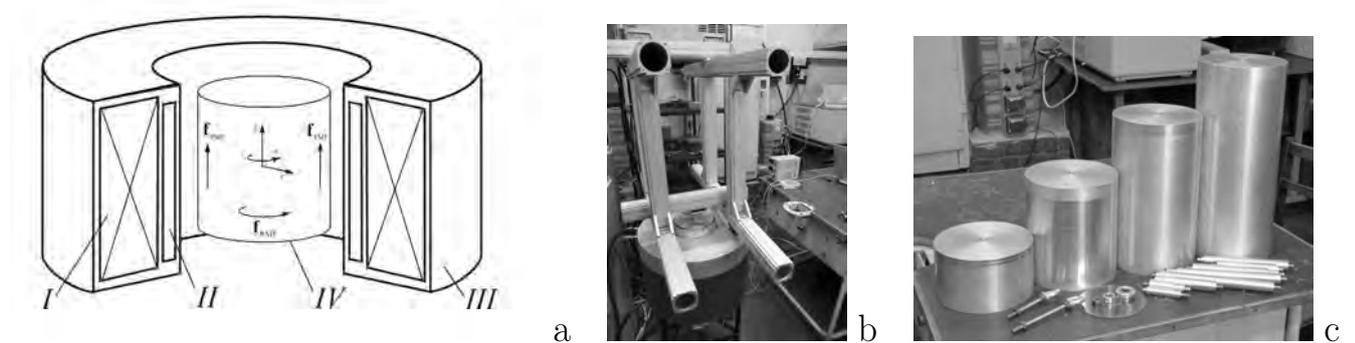


Рис. 2.4. (а) – схема индуктора и ячейки; (б) – фото установки для изучения момента сил от ВМП, (с) – фото цилиндров для эксперимента

Исследования магнитного поля проводились на экспериментальной установке, схематически показанной на рис.2.5а. Установка состоит из индуктора 1, источников питания 2. Источниками питания являются два автотрансформатора с фиксированной частотой 50 Гц. Рама 3 (рис.2.5а) была установлена на корпусе индуктора и изготовлена из комплектующих «Thorlabs». На раме была установлена автоматизированная подвижка 4 «Isel Automaiion». Подвижка перемещала датчик Холла 5 магнитометра 6 «Lakeshore Model 421» вдоль оси индуктора на фиксированное расстояние от края. Выход магнитометра подключался к АЦП 7 «Model NI9239, National Instruments», который передавал данные в компьютер 8. Реализация эксперимента и движение автоматизированной каретки управлялись программой «LabView». Точка отсчета расположена в центре дна индуктора. Исследования показали, что на расстоянии 100 – 200 мм от верхней

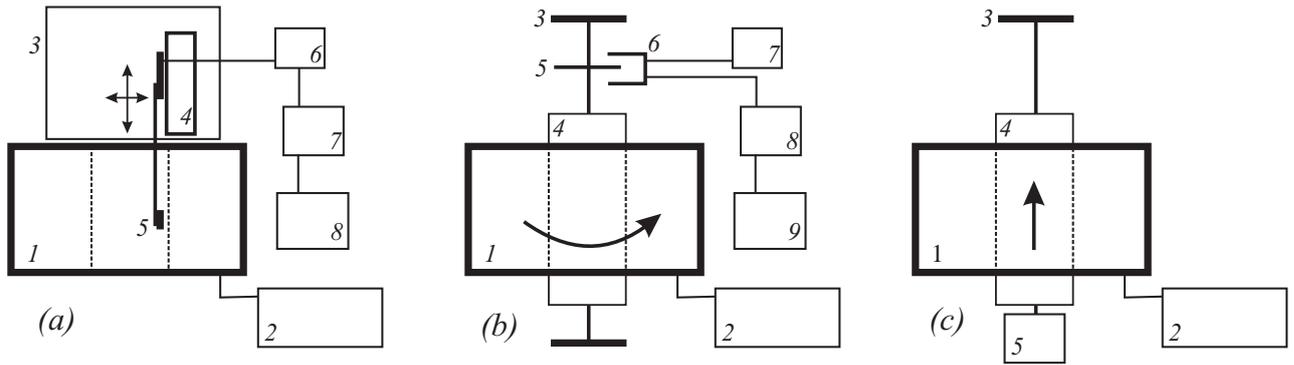


Рис. 2.5. Схемы экспериментов для изучения: (а) – магнитного поля, (б) – момента электромагнитной силы, создаваемого ВМП, (с) – электромагнитной силы, создаваемой БМП; пояснения приведены в тексте.

поверхности индуктора и более 40 мм от ее края, компоненты магнитного поля можно считать практически постоянными (рис. 2.6). Однако вблизи стенок, где напряженность поля максимальна, вид магнитного поля соответствует выступам ферромагнитных частей. Неоднородность поля приводит к локальной неоднородности силы и, возможно, к более эффективному перемешиванию [9].

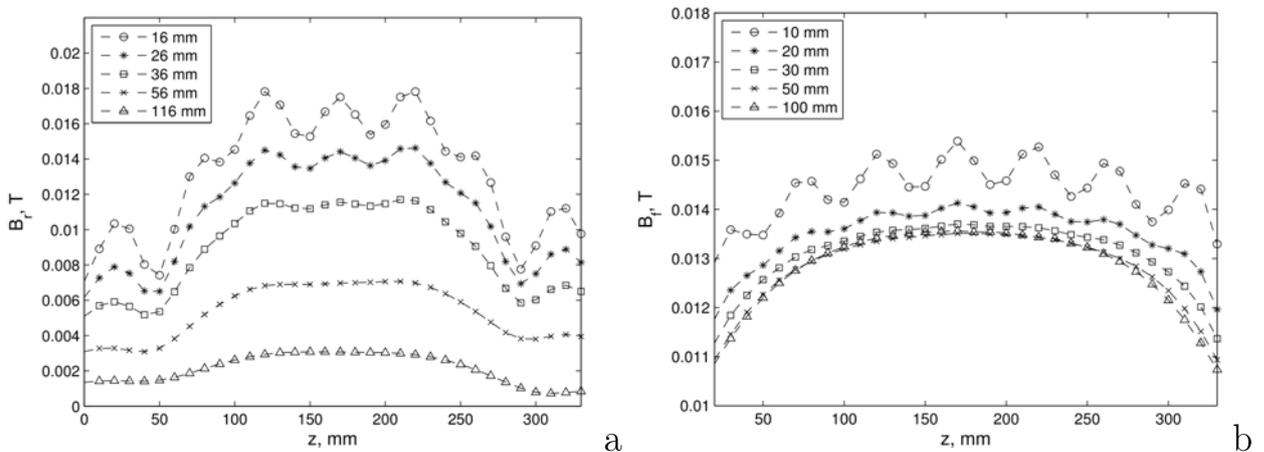


Рис. 2.6. Аксиальные профили магнитной индукции: (а) – B_r компонента ВМП; (б) – B_z компонента БМП.

На рисунке 2.7а показана радиальная составляющая ВМП в зависимости от частоты тока в катушке при токе 1.22 А в нескольких точках разной высоты. Интервал изменения частоты составляет от 15 до 500 Гц. Видно, что уменьшение величины поля происходит на высоких частотах. Все зависимости этого

типа линейны, поэтому в реальных условиях работы ток катушки не приводит ферромагнитный материал сердечника к насыщению.

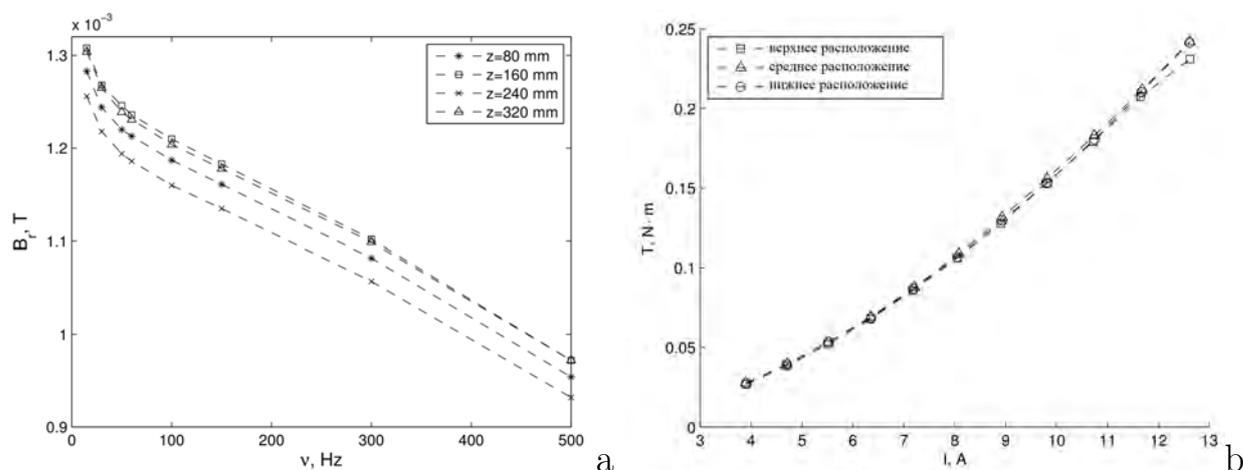


Рис. 2.7. (а) – зависимость радиальной составляющей ВМП от частоты; (б) – зависимость момента силы от питающего тока, тестовый цилиндр размещался на различных высотах внутри индуктора

Далее изучалась зависимость интегральных силовых характеристик от параметров силового воздействия на твердых дюралюминиевых цилиндрах (рис. 2.4b,c). Момент электромагнитной силы определялся путем обработки измерений углового ускорения. Экспериментальная установка (рис.2.5b) состоит из индуктора 1, источника тока регулируемой частоты 2 «Pacific Power Source 1680-320ASX-UPC-3», рамы 3 и тестовых цилиндров 4. Диск 5 с чередующимися прозрачными и непрозрачными секторами закреплен на оси цилиндра. Оптопара 6 питается от источника питания 7. Сигнал с оптрона поступает на АЦП 8 «Model NI9239, National Instruments» и затем передается в компьютер 9, где обрабатывается программой. Исследована зависимость момента сил от высоты расположения цилиндра (рис. 2.7b). Получено, что моменты сил для одного и того же цилиндра, но для разных положений цилиндра относительно индуктора, одинаковы при равных значениях тока. Это свидетельствует о том, что интеграл силы остается неизменным в этом диапазоне высот. Полученный результат имеет особое значение при использовании индуктора в процессе кристаллизации, когда ячейка с жидким металлом расположена на разной высоте от индуктора [9].

На рисунке 2.8а показана зависимость момента сил от среднего тока катушки для цилиндров разной высоты. На рисунке 2.8б показана зависимость момента сил от частоты тока в катушке для цилиндров разной высоты. На этих рисунках также показаны результаты расчетов электромагнитных сил, которые выполнялись с помощью трехмерного моделирования (рис. 2.9). Оптимальной частотой для алюминиевого цилиндра оказалась предельная частота, которую можно получить в источнике тока, то есть 15 Гц. Оказалось, что перемещение цилиндра по высоте индуктора практически не меняет интенсивности силы. Таким образом, распределение этой силы по высоте является достаточно равномерным.

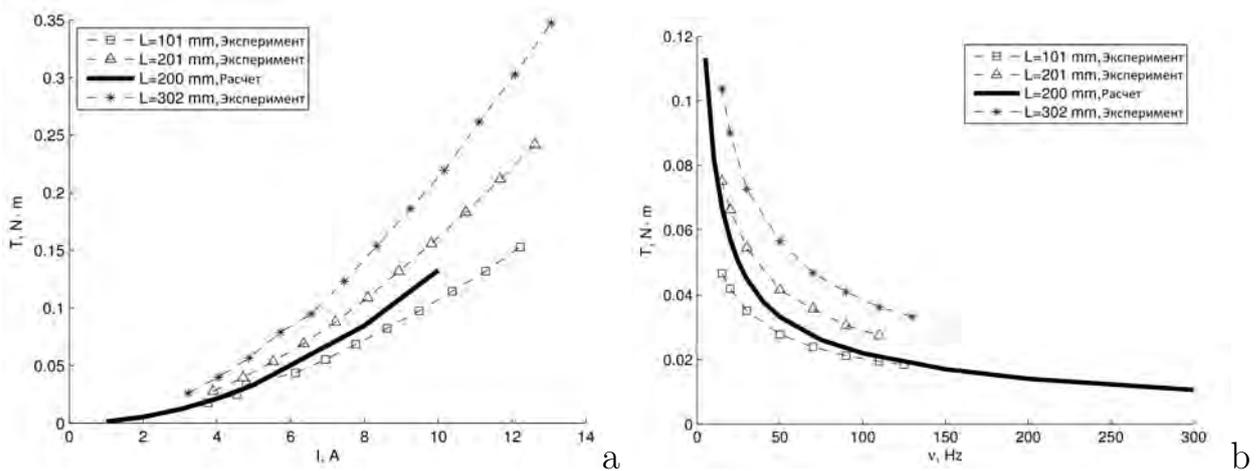


Рис. 2.8. (а) – зависимость момента подмагничивающего тока; (б) – зависимость момента от частоты подмагничивающего тока

Экспериментальная установка для исследования электромагнитной силы, генерируемой БМП (рис. 2.5с), состоит из индуктора 1, трехфазного источника переменного тока регулируемой частоты 2, рамы 3, алюминиевого цилиндра 4 и цифровых весов 5. Сила изменяет вес цилиндра, который регистрируется с помощью цифровых весов. Зависимости силы от величины тока катушки для цилиндров разной высоты оказались практически одинаковыми 2.10а. Однако с уменьшением длины уменьшается и интенсивность силы, что связано со снижением величины индуцированного электрического тока в цилиндре 2.10б [9].

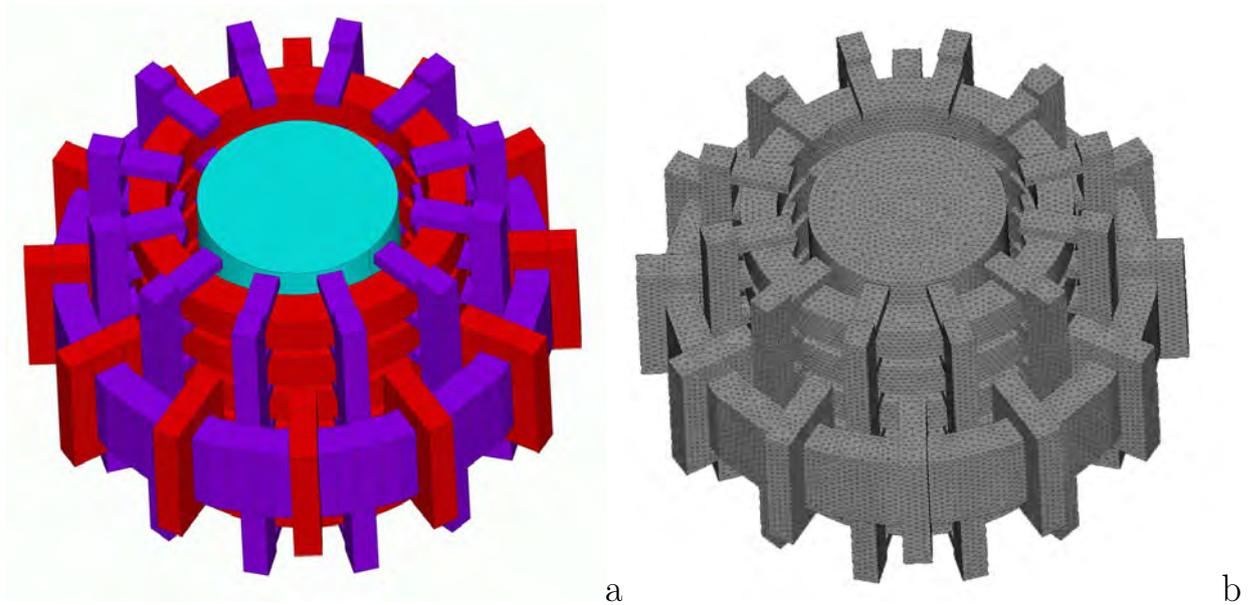


Рис. 2.9. Схемы областей индуктора, участвующих в расчете электромагнитных сил (объем с окружающей средой погашен): (а) – ферромагнитные элементы (фиолетовый цвет), катушки БМП и ВМП (красный цвет), ячейка (голубой цвет); (б) – пример расчетной сетки

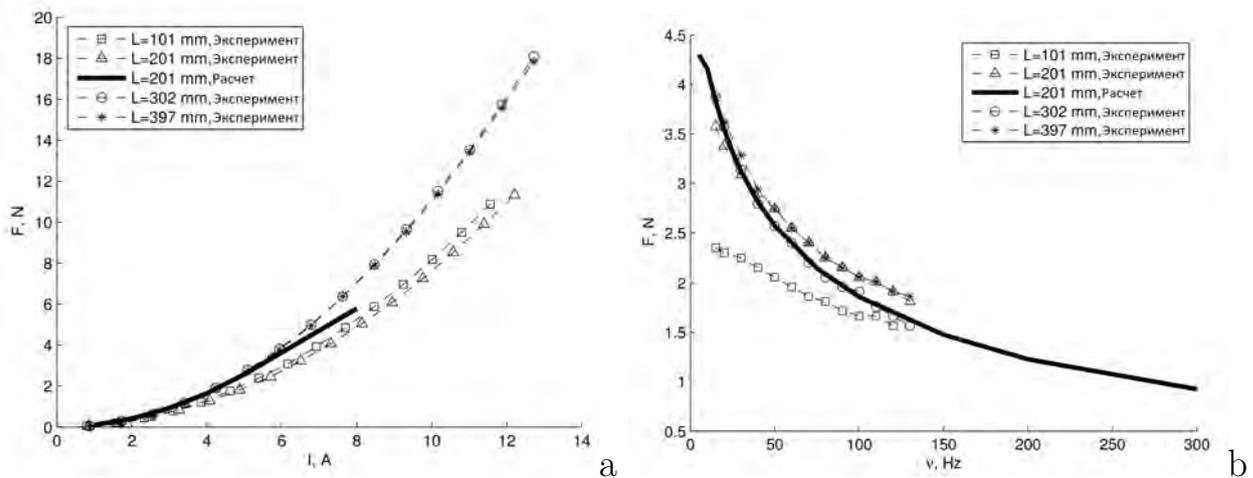


Рис. 2.10. (а) – зависимость силы от величины тока в катушке; (б) – зависимость силы от частоты подмагничивающего тока

На рисунке 2.11 представлены нормированные зависимости этих величин от частоты подаваемого тока 5 А для твердого алюминия и жидкого галлия. Как видно, происходит изменение оптимальной частоты тока, причем ее значения для ВМП и БМП отличаются. Таким образом, для реальных расплавленных металлов существует экстремум на зависимости момента при ВМП или силы при БМП от частоты тока, питающего обмотки индуктора [9].

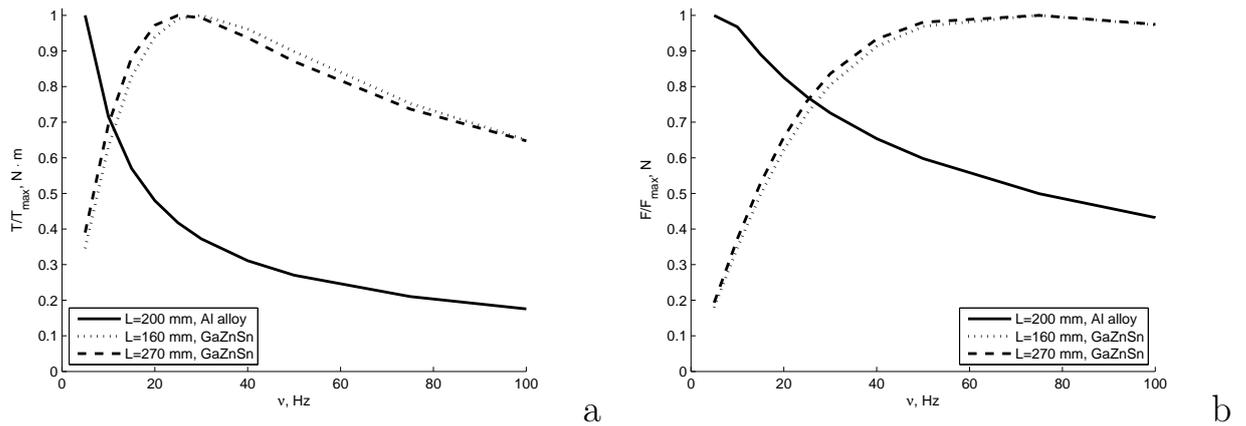


Рис. 2.11. (а) – нормализованный расчетный момент силы от частоты ВМП; (б) – нормализованный расчетный момент силы от частоты БМП

2.2.4. Течение галлиевой эвтектики в ячейке со свободной верхней границей при воздействии вращающихся и бегущих магнитных полей

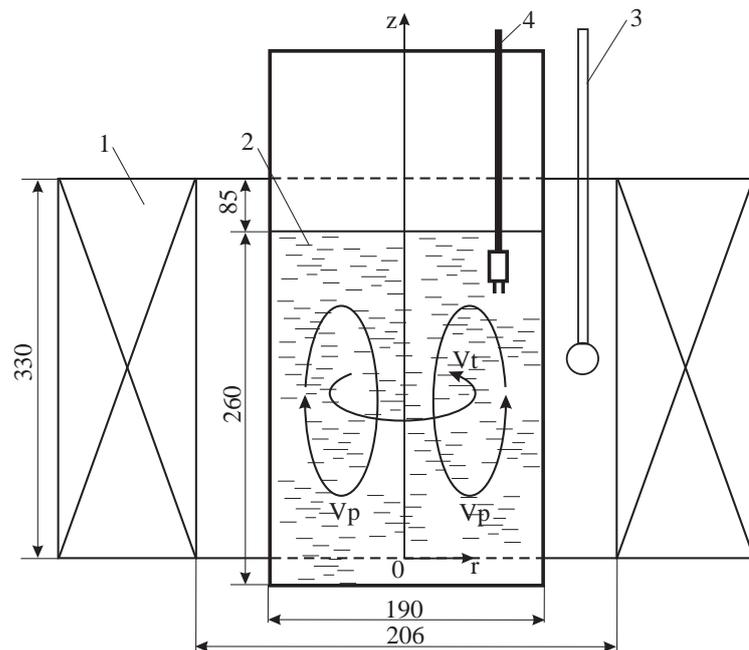


Рис. 2.12. Схема эксперимента: индуктор 1, ячейка с галлиевым сплавом 2, датчик магнитного поля 3, кондукционный датчик 4 радиальной и азимутальной скоростей

Экспериментальная установка схематично показана на рисунках 2.12 и 2.13с [7]. Она состоит из цилиндрической ячейки с жидким галлиевым сплавом, помещенной в индуктор. Ячейка со стенкой толщиной 1 мм и внутренним диаметром

190 мм из нержавеющей стали помещена в индуктор. Ячейка заполнена галлиевым сплавом GaSnZn , который остается жидким при комнатной температуре. Поскольку верхним граничным условием для потока является свободная поверхность, сосуд заполняется до 260 мм от дна, чтобы избежать перелива галлия при вращении жидкости. Как будет показано далее, типичные измеренные скорости потока U лежат в диапазоне 0.1–1 м/с. Таким образом, результирующий поток является полностью турбулентным, поскольку интегральное число Рейнольдса, оцениваемое как $UD/2\nu$, достигает значения 10^5 , где D – диаметр сосуда, а ν – вязкость галлия.

Измерения скорости производятся с помощью кондукционного датчика скорости (КДС). Схема датчика показана на рисунке 2.13а. Разность потенциалов измеряется между вольфрамовыми электродами, расположенными на расстоянии 2 мм друг от друга (расстояние d) вокруг постоянного магнита 0.2 Тл из неодим-железа, намагниченного по всей его длине. Подробнее принцип действия КДС описан в разделе ниже. Для проведения измерений КДС крепится к подвижному координатному устройству 2.13б. КДС позволяет одновременно измерять азимутальную и радиальную скорости потока жидкого металла.

Калибровка КДС производилась в цилиндрическом сосуде диаметром 366 мм, заполненном галлиевым сплавом на глубину 20 мм. Сосуд установлен на вращающемся столе с регулируемой скоростью. Затем датчик погружался в сплав на глубину 10 мм (на расстояние 158 мм от оси вращения), и скорость определялась по твердотельной скорости вращения жидкости. Первичное выходное напряжение $\delta \approx UB_0d$ подается на дифференциальный усилитель «AD8221» с коэффициентом усиления 100, расположенный внутри датчика. Выходные сигналы преобразователя оцифровываются с помощью системы сбора данных «34970A, Agilent Technologies» со встроенным $6\frac{1}{2}$ разрядным цифровым мультиметром и 20-канальным релейным мультиплексором. Для измерения азимутальной и радиальной составляющих скорости используются два канала мультиплексора. Поскольку индуктор работает при частоте тока питания 50 Гц, данные датчика

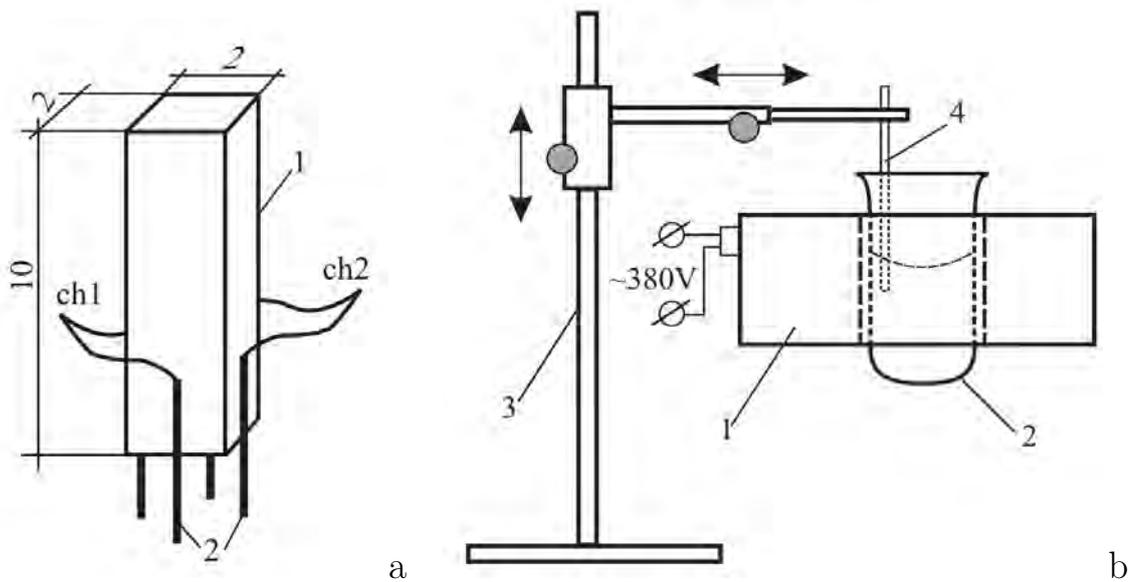


Рис. 2.13. Схемы измерений: (а) – кондукционный датчик скорости: намагниченный стержень 1, вольфрамовые контакты 2; (б) – установка для измерения скорости потока в цилиндрическом сосуде: индуктор 1, цилиндрический сосуд с галлиевым сплавом 2, двухкоординатный стенд 3, двухкомпонентный кондукционный датчик скорости 4

интегрируются за целое число колебаний. Процедура сканирования задана таким образом, что для каждого положения данные многократно (50 выборок) интегрируются за 20 циклов. Затем скорости оцениваются путем усреднения значений по этим 50 выборкам. Систематическая ошибка может быть оценена по стандартному отклонению выборки для типичного сбора данных как 0.06 мс^{-1} – лучшее разрешение может быть получено путем тщательного экранирования 50 Гц составляющей от питающих катушек. Флуктуации скорости определяются отдельно на основе высокоскоростного сбора данных: используется 24-битная карта данных «LAI-24USB» с частотой дискретизации 800 Гц. Ток, подаваемый на индуктор, контролируется с помощью индукционного амперметра «АСТАСОМ АТС 2012» [7].

Измерения проводились для трех режимов: полоидальное течение, азимутальное течение и комбинация полоидального и азимутального течений при одинаковом токе в двух наборах катушек БМП и ВМП. Компоненты скорости (V_r , V_φ) в различных точках цилиндрической полости, заполненной галлиевым

сплавом, измеряются с помощью 2-осевого датчика скорости. Зависимость азимутальной компоненты скорости от вертикальной координаты для различных радиусов показана на рис. 2.14а для течения, вызванного только вращающимся магнитным полем. Форма профилей в радиальном положении $r = R/2$ оказывается одинаковой для течений с вращающимся полем в диапазоне от 0 до 15 А. За исключением области вблизи придонного пограничного слоя, профиль азимутальной скорости примерно постоянен вдоль оси ячейки. В основной части потока азимутальная скорость возрастает для радиусов менее 3 см, а затем становится примерно постоянной, так что она соответствует градиенту угловой скорости вдоль радиуса [7].

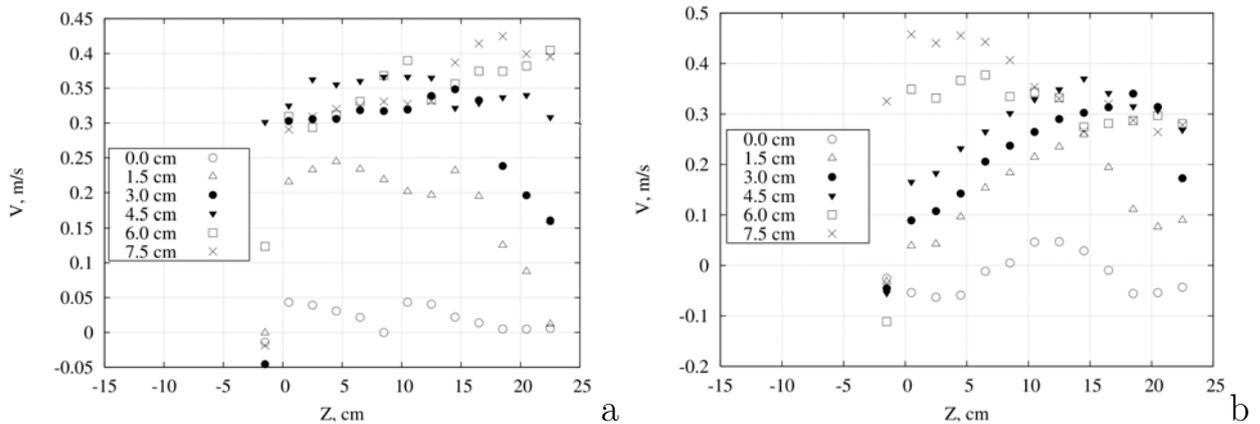


Рис. 2.14. Профиль азимутальной скорости вдоль оси для различных положений КДС по радиусу: (а) – только вращающееся магнитное поле; (б) – бегущее и вращающееся магнитные поля; электрический ток в обмотках равен 5 А

На рисунке 2.14b показаны соответствующие результаты для случая, когда течение вызвано совместным действием бегущего и вращающегося магнитных полей. Очевидно, что вся структура течения изменилась. Поле скорости в цилиндрической ячейке теперь можно представить как суперпозицию тороидальной и полоидальной компонент. Измеренные значения скорости можно использовать для получения структуры течения, спроецировав их на разрешенные моды. В предположении осесимметричности функция тока определяется следующим образом

$$V_r = \frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial z}; \quad V_z = -\frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial r}.$$

Затем выражается функция тока в виде разложения в ряд по базисным функциям, каждая из которых удовлетворяет условию непроницаемости стенки

$$\psi = \sum_{nm}^{NM} A_{nm} \frac{r}{R_0} \sin\left(n\pi \frac{r}{R_0}\right) \cos\left(m\pi \frac{z}{h} - \frac{\pi}{2}\right),$$

для которых коэффициенты определяются на основе экспериментальных измерений. Разрешение дискретизации потоков ограничивает выбор $N=3$ и $M=3$. На рисунке 2.15 представлены аксиальные сечения течений. Видно, что ВМП генерирует как азимутальное течение, закручивая жидкий металл в цилиндрической полости, так и полоидальное течение. Магнитное поле, перемещаясь вниз вдоль стенок ячейки, возбуждает полоидальное течение. В обоих случаях это двухвихревое течение. Под совместным действием вращающегося и бегущего магнитных полей, в жидкости образуются азимутальная и полоидальная составляющие течения. При этом полоидальное течение имеет преимущественно одновихревую структуру. Как следует из рисунка 2.15, формой течения можно управлять путем подбора интенсивности совместного действия вращающегося и бегущего магнитных полей [7].

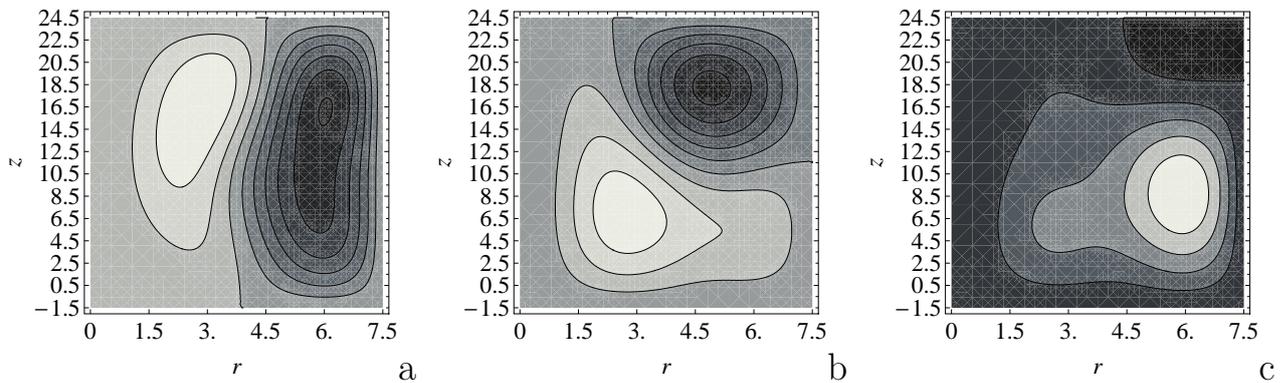


Рис. 2.15. Схема полоидального течения, полученная методом проекции на моды: (а) – полоидальное течение, индуцированное из азимутального течения, возбуждаемого одиночным вращающимся магнитным полем; (б) – полоидальное течение, индуцированное бегущим полем, направленным вниз вдоль стенки полости; (с) – полоидальное течение, индуцированное совместным действием вращающегося и бегущего полей

На рисунке 2.16 показан результат верификации расчетов на экспериментальных данных для случая ВМП. Видно, что результаты хорошо согласуются

для значений тока до 10 А. На практике эти режимы перемешивания используются наиболее часто. Математическое моделирование при значениях тока обмотки, превышающих 10 А, в данном случае дает заниженные результаты. Это можно объяснить тем, что при значениях тока выше 10 А жидкий металл в полости вращается с такой скоростью, что воронка на ее поверхности занимает все больше места, а уровень металла у стенок значительно повышается. Эти условия течения не учитываются при моделировании электромагнитных сил, которые управляют движением потока [7].

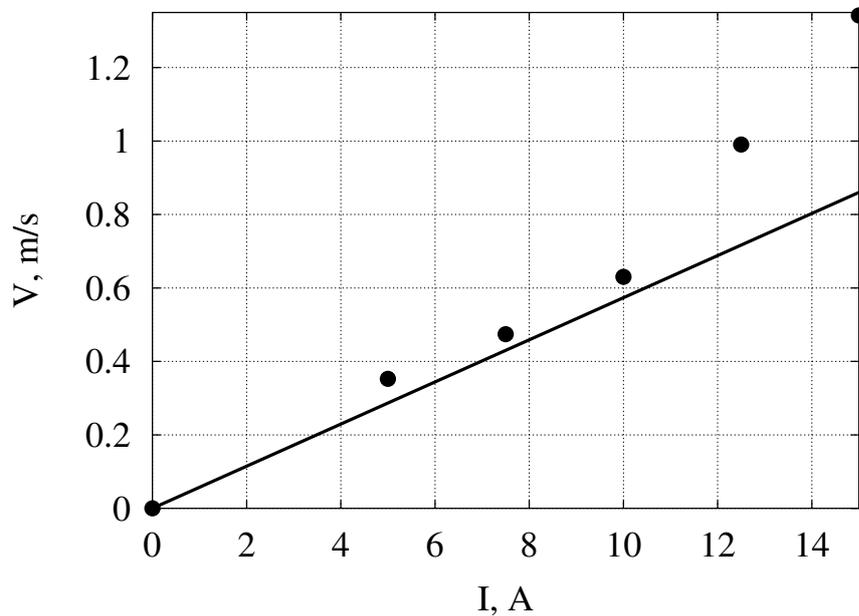


Рис. 2.16. Зависимость максимальной скорости азимутального течения, создаваемого вращающимся магнитным полем, от силы тока в обмотках; точки – экспериментальные значения, сплошная линия – расчет

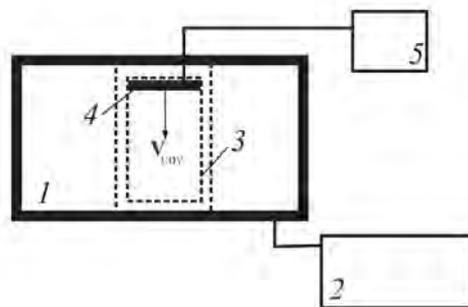
2.2.5. Течение галлиевой эвтектики в ячейке с твердой верхней границей при воздействии вращающихся и бегущих магнитных полей

Исследование поля скорости с помощью УДА проводилось на экспериментальной установке, представленной на рисунке 2.17 [9]. Установка состоит из следующих частей: индуктор 1, источник питания для катушек ВМП и БМП 2,

цилиндрическая ячейка из нержавеющей стали, заполненная жидким металлом 3, датчики УДА, вставленные в держатель 4, и УДА 5. Сосуд заполнен сплавом галлия GaSnZn . В держателе УДА датчики 4 (рис. 2.4с) расположены в ряд по диаметру с равным шагом. Это позволяет восстановить картину течения в плоскости и оценить степень симметрии потока. Сфокусированный УДА датчик 4 МГц диаметром 8 мм лучше всего подходит для исследований такого рода. Датчики УДА были помещены прямо в галлиевый сплав, поэтому в этом направлении была получена непосредственно аксиальная компонента скорости. При использовании GaSnZn для исследования проявилась проблема измерений в интенсивном потоке с высоким уровнем шума (как и в работе [71]), хотя УДА способен измерять довольно высокие скорости. Иногда в ходе эксперимента возникала необходимость смешивания оксидов со сплавом галлия интенсивным потоком. Из-за многократных отражений профиль в областях вблизи стенки недостижим для измерения (но на самом деле значение на дне должно быть нулевым из-за условия прилипания). При обработке был учтен эффект затенения дальних частиц ближними частицами. Это вызывает локальные потери сигнала, что устраняется фильтрацией.



а



б

Рис. 2.17. (а) – фото экспериментальной установки, (б) – схема эксперимента для изучения скорости и верхней крышки с датчиками УДА, пояснения приведены в тексте

Профили скорости получены для цилиндрического канала $L = 0.16$ м и для $z = 0.053$ м. Точка отсчета расположена в центре нижней части цилиндра.

Вихри имеют практически одинаковую интенсивность при малых значениях частоты питающего тока. Увеличение частоты приводит к росту вихрей, расположенных вблизи вертикальной границы, и к затуханию центральных вихрей. Скорость вблизи стенки увеличивается из-за изменения топологии силы вследствие скин-эффекта. Однако интенсивность потока существенно не меняется при значениях частоты более 50 Гц. Эксперимент показал, что интенсивность колебаний скорости увеличивается с ростом питающего тока для ВМП и БМП (рис. 2.18). Еррорбары показывают среднеквадратичное значение скорости и характеризуют колебательный процесс. Вихри колеблются вблизи положения равновесия. Совместное применение ВМП и БМП приводит к уменьшению осцилляции скорости (рис. 2.19), а топология потока становится более сложной [9].

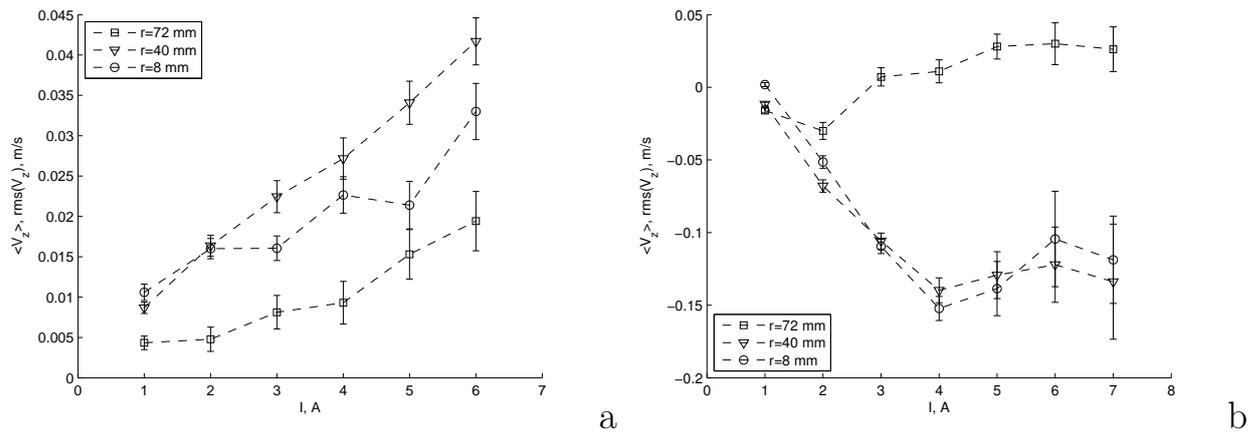


Рис. 2.18. Зависимость средней скорости и среднеквадратичного отклонения от тока питания: (a) – ВМП, (b) – БМП, эксперимент

На рисунках 2.20–2.21 представлены примеры результатов расчетов течения для течения слабой интенсивности, чтобы было удобнее представить себе поле скорости. При расчете генерируется несколько вторичных тороидальных вихрей в случае ВМП (рис. 2.20) и один полоидальный вихрь в случае БМП (рис. 2.21).

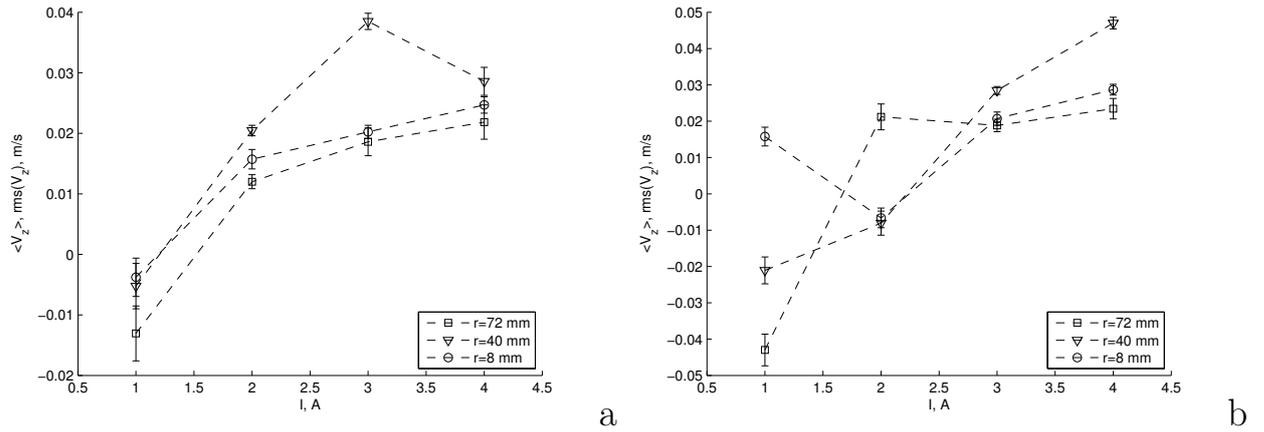


Рис. 2.19. Зависимость средней скорости и среднеквадратичного отклонения от тока питания ВМП: (а) – $I=2 \text{ A}$ для ВМП, (б) – $I=3 \text{ A}$ для ВМП, эксперимент

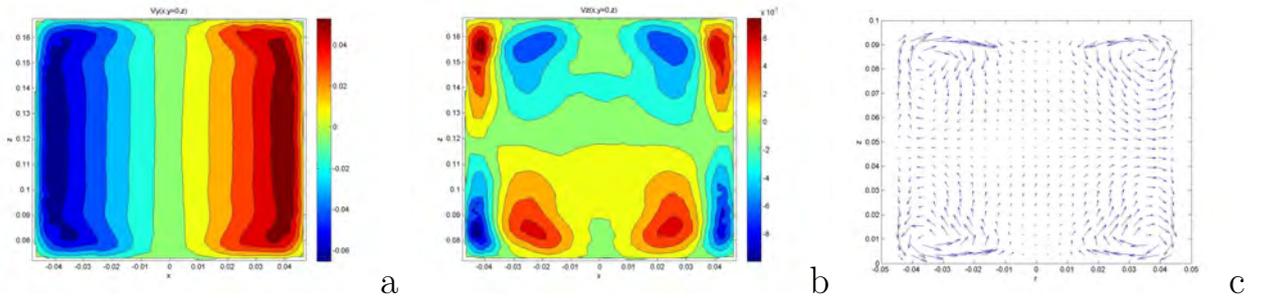


Рис. 2.20. Примеры аксиальных сечений расчетных полей скорости для ВМП: (а) – азимутальная компонента, (б) – аксиальная компонента, (с) – векторное поле полоидальной компоненты

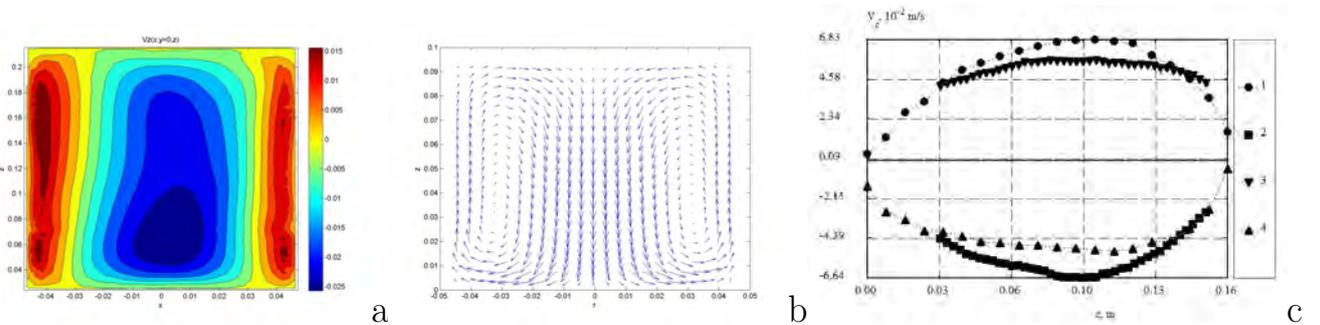


Рис. 2.21. Примеры расчетных полей скорости для ВМП: (а) – аксиальная компонента, (б) – векторное поле полоидальной компоненты; (с) – сравнение расчета и эксперимента (ток ВМП 2А): 1,4 – расчет, 2,3 – эксперимент

2.2.6. Течение в алюминиевом сплаве при сонаправленных вращающихся полях

Одной из основных целей исследования было определение влияния перемещающего течения на свойства слитков, что описывается в следующей главе

[18]. Поэтому наиболее важно было провести верификацию гидродинамических расчетов именно для того сплава, с которым проводились эксперименты. В экспериментах по кристаллизации изучался сплав «АК9ч» (Al – основа, Si 10.8%; Mg 0.22%; Mn 0.28 %), который имел следующие теплофизические свойства: температуры ликвидуса и солидуса составляли 600°C и 577°C , соответственно, плотность сплава в жидком состоянии составляла $2.35 \cdot 10^3 \text{ кг/м}^3$ [134, 135].

В эксперименте получена зависимость скорости вращающегося течения сплава «АК9ч» от интенсивности электромагнитных сил, которая определяется силой тока в обмотках. Измерения проводились в ячейке [18] с помощью измерительной турбины из нержавеющей стали с устройством для крепления ее вала (рис. 2.22а). После заливки жидкого металла в тигель и по истечении разгона потока, в тигле устанавливался равновесный режим течения. Электрический ток, подаваемый на обмотки, варьировался в диапазоне от 2 до 10 А. Турбина погружалась в жидкий металл на расстояние 4, 7 и 10 см от дна тигля. Для заданного уровня погружения подсчитывались обороты турбины (обычно 30-40 оборотов) за фиксированный промежуток времени. Перед измерениями выдерживалась пауза в 20-30 с для установления равновесного течения расплава. Измерения проводились в диапазоне температур от 670°C до 650°C , когда перегретый по отношению к температуре ликвидуса расплав можно было классифицировать как ньютоновскую жидкость.

На основании измеренного числа оборотов n турбины радиусом 0.045 м была найдена зависимость характерной азимутальной скорости от тока в обмотках (рис. 2.22b). Расчеты показали хорошее согласие с экспериментом. В конечном итоге определены зависимости максимальных скоростей от параметров БМП и ВМП (рис. 2.23). Значение индукции магнитного поля B_0 для вращающегося и магнитного полей определялось по максимуму экспериментальной кривой распределения индукции, полученной при различной высоте тигля при токе $I = 12.8\text{А}$ на основании измерений магнитного поля, проведенных в индукторе

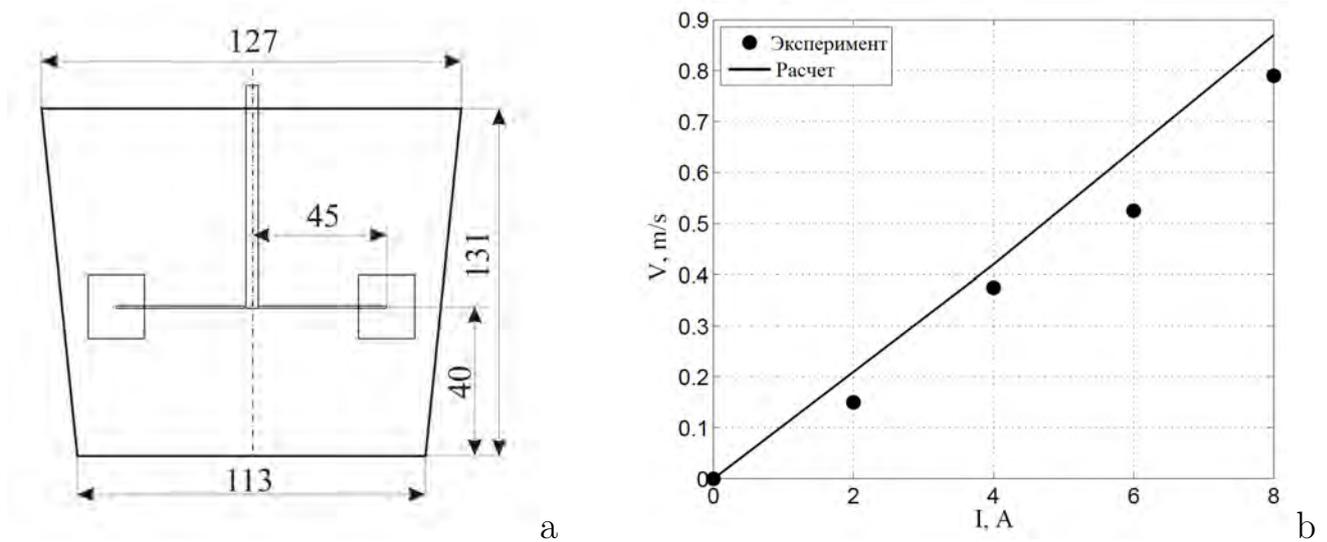


Рис. 2.22. (а) – схема тигля для жидкого алюминия с измерительной турбиной; (б) – зависимость максимальной скорости течения расплава от тока индуктора, создающего вращающееся магнитное поле. Сплошная линия и точки показывают, соответственно, результаты численного и физического экспериментов.

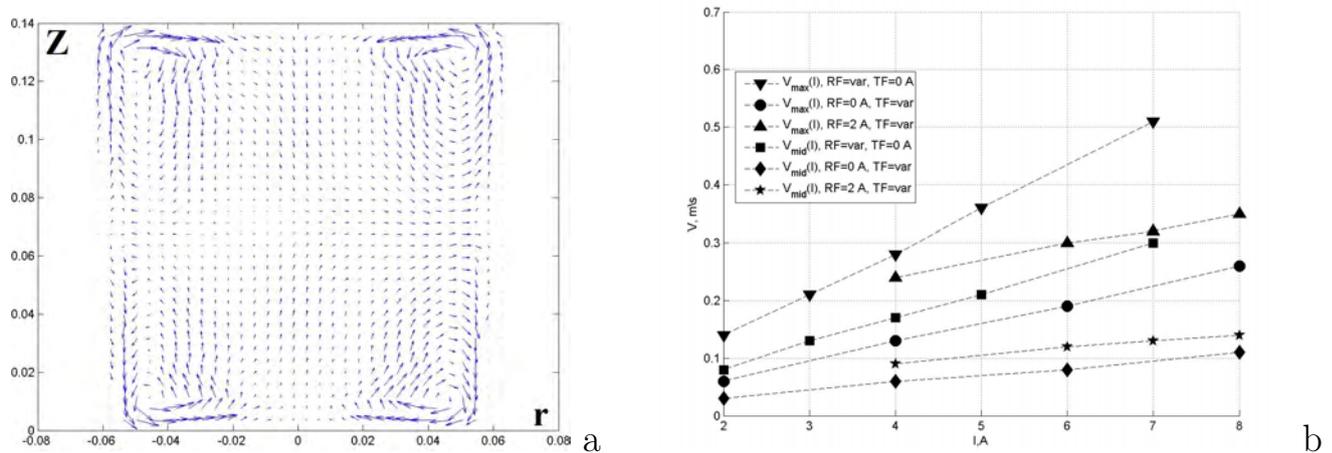


Рис. 2.23. (а) – пример расчетного поля полой скорости течения, вызванного действием ВМП; (б) – расчетная зависимость максимальной по области скорости от электрического тока, питающего обмотки, для случаев бегущего, вращающегося магнитных полей и комбинированного случая

(рис. 2.6). Поле при других токах определялось путем пересчета данных, полученных при токе 12.8 А, в предположении, что оно линейно зависит от тока индуктора. Это предположение допустимо, т.к. расчеты показали отсутствие насыщения индуктора в данном диапазоне токов. Результаты для азимутальной

скорости, определенные при различных значениях индукции магнитного поля и подходящем токе индуктора, сведены в таблицу 2.1 [18].

h см	$B_0 = 2.0$ мТл, $I = 2A$	$B_0 = 4.1$ мТл, $I = 4A$	$B_0 = 6.1$ мТл, $I = 6A$	$B_0 = 8.1$ мТл, $I = 8A$
4	0.155	0.376	0.525	0.807
7	0.195	0.440	0.735	0.997
10	0.180	0.459	0.613	0.848

Таблица 2.1. Азимутальная скорость жидкого металла V (м/с) в зависимости от глубины погружения датчика h (см) (расстояние от дна тигля) и индукции магнитного поля

2.3. Течения, вызванные действием вращающихся полей с чередованием направления вращения

2.3.1. Электродинамические процессы во вращающихся магнитных полях

Данный раздел посвящен изучению альтернативного способа генерации развитых азимутальных и полоидальных течений. Он состоит в действии вращающимися магнитными полями с помощью двух расположенных рядом кольцевых индукторов (рис. 2.24). Один из них генерирует магнитное поле, которое вращается в одном направлении, а другой – в противоположном. Предполагается, что возникающие электромагнитные силы такой конфигурации будут создавать интенсивное сдвиговое течение с развитой турбулизацией потока [10].

Экспериментальная установка для проведения электродинамических исследований состоит из системы питания и электромагнитного индуктора. Он представляет собой набор обмоток, размещенных на ферромагнитном сердечнике сложной формы, который окружает цилиндрическую область шириной 170 мм и высотой 340 мм. Внутри этой области может быть помещена ячейка с

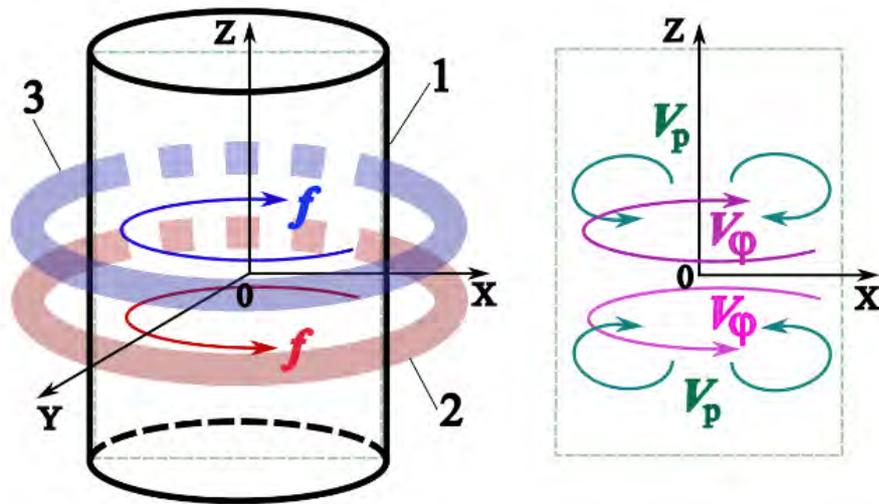


Рис. 2.24. Схематическое изображение конфигурации ячейки (слева) и генерируемого течения (справа): 1 – ячейка; 2,3 – индукторы

жидким металлом (рис. 2.25). Это позволяет реализовать не только бегущее и вращающееся магнитные поля, но и более сложные конфигурации [10].

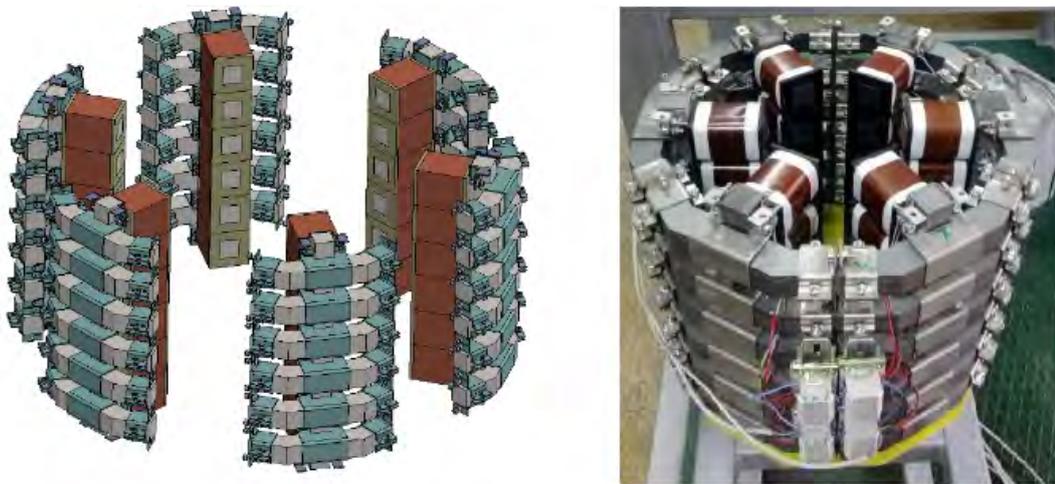


Рис. 2.25. 3D модель индуктора и его фото

Для верификации численных расчетов электромагнитных сил был выполнен эксперимент, в котором в индуктор помещался цилиндрический образец из твердого дюралюминиевого сплава (рис. 2.26). С помощью внешней измерительной системы определялась зависимость момента электромагнитной силы, действующей на образец, от частоты электрического тока, питающего обмотки. Момент определялся в статическом состоянии с помощью слабо растяжимого

шнура, один конец которого закреплен снаружи цилиндра, блока и весов. На весах была установлена гири, привязанная к другому концу шнура. Вес гири изменялся при подаче переменного тока на катушки индуктора различной амплитуды и частоты. Зависимости момента электромагнитной силы от частоты переменного тока, найденные в эксперименте и расчете, демонстрируют хорошее совпадение (рис. 2.27). В частности, точно воспроизведен максимум данной кривой, что также свидетельствует о надежности электродинамической части математической модели.

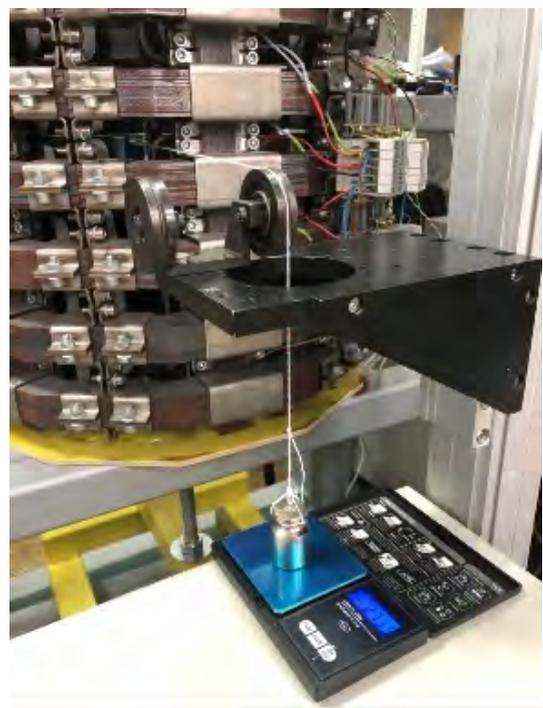
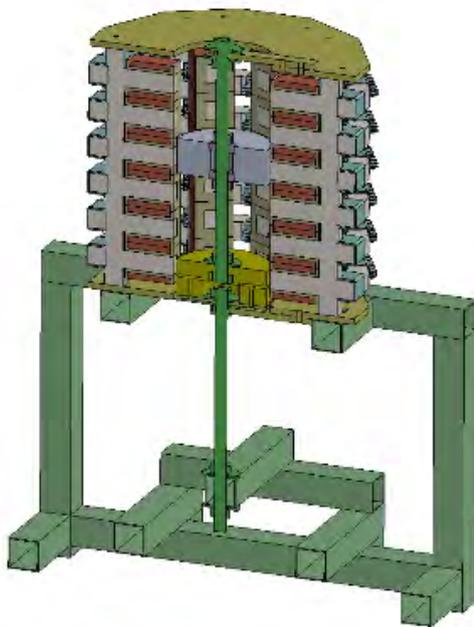


Рис. 2.26. Схема и фото экспериментальной установки для определения момента электромагнитной силы

Далее, с помощью численного исследования было изучено влияние вращения электропроводной среды на момент электромагнитной силы, действующей на эту среду [10]. В этом разделе использовалась описанная выше математическая модель. Изучался эффект скольжения, связанный с разностью реальной скорости вращающейся среды и скоростью вращения магнитного поля. Обнаружено, что в исследуемом диапазоне параметров задачи на зависимости момента

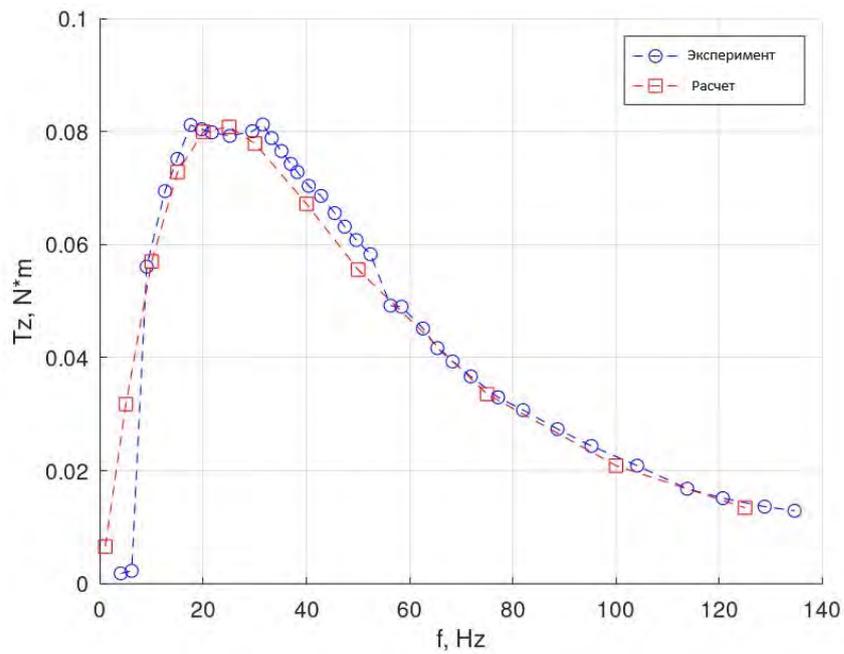


Рис. 2.27. Зависимость момента электромагнитных сил от частоты: расчет (красным) и эксперимент (синим)

электромагнитных сил от частоты вращающегося поля f_b существует экстремум при фиксированной частоте вращения среды f_{me} (рис. 2.28).

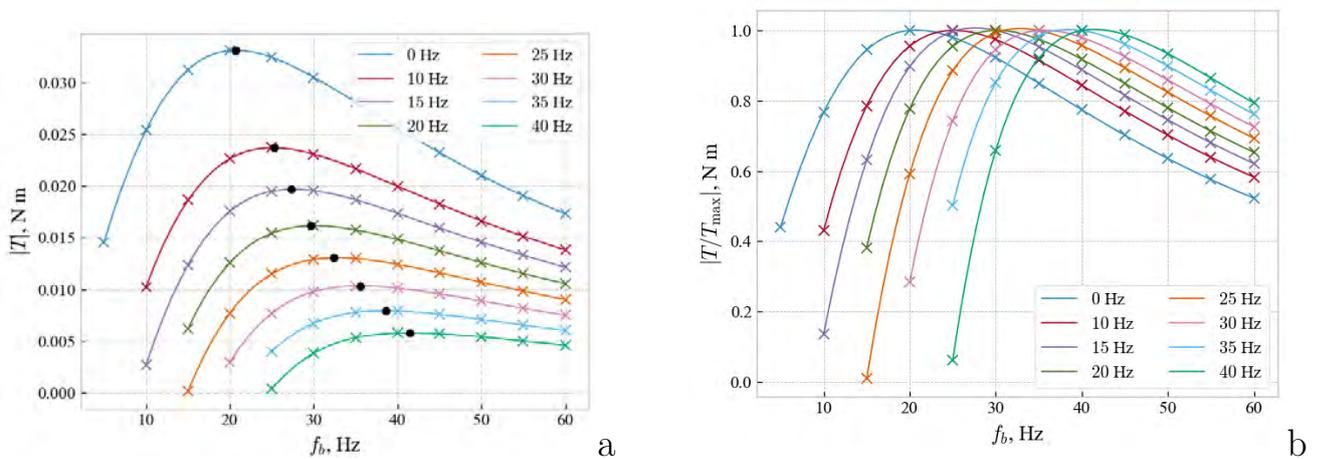


Рис. 2.28. (а) – зависимости момента электромагнитной силы от частоты вращающегося магнитного поля (различные кривые соответствуют разным частотам вращения электропроводной среды внутри индуктора); (б) – нормированные зависимости момента электромагнитной силы от частоты вращающегося магнитного поля; расчет

С помощью анализа экстремумов моментов электромагнитных сил (рис. 2.29а) найдена зависимость частоты тока обмоток f_b от частоты вращения среды f_{me} (рис. 2.29б). Частота f_b обеспечивает максимальный момент

электромагнитных сил при вращении электропроводной среды. Эта зависимость дает возможность выбирать наилучшие значения частоты вращения магнитного поля при заданной частоте вращения среды. Следует отметить, что при увеличении частоты вращающегося поля, одновременно возникает скин-эффект – уменьшается глубина проникновения магнитного поля в электропроводную среду. Это существенно влияет на величину момента электромагнитных сил при фиксированной силе тока [10].

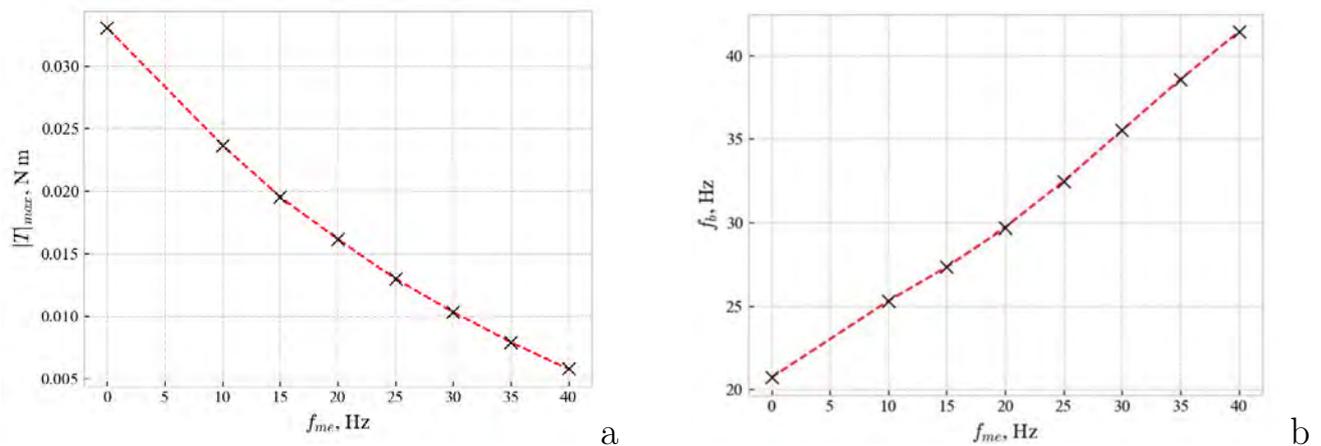


Рис. 2.29. (а) – зависимость максимума момента электромагнитной силы от частоты вращения электропроводной среды; (б) – зависимость частоты вращения магнитного поля, которая обеспечивает максимальный момент электромагнитных сил, от частоты вращения среды; расчет

2.3.2. Гидродинамические процессы при чередовании направления вращающихся магнитных полей

Верификация гидродинамической части задачи производилась при помощи экспериментальной установки [11], состоящей из индуктора, в который была помещена цилиндрическая емкость из нержавеющей стали, заполненная жидкой электропроводной средой GaSnZn (рис. 2.30). Профили вертикальной скорости течения жидкого металла определялись при помощи датчиков ультразвукового доплеровского анемометра. Расчет гидродинамики производился при тех же параметрах, что и эксперимент.

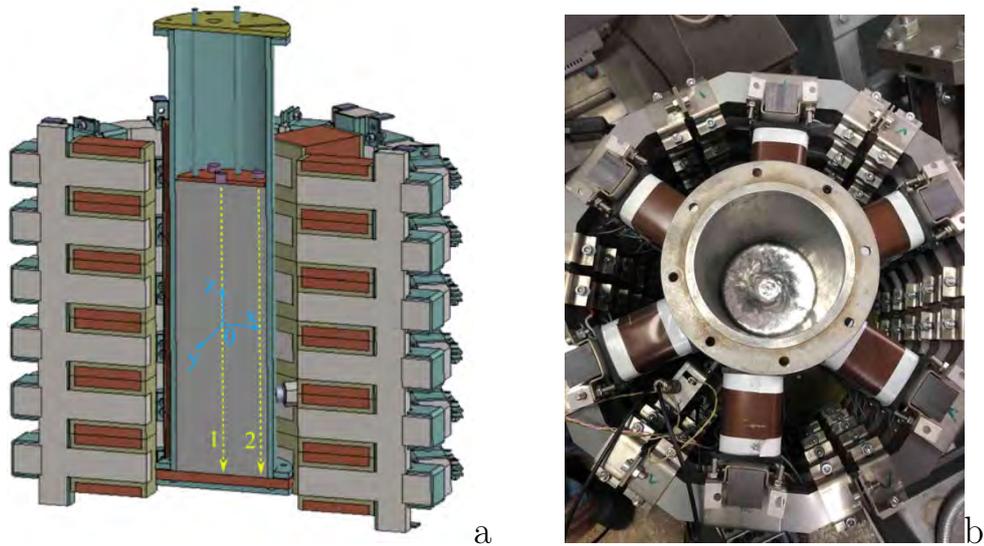


Рис. 2.30. Канал с жидким металлом (а), помещенный в индуктор (разрез), фото канала в индукторе (b); линиями показано направление лучей датчиков УДА

Верификация показала близость расчетных и экспериментальных данных. Отклонение не превышает 7% (рис. 2.31, 2.32). Расхождение расчетов и экспериментов связано с небольшими отклонениями конструкции индуктора от идеального представления при моделировании, погрешностями измерения, численными погрешностями.

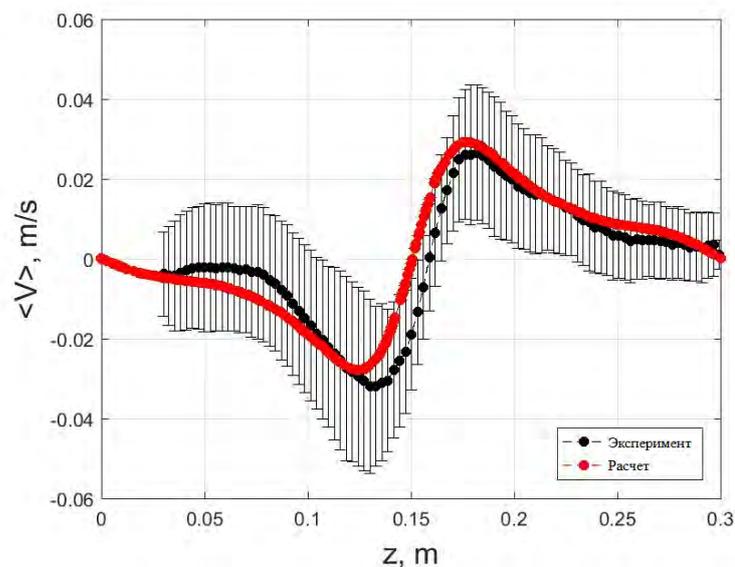


Рис. 2.31. Средний профиль V_z компоненты скорости, расчет и эксперимент, 50 Гц

Обнаружено, что во всем диапазоне силовых параметров, для которых проводились исследования, сценарий развития течения следующий. В начале

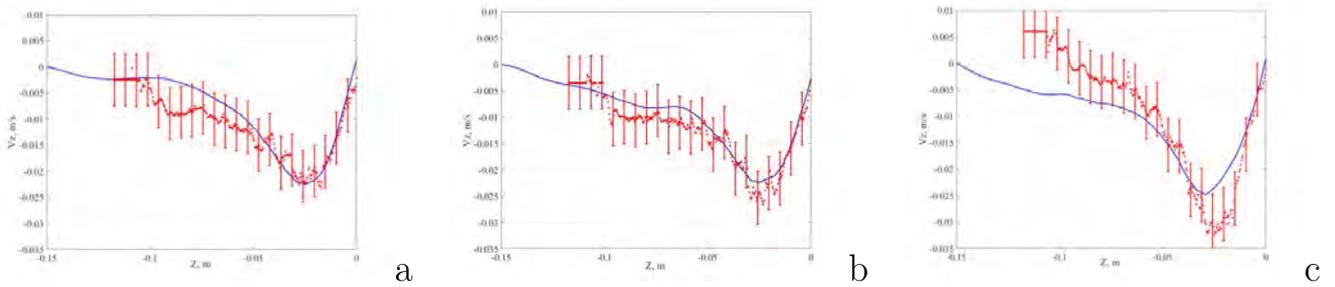


Рис. 2.32. Средний профиль V_z компоненты скорости, расчет (синий) и эксперимент (красный): 30 Гц (а), 50 Гц (б), 120 Гц (с)

формируется азимутально симметричное поле скорости, при этом интенсивность его кинетической энергии нарастает (рис. 2.33а). Затем кинетическая энергия достигает стационарного значения, которое, при большой величине силового параметра $F = F_0$, сопровождается пульсациями, заметными на графиках эволюции кинетической энергии (рис. 2.33б). В данном разделе сама величина этого силового параметра не имеет значения, поэтому результат приводится для его относительной величины для сопоставления. Поля для малой величины силового параметра $F = 0.01F_0$ позволяют ясно различить картину полоидальной и азимутальной компонент формирующегося течения. При большом значении силового параметра $F = F_0$ вначале появляются наборы вихрей, масштаб которых соответствует размеру каждого кольца обмоток вращающегося поля. Затем образуется нестационарное колебательное течение сложной формы. Таким образом, использование встречных вращающихся магнитных полей существенно усложняет вид азимутального и полоидального течений в цилиндрическом объеме электропроводной среды. Возникающее течение сопровождается колебательным движением вихревых структур и взаимодействием между ними. Это приводит к эффективному перемешиванию жидкого металла [11].

Далее с помощью численного моделирования выполнено сравнение гидродинамических процессов, происходящих при двух конфигурациях ВМП. Конфигурация ВМП-А соответствует сонаправленному вращению всех ВМП, а конфигурация ВМП-В – чередованию направления вращения ВМП (рис. 2.34).

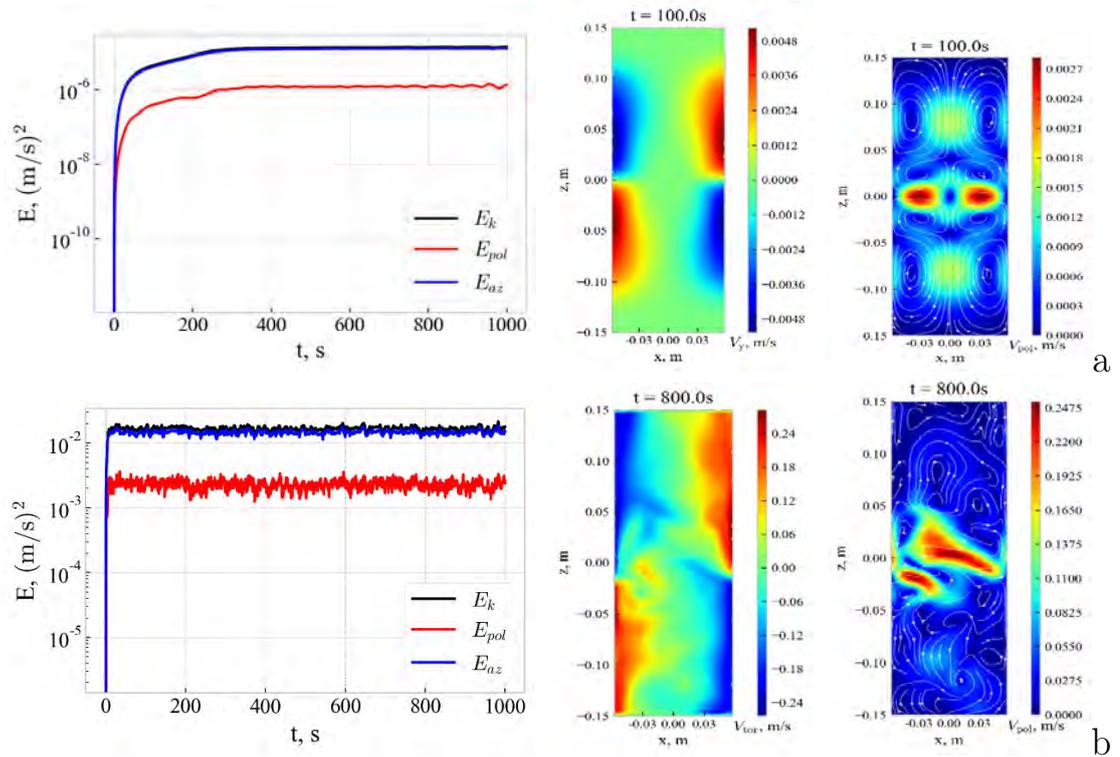


Рис. 2.33. Эволюция энергии (слева), полоидальной (в центре) и тороидальной (справа) компонент скорости: а – малая ($F = 0.01F_0$), б – большая ($F = F_0$) величина силового параметра

Рассмотрим результаты для каждой исследованной конфигурации вращающегося магнитного поля.

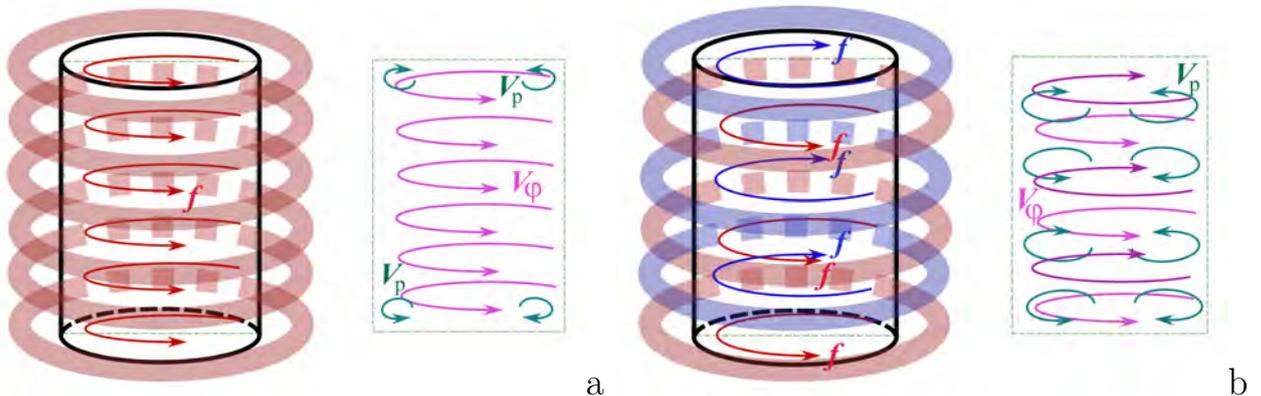


Рис. 2.34. Конфигурации ВМП: (а) – сонаправленное вращение полей, ВМП-А, (б) – чередующееся направление вращения полей, ВМП-В

Конфигурация ВМП-А соответствует чисто вращающемуся магнитному полю. Поля для малой величины силового параметра позволяют ясно различить картину течения. В данном случае вначале формируется крупный вихрь в

области индуктора, протяженность которого по высоте канала немного меньше. Затем формируется квази-твердотельное вращение. При этом полоидальное течение является неразвитым (рис. 2.35). Это же демонстрирует эволюция кинетической энергии (рис. 2.36). При большой величине силового параметра картина течения существенно не меняется, но интенсивность увеличивается (рис. 2.35a,b).

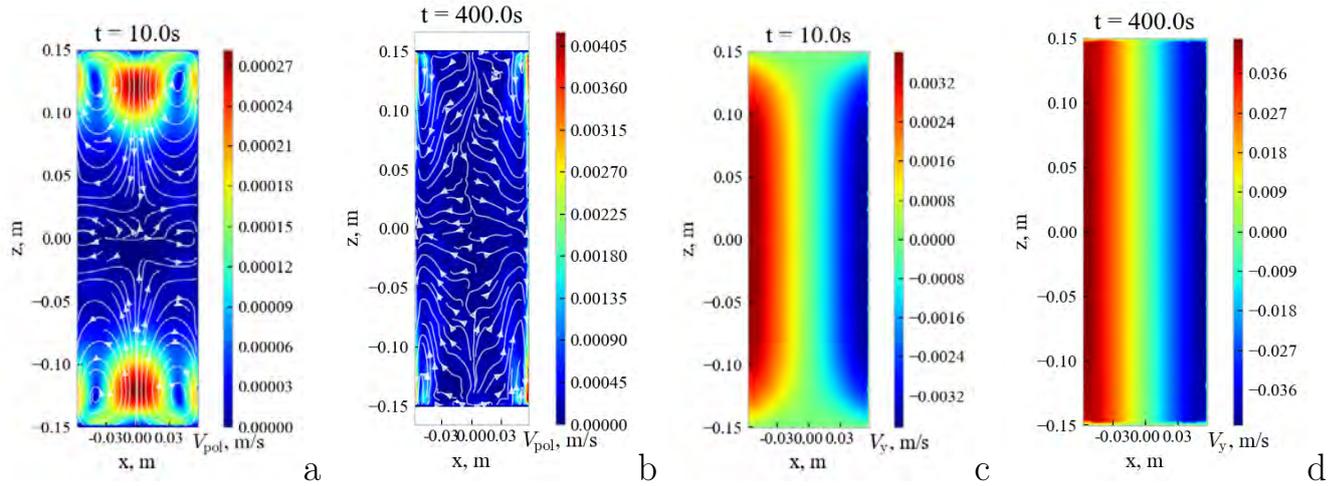


Рис. 2.35. Поля компонент скорости в вертикальном аксиальном сечении в разные моменты времени: а,б – полоидальная, с,д - азимутальная компоненты. Малая величина силового параметра. Конфигурация ВМП-А.

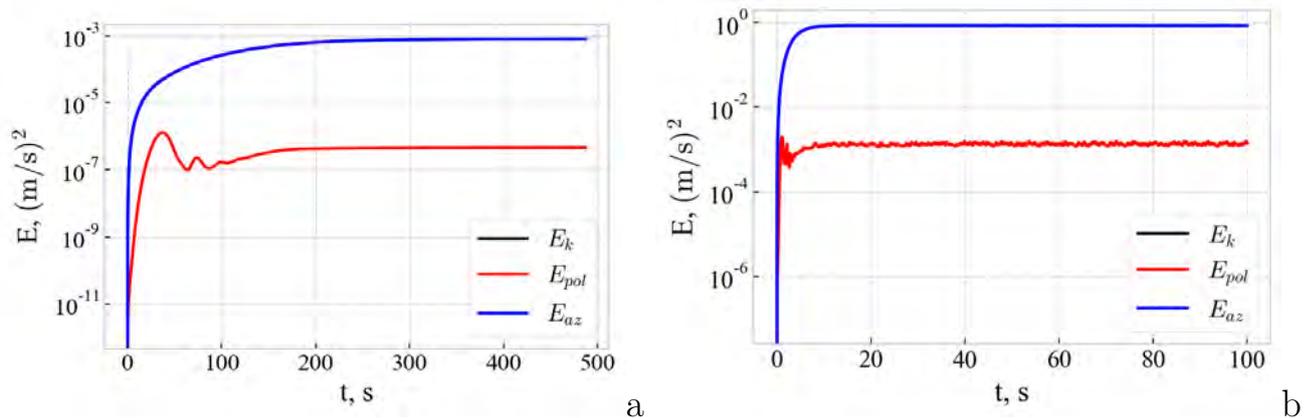


Рис. 2.36. Эволюция энергии: а – малая, б – большая величина силового параметра. Конфигурация ВМП-А.

Конфигурация ВМП-В соответствует режиму, когда вращающееся магнитное поле меняет направление по высоте индуктора. В данном случае вначале

формируются наборы вихрей, масштаб которых соответствует размеру каждого кольца обмоток вращающегося поля. Затем образуется нестационарное колебательное течение сложной формы. При этом полоидальное и тороидальное течения являются развитыми (рис. 2.37). Это же демонстрирует эволюция кинетической энергии (рис. 2.38), на которой хорошо видны пульсации скорости. При большой величине силового параметра картина течения остается нестационарной, а интенсивность увеличивается (рис. 2.37a,b).

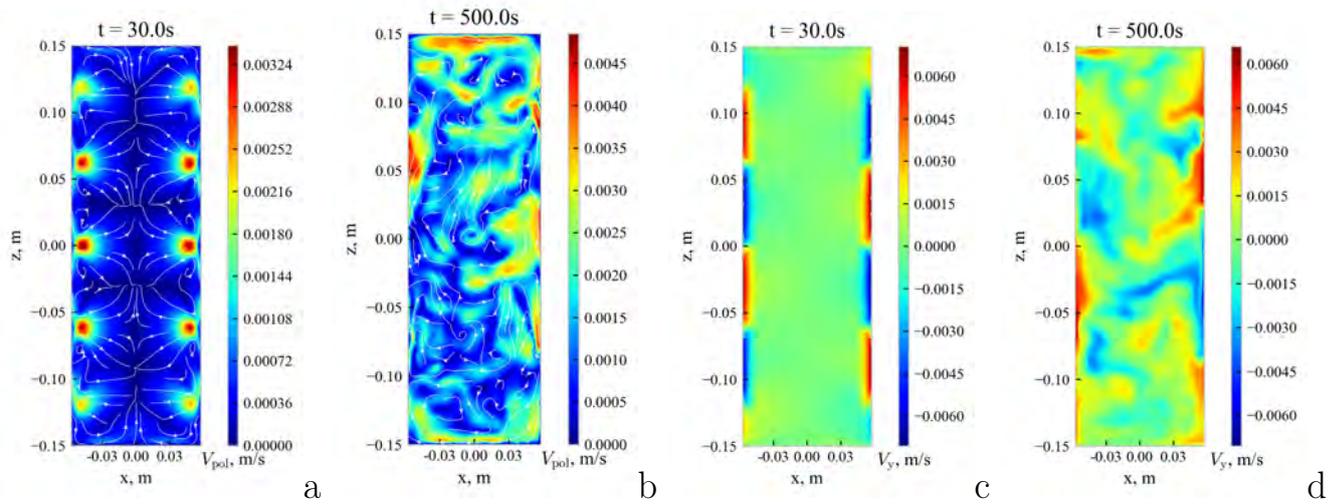


Рис. 2.37. Поля компонент скорости в вертикальном аксиальном сечении в разные моменты времени: a,b – полоидальная, c,d – азимутальная компоненты. Малая величина силового параметра. Конфигурация ВМП-В.

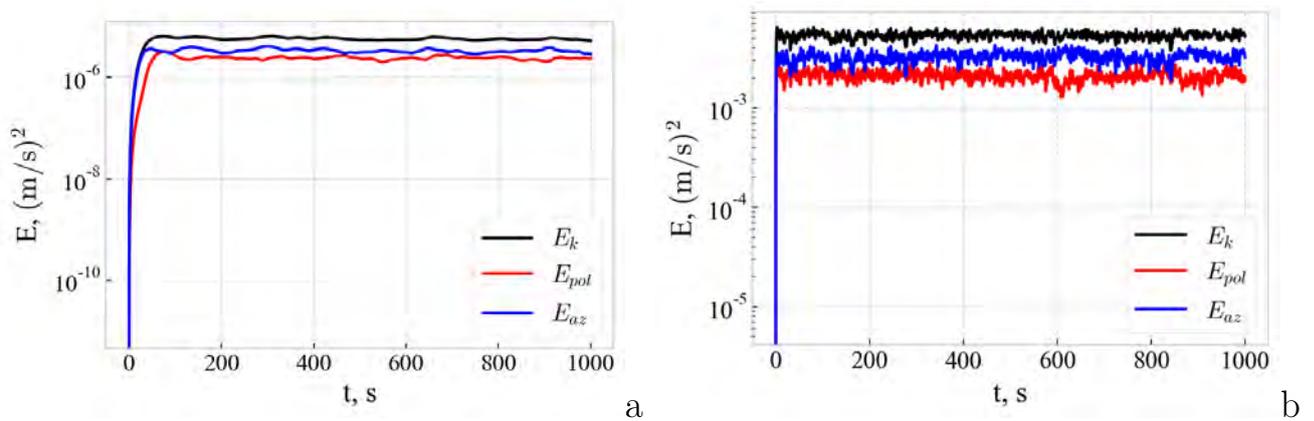


Рис. 2.38. Эволюция энергии: а – малая, б – большая величина силового параметра. Конфигурация ВМП-В.

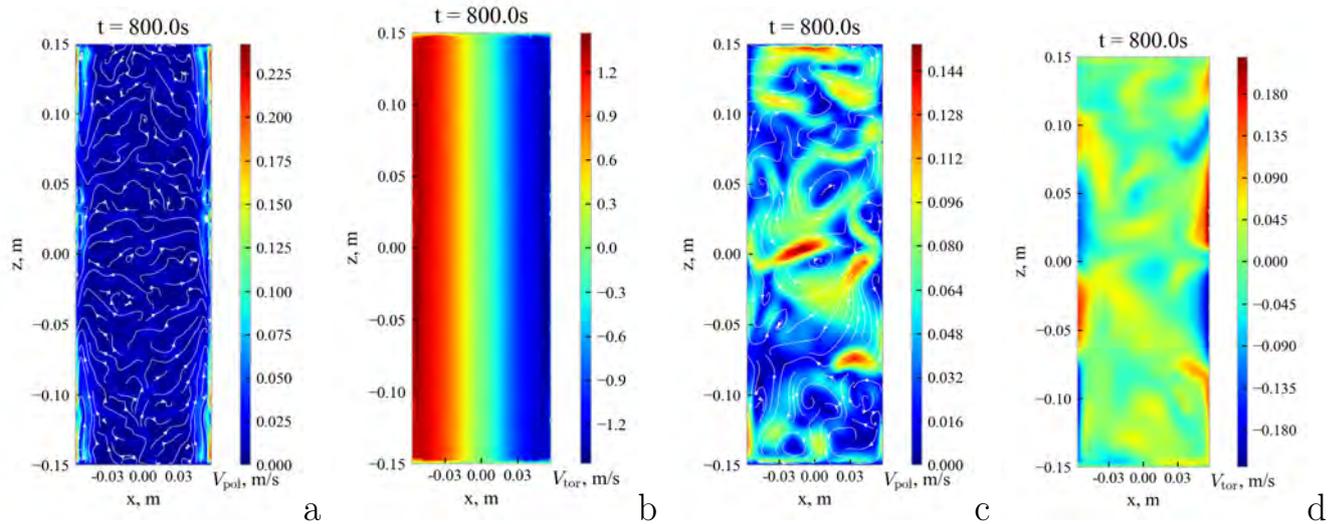


Рис. 2.39. Поля компонент скорости в вертикальном аксиальном сечении в разные моменты времени: а,с – полоидальная, b,d - азимутальная компоненты. а,b – конфигурация ВМП-А, с,d – конфигурация ВМП-В. Большая величина силового параметра.

Показательной является зависимость отношения кинетических энергий азимутального и полоидального течений от силового параметра (рис. 2.40а). Для обоих режимов это отношение практически не зависит от величины силового параметра, при этом для режима ВМП-В продемонстрировано практически равенство энергии полоидального и азимутального течений во всем диапазоне изменения силового параметра. Отношение пульсаций энергии существенно снижается с ростом силового параметра для режима ВМП-А, а для режима ВМП-В практически не меняется (рис. 2.40b). Таким образом, показано, что режим ВМП-В значительно усложняет вид азимутального и полоидального течений в цилиндрическом объеме электропроводной среды. Возникающее течение сопровождается колебательным движением вихревых структур и взаимодействием между ними. Это приводит к эффективному перемешиванию жидкого металла. При этом характер течения существенно не меняется с изменением силового параметра, лишь варьируется его интенсивность. Это повышает предсказуемость поведения системы при разных значениях силового параметра. Таким образом, режим ВМП-В является предпочтительным, по сравнению с режимом

ВМП-А, для создания развитого течения во всем объеме цилиндрической ячейки с жидким металлом.

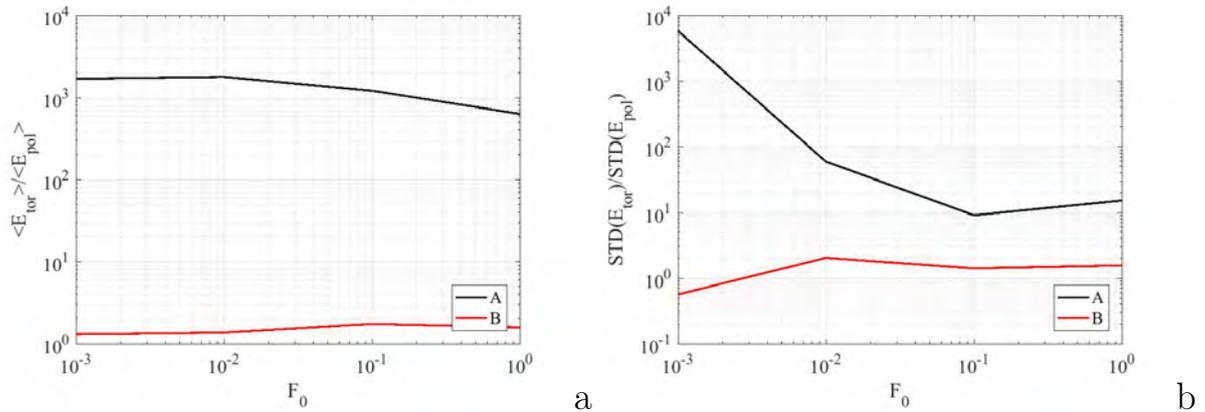


Рис. 2.40. (а) – зависимость отношения кинетических энергий азимутального и полоидального течений от силового параметра; (б) – зависимость отношения среднеквадратичного отклонения кинетических энергий азимутального и полоидального течений от силового параметра. А, В – конфигурации ВМП.

2.3.3. Воздействие течений на гомогенизацию примесей при противоположно направленных вращающихся магнитных полях

В данном разделе описано численное исследование влияния процесса электромагнитного перемешивания на поведение неэлектропроводной пассивной примеси [11]. Изучалось насколько хорошо и быстро созданное вихревое течение гомогенизирует примеси по объему ячейки. В каждом расчете задавалась сферическая область с примесью в центральной части цилиндрической ячейки (рис. 2.41). Определялось влияние относительного изменения значения силового параметра F , характеризующего интенсивность электромагнитных сил, на степень гомогенизации примеси в ячейке. В исследуемом диапазоне значений силового параметра F интенсивность перемешивающего течения была такова, что на процесс гомогенизации диффузия не оказывала существенного влияния.

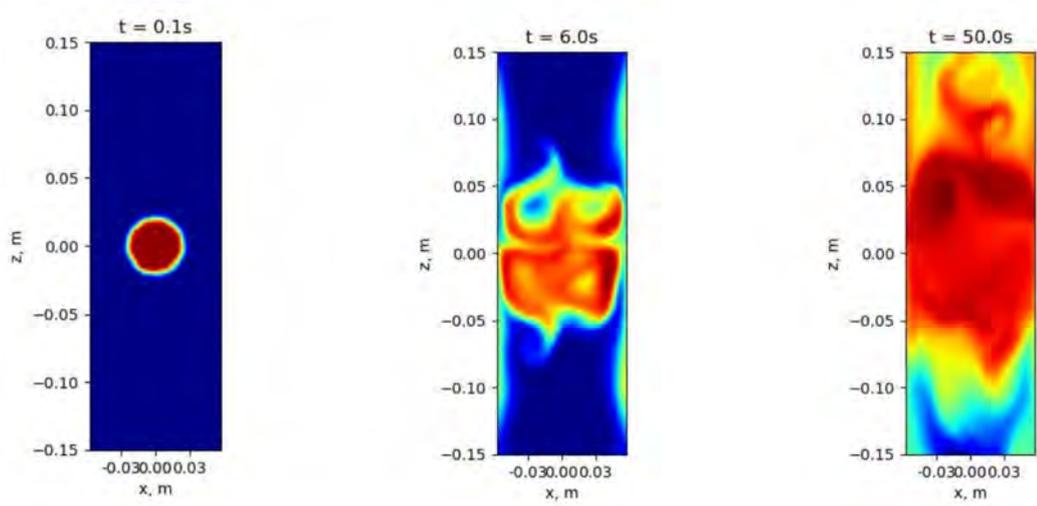


Рис. 2.41. Эволюция поля концентрации пассивной примеси в вертикальном аксиальном сечении при $F = F_0$

Степень гомогенности определялась через интегральный параметр однородности

$$T = \int_V (C - C^*) dV,$$

который показывает отклонение текущего состояния поля примеси C от гомогенного C^* в объеме со средой V . Чем меньше значение этого критерия, тем равномернее распределены компоненты двухфазной среды.

Расчеты показали, что умеренные значения силового параметра приводят к наиболее гомогенизированному составу среды при перемешивании (рис. 2.42). Время выхода на стационарное значение степени гомогенности среды снижается с увеличением силового параметра F [11].

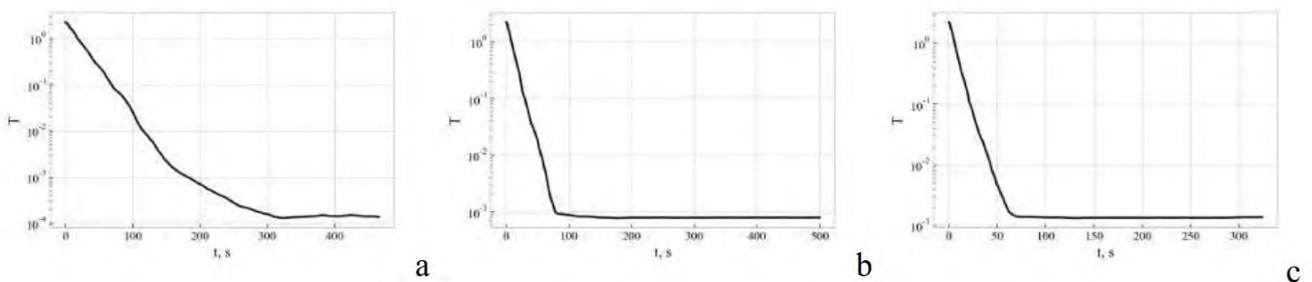


Рис. 2.42. Зависимости параметра однородности от времени для разных значений силового параметра: (a) – $F = 0.1F_0$ (b) – $F = 0.5F_0$ (c) – $F = F_0$

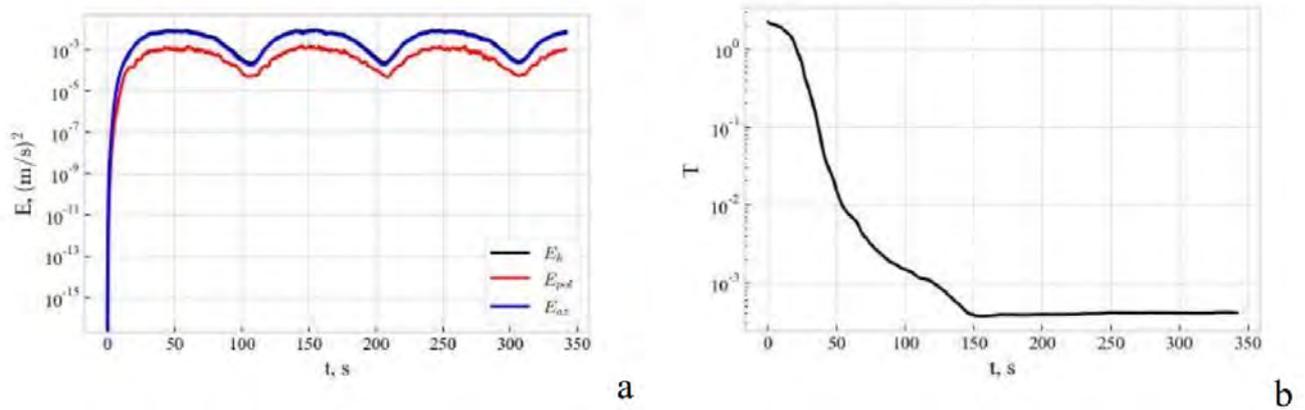


Рис. 2.43. (а) – эволюция кинетической энергии, (б) – зависимость параметра однородности от времени. Период модуляции 100 секунд

Исследовано влияние нестационарности силового воздействия на поведение пассивной примеси. Обнаружено, что модуляции силового параметра в некотором диапазоне частот не оказывают значительного влияния на время выхода на гомогенное состояние и степень однородности (в качестве примеров показаны рисунки 2.43 и 2.44). Таким образом, модуляция тока не улучшает процесс перемешивания, но и не ухудшает его. Этот результат является практически важным. Он показывает, что использование модуляции позволяет существенно экономить энергию, необходимую для питания индуктора при применении технологии, например, на металлургическом производстве [11].

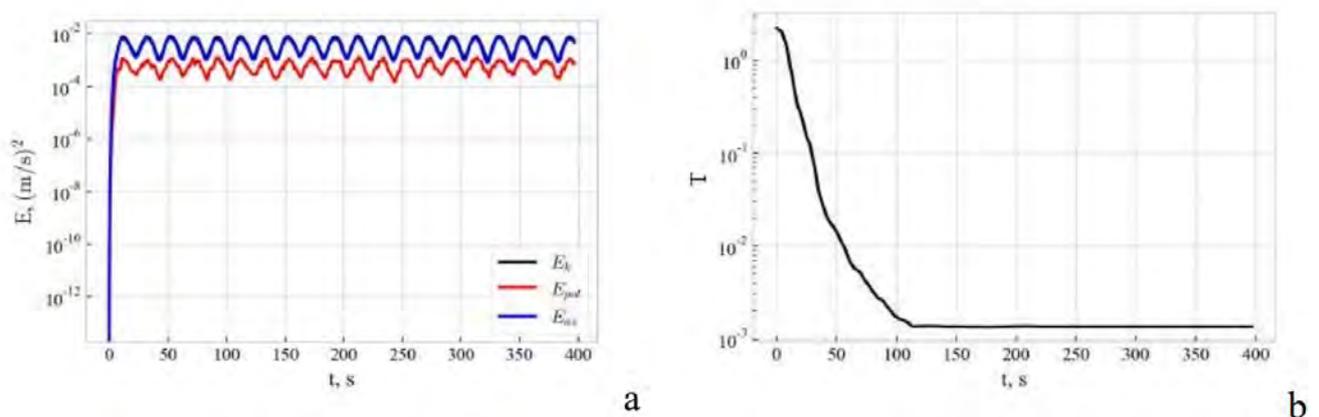


Рис. 2.44. (а) – эволюция кинетической энергии, (б) – зависимость параметра однородности от времени. Период модуляции 20 секунд

2.3.4. Начальный этап развития течения при противоположно направленных вращающихся магнитных полях

Одним из важных вопросов при изучении МГД-процессов при воздействии ВМП с чередованием направления вращения является оценка интервала времени, в пределах которого вихревое течение успевает сформироваться после подачи питания на индуктор. Для этого изучен процесс развития течения в конфигурации ячейки, показанной на рисунке 2.24. Оценка этого интервала времени важна для определения оптимальных параметров системы [12].

Структура возникающего турбулентного течения металла оказывается при этом достаточно сложной. Формирование крупномасштабной составляющей потока можно разбить на две стадии. На первой из них происходит раскрутка потока, существенно изменяется угловая скорость в объеме жидкости вблизи каждой секции индуктора. Но в конечном итоге наступает равновесное состояние течения, слабо зависящее от времени (вторая стадия движения) [99].

На рисунке 2.45 представлены результаты измерений в эксперименте скорости вдоль оси цилиндра при разных значениях числа Тейлора

$$Ta = \frac{\sigma \omega B^2 R^4}{2\rho\nu^2},$$

где B и ω – магнитная индукция и угловая частота ВМП. Данные получены при частоте магнитного поля 50 Гц. Рисунок 2.45а,b демонстрирует зависимости скорости в фиксированной точке для всего интервала времени эксперимента. На этих рисунках легко идентифицируются оба этапа развития поля скорости. Графики скорости на стадии разгона содержит рисунок 2.45с,d. Хорошо видна зависимость эволюции скорости от числа Тейлора. Изменение профиля скорости вдоль луча зрения (по оси z) от времени отражено на рисунке 2.45е,f. Зависимость электромагнитной силы от частоты определяется параметрами электропроводящей жидкости. Развитое движение жидкости в обычных индукторах ВМП по большей части является близким к твердотельному вращению

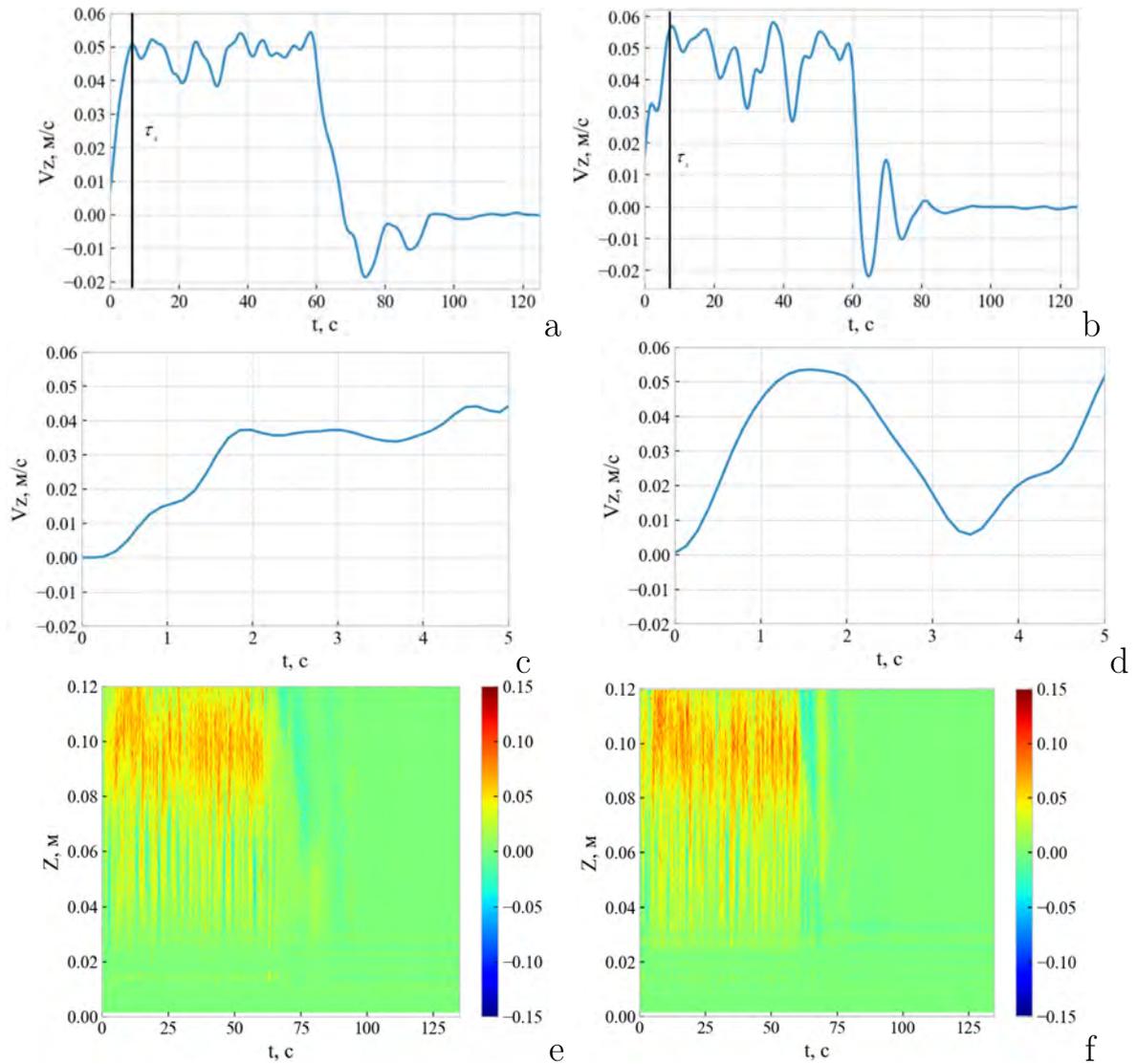


Рис. 2.45. Результаты экспериментального измерения скорости V_z с помощью УДА при частоте магнитного поля 50 Гц при разных токах обмотки и числах Тейлора: эволюция скорости в течение всего интервала времени эксперимента в точке с координатами $(x, y, z) = (0, 0, 0.1)$ (а, б), на этапе разгона (с, д), вид профилей скорости в зависимости от времени (е, ф)

[109]. Следовательно, продолжительность разгона должна быть близкой к величине интервала времени, в котором скорость изменяется квазилинейно (см. рис. 2.45а,б до первого максимума скорости) [12].

На рисунке 2.46 показаны результаты расчетов эволюции течения, представляющие собой аналог поля скорости, измеренного с помощью доплеровского анемометра. Как следует из рисунка, при малых значениях числа Тейлора формируются относительно стабильные структуры с двумя полоидальными вихрями (рис. 2.46а). При больших значениях крупномасштабная двухвихревая структура

также просматривается, но течение становится неустойчивым, на что указывают полосы на карте течения (рис. 2.46b). Причем неустойчивость возникает быстро, в течение первой секунды после начала силового воздействия, и проявляется в виде нерегулярных колебаний.

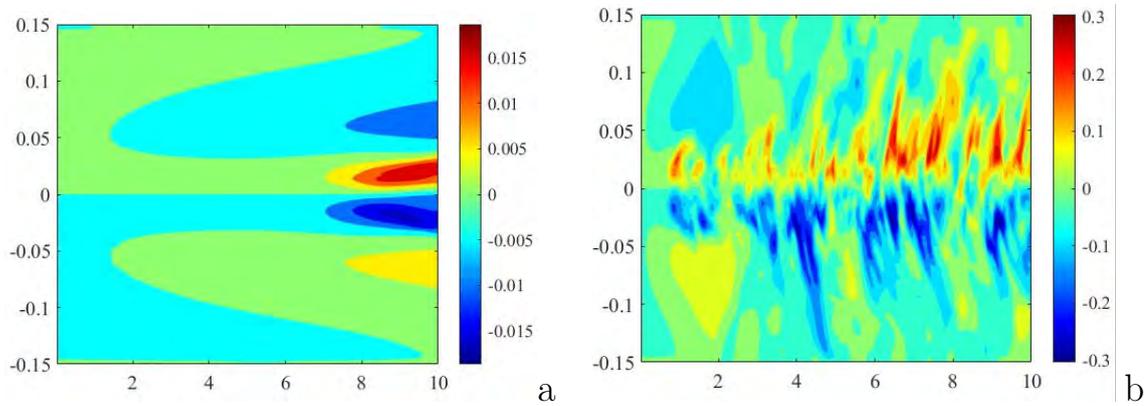


Рис. 2.46. Эволюция расчетного профиля скорости при разных значениях числа Тейлора: $Ta = 2.57 \cdot 10^7$ (a); $Ta = 7.67 \cdot 10^8$ (b)

На рисунке 2.47 представлены графики скорости V_z , построенные по данным расчета и эксперимента. Для анализа выбрана точка на оси цилиндра с координатами (0,0,0.1). При сравнении расчетной и экспериментальной кривых скорости в точке наблюдается их как качественное, так и количественное совпадение. Пик скорости достигается после первых 5–6 с разгона. В установившемся режиме (с 6 по 10 с) расчет и эксперимент близки друг к другу, расчетные значения скорости находятся внутри доверительных интервалов значений, полученных экспериментально. Отличие результатов расчета и эксперимента на этапе разгона обуславливается тем, что расчет не требует дополнительного времени на включение и установление рабочих параметров [12].

На рисунке 2.48 видно, что на начальном этапе как при малой, так и при большой интенсивности течения, формируются области пониженного давления. Их образование обусловлено действием центробежных сил при вращающемся течении. Затем, что хорошо заметно именно при большой интенсивности течения, в центральной зоне между вихрями формируется зона повышенного давления,

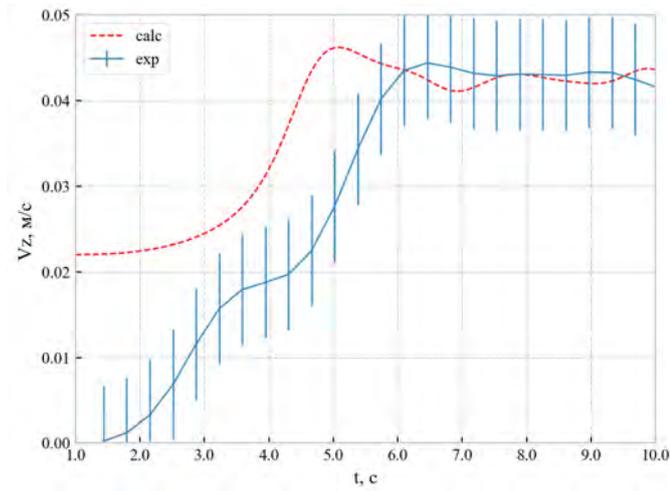


Рис. 2.47. Эволюция скорости V_z при $Ta = 2.57 \cdot 10^7$ в точке с координатами $(0,0,0.1)$ за 10 с разгона в расчете (штриховая красная линия) и в эксперименте (сплошная синяя линия)

которая к тому же пульсирует. Частота этих пульсаций близка к частоте пульсаций скорости, что очевидно при сопоставлении с результатами для скорости (рис. 2.46). Появление этой зоны повышенного давления вызвано динамическим давлением потока жидкого металла, который распределяется от периферии к центру – туда, где вначале было низкое давление. Пульсации давления в этой центральной зоне приводят к пульсациям скорости, что подтверждается и расчетом, и экспериментом [12].

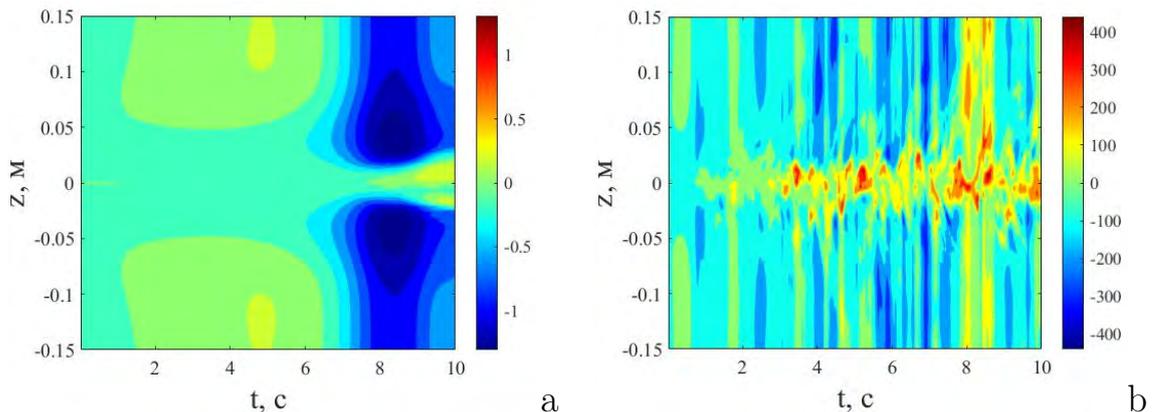


Рис. 2.48. Эволюция расчетного профиля давления P вдоль оси z при разных значениях числа Тейлора: $Ta = 2.57 \cdot 10^7$ (а); $Ta = 7.67 \cdot 10^8$ (б)

На рисунке 2.49 приведены эволюции течения и давления в цилиндрическом канале под действием сильных и слабых ВМП при частоте 30, 50 и 120 Гц. На основе этих данных можно определить продолжительность разгона τ_s как

время, в течение которого противоположно закрученные гидродинамические потоки, генерируемые двумя секциями индуктора ВМП, взаимодействуют друг с другом слабо. За это время происходит образование тороидальных вихрей и это означает окончание фазы разгона. В дальнейшем, тороидальные вихри становятся неустойчивыми вследствие вступления течений во взаимодействие.

Величину времени разгона можно также получить из анализа эволюции кинетической энергии полоидальной и азимутальной компонент скорости (рис. 2.50). По этим зависимостям хорошо прослеживается время τ_s полного формирования развитого течения. Для интенсивного силового воздействия τ_s составляет около 3 с. Однако часто нет необходимости дожидаться завершения стадии разгона. Энергетические зависимости показывают более высокую, по сравнению с полоидальным, интенсивность азимутального течения. Линейный участок с небольшими возмущениями в расчетных данных на этапе разгона воспроизводится и в эксперименте (рис. 2.45а,б, рис. 2.47) [12].

На рисунке 2.51а представлена зависимость времени разгона от числа Тейлора. Так, при $Ta < 10^8$ оно составляет несколько десятков секунд и быстро снижается с ростом Ta . Значение $Ta = 10^8$ можно назвать критическим Ta_{cr} , при дальнейшем увеличении Ta существенного снижения времени разгона не происходит. Таким образом, можно заключить, что значительное наращивание интенсивности магнитного поля или его частоты для повышения скорости и интенсивности разгона при $Ta > Ta_{cr}$ смысла не имеет.

Разгон в движущейся среде характеризуется не только временем развития, но и скоростью среднего течения: чем выше скорость, тем меньшее время среда находится в зоне индуктора. Следовательно, в зоне разгона за время τ_s должна сформироваться достаточно «заметная» для измерительного модуля структура. Значит, τ_s должно быть соизмеримо со временем L/U , где L – длина индуктора, U – средняя скорость течения. Таким образом, число Рейнольдса (которое составляет от 10^3 до 10^5) вместе с числом Тейлора является определяющим параметром системы [12].

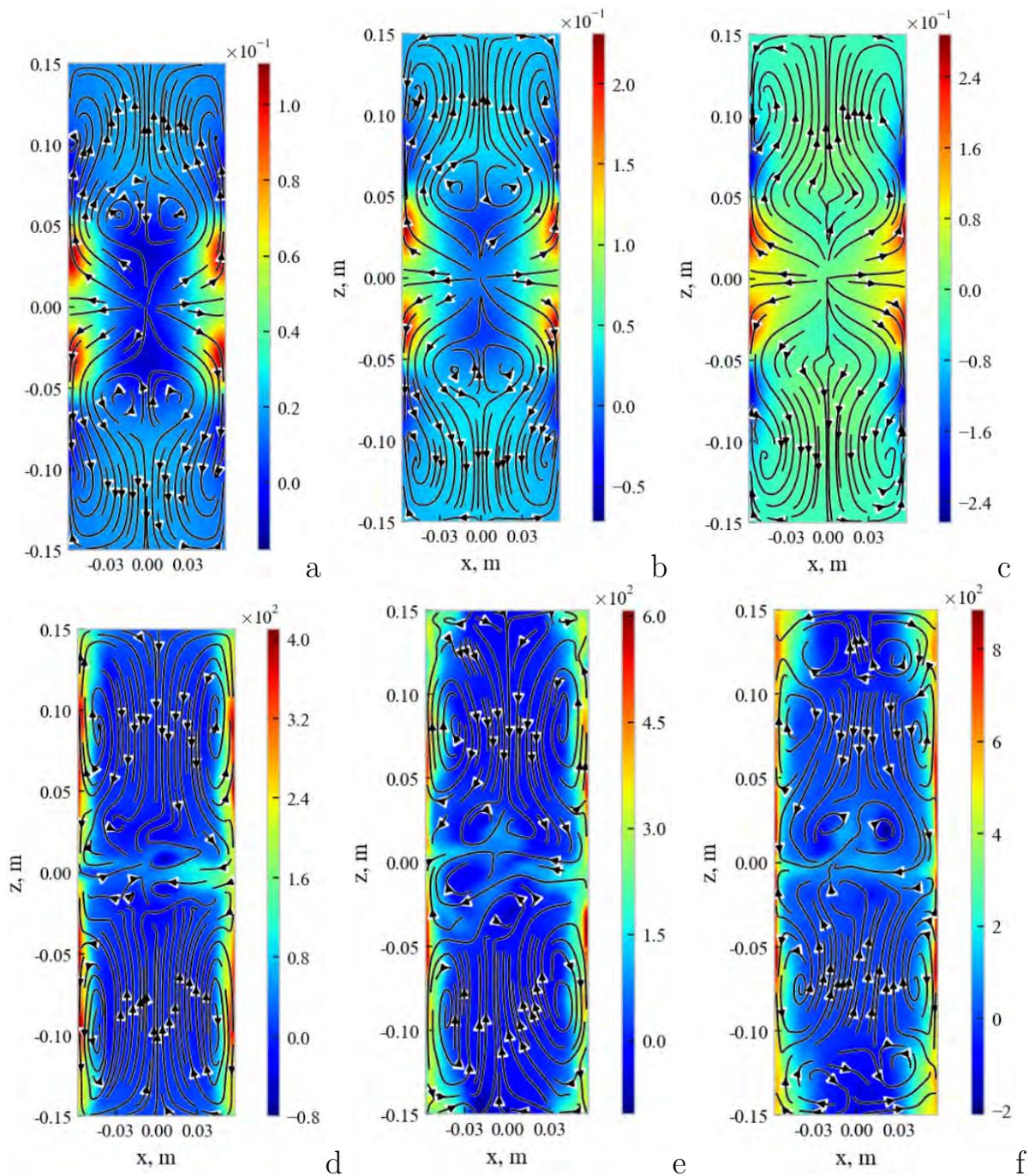


Рис. 2.49. Полоидальная компонента поля скорости (V_x, V_y) (показаны стрелками) и давления P (показано цветом) в аксиальном сечении при разных значениях числа Тейлора: $Ta = 1.91 \cdot 10^7$ (a), $Ta = 2.57 \cdot 10^7$ (b), $Ta = 3.34 \cdot 10^7$ (c); $Ta = 5.86 \cdot 10^8$ (d), $Ta = 7.67 \cdot 10^8$ (e), $Ta = 9.76 \cdot 10^8$ (f)

Вихревое течение в диапазоне чисел Тейлора $Ta < Ta_{cr}$ представляет собой упорядоченную структуру. Отчетливо наблюдается вихревое расходящееся от центра течение. Поле давления практически не изменяется в зависимости от частоты питания обмоток. Иная ситуация при $Ta > Ta_{cr}$. Вихревое течение

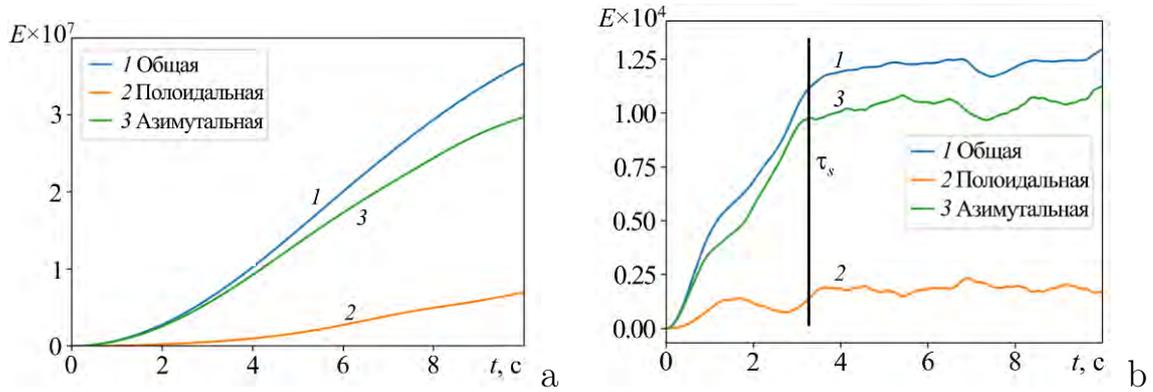


Рис. 2.50. Зависимость кинетической энергии от времени: расчеты при $Ta = 2.57 \cdot 10^7$ (а) и $Ta = 7.67 \cdot 10^8$ (б)

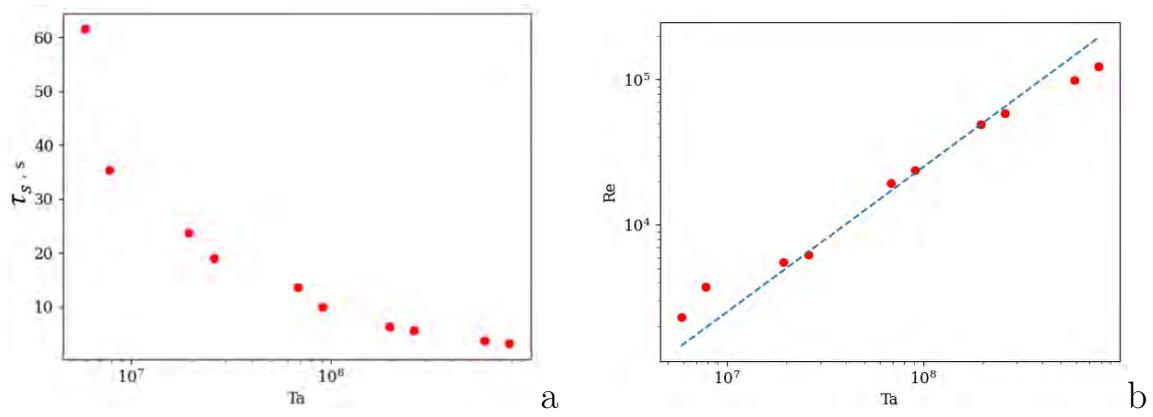


Рис. 2.51. Зависимость времени развития течения от числа Тейлора (а), зависимость числа Рейнольдса от числа Тейлора (б)

имеет сложную структуру, включающую множество мелких вихрей. Интенсивность течения значительно возрастает по мере увеличения частоты питания обмоток индуктора. При частоте $f = 120$ Гц давление в системе на порядок выше, чем при $f = 30$ Гц.

Полезно ввести число Рейнольдса для зоны индуктора: $Re = Ud/\nu$. В процессе разгона $U \sim a\tau_s$, где a – ускорение. С другой стороны, $a = f^{em}/m = jB/m$, где m – масса, но ток j не является линейной функцией магнитного поля B , если поле вращающееся. Поэтому зависимости на рисунках 2.51 изображают разные параметры течения Re и τ_s . На рисунке 2.51b показано соответствие чисел Тейлора и Рейнольдса в нескольких режимах. Для аппроксимации зависимости числа Рейнольдса от числа Тейлора применяется метод наименьших квадратов. В терминах логарифмических координат находятся параметры в

уравнении прямой $y = \alpha x + \beta$, в результате получается оптимальное значение углового коэффициента, которое служит показателем степени в зависимости $Re = \beta Ta^\alpha$. С увеличением числа Тейлора число Рейнольдса растет по степенному закону с показателем $\alpha = 1.57$. Согласно методу наименьших квадратов, погрешность расчета коэффициентов α и β не превышает 0.01. Таким образом, определяющим параметром разгона является число Тейлора. Слабое увеличение магнитного поля приводит к значительному росту скорости течения и значения числа Рейнольдса. Электропроводность среды входит в формулу числа Ta в первой степени и, следовательно, Re изменяется при вариации проводимости по тому же закону, что и при вариациях Ta . Степенная зависимость числа Рейнольдса от электропроводности среды с показателем, большим единицы, позволяет говорить о том, что для хорошо проводящих металлов (например, натрия) разгон будет более эффективным, чем для металлов с меньшей проводимостью (например, свинца). При использовании последних в качестве рабочей среды потребуются более мощные поля, чтобы обеспечить те же значения числа Рейнольдса [12].

2.4. Характеристики турбулентности течений, измеренные в условиях действия переменных полей

2.4.1. Экспериментальная установка и первичные измерения турбулентных спектров

Параграф посвящен экспериментальному определению характеристик турбулентности течений, измеренных в условиях действия переменных магнитных полей. Оценка пульсаций скорости, а также наклоны спектров, необходимы для оценки способности течения гомогенизировать температуру и включения по всему объему жидкого металла. В данном случае метод УДА не подходит, т.к. он не позволяет проводить измерения с высокой частотой. Для получения

информации о течении в локализованной области жидкого металла в данном случае лучше всего подходят кондукционные датчики скорости (КДС). Другие методики не могут быть использованы из-за ограниченности пространства для размещения датчика внутри индуктора.

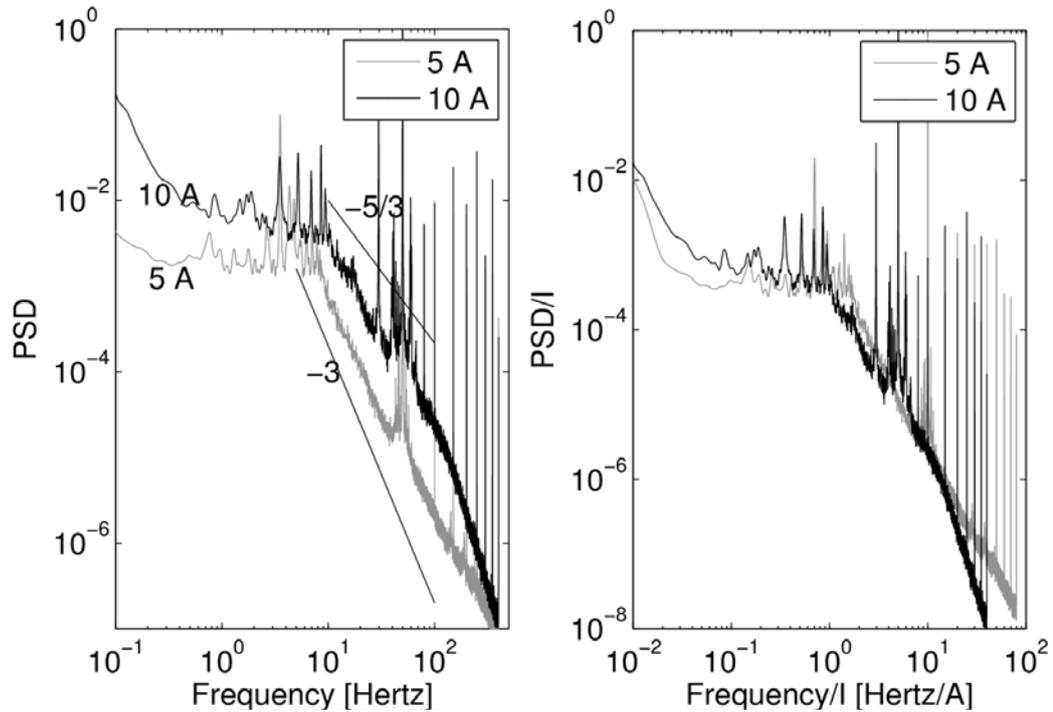


Рис. 2.52. Спектры турбулентных пульсаций (слева) для двух токов подмагничивания ВМП; (справа) – эти же спектры, но нормированные

Первая серия исследования турбулентных характеристик была проведена на ячейке (рис. 2.12), описанной в первом параграфе главы. Течение жидкого металла создавалось в цилиндрической ячейке электромагнитным индуктором. С помощью простого погружного КДС были получены типичные спектры турбулентности азимутальной компоненты скорости (рис. 2.52) [7]. Спектры наглядно показывают преобладание частоты 50 Гц, которая доминирует над типичным турбулентным спектром, превышая его на два порядка величины. Колебания демонстрируют типичное инерционное поведение в диапазоне 10–100 Гц. Поиск наклона спектра в инерционном интервале является сложной задачей, поскольку частота отсечки зонда относительно мала, по сравнению с частотой впрыска энергии. Тем не менее видно, что наклоны становятся меньше при уменьшения

силы тока. При увеличении силы тока от 5 до 10 А экспонента возрастает примерно от «-3» до «-5/3». Эта тенденция может быть признаком перехода от спектра квазидвумерной турбулентности к спектру трехмерной турбулентности [136]. Таким образом, для чисто вращающихся интенсивных течений, трехмерная турбулентность усиливает перемешивание и нарушает первоначальную двумерность потока. Уменьшение наклона спектра может быть также обусловлено возмущениями, вызванными держателем датчика или предположением о пренебрежимо малом токе при работе кондукционного датчика скорости [7].

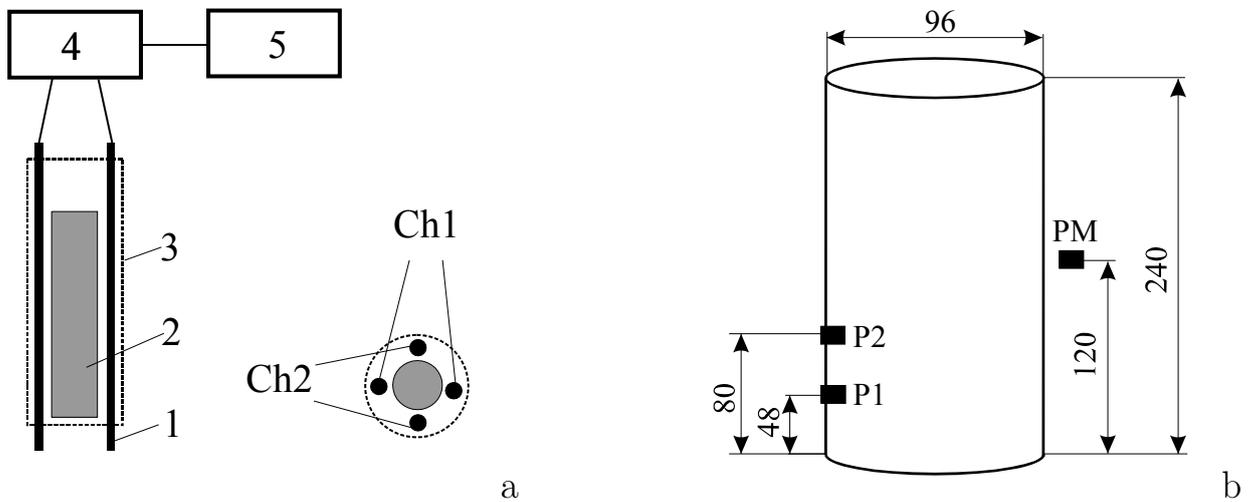


Рис. 2.53. (а) – схема кондукционного датчика скорости (см. комментарии в тексте); (б) – положение датчиков (все размеры указаны в миллиметрах)

Эти первичные результаты мотивировали к проведению второй, более тщательной серии по изучению свойств турбулентности исследуемых течений. В этой серии [8] цилиндрическая ячейка с радиусом $R = 48$ мм и высотой $H = 240$ мм заполнена низкотемпературной эвтектикой GaSnZn (рис. 2.4а). Частота магнитных полей, которые создавал индуктор, варьировалась в диапазоне от 15 до 100 Гц. Температура в ячейке $T = 30$ °С контролируется термостатом. Измерение скорости проводилось с помощью двух кондукционных датчиков скорости (КДС, P1 и P2), установленных на боковой стенке ячейки на расстоянии 10 мм от стенки (рис. 2.53). Используются 2-осевые локальные КДС, разработанные для

обеспечения хорошего динамического разрешения азимутальных и полоидальных течений. Схема КДС показана на рис. 2.53а. Небольшой постоянный магнит создает локальное сильное магнитное поле. Расположенные рядом электроды используются для измерения наведенной разности электрических потенциалов, связанной с локальной скоростью жидкости. Каждый КДС состоит из двух пар (Ch1 и Ch2) электродов 1, расположенных вокруг магнита 2 (размеры магнитов 10 мм × 2 мм × 2 мм). Индукция магнитного поля на торце магнита составляет 20 мТл на расстоянии 3 мм. Диаметр корпуса датчика 3 составляет 6 мм. КДС измеряет аксиальную и азимутальную компоненты скорости. Предварительный усилитель 4 – INA128 (Texas Instruments, ширина полосы 20 кГц, коэффициент общего отклонения выше 120 дБ при коэффициенте усиления 30 дБ). Система сбора данных 5 включает в себя 24-битный аналого-цифровой преобразователь (АЦП) NI 9227 с частотой дискретизации 5 кГц. Также регистрируется сигнал с токовой петли, расположенной на одной из фаз источника питания, и сигнал с датчика Холла, размещенного снаружи ячейки внутри индуктора (датчик РМ на рис. 2.53b) [8].

Для предварительной калибровки КДС использовался цилиндрический вращающийся сосуд, заполненный GaSnZn (рис. 2.54а). КДС погружались в жидкий металл так, что соответствующая пара электродов могла измерять азимутальную скорость жидкости. Калибровка показала линейную зависимость между полученным сигналом и скоростью.

На рисунке 2.54 отображаются зависимости средних скоростей от параметров ВИП и БМП. Для справки, соответствующее магнитное число Тейлора

$$Ta = \frac{\sigma \omega B^2 R^4}{2\rho\nu^2},$$

указано над графиком. Здесь B и ω – магнитная индукция и угловая частота БМП (измерения B были описаны ранее). Глубина скин-слоя $\delta = \sqrt{2/\omega\sigma\mu\mu_0}$

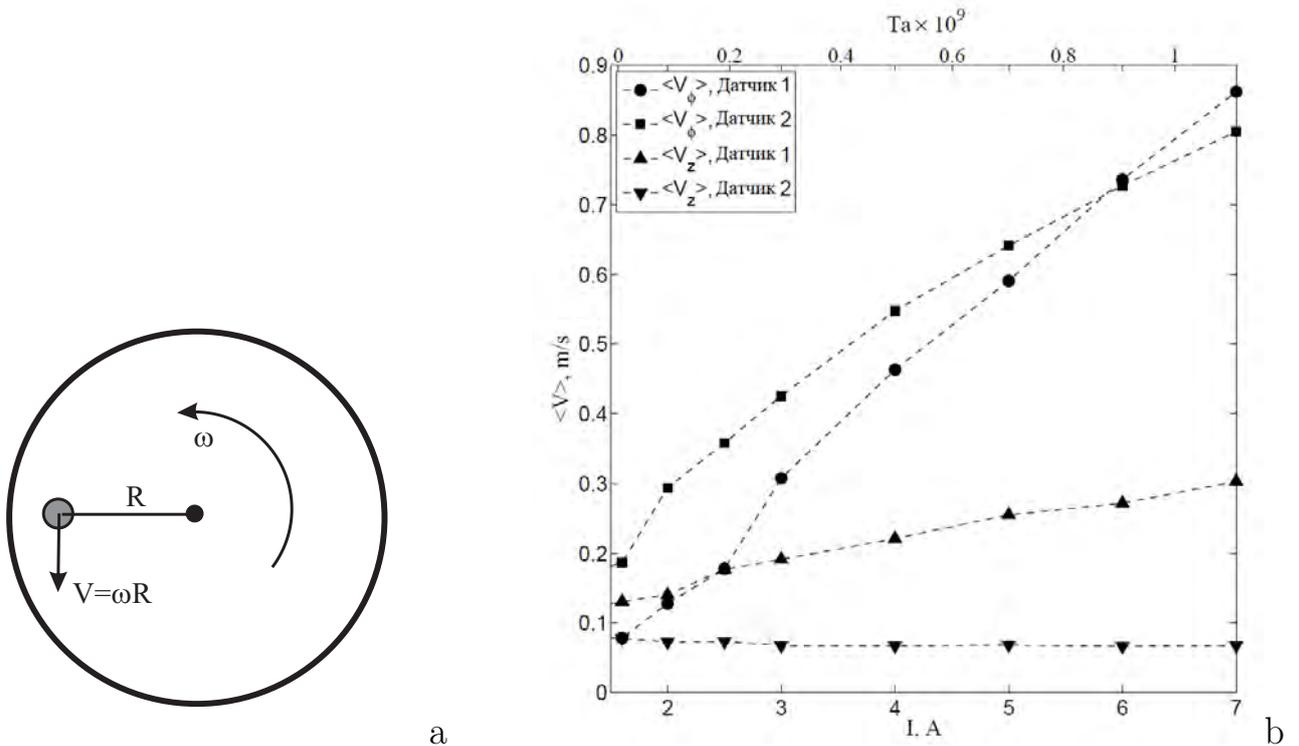


Рис. 2.54. (а) – схема эксперимента по калибровке КДС; (б) – зависимость средней скорости от силы тока в катушках индуктора

во всех измерениях находится в диапазоне от 26 мм до 68 мм. Параметр экранирования $Sh = \mu_0 \sigma \omega R^2$ находится в диапазоне от 0.98 до 6.54 [8].

Следует отметить, что течение в цилиндре достаточно сложное, что отражается, например, на поведении вертикальной компоненты скорости. Появление этой компоненты скорости связано с наличием у ячейки твердого нижнего торца [66, 122, 137], приводящего к появлению экмановской подкачки.

На рисунке 2.55 показаны типичные осцилляции сигнала, полученные КДС в течении жидкого металла под действием ВМП и датчика магнитного поля Холла. Невооруженным глазом видно воздействие переменных магнитных полей. Действительно, записи сигналов на рисунке 2.55 ясно показывают, что вертикальная (а также азимутальная) составляющая скорости осциллирует (и меняет направление) вместе с магнитным полем. Тот же вопрос возникает при анализе спектров, показанных на рисунке 2.56. На графиках пунктирной линией показан колмогоровский спектр «-5/3». Для построения вейвлет-спектров использован

вейвлет Морле. Спектры для сигнала скорости и магнитного поля похожи, поэтому для оценки вклада переменного магнитного поля в турбулентный спектр необходим дополнительный анализ, описанный далее [8]. Хорошо видно, что

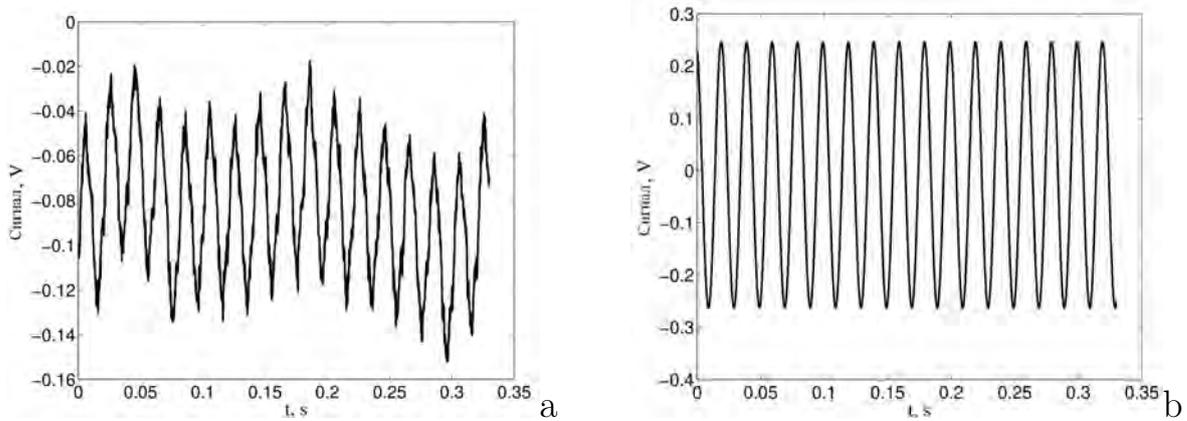


Рис. 2.55. Примеры сигналов, полученных в экспериментах: (а) – исходный сигнал вертикальной компоненты скорости (КДС Р1), (б) – исходный сигнал датчика магнитного поля индуктора (частота магнитного поля $f = 50$ Гц)

структуры спектров очень похожи, хотя амплитуда спектра магнитного поля значительно меньше, чем у скорости. Поэтому необходимо учитывать, что внешнее магнитное поле существенно влияет на измеряемые сигналы. В то же время показан спектр Колмогорова (пунктирная линия на рисунке). Однако сложно утверждать, что стало причиной такого поведения спектра – флуктуации магнитного поля или флуктуации скорости. Поэтому, чтобы отделить полезный сигнал от внешних шумов, был разработан метод фильтрации, основанный на исследовании масштабного анализа корреляций, созданных на основе вейвлет-анализа. Метод позволяет определить диапазон частот, на которых колебания сигнала обеспечиваются в основном турбулентностью, а не действием электромагнитного индуктора [8].

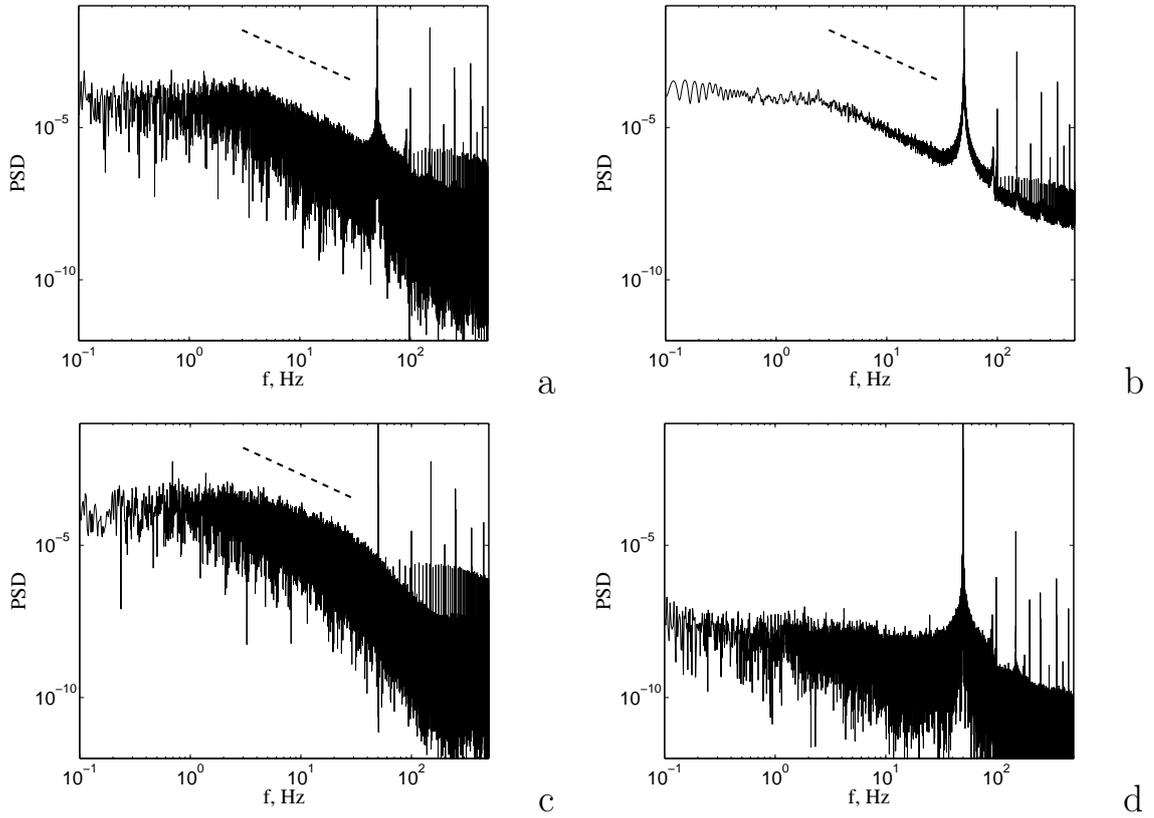


Рис. 2.56. (а) – Фурье-спектр компоненты V_{varphi} , (б) – вейвлет-спектр этой же компоненты скорости, (с) – Фурье-спектр компоненты V_z , (д) – Фурье-спектр сигнала холловского датчика поля

2.4.2. Кросс-корреляционный вейвлет-анализ

Вейвлет-преобразование переводит одномерный временной ряд $f(t)$ в двумерную плоскость время – частота (t, ν) [97, 98]:

$$W_f(\nu, t) = \sqrt{\nu} \int f(t') \psi(\nu(t' - t)) dt'.$$

Ниже используется один из самых популярных вейвлетов – вейвлет Морле, записанный в виде

$$\psi(t) = e^{-t^2/2\kappa^2} e^{i2\pi t},$$

с регулируемым параметром κ , который может быть точно настроен для получения оптимального разрешения времени t и частоты ν . Разрешение вейвлета для данной частоты

$$\delta t = \frac{c\kappa}{\nu}, \quad \delta \nu = \frac{c\nu}{\kappa}, \quad (2.9)$$

где c – константа порядка единицы. Малые значения κ дают лучшее временное разрешение, в то время как большие значения κ улучшают частотное разрешение. Ключевым шагом в любом применении вейвлет-преобразования является нахождение оптимального компромисса между частотным и временным разрешением; требуется умение тщательно выбирать κ , чтобы оно соответствовало интересующим физическим явлениям. Общепринятое значение κ равно 1; предел $\kappa \rightarrow \infty$ соответствует преобразованию Фурье.

Для простых сигналов карта $W(\nu, t)$ имеет простую, легко интерпретируемую структуру: полоса для чистого гармонического сигнала, изолированные пятна для импульсов и так далее. Но в случае с реальными данными интерпретация вейвлет-карты может оказаться очень сложной задачей. Простейшей общей характеристикой вейвлет-преобразования является его интегральный спектр, который вычисляется как:

$$M(\nu) = \int |W(\nu, t)|^2 dt \quad (2.10)$$

и снова предел $\kappa \rightarrow \infty$ совпадает со спектром мощности Фурье сигнала. При любом другом значении κ вейвлет-спектр (2.10) дает сглаженную версию спектра Фурье (из-за конечного спектрального разрешения (2.9)). Ниже, если не указано другое значение, отображаются вейвлет-спектры, рассчитанные с использованием $\kappa = 7$, что обеспечивает хороший компромисс между спектральным разрешением и сглаженностью.

Вейвлет-кросс-корреляция позволяет найти масштабную (или частотную) кросс-корреляцию двух сигналов [138]. Этот метод представляет особый интерес. Вейвлет-кросс-корреляция двух сигналов $f(t)$ и $g(t)$ определяется как

$$r_w(\nu) = \frac{\int W_f(\nu, t)W_g^*(\nu, t)dt}{(M_f(\nu)M_g(\nu))^{1/2}}. \quad (2.11)$$

здесь (*) означает комплексное сопряжение. Выбор анализирующего вейвлета снова очень важен. В случае сигналов, содержащих ряд изолированных событий

(импульсов) различной длительности (масштаба), когда необходимо проанализировать корреляцию этих событий в обоих сигналах масштаб за масштабом, требуется вейвлет с хорошим пространственным разрешением. Ниже при вычислении $r_w(\nu)$ используется $\kappa = 1$. Ошибка оценки корреляции зависит от количества используемых независимых точек n и от степени корреляции [139]

$$\Delta r_w(\nu) = \frac{\sqrt{1 - r_w^2}}{\sqrt{n - 2}},$$

где количество независимых точек оценивается как

$$n \simeq T\nu/\kappa,$$

а T – длина сигнала. Таким образом, к большим масштабам n уменьшается, а ошибки растут. Если длина сигнала ограничена, то анализ корреляций на масштабе, сравнимом с длиной сигнала, дает большую ошибку.

Кросс-корреляционная функция вейвлета (2.11) может быть восстановлена из кросс-спектра Фурье. Однако нормированный кросс-спектр Фурье (часто называемый когерентностью, $\Gamma(\nu)$) дает $|\Gamma(\nu)| = 1$ для любой частоты ν , что является следствием использования гармонических функций, которые определены на всем временном интервале $[0, T]$. Корреляция двух гармонических функций одной частоты, конечно, равна 1. На практике важно установить, остается ли постоянным фазовый сдвиг колебаний на одной и той же частоте в двух сигналах (синхронизированы или нет два квазипериодических сигнала?) [8]. Именно по этой причине используются различные варианты оконных преобразований Фурье, которые можно интерпретировать как использование частотных фильтров для сглаживания спектров Фурье [140].

2.4.3. Спектры турбулентного течения и их достоверные интервалы

Модуль вейвлет-кросс-корреляционной функции (2.11) между вертикальной компонентой скорости от КДС Р2 и магнитным полем, измеренным датчиком Холла в позиции РМ (рис. 2.53b), показан на рисунке 2.57а для случая

приложенного ВМП с несущей частотой 50 Гц. Видно, что вблизи этой частоты корреляция равна единице. Это означает, что сигналы всех датчиков на этой частоте полностью обусловлены действием приложенного магнитного поля. С другой стороны, корреляция падает на низких частотах, а именно на $\nu \approx 0.7 - 0.9 f_0$, что позволяет исследовать скоростные характеристики в этом интервале. Те же кросс-корреляции для различных значений несущей частоты ВМП ($15 \text{ Гц} \leq f_0 \leq 200 \text{ Гц}$) показаны на рисунке. Рисунок 2.57b показывает, что сильно коррелированный интервал смещается к более высоким частотам с ростом несущей частоты. Такое поведение связано с тем, что магнитное поле влияет на эту частоту и кратные ей частоты. Следовательно, на частотах ниже несущей частоты кросс-корреляция становится малой. Значит, измеряемый спектр должен определяться в этом диапазоне частот флуктуациями потока, а не магнитным полем. Таким образом, ниже несущей частоты КДС слабо зависит от внешнего магнитного поля и может быть использован для анализа турбулентности течения [8].

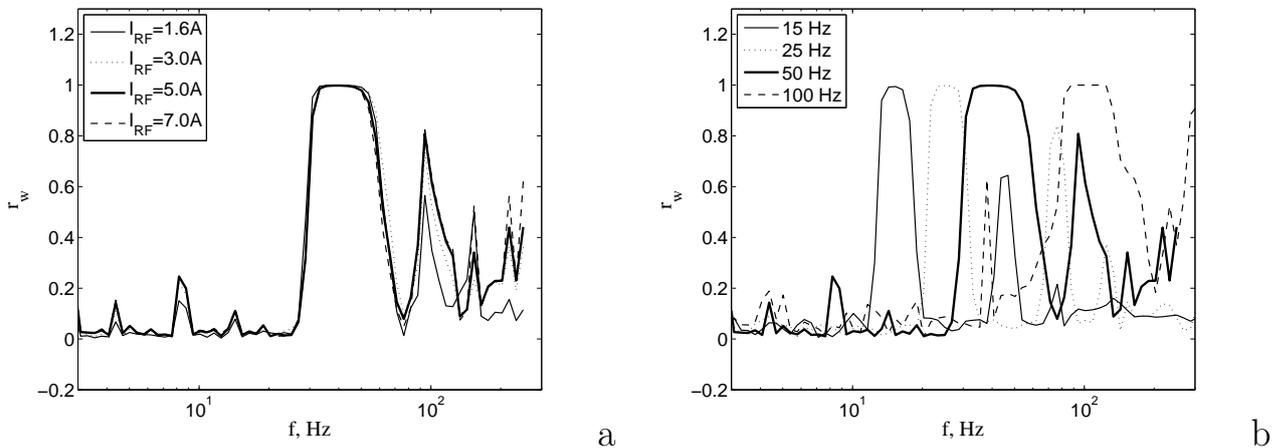


Рис. 2.57. (а) – кросс-корреляции между скоростью и магнитным полем; (б) – кросс-корреляции для различных частот магнитного поля

Примеры экспериментальных турбулентных спектров азимутальной и вертикальной компонент скорости, полученных во вращающемся жидком металле для частот ВМП от 15 Гц до 100 Гц, приведены на рис. 2.58. На рисунке хорошо видно, что инерционный интервал для анализа турбулентности значительно

расширен. Спектры соответствуют спектрам турбулентного потока вплоть до частот, примерно в 0.8–0.9 раза превышающих несущую частоту (основной пик на рисунке). Это позволяет достаточно надежно анализировать пульсации турбулентного течения на различных масштабах. Кроме того, рассматриваются данные, полученные датчиком P2, где влияние течения на дно ячейки, как отмечалось выше, меньше.

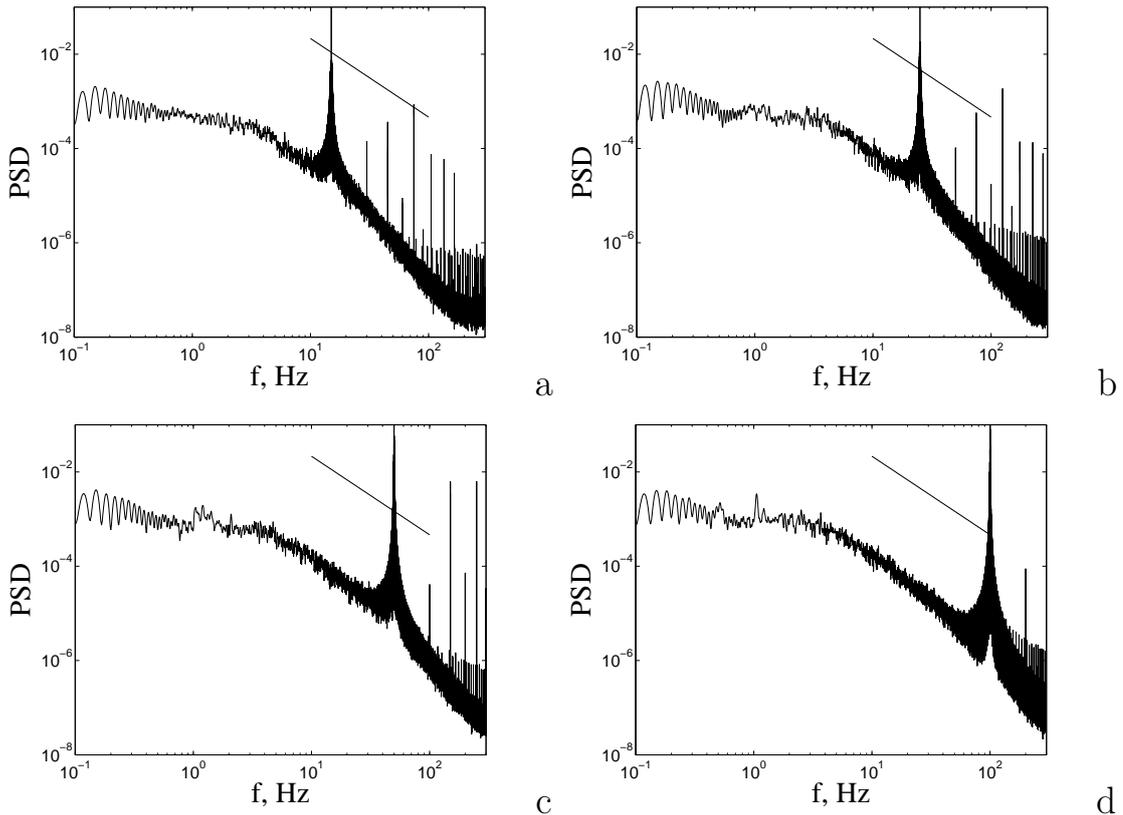


Рис. 2.58. Инерционный интервал для разных частот ВМП: а – 15, б – 25, с – 50, д – 100 Гц; линия показывает наклон « $-5/3$ »

Опираясь на эти выводы, далее исследуются турбулентные спектры скорости течений жидкого металла, созданных ВМП и БПМ с частотой 50 Гц, которая выбрана как наиболее часто используемая в различных приложениях. Оценка числа Рейнольдса, полученная по результатам замеров (рис. 2.54), выдает интервал от 10^4 до 10^5 . Таким образом, инерционный интервал в спектрах достаточно широк (2–3 декады), что позволяет исследовать его свойства [8].

Спектры компонент скорости под действием ВМП с нулевым БПМ показаны на рисунке 2.59. На рисунке 2.59 хорошо видно, что с увеличением тока (и азимутальной скорости, см. рис. 2.54) энергия турбулентного течения в точке P2 возрастает, и спектры изменяются. Спектры, в зависимости от частоты обеих компонент, различны для малых значений скорости течения. Азимутальная компонента имеет известный колмогоровский наклон спектра « $-5/3$ » во всем инерционном интервале. Однако вертикальная составляющая не имеет колмогоровского наклона. Ниже 15 Гц она наклонена довольно полого. С повышением частоты наклон становится круче и близок к « $-7/3$ ». Таким образом, турбулентность у стенки при малом течении не является изотропной, даже локально.

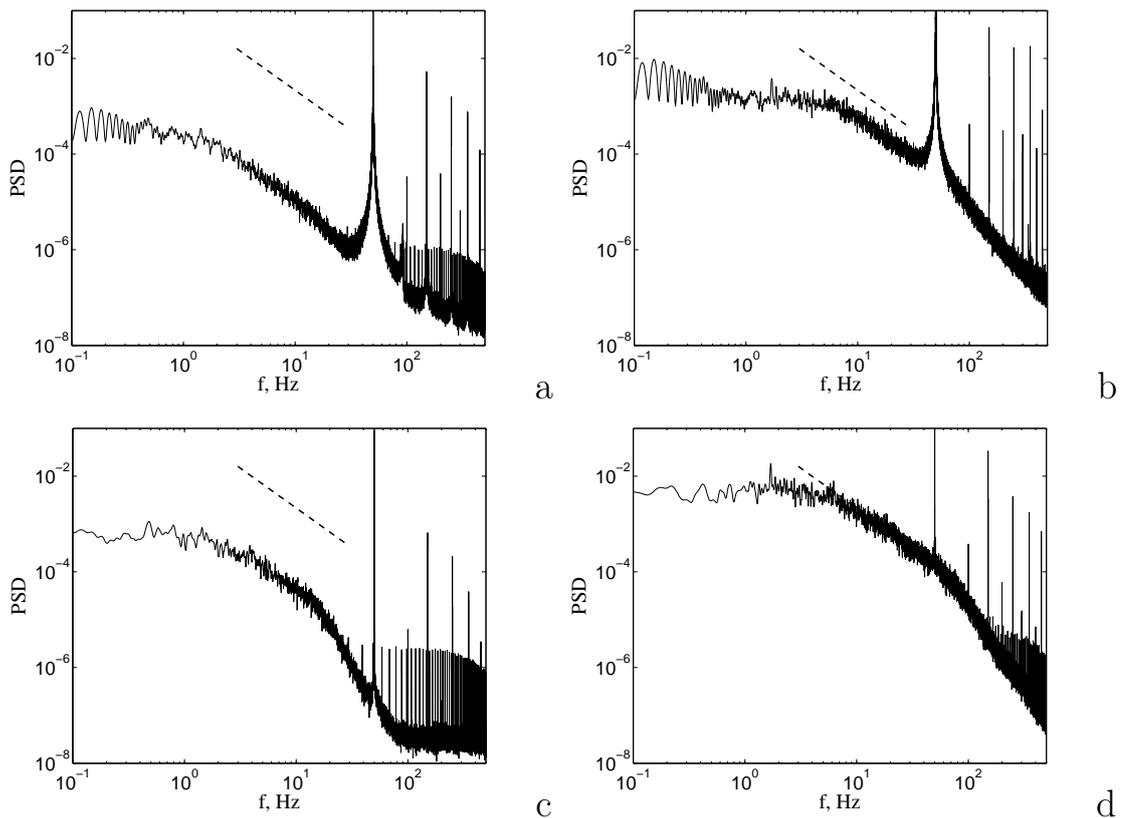


Рис. 2.59. Спектры компонент скорости под действием ВМП: азимутальная компонента: (а) – $I_{RMF}=1.6$ А, (б) – $I_{RMF}=7$ А, вертикальная компонента: (с) – $I_{RMF}=1.6$ А, (д) – $I_{RMF}=7$ А

Как известно, вращающееся магнитное поле приводит к образованию спиральных Тейлор-Гёртлеровских вихрей в пристенной области [108, 123, 137].

Следует отметить, что эти вихри, имеющие тороидальную форму, могут прецессировать вокруг оси цилиндрической ячейки, что, в свою очередь, может повлиять на измерения флуктуаций скорости в низкочастотном диапазоне [8].

Датчик P2 расположен на 10 мм от внутренней поверхности стенки, что составляет около 0.2 радиуса цилиндрической ячейки. Размер вихрей зависит от скорости вращения [123, 124]. В то же время ось их тора прецессирует вокруг вертикали [123, 137] с низкой частотой (несколько Гц в представленной установке). При низких скоростях их эффективный размер достаточно велик и может превышать радиус цилиндра более, чем в 0.2 раза. Размер уменьшается с увеличением скорости вращения [124] и может быть уменьшен на высокой скорости так, что датчик окажется вне вихря.

Многочисленные измерения усредненной скорости вращения показывают, что профиль азимутальной составляющей в ядре близок к профилю скорости при вращении твердого тела. В сдвиговом слое вблизи стенки уменьшение скорости почти линейно. Следовательно, при малых скоростях, когда вихрь вблизи стенки достаточно велик, наклон спектра вертикальных скоростей может определяться сдвигом в азимутальной компоненте. Следует отметить, что анизотропная турбулентность и сдвиг среднего потока могут приводить к спектру « $-7/3$ » [141].

Если скорость увеличивается, то спектры обеих компонент становятся колмогоровскими на частотах выше 5-7 Гц и ниже 50 Гц. Определить спектр выше 50 Гц не представляется возможным, но поведение обоих спектров ниже этой частоты очень похоже, поэтому можно предположить, что турбулентность становится локально изотропной. Из-за вращения она может быть не изотропной во всей ячейке. Вероятно, это связано с тем, что при высокой скорости вращения сдвиговый слой становится узким, и датчик достигает области твердотельного вращения. Таким образом, турбулентность вблизи стенки (в вихрях) не является изотропной, в то время как в области ядра она близка к локальной изотропии [8].

Спектры компонент скорости под действием БМП (при нулевом вращающемся магнитном поле) показаны на рисунке 2.60. При малых скоростях течения

турбулентность достаточно слаба, чтобы генерировать инерционный интервал на спектре. Поток становится турбулентным с увеличением магнитного поля, а вблизи стенки он практически изотропен. На рисунке видно, что спектр имеет перегиб, как и в случае вращающегося поля. Однако, поскольку турбулентность в данном случае изотропна, перегиб не может быть связан с анизотропией и сдвигом. Аналогичные спектры были получены в работе [142] для локально изотропной турбулентности в крупномасштабных тороидальных спиральных структурах. Течение, вызванное БМП, в основном состоит из одного тора, как было показано ранее, а также в работах [142–146]. В последней работе наблюдалась средняя спиральность, которая обеспечивает структуру спектра.

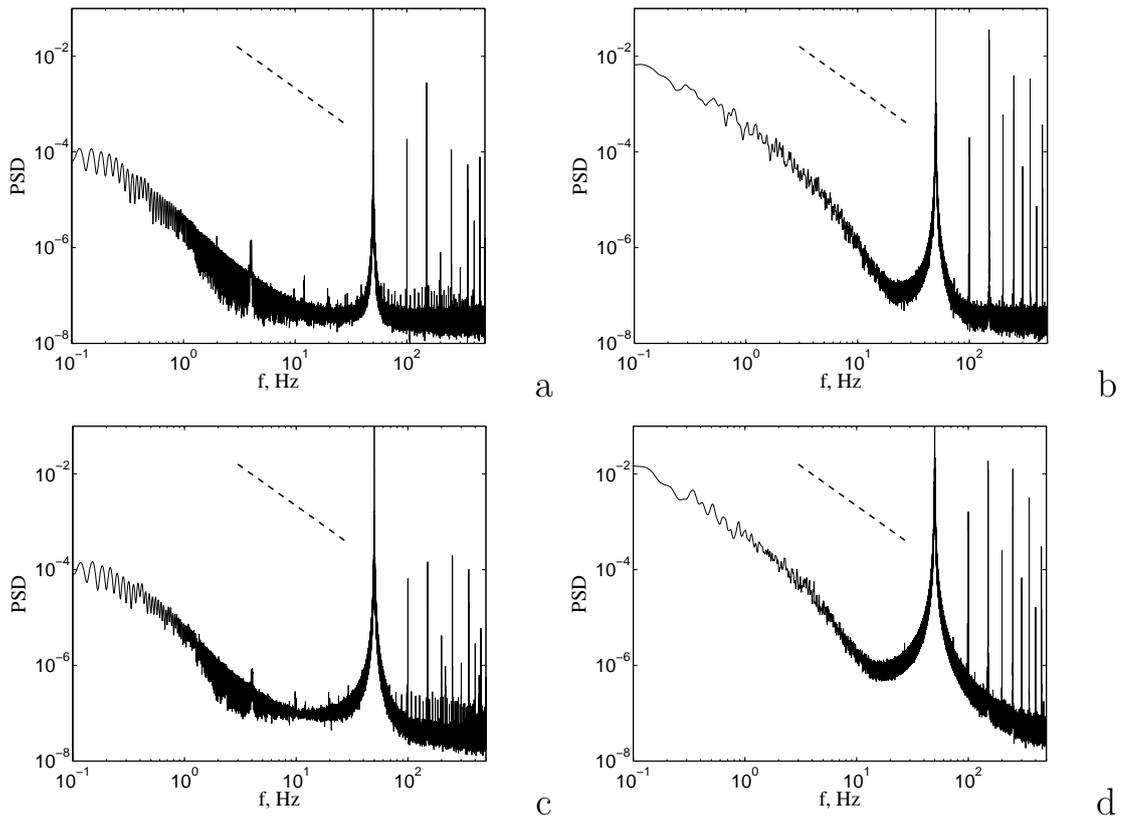


Рис. 2.60. Спектры компонент скорости под действием БМП: азимутальная компонента: (a) – $I_{TMF}=1.6$ А, (b) – $I_{TMF}=7$ А; вертикальная компонента: (c) – $I_{TMF}=1.6$ А, (d) – $I_{TMF}=7$ А

В эксперименте на турбулентность также может влиять средняя спиральность, наряду с полоидальной модой, тороидальная мода (азимутальное движение) генерируется БМП [143, 147], и крупномасштабное течение в ячейке

является спиральным. Турбулентность, порождаемая этим течением, также может быть спиральной. Спиральная турбулентность также может иметь спектр «-7/3» [148].

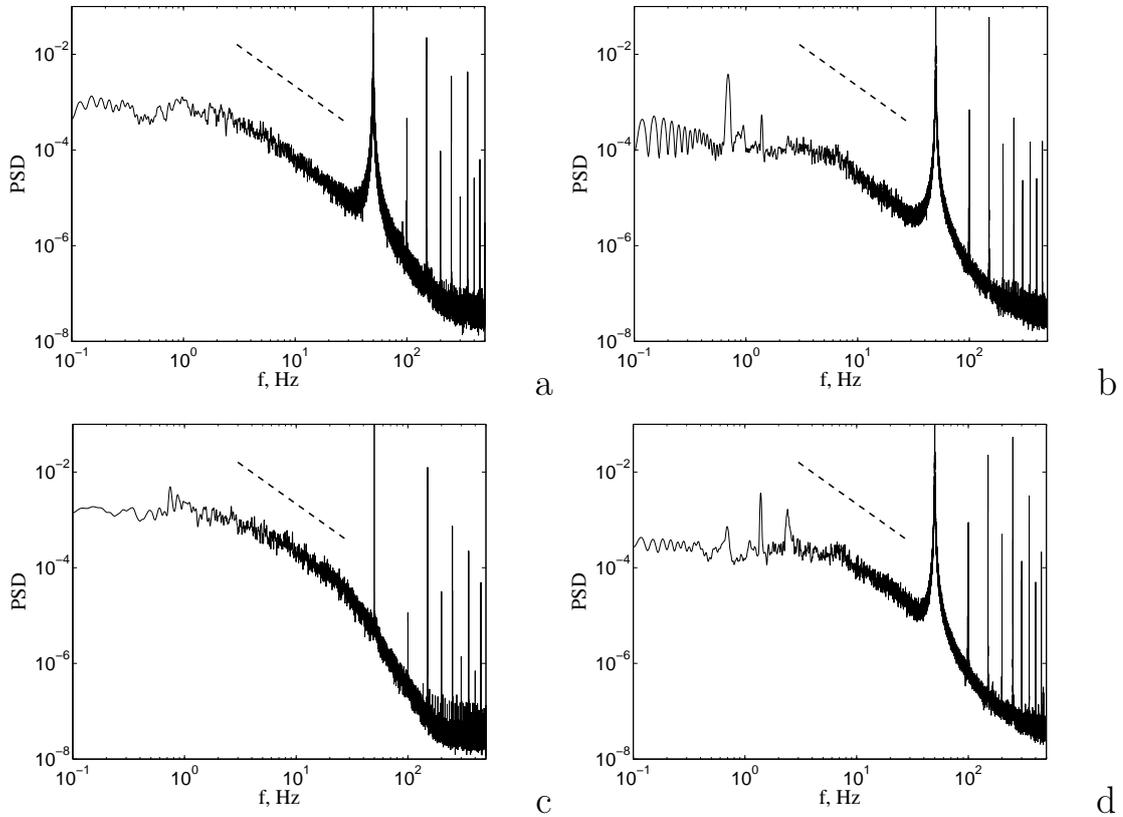


Рис. 2.61. Спектры компонент скорости под действием как ВМП, так и БМП для $I_{RMF}=3$ А: азимутальная компонента: (а) – $I_{TMF}=0$ А, (б) – $I_{TMF}=7$ А; вертикальная компонента: (с) – $I_{TMF}=0$ А, (д) – $I_{TMF}=7$ А

Наконец, спектры компонент скорости под действием бегущего и вращающегося магнитных полей показаны на рисунке 2.61. Азимутальная скорость при одновременном действии полей практически не меняется на частотах выше 7 – 8 Гц. Однако на более низких частотах интенсивность турбулентности сильно уменьшается. То же самое происходит и с вертикальной компонентой. С другой стороны, под одновременным действием полей турбулентность изотропна. Изотропия турбулентности может быть объяснена одновременным действием двух полей в азимутальном и вертикальном направлениях. Сложнее объяснить уменьшение энергии турбулентности на низких частотах. Возможно, это вызвано вертикальной стабилизацией тороидальных вихрей Тейлора. Под действием

ВМП их ось прецессирует вокруг вертикали с низкой частотой [123, 137], но вертикальное движение под действием БМП может подавить эту прецессию и уменьшить энергию больших турбулентных масштабов [8].

2.5. Обсуждение результатов

Исследование показало, что одновременное использование БМП и ВМП генерирует течения жидких металлов, имеющие развитые азимутальные и полоидальные компоненты. В случае ВМП вторичный полоидальный поток состоит из разнородных вихрей, тогда как в случае БМП – из одного вихря. Применение бегущего магнитного поля приводит к усилению полоидального потока расплавленного металла. Взаимодействие этих потоков приводит к появлению течения с высокими градиентами скоростей, что свидетельствует об интенсивном перемешивании расплавленного металла. Исследование поля скоростей показало, что уже при умеренном перемешивании течение неустойчиво. С ростом питающего тока для ВМП и БМП интенсивность осцилляций скорости увеличивается. Установлено, что значения оптимальной частоты для ВМП и БМП различны. Это значение частоты может быть использовано для оценки эффекта перемешивания в перемешивателях, предназначенных для других металлов и сплавов, например, магниевых и алюминиевых сплавов, проводимость которых несущественно отличается от проводимости галлиевого сплава [9].

Исследования показали, что режим с аксиальным чередованием направления вращения магнитного поля существенно усложняет вид азимутального и полоидального течений. Это приводит к возникновению развитой интенсивной полоидальной компоненты течения. Возникающее течение сопровождается колебательным движением вихревых структур и взаимодействием между ними. Это приводит к эффективному перемешиванию жидкого металла. Обнаружено, что умеренные значения силового параметра приводят к наиболее гомогенизированному составу среды при перемешивании. Время выхода на стационарное

значение степени гомогенности среды снижается с увеличением силового параметра. Обнаружено, что при нестационарном воздействии модуляции силового параметра в некотором диапазоне частот практически не влияют на время выхода на гомогенное состояние и степень гомогенности. Найдены характеристики процесса в зависимости от режима перемешивания [11].

При изучении начального этапа развития течения с двумя разнонаправленными ВМП получено, что на фоне интенсивного вращения основного потока формируется двухвихревое течение в полоидальном направлении. При малых числах Тейлора время разгона (образования вихрей) довольно велико (несколько секунд), а с его ростом оно падает до долей секунды. После разгона поток жидкого металла приходит в установившееся состояние. Структура течения определяется значениями управляющего параметра, в качестве которого выступает число Тейлора. При больших токах в течении возникает множество вихревых структур разного масштаба. Вихри, образованные верхней и нижней частями индуктора, вступают во взаимодействие, в результате которого крупные вихри распадаются на множество мелких. На начальном этапе при всех значениях управляющего параметра формируются области пониженного давления, которые обусловлены действием центробежных сил. Затем в центральной области появляется зона повышенного давления, обусловленная динамическим давлением потока жидкости от стенок. В интенсивном режиме наблюдаются пульсации течения в зонах повышенного и пониженного давления, которые в свою очередь приводят к пульсациям скорости. Степенная связь чисел Рейнольдса и Тейлора позволяет говорить о существенной зависимости интенсивности течения от величины и частоты тока питающего обмотки индуктора. Таким образом, число Тейлора определяет время разгона вращательного течения [12].

В ходе изучения турбулентности рассмотрена проблема спектрального анализа сигналов от электромагнитных датчиков, работающих в турбулентном потоке, генерируемом вращающимися и бегущим магнитными полями, которые

создают сильный электромагнитный шум. На основе вейвлет-кросс-корреляционного анализа показано, что в измеренных спектрах можно выделить диапазон частот, характеризующий пульсации поля скоростей. Обнаружено, что во вращающемся магнитном поле свойства турбулентности вблизи стенки зависят от скорости вращения и расстояния от стенки. При малых скоростях вращения вихри Тейлора достаточно велики, а анизотропия турбулентности распространяется достаточно далеко от стенки. С увеличением скорости вращения размер вихрей уменьшается, а их анизотропия занимает меньший объем. В случае бегущего магнитного поля турбулентность вблизи стенки практически изотропна, а ее интенсивность зависит от скорости. Однако на малых масштабах спектр отличается от колмогоровского. Возможно, это отличие связано с наличием средней спиральности в потоке. При совместном действии полей поведение турбулентности сильно меняется. Она практически всегда изотропна, но с увеличением амплитуды бегущего поля и фиксированного вращающегося поля ее интенсивность сильно уменьшается. Это открывает возможность управления пристеночной турбулентностью путем изменения действующих полей, что является важным в различных приложениях [8].

2.6. Выводы

Результаты главы можно обобщить в виде следующих выводов:

1. Комплексно (численно и экспериментально) изучены течения, вызванные действием переменного магнитного поля, а также их турбулентные характеристики.
2. Для выполнения исследований созданы экспериментальные установки и построена математическая модель процессов. Разработаны методики измерения интегральных характеристик силового воздействия, вызванного БМП и ВМП.

3. Исследование показало, что одновременное использование бегущего и вращающегося магнитных полей генерирует течения с развитыми азимутальными и полоидальными компонентами. Применение бегущего магнитного поля приводит к усилению интенсивности полоидального течения расплавленного металла.

4. Исследования течений, которые создаются чередующимися по направлению вращающимися магнитными полями, показали, что данный режим генерации электромагнитной силы существенно усложняет вид азимутального и полоидального потоков. Это приводит к возникновению развитой интенсивной полоидальной компоненты течения.

5. Разработана новая конструкция индуктора, в котором возможно чередование направления вращающихся магнитных полей по высоте. Преимуществом конструкции индуктора, который реализует такие силы, является его компактность, по сравнению с традиционными аппаратами подобного типа. Он является разборным и состоит из секций. Такая структура позволяет интегрировать индукторы в существующие производственные процессы и аппараты без необходимости их модернизации и даже остановки.

6. Разработана и применена методика для определения интервала турбулентного спектра, полученного кондукционным анемометром, на котором существенно влияние помех от источника электромагнитного поля, что позволяет определить достоверные участки спектра.

7. Экспериментально получены турбулентные спектры течений жидкого металла в цилиндрической ячейке. Течения вызваны бегущим и вращающимся магнитными полями с различными параметрами, позволяющие характеризовать процессы.

Результаты главы опубликованы в журнальных статьях [7–12].

Влияние течений на процесс кристаллизации жидких металлов и сплавов

3.1. Особенности генерации и влияния течений на процесс кристаллизации жидких металлов и сплавов

Течение жидкого металла, вызванное действием внешних электромагнитных сил, приводит к изменениям условий его кристаллизации. При этом изменяются температурные и концентрационные параметры фронта кристаллизации, которые уменьшают, а иногда и вовсе останавливают рост кристаллов [149–151]. При кристаллизации, которая сопровождается течением в жидкой фазе, могут происходить следующие процессы: отрыв кристаллов от стенки кристаллизатора, затем их перенос обратно в расплав, где они могут превратиться в равноосные кристаллы; исчезновение дендритов при коагуляции и плавлении в результате флуктуаций температуры и развала за счет энергии движущегося металла; перенос кристаллов от свободной поверхности в жидкий металл; перенос кристаллов из переохлажденной внешней области расплава в жидкую часть и т.д. Воздействие электромагнитного поля на жидкий металл применяется в основном в технологии непрерывного [150, 152–154] и полунепрерывного литья [155]. Оно приводит к уменьшению размера кристаллических структур, устранению зон пористости и осевой сегрегации, формированию однородной структуры.

Потребности металлургической промышленности мотивируют развитие исследований в этом направлении. Многие технологические процессы сопровождаются затвердеванием жидкого металла в условиях перемешивания. Эксперименты в промышленных масштабах с горячими металлическими расплавами ($T \geq 700^\circ\text{C}$) трудновыполнимы, а потому чрезвычайно дороги. Чтобы преодолеть эту проблему, проводят модельные эксперименты, посвященные изучению

металлических сплавов с низкими температурами плавления [102, 106, 156, 157]. Результаты численного моделирования могут быть согласованы с данными экспериментального моделирования на основе моделей малого масштаба. Однако в более крупных установках такая корреляция сопряжена со значительными трудностями, особенно при масштабировании их на промышленные установки [145]. Поэтому существует острая необходимость в экспериментальных данных, полученных на опытных образцах реальных устройств.

В плоских каналах и слоях вихревые потоки, созданные переменными магнитными полями, позволяют увеличить интенсивность теплообмена в расплавах [158, 159], сгладить фронт затвердевания [160] и повысить энергоэффективность операций [161]. В силу взаимосвязи между процессом питания, электромагнитным полем, потоком жидкого металла и формой фронта затвердевания, последним можно управлять путем изменения (включая величину, частоту и управление выходным сигналом) величины тока питания [158, 159, 162, 163].

Электромагнитное перемешивание жидких металлов в процессе кристаллизации цилиндрических слитков также применяется давно [109]. Эффект перемешивания обычно вызывается вращающимся магнитным полем, создаваемым индуктором, подобным статору асинхронного двигателя [106, 122]. Магнито-гидродинамическое перемешивание предназначено для создания однородной мелкозернистой структуры слитков за счет разрушения дендритов [164] на фронте кристаллизации и улучшает равномерное распределение вторых (интерметаллидных) фаз. Также исследуются вопросы, связанные с использованием высокочастотных магнитных полей для создания перемешивающих течений и их контроля [165–167].

Для сглаживания фронта кристаллизации металла в процессе затвердевания слитка необходимо использовать не только тороидальное, но и полоидальное течение внутри расплава [100, 109, 111]. Возможность управлять этим потоком позволяет создать конвективный тепловой поток, направленный к фронту кристаллизации, и изменить форму границ этого фронта. Эти потоки могут быть

индуцированы по отдельности регулируемые вращающимся (ВМП) и бегущим (БМП) магнитными полями [168, 169]. Бегущие и вращающиеся магнитные поля применяются в процессе выращивания кристаллов [112, 170]. Перемешиватели, использованные на машинах для непрерывной разливки слитков алюминиевых сплавов, оказались эффективными [171]. При МГД-воздействии дендриты дробятся и рассеиваются в расплаве [172]. Мелкозернистая однородная структура слитка позволяет снизить количество дефектов, таких как трещины, изломы, расслоения, характерных при высоких степенях деформации металла с крупнозернистой структурой при производстве изделий методом экструзии и горячей пластической деформации.

В цилиндрической ячейке ВМП в первую очередь создает поток в азимутальном направлении, но из-за вязкого трения на нижней и верхней стенках формируется вторичный радиально-меридиональный поток [76]. Формируемый ВМП стационарный поток состоит из почти твердотельно вращающегося ядра, которое отделено от нижней и верхней стенок горизонтальными пограничными слоями. В этих слоях центробежная сила лишь частично сбалансирована сдвигом на стенке, в результате чего внутрь направлен градиент давления, который формирует вторичный поток. Как показали многочисленные исследования (см., например, [109, 126, 173]), по сравнению с первичным вращением жидкости максимальная скорость вторичного движения меньше основного в 5-10 раз. Во многих приложениях при перемешивании или тепло-и массопереносе это вторичное движение часто играет определяющую роль. В слабых магнитных полях поле течения жидкого металла ламинарное. Увеличение магнитного поля приводит к неустойчивости потока и формированию Тейлоровских вихрей [174], а затем, с ростом скорости, течение переходит в турбулентное, однако вихри сохраняются и в этом режиме [124].

В случае БМП нет азимутального вращения расплава, а существует только радиально- меридиональный поток [175]. С другой стороны, поле течения, обусловленное БМП, прямо определяется движущей силой и формирует радиальное

и вертикальное течения, приводящие к формированию одиночного вихря [107]. Направление потока при этом может быть легко перенаправлено вдоль боковой стенки ячейки вверх или вниз [176].

Возвращаясь к течениям, формируемым под действием ВМП и БМП, следует отметить, что процесс кристаллизации расплавленного при разливке металла в форму происходит по-разному. Скорость охлаждения на границе расплавленного металла уменьшается с БМП и слабо меняется с ВМП [177]. Когда начинается кристаллизация, скорость охлаждения в целом по сечению расплавленного металла уменьшается с ВМП и БМП. Оба ВМП и БМП могут снизить градиент температуры расплавленного металла. ВМП может уменьшить зерна в поперечном сечении полых заготовок, однако БМП делает зерна более крупными на краю полых заготовок и уменьшает зерно в середине заготовки [178]. Оба ВМП и БМП могут привести к макросегрегации в полых заготовках. Неоднородность потока является основной причиной для макросегрегации [175].

Таким образом, как показывают различные исследования, раздельное и совместное воздействия ВМП и БМП приводят к эффективному перемешиванию расплавленного металла при кристаллизации. При этом движение, возникающее под действием этих полей, практически всегда является турбулентным. Однако турбулентность распределена в разных потоках по-разному [8]. В случае ВМП турбулентность наиболее интенсивна на периферии потока, вблизи стенки. БМП не формирует твердотельного вращения, что приводит к турбулентному потоку во всем объеме. Таким образом, при совместном воздействии полей турбулентность будет распределена по всему объему за счет БМП.

В последнее время возросло исследование применения модулированных электромагнитных полей [121, 179, 180]. Следует отметить, что кроме названных видов полей, используют также реверсивные вращающиеся магнитные поля (РВМП) [181]. На основе анализа макроструктуры образцов при отливке в формы получено, что влияние на структуру РВМП сильнее, чем ВМП [182]. При этом возникает влияние на прибыльную часть, в результате возникающей

вибрации с большой амплитудой. Кроме того, вращательное движение с возвратом металла не создает вогнутый мениск, что приводит к его устранению при разливке жидкого металла, или при непрерывной разливке. Одновременно с этим может происходить устранение загазованности при литье (например, алюминия), которое присутствует в слитках после разливки под влиянием ВМП. При снижении частоты магнитного поля и с увеличением магнитной индукции увеличение равноосных кристаллов в области кристаллизации не наблюдается [106].

Математическое моделирование процесса кристаллизации использует различные подходы. В одном из самых распространенных твердо-жидкая фаза моделируется с помощью пористой среды (Enthalpy-porosity technique) [183, 184], что дает возможность оперативно изучить основные особенности процесса [104, 177, 185, 186]. Другой подход основан на теории фазового поля [187], который позволяет проводить более глубокие исследования процессов. Он дает возможность получить информацию о структуре кристаллизующегося металла [188]. Все эти методы требуют верификации результатов расчетов на эксперименте, что обуславливает необходимость проведения подробных экспериментальных исследований процесса кристаллизации под действием магнитных полей.

Таким образом, форма течения, его интенсивность и отвод тепла от застывающего металла играют существенную роль в процессе кристаллизации, сопровождаемом течениями. Наиболее простым в реализации и достаточно эффективным способом воздействия является затвердевание алюминиевого сплава в цилиндрическом тигле, помещенном в индуктор, генерирующем бегущее и вращающееся магнитные поля. Для управления металлургическим процессом отливки высококачественных слитков необходимо генерировать поток требуемой топологии и интенсивности и уметь управлять формой фронта кристаллизации слитков. Одной из возможностей является действие модулированного бегущего магнитного поля. В качестве косвенных механизмов управления формой фронта затвердевания необходимо рассматривать различные виды модуляции БМП.

По этой причине изучение влияния бегущих и вращающихся магнитных полей на жидкий металл в процессе его затвердевания является актуальной задачей, далекой от завершения.

3.2. Влияние течений, вызванных действием локализованных и бегущих магнитных полей, на направленную кристаллизацию в плоских слоях

3.2.1. Вихревое течение от локализованного источника магнитного поля

Вначале было исследовано течение от локализованного источника, а затем – его влияние на процесс кристаллизации. Рассматривается горизонтальный плоский слой проводящей жидкости GaSnZn (рис. 3.1а) [13, 117]. Слой помещен в зазор С-образного индуктора, генерирующего переменное магнитное поле в зазоре. Поле действует в локализованной области слоя. Вокруг этой области в слое индуцируется переменный электрический ток. Взаимодействие этого тока с исходным магнитным полем приводит к возникновению электромагнитной силы, направленной к центру области. Эта сила, в свою очередь, порождает вихревое течение. Если область влияния магнитного поля расположена в центре слоя, то в равновесном случае возникает течение с четырьмя вихрями (рис.3.1b). После изменения положения индуктора меняется и картина течения. Толщина слоя в состоянии покоя составляла $d_0 = 0.006 \text{ м} \dots 0.015 \text{ м}$, а его размеры в плоскости $0.2 \times 0.1 \text{ м}$. Магнитное поле в зазоре $\delta_0 = 0.05 \text{ м}$ имело частоту $\omega = 2 \cdot \pi \cdot 50 \text{ Гц}$ и максимальное значение $B_{max} = 0.02 \text{ Тл}$. Максимальное значение скорости потока, развиваемого в слое, составило $V_{max} = 0.1 \text{ м/с}$. В рассматриваемой задаче максимальное гидродинамическое число Рейнольдса составило $Re = 4322$, магнитное число Рейнольдса $Re_m = 8.18 \cdot 10^{-3}$ и максимальное число Гартмана

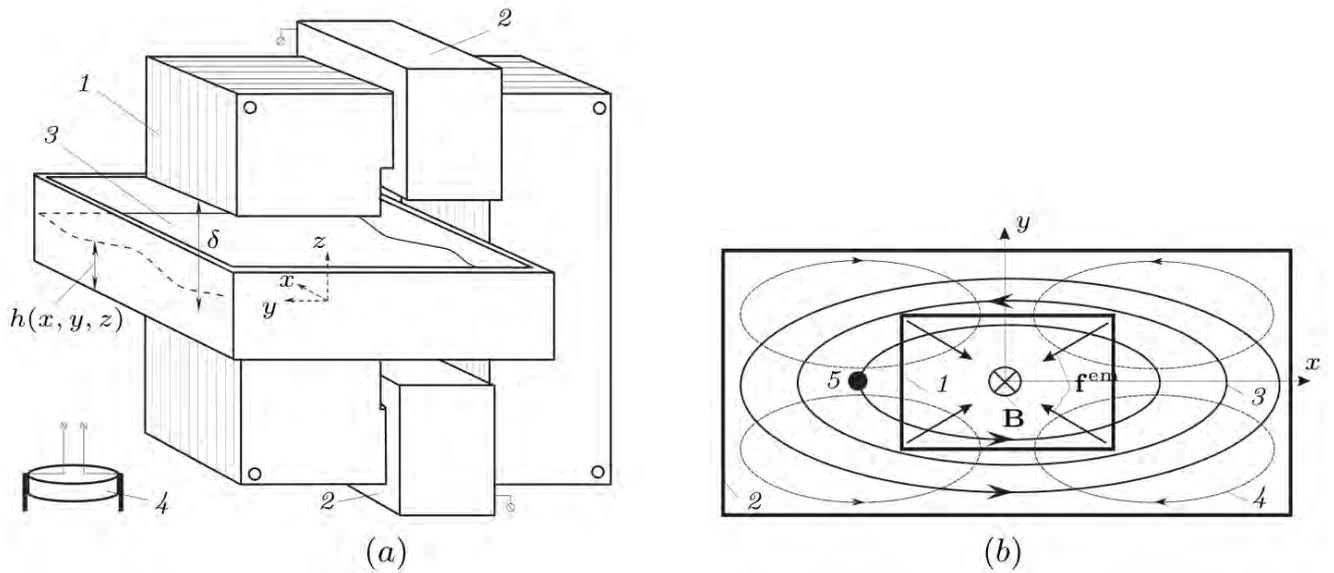


Рис. 3.1. (а) – схема экспериментальной установки: 1 – ферромагнитный С-образный сердечник, 2 – подмагничивающие катушки, 3 – плоский слой жидкого металла, 4 – кондукционный датчик скорости; (б) – схематическое изображение генерации четырехвихревого течения: 1 – область ферромагнитного сердечника, 2 – область слоя, 3,4 – линии электрического и гидродинамического тока, 5 – расположение кондукционного датчика скорости

было равно $Na = B_{max} \delta_0 \sqrt{\sigma / \rho \nu} = 34$. Параметр МГД-взаимодействия в данном случае выражается следующим образом $S = d_0 \delta_0 B_0^2 / \rho \mu_0 \nu^2$ [13, 117].

Экспериментальная установка включала в себя индуктор с С-образным сердечником 1 (рис. 3.1а), собранным из пластин трансформаторной стали, электрические катушки 2, создающие переменное магнитное поле в зазоре сердечника, и кювету 3, содержащую слой жидкого галлиевого сплава. Первая серия экспериментов проводилась с помощью кондукционного датчика скорости 4. Вторая серия экспериментов проводилась с использованием ультразвукового доплеровского анемометра (рис. 3.2). Размеры полюсов индуктора были следующими: $d_x = 69$ мм, $d_y = 57$ мм. Положение полюсов индуктора относительно слоя металла задавалось параметром δ , который представляет собой расстояние между геометрическими центрами слоя и полюса вдоль оси ОУ. Толщина скин-слоя на частоте магнитного поля 100 Гц была более чем в два раза больше толщины слоя.

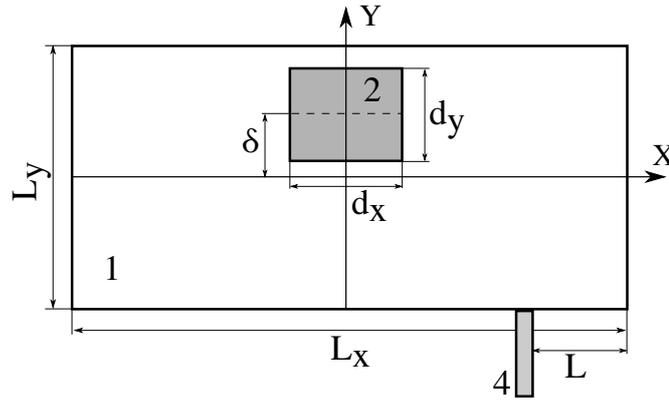


Рис. 3.2. Схема эксперимента с УДА: 1 – ячейка, заполненная GaSnZn, 2 – индуктор с катушкой 3, 4 – датчик ультразвукового доплеровского анемометра

Основными ожидаемыми структурами потока являются двух- и четырехвихревые. Для их количественного определения применяются параметры C_{2v} и C_{4v} в соответствии с уравнением (3.1). Коэффициенты C_{iv} характеризуют корреляцию измеренных профилей с соответствующим модельным профилем

$$C_{iv} = \left\langle \frac{\int_0^{L_y} V(t, y) \cdot \sin(i\pi y/2L_y) dy}{\sqrt{\int_0^{L_y} V^2(t, y) dy + \int_0^{L_y} \sin^2(i\pi y/2L_y) dy}} \right\rangle_t \Big|_{i=2,4} \quad (3.1)$$

Здесь $V(t, y)$ – измеренная скорость в точке с координатой y в момент времени t , L_y – длина слоя в направлении OY, угловые скобки означают усреднение по времени. Коэффициенты C_{iv} представляют собой нормированные кросс-корреляционные функции измеренных профилей скорости и модельных профилей. Модельные профили – это идеализированная версия профилей скорости в двухвихревом (первый режим) и четырехвихревом (второй режим) течениях. Ненулевые значения коэффициента C_{iv} означают, что измеренный профиль скорости близок к модельному. Таким образом, можно различить возникающие режимы течения [13].

Вначале, для визуализации течения свободная поверхность покрывалась водным раствором соляной кислоты для удаления оксидной пленки с поверхности металла. При реакции галлия с кислотой образуются пузырьки водорода,

которые увлекали за собой движущийся металл, указывая тем самым траектории и скорость его движения. Анализ устойчивости проводился для наиболее интересного случая, при котором область слоя, перекрываемая индуктором, располагалась в центре, как показано на рис. 3.1. При малых значениях внешнего магнитного поля течение имело четырехвихревую структуру (рис. 3.3а), которая не менялась до тех пор, пока магнитное поле в зазоре индуктора не достигало определенного значения. Дальнейшее увеличение магнитного поля показало наличие трех стадий в поведении системы. На первом этапе, который трудно отличить от устойчивого состояния, увеличение магнитного поля индуктора приводило к усилению интенсивности течения. Далее происходило попеременное усиление интенсивности диагонального вихревого движения. На втором этапе колебание поверхности становилось все более интенсивным, а течение периодически переходило от четырех- к трехвихревой структуре. Такое поведение, включающее генерацию трех одинаковых вихрей в промежуточный период колебаний (рис. 3.3b), навязывалось прямоугольной формой слоя. На третьем этапе при больших значениях внешнего поля колебания течения становились менее регулярными, а поверхность вблизи более длинной стороны слоя начинала совершать длинноволновые колебания.

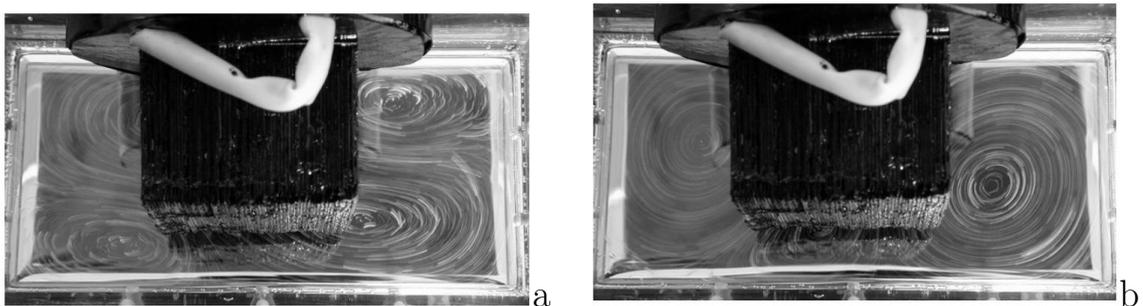


Рис. 3.3. Поле скоростей равновесного течения (а), течение после трансформации четырехвихревой структуры в трехвихревую (b).

По результатам экспериментов, проведенных с помощью кондукционного датчика скорости, были построены нейтральные кривые для исследуемого слоя (как со свободной, так и со сплошной верхней поверхностью (рис. 3.4). Слой со

свободной поверхностью оказался менее устойчивым, чем слой с верхней жесткой границей. Нейтральная кривая показывает, что с увеличением толщины слоя течение становится более стабильным [117].

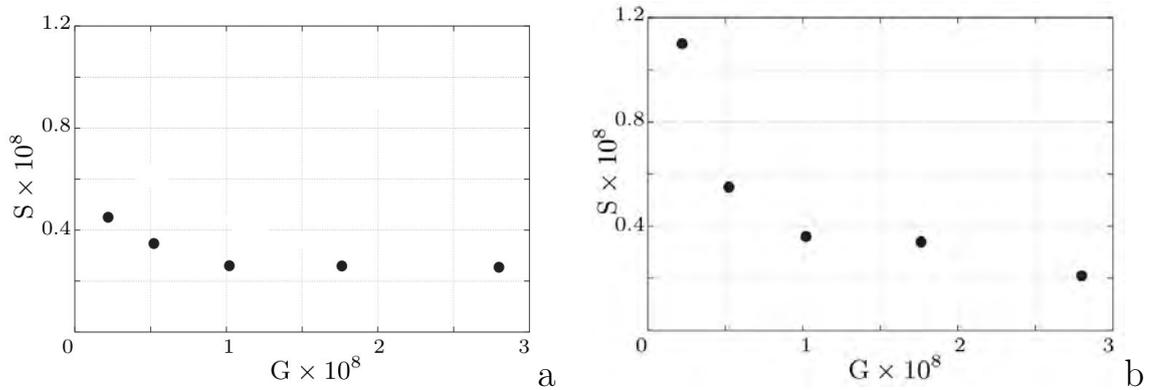


Рис. 3.4. Нейтральные кривые, разделяющие область параметров, при которых четырехвихревое течение неустойчиво: (а) – слой со свободной поверхностью, (б) – слой с твердой верхней границей

Далее, с помощью измерений ультразвуковым доплеровским анемометром были построены карты режимов течений. Получено, что смещение области действия магнитного поля приводит к изменению структуры течения от четырехвихревого к двухвихревому. На рис. 3.5 показано распределение коэффициентов C_{2v} и C_{4v} в области I - δ . Здесь I – ток питания, а δ – смещение центра полюсов индуктора от центра слоя жидкого металла. В области I - δ можно выделить три области режима течения. В области I при малых смещениях области ($\delta < 8$ мм), возникает четырехвихревое течение (рис. 3.5а). Двухвихревое течение возникает в области II при больших смещениях ($\delta > 8$ мм и токах $I > 4$ А) (рис. 3.5б). В области III течение имеет сложную форму. Характерна четырехвихревая структура (C_{4v} много больше, чем C_{2v}) [13].

На рис. 3.6а показана зависимость средней по времени скорости потока от смещения полюсов индуктора для $I = 3.0$ А. В выбранном сечении количество вихрей изменяется с двух до одного. На рис. 3.6б показаны максимальные средние скорости потока в зависимости от силы тока питания для нескольких положений полюсов индуктора, перекрывающих слой. Здесь параметр S – это

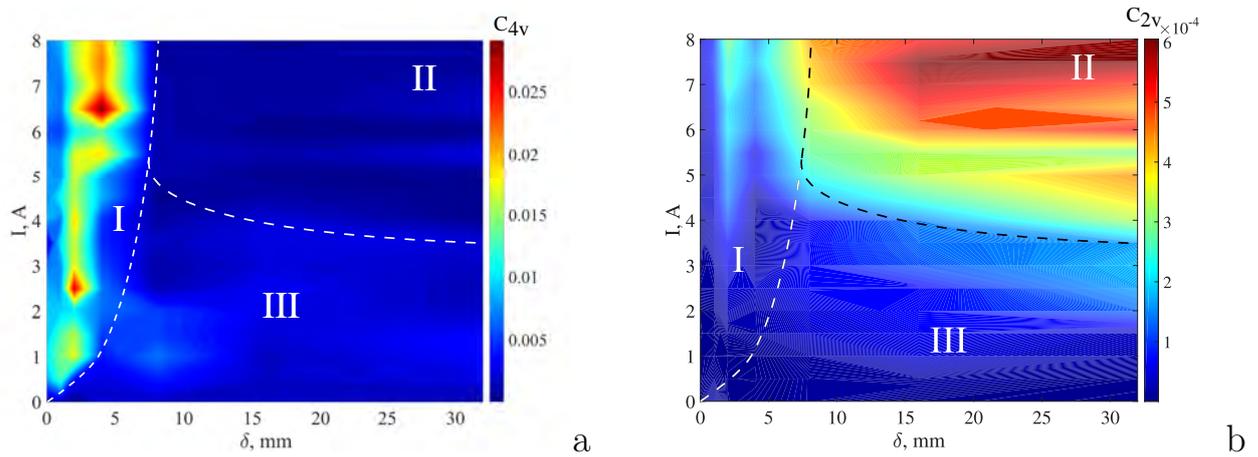


Рис. 3.5. Области параметров, разделяющие форму течений: (а) – образуется четыре вихря, (б) – возникает два вихря

отношение площади полюса индуктора, перекрывающего слой металла, к общей площади полюса. Поток наибольшей интенсивности возникает в случае частичного ($3/4$ площади полюсов) перекрытия полюсов сердечника металлическим слоем. Такая конфигурация соответствует смещению $\delta = 36$ мм. Дальнейшее смещение индуктора уменьшает интенсивность потока [13].

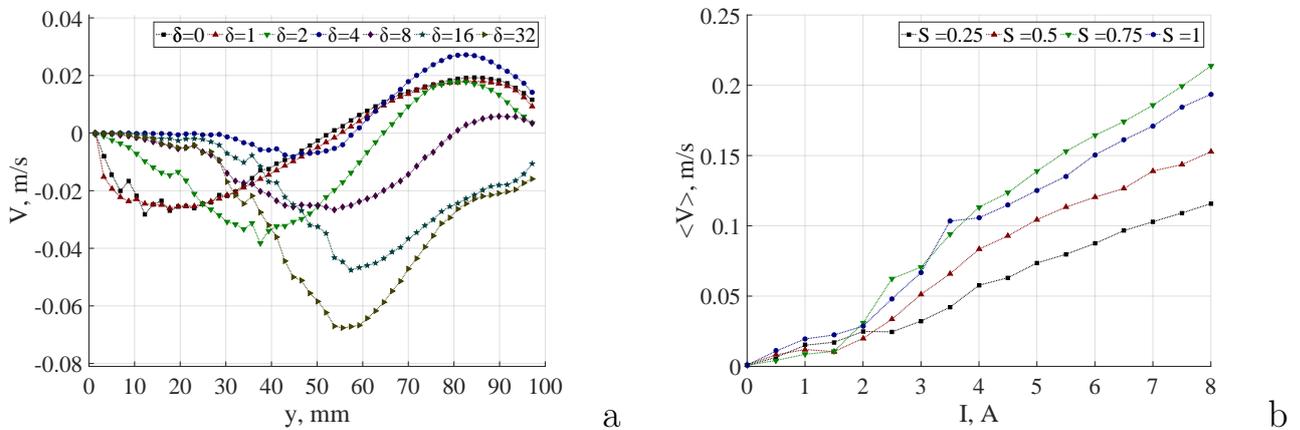


Рис. 3.6. Зависимость средней по времени скорости потока от смещения полюсов индуктора: (а) усредненные по времени профили скорости, (б) зависимость максимальной скорости потока от площади полюса индуктора, перекрывающего слой

3.2.2. Кристаллизация при наличии течения от локализованного источника

Экспериментальная установка по изучению кристаллизации (рис. 3.7) включает прямоугольную ячейку ($0.2 \text{ м} \times 0.1 \text{ м} \times 0.01 \text{ м}$), два термостата «CRIO-VT-01», поддерживающих температуру с точностью $\pm 0.5 \text{ }^\circ\text{C}$, источник питания переменного тока и С-образный индуктор, схема которого показана на рисунке 3.1а. Две противоположные стенки ячейки представляют собой медные теплообменники. Две другие стенки и дно ячейки теплоизолированы. Одна из стенок охлаждается до температуры ниже точки плавления сплава, и затвердевание начинается вблизи этой стенки. Граница раздела фаз перемещается в плоскости слоя в направлении горячей теплообменника. Ячейка помещается в зазор между полюсами индуктора. Индуктор магнитного поля подключен к источнику переменного тока. В зазоре между полюсами создается переменное магнитное поле [14].

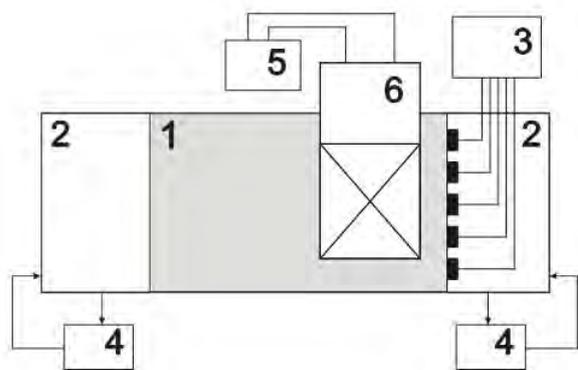


Рис. 3.7. (а) – схема экспериментальной установки: 1 – ячейка, 2 – медные теплообменники, 3 – УДА датчики, 4 – термостаты, 5 – источник питания переменного тока, 6 – С-образный индуктор; (б) – фотография экспериментальной установки

В данном эксперименте область воздействия индуктора расположена у горячей стенки (рис. 3.7), что приводит к возникновению двухвихревого течения. Определение поля скоростей и положения границы раздела фаз проводилось с помощью УДА. Пять датчиков УДА были установлены на горячей стенке

ячейки. Датчик излучает ультразвуковую волну определенной частоты, которая падает на границу раздела фаз и отражается от нее обратно. Это позволяет определить эту границу в непрозрачном жидком металле.

Для изучения влияния различных температур и условий перемешивания на процесс затвердевания была проведена серия экспериментов при $\{18.0; 20.0; 22.5\}$ °С в горячем теплообменнике и при 4.0 °С в холодном теплообменнике. Рассматривались три режима: без перемешивания, перемешивание при $I = 2A$ и при $I = 4A$ на катушке индуктора. Полученные экспериментальные точки воспроизводят временную эволюцию положения границы раздела фаз для различных температур и условий перемешивания. Эти точки могут быть аппроксимированы законом квадратного корня. Эксперименты показали, что перемешивание сохраняет эту зависимость (рис. 3.8) [14].

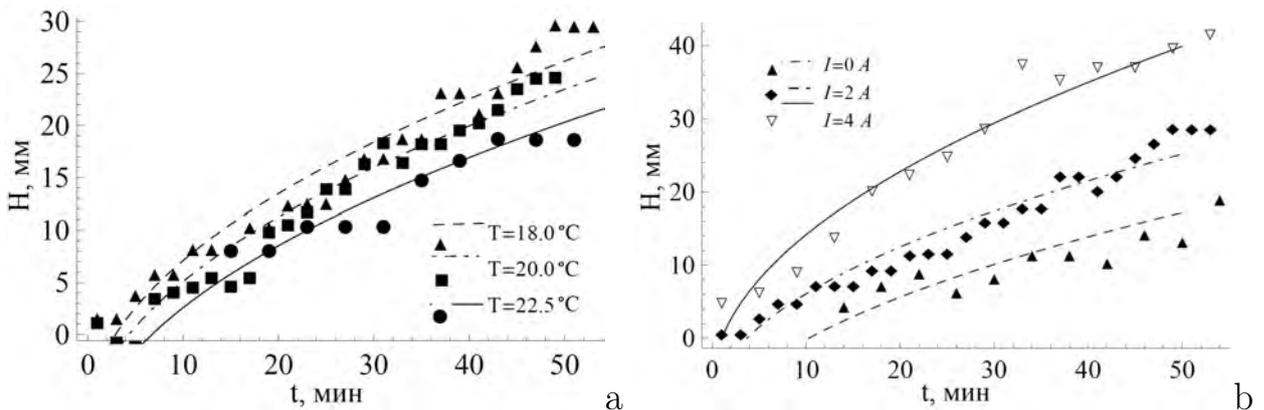


Рис. 3.8. Эволюция положения границы раздела фаз: (а) различные температурные условия при фиксированном токе ($I = 2A$); (б) – различная интенсивность перемешивания

В большинстве случаев граница раздела фаз определялась с высокой точностью в центральной части слоя (рис. 3.9). Скорость затвердевания для разных датчиков несколько отличается. Эта скорость уменьшается со временем и увеличивается с ростом интенсивности перемешивания. Граница раздела фаз быстро движется к устойчивому положению (рис. 3.9). Следует отметить, что в исследованиях использовалось перемешивание умеренной интенсивности, так что индуцированный ток нагревал слой жидкости незначительно.

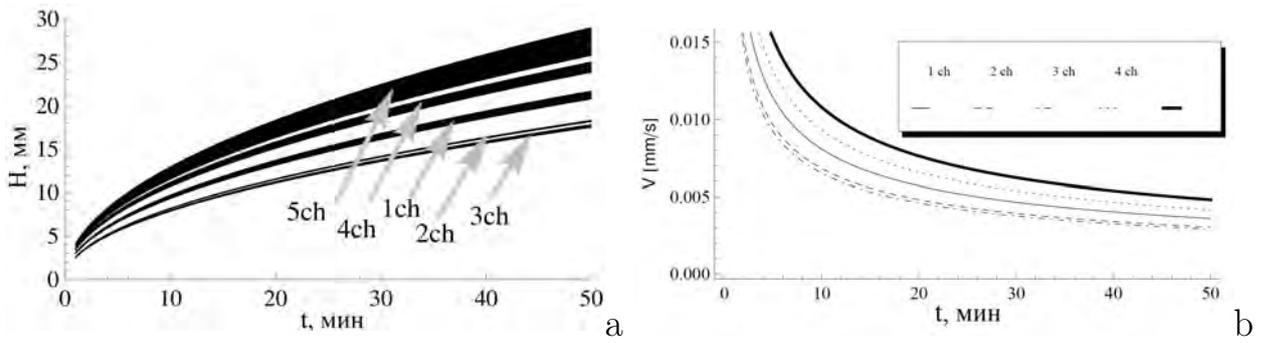


Рис. 3.9. (а) – эволюция положения границы раздела фаз для каждого датчика УДА ($I = 2A$, $T = 20^\circ C$); (б) – скорость затвердевания для каждого датчика ($I = 2A$, $T = 20^\circ C$)

Датчик УДА измеряет только одну проекцию скорости на ось, проходящую через центр ультразвукового луча. Мультиплексный режим с 5 датчиками позволяет получить матрицу продольной компоненты скорости. В двумерном случае для наглядности можно реконструировать функцию тока Ψ путем интегрирования выражения, которое ее определяет через измеренную скорость $V_y = \partial\Psi/\partial x$. Рисунок 3.10 позволяет проследить эволюцию границы раздела фаз и вихрей во времени. Изначально течение является четырехвихревым (рис. 3.11). В дальнейшем из-за уменьшения объема жидкости индуктор занимает почти всю площадь жидкой фазы, поэтому в ячейке образуются два вихря [14].

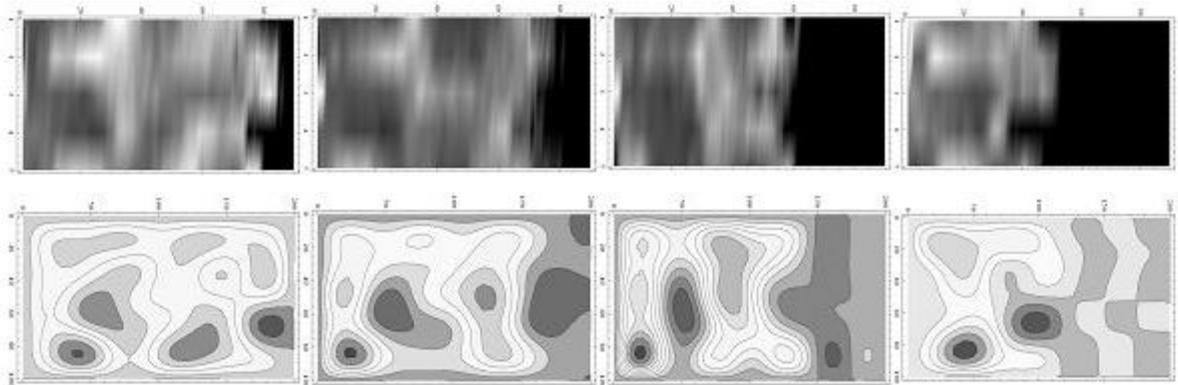


Рис. 3.10. Эволюция границы фаз и течения с перемешиванием, температуры на границах $4^\circ C$ и $25^\circ C$, $I=4A$. Сверху – положение границы раздела фаз, полученное с помощью УДА; снизу – результаты восстановления картины структуры вихрей. Картины получены с временным интервалом 6 минут

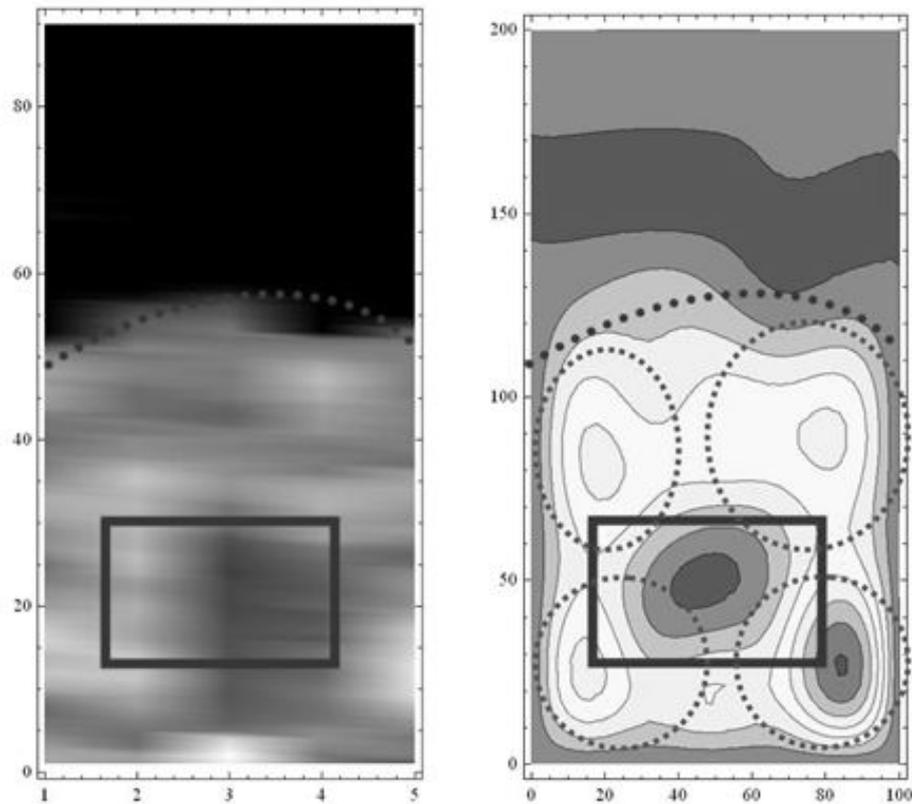


Рис. 3.11. Пример восстановления границы раздела фаз: (а) – аппроксимированное поле скорости, полученное УДА, (б) – восстановленная функция тока. Прямоугольник обозначает расположение индуктора, пунктирные овалы – расположение четырех вихрей, а пунктирная линия – границу раздела фаз

3.2.3. Течение, созданное в слое с помощью бегущего магнитного поля

В данном исследовании изучалось действие шести локализованных источников магнитного поля, соединенных в один индуктор. Они подключаются к трехфазному источнику тока и образуют линейную индукционную машину (ЛИМ). Экспериментальная установка (рис. 3.12) состоит из вертикальной ячейки 1, изготовленной из оргстекла. Ячейка заполнена жидким сплавом GaSnZn. Размеры ячейки составляют $450 \times 20 \times 75$ мм³. Верхняя поверхность металла покрыта толстым слоем 10%-ного раствора хлористоводородной кислоты в изопропанолe для предотвращения окисления расплава. Два медных теплообменника 2 расположены на тонких стенках ячейки. Контроль температуры

осуществляется с помощью двух криотермостатов 3 «CRIO-VT-01» с точностью $\pm 0.5^\circ\text{C}$. Ячейка размещается на верхней поверхности ЛИМ 4 с размерами $480 \times 350 \text{ мм}^3$. Катушки ЛИМ подключены к трехфазному программируемому источнику тока 5 «Pacific Smart Source 360 ASX-UPC3». Положение фронта затвердевания и скорость потоков в жидкой металлической фазе измеряются УДА 6. Четыре датчика УДА 7 размещаются на тонкой стенке ячейки.

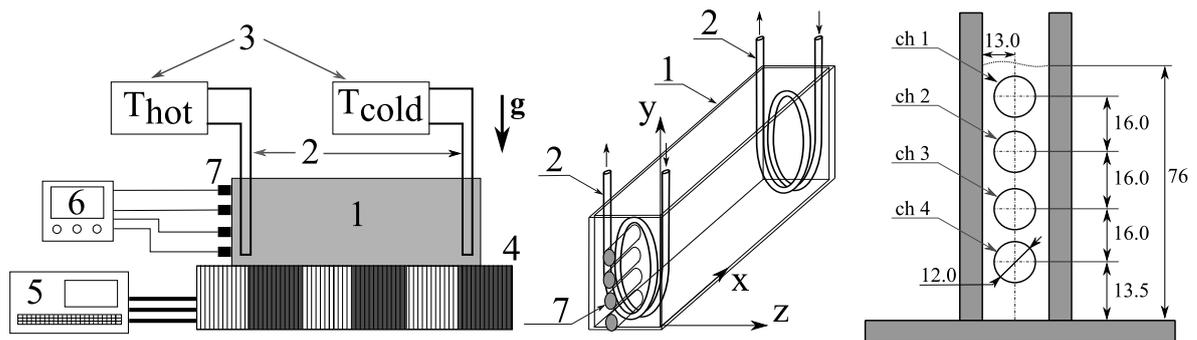


Рис. 3.12. Схема установки: 1 – канал с GaSnZn, 2 – теплообменники, 3 – термостаты, 4 – ЛИМ и его управление 5, 6 – УДА с датчиками 7

Для верификации расчетов выполнены тестовые измерения электромагнитной силы с помощью динамометров. Она измерялась в медной пластине, подвешенной над ЛИМ. Точность измерения горизонтальной и вертикальной компонент силы была 0.1 Н и 1.0 Н. Сравнение измерений силы с результатами расчета показано на рисунке 3.13а. На рисунке 3.13б сравниваются профили скорости, рассчитанные по модели, с профилями, измеренными УДА на расстоянии 13.5 мм от дна ячейки. В основном, скорость имеет отрицательные значения. Это означает, что поток в нижней части ячейки направлен в сторону от оси X. Пик на последнем участке профиля скорости, полученного расчетным путем, отсутствует на экспериментальной кривой из-за срыва ультразвуковой волны после встречи со специальным препятствием, установленным в ячейке. Установка препятствия внутри ячейки продиктована необходимостью разрушения стоячей ультразвуковой волны, возникающей по всей длине ячейки. Расчеты силы и течения выполнялись с помощью математической модели, описанной в начале второй главы. Рисунок 3.13б показывает хорошее согласие между результатами

численного моделирования поля скорости и экспериментальными результатами [15].

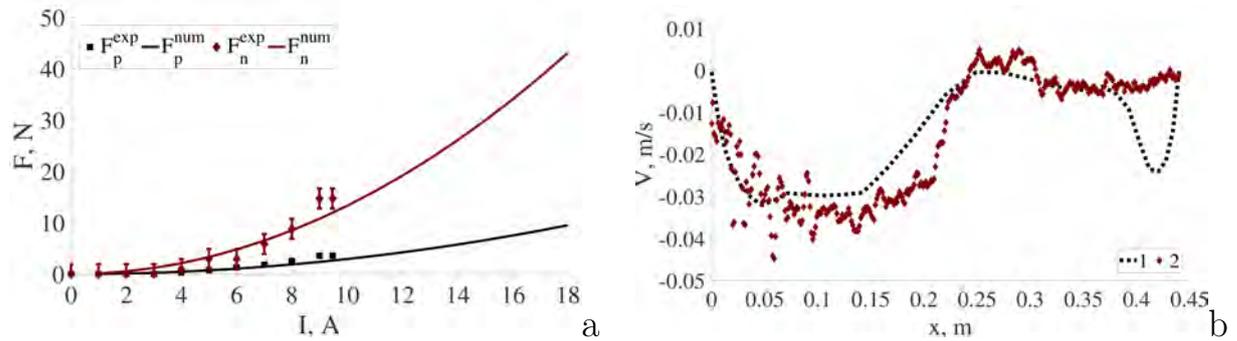


Рис. 3.13. Сравнение экспериментальных измерений и численного моделирования: (а) – электромагнитная сила в зависимости от мощности источника питания, (б) – усредненные продольные профили скорости

Далее исследовалось влияние модуляции БМП на эффективность перемешивающего действия течения металла. Использовалась модуляция БМП с периодами 20-50 с при силе тока 4.0 А. Величина магнитной индукции изменялась в течение периода по синусоидальному закону. Во втором полупериоде направление БМП менялось. Эта обратная модуляция создавала импульсный поток в жидкой фазе. На рисунке 3.14 показаны средняя скорость потока и ее среднеквадратичное значение в зависимости от тока индуктора БМП и периода обратной модуляции БМП. Рост силы тока в индукторе (магнитного потока) приводит к тому, что средняя скорость потока (а значит, и кинетическая энергия) изменяется по-разному по всей вертикальной протяженности ячейки (рис. 3.14а). Возникающий поток создает среднemasштабный вихрь. В нижней половине ячейки зависимость средней скорости потока от БМП близка к линейной. В следующей четверти ячейки скорость демонстрирует относительно слабую зависимость от величины БМП. В верхней части ячейки колебания свободной поверхности приводят к сильно нелинейной зависимости средней скорости от силы тока, подаваемого на индуктор. Следует также отметить, что средняя скорость достигает максимума при токах, превышающих 5 А. По-видимому, это связано с рассеянием энергии обратного потока под действием вязких сил.

Низкочастотные модуляции изменяют структуру течения. Крупномасштабный средний вихрь разрушается при применении реверсивных модуляций. Пульсирующий (около нулевой средней скорости) поток вытесняет крупномасштабный вихрь (рис. 3.14с, d). Амплитуда пульсаций скорости потока, вызванных модулированным БМП, почти в два раза меньше пульсаций (рис. 3.14b, d) и средней составляющей скорости потока, создаваемой немодулированным БМП. Период модуляции БМП имеет линейную зависимость от частоты генерируемых колебаний потока. Амплитуда пульсаций скорости изменяется незначительно [15].

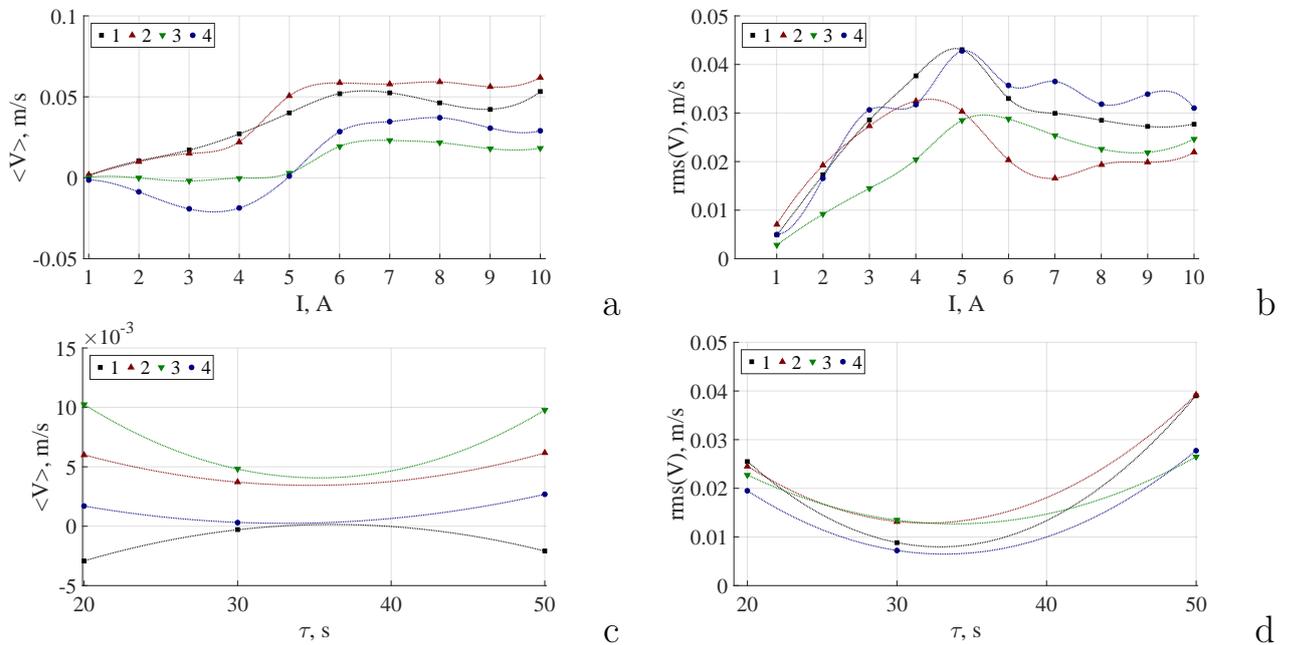


Рис. 3.14. Средняя скорость потока (а, с) и ее среднеквадратичное значение (b, d) в зависимости от тока питания индуктора БМП (а, b) и периода обратной модуляции БМП (с, d); цифрами обозначены номера датчиков УДА

3.2.4. Электромагнитная сила, действующая на слой со скачком электропроводности

В данном исследовании изучалось действие электромагнитных сил на прямоугольную ячейку, заполненную двумя разными металлами [189]. Биметаллическая пластина имитирует двухфазную электропроводящую среду (например,

частично закристаллизованный жидкий металл в пресс-форме). Экспериментальная установка (рис. 3.15а) была собрана для измерения величины электромагнитных сил, действующих на биметаллическую пластину, помещенную над индуктором бегущего магнитного поля, с целью проверки численной модели. Пластина состоит из слоев меди и галлия, которые приводятся в электрический контакт пайкой с галлием в зоне контакта. Размеры медных пластин составляют $298 \times 19 \times 76$ мм³, а галлиевых – $302 \times 19 \times 76$ мм³. Электропроводность твердой меди составляет $58.5 \cdot 10^6$ См/м, а твердого галлия – $7.1 \cdot 10^6$ См/м [94]. Пластина помещается в корпус из стеклотекстолита толщиной 5 мм. Герметичность корпуса обеспечивается склейкой эпоксидной смолой. Для обеспечения точности геометрических размеров медная часть пластины была отфрезерована. Затем один из узких концов медной пластины был лужен расплавленным галлием. После установки медной пластины «галлиевая пластина» была залита в корпус. Для уменьшения влияния эффектов тепловых деформаций при фазовом переходе слой галлия заливался в несколько этапов небольшими порциями. Следующая порция заливалась только после полной кристаллизации предыдущей. В процессе кристаллизации металл также перемешивали для повышения однородности процесса фазового перехода.

Полученная биметаллическая пластина была подвешена над индуктором ЛИМ на нерастяжимых металлических нитях. Динамометр был установлен на внешней раме над ЛИМ. Расстояние от плоскости ЛИМ до корпуса пластины составляло 3.0 мм. Торцевая поверхность биметаллической пластины приводится в механический контакт с электронным динамометром, как показано на рис. 3.15а. На диаграмме, показанной на рис. 3.15а, параметр d отображает смещение оси фазового разделения биметаллической пластины относительно центра ЛИМ. Были рассмотрены две конфигурации ориентации пластины относительно ЛИМ. В первом случае последовательность металлических фаз вдоль оси OX (и, соответственно, вдоль направления бегущего магнитного поля) была $Cu - Ga$; смещение $d = 0$ мм. Во втором случае пластина была повернута на 180° , так что

асимметрия также подтверждалась изменением соответствующего направления распространения бегущей волны [189].

Для конфигурации Cu - Ga была получена зависимость электромагнитной силы от силы тока питания ЛИМ (в режиме бегущего магнитного поля) при различных смещениях d границы металлической фазы относительно центра ЛИМ. Соответствующие зависимости приведены на рисунке 3.16а. Расчеты и эксперименты демонстрируют качественное согласие – максимальная сила достигается в центральном положении границы раздела, сила уменьшается с удалением от центра. Небольшое количественное расхождение можно объяснить несовершенством конструкции индуктора. На рисунке 3.16b показана зависимость электромагнитной силы от положения границы на большей длине относительно ЛИМ, при фиксированных границах. Результаты показывают, что наибольшее изменение величины электромагнитной силы достигается при перемещении границы вблизи области между обмотками ЛИМ, а наименьшее – в области ферромагнитного выступа. При равной электропроводности ячеек сила практически не меняется [189].

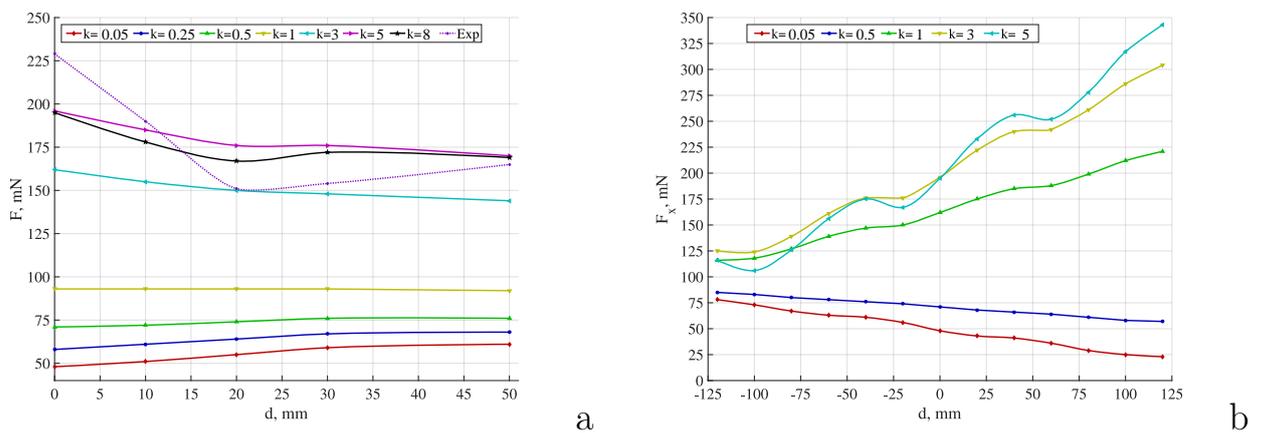


Рис. 3.16. Зависимость выталкивающей электромагнитной силы от смещения d центра биметаллической пластины относительно центра ЛИМ (а) и отношения k электропроводностей компонентов пластины (b)

3.2.5. Кристаллизация при наличии течения от бегущего магнитного поля

Эксперименты выполнены на установке, которая показана на рисунке 3.12. В эксперименте по кристаллизации галлиевого сплава положение фронта затвердевания определялось с помощью УДА [17]. Пик на ультразвуковых эхо-профилях связан с прохождением ультразвука через границу раздела. Процесс затвердевания сопровождается смещением границы раздела, что приводит к смещению пика на эхо-профиле. Позиции пиков на пространственной карте эхо-сигнала были определены на основе вейвлет-анализа по методике, описанной в следующем разделе. Полученные временные зависимости положения фронта кристаллизации линейно аппроксимированы. Скорость фронта затвердевания оценивалась путем вычисления среднего значения аппроксимирующей функции. Для характеристики влияния электромагнитных эффектов на процесс затвердевания использовался параметр шероховатости фронта затвердевания F_R . Он определялся как среднеквадратичное значение положения фронта [17].

В ходе исследования рассмотрено четыре режима затвердевания в зависимости от способа внешнего воздействия. В первом режиме перемешивания не было. Адвективное течение было слабым (не более $5 \cdot 10^{-3}$ м/с). Во втором режиме воздействовало БМП. Горизонтальная компонента силы F_x от действия БМП направлена противоположно оси OX . При реверсе силы F_x , ее направление периодически изменялось. В четвертом режиме не изменялось направление F_x , а интенсивность бегущего магнитного поля периодически изменялась. Скорость потока для всех режимов составляла примерно 0.1 м/с. Перемешиваемый поток имел двухвихревую структуру. Более крупный вихрь занимал центральную область ячейки. Более мелкий вихрь формировался в пристенной области. Его образование было связано с притоком жидкости в пристеночную область и искривлением линий течения. Низкочастотные модуляции БМП привели к перестройке потока. Профили скорости качественно изменились. При этом средняя

скорость уменьшается, а пульсирующая часть скорости повторяет профиль скорости, полученный для немодулированного БМП [17].

Скорость фронта затвердевания определялась с помощью обработки сигналов датчиков УДА и интерполяции с помощью сплайнов (рис. 3.17, 3.18). Без перемешивания профиль имеет S-образный вид. Слабый адвективный поток выносит охлажденную жидкость в нижнюю область слоя перед фронтом затвердевания, а нагретый металл – за фронтом. Поэтому скорость фронта затвердевания выше в придонной области ячейки. Реверсивный поток, обогащенный нагретым металлом, повышает температуру в верхней области ячейки и снижает скорость фронта затвердевания (рис. 3.17а).

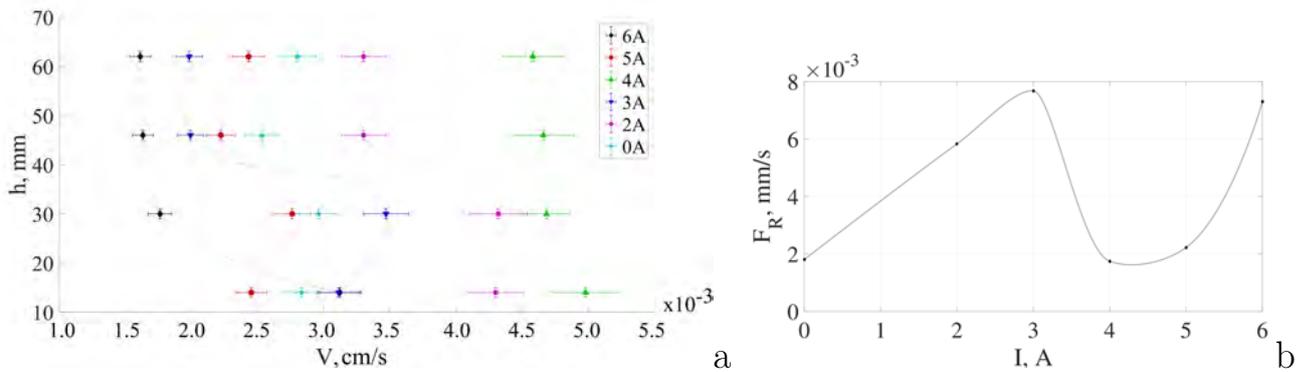


Рис. 3.17. (а) – скорость границы раздела фаз для разных токов в обмотках ЛИМ, (б) – зависимость средней скорости границы от тока в обмотках ЛИМ

Применение БМП инициирует крупномасштабное течение в основной массе металла. В зависимости от интенсивности потока изменяется теплоперенос по слою (как по величине, так и по топологии), что сопровождается изменением распределения температуры на границе раздела и скорости фазового перехода в каждой точке. Поток малой интенсивности (создающий ток питания ЛИМ 2–3 А) увеличивает неоднородность профиля затвердевания по высоте слоя (в нижней части слоя скорость затвердевания уменьшается, а в верхней – увеличивается). В этом случае медленный крупномасштабный вихрь топологически подобен адвективному потоку и играет аналогичную роль в процессе теплообмена. С нарастанием эффекта электромагнитного воздействия на металл интенсивность

течения увеличивается и, как следствие, изменяются условия теплообмена. Быстро вращающийся вихрь не позволяет долго удерживать нагретую жидкость в области фазового перехода. Однако скорость движения границы раздела фаз на 20% ниже. При перемешивании наибольшей интенсивности (при токе питания ЛИМ 6 А) происходит интенсивный отток охлажденной жидкости из придонной области в обогреваемую зону. Эксперименты показали, что наиболее гладкая граница раздела фаз возникает при токах в обмотках ЛИМ 4 и 5 А (рис. 3.18b). Исследование модуляции воздействия проведено для тока 4 А.

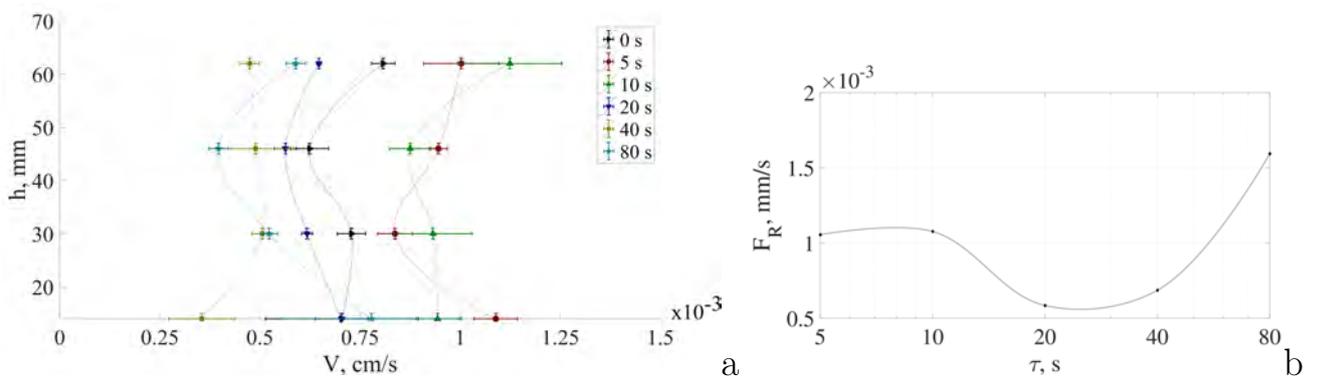


Рис. 3.18. (а) – скорость границы раздела фаз для разных интервалов модуляции ЛИМ, (б) – зависимость средней скорости границы от интервала модуляции тока в обмотках ЛИМ

За счет периодического изменения направления крупномасштабного потока расплавленного металла увеличивается вклад пульсаций в структуру потока, что приводит к дополнительному сглаживанию температурных неоднородностей в основной части жидкой фазы. На рис. 3.18а показаны профили скорости затвердевания металла в различных точках вдоль всей вертикальной протяженности слоя в зависимости от периода реверсного переключения.

Амплитудная модуляция приводит к изменению силы и скорости течения расплава (ток 4 А, период модуляции 20 с, рис. 3.18b). Механизм воздействия на перемешивании при амплитудной модуляции состоит в том, что нагретый металл переносится потоком в область фазового перехода. Течение затухает по мере уменьшения интенсивности внешнего силового воздействия. При этом нагретый жидкий металл отдает избыточное тепло в окружающую среду. Основное

отличие от режима с переключением направления силы заключается в том, что эта порция жидкого металла не возвращается в зону нагрева, а остается в зоне фазового перехода и выталкивает охлажденную жидкость из придонной области в область нагрева. Это способствует дополнительному сглаживанию фазовой границы по высоте слоя. Именно это воздействие выдает наиболее сглаженную форму фронта раздела фаз (рис. 3.19) [17].

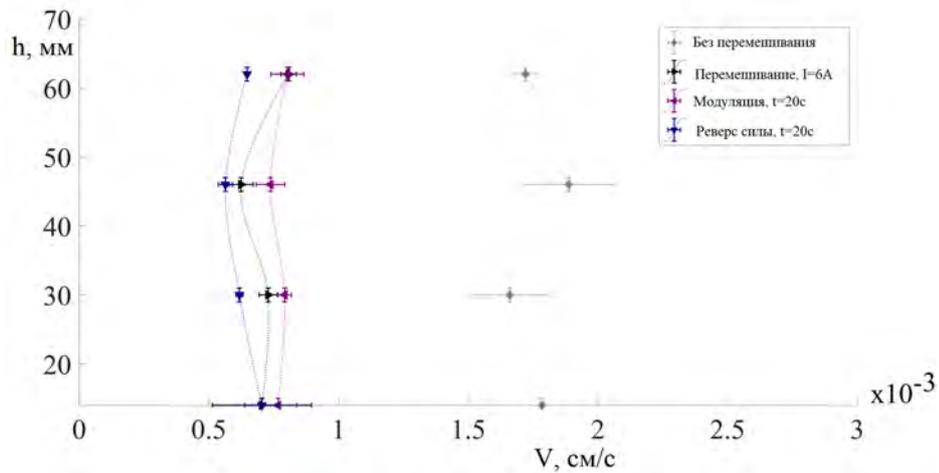


Рис. 3.19. Сопоставление профилей скорости границы раздела фаз для разных видов воздействия: отсутствие перемешивания, равномерное перемешивание, перемешивание с реверсом силы, перемешивание с модуляцией силы

3.3. Влияние течений, вызванных действием бегущих и вращающихся полей, на темп кристаллизации в цилиндрической ячейке

Эксперименты по изучению воздействия ВМП и БМП на процесс кристаллизации в цилиндрической ячейке выполнялись на установке, показанной на рисунке 3.20 [16]. Ячейка помещена в индуктор 1, который управляется источниками питания 2. Жидкий металл GaSnZn заливается в вертикальную ячейку 3. Стенки ячейки изготовлены из нержавеющей стали толщиной 0.006 м. Дно ячейки выполнено из меди и служит теплообменником 4. Теплообменник соединен с термостатом 5, в котором используется спиртосодержащая жидкость.

В эксперименте нижний теплообменник охлаждался до заданной температуры T_1 , которая была ниже температуры кристаллизации сплава ($T_1 < T_C$). Второй цилиндрический теплообменник 6 расположен над емкостью. Он соединен с термостатом 7, который работает на воде. Во время эксперимента верхний теплообменник нагревался до заданной температуры T_2 , которая была выше температуры кристаллизации сплава ($T_2 > T_C$). Жидкость внутри теплообменников протекает по сложной системе каналов, что обеспечивает равномерное распределение температуры по поверхности. Внешняя поверхность канала покрыта теплоизоляционным материалом.

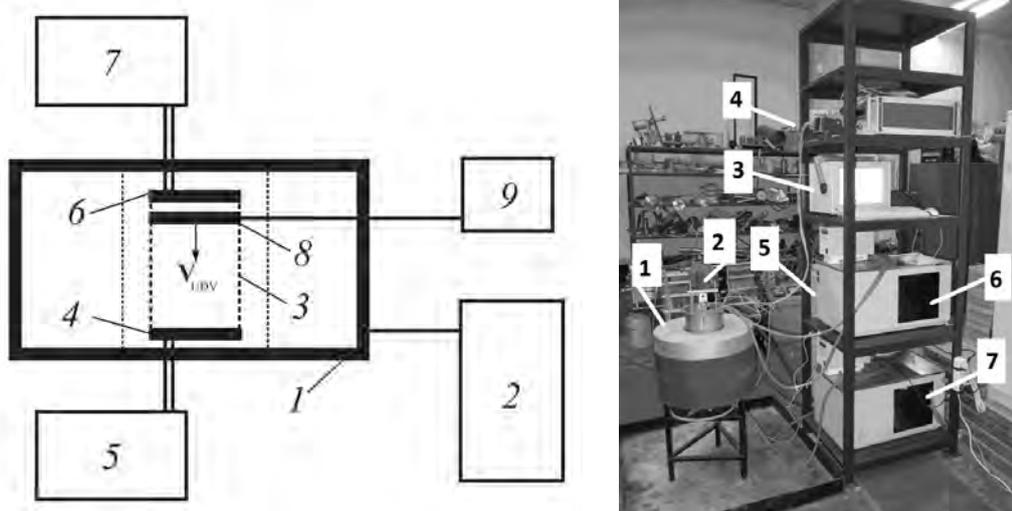


Рис. 3.20. Слева – схема экспериментальной установки (пояснения в тексте), справа – фото установки (1 – индуктор, 2 – ячейка, 3 – УДА, 4 – система измерений, 5 – ЛАТРы, 6,7 – термостаты)

Исследование процесса кристаллизации проведено для галлиевого сплава GaSnZn. Этот эвтектический сплав кристаллизуется при $T_C = 17^\circ\text{C}$. Для этого сплава длина зоны перехода из твердого состояния в жидкое достаточно мала, что позволяет с хорошей точностью определить положение границы раздела твердой и жидкой фазы. В экспериментах для отслеживания эволюции границы раздела фаз используется УДА. Датчик генерирует пульсирующий ультразвуковой луч и принимает эхо, отраженное от границы раздела фаз. Измерения с помощью различных датчиков на сплаве GaSnZn показали, что

датчик диаметром 8 мм, работающий на частоте 4 МГц, лучше всего подходит для данного вида исследования. Скорость звука в галлиевом сплаве составляла $V_s = 2740$ м/с. Измерения проводились с помощью 9 короткофокусных датчиков, которые располагались в горизонтальной плоскости 8 (рис. 3.20) и подключались к УДА 9 в мультиплексном режиме. Преобразователи располагались в держателе, который представлял собой медную пластину толщиной 2 мм. Держатель имел 9 отверстий для установки датчиков. Датчики вставлялись в отверстия вровень с поверхностью пластины. Необходимо было, чтобы верхняя граница исследуемого объема жидкого металла была плоской. Держатель с датчиками оказывался полностью погруженным в жидкий металл. Высота объема с металлом была равна 0.240 м, диаметр 0.096 м. На первом этапе каждого эксперимента температура металла была равна T_2 . Затем к нижнему теплообменнику ячейки подсоединяется холодный термостат с T_1 . Это запускает циркуляцию охлаждающей жидкости через нижний теплообменник и сбор данных УДА. Во всех случаях температура нижнего теплообменника составляла $T_1 = -25^\circ\text{C}$, а температура верхнего теплообменника – $T_2 = +21^\circ\text{C}$

В ходе эксперимента 9 датчиков УДА регистрировали эволюцию профиля скорости и профиля эхо-сигнала. На рисунке 3.21 для примера показаны два профиля эхо, полученных в процессе кристаллизации в разные моменты времени. Частота дискретизации датчиков УДА была выбрана таким образом, чтобы временное разрешение было достаточным для отслеживания медленного движения границы раздела фаз. В начале эксперимента все датчики показывают на профиле эхо отчетливую границу раздела между жидким металлом и твердой поверхностью нижнего теплообменника. Эксперименты показали, что граница раздела фаз слегка размыта. Причины, по которым это произошло, различны. Во-первых, сплав может быть химически не чистым. Во-вторых, во время кристаллизации граница раздела фаз должна быть строго параллельна плоскости расположения датчиков, иначе это приводит к диффузному отражению. В-третьих, гладкость границы раздела может быть локально нарушена,

что также приводит к диффузному отражению. С учетом этих обстоятельств на профиле границы раздела есть флуктуации. Поэтому в данном случае поиск максимума является неподходящим способом определения положения границы раздела [16].

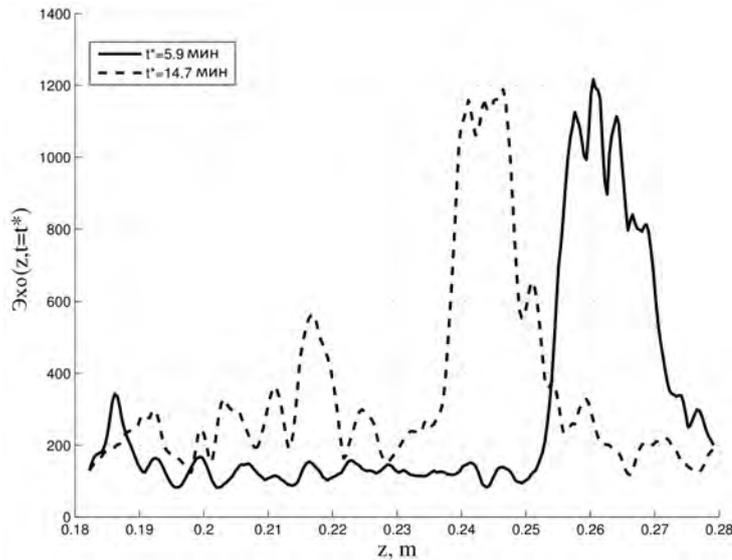


Рис. 3.21. Профиль эхо, полученный по показаниям одного датчика УДА в разные моменты процесса кристаллизации

Положение фронта кристаллизации определяется вейвлет-анализом. Применяется вейвлет Гаусса (рис. 3.22а). Анализ позволяет определить наилучшее расположение и ширину выбранного вейвлета на профиле сигнала эхо. Для этого каждый профиль эхо подвергался анализу, в результате которого получалась спектральная плоскость (рис. 3.22б), включающая максимум. Горизонтальная координата точки максимума определяет местоположение вейвлета на профиле эхо, а вертикальная координата – ширину вейвлета.

Эволюция профиля сигнала эхо, полученного без применения вейвлет-анализа, показана на рисунке 3.23а. По горизонтальной оси отложено время процесса, по вертикальной – координата вдоль профиля. Вариации уровня эха обозначены оттенками серого. Применение вейвлет-анализа позволяет получить эволюцию положения границы раздела, которая представлена на рисунке 3.23б. Видно, что локализация границы стала значительно четче. Из этого следует, что вейвлет-анализ может быть использован для определения положения

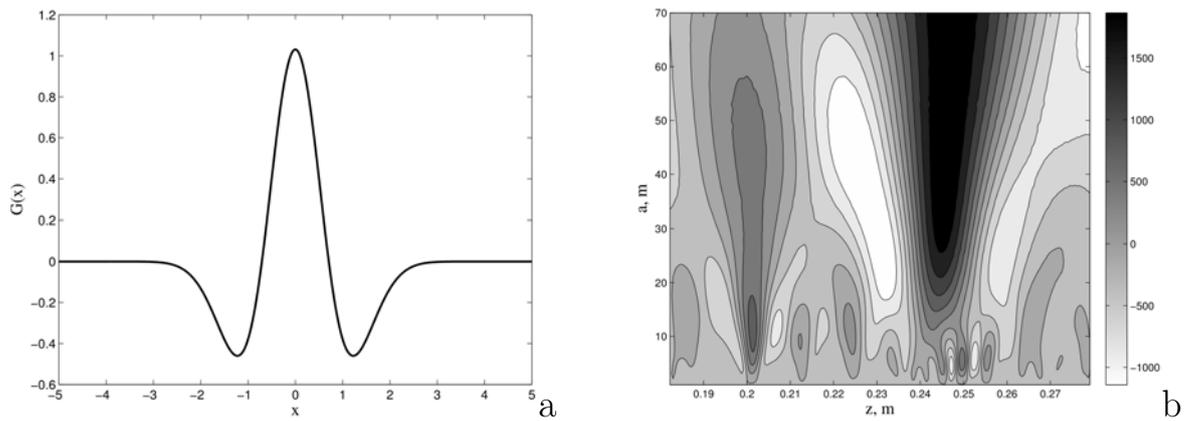


Рис. 3.22. (а) – вейвлет Гаусса; (b) – пример вейвлет-спектрограммы

границы раздела и оценки погрешности метода на основе ширины вейвлета. Предложенная методика была применена для обработки экспериментальных данных, полученных при различных значениях интенсивности перемешивающего потока [16].

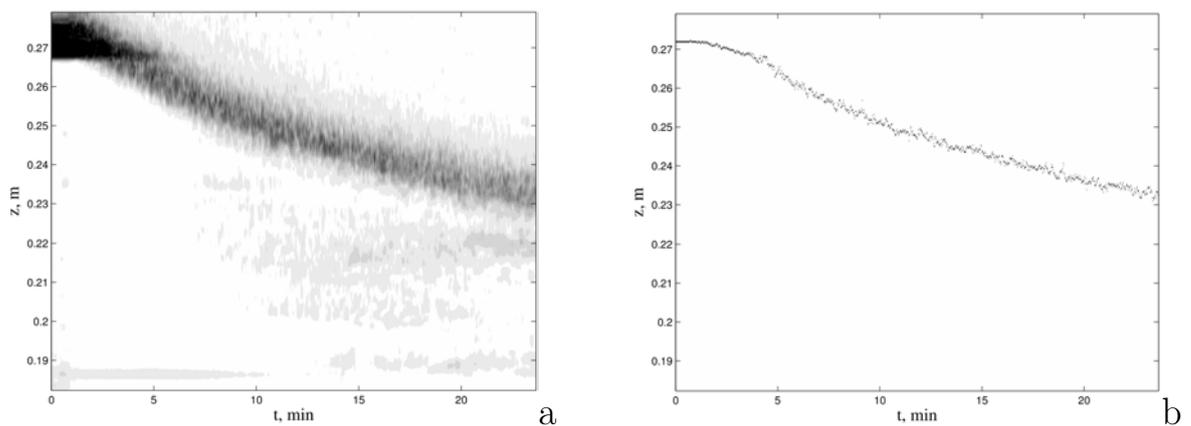


Рис. 3.23. (а) – диаграмма эха при кристаллизации; (b) – зависимость положения фронта кристаллизации от времени, восстановленная вейвлет-анализом из (а)

Результаты показали, что с ростом интенсивности ВМП, скорость кристаллизации несколько снижается (рис. 3.24). Действие бегущего магнитного поля существенно меняет темп кристаллизации (рис. 3.25). Разрывы на графиках обусловлены временной потерей сигнала, возможно, связанной с особенностью измерений, однако они не мешают восприятию итогового результата. Различие результатов обусловлено тем, что вращающееся магнитное поле создает слабую полоидальную компоненту течения, что было продемонстрировано в

предыдущей главе. Бегущее магнитное поле создает именно полоидальную компоненту течения, которая существенно влияет на теплоперенос в вертикальном направлении, приводя к снижению темпа кристаллизации [16].

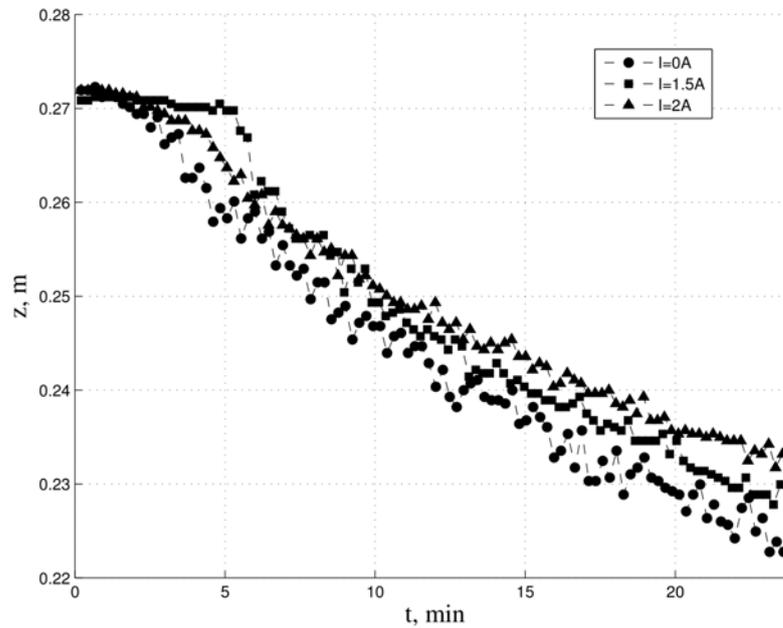


Рис. 3.24. Эволюция границы раздела фаз в процессе кристаллизации при различных значениях интенсивности потока перемешивания, вызванного вращающимся магнитным полем

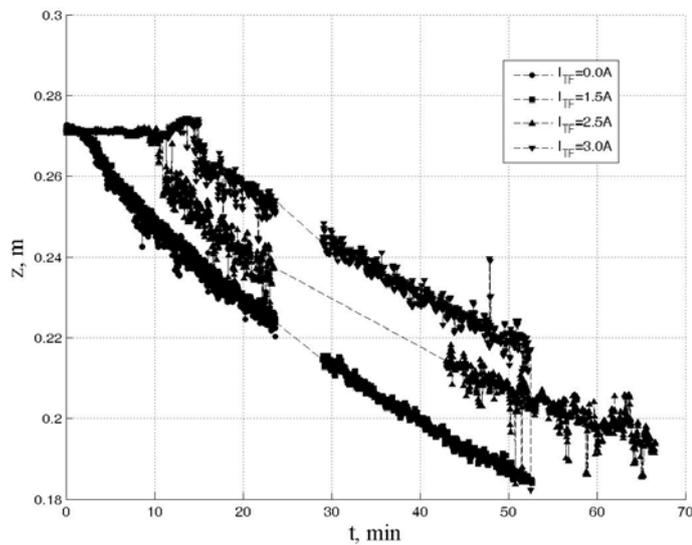


Рис. 3.25. Эволюция границы раздела фаз в процессе кристаллизации при различных значениях интенсивности потока перемешивания, вызванного бегущим магнитным полем

3.4. Влияние течений, вызванных отдельным и совместным действием бегущих и вращающихся полей, на процесс кристаллизации и структуру цилиндрических слитков

3.4.1. Численное исследование эволюции процесса кристаллизации алюминиевого сплава

В численном эксперименте рассматривался процесс кристаллизации алюминия в цилиндрическом тигле в присутствии воздействия электромагнитными силами, созданными бегущими или вращающимися полями [18]. Цель исследования заключалась в визуальной качественной оценке формы профиля границы раздела фаз при разных видах силового воздействия на жидкий металл, поэтому количественного согласия с экспериментом не требовалось. Схема постановки задачи показана на рисунке 3.26. Стенки и крышка тигля были теплоизолированными, а отвод тепла осуществлялся через дно тигля. Расчеты проводились с помощью описанной в предыдущей главе модели. Процесс кристаллизации моделировался в рамках подхода энтальпии-пористости [190]. Расчеты выполнены в программной среде Ansys-Fluent с применением функций UDF, написанных на языке C.

В этом подходе жидкая фаза характеризовалась значением пористости, равной единице, твердая фаза – нулевой пористостью, а промежуточная фаза – промежуточным значением пористости. Граничные условия, используемые в задаче, задавались аналогично условиям физического эксперимента. Компонента скорости на твердых границах принималась равной нулю. Температура на верхней и нижней границах области была, соответственно, выше и ниже температуры кристаллизации металла. Тепловой поток через боковые стенки отсутствовал. В ходе расчетов изменялось значение пористости, что позволило описать увеличение количества затвердевшего металла.

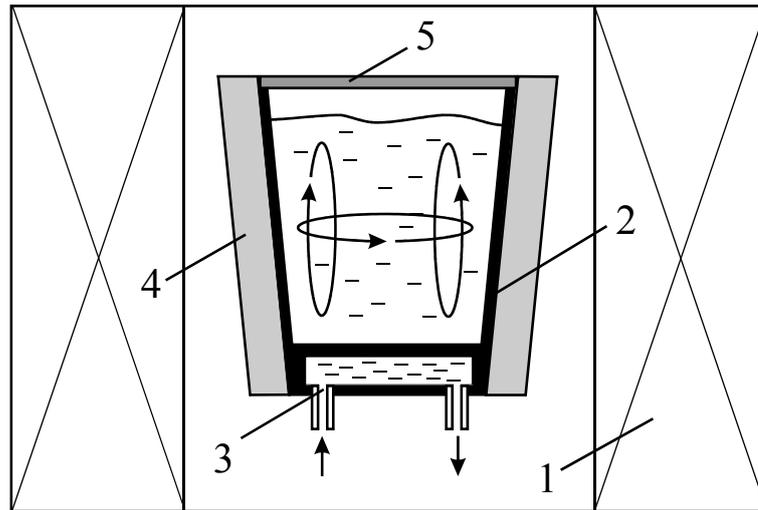


Рис. 3.26. Схема индуктора с размещенным в нем тиглем: 1 – корпус индуктора; 2 – тигель-кристаллизатор; 3 – водоохлаждаемое дно; 4 – изоляция стенок; 5 – муллитокремнеземистая крышка

Результаты численного эксперимента показали (рис. 3.27), что при увеличении объемной доли твердой фазы в тигле в присутствии вращающегося магнитного поля граница раздела фаз долгое время остается плоской. В конце процесса, т.е. при резком уменьшении жидкой фазы, скорость вращения металла уменьшается и граница кристаллизации поднимается в середину тигля.

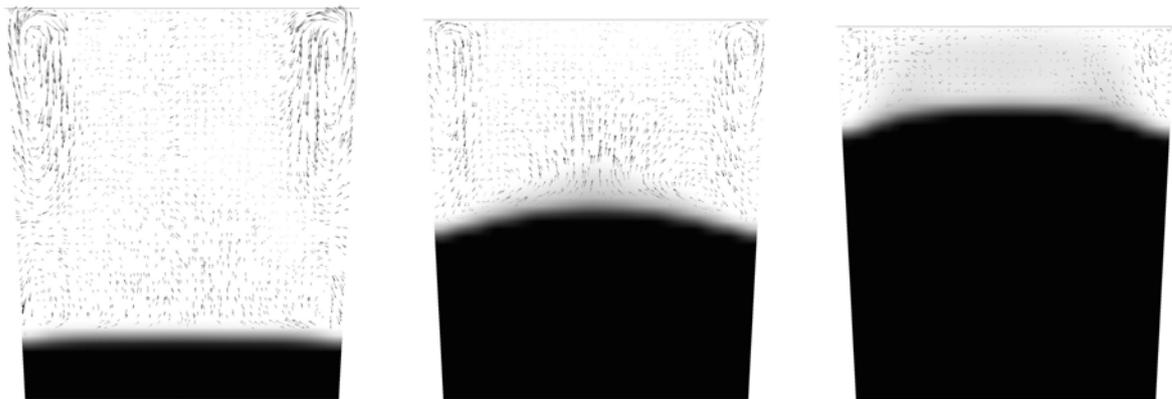


Рис. 3.27. Эволюция границы раздела фаз и поля скоростей в процессе кристаллизации алюминиевого слитка во вращающемся магнитном поле ($I = 6$ А, $B = 6.1$ мТл, $f = 50$ Гц); слева – начало процесса

При воздействии бегущего магнитного поля картина кристаллизации меняется. Когда электромагнитная сила направлена вверх (рис. 3.28), граница

раздела имеет небольшую вогнутость в центре тигля и слегка приподнимается у его стенок. Это вызвано тем, что горячий металл в верхней части тигля опускается в середину тигля, замедляя процесс кристаллизации алюминия. После охлаждения горячий металл перемещается к стенкам и застывает там. В конце процесса скорость полоидального потока в жидкой фазе металла уменьшается гораздо сильнее, чем скорость тороидального потока в случае бегущего поля. Опускание границы раздела в середине тигля и ее подъем у стенок тигля становятся более выраженными.



Рис. 3.28. Эволюция границы раздела фаз при кристаллизации алюминиевого слитка в бегущем вверх магнитном поле ($I = 3$ А, $B = 4$ мТл, $f = 50$ Гц); слева – начало процесса

Когда электромагнитная сила направлена вниз (рис. 3.29), горячий металл опускается у стенок, препятствуя тем самым процессу кристаллизации. Затем он перемещается в середину тигля и застывает. В этом случае уже на начальных стадиях процесса возникает выпуклость в центре границы раздела, которая становится более заметной по мере протекания кристаллизации. При такой топологии течения граница фронта кристаллизации в металле не является плоской, и ее деформация увеличивается по ходу процесса [18].

Течение жидкого металла под действием вращающегося и бегущего магнитных полей в цилиндрическом тигле имеет турбулентный характер. Оно может быть слабо турбулизованным при слабом перемешивании слоев металла или сильно при интенсивном перемешивании жидкого металла. Степень развития

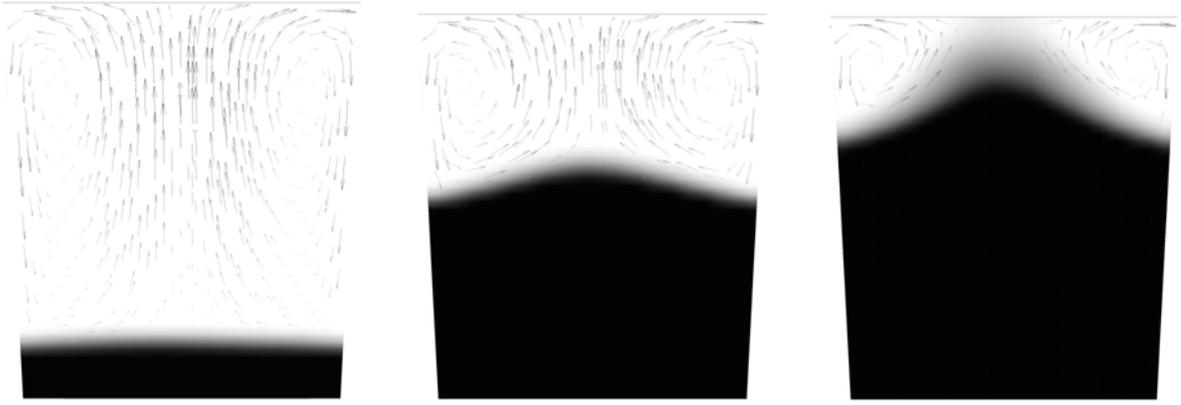


Рис. 3.29. Эволюция границы раздела фаз при кристаллизации алюминиевого слитка в бегущем вниз магнитном поле ($I = 3$ А, $B = 4$ мТл, $f = 50$ Гц); слева – начало процесса

турбулентности можно определить с помощью числа Рейнольдса. По результатам экспериментальных измерений и расчетов значений азимутальных скоростей были рассчитаны соответствующие значения числа Рейнольдса:

$$\text{Re} = \frac{Vr}{\nu},$$

где V – скорость потока, r – радиус тигля, ν – кинематическая вязкость расплава. В расчетах брались следующие значения: $r = 0.045$ м и $\nu = 0.480 \cdot 10^{-6}$ м²/с [191]. Величина скорости V взята из таблицы 2.1. Для исследованного индуктора зависимость индукции магнитного поля в отверстии от значений тока в катушках индуктивности оказалась (с незначительной погрешностью) одинаковой [9]. Суммарная индукция двух магнитных полей в комбинированном режиме определялась как суперпозиция индукции вращающегося и бегущего полей. Проведены расчеты для величины индукции магнитного поля, полученной при фиксированном токе индуктора вращающегося поля 2 А, но при изменяющемся значении тока на обмотках индуктора бегущего поля 2–10 А.

Характер течения под действием электромагнитных сил определяется безразмерным силовым параметром F_0 , который представляет собой отношение электромагнитных сил (индуцированных в металле переменным магнитным полем) к вязким силам:

$$F_0 = \frac{B_0^2 \omega \sigma r^4}{\rho \nu^2},$$

где B_0 – индукция магнитного поля, $\omega = 2\pi f$, здесь $f = 50$ Гц, σ – электропроводность жидкого металла, r – характерный размер объемной доли жидкого металла, ρ – плотность жидкого металла, ν – кинематическая вязкость жидкого металла. Для расчетов принималось значение индукции магнитного поля B_0 , приведенное в таблице 2.1. Другие значения параметров были следующие: $\omega=314$, $\sigma = 3.19 \cdot 10^6$ См · м (сплав Al-11,12 Si при температуре 700 °С) [192], $r = 0.045$ м; $\rho = 2.35 \cdot 10^3$ кг/м³; $\nu = 0.48 \cdot 10^{-6}$ м²/с. Анализ результатов отражен на графиках, представляющих зависимость числа Рейнольдса от величины F_0 [18].

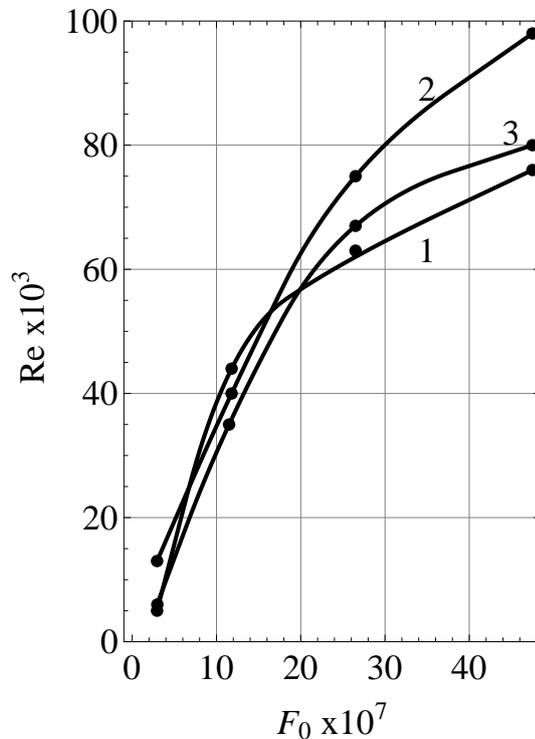


Рис. 3.30. Зависимость числа Рейнольдса от параметра F_0 при перемешивании, созданном вращающимся магнитным полем (кривые, обозначенные цифрами 1–3, соответствуют расстоянию 4, 7 и 10 см от дна тигля)

На этих графиках представлена зависимость Re от F_0 для всех трех уровней вращения сплава на расстоянии 4, 7 и 10 см от дна тигля (рис. 3.30). Расчет полей скоростей позволил определить кинетическую энергию W перемешиваемого металла и диссипацию энергии D в его объеме. Согласно расчетным данным, скоростные и энергетические характеристики течения расплава быстро

возрастают с увеличением силового параметра, создаваемого внешним магнитным или перемещающим полем, а также их совместным действием. На рисунках 3.31, 3.32 и 3.33 представлены графики зависимости расчетной скорости, кинетической энергии, диссипации энергии потока от безразмерного параметра силы F_0 для сплава, перемещаемого во вращающемся или бегущем магнитных полях, а также при их совместном действии.

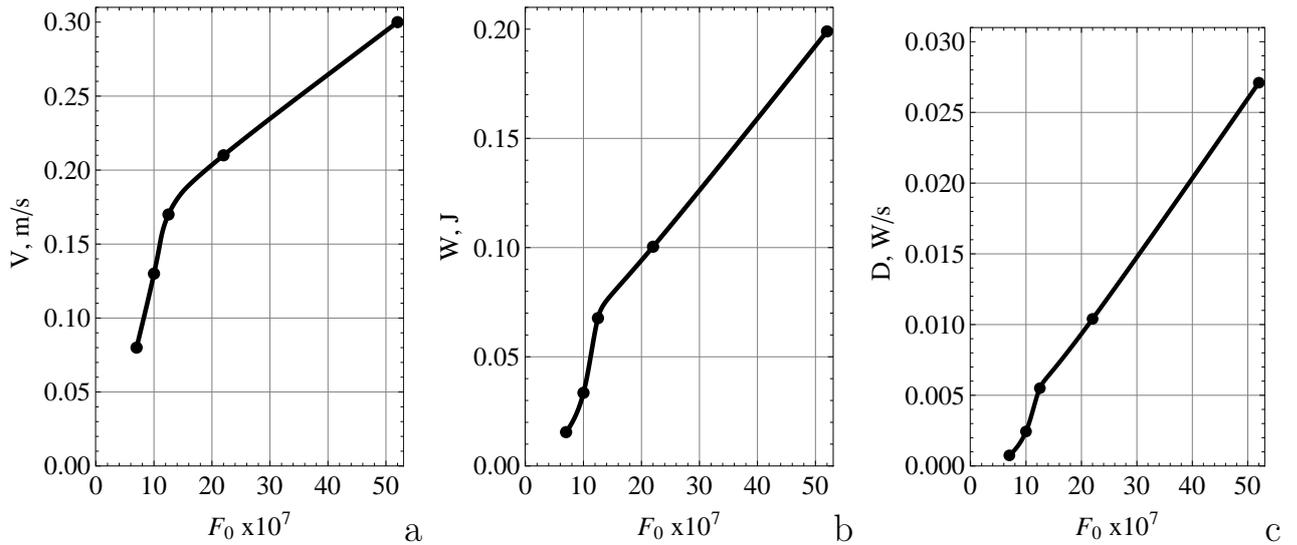


Рис. 3.31. Расчетная скорость V (а); энергия потока W (б) и диссипация энергии D (в) в зависимости от силового параметра F_0 в присутствии вращающегося магнитного поля

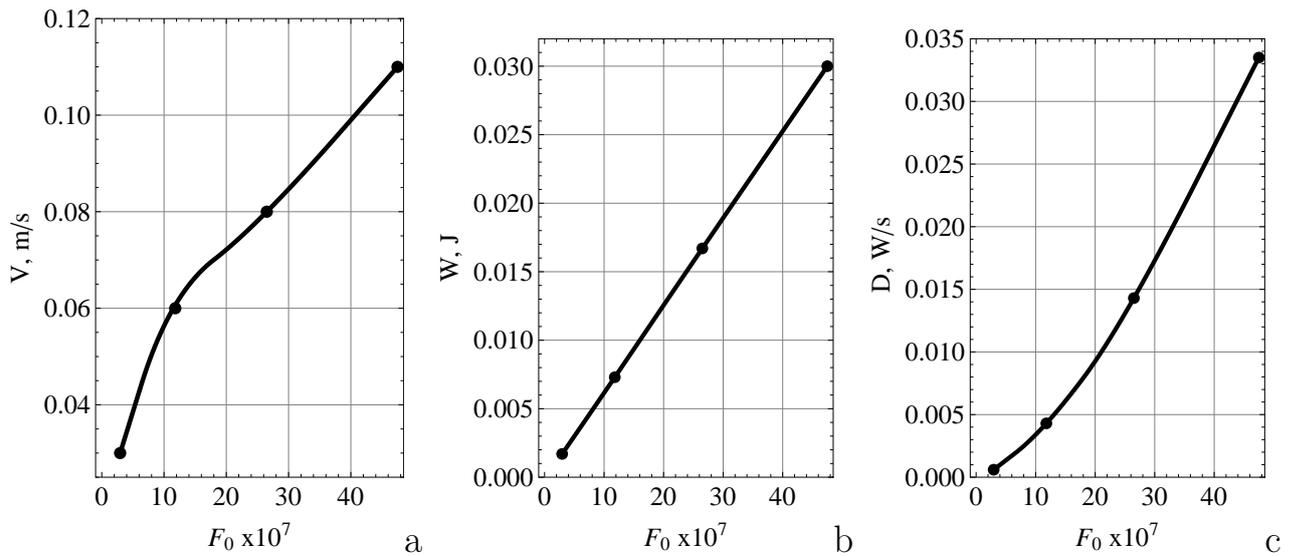


Рис. 3.32. Расчетная скорость V (а); энергия потока W (б) и диссипация энергии D (в) в зависимости от силового параметра F_0 в присутствии бегущего магнитного поля

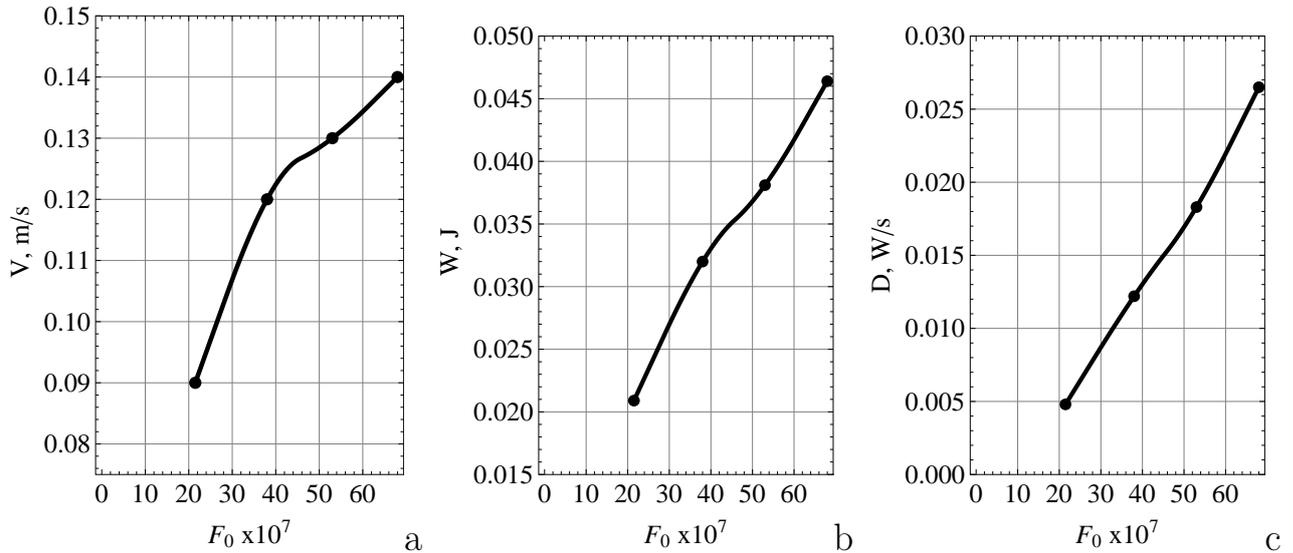


Рис. 3.33. Расчетная скорость V (а); энергия потока W (б) и диссипация энергии D (с) в зависимости от силового параметра F_0 при совместном действии бегущего и вращающегося магнитных полей

3.4.2. Экспериментальная установка и структурный анализ

Для выяснения влияния перемешивания на свойства затвердевших слитков проведена серия экспериментов [18]. В них исследовались сплавы с различными физическими свойствами. Изучались алюминиевый сплав Al-4.5%Zn типа твердого раствора (Zn 4.5%; Si 0.32%; Cu 0.025%; Ti 0.03%; примесь Fe 0.27%) и сплав «АК9ч» с примесью (Zn 4.5%; Si 0.32%; Cu 0.025%; Ti 0.03%; примесь Fe 0.27%) и сплав «АК9ч» с эвтектикой (Al-основа, Si 10.8%; Mg 0.22%; Mn 0.28%; примеси: Fe 0.26 %; Cu 0.038 %; Zn 0.012%). Теплофизические свойства сплава Al-4.5%Zn следующие: температура ликвидуса и солидуса 610°C и 600°C , соответственно, и плотность расплавленного сплава $2.85 \cdot 10^3 \text{ кг/м}^3$; теплофизические свойства сплава «АК9ч»: температуры ликвидуса и солидуса 600°C и 577°C , соответственно, и плотность расплавленного сплава $2.35 \cdot 10^3 \text{ кг/м}^3$ [134, 135, 191–193].

Сплавы готовились в печи сопротивления следующим образом. После достижения печью заданной температуры (680°C) и удаления пены сплавы заливались в тигель-кристаллизатор, помещенный в индуктор (рис.3.26), создающий

бегущее и вращающееся магнитные поля или их суперпозицию в объеме расплава. Индуктор включался перед заливкой металла. Теплоизолированные стенки тигля-кристаллизатора нагревались. В ходе экспериментов нагрев стенок тигля осуществлялся в двух режимах: (а) стенки предварительно нагревались до 550°C ; (б) стенки предварительно нагревались до 280°C . Во втором случае мощность нагревателя была такой, чтобы можно было компенсировать боковые потери тепла. Дно тигля охлаждалось циркулирующей водой. После заливки расплава тигель закрывали изолированной крышкой.

Расплавы, залитые в тигель-кристаллизатор, подвергались МГД-воздействию и затвердевали за счет теплоотвода через дно тигля. В результате были получены слитки (со средними диаметром 125 мм и высотой 135 мм) из сплава Al-4.5%Zn и сплава «АК9ч». Для первичного изучения структуры слитков для металлографического анализа Al-4.5%Zn и «АК9ч» использовался цифровой микроскоп «HIROX KH-7700». Полученные изображения слитков сплава на основе Al-4.5%Zn позволили оценить протяженность структурных зон, тип и форму зерен. По результатам анализа изображений эвтектического сплава «АК9ч» была определена относительная доля эвтектической фазы и размеры первичных дендритов. Структура слитков, затвердевших в магнитных полях, сравнивалась со структурой и свойствами слитков, затвердевших в отсутствие МГД-воздействия [18].

Влияние вращающегося магнитного поля на микроструктуру сплавов Al-4.5%Zn и «АК9ч» проиллюстрировано на рис. 3.34. При отсутствии перемешивающего воздействия слиток на основе сплава Al-4.5%Zn состоит из крупных дендритных кристаллов (рис. 3.34а). Приложение вращающегося магнитного поля изменяет крупнодендритную структуру слитка на мелкую субдендритную (рис. 3.34б). Подобное превращение наблюдалось и в эвтектическом сплаве «АК9ч». На рисунке 3.34с структура сплава, затвердевшего в отсутствие воздействий, представлена дендритными кристаллами с вытянутой осью 1-го порядка (ствол дендрита) и вторичными ветвями, а также эвтектическими областями.

Использование перемешивания позволило трансформировать морфологию дендритов: ось дендрита превратилась в компактное зерно в центре, где она была окружена вторичными ветвями пространственного кластера (рис. 3.34d) [18].

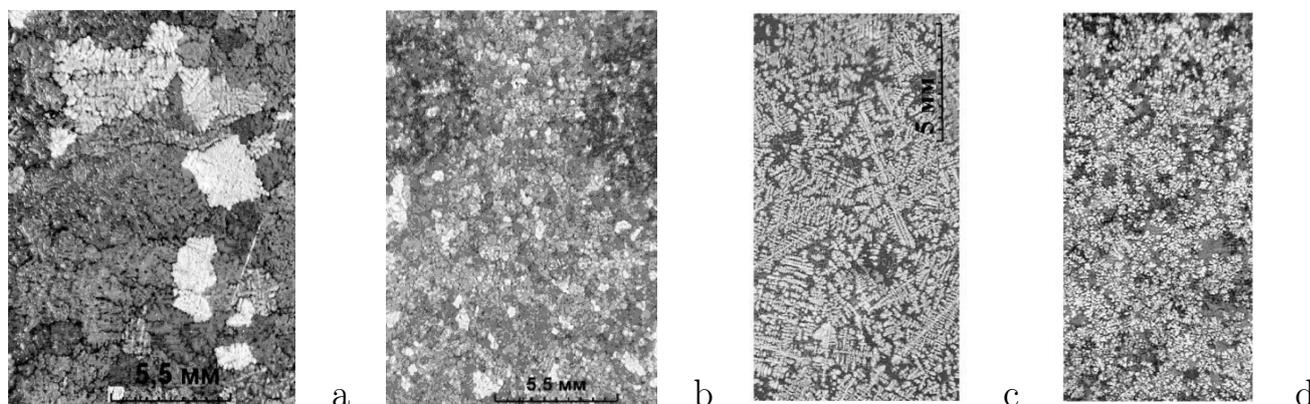


Рис. 3.34. Макроструктура твердого раствора сплава Al-4.5%Zn в отсутствие перемешивания (a) и под действием вращающегося магнитного поля (b); то же для эвтектического сплава «AK9ч» в отсутствие перемешивания (c) и под действием вращающегося магнитного поля (d); комментарии приведены в тексте, ток 4А, индукция 4.6 мТл

Структурный анализ показывает, что формирование формы зерен в исследованных слитках зависит как от интенсивности, так и от направленности теплоотвода. При быстром охлаждении сплава Al-4.5%Zn, затвердевшего во вращающемся магнитном поле, в зоне, прилегающей к водоохлаждаемому дну тигля, наблюдается образование столбчатых кристаллов, ориентированных по нормали к поверхности дна (рис. 3.35a) и слегка изогнутых в направлении вращения металла. В слое, прилегающем к теплоизолированной стенке, образуются относительно равноосные мелкие кристаллы с произвольной ориентацией. Образование таких кристаллов происходит в потоке во взвешенном состоянии, и поэтому течение оказывает лишь незначительное влияние на эти кристаллы (рис. 3.35b).

Существенные изменения наблюдались в микроструктуре сплава «AK9ч», затвердевшего под действием вращающегося поля (рис. 3.36c,d). Слитки на основе сплава «AK9ч» были отлиты при перемешивании и при его отсутствии. В ходе эксперимента жидкий металл заливали при начальной температуре стенки тигля

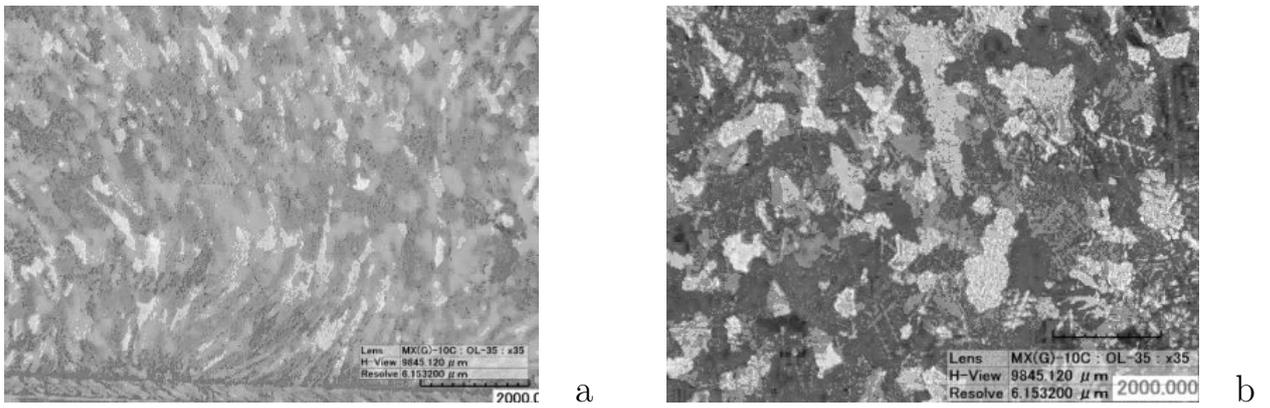


Рис. 3.35. Макроструктура сплава Al-4.5%Zn, затвердевшего во вращающемся магнитном поле: в придонной зоне (а), в слое, прилегающем к теплоизолированной стенке тигля (b), ток 4А, индукция магнитного поля 4.6 мТл

20 °С . Фрагмент дендритного слитка, затвердевшего без воздействия, показан на рисунке 3.36а, где видно чередование вторичных ветвей, разделенных по длине непрерывными прослойками кремнезема. Приложение вращающегося магнит-

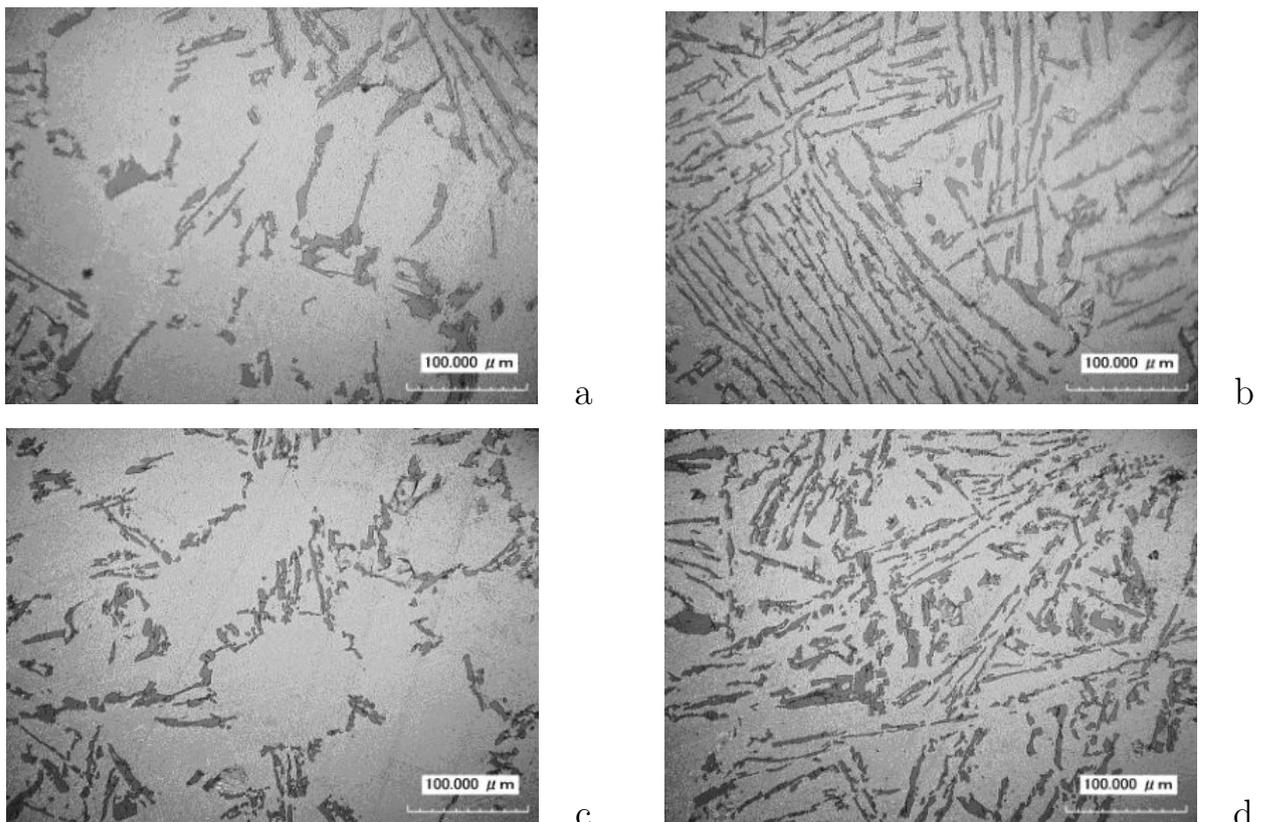


Рис. 3.36. Микроструктура слитков на основе сплава «АК9ч», затвердевших в отсутствие перемешивания: вторичные ветви дендрита (а) и эвтектическая область (b); микроструктура сплава «АК9ч», затвердевшего во вращающемся магнитном поле: поперечное сечение зерна (с) и эвтектическая область (d); ток индуктора 4А, индукция магнитного поля 4.6 мТл

ного поля изменяет крупнодендритную структуру слитка. Поперечное сечение одного субзерна округлой конфигурации показано в центре рисунке 3.36с. Видно,

Параметры	Размеры
Длина ствола дендрита в слитках без МГД-воздействия	4.0–4.5 мм
Общий размер дендрита с измененной морфологией в слитках, подвергшихся МГД-воздействию	1.4–1.6 мм
Толщина вторичных ветвей дендритов в слитках без приложения МГД-воздействия	0.06–0.09 мм
Толщина вторичных ветвей дендритов в слитках с МГД-воздействием	0.08–0.10 мм
Размеры кремниевых пластин в эвтектике в слитках без МГД-воздействия; (толщина/длина)	(3–9)/(45–60) микрон
Размеры кремниевых пластин в эвтектике в слитках с МГД-воздействием; (толщина/длина)	(10–13)/(29–40) микрон

Таблица 3.1. Размеры дендритов твердого раствора и кремниевых фрагментов в сплаве «АК9ч», затвердевшего без перемешивания и при его наличии

что кремниевые фрагменты, окружающие зерно твердого раствора алюминия, формируются в виде отдельных включений, ориентированных в основном по нормали к внешней границе субзерна. Эвтектические области, наблюдаемые в слитке, затвердевшем без воздействия, образованы колонией тонких вытянутых кремниевых пластинок, идентично ориентированных в пределах отдельной колонии (рис. 3.36b). Приложение вращающегося магнитного поля трансформирует кремниевую фазу: пластинообразная форма практически исчезает, преобладают относительно компактные фрагменты, беспорядочно распределенные в матрице твердого раствора алюминия (рис. 3.36d). Количественная оценка структурных параметров сплава, затвердевшего в присутствии вращающегося магнитного поля и без него, приведена в таблице 3.1 [18].

3.4.3. Анализ структурных зон, размера зерен и распределения эвтектики

Для определения распределений размера зерен и эвтектики по плоскости разреза слитков проведена обработка серий фотографий их микроструктуры в каждом квадрате сетки, показанной на рисунке 3.37. Размер каждой фотографии микроструктуры около 5 мм (рис. 3.38), физический размер, приходящийся на один пиксель – около одного микрона. Таким образом, на одно зерно приходится несколько десятков пикселей, что обеспечивает высокое качество анализа. Фотографирование велось с помощью микроскопа Zeiss (оптика) и фотоаппарата Canon 60D (матрица).

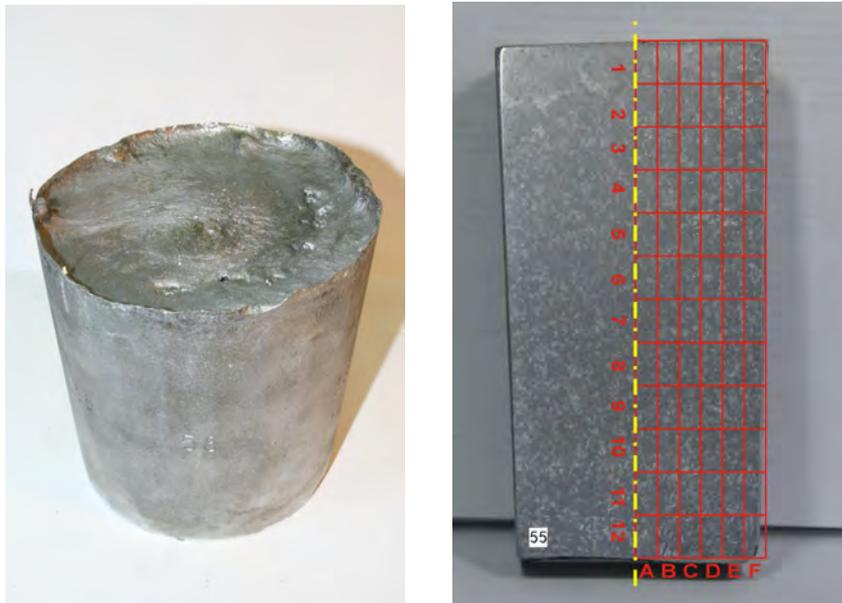


Рис. 3.37. Слева – пример слитка, справа – схема сетки на шлифе слитка для получения фотографий микроструктуры

Обработка серий фотографий велась с помощью кодов, написанных на языке Matlab. Вначале выполняется бинаризация исходной фотографии (рис. 3.39), а затем применяется процедура захвата зерен (рис. 3.40) с определением их средних размеров. В ходе всей серии исследования выполнен анализ для нескольких десятков слитков, полученных при различных температурных условиях кристаллизации и различных воздействиях бегущего и вращающегося магнитных полей.

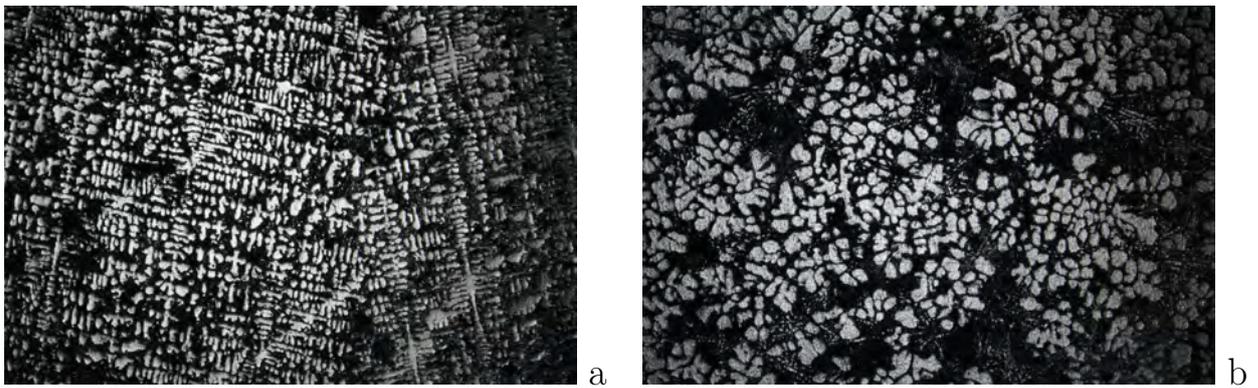


Рис. 3.38. Пример фотографий структуры сплава «АК9Ч» без воздействия (а) и с воздействием вращающегося поля $I_R=5A$ (b).

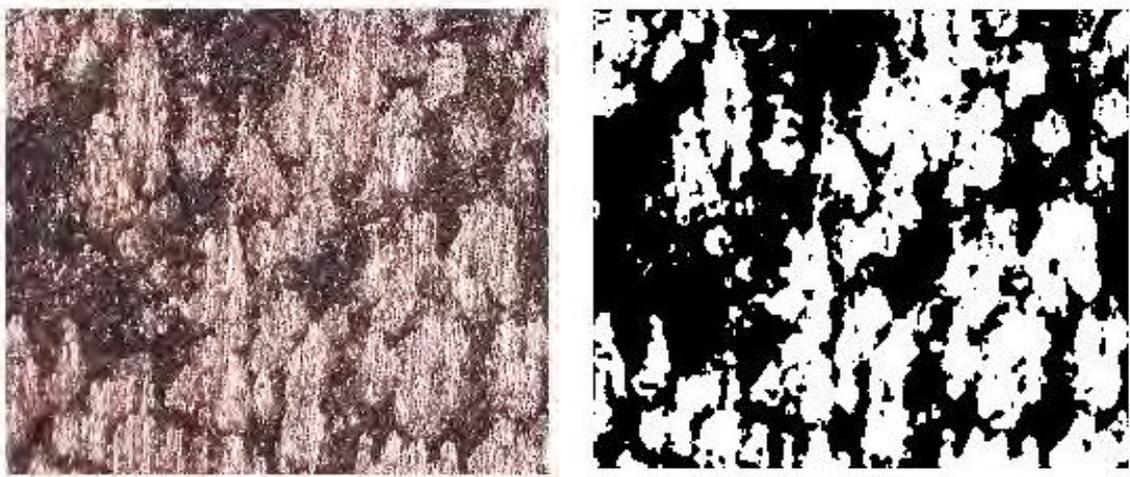


Рис. 3.39. Пример бинаризации (фрагмент микрофотографии)

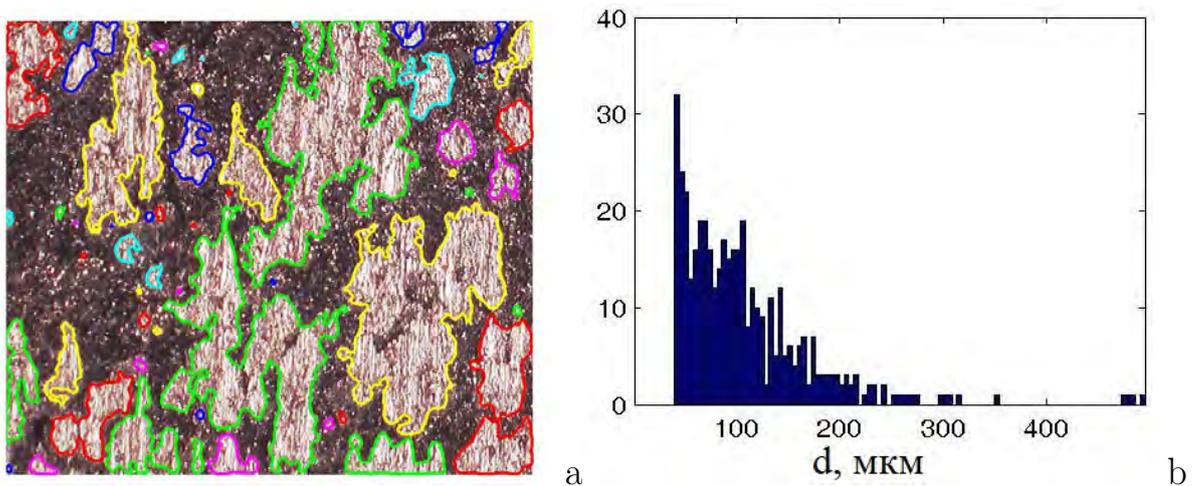


Рис. 3.40. Локализация зерен (а) и распределение по размерам (b)

Протяженность структурных зон исследовалась на слитках сплава Al-4.5%Zn, полученных в тигле-кристаллизаторе, который не нагревали перед

заливкой в него расплава. В частности, исследовали придонную зону столбчатых кристаллов и верхнюю зону, образованную случайно ориентированными крупными дендритами под термоизолированной крышкой. В ходе анализа определялась длина этих зон в зависимости от типа и интенсивности воздействия (рис. 3.41) [18].

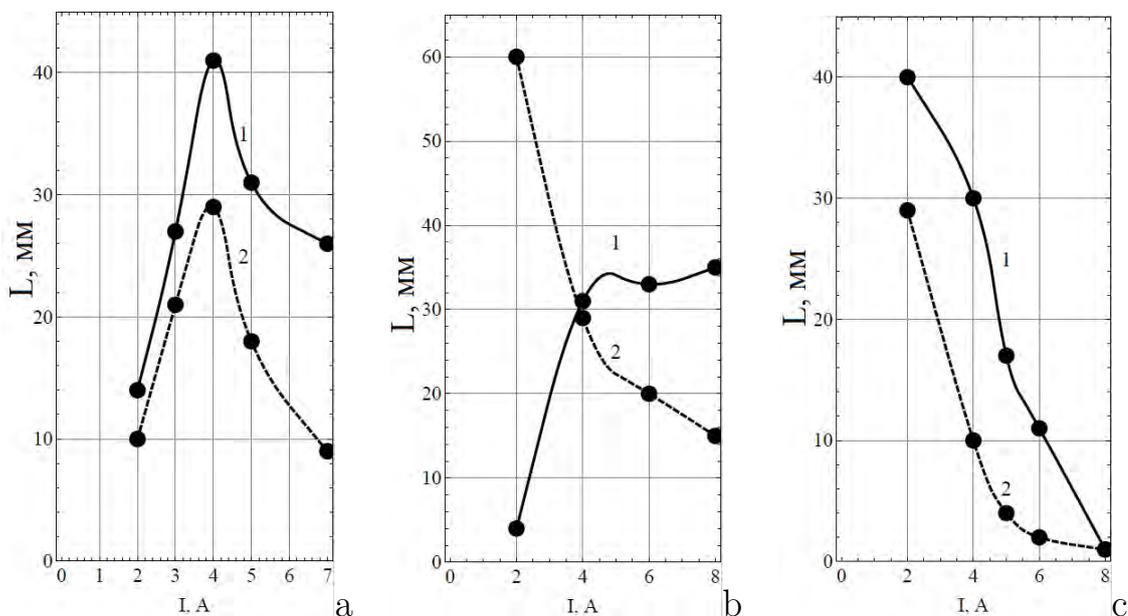


Рис. 3.41. Длина структурной зоны (мм) в зависимости от режимов воздействия: (а) – вращающееся поле, (б) – бегущее поле; (с) – комбинированный режим; 1 – придонная зона, 2 – верхняя зона; (сплав Al-4.5%Zn; I, A – ток индуктора)

На рисунке 3.42 приведены экспериментальные данные по влиянию температуры предварительного нагрева тигля на относительную долю, занимаемую в структуре слитка эвтектическими фрагментами $E, \%$ (рис. 3.42а) и размеры первичных дендритных кристаллов трансформированной морфологии d_3 мкм (рис. 3.42б) в предварительно нагретом тигле-кристаллизаторе до 550°C (кривые 1) и до 280°C (кривые 2). В присутствии вращающегося магнитного поля при 280°C объемная доля эвтектики увеличивается (рис. 3.42а, кривая 2) и сопровождается уменьшением размеров фрагментов твердого раствора (рис. 3.42б, кривая 2), однако при более высокой температуре предварительного нагрева 550°C аналогичный эффект вызывает более интенсивное перемешивание (рис. 3.42б, кривые 1 и 2) [18].

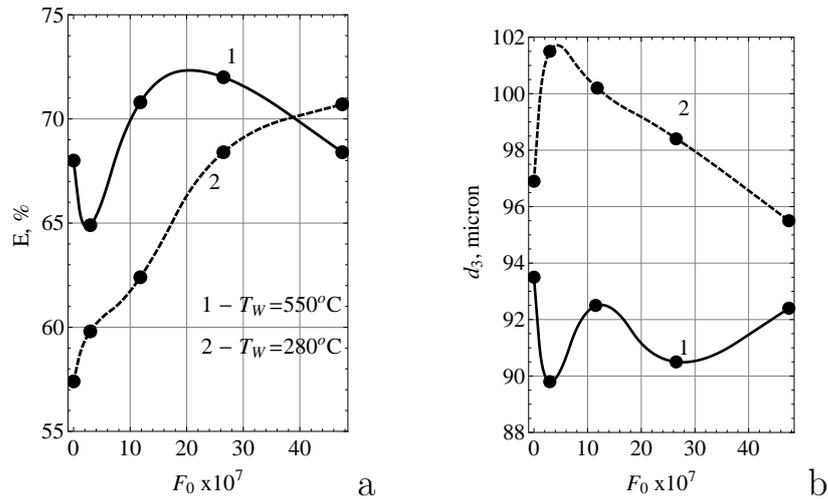


Рис. 3.42. Влияние фактора F_0 на количество эвтектических фрагментов $E, \%$ в структуре сплава «АК9ч» (а) и размеры фрагментов твердого раствора d_3 мкм (б) во вращающемся магнитном поле при температуре предварительного нагрева 550°C (кривые 1) и 280°C (кривые 2)

При одинаковой температуре предварительного нагрева тигля 280°C найдена зависимость относительной эвтектической фракции $E, \%$ (рис. 3.43а) и размеров зерен d_3 мкм (рис. 3.43б) от параметра F_0 в бегущем магнитном поле и при совместном действии бегущего и вращающегося магнитных полей. Для бегущего магнитного поля эта зависимость представлена кривыми с экстремумами, как и при совместном действии двух магнитных полей [18].

На рисунке 3.44 показан итоговый результат для нескольких вариантов воздействия электромагнитными силами в ходе процесса кристаллизации. Распределение эвтектической фазы определялось путем описанного выше анализа микрофотографий шлифов слитков. В каждом квадратике поля отражена величина эвтектической фазы. Таким образом, распределение эвтектической фазы по высоте слитка и по его радиусу в присутствии вращающегося и бегущих магнитных полей, а также при их совместном действии показано на рис. 3.44 в виде карт плотности концентрации эвтектики на поверхности шлифа. Распределение эвтектической фазы в слитках, затвердевших в отсутствие магнитных полей (рис. 3.44а,с,е), сравнивалось с распределением в слитках, затвердевших в магнитных полях (рис. 3.44б,с,ф). Первые две карты представляют распределение

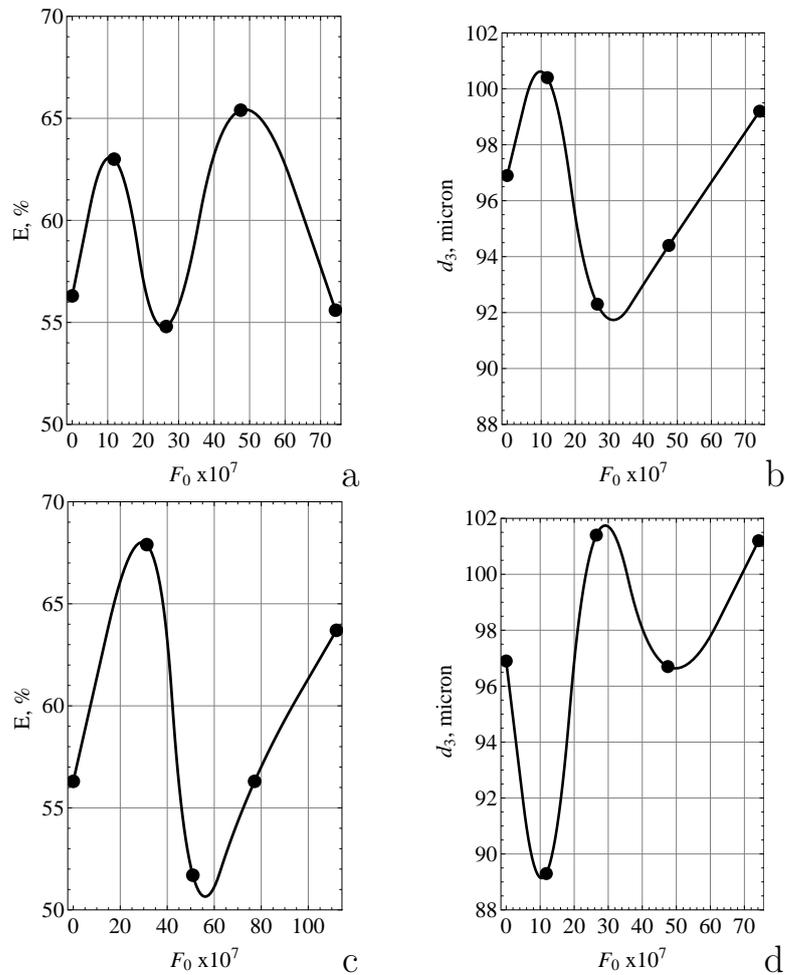


Рис. 3.43. Относительная доля эвтектики в структуре сплава «АК9ч» (а) и размеры первичных фрагментов твердого раствора (б) в зависимости от параметра F_0 в случае бегущего магнитного поля и при совместном действии бегущего и вращающегося магнитных полей; то же (с, d), (начальная температура стенки тигля 280°C , ток индуктора вращающегося поля при совместном действии вращающегося и бегущего полей остается неизменным и равен $4A$)

эвтектической фазы в слитках, затвердевших при температуре предварительного нагрева 550°C , а остальные две карты – при 280°C . Сравнительный анализ показывает, что при интенсивном перемешивании распределение эвтектической фазы по площади поперечного сечения слитка становится более равномерным; этот эффект усиливается с ростом температуры предварительного нагрева тигля-кристаллизатора, но остается достаточно слабым в присутствии вращающегося магнитного поля (см. для сравнения рис. 3.44с,е). При совместном действии перемещающегося и вращающегося магнитных полей относительная доля эвтектики уменьшается (рис. 3.44d,ф) [18].

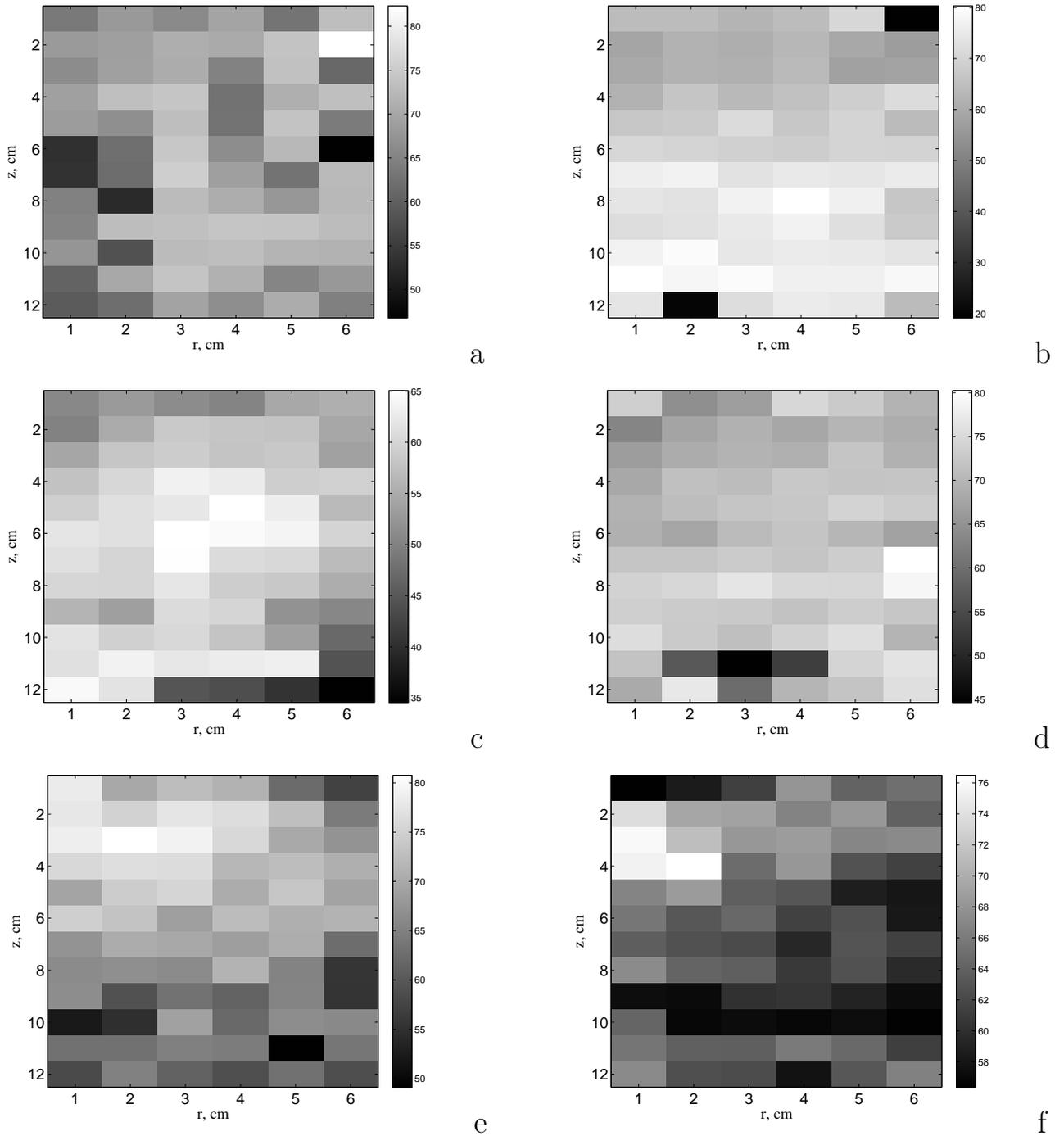


Рис. 3.44. Распределение эвтектической фазы в слитках на основе сплава «АК9ч», затвердевших в следующих условиях: в отсутствие воздействия (а, с, е); во вращающемся магнитном поле при токе 7 А и индукции 8 мТл (b), в бегущем магнитном поле при токе 8 А и индукции 9.2 мТл (d) и под совместным действием двух полей при токе вращающегося поля 2 А (индукция 2.9 мТл) и токе бегущего поля 8 А (индукция 9.2 мТл) (f), (а–d) – температура тигля 550 °С; (е, f) – температура тигля 280 °С; значение серого цвета показывает содержание эвтектической фазы в % в каждой прямоугольной зоне

3.5. Обсуждение результатов

Результаты исследования кристаллизации в плоском слое показали, что перемешивающее течение влияет на этот процесс. Интенсивность потока можно легко контролировать, регулируя мощность источника питания катушек индуктивности. Топологией потока можно управлять, изменяя положение полюсов индуктора относительно плоскости слоя. Эксперименты выявили еще один фактор, влияющий на топологию потока. В процессе кристаллизации (или, наоборот, плавления) объем жидкого слоя меняется, поскольку часть жидкости переходит в твердую фазу (и наоборот) при неизменном положении индуктора. Однако этот процесс можно представить как относительное смещение полюсов индуктора в системе отсчета, связанной с фронтом кристаллизации. Это приводит к изменению топологии потока. Результаты проверочного эксперимента показали, что ошибка в определении положения границы раздела фаз составляет ± 5 мм для длины ячейки 200 мм. Это означает, что УДА может применяться для определения положения границы раздела фаз. В условиях перемешивания форма границы раздела между твердой и жидкой фазами изменяется в зависимости от конфигурации потока. Для плоского слоя скорость затвердевания увеличивается с ростом интенсивности перемешивания.

Изменение характеристик питания индуктора ЛИМ приводит к изменению топологии магнитного поля. Последнее изменяет структуру потока расплавленного металла и, как следствие, эффективность конвективного теплообмена по всей межфазной границе. Наконец, изменение условий теплообмена оказывает непосредственное влияние на скорость фазового перехода в каждой точке межфазной границы. В отсутствие принудительного перемешивания подвод тепла к границе раздела фаз осуществляется за счет механизмов тепловой конвекции малой интенсивности. Применение внешнего БМП значительно увеличивает интенсивность потока, что приводит к сглаживанию фронта затвердевания за счет более равномерного распределения тепла по высоте слоя. Модуляции БМП

дают дополнительный эффект сглаживания фронта затвердевания за счет изменения скорости и структуры потока металла в жидкой фазе. Периодическая закачка дополнительных порций нагретой жидкости положительно сказывается на сглаживании межфазной границы.

Результаты численных и физических экспериментов по изучению кристаллизации алюминиевых сплавов в цилиндрических ячейках при воздействии электромагнитных сил показали, что топология течения зависит от типа магнитного поля (вращающегося или бегущего), или совместного действия этих полей и величины магнитного поля. Эти факторы непосредственно определяют скорость и энергию, сообщаемые жидкому металлу магнитным полем, а также отвечают за форму фронта кристаллизации слитков. Измерения, проведенные в процессе кристаллизации галлиевого сплава, столкнулись с некоторыми трудностями. На профиле эхо межфазное пространство становится неидеальным, что потребовало применение вейвлет-анализа для локализации границы раздела фаз. Установлено, что в цилиндрических ячейках перемешивающие потоки влияют на процесс кристаллизации, а именно, снижают его скорость. Данное исследование проводилось для потоков перемешивания относительно низкой интенсивности из-за того, что результаты изучения реальных сплавов показывают достижение высокого качества слитков при умеренной интенсивности перемешивания.

Применение вращающегося магнитного поля увеличивает скорость потока и усиливает интенсивность турбулентности, что приводит к более равномерному распределению эвтектической фазы по всему слитку. Чем больше время затвердевания (при нагреве боковых стенок тигля начальная температура достигает 550°C), тем равномернее распределение эвтектической фазы. Однако этот эффект достаточно слаб в присутствии бегущего магнитного поля и при совместном действии бегущего и магнитного полей. Эксперименты показали, что типы магнитных (бегущих или вращающихся) полей и их интенсивность определяют структуру сплавов, протяженность структурной зоны, размер зерна, распределение структурных составляющих сплавов в слитках, полученных в присутствии

МГД-воздействия. Общие механизмы, ответственные за трансформацию структуры слитков на стадии их затвердевания в присутствии воздействия, приводят к разрушению крупнодендритной и формированию субдендритной структуры или переходу от дендритной к компактной структурам при затвердевании, а также к изменению соотношения фракций твердого раствора и эвтектики в структуре слитка. Форма зерна не зависит от направления и интенсивности потока тепла, выделяемого дном и стенками тигля.

Исследования показали, что кристаллическая структура слитков зависит от типа воздействия. Перемешивание существенно изменяет структуру слитков. Дендритная структура трансформируется в субдендритную. Эффект трансформации во многих случаях определяется скоростью перемешивающих течений. На кристаллическую структуру слитков также влияет скорость охлаждения, контролируемая путем отслеживания температуры предварительного нагрева стенок тигля-кристаллизатора в процессе затвердевания. На основании результатов можно сделать вывод, что качество алюминиевых сплавов может быть улучшено за счет применения электромагнитного перемешивающего воздействия.

3.6. Выводы

Результаты главы можно обобщить в виде следующих выводов:

1. Комплексно (численно и экспериментально) изучены течения, вызванные действием переменного магнитного поля, и их влияние на процесс кристаллизации жидкого металла в прямоугольных и цилиндрических ячейках.
2. Для выполнения исследований созданы экспериментальные установки, а также доработана математическая модель процессов. Разработана методика определения положения границы раздела фаз на основе анализа эхо сигнала, полученного датчиками ультразвукового доплеровского анемометра.
3. При изучении вихревых течений в плоских слоях с локальным переменным магнитным полем обнаружено, что они переходят в нестационарное

состояние пороговым образом. Это проявляется в изменении вихревой структуры и перемещении вихрей по области слоя. Построены карты, на которых отображается вид получившейся вихревой структуры и нейтральные кривые. Экспериментально исследовано влияние вихревого течения, созданного действием переменного локализованного магнитного поля, на процесс направленной кристаллизации в плоском слое. Обнаружено, что при увеличении величины индукции магнитного поля темп кристаллизации снижается.

4. Исследовано действие бегущего магнитного поля на процесс кристаллизации в плоском слое электропроводной среды. Получены зависимости формы межфазного профиля и темпа кристаллизации от типа бегущего магнитного поля. Применение бегущего магнитного поля приводит к сглаживанию фронта затвердевания, а модуляции поля дают дополнительный эффект сглаживания фронта затвердевания за счет изменения скорости и структуры потока металла в жидкой фазе.

5. Исследовано влияние течения жидкого металла в цилиндрических ячейках, вызванного действием бегущего и вращающегося магнитных полей, на процесс направленной кристаллизации. Установлено, что в цилиндрических ячейках перемешивающие потоки влияют на процесс кристаллизации, а именно, снижают его скорость. Показано влияние вида создаваемого течения на форму границы раздела фаз.

6. Экспериментально изучено влияние вихревых течений, создаваемых в ходе процесса направленной кристаллизации, на структуру получающихся слитков. Разработана методика анализа размера зерна кристаллической структуры по шлифам слитков. Получены зависимости структурных свойств цилиндрических слитков от параметров бегущего и вращающегося магнитных полей.

Результаты главы опубликованы в журнальных статьях [13–18].

Эволюция крупномасштабной циркуляции и конвективный теплообмен в наклонных цилиндрических ячейках

4.1. Особенности конвективного теплообмена в цилиндрических ячейках с жидким металлом

Исследование зависимости эффективного теплопереноса от основных параметров конвекции (речь идет о зависимости безразмерного числа Нуссельта от безразмерных чисел Релея и Прандтля) традиционно является одной из центральных задач свободной конвекции наряду с изучением конвективной устойчивости [194]. В фундаментальном аспекте актуальность решения проблемы обусловлена тем, что накопленный десятилетиями экспериментальный материал свидетельствует об отсутствии единых закономерностей. Заметный прогресс был достигнут в работах Гросмана и Лозе, сумевших систематизировать имеющиеся данные для случая Релей-Бенаровской турбулентности [195], то есть конвективной турбулентности в подогреваемой снизу полости, горизонтальные размеры которой, как правило, меньше вертикального размера. В их работах разработана феноменологическая теория, описывающая наблюдаемые зависимости безразмерных чисел Нуссельта и Рейнольдса от безразмерных чисел Релея и Прандтля (рис. 4.1). Вопрос о том, насколько хорошо предложенная модель работает при отступлении от канонической геометрии, от идеализированных граничных условий и отклонениях приложенного градиента температуры от вертикали, далеко не закрыт и для его прояснения требуется обширный экспериментальный материал. Особенно остро проблема отсутствия экспериментальных

данных стоит при исследовании жидкометаллических теплообменников в силу большой сложности и трудоемкости теплофизических измерений в жидких металлах.

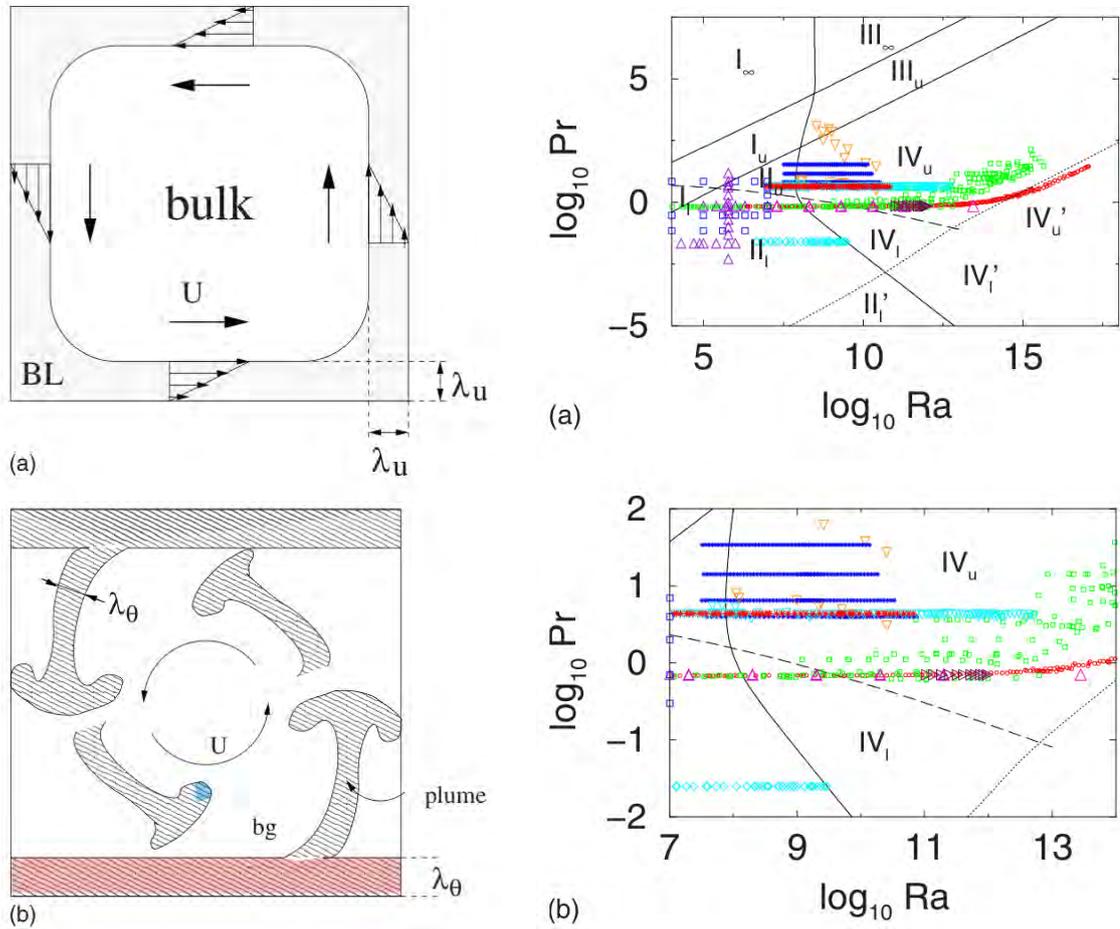


Рис. 4.1. Слева – схема пограничных слоев и образования плюмов, справа – фазовая диаграмма на плоскости $Ra - Pr$ (взято из [195])

Одной из ключевых проблем в изучении турбулентной конвекции в замкнутых объёмах является вопрос о зависимости безразмерного потока тепла от параметров, определяющих конвективный поток, и от геометрии. Самой исследованной является конфигурация задачи Релея-Бенара (РБК) в вертикальном цилиндре с диаметром D большим или порядка высоты H . Тем не менее, подробный анализ экспериментальных результатов установил, что даже для РБК можно выделить до десяти режимов на плоскости параметров (Ra, Pr) , которые отличаются по характеру тепло- и массопереноса в пограничных слоях

и в ядре (рис. 4.1 слева). Следовательно, они характеризуются различными зависимостями числа Нуссельта вида $Nu \sim Ra^\gamma \cdot Pr^\kappa$ с различными показателями γ и κ [195] (рис. 4.1 справа).

Жидкие металлы характеризуются низкими значениям числа Прандтля, в результате чего тепловой пограничный слой значительно толще кинетического пограничного слоя. Следуя теории Гроссмана-Лозе [196, 197], в РБК при умеренных числах Рэлея возникает режим II-L (рис. 4.1 справа), при котором тепловой пограничный слой намного толще кинетического; большая часть кинетической энергии рассеивается в турбулентном ядре, а диссипация пульсаций температуры концентрируется в пограничных слоях. В этом режиме $Nu \sim Ra^{1/5} \cdot Pr^{1/5}$. При дальнейшем росте числа Рэлея большая часть энергии флуктуаций температуры также рассеивается в турбулентном ядре. При этом теория предсказывает режим IV-L (L означает, что кинетический пограничный слой остается в значительной степени тоньше, чем тепловой), для которого $Nu \sim Ra^{1/2} \cdot Pr^{1/2}$.

Интерес к изучению процессов тепло- и массопереноса в жидких металлах во многом мотивирован их использованием в качестве теплоносителей в ядерных реакторах на быстрых нейтронах [198–201], термоядерных реакторах [202–204] и в источниках энергии для космоса [205]. Высокие требования к безопасности этих аппаратов вызвали в последние годы заметное оживление в части изучения процессов теплообмена в потоках жидкого металла. Для прикладных задач важны исследования теплообмена при вынужденных течениях металла в трубах, имеющих к тому же различную ориентацию в поле силы тяжести. Кроме того, нестационарные неизотермические течения существенно определяют, например, показания датчиков температуры, по которым осуществляется управление атомными реакторными установками. Все это требует точного знания не только параметров осредненного теплотока, но и динамики потока металла в каналах установки, а также пространственно-временной структуры температурных полей. При анализе процессов тепло- и массопереноса, происходящих в этих системах при принудительной остановке циркуляции теплоносителя, необходима

верификация численных кодов. Она должна проводиться на основе экспериментальных данных, полученных в ходе изучения свободной конвекции металла в длинных цилиндрах, имеющих различные наклоны по отношению к вертикали. Основным требованием в данном случае является верификация кодов на экспериментальных результатах, полученных именно на том жидком металле, который является теплоносителем реактора.

В реакторных установках на быстрых нейтронах (БН) под действием разности температур в замкнутом объеме трубопроводов и в оборудовании может возникать свободная конвекция теплоносителя. Имеется в виду случай, когда циркуляция под действием насоса или «общеконтурная» естественная циркуляция отсутствуют. При эксплуатации реактора БН-350 было обнаружено, что в отключенной петле свободная конвекция натрия приводит к прогреву трубопроводов и оборудования первого и второго контуров [206]. Во втором контуре отключенной петли реактора БН-600 наблюдается аналогичный эффект. В трубопроводе внутренним диаметром 0.8 м и длиной около 100 м температура натрия по длине уменьшается всего на 20 градусов, что говорит об интенсивной свободной конвекции натрия внутри трубопровода [23]. Поэтому при разработке атомных реакторов обоснование работоспособности проектируемого оборудования должно выполняться с учетом свободной конвекции натрия.

Экспериментальные данные о свободной конвекции жидких металлов в цилиндрах с $L \gg D$ отсутствуют. Турбулентная конвекция ртути в цилиндре была изучена для случая $H = D$ [207]. Эксперименты, выполненные на ртути в цилиндрах для $H = D$ и $H = 2D$ в [208], выявили степенную зависимость $Nu \sim Ra^{2/7}$ в широком диапазоне чисел Рэлея $10^5 < Ra < 10^{11}$. РБК с натрием была исследована для набора вертикальных цилиндров с $0.03 < L/D < 0.22$ [209], где наблюдалась степенная зависимость $Nu \sim Ra^{0.25}$ при $2 \cdot 10^4 < Ra < 10^6$. Обзор исследований по турбулентной конвекции Рэлея-Бенара приводится в работе [210].

Под действием силы тяжести неизотермическая жидкость может быть устойчивой только в том случае, если градиент температуры однороден и коллинеарен силе тяжести. Поэтому течения с наложенным вертикальным градиентом температуры составляют особую тему гидродинамики, которая остается одной из самых популярных задач для изучения устойчивости и сверхкритических течений по причине их особенно богатой динамики. При больших числах Рэлея ($Ra > 10^6$) течение при РБК становится полностью турбулентным. Тем не менее, это по-прежнему наиболее изученная проблема конвективной турбулентности [195].

При изучении турбулентной конвекции основной интерес представляют два вопроса: эффективная теплоотдача и пространственно-временная структура вихря крупномасштабной циркуляции (КМЦ), развивающейся на фоне мелко-масштабной турбулентности. Помимо интенсивности нагрева (числа Рэлея) оба эти фактора сильно зависят от геометрии ячейки (отношение диаметра к высоте D/H , если ограничиться цилиндрическими ячейками) и от свойств жидкости (число Прандтля Pr). Третий очень важный фактор – ориентация градиента температуры относительно силы тяжести. Для цилиндрических ячеек с осевым нагревом мы будем характеризовать эту ориентацию углом осевого наклона β , где $\beta = 0$ соответствует вертикальному направлению оси цилиндра с градиентом температуры, направленным вниз (что и представляет случай РБК). Малый наклон слабо влияет на глобальные свойства конвекции с высоким числом Рэлея, но демонстрирует довольно сложную зависимость глобального переноса тепла от Ra , Pr и соотношения сторон H/D . Эксперименты с водой в ячейках с $H = 2D$ выявили слабое уменьшение [211, 212] или увеличение [213] числа Нуссельта при слабом наклоне. В работе [214] проведено систематическое численное исследование турбулентной конвекции в наклонных ячейках с единичным отношением сторон ($H = D$) для $0 \leq \beta \leq 90^\circ$ и чисел Прандтля $Pr = \{0.1, 1, 10, 100\}$. Результаты показали, что при $Pr > 1$ отклонение от вертикали действительно

приводит к уменьшению числа Нуссельта (по крайней мере, при умеренных числах Рэлея) и что зависимость $Nu(\beta)$ становится очень сложной с увеличением чисел Рэлея и Прандтля. При наименьших рассмотренных числах Прандтля ($Pr = 0.1$) $Nu(\beta)$ демонстрирует монотонный рост при малых β с широким максимумом при $30^\circ \lesssim \beta \lesssim 70^\circ$ и уменьшением при $\beta \rightarrow 90^\circ$.

Подробное изучение РБК для жидкости с низким числом Прандтля (ртуть, $Pr = 0.025$) в ячейке с единичным отношением сторон было проведено в работе [215]. Ртуть имеет малую (для металлов) теплопроводность. Это позволило получить широкий диапазон чисел Рэлея ($5 \times 10^6 < Ra < 5 \times 10^9$) и определить зависимость $Nu(Ra)$. Наблюдается одновихревая структура вихря КМЦ, которая сохраняется во всем исследованном диапазоне. Этот вихрь может быть охарактеризован амплитудой или интенсивностью и азимутальным углом. Глобальная циркуляция никогда не исчезала, сохраняя свою интенсивность при изменении азимута. Небольшой наклон ячейки направлял вихрь в заданную сторону, но практически не изменял его интенсивность.

Следует отметить, что наличие электрической проводимости металлов дает возможность влияния на течения, а, следовательно, и на теплообмен, электромагнитных полей [216–218]. В термоядерных установках они могут оказывать критическое воздействие на потоки металла [219–221]. Исследования теплообмена при вынужденном течении металла (ртути) в трубах, находящихся в сильных магнитных полях, показали возможность возникновения вторичных течений, существенно изменяющих режим теплообмена и приводящих к появлению температурных пульсаций [94].

Эксперименты по турбулентной конвекции в жидком металле очень трудоемки и дают мало возможностей для измерения скоростей и реконструкции полного трехмерного поля скоростей и температур. Более успешно это можно осуществить на низкотемпературных металлах с применением УДА [222, 223]. Поэтому большой интерес представляет трехмерное моделирование, но опять же случай низкого числа Прандтля менее изучен [224, 225]. Детальные численные

исследования раскрывают структуру пограничных слоев в жидком металле при конвекции Рэлея-Бенара [226]. Однако на практике в экспериментах с жидкими металлами невозможно реализовать граничные условия с фиксированной температурой – проблема тепловых граничных условий является общей для теплофизических экспериментов с жидкими металлами [209, 227, 228]. Для жидкого натрия эта проблема становится гораздо более серьезной, поскольку теплопроводность натрия не сильно отличается от теплопроводности меди. Медные пластины нельзя удерживать при постоянной температуре [228], так как теплоемкость и теплопроводность меди и натрия сопоставимы. На температуру пластин влияют тепловые шлейфы, которые, отрываясь, уносят тепло [195]. В конфигурации конвекции Рэлея-Бенара этот эффект может быть частично скорректирован [229], но в наклонных и горизонтальных положениях вихрь КМЦ напрямую приводит к градиенту температуры вдоль пластин.

Обзор современного состояния исследований показал, что на фоне большого количества вычислительных работ существует острая необходимость в проведении физических экспериментов. Это послужило причиной для выполнения цикла экспериментальных исследований конвекции и теплообмена жидкого металла, а именно – натрия, в цилиндрических ячейках с различным аспектным отношением. Результаты экспериментов также необходимы для верификации численных кодов, разработки моделей мелкомасштабной конвективной турбулентности (например, для вихреразрешающих моделей LES) и для численного решения усредненных по Рейнольдсу уравнений Навье-Стокса.

4.2. Экспериментальные установки для исследования теплообмена и конвекции жидкого натрия

4.2.1. Экспериментальная установка с ячейкой $\Gamma = 1$

Основным элементом всех описанных в главе экспериментальных установок является цилиндрическая ячейка с аспектным соотношением Γ , равным отношению длины L к диаметру D . Это отношение для удобства изложения округляется до целого, поэтому условно обозначаем его как $\Gamma = 1$. Экспериментальная установка для исследования характеристик конвективного течения в короткой ячейке [19, 20] представляет собой цилиндрическую ячейку 1 (рис. 4.2), соединенную с двумя теплообменниками: нижний 2 нагревает, а верхний 3 – охлаждает. Боковые стенки ячейки и теплообменников изготовлены из нержавеющей стали толщиной 3.5 мм и имеют внутренний диаметр $D = 212$ мм. Длина ячейки, в которой исследуется конвекция, равна $L = 216$ мм. Ячейка имеет теплоизоляцию из минеральной ваты (ее усредненная толщина – 30 мм), которая покрыта фольгой.

Камеры конвективной ячейки и теплообменников заполнены жидким натрием. Между собой они соединены с помощью фланцев (рис. 4.3). Камера теплообменника, в котором происходит охлаждение, соединяется с расширительной емкостью 4. На эти камеры установлены электромагнитные индукторы 5, которые создают бегущее магнитное поле. С помощью возникающей электромагнитной силы в камерах генерируется течение жидкого натрия, приводящее к выравниванию температуры. Это позволяет существенно улучшить задание граничных условий по температуре на торцах конвективной ячейки. Подробнее этот процесс будет описан ниже [24]. Между собой камеры теплообменников и конвективной ячейки разделены медной дисковой стенкой толщиной 1 мм. Теплообменник-нагреватель имеет максимальную мощность 15 кВА. Он состоит из девяти патронных нагревателей, которые введены в объем камеры нагрева

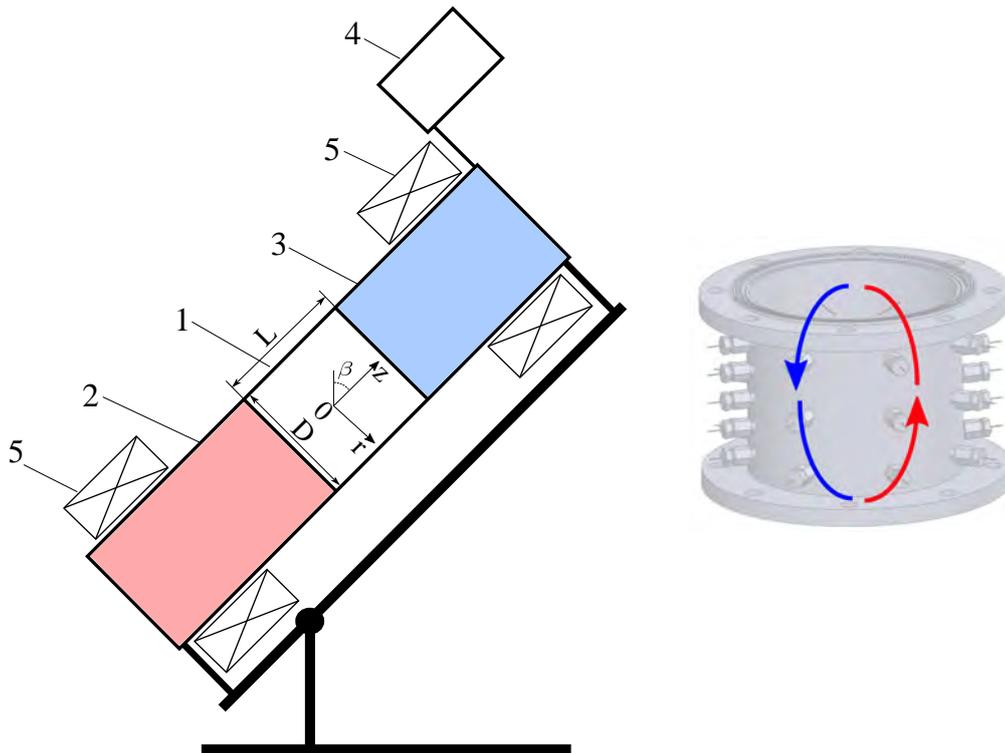
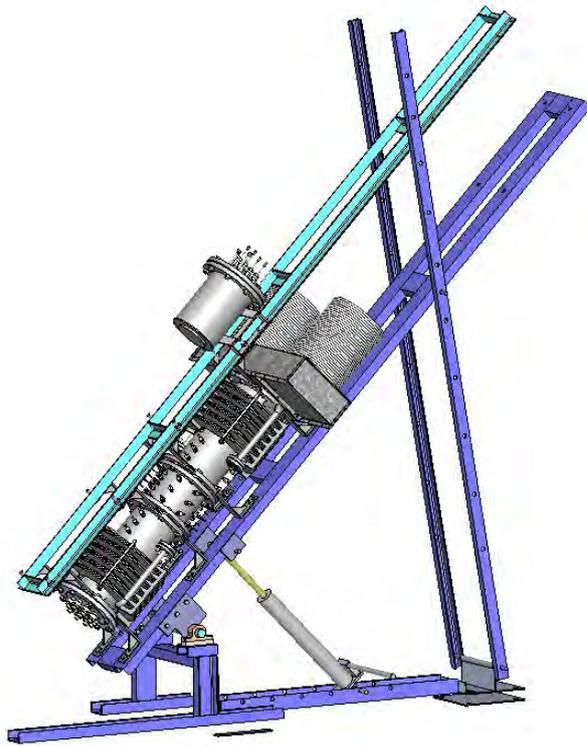


Рис. 4.2. Слева – схема экспериментальной установки: 1 – конвективная ячейка, 2 – нагреватель, 3 – охладитель, 4 – расширительная емкость, 5 – перемешиватели; справа – конвективная ячейка со схемой вихря КМЦ

через внешний торец с помощью шлюзов. Теплообменник, осуществляющий охлаждение, реализован из меди как игольчато-пластиночный радиатор. Он установлен в кожух, который соединен с воздушным охлаждением посредством гофрированных воздуховодов. Вся установка размещена на стальной раме, которая с помощью гидравлического подъемника может изменять наклон оси ячейки относительно горизонта. Наклон в данном исследовании характеризуется углом β между осью ячейки и вертикалью [19].

В конвективной ячейке размещены 28 термопар диаметром 1 мм, которые введены в натрий через боковую стенку канала с помощью герметичных шлюзов. Показания каждой термопары регистрируются с частотой 75 Гц с помощью плат сбора данных National Instruments. Область измерения каждой термопары находится на расстоянии 89 мм относительно оси ячейки. Относительно



а



b

Рис. 4.3. Трехмерный вид конструкции экспериментальной установки (а) и ее фото (b).

внутренней поверхности боковой стенки канала это расстояние равно 17 мм. Термопары расположены на восьми линейках, размещенных вдоль направления оси ячейки (рис. 4.4). В линейках либо три, либо пять термопар. По азимуту угол шага между линейками термопар равен 45° . Таким образом, эти термопары оказываются расположены на пяти поперечных сечениях цилиндрической ячейки, которые обозначены номерами (от 1 до 5 начиная от горячего торца ячейки к холодному торцу). Расположение термопар по азимуту обозначено заглавными буквами от А до Н по часовой стрелке, если смотреть от холодного торца ячейки. При этом линейка термопар А расположена сверху в случае положения канала, отличного от вертикального, когда $\beta > 0^\circ$. Сечение 1, 3 и 5 имеют по 8 термопар, а сечения 2 и 4 только по две термопары (А и Е) [19].

Основной характеристикой процессов является приложенная разница средних температур $\Delta T = T_{hot} - T_{cold}$, где T_{hot} – температура горячего, T_{cold} – холодного натрия в теплообменниках. Исследования структуры КМЦ выполнены при

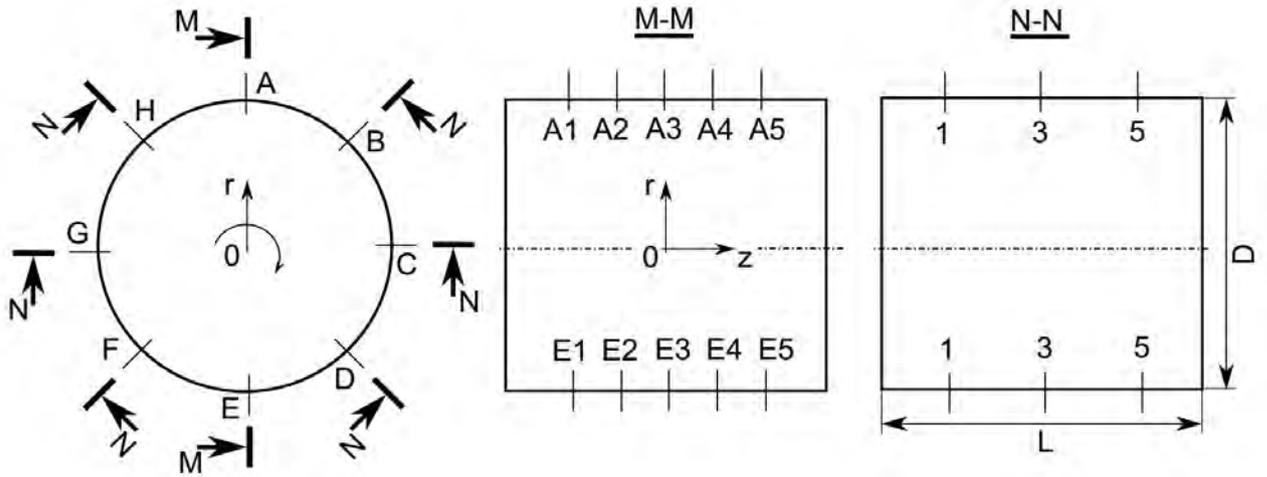


Рис. 4.4. Конвективная ячейка: вид снизу (рисунок слева); поперечное сечение М-М с линейками из пяти термопар А и Е (центр); поперечное сечение N-N с линейками из трех термопар В, С, D, F, G, Н (рисунок справа).

разнице температуры $\Delta T = 29.7 \pm 0.1^\circ\text{C}$. При этом средняя температура натрия $T_{mean} = 139.8^\circ\text{C}$. Для этой температуры значение числа Прандтля $Pr = 0.0094$. Вследствие того, что процессы происходят при достаточно высокой температуре, невозможно исключить потери тепла. Для учета этих потерь Q_{loss} проведены отдельные измерения затраченной энергии, которая была необходима для поддержания той же самой средней температуры натрия T_{mean} , но при отсутствии перепада температуры на торцах ячейки $\Delta T = 0^\circ\text{C}$. В данном случае на торцах выдерживалась одинаковая температура $T_{hot} = T_{cold} = T_{mean} = 139.8^\circ\text{C}$.

Тонкие медные торцевые стенки между конвективной ячейкой и камерами теплообменников выбраны для минимизации сопротивления тепловому потоку. Однако граница раздела медь-натрий неизбежно покрывается тонкой окисной пленкой, которая увеличивает это сопротивление. Поэтому отдельные измерения были выполнены для оценки эффективной теплопроводности торцевых медных стенок λ_{ef} . Для этого измерялась зависимость $Q(\Delta T)$ при вертикальном положении ячейки $\beta = 0$ при приложенной разнице температур, обеспечивающей равновесную стратификацию температуры в ячейке без конвекции. В

данном случае нагрев был сверху, что осуществлялось с помощью дополнительных хомутовых нагревателей, расположенных на стенке охладителя. Затем вычислялся общий перепад температуры ΔT_{bc} между внутренними относительно конвективной ячейки поверхностями торцевых стенок с учетом четырех границ натрий-медь. Таким образом, число Рэлея определялось через разность температур $\Theta = \Delta T - \Delta T_{bc}$, приложенную к торцам натриевого объема конвективной ячейки $\text{Ra}_\Theta = g\alpha L^3 / (\nu\chi) = (1.47 \pm 0.03) \times 10^7$.

Эксперименты проводились для 10 значений угла наклона β конвективной ячейки с шагом $\Delta\beta = 10^\circ$. Каждый замер производился по одинаковой схеме: после фиксации ячейки под выбранным углом достигался выход на стационарный процесс при заданном перепаде температуры. После этого начиналась запись температур в течение 1 часа, при этом сохранялось 270000 значений для каждой термопары. Показания термопар использовались для анализа структуры поля температуры и для определения осредненной аксиальной компоненты поля скорости в области между парами ближайших термопар, расположенных на одной линии. Это значение скорости определяется по методике, основанной на определении положения максимума функции кросс-корреляции сигналов от каждой пары термопар аналогично [230].

4.2.2. Теплообменники в установке с ячейкой $\Gamma = 1$

Особенность теплообменников, применяемых в эксперименте с короткой ячейкой, состоит в том, что вместо традиционных толстых медных пластин используются тонкие пластины, интенсивно омываемые жидким натрием [24]. Необходимый поток натрия в камерах теплообменников обеспечивается бегущим магнитным полем, как в электромагнитных перемешивателях (рис. 4.5 и 4.6). Каждый теплообменник оснащен шестью индукционными катушками, смещенными к внешней торцевой поверхности его камеры. Электромагнитная сила и интенсивность скорости перемешивания характеризуются электрическим током I , питающим катушки. Эта сила направлена в сторону, противоположную

оси OZ . В каждом теплообменнике установлен набор из девяти термопар, что позволяет контролировать азимутальное и аксиальное распределения температуры [24].

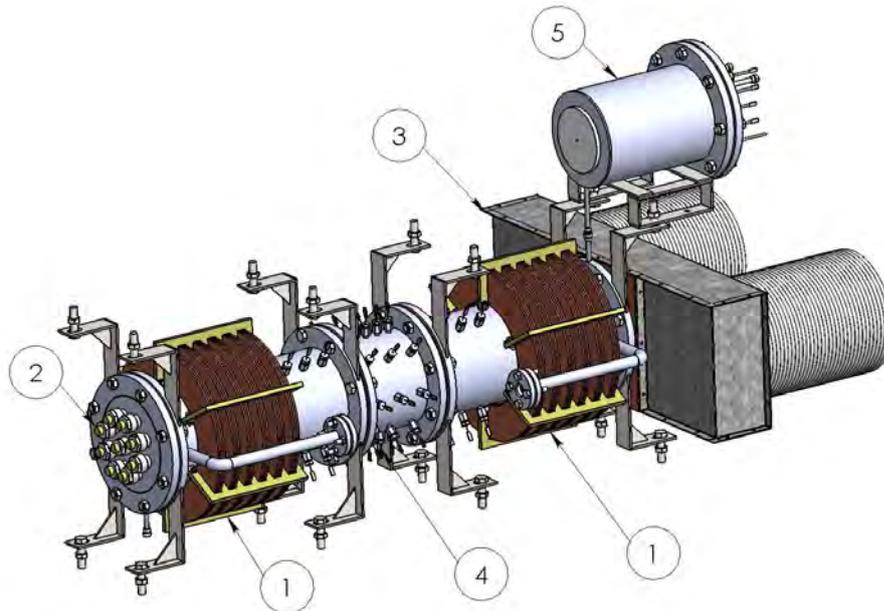


Рис. 4.5. Схема конструкции экспериментальной установки с короткой ячейкой: 1 – теплообменники, 2 – нагреватель, 3 – охладитель, 4 – конвективная ячейка, 5 – расширительная емкость

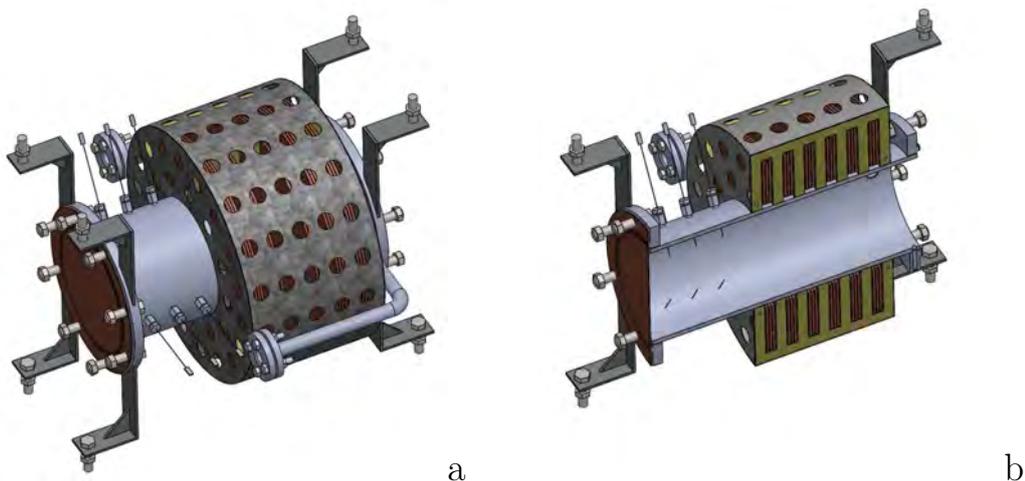


Рис. 4.6. Вид теплообменника снаружи (а) и в разрезе (б).

Для оптимизации параметров теплообменников проведено моделирование перемешивания с помощью математической модели, которая описана в предыдущей главе. В программной среде Ansys выполнены расчеты электромагнитных

сил и течения жидкого натрия, которое вызывается их воздействием. Расчеты электродинамической части показали, что магнитное поле и индуцированный электрический ток локализованы в области индуктора. Поля быстро затухают в направлении к каналу внутри камеры теплообменников. Таким образом, поля практически не проникают в конвективную камеру и не влияют на исследуемый процесс. Этот результат был подтвержден замерами магнитного поля в ходе экспериментов [24].

На рисунке 4.7 приведен пример рассчитанного поля скоростей для питающего тока $I = 15A$. Электромагнитные силы генерируют тороидальный вихрь, который локализуется в области индуктора. Изменение направления бегущего магнитного поля приводит к изменению направления действия силы и, как следствие, крупномасштабного вихря (рисунок 4.7a,b). Силы локализируются в узком слое вблизи стенки камеры. Поток не является стационарным, и уровень пульсаций достаточно высок в области около конвективной ячейки. Там средний поток практически отсутствует (рисунок 4.7c), что должно существенно способствовать для гомогенизации температуры.

В экспериментах было тщательно изучено влияние создаваемого течения в теплообменнике с помощью анализа показаний 9 термопар, расположенных в его камере. Эффективность перемешивания оценивалась по двум характеристикам:

$$A = \langle |\langle T \rangle_t - \langle \langle T \rangle_t \rangle_v| \rangle_v, \quad (4.1)$$

$$B = \langle \langle rms(T - \langle T \rangle_t) \rangle \rangle_t \rangle_v, \quad (4.2)$$

здесь T – температура, $rms(...)$ - среднеквадратичное значение, $\langle .. \rangle_t$ - усреднение по времени, $\langle .. \rangle_v$ – усреднение по объему (по термопарам). Угол наклона канала в данном исследовании составлял $\beta = \pi/4$. Без перемешивания значение параметра A , характеризующего степень неоднородности температуры, максимально (рис. 4.8a). Усиление воздействия приводит к уменьшению этого параметра. Это свидетельствует об уменьшении разницы между показаниями термопар.

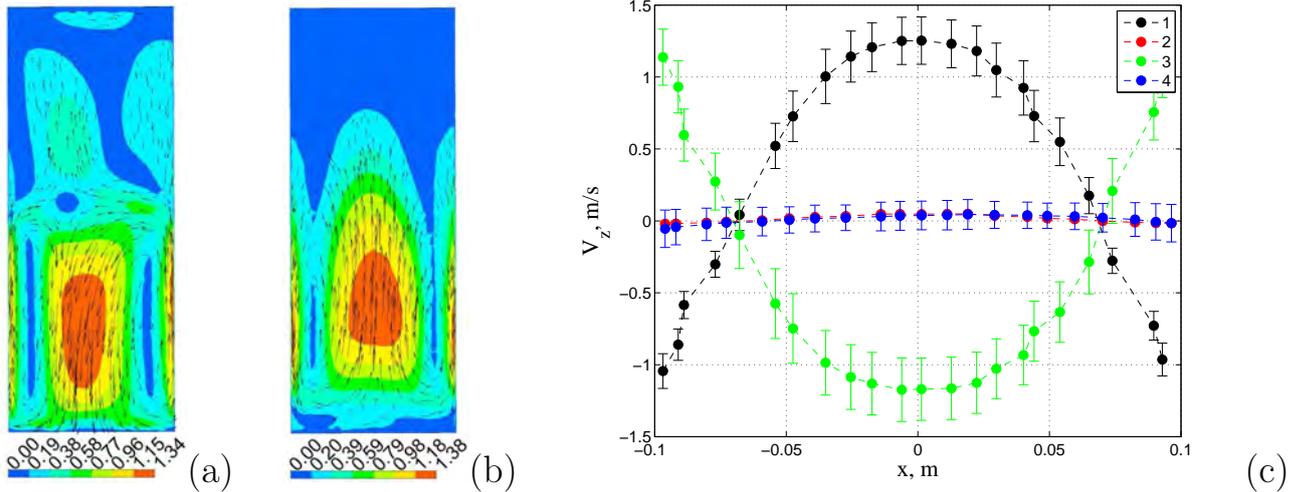


Рис. 4.7. Примеры расчетных полей скорости в осевом сечении теплообменника с пристеночной электромагнитной силой, направленной вверх (а) и вниз (б). Расчетные профили (с) осредненной скорости V_z : с пристеночной электромагнитной силой, направленной вниз (1,2) и вверх (3,4); (1,3) – профили расположены в центре индуктора теплообменника, (2,4) – профили расположены близко к конвективной ячейке.

Обнаружено, что перемешивание не оказывает существенного воздействия на величину пульсаций температуры. С увеличением тока питания уровень пульсаций, который оценивается параметром B , увеличивается (рис. 4.8b). При дальнейшем увеличении интенсивности перемешивания уровень постепенно снижается, приближаясь к исходному значению (без перемешивания).

Эксперименты показали, что перемешивание повышает гомогенизацию температуры в камерах жидкометаллических теплообменников. После определенного значения (около $I = 10A$) существенного улучшения гомогенизации не происходит, поэтому в эксперименте можно использовать умеренное перемешивание. В этом случае при рабочих значениях тока уровень пульсаций температуры существенно не изменяется относительно исходного уровня. Таким образом, экспериментальная установка существенно улучшает контроль граничных условий на торцевых поверхностях ячейки. Это позволяет реализовать в эксперименте близкое к равномерному распределение температуры [24].

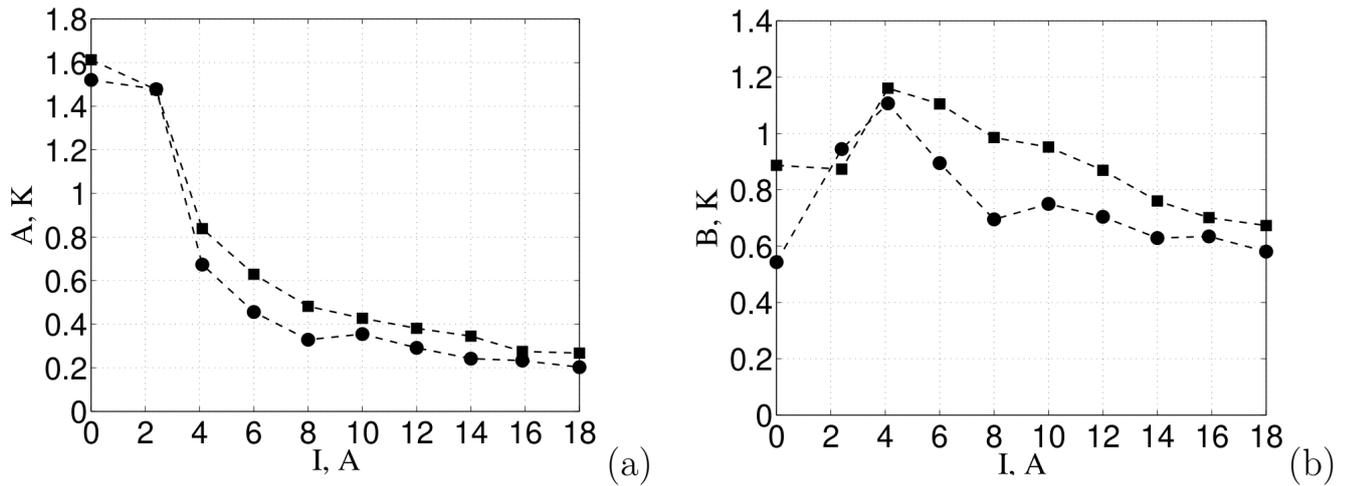


Рис. 4.8. Результаты экспериментов: (а) – зависимость параметра A (определенного по (4.2)) от тока I , питающего обмотки индуктора, (б) – зависимость параметра B (определенного по (4.2)) от тока I , питающего обмотки индуктора; квадратами показано для горячего, кругами – для холодного теплообменников

4.2.3. Экспериментальная установка с ячейкой $\Gamma = 5$

Установка (рис. 4.9,а) для исследования конвекции натрия содержит ячейку $\Gamma = 5$ 1, имеющую длину $L = 850$ мм и диаметр $D = 168$ мм, изготовленную из нержавеющей стали (толщина стенки 6 мм) [21, 23]. В этом случае влияние неоднородности нагрева проявляется в меньшей степени, чем в короткой ячейке. Поэтому на торцах ячейки установлены медные теплообменники (на одном торце электрический нагреватель, на другом торце установлен охладитель). В торцевом нагревателе четыре медные пластины (2 и 3). Три кольцевых нагревателя (4) расположены в пазах этих пластин (3). Натриево-масляный теплообменник состоит из двух медных пластин (5 и 6) и стальной крышки (7). Минеральное масло циркулирует в лабиринтных канавках внешней медной пластины (6). Масло охлаждается во вспомогательной системе с помощью масляно-воздушного теплообменника. Толщина пластин (2 и 5), контактирующих с натрием, составляет 15 мм. Ячейка соединена с расширительным баком (на рис. 4.9 не показан). Цилиндр и расширительный бак полностью изолированы минеральной ватой (усредненная толщина ваты – 30 мм). В экспериментах общие потери тепла через изоляцию не превышали 13% от мощности нагревателя. Ячейка размещена на

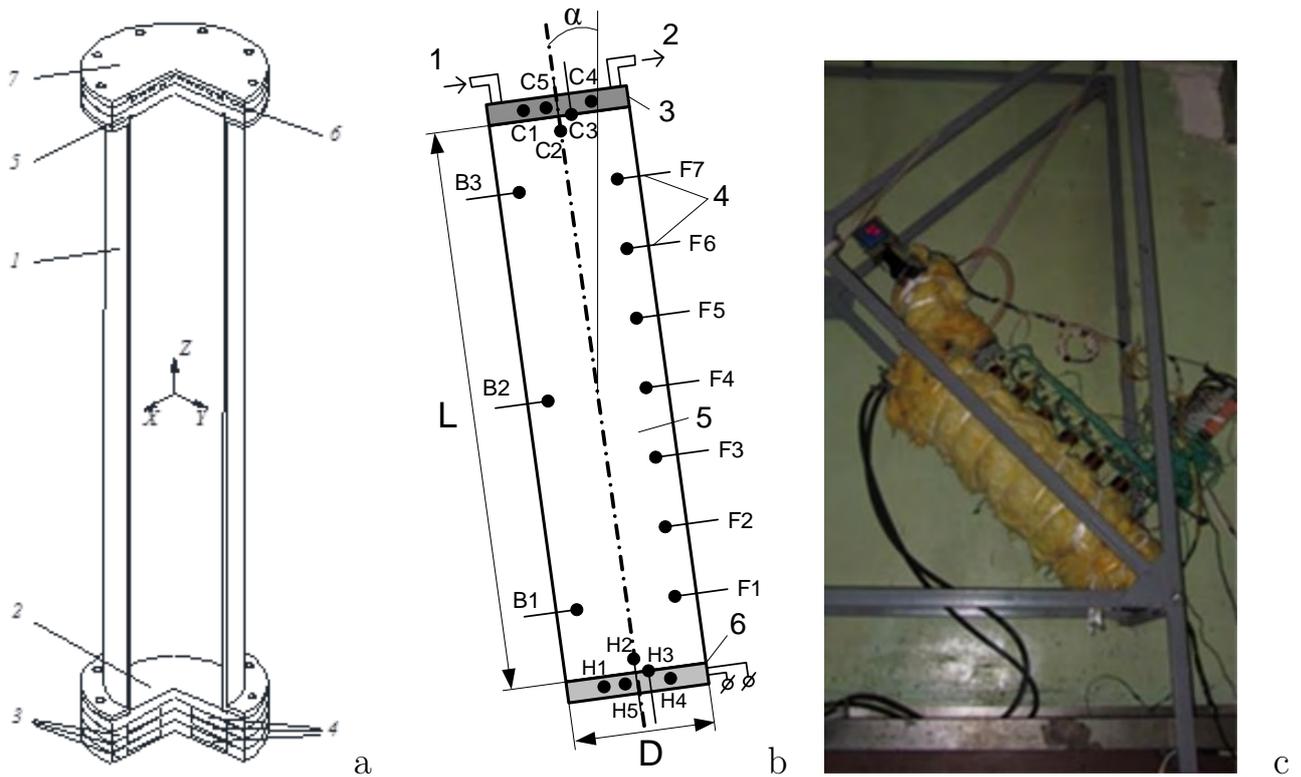


Рис. 4.9. Схемы (а,б) и фото (с) экспериментальной установки.

раме. Рама этой установки позволяет установить ячейку под тремя заданными углами.

Для измерения температуры используются хромель-алюмелевые термопары с изолированным спаем диаметром 1 мм. Максимальная частота дискретизации для термопар составляет 75 Гц. Расположение термопар показано на рисунке 4.9,б. Десять термопар размещены в натриевой трубке через стенку (1): термопары F1–F7 расположены вдоль оси цилиндра на расстоянии 17 мм от стенки, на одинаковом расстоянии 119 мм от каждой; термопары B1, B2 и B3 расположены симметрично относительно F1, F4 и F7 соответственно. Три термопары H1, H4 и H5 расположены во внутренней медной пластине (2), термопара H2 находится в натриевой части на оси цилиндра на расстоянии 4 мм от пластины. Две термопары, C4 и C5, установлены внутри другой внутренней медной пластины (5), термопара C2 расположена в натрии на расстоянии 7 мм от пластины. Термопары F1-F7 также используются для измерения средней

составляющей осевой скорости в области между соседними термопарами. Эта скорость оценивается по положению максимума кросс-корреляционной функции, рассчитанной для каждой пары сигналов от соседних термопар [21].

4.2.4. Экспериментальная установка с ячейкой $\Gamma = 20$

В третьей серии экспериментов исследуется конвекция натрия в цилиндрической ячейке (1) (рис. 4.10) длиной $L = 1980$ мм и диаметром $D = 96$ мм из нержавеющей стали (толщина стенки 8 мм) [22, 231]. На торцах ячейки установлены медные теплообменники (на одном конце электронагреватель, на другом – охладитель). Медные пластины (2 и 3) толщиной 15 мм находятся в контакте с натрием. Охладитель состоит из медной пластины с вкрученными в нее 474 медными стержнями длиной 200 мм и диаметром 5 мм. Эти стержни помещены в коробку и обдуваются воздухом с контролируемым расходом. В полости установлен расширительный бак (не показан на рис. 4.10). Цилиндр и расширительный бак полностью изолированы минеральной ватой и алюминиевой фольгой (средняя толщина ваты составляет 30 мм). Цилиндр размещен на поворотной раме, на которой он может быть установлен под заданным углом. В наклонном и вертикальном положениях нагреватель находится под теплообменником, т.е. мы рассматриваем случай нагрева снизу [22].

Для измерения температуры используются хромель-алюмелевые термопары с изолированным спаем диаметром 1 мм. Максимальная частота дискретизации для каждой термопары составляет 75 Гц. Расположение и названия 22 термопар (4), размещенных в натрии через стенку трубы, показаны на рис. 4.10. Термопары F1–F14 расположены вдоль оси цилиндра на расстоянии 10 мм от стенки таким образом, чтобы термопары с четным номером, а также нечетные термопары были расположены равноудаленно друг от друга. Термопары в линии F1–F14 также используются для измерения средней составляющей осевой скорости в области между соседними термопарами. Эта скорость оценивается по положению максимума кросс-корреляционной функции, рассчитанной для каждой пары

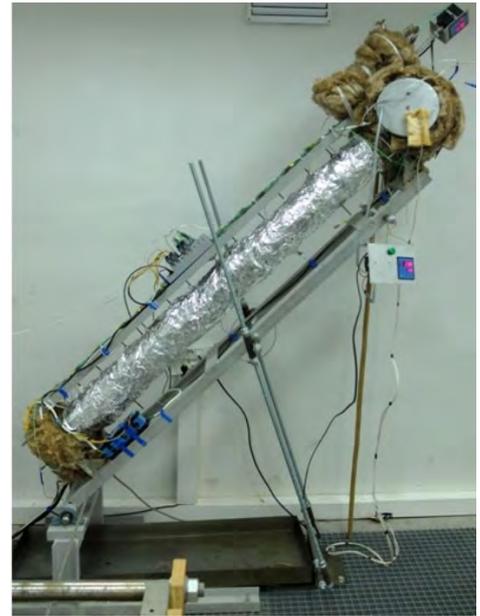
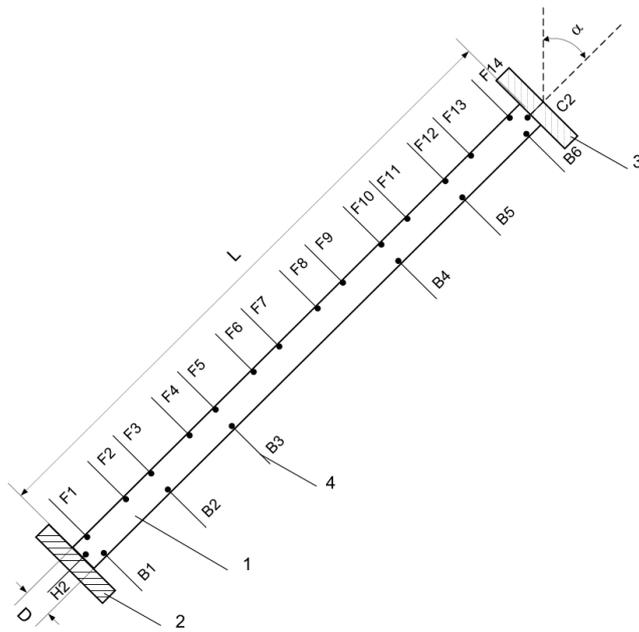


Рис. 4.10. Схема и фото экспериментальной установки.

сигналов от соседних термопар. Термопары В1–В6 расположены симметрично относительно F1, F3, F5, F10, F12 и F14 соответственно [22].

4.3. Эволюция крупномасштабной циркуляции в короткой ячейке

4.3.1. Структура течения и поля температуры

Измерения показали [19], что уровень пульсаций температуры был достаточно высоким в ходе всех замеров. Пики корреляционных функций были острые, максимум корреляционной функции при определении аксиальной скорости лежал в диапазоне 0.82-0.95. Это позволяло определять скорость с погрешностью, не превышающую 10%. При этом средняя азимутальная компонента скорости во всем объеме ячейки была крайне слабой, если вообще существовала. Вследствие того, что ожидалось появление одновихревой крупномасштабной циркуляции уже при небольших наклонах ячейки, наибольшие значения скорости предполагалось обнаружить в вертикальном сечении на линейках термопар А и Е. Для

оценки средней интенсивности крупномасштабной циркуляции определялось среднее значение скорости V_{LSC} , получаемое путем осреднения значений скорости между парами термопар: А1–А2, А2–А3, А3–А4, А4–А5, Е5–Е4, Е4–Е3, Е3–Е2, Е2–Е1. Оказалось, что среднее значение скорости слабо зависит от угла наклона конвективной ячейки (рис. 4.11). Вид полученной зависимости $V_{LSC}(\beta)$ близок к зависимости $Re(\beta)$, полученной в работе [214] с помощью DNS для той же геометрии, но при значении чисел Рэлея $Ra = 10^6$ и Прантля $Pr = 0.1$. При этом в статье число Re было определено как среднеквадратичное отклонение скорости, осредненное по всей ячейке.

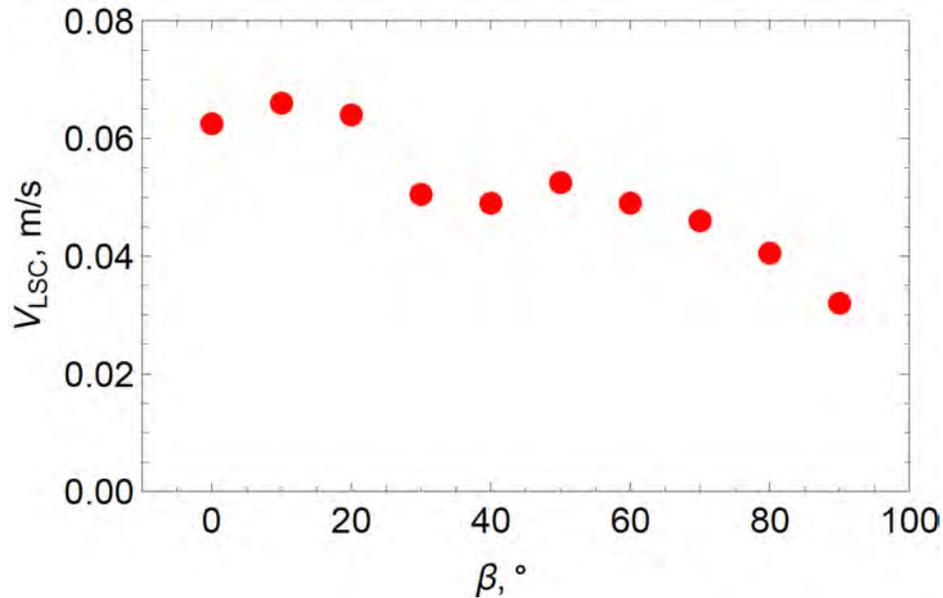


Рис. 4.11. Зависимость средней аксиальной скорости, измеренной вдоль линеек А и Е, от угла наклона ячейки

Интенсивность пульсаций, которая характеризует процесс турбулентности, может быть оценена по стандартному отклонению температуры. На рисунке 4.12 показана зависимость среднеквадратичного отклонения температуры от угла наклона ячейки, приведенная для двух избранных термопар: А3, которая расположена в вертикальной плоскости и характеризует основной поток, и С3, которая имеет ту же аксиальную координату, но расположена на горизонтальной плоскости. Также приведены значения, полученные путем осреднения по всем термопарам. График показывает, что с ростом угла наклона интенсивность

пульсаций температуры падает. Это в целом согласуется с результатами, полученными при изучении турбулентной конвекции в коротком [214, 232] и длинном [233] цилиндрах. Графики позволяют выделить несколько режимов. При малых углах наклона $\beta < 30^\circ$ во всей ячейке присутствуют сильные пульсации, хотя пульсации в среднем сечении резко снижаются (А3 и С3). При $30^\circ \lesssim \beta \lesssim 60^\circ$ колебания в целом умеренные, уменьшающиеся с наклоном, но их поведение сильно зависит от их положения. На оси крупномасштабного вихря флуктуации практически исчезают (термопара С3), а в основном потоке имеют локальный максимум при $\beta \approx 30^\circ - 40^\circ$. При переходе от первого режима ко второму происходит резкое падение уровня колебаний. Наконец, при $\beta > 60^\circ$ во всей ячейке наблюдаются слабые колебания, почти не зависящие от наклона (на термопаре С3 колебания даже усиливаются) [19].

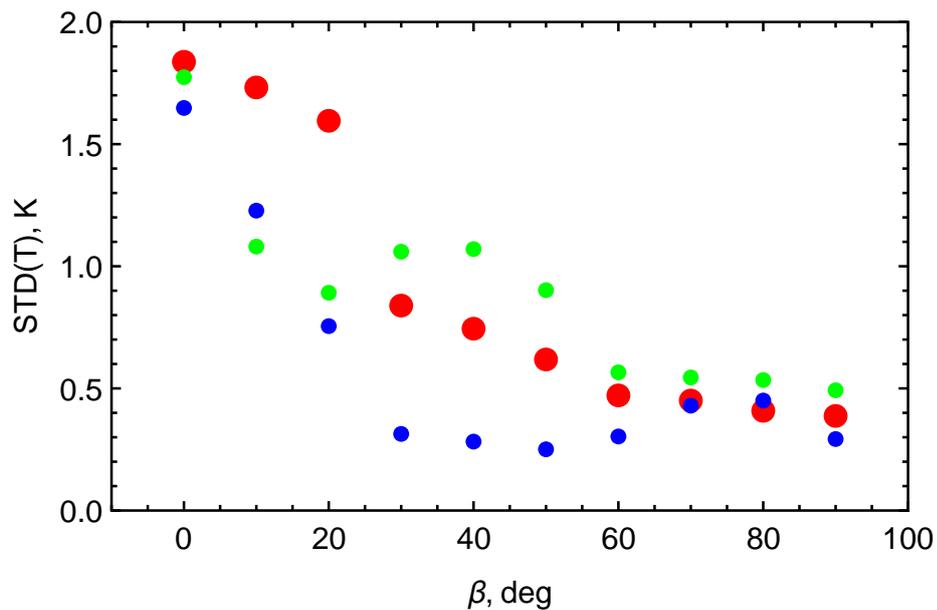


Рис. 4.12. Зависимость стандартного отклонения температуры от угла наклона ячейки, приведенная для следующих термопар: осреднение по всем термопарам ячейки (красные точки), термопара А3 (зеленые), термопара С3 (синие)

Среднеквадратичные значения флуктуации для двух конкретных термопар А3 и С3 показаны на рисунке 4.12. Эти термопары были выбраны потому, что одна из них (А3) находится в основном потоке, а другая (С3) – в спокойной зоне, поэтому ожидалось сильно отличающееся поведение флуктуаций. Действительно,

при умеренном наклоне их поведение различается: сигнал с термопары АЗ демонстрирует сильные флуктуации с локальным максимумом при $\beta = 40^\circ$, в то время как термопара СЗ демонстрирует минимальные флуктуации при $30^\circ \lesssim \beta \lesssim 60^\circ$. Однако поведение флуктуаций при малом угле наклона оказалось неожиданным: флуктуации на обоих термопарах быстро уменьшаются с ростом β , хотя среднеквадратичное значение флуктуаций температуры, усредненное по всем 28 термопарам, остается большим при $\beta < 30^\circ$. Это означает, что флуктуации локализованы в других областях ячейки. При больших углах β флуктуации сосредоточены в плоскости основного потока (линии А и Е) [19].

4.3.2. Осцилляции крупномасштабной циркуляции по азимуту

Для анализа азимутального поведения вихря КМЦ использовались три сечения с термопарами: верхнее сечение включает восемь термопар А1–Н1, среднее – восемь термопар АЗ–НЗ и нижнее – восемь термопар А5–Н5. Поскольку вихрь КМЦ переносил теплую (либо холодную) жидкость от нагретой (либо охлажденной) пластины вдоль боковой стенки, эти термопары определяли местоположение потока вихря КМЦ от (или к) нагретой пластине, указывая на относительно высокую (либо низкую) температуру [19]. В каждом сечении температура, полученная термопарами T , определяется по формуле

$$T = \bar{T} + \delta \cos(\theta - \theta_0).$$

Это делается для получения ориентации оси вихря КМЦ θ_0 и половины горизонтальной разности температур δ , которая характеризует амплитуду азимутальной температурной моды $m = 1$. В конвекции Рэлея-Бенара эта амплитуда δ является прямым индикатором вихря КМЦ, но в наклонной ячейке она характеризует и вертикальную температурную стратификацию. Восьмиточечный метод обнаружения вихря КМЦ широко использовался в экспериментах по конвекции Рэлея-Бенара с цилиндрическими [215, 234, 235] и кубическими [236] ячейками.

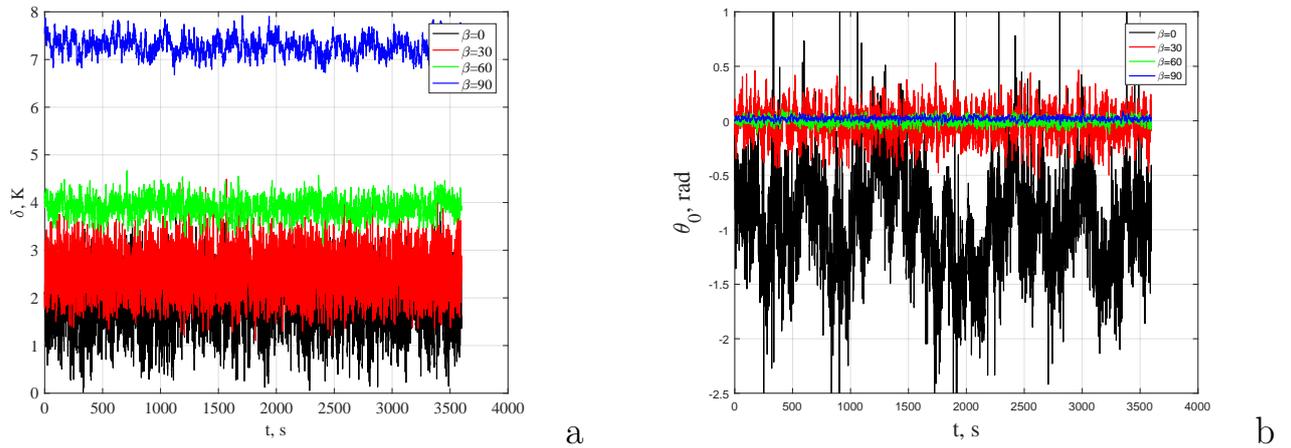


Рис. 4.13. Типичные эволюции амплитуды δ (а) и ориентации θ_0 (б) вихря КМЦ, измеренные в центральном сечении (термопары АЗ–НЗ).

Типичные временные ряды амплитуды δ и ориентации θ_0 , измеренные в центральном сечении (термопары АЗ–НЗ), показаны на рисунке 4.13. Амплитуда осцилляции вихря КМЦ максимальна при горизонтальном положении цилиндра ($\beta = 90^\circ$) и минимальна при вертикальном положении цилиндра ($\beta = 0^\circ$), при этом флуктуации в последнем случае более интенсивны. В наклонной ячейке ориентация вихря КМЦ притягивается направлением наклона $\theta = 0$ и сильно колеблется при вертикальном положении цилиндра. В данном случае заданной ориентации не существует, но вихрь КМЦ колеблется вокруг некоторого направления. Замеры показали, что эта ориентация остается квазистабильной в течение 7-часового эксперимента. Эта тенденция для КМЦ в заполненных водой коротких цилиндрах ($L = D$ и $L = D/2$) к квазистабильной ориентации была обнаружена и изучена в работе [237].

Определена зависимость амплитуды δ от угла наклона β (рис. 4.14). Для $\beta = 0$ среднее значение δ хорошо согласуется с малоразмерной моделью динамики вихря КМЦ при конвекции Рэлея-Бенара в работе [238]. Эта модель дает оценку $\langle \delta \rangle$ в виде

$$\langle \delta \rangle \approx 18\pi \text{Pr} \text{Re}^{3/2} \text{Ra}^{-1} \Theta. \quad (4.3)$$

Для параметров эксперимента формула (4.3) дает оценку $\langle \delta \rangle \approx 2.4 \text{ K}$, что соответствует усредненному значению δ , измеренному в трех горизонтальных

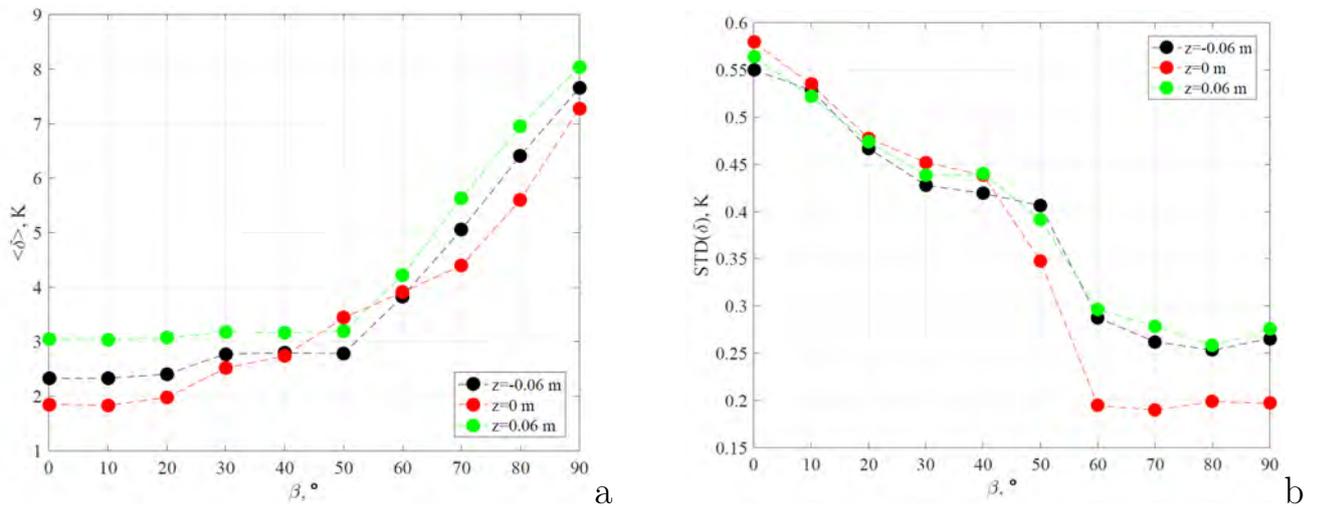


Рис. 4.14. Зависимости среднего значения (а) и среднеквадратичного отклонения (б) амплитуды δ от величины угла наклона ячейки β .

сечениях. Рисунок 4.14а демонстрирует слабую зависимость $\delta(\beta)$ при умеренном наклоне (особенно в центральном сечении) и сильный рост δ с увеличением наклона при $\beta \geq 60^\circ$. Это увеличение δ при высоких β обеспечивается сильной температурной стратификацией, так как интенсивность вихря КМЦ уменьшается с ростом β (см. рис. 4.11). Интенсивность флуктуаций амплитуды максимальна при $\beta = 0^\circ$, затем она монотонно уменьшается с ростом наклона до $\beta = 60^\circ$ и становится минимальной при $\beta \geq 60^\circ$ (см. стандартное отклонение δ , также показанное на рисунке 4.14) [19].

Колебания вихря КМЦ при конвекции Рэлея-Бенара в цилиндрах с единичным отношением сторон были изучены в многочисленных работах [234, 239, 240]. В основном эти исследования проводились для жидкостей с гораздо большим числом Прандтля, но подобные колебания при конвекции жидкого металла также наблюдались [215] и были ожидаемы.

Неожиданная особенность результатов эксперимента касается роли этих колебаний в сильно наклоненном цилиндре. На рисунке 4.15 представлена зависимость угла ориентации θ_0 от угла наклона β . Она показывает, что флуктуации угла ориентации остаются довольно сильными до $\beta = 20^\circ$, уменьшаясь в 4 раза при следующем положении наклона ($\beta = 30^\circ$). Колебания течения КМЦ

проиллюстрированы на рисунке 4.16, где показаны спектральная плотность мощности амплитуды δ и ориентации θ_0 для моды $m = 1$, измеренные в первом сечении (сечение 1, т.е. термопары А1–Н1) [19].

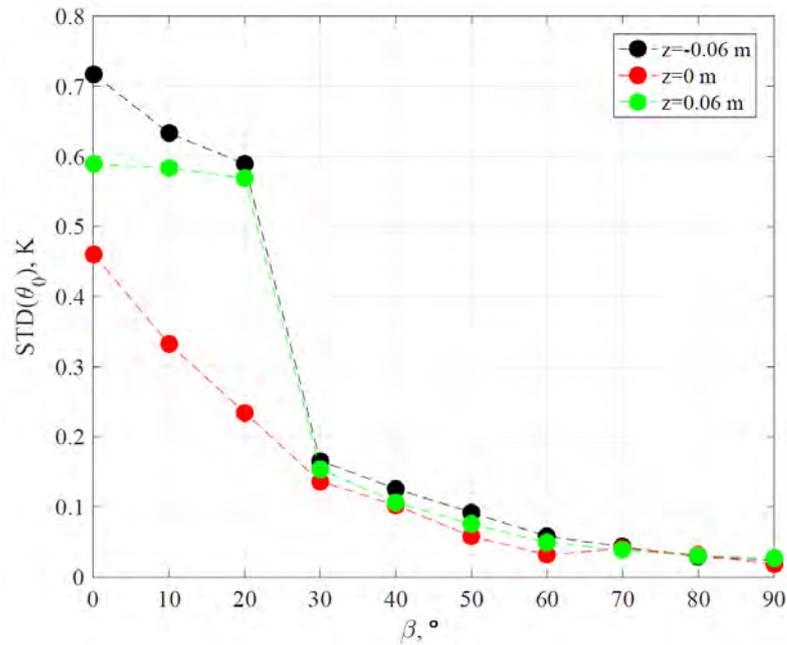


Рис. 4.15. Зависимость стандартного отклонения угла ориентации θ_0 азимутальной моды $m = 1$ в трех сечениях цилиндра от угла наклона β .

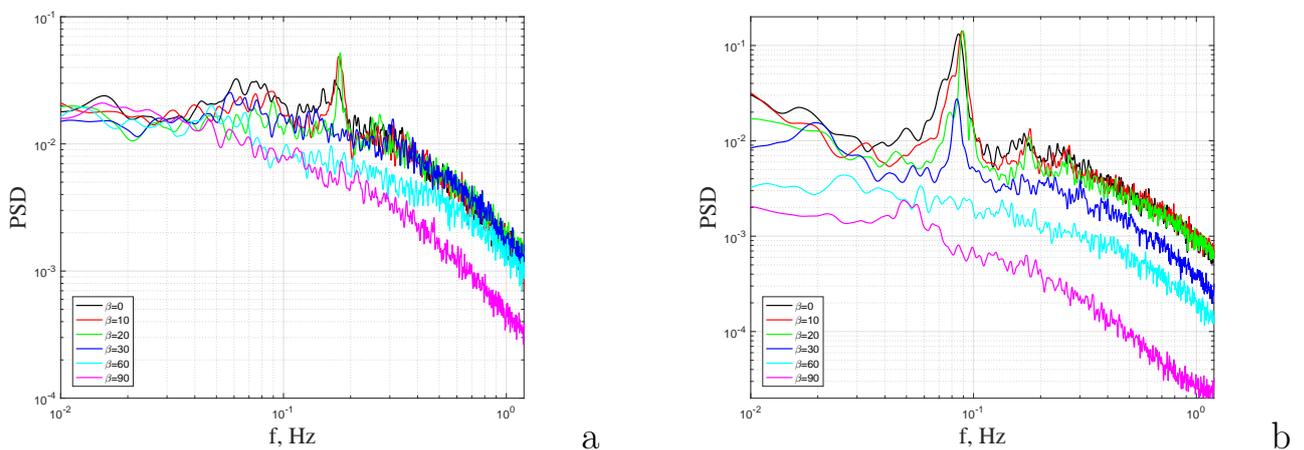


Рис. 4.16. Спектральная плотность мощности амплитуды δ (а) и ориентации θ_0 (б) вихря КМЦ для некоторых углов наклона β . Измерения выполнены в сечении 1 (термопары А1–Н1).

Анализ низкочастотной части спектров ($f < 0.05$ Гц) показывает, что спектры амплитуды КМЦ плоские и одинаковые для любого угла наклона. Их интенсивность снижается с уменьшением угла наклона. На рисунке 4.14б

показано, что стандартное отклонение амплитуды δ уменьшается в 2 раза. В отличие от спектров амплитуды, низкочастотная часть спектра угла ориентации θ_0 сильно зависит от угла наклона ячейки. Спектральная плотность на частоте $f \approx 0.01$ Гц при $\beta = 0$ примерно в десять раз больше, чем при $\beta = 90^\circ$. Все спектральные кривые можно разделить на три группы: спектры для $\beta \leq 20^\circ$ имеют высокую энергию на самой низкой частоте, спектры для $\beta \geq 70^\circ$ демонстрируют очень слабую энергию на самой низкой частоте, а спектры для $30 \leq \beta \leq 60^\circ$ демонстрируют низкочастотную энергию, убывающую с наклоном [19].

Получено, что в спектрах существует доминирующая частота при $\beta \leq 40^\circ$. Угол ориентации осциллирует с частотой $f_p \approx 0.085$ Гц, а амплитуда осциллирует с двойной частотой $f \approx 0.17$ Гц. Осцилляции намного сильнее для угла ориентации, чем для амплитуды. Частота f_p не определяется углом наклона даже для $\beta = 30^\circ$, где скорость КМЦ сильно уменьшается по сравнению с потоками при $\beta \leq 20^\circ$ (см. рис. 4.11). Чтобы лучше проиллюстрировать характер колебаний при различных наклонах, были определены вейвлет-спектрограммы угла ориентации θ_0 при $\beta = \{0, 10, 20, 30, 40\}^\circ$ (рис. 4.17). Все спектрограммы имеют одинаковый серый масштаб и показывают, что колебания имеют примерно равную интенсивность при $\beta = 0, 10$ и 20° , но наиболее устойчивы при $\beta = 20^\circ$ (самая узкая и прямая полоса на спектрограмме). Колебания слабые и сильно прерывистые при $\beta = 30^\circ$, а при $\beta = 40^\circ$ они почти исчезают [19].

На рисунке 4.15 заметно, что при $\beta < 30^\circ$ азимутальные флуктуации вблизи торцов значительно сильнее и меньше зависят от наклона, чем азимутальные флуктуации в центральном сечении. Анализ кросс-корреляций угла ориентации в разных сечениях выявил сильную антикорреляцию флуктуаций в сечениях 1 и 5, что указывает на торсионный характер периодических колебаний вихря КМЦ с частотой f_p . На рисунке 4.18 показано, что корреляция составляет около 0.9 со сдвигом фазы на половину периода при $\beta < 30^\circ$. При $\beta = 30^\circ$ колебания

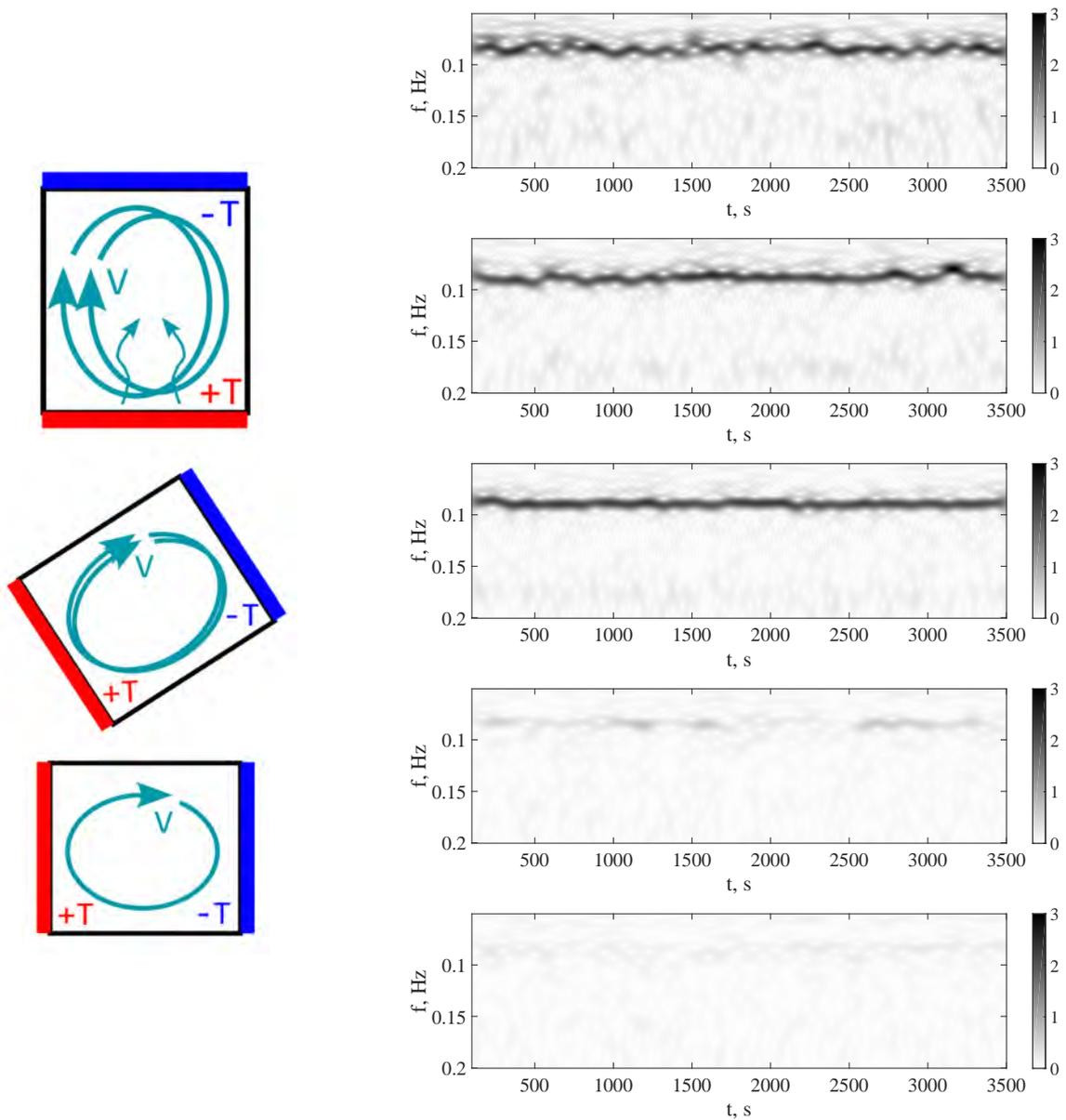


Рис. 4.17. Слева – схемы КМЦ при разных углах наклона ячейки; справа – вейвлет-спектрограммы ориентации θ_0 вихря КМЦ для углов наклона $\beta = (0, 10, 20, 30, 40)$. Измерения выполнены в сечении 1 (термопары А1–Н1).

становятся прерывистыми и проявляются примерно в течение половины времени замера (см. вейвлет-спектрограмму на рисунке 4.17). Затем корреляция уменьшается примерно до 0.5 и исчезает при больших наклонах [19].

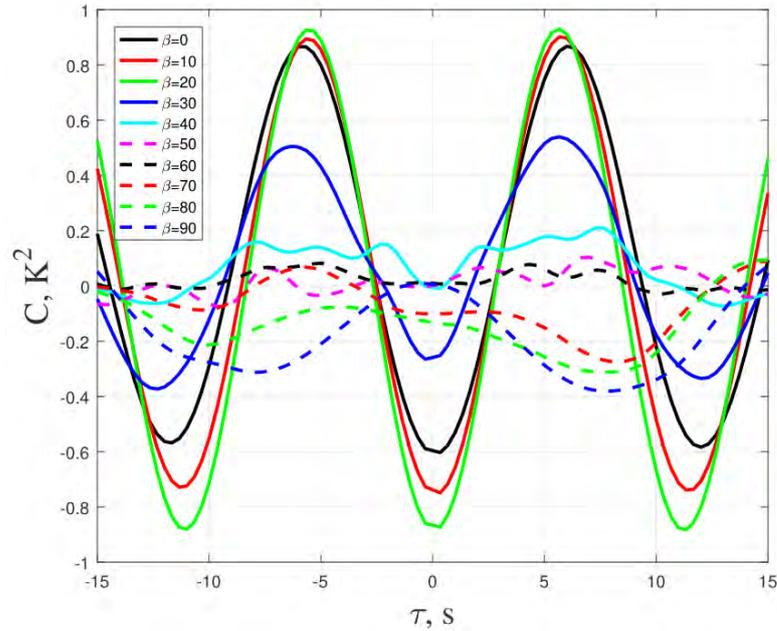


Рис. 4.18. Кросс-корреляционная функция для углов ориентации θ_0 , измеренных термопарами в сечениях 1 и 5.

4.4. Конвекция и теплообмен в ячейках разной длины

4.4.1. Теплообмен в цилиндрической ячейке $\Gamma = L/D = 1$

Общий тепловой поток характеризуется числом Нуссельта, которое определяется для данной задачи как

$$\text{Nu} = \frac{L(Q - Q_{loss})}{\lambda S \Theta},$$

где $S = \pi D^2/4$ – площадь торцевой поверхности, Q – мощность, затраченная на нагрев для заданных значений параметров Ra и β , λ – теплопроводность натрия. Основной особенностью формулы является Q_{loss} – мощность, которая необходима для поддержания в нагревателе и в охладителе одинаковой средней температуры жидкого натрия.

Для конвекции Рэля-Бенара ($\beta = 0$) было получено значение $\text{Nu} = 6.3$ [19], которое можно сравнить с известными экспериментальными и численными результатами. Большинство экспериментов проводилось с ртутью [208, 215, 241, 242], давая для диапазона $10^6 \lesssim \text{Ra} \lesssim 10^8$ согласованные результаты в виде $\text{Nu} = a \text{Ra}^b$ с $a = 0.15 \pm 0.01$ и $b = 0.26 \pm 0.01$, что подтверждается

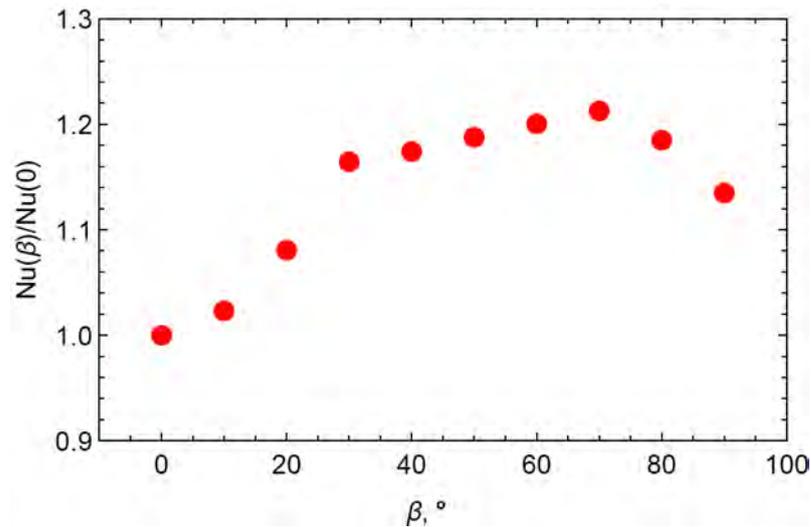


Рис. 4.19. Зависимость нормализованного числа Нуссельта от угла наклона ячейки.

численными исследованиями [224]. Уменьшение числа Прандтля приводит к уменьшению a . Единственный эксперимент с натрием был проведен в ячейке с большим отношением сторон ($D = 4.5L$) при средней температуре $T \approx 570\text{K}$ ($\text{Pr} \approx 0.58$) для $\text{Ra} \leq 5 \times 10^6$ [209] и дал $a = 0.115$, но экспериментальные точки при самых высоких числах Рэлея были рассеяны и экстраполяция на более высокие Ra не была очевидной. Численное моделирование для $L = D$, $\text{Pr} = 0.005$ и трех чисел $\text{Ra} = 3 \times 10^5$, 10^6 и 2.38×10^6 предполагает, что $a = 0.11$ [224]. Для более общей точки отсчета использовано единое масштабирование, представленное в [243], которое обобщило имеющиеся экспериментальные и численные результаты. Значение, полученное в представленном исследовании, примерно на 8% ниже этого соответствия. В описываемом исследовании рассматривается зависимость числа Нуссельта от наклона, поэтому ниже приводится только число Нуссельта $\text{Nu}(\beta)/\text{Nu}(0)$, которое нормировано на его значение при вертикальном положении ячейки.

Число Нуссельта минимально при РБК ($\beta = 0^\circ$) и показывает плавный рост с ростом угла наклона (рис. 4.19). Оно достигает максимума при углах $\beta \approx 70^\circ$ и падает с дальнейшим увеличением угла. Такое поведение очень похоже на то, что наблюдалось при численном моделировании конвекции в наклонных цилиндрах с $L = D$, но при более высоком числе Прандтля $\text{Pr} = 0.1$ [214]. Более

того, наибольшее значение нормированного числа Нуссельта $Nu(\beta)/Nu(0)$, полученное в этих расчетах с помощью прямого численного моделирования, практически совпадает с величиной, наблюдаемой в представленном натриевом эксперименте [19].

На кривой $Nu(\beta)$ наблюдается особенность при угле наклона $\beta \approx 30^\circ$ (рис. 4.19). Такой наклон соответствует значительной реорганизации потока, характеризующейся резким уменьшением азимутальных флуктуаций вихря КМЦ. Эта реорганизация уменьшает флуктуации температуры во всей ячейке (рис. 4.12) и совпадает с уменьшением средней скорости вдоль линий А и Е термопар (рис. 4.11). Вторая реорганизация потока возникает при $\beta \approx 60^\circ$. При этом амплитуда колебания вихря КМЦ начинает увеличиваться, а ее флуктуации исчезают, что приводит к уменьшению флуктуаций температуры. Этот наклон соответствует максимуму на кривой $Nu(\beta)$, и дальнейший наклон приводит к уменьшению общего теплового потока. Рисунок 4.20 показывает зависимость эффективности аксиального теплопереноса (числа Нуссельта) и интенсивности вихря КМЦ (числа Рейнольдса) от угла наклона ячейки [20] с результатами расчетов, выполненными Шишкиной и Цвирнером (DNS) и Теймуразовым (LES). На графиках все значения нормированы на значение числа Нуссельта для РБК ($\beta = 0^\circ$).

На рисунке 4.21 показаны результаты экспериментальных исследований зависимости числа Нуссельта от величины числа Релея [20], а также их сопоставление с данными, полученными в численных исследованиях. Показано, что все данные дают близкую степенную зависимость, хотя абсолютные значения безразмерного теплопотока в эксперименте систематически ниже, чем в расчетах. В расчетах используются идеальные граничные условия первого рода (постоянная температура), а в эксперименте небольшие отклонения неизбежны. Также в эксперименте не было возможности измерить точную температуру жидкого металла у поверхности теплообменника, а измеряемая температура самих

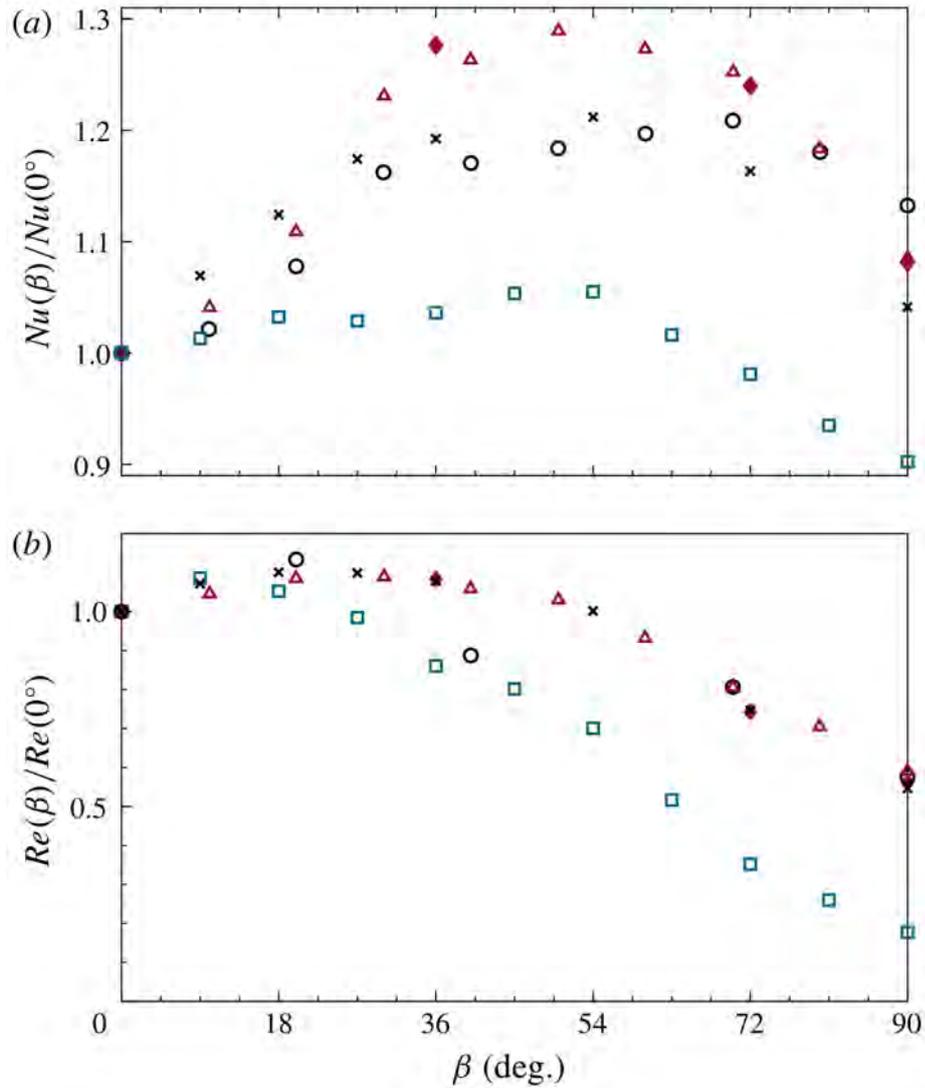


Рис. 4.20. Зависимость нормированного числа Нуссельта (а) и числа Рейнольдса (б) от значения угла наклона цилиндра. $Ra = 1.7 \cdot 10^7$, $Pr = 0.009$: кружки – эксперимент, ромбы – DNS, треугольники – LES. Для сравнения показаны результаты DNS расчетов для случая $Ra = 10^9$, $Pr = 1$ (квадраты) и $Ra = 1.5 \cdot 10^7$, $Pr = 0.09$ (кресты).

пластин (на поверхности которых всегда есть некая окисная пленка) приводит к завышению числа Релея.

4.4.2. Теплообмен в цилиндрической ячейке $\Gamma = L/D = 5$

В экспериментальных исследованиях, проведенных в длинной ячейке $\Gamma = 5$ [21, 23], при заданных температуре нагревателя T_h и расходе теплоносителя достигается устойчивый режим конвекции для измерений (характерное время

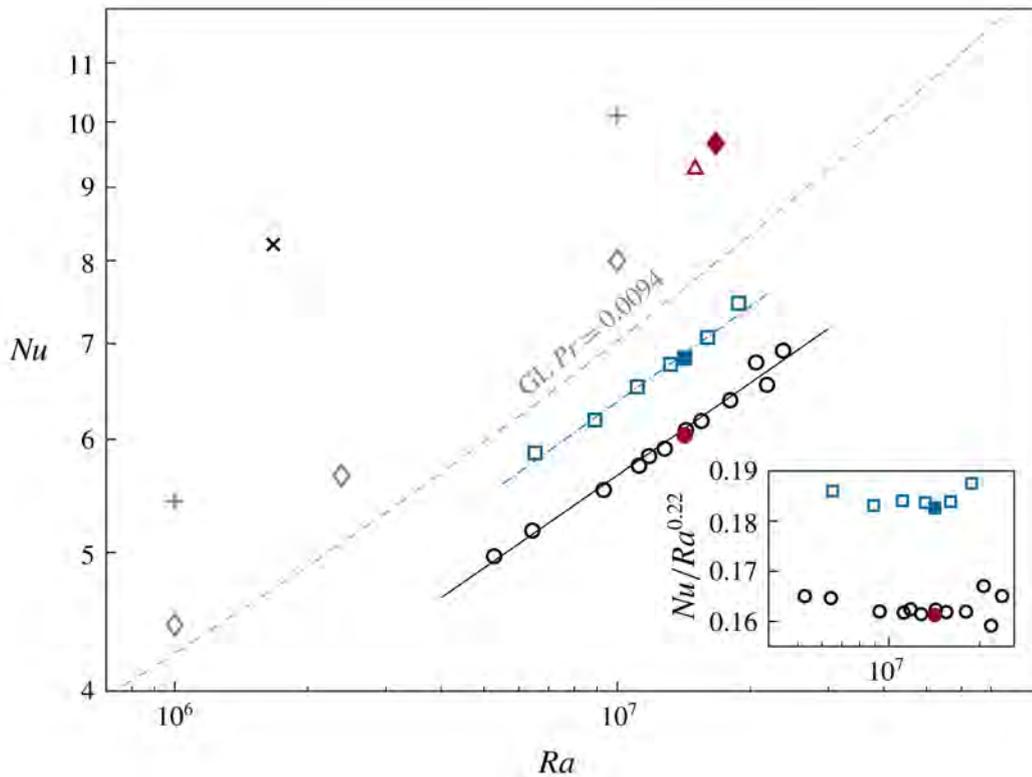


Рис. 4.21. Зависимость нормированного числа Нуссельта от числа Рэлея: кружки – эксперимент $\beta = 0^\circ$, $Nu \sim 0.177 Ra^{0.215}$, квадраты – эксперимент $\beta = 90^\circ$, $Nu \sim 0.178 Ra^{0.222}$; ромбы и крестик – DNS [244], треугольник – LES [20], плюсы – DNS [20]; пунктир – теоретический результат, основанный на теории Гроссмана-Лозе [196, 243]

составляет 2 часа). Используется два числа Рэлея $Ra_L = g\beta\Delta TL^3/(\nu\chi)$, которое равно Ra_H в случае конвекции Рэлея-Бенара и $Ra_D = g\beta\Delta TD^3/(\nu\chi)$. В экспериментах их значения лежат в диапазоне $2 \cdot 10^6 < Ra_D < 10^7$ и $2.6 \cdot 10^8 < Ra_L < 1.3 \cdot 10^9$.

В данной установке применялись толстые медные пластины на границах. Невозможность определения температуры пластин является одной из причин, по которой ΔT принимается за разницу температур между термopарами H2 и C2. Число Нуссельта

$$Nu = (Q - Q_{loss})H/\lambda\Delta T,$$

здесь Q – потребляемая мощность нагрева, Q_{loss} – мощность поддержания той же температуры натрия при отключении охлаждения, число Грасгофа и Рейнольдса

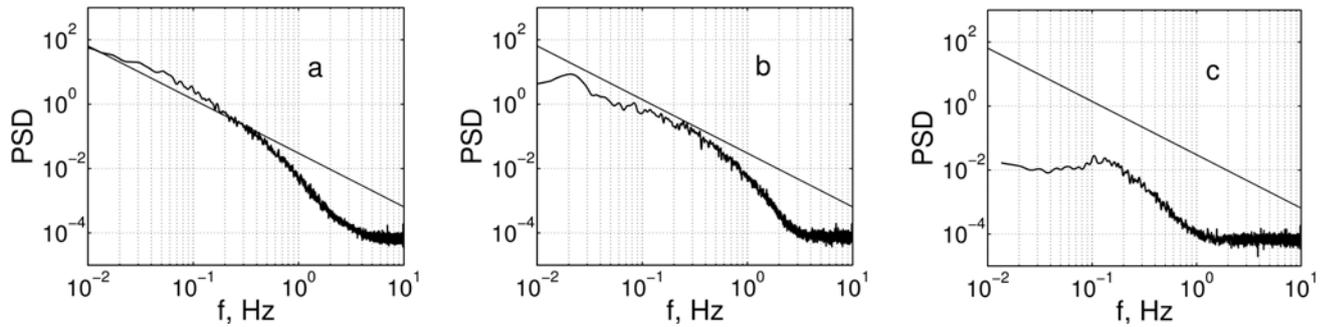


Рис. 4.22. Спектр флуктуаций температуры для термопары F4: вертикаль (а), наклон 45° (b), наклон 90° относительно вертикали (с) Спектры показаны для $Ra_D = 5 \cdot 10^6$. Прямая линия показывает наклон « $-5/3$ ».

определялись по формулам

$$Gr_D = Ra_D / Pr = g\beta\Delta TD^3/\nu^2, \quad Re = VD/\nu,$$

где V – средняя скорость КМЦ [21].

Эксперименты показали [21, 23], что интенсивность пульсаций температуры в натрии была сравнительно слабой. Значения среднеквадратичного отклонения в среднем сечении составляют $1.6 - 2.6^\circ\text{C}$ для вертикального цилиндра, $0.4 - 0.9^\circ\text{C}$ для цилиндра, наклоненного под углом 45° , и всего $0.1 - 0.2^\circ\text{C}$ для горизонтального цилиндра. Наиболее развитая турбулентность наблюдается в вертикальном канале, для которого спектр включает ярко выраженный диапазон с наклоном, близким к « $-5/3$ » (рис.4.22а). Анализ кросс-корреляционных функций для флуктуаций температуры на соседних термопарах указывает на отсутствие устойчивой крупномасштабной циркуляции в цилиндре – кросс-корреляционная функция имеет рассеянный максимум вблизи нуля.

Для исключения влияния малых отклонений от вертикали исследовалась конвекция в цилиндре, наклоненном на 2 градуса. Полученные результаты показывают, что такой слабый наклон практически не изменяет характеристики турбулентных пульсаций, не приводит к формированию крупномасштабной циркуляции и не влияет на интегральные характеристики конвективного потока. Наклон цилиндра в 45 градусов существенно уменьшает пульсации температуры

– среднеквадратичное отклонение для пульсаций при том же числе Рэлея уменьшается вдвое. Наклон спектра прослеживается и в спектральной плотности флуктуаций температуры (рис.4.22b), хотя в низкочастотной части спектра наблюдается ослабление пульсаций. Для рассматриваемых конвективных режимов средняя скорость, оцененная с помощью кросс-корреляционного анализа, вблизи термопары F4 составляет 4 – 6 см/сек. Горизонтальное положение цилиндра качественно меняет характер колебаний температуры. Среднеквадратичное отклонение для пульсаций в горизонтальном цилиндре на порядок ниже, чем в вертикальном. В спектре отсутствуют следы развитой турбулентности (рис. 4.22c). В то же время кросс-корреляционные функции указывают на устойчивую циркуляцию, скорость которой примерно вдвое меньше, чем в наклонном цилиндре [21, 23].

На рисунке 4.23 показаны зависимости значений чисел Нуссельта от значений чисел Рэлея для всех изученных режимов. Видно, что наиболее эффективный теплообмен происходит в наклонном цилиндре. Видно, что числа Нуссельта для горизонтального цилиндра занимают промежуточное положение. Таким образом, в процессе теплообмена в ячейке КМЦ играет более важную роль, чем турбулентность. Среднее течение в горизонтальной ячейке приводит к интенсивному теплообмену при незначительной турбулизации потока (при $Ra_D = 5.2 \cdot 10^6$ значение $Nu = 40$). Зависимость $Nu(Ra)$ для горизонтальной и вертикальной ячеек похожа. Для вертикальной ячейки $Nu \sim Ra^{0.4}$. У горизонтальной ячейки $Nu \sim Ra^{0.43}$. Следовательно, зависимость лежит между выражением $Nu \sim Ra_H^{1/5} Pr^{1/5}$ и выражением $Nu \sim Ra_H^{1/2} Pr^{1/2}$. В случае наклонной ячейки значение экспоненты больше (около 0.54).

Число Прандтля изменялось в экспериментах для разных режимов, следовательно, важно получить зависимость числа Нуссельта от произведения безразмерных чисел Прандтля и Рэлея, т.к. законы $Nu \sim Ra_H^{1/5} Pr^{1/5}$ и $Nu \sim Ra_H^{1/2} Pr^{1/2}$ включают равные экспоненты γ и κ . Результаты показаны на рис. 4.24. Наклоны прямой видны для всех положений. Везде наклон растет. У вертикальной

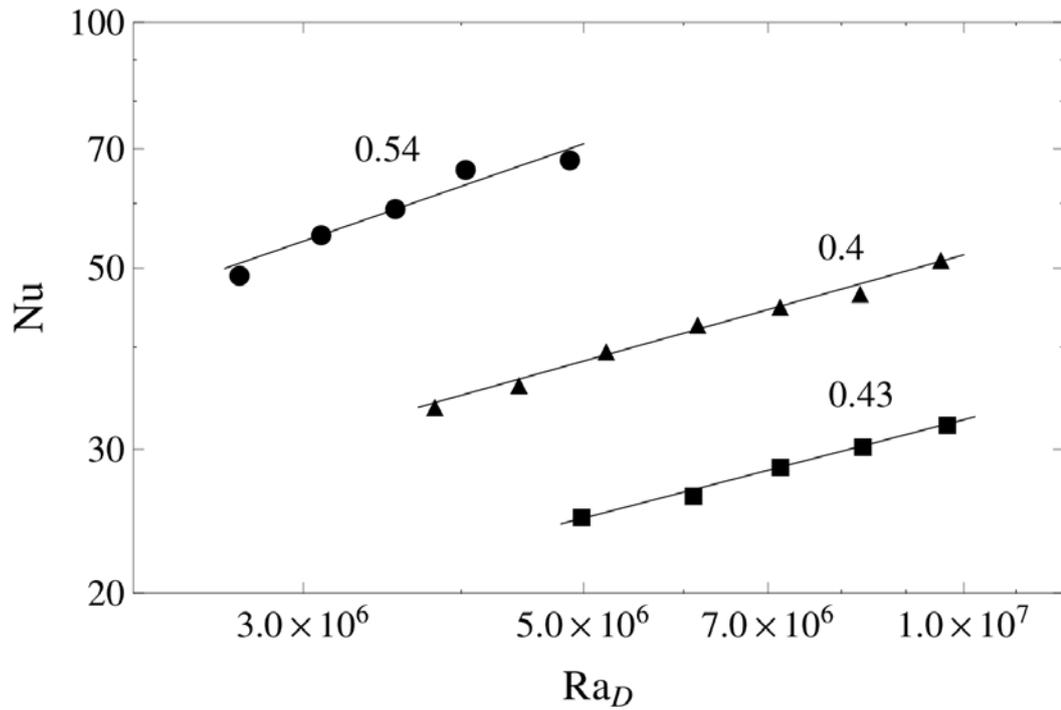


Рис. 4.23. Зависимость чисел Нуссельта от Рэлея для вертикального (квадраты), наклонного (треугольники) и горизонтального (кружки) положения. Цифрами показана степень, характеризующую наклон.

ячейки он $Nu \sim (Ra Pr)^{0.6}$, у наклонной $Nu \sim (Ra Pr)^{0.84}$, у горизонтальной $Nu \sim (Ra Pr)^{0.73}$.

Рассмотрим зависимость числа Рейнольдса $Re = VD/\nu$, которое определяется через характерную скорость V КМЦ, от числа Грасгофа. За характерную скорость принимаем среднее значение аксиальной скорости, рассчитанное по кросс-корреляционным функциям у пар термопар (F3, F4) и (F4, F5). Согласно значениям средней скорости в горизонтальном и наклонном цилиндрах, диапазон чисел Рейнольдса составил $6800 < Re < 19000$. В вертикальном цилиндре эта скорость равна нулю.

Вышеупомянутая теория Гроссмана-Лозе [195] предсказывает для конвекции жидкого металла в коротком вертикальном цилиндре для режима II_l (умеренные числа Рэлея) зависимость вида $Re \sim Ra^{0.4} Pr^{-0.6}$, а для режима IV_l (большие числа Рэлея) зависимость вида $Re \sim (Ra/Pr)^{0.5}$, т.е. $Re \sim Gr^{0.5}$. Оба режима не похожи на изучаемые два случая, для которых $L \gg D$ и

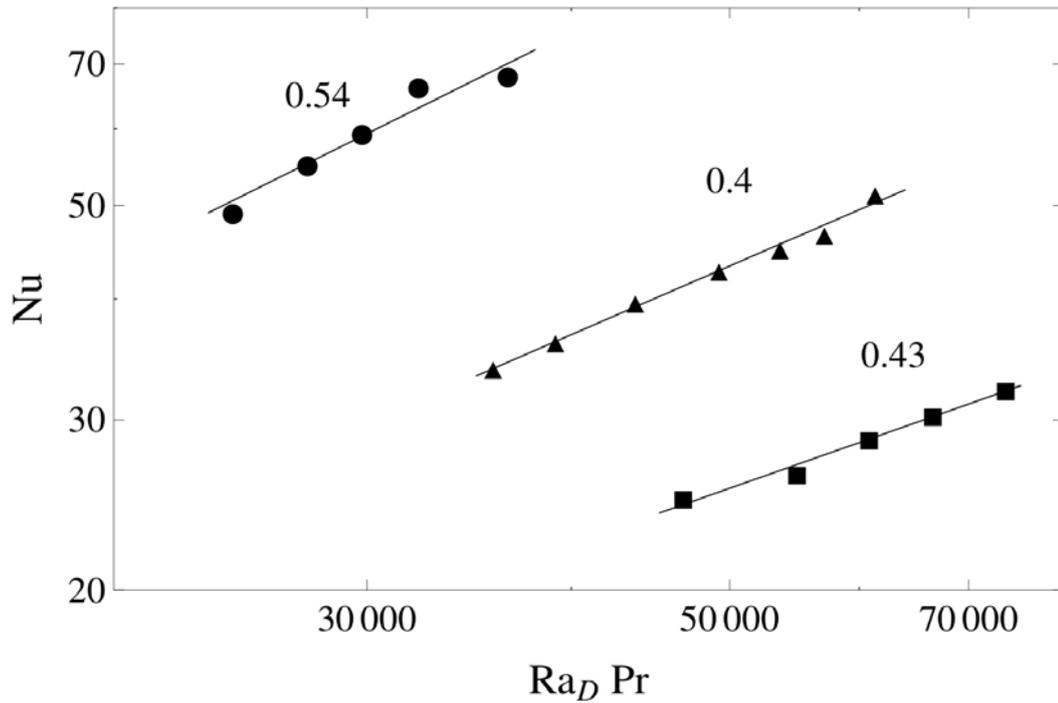


Рис. 4.24. Зависимость безразмерного числа Нуссельта от произведения безразмерных чисел Рэлея и Прандтля для вертикальной (квадраты), наклонной (треугольники) и горизонтальной (кружки) ячеек. Цифрами показана степень, характеризующая наклон.

цилиндр сильно отклоняется от вертикали. Для развитой конвекции, где вязкие силы многократно слабее архимедовых сил, оценка $Re \sim Gr^{0.5}$ получается из положения, что перегретый фрагмент жидкости до ΔT движется вверх в гравитационном поле. При этом он ускоряется на D до величины скорости, которую можно оценить как $(g\beta D\Delta T)^{0.5}$.

Закон квадратного корня обнаруживается в экстремальном режиме в ранних исследованиях [245, 246]. Рисунок 4.25 отображает зависимость $Re(Gr)$. Аппроксимация дает $Re \sim Gr^{0.44}$ для горизонтальной ячейки и $Re \sim Gr^{0.59}$ для наклонной ячейки. Следовательно, интенсивность КМЦ увеличивается медленнее корневой зависимости в горизонтальной ячейке и несколько быстрее в наклонной.

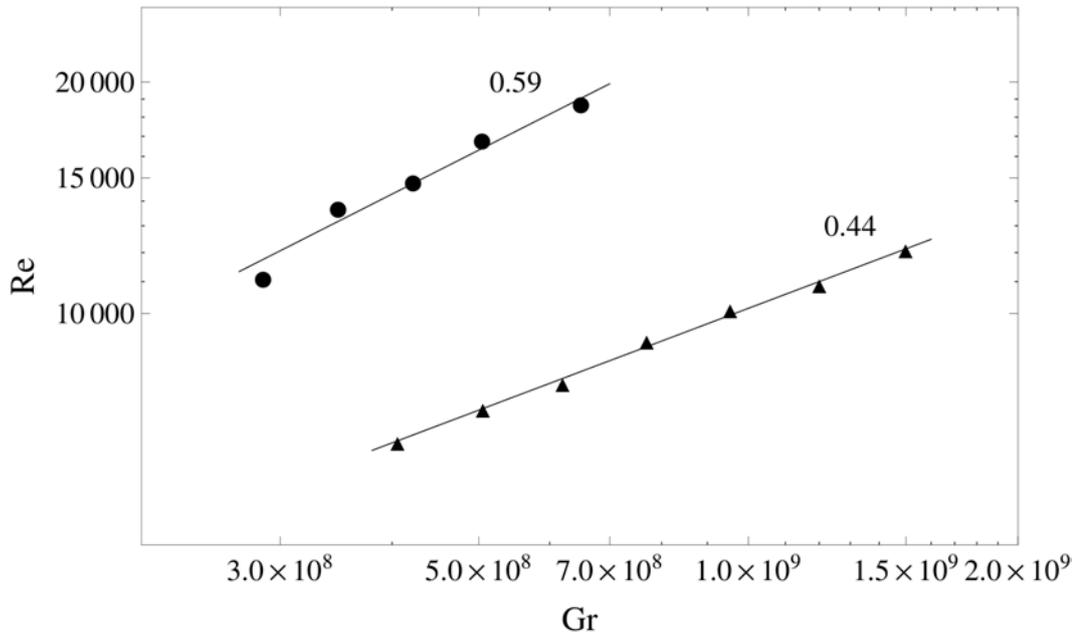


Рис. 4.25. Зависимость безразмерного числа Рейнольдса от безразмерного числа Грасгофа для наклонной (треугольники) и горизонтальной (кружки) ячеек; цифрами показана степень, характеризующая наклон

4.4.3. Теплообмен в цилиндрической ячейке $\Gamma = L/D = 20$

Экспериментальные исследования в самом длинном из трех каналов с $\Gamma = 20$ выполнялись для устойчивых режимов конвекции [22, 231]. В данном случае время установления составляло 2 часа. Разница температур между торцевыми теплообменниками достигала 80°C . Число Рэлея определяется через падение температуры вдоль цилиндра ΔT и диаметр цилиндра $\text{Ra}_D = g\beta\Delta TD^3/(\nu\chi)$. Характерная разность температур ΔT принимается равной разности температур между термопарами H2 и C2, которые расположены в натрии на оси цилиндра на расстоянии 5 мм от внутренних пластин соответственно. Заметим, что в задаче Рэлея-Бенара обычное число Рэлея определяется высотой полости. В случае вертикального цилиндра это длина L и число Ra_L могут быть полезны для сопоставления с другими полученными результатами. Для горизонтальной ячейки число Ra_L не очень подходит, т.к. завышает число Рэлея. Эксперименты показали, что турбулентность для горизонтальной ячейки имеет слабую интенсивность, а Ra_L 10^{10} . Поэтому применяется Ra_D , принимая во внимание,

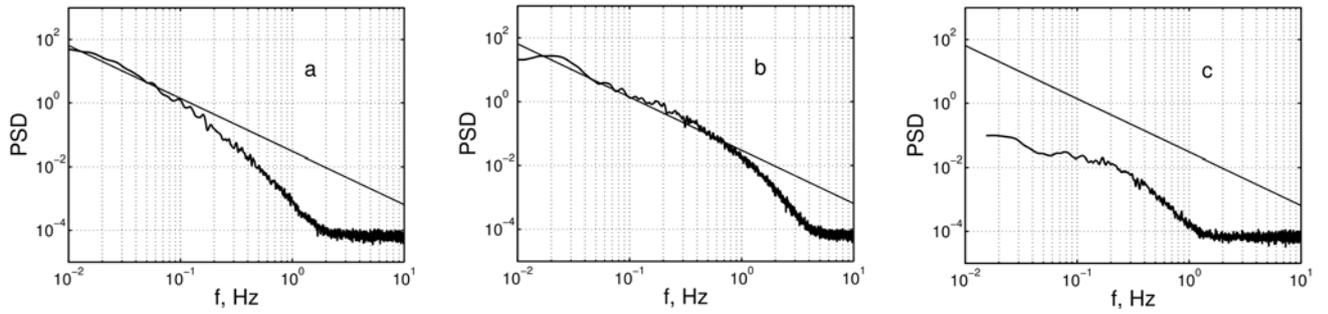


Рис. 4.26. Спектральная плотность мощности флуктуаций температуры для термопары F8: вертикальное (а), наклоненное (b) и горизонтальное (с) положение ячейки. Спектры показаны для $Ra_D = 3.4 \cdot 10^6$. Прямая линия показывает наклон « $-5/3$ ».

что $Ra_L/Ra_D \approx 8700$. В данной серии экспериментов угол наклона ячейки обозначался как α .

В экспериментах обнаружено, что флуктуации температуры в натрии оказались слабыми, значения среднеквадратичных отклонений в среднем сечении составляют $1.0 - 2.3^\circ\text{C}$ для вертикального положения, $0.9 - 1.7^\circ\text{C}$ для наклона под углом 45 градусов и только $0.1 - 0.2^\circ\text{C}$ для горизонтального положения. Спектральная плотность мощности выдает турбулентный режим конвекции (рис. 4.26) [22, 231].

Наиболее развитая турбулентность возникает в наклонной ячейке. В данном случае спектр выдает ярко выраженный интервал с законом, близким к « $-5/3$ ». Кросс-корреляционный анализ показывает наличие устойчивой КМЦ со средней скоростью $3 - 6$ см/сек. В вертикальной ячейке пульсации интенсивнее, чем в наклонной, однако в низкочастотной части спектра (рис. 4.26,а) заметно их ослабление. В данном случае устойчивая КМЦ отсутствует. В горизонтальной ячейке характер колебаний меняется качественно: уровень пульсаций на порядок ниже, чем в наклонной. Развитой турбулентности в спектре нет (рис.4.26,с), но существует устойчивая КМЦ, имеющая скорость вдвое ниже, чем в наклонной ячейке [22, 231].

Измерения выполнены для фиксированной средней температуры натрия $T = 423$ К и наложенной разности температуры $\Delta T = 40$ К. Таким образом,

из четырех управляющих параметров (числа Рэлея Ra , числа Прандтля Pr , аспектного отношения Γ и угла наклона канала α) три были зафиксированы: $Ra = 2.4 \cdot 10^6$, $Pr = 0.0089$, $\Gamma = 20.6$. Эксперименты выполнены для 13 положений ячейки. После установки угла наклона α достигался стационарный режим конвекции (характерное время установления режима составило 2-3 ч), после чего проводились измерения в течение 1 ч. Конструкция установки не позволяет контролировать отвод тепла через систему охлаждения. Измеряемой величиной является электрическая мощность, потребляемая нагревателем. Поскольку температура всех элементов установки существенно превышает температуру окружающего воздуха, то очевидно, что часть этой мощности рассеивается через теплоизоляцию. Для оценки потерь проводились измерения мощности, необходимой для поддержания температуры $t = \langle T \rangle = 423$ К на обоих теплообменниках (для этих целей осуществлялся электрообогрев холодильника, воздух через систему охлаждения не циркулировал). На рис. 4.27а показаны значения мощности Q , потребляемой нагревателем для поддержания заданного перепада температуры $\Delta T = 40$ К при различных углах наклона ячейки. Наименьшая мощность (235 Вт) потребляется при вертикальном положении ячейки ($\alpha = 0$). С ростом угла наклона мощность растет, достигая максимума (1675 Вт) при $\alpha = 65$, и опускается до 675 Вт при горизонтальном положении ячейки ($\alpha = 90$). На этом же рисунке показана и мощность Q_l , потребляемая нагревателем для обеспечения средней температуры при $\langle T \rangle = 0$ К. Эта мощность, характеризующая тепловые потери, также зависит от положения ячейки, изменяясь в диапазоне 110-150 Вт [22].

Структура зависимости числа Нуссельта от угла $Nu(\alpha)$ подобна структуре зависимости $Q(\alpha)$ (рис. 4.27b), но вариации безразмерного теплопотока еще существеннее: число Нуссельта для вертикальной ячейки $Nu = 11$, возрастая при $\alpha = 65^\circ$ до $Nu = 124$ и снижаясь до $Nu = 45$ при $\alpha = 90^\circ$. Таким образом, конвективный теплоперенос в ячейке, наклоненной на 65° к вертикали, почти втрое выше, чем в горизонтальной ячейке с таким же перепадом температуры,

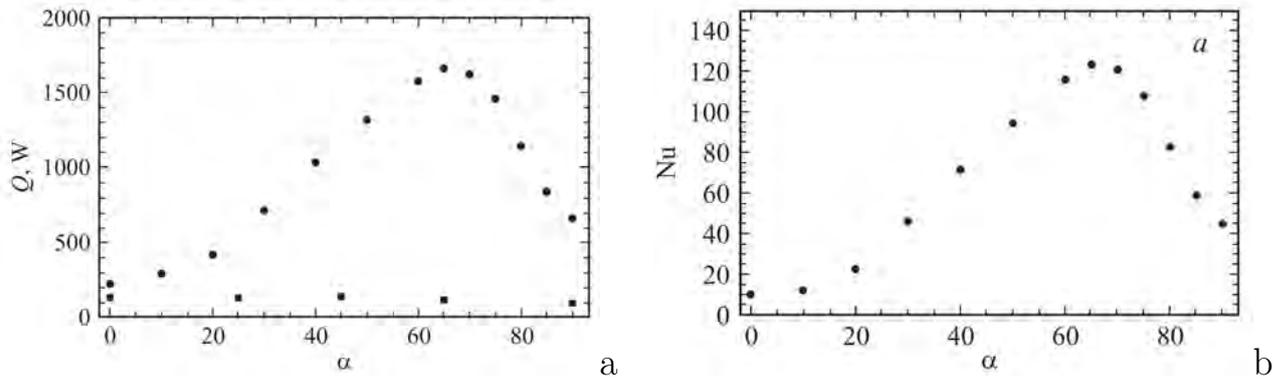


Рис. 4.27. (а) – зависимость мощности нагревателя при поддержания перепада температуры $\Delta T = 40 K$ (кружки) и при $\Delta T = 0 K$ (квадраты внизу) от угла наклона ячейки, средняя температура натрия $T = 423 K$; (б) – число Нуссельта в зависимости от угла наклона ячейки

и более чем в десять раз превосходит конвективный поток тепла в вертикально расположенной ячейке [22].

О структуре осредненного течения в ячейке можно судить по результатам измерения средней скорости по кросс-корреляционным функциям для пульсаций температуры в соседних термопарах линейки F1–F14. Результаты измерений показали, что во всех случаях, кроме строго вертикального, в ячейке устанавливается осредненная КМЦ. Скорости вдоль ячейки дают близкие значения, показывая незначительное снижение по мере приближения к холодному торцу. Это объясняется тем, что вблизи горячего теплообменника поток более поджат к верхней стенке. В качестве характеристики интенсивности, возникающей в ячейке КМЦ натрия, на рис. 4.28а показаны значения средней скорости, измеренные по показаниям термопар F4–F5. Представленная зависимость $Nu(\alpha)$ в целом воспроизводит вид $V(\alpha)$. Это свидетельствует о том, что именно возникающая КМЦ определяет мощность, передаваемую вдоль ячейки. В области малых углов наклона ячейки скорость КМЦ растет с углом быстрее, чем теплоперенос, а максимум вблизи $\alpha = 65^\circ$ у функции $Nu(\alpha)$ выглядит более острым [22].

Другим фактором, очевидно воздействующим на конвективный теплоперенос, является турбулентность. Скорость КМЦ достигает 0.06 м/с, что дает оценку числа Рейнольдса $Re = VD/\nu = 10000$, свидетельствующую о наличии в

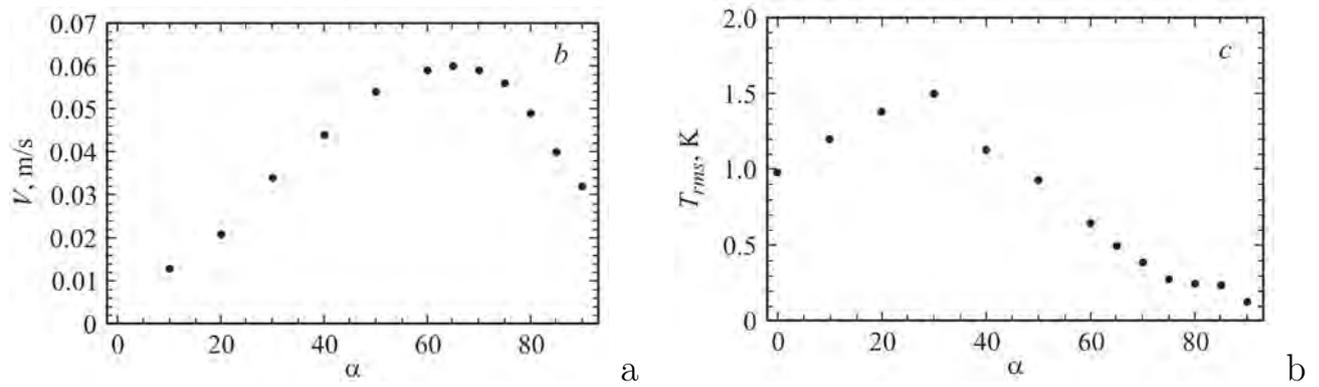


Рис. 4.28. Зависимости средней скорости КМЦ (а) и интенсивности пульсаций температуры (б) от угла наклона ячейки

потоке развитой мелкомасштабной турбулентности. В качестве характеристики интенсивности турбулентности в ячейке на рис. 4.28b представлены средне-квадратичные значения пульсаций температуры в центральной части канала (по данным термопары F8). Зависимость свидетельствует о высоком уровне пульсаций температуры в вертикальном положении, которые становятся еще интенсивнее при небольшом наклоне ячейки, достигая максимума при $\alpha = 20 - 30^\circ$. Дальнейшее увеличение угла наклона приводит к монотонному снижению уровня пульсаций. В горизонтальном положении амплитуда пульсаций падает на порядок, по сравнению с вертикальным положением. Именно нарастанием турбулентных пульсаций можно объяснить замедленный, в сравнении с ростом скорости крупномасштабного течения, рост числа Нуссельта при малых углах наклона – турбулентность усиливает теплообмен между встречными потоками холодной и горячей жидкостей [22].

Для получения зависимости числа Нуссельта от Рэлея выполнены замеры для разных значений перепада температуры 4.29. Наиболее эффективный теплообмен возникает в наклонной ячейке, в которой наблюдается как устойчивая КМЦ, так и развитая мелкомасштабная турбулентность. Высокий уровень мелкомасштабной турбулентности наблюдается в вертикальной ячейке. Там достигается самое низкое значение числа Нуссельта (для $Ra_D \approx 3.5 \cdot 10^6$. Число

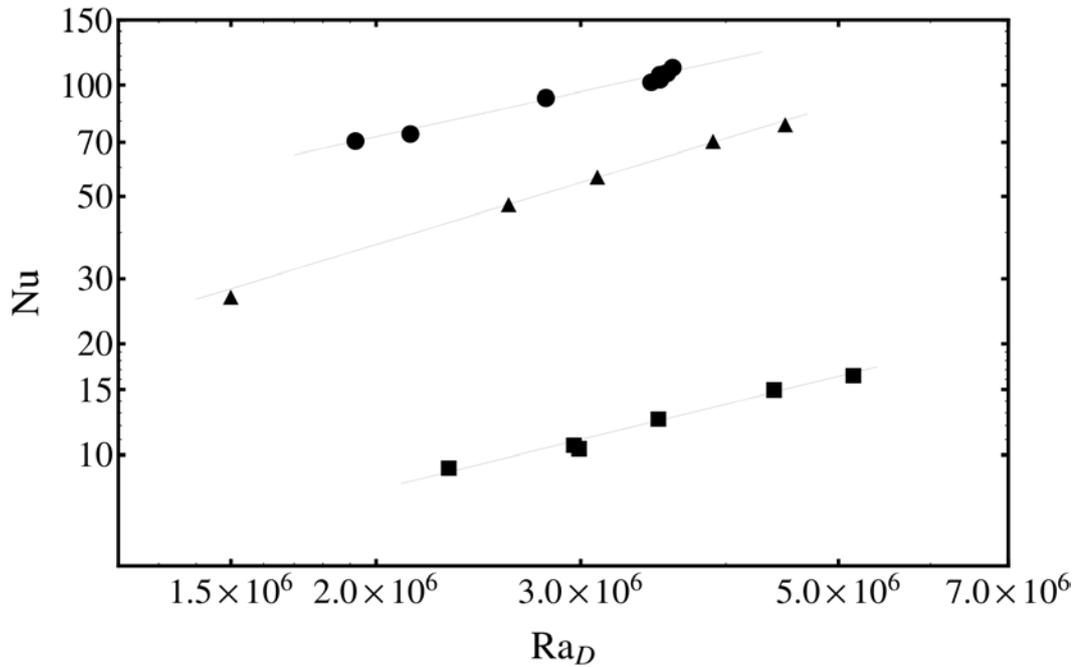


Рис. 4.29. Зависимость безразмерного числа Нуссельта от безразмерного числа Рэлея: вертикальная (квадраты), наклонная (круги) и горизонтальная (треугольники) ячейки

Нуссельта для вертикальной ячейки округленно составляет 13 и 100 для наклонной. На рис. 4.29 видно, что числа Нуссельта для горизонтальной ячейки занимают промежуточное положение. Можно сделать вывод, что для интегрального теплообмена, направленного вдоль цилиндра, КМЦ важнее действия мелкомасштабной турбулентности. Среднемасштабное течение, сохраняющееся в горизонтальной ячейке, выдает интенсивный теплообмен без развитой турбулентности (для $Ra_D = 3.1 \cdot 10^6$ число $Nu = 57$). Зависимость $Nu(Ra)$ по степенному закону можно аппроксимировать как $Nu \sim Ra^{0.77}$, $Nu \sim Ra^{0.7}$ и $Nu \sim Ra^{0.95}$ для вертикальной, наклонной и горизонтальной ячеек, соответственно [231].

На рисунке 4.30 показана зависимость безразмерного числа Нуссельта от произведения безразмерных чисел Прандтля и Рэлея. Полученные степенные законы показывают, что при всех положениях ячейки наклоны увеличиваются: $Nu \sim (Ra Pr)^{0.84}$, $Nu \sim (Ra Pr)^{0.8}$ и $Nu \sim (Ra Pr)^{1.05}$ – для вертикальной, наклонной и горизонтальной ячеек, соответственно. Характеристика течения

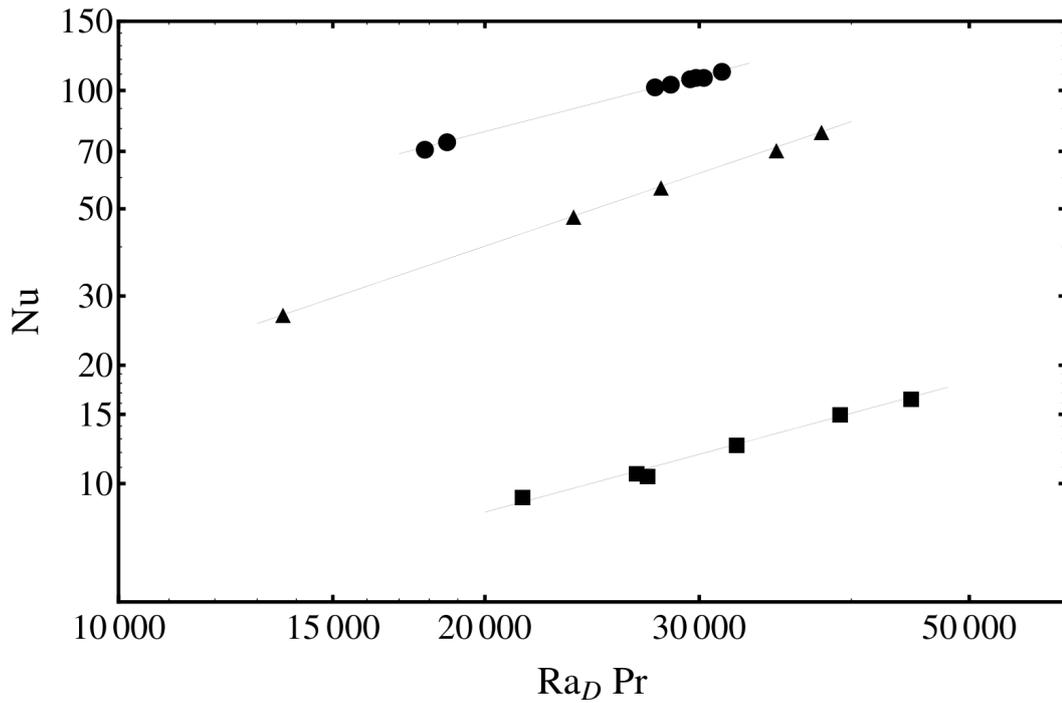


Рис. 4.30. Зависимость безразмерного числа Нуссельта от произведения безразмерных чисел Рэлея и Прандтля: вертикальная (квадраты), наклонная (круги) и горизонтальная (треугольники) ячейки

$Re = VD/\nu$ определяется по скорости КМЦ, полученной с помощью кросс-корреляционного анализа пульсаций для пары термодпар (F8,F9). Получен диапазон $3000 < Re < 10000$. В вертикальной ячейке КМЦ пропадает, поэтому число Рейнольдса не определено [231].

На рис. 4.31 показана зависимость безразмерного числа Рейнольдса от безразмерного числа Грасгофа $Re(Gr)$ для вертикальной, наклонной и горизонтальной ячеек. Получена зависимость для горизонтальной $Re \sim Gr^{0.63}$ и наклонной $Re \sim Gr^{0.56}$ ячеек. Они показывают, что интенсивность КМЦ растет несколько быстрее, чем корневая зависимость [231].

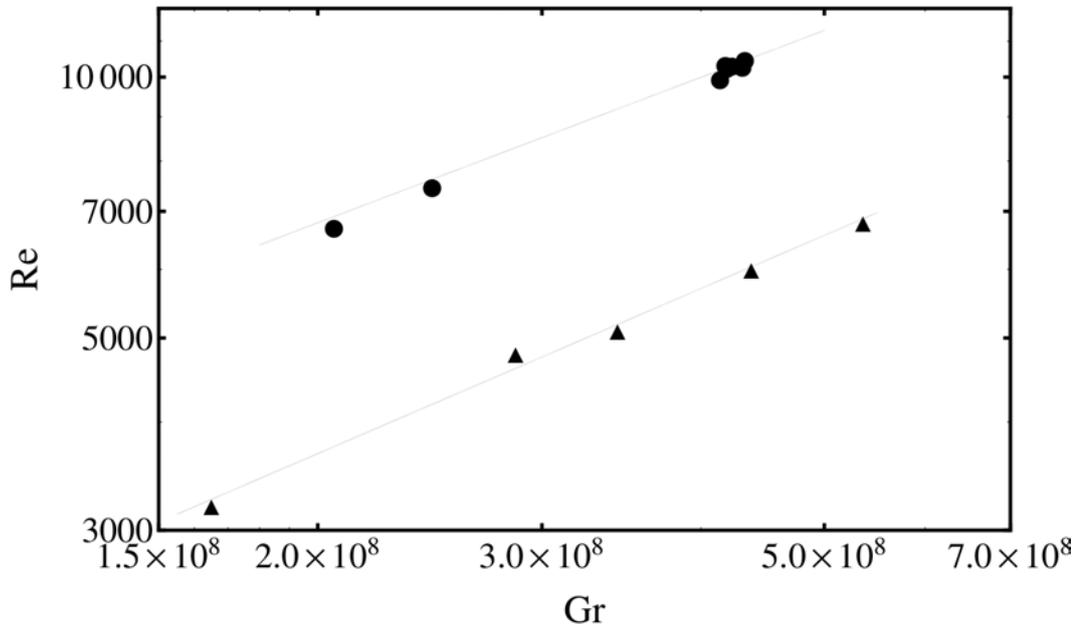


Рис. 4.31. Зависимость безразмерного числа Рейнольдса от безразмерного числа Грасгофа: наклонная (круги) и горизонтальная (треугольники) ячейки

4.5. Обсуждение результатов

Полученные зависимости числа Нуссельта от наклона для ячеек разной длины показывают, что поведение этих зависимостей в целом похоже. Минимальное значение достигается при угле наклона $\beta = 0$, затем идет монотонный рост до углов $\beta \approx 60 - 70^\circ$, завершающийся снижением при более высоких углах β . Размах кривых сильно зависит от длины и значительно слабее в короткой ячейке [19]. Действительно, число Нуссельта минимально при $\beta = 0^\circ$ во всех ячейках. В горизонтальных ячейках при $\beta = 90^\circ$ нормированное число Нуссельта составляло около 4 при $L = 20D$, около 1.4 при $L = 5D$ и только 1.13 при $L = D$. При $\beta = \pi/4$, $Nu(\beta)/Nu(0) \approx 7.5$ для самой длинной ячейки $L = 20D$, $Nu(\beta)/Nu(0) \approx 2.7$ в ячейке с аспектным соотношением $L = 5D$, и $Nu(\beta)/Nu(0) \approx 1.18$ при $L = D$. Максимальное значение нормированного числа Нуссельта достигает 11 в ячейке с $L = 20D$ при $\beta = 70^\circ$ и достигает 1.21 в эксперименте $L = D$ также при $\beta = 70^\circ$. В экспериментах с ячейкой $L = 5D$

не было измерений для $45^\circ < \beta < 90^\circ$, но численное моделирование, выполненное для этого аспектного соотношения, выявило максимальный тепловой поток при $\beta/\pi = 0.35$, т.е. при аналогичном значении угла [247]. Эти расчеты с применением модели LES, выполненные для ячейки $L = 5D$, воспроизвели экспериментальную кривую $Nu(\beta)$, но дали более низкие значения (см. таблицу в [247]).

Эффективный осевой тепловой поток минимален для вертикальной ячейки $\beta = 0^\circ$. Затем он растет с увеличением угла наклона, достигает максимума при углах $\beta \approx 70^\circ$ и уменьшается с дальнейшим увеличением β [19]. Зависимость нормированного числа Нуссельта от наклона (рис. 4.19) очень похожа на аналогичный график, полученный DNS расчетами в [214], для $Ra = 10^6$ и $Pr = 0.1$. Отметим, что произведение $Ra Pr = 10^5$ в этом случае было близко к значению в эксперименте, где $Ra Pr = 1.56 \times 10^5$. Максимальное значение $Nu(\beta)/Nu(0)$ составило 1.21 как в эксперименте, так и в моделировании (рис. 4 в [214]). В целом, зависимость $Nu(\beta)$ в ячейке с единичным отношением сторон похожа на ту, что наблюдалась при конвекции натрия в наклонных длинных ячейках, но эта зависимость гораздо слабее.

Анализ результатов экспериментов в длинных ячейках показывает, что теплообмен в основном обеспечивается вихрем КМЦ, который отсутствует в вертикальной ячейке, быстро увеличивается при отклонении от вертикали и имеет сильный максимум при $\beta \approx 60^\circ$. Мелкомасштабная турбулентность, на которую указывает энергия колебаний температуры, снижает эффективный теплообмен, так как усиливает смешение восходящего и нисходящего потоков. Турбулентные флуктуации увеличиваются при отклонении от вертикали и имеют максимум при $\beta \approx 30^\circ$. Таким образом, при малых β они замедляют рост числа Нуссельта с углом наклона [22]. В короткой же ячейке ($L = D$) вихрь КМЦ наиболее интенсивный при $\beta = 0^\circ$ и уменьшается с увеличением наклона, но наиболее сильные флуктуации также наблюдаются при $\beta = 0^\circ$ и также уменьшаются с отклонением от вертикали, особенно в плоскости основного потока.

Число Нуссельта не зависит ни от скорости вихря КМЦ, ни от интенсивности турбулентных флуктуаций и немного увеличивается с наклоном, достигая максимального значения при $\beta \approx 70^\circ$. Сравнивая два случая, конвекцию Рэлея-Бенара ($\beta = 0^\circ$) и конвекцию при $\beta = 70^\circ$ (максимальное число Нуссельта), видно, что крупномасштабная скорость уменьшается в 1.5 раза, интенсивность флуктуаций уменьшается в 4 раза, а число Нуссельта увеличивается в 1.2 раза [19]. Таким образом, интерпретация зависимости теплового потока от вихря КМЦ и турбулентности, предложенная для длинных наклонных ячеек, не работает в короткой ячейке, где связь переноса тепла со структурой потока гораздо сложнее.

Более того, структура конвективного потока зависит от наклона ячейки нетривиальным образом и различается при умеренном, промежуточном и большом углах наклона. При умеренном наклоне ($\beta \lesssim 30^\circ$) флуктуации сильны и обеспечиваются регулярными колебаниями вихря КМЦ и турбулентностью. При большом наклоне ($\beta > 60^\circ$) вихрь КМЦ регулярен, турбулентность слаба, а для промежуточных углов ($30^\circ < \beta < 60^\circ$) колебания вихря КМЦ слабы, а турбулентность уменьшается с наклоном [19]. Максимум числа Нуссельта соответствует границе переходного и большого наклонов. Доминирующая частота наблюдается во многих конвективных потоках в закрытых ячейках в локальных измерениях и во временных рядах амплитуды крупномасштабных мод [248–252].

В цилиндрических ячейках регулярные колебания вихря КМЦ сосуществуют со случайным азимутальным «блужданием». Поэтому в экспериментах небольшой наклон использовался для стабилизации азимутальных колебаний вихря КМЦ [215, 253]. Слабый наклон конвективной ячейки ограничивает угловые флуктуации. Так, для конвекции ртути в цилиндрической ячейке ($L = D$, $Ra \approx 3 \times 10^8$) наклон в 0.5° уменьшил среднеквадратичное значение угловых флуктуаций до $\theta_0 \approx 24^\circ$ [215]. Аналогичное значение $\theta_0 \approx 22^\circ$ наблюдалось при конвекции воды ($L = D$, $Ra \sim 10^9$) при этом же наклоне. При наклоне 2° $\theta_0 \approx 8.5^\circ$ [253] среднеквадратичные флуктуации уменьшились до угла наклона $\theta_0 \approx 8.5^\circ$.

В представленных экспериментах наблюдалась другая зависимость [19]. Стандартное отклонение θ_0 в центральном сечении, составляющее около 27° при $\beta = 0^\circ$, уменьшается гораздо медленнее и является почти линейной зависимостью до $\beta = 30^\circ$, где оно составляет около 9° (рис. 4.15). Средние значения угловых флуктуаций вблизи торцов значительно сильнее (около 37° при $\beta = 0^\circ$) и слабо уменьшаются до $\beta = 20^\circ$ [19]. Сильная антикорреляция флуктуаций в двух половинах ячейки указывает на торсионный характер флуктуаций вихря КМЦ. При $\beta = 30^\circ$ интенсивность колебаний на периферии ячейки резко падает до уровня колебаний в центральной плоскости и антикорреляция пропадает, то есть торсионные флуктуации исчезают [19]. Таким образом, найдено первое свидетельство существования сильных флуктуаций вихря КМЦ в конвективном течении с низким числом Прандтля при умеренном наклоне ячейки.

4.6. Выводы

Результаты главы можно обобщить в виде следующих выводов:

1. Экспериментально изучена эволюция крупномасштабной циркуляции и конвективный теплообмен в ячейках с жидким натрием разной длины, которые располагались под разными углами наклона к горизонту.

2. Для выполнения исследований разработаны и созданы экспериментальные установки. Изучение процессов в короткой ячейке выполнялось с применением специальных теплообменников, которые обеспечивали однородные граничные условия на торцах конвективной ячейки. Численно исследовано течение в теплообменнике, созданное бегущим магнитным полем, и определены параметры, при которых достигается наилучшая гомогенизация температуры. Экспериментально изучена зависимость степени гомогенизации температуры от параметров бегущего магнитного поля. На основе результатов выбран режим, обеспечивающий достаточную однородность температуры в теплообменниках.

3. Экспериментально исследован процесс эволюции крупномасштабной циркуляции в цилиндрической ячейке с жидким натрием, диаметр которого равен длине. Выяснена причина отличия процесса теплообмена в короткой ячейке от теплообмена в длинной ячейке на основе анализа колебаний крупномасштабной конвективной циркуляции при разных углах наклона оси относительно вертикали. Ось крупномасштабной циркуляции в короткой ячейке при углах его наклона до 40 градусов испытывает осцилляции, существенно ослабевающие при увеличении угла наклона.

4. Экспериментально изучен процесс конвективного турбулентного теплопереноса в цилиндрических ячейках с жидким натрием с разным аспектным соотношением. Определена зависимость характеристик турбулентного конвективного теплопереноса в цилиндрических ячейках от угла наклона их оси относительно вертикали. Экспериментально обнаружено, что наибольшая интенсивность турбулентного теплообмена в цилиндрических ячейках с жидким металлом достигается при углах наклона, близких к 60 градусам.

Результаты главы опубликованы в журнальных статьях [19–24].

Генерация и взаимодействие вихревых и транзитных течений в цилиндрических каналах

5.1. Особенности процессов генерации и взаимодействия вихревых и транзитных течений в цилиндрических каналах

Основная особенность изучаемых в главе процессов связана с тем, что только электромагнитные силы могут полностью бесконтактно создавать транзитные течения, либо локализованные вихревые течения в транзитных потоках жидких металлов. В главе описан комплекс научных исследований, потребовавших разработку лабораторных стендов для жидкого натрия, содержащих электромагнитные установки. Научные постановки задач мотивированы проблемами атомной промышленности, связанными с процессами в жидкометаллическом натриевом теплоносителе.

Повышение безопасности эксплуатируемых и проектируемых реакторных установок является одной из основных задач в отрасли. Несмотря на действующие консервативные подходы при проектировании и изготовлении оборудования, во время эксплуатации реактора на быстрых нейтронах (БН) были зафиксированы случаи разгерметизации оборудования и трубопроводных систем, приводящие к истечению натриевого теплоносителя на реакторной установке БН-600 [254]. Причиной является воздействие на тройник пульсаций температур, возникших в результате смешения разнотемпературных потоков натрия [255]. Термоциклическая усталость материала стенок тройника привела к его разгерметизации. С аналогичной проблемой столкнулись и на французском реакторе Phenix, где после 90000 часов работы произошла разгерметизация главных трубопроводов

двух из трех петель II контура в месте расположения сварного соединения [256]. Попеременное воздействие более нагретого (горячего) и менее нагретого (холодного) теплоносителя приводит к появлению течи [257, 258].

Данные инциденты свидетельствуют о недостаточной изученности процесса смешения неизотермических потоков натриевого теплоносителя в каналах и необходимости уделять особое внимание этому явлению при проектировании и эксплуатации реакторов на БН. Опасность течи из натриевых контуров связана с одной из особенностей натрия, а именно, его высокой химической активностью по отношению к воздуху и воде. Мировая практика насчитывает немало количество экспериментальных исследований по смешению разнотемпературных потоков, проводившихся, в основном, на воде [259–262] (рис. 5.1a). Есть примеры экспериментов на сплаве Розе [263]. Существует один эксперимент по изучению процесса смешения на натрии, но это не тройник, а смешение струйных потоков [264] (рис. 5.1b). Эксперимент по смешению нагретой затопленной струи в потоке более холодного натрия [265] также не подходит для данных задач. Гидродинамика и теплообмен натрия в условиях, характерных для реакторов на БН, имеют свои существенные особенности и отличия. К числу специфических свойств, присущих натриевому теплоносителю, относится его высокая теплопроводность, намного превышающая теплопроводность других типов теплоносителей, при сравнительно небольшой кинематической вязкости. Это означает, что молекулярный перенос тепла в жидком металле протекает интенсивнее, чем молекулярный перенос количества движения. Молекулярная теплопроводность в турбулентном потоке натрия дает основной вклад в поперечный перенос тепла не только в пристенном слое, но и в ядре потока [198]. Высокая теплопроводность натрия также обеспечивает значительные, по сравнению с водой или газом, коэффициенты теплоотдачи и малые перепады температуры между теплоносителем и поверхностью, что приводит к проникновению пульсаций температур вглубь стенки.

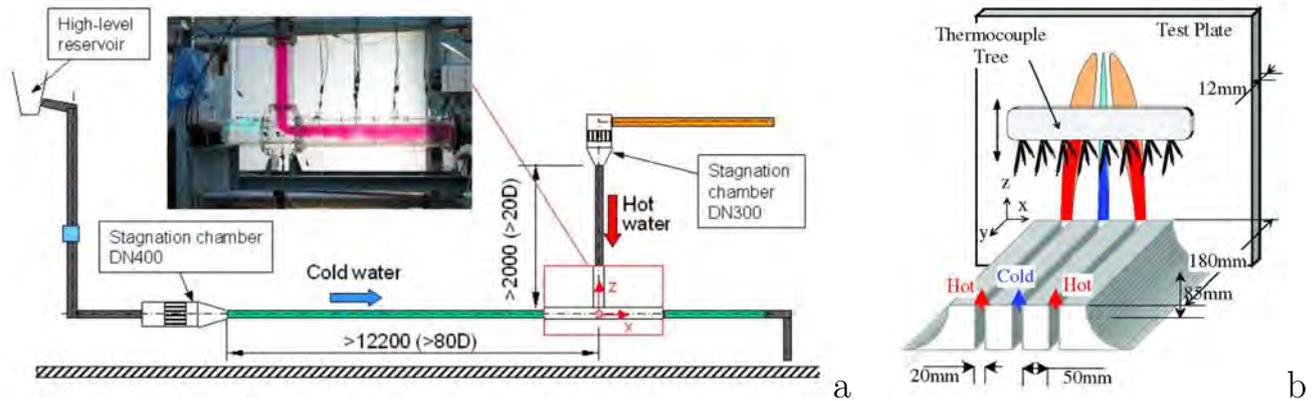


Рис. 5.1. (а) – схема эксперимента по смешению водяных потоков (взято из [266]); (б) – схема эксперимента по смешению трех разнотемпературных струй натрия (взято из [264])

Исследование процесса теплопереноса в жидкометаллическом теплоносителе на эксплуатируемых реакторах БН не представляется возможным по следующим причинам: малое количество точек измерения, трудности по установке новых датчиков, опасность появления течи. Наиболее полную информацию о трехмерных процессах теплообмена можно получить с помощью методов вычислительной гидродинамики (CFD коды), возможности которых расширились с появлением современных компьютерных технологий [267–270]. При таком подходе важным является вопрос верификации кодов [269–272] на адекватность реализованных в них моделей реальным физическим процессам. Опыт создания экспериментальной базы данных для верификации CFD кодов на задачах свободной конвекции натриевого теплоносителя [22, 23, 25] подтвердил значимость экспериментальных данных, полученных именно в экспериментах с натрием. Наиболее представительные с точки зрения верификации CFD кодов экспериментальные данные по перемешиванию разнотемпературных потоков теплоносителя возможно получить только на натриевых стендах, что и послужило причиной проведения данного исследования на натриевом контуре.

Гидродинамические контуры широко используются в экспериментальных исследованиях потоков жидкости. Именно в контурах собрана экспериментальная база, ставшая основой первого поколения полуэмпирических моделей турбулентности [273]. Использование в качестве жидкости расплавленного металла

позволяет существенно расширить класс задач, включив в рассмотрение взаимодействия гидродинамических пульсаций турбулентного течения и магнитного поля [129, 274], а также температурных пульсаций и магнитного поля [204]. По сути, жидкометаллические контуры использованы в динамо-экспериментах в Риге [275] и Карлсруе [276]. Также они использовались для исследований важных для теории МГД-динамо взаимодействий спиральных течений и магнитного поля [277, 278].

В лабораториях используются контуры с различными металлами. Так, первые эксперименты по МГД-турбулентности были выполнены на ртутных контурах [279]. Ртуть активно использовалась при исследованиях теплообмена в потоках металлов [280]. Для лабораторных исследований большие преимущества дают низкотемпературные сплавы на основе галлия, недостатками которого является высокая стоимость и низкая электропроводность. Контуры широко применяют для испытаний технологических МГД-устройств, например, насосов для металлургии [281], или насосов и расходомеров для энергетических установок [282–284].

Среди металлов, используемых в МГД-лабораториях, важное место занимает натрий. Обладая низкой плотностью и высокой электропроводностью, натрий является лучшей жидкостью для динамо-экспериментов и именно он используется до сегодняшнего дня во всех динамо-установках [285]. Натриевые контуры используются при решении задач, связанных с его применением в качестве теплоносителя в атомных реакторах [286, 287]. В контексте этих проблем интересны натриевые стенды, допускающие исследование смешения разнотемпературных потоков жидкого натрия. На сегодня известны работы по исследованию процесса смешения только на прозрачных жидкостях (см., например, [260, 261]).

Одной из возможностей генерации локальных вихревых течений в транзитном потоке является «магнитное препятствие» – это устоявшийся термин в МГД. Под ним подразумевается процесс протекания жидкого металла сквозь локализованное в пространстве постоянное магнитное поле, перпендикулярное

потоку. Это приводит к генерации электрического тока в этой локализованной области. В свою очередь, взаимодействие этого индуцированного тока и внешнего магнитного поля порождает электромагнитную силу, направленную против потока. Это приводит к ситуации, аналогичной обтеканию твердого препятствия в канале [288] (рис. 5.2). Этот процесс изучался как в плоских слоях [289], так и в каналах [290–293] и в прямоугольных участках [294, 295]. В этом случае возникает локализованное вихревое течение, которое порождает пульсации. Изотермические [296] и неізотермические пульсации при МГД-течении жидкого металла во внешнем магнитном поле активно исследуются в рамках проблемы разработки термоядерных реакторов [219, 297]. Вопросы, связанные с обтеканием магнитного препятствия в цилиндрическом канале в неізотермической постановке, остались не изучены, хотя они являются актуальными с точки зрения возможности регистрации расхода транзитного течения.

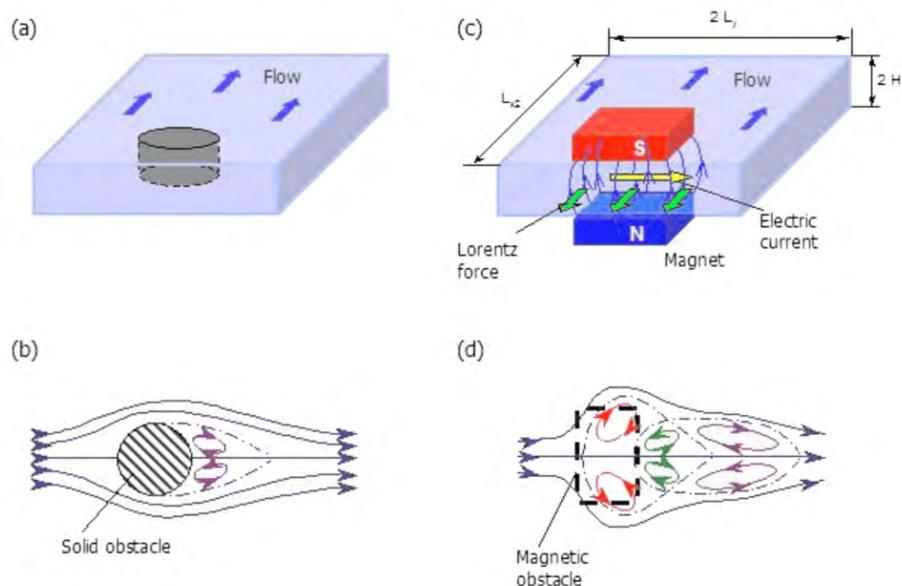


Рис. 5.2. Схемы течений вокруг твердого (a,b) и «магнитного» (c,d) препятствий (взято из [288])

Для измерения характеристик потоков, а именно, скорости и расхода, существует большое количество методик для жидких металлов [298, 299]. Каждая из них имеет преимущества и недостатки. Большое распространение получили кондукционные датчики [127] и расходомеры [300]. Их преимуществом является

простота реализации и широкие возможности измерения локальных характеристик пульсаций скорости. Недостатками являются необходимость электрического контакта с жидким металлом и уязвимость постоянных магнитов к высокой температуре. Последняя проблема решается применением электромагнитов [301, 302]. Индукционные способы регистрации скорости также находят применение [303–305]. Они основываются на измерении степени деформации магнитного поля, приложенного к каналу, движущимся потоком жидкого металла. Еще можно отметить методики на основе измерения силы Лоренца [306] и индуцированного механического движения вращающихся датчиков [307], которые находятся в стадии исследования и опытного применения.

Одним из наиболее надежных способов измерения расхода жидкого металла является корреляционный метод, основанный на анализе некоторых случайных колебаний потока. Это могут быть колебания либо скорости, либо температуры. В последнем случае в качестве первичного датчика используются различные типы термопреобразователей [308]. Их преимуществом является малый размер и возможность использования в специфических условиях, например, при измерении расхода в ядерных реакторах с жидкометаллическим теплоносителем [309]. Преимущество метода температурных корреляций заключается в том, что он считается абсолютным и нуждается только в калибровке для преобразования средней скорости в расход с учетом профиля скорости. Метод также устойчив к внешним магнитным полям [230]. Однако, метод основан на гипотезе Тейлора о том, что температурные возмущения «вморожены» в течение жидкой среды при небольшом, но достаточном уровне турбулентности [310]. Уровни пульсаций температуры и скорости должны находиться в определенных пределах. Это означает, что метод имеет некоторые ограничения, которые и являются предметом исследования. Это означает, что для существования колебаний температуры в потоке должен быть какой-то источник этих пульсаций. В [311] для этого использовался 90-градусный изгиб трубопровода. Однако это не всегда приемлемо для расходомеров, установленных на реальных контурах охлаждения. Поэтому

представляется перспективным использование «магнитного препятствия» для создания температурных возмущений. Основным вопросом является взаимодействие этих пульсаций с транзитным потоком. Необходимо изучить, насколько далеко они будут распространяться в цилиндрических каналах.

Создание мелкомасштабных течений на фоне интенсивного транзитного потока активно изучается в контексте проблем интенсификации теплообмена и снижения гидравлического сопротивления при обтекании поверхностей. Исследуется влияние локальных барьеров [312] и впадин [313] на генерацию локальных течений в этих процессах. Для снижения гидравлического сопротивления при движении в электропроводящих средах, например морской воде, активную роль могут играть электромагнитные силы, создающие локальные вихревые течения [314]. В контексте этого вопроса, рассматриваются попытки использования сети локализованных магнитных препятствий [315] для снижения общего сопротивления при обтекании поверхностей и усиления теплоотдачи с них [316].

Электромагнитные силы позволяют создать транзитный поток жидкого металла бесконтактным образом с помощью электромагнитного насоса. Электромагнитный насос для жидкого металла является известным устройством [317]. Такие насосы нашли применение в металлургической промышленности (см., например, [318, 319]). Конструкции индукторов насосов исследованы теоретически и в эксперименте (см., например, [320–322]). Основные результаты и разработанные методики относятся ко времени, когда компьютерные расчеты не были доступны. В эпоху современных технологий эти исследования продолжаются, но не столь интенсивно (см., например, [323–325]).

Традиционная конструкция насоса бегущего поля с цилиндрическим каналом [284, 317, 323] широко распространена из-за высокой надежности. В последнее время насосы такого типа исследуются в связи с их текущим или планируемым применением в современных атомных и термоядерных установках (см., например, [282, 283, 326–328]). Тем не менее, часто возникает необходимость

в усовершенствовании и развитии конструкции, а также адаптации устройства под требования конкретного участка, где этот насос планируется применять [329]. В этих случаях не всегда имеется возможность использовать имеющиеся результаты [326, 330, 331], полученные для конкретных реализаций этих устройств. К тому же, процессы, происходящие в коаксиальных каналах, могут сопровождаться неустойчивостями [332] и другими особенностями, которые могут быть интересны как с теоретической, так и с практической точек зрения. Это послужило причиной выполнения углубленных исследований электродинамических процессов и течений в коаксиальных каналах, которые создаются индукторами бегущего магнитного поля.

Производительность электромагнитных индукторов существенно зависит от электропроводности жидкого металла. Она существенно зависит от растворенных в нем примесей. В связи с этим следует обратить внимание на проблему чистоты теплоносителя на атомных электростанциях [333]. Одной из важнейших задач в технологии электромагнитной очистки жидкометаллического теплоносителя является разработка методов оперативного и надежного контроля свойств расплава, важнейшим из которых является их электропроводность. Существующие методики [334] являются недостаточно точными и удобными для применения. Это и послужило причиной более глубокого изучения зависимости электромагнитной силы, которую генерирует индуктор, от электропроводности с целью разработки бесконтактной методики оперативного контроля чистоты теплоносителя.

5.2. Взаимодействие вихревых и транзитных течений

5.2.1. Натриевый стенд для изучения пульсаций в зоне смешения потоков натрия разной температуры

В исследованиях, описанных в данной главе, использовался натриевый стенд (рис. 5.3-5.5), который включает в себя главный контур 1 с трубами

внутренним диаметром 68 мм, вспомогательный контур 2 системы заливки и очистки с внутренним диаметром труб 20 мм и воздушный контур системы охлаждения 3 [25]. Натрий в твердом состоянии находится в двух танках 4. Главный контур состоит из двух параллельных веток, горячей 5 и холодной 6. Течение по горячей ветке обеспечивает электромагнитный насос 7 [29], а по холодной – электромагнитный насос 8. При этом разнотемпературные потоки натрия исходят из тройника 9, а сливаются – в исследуемой модели 10 [26]. Нагрев натрия осуществляется с помощью установки с патронными нагревателями 11, охлаждение осуществляется с помощью воздушного теплообменника 12 с вентиляционной системой, подключенной к контуру 3.

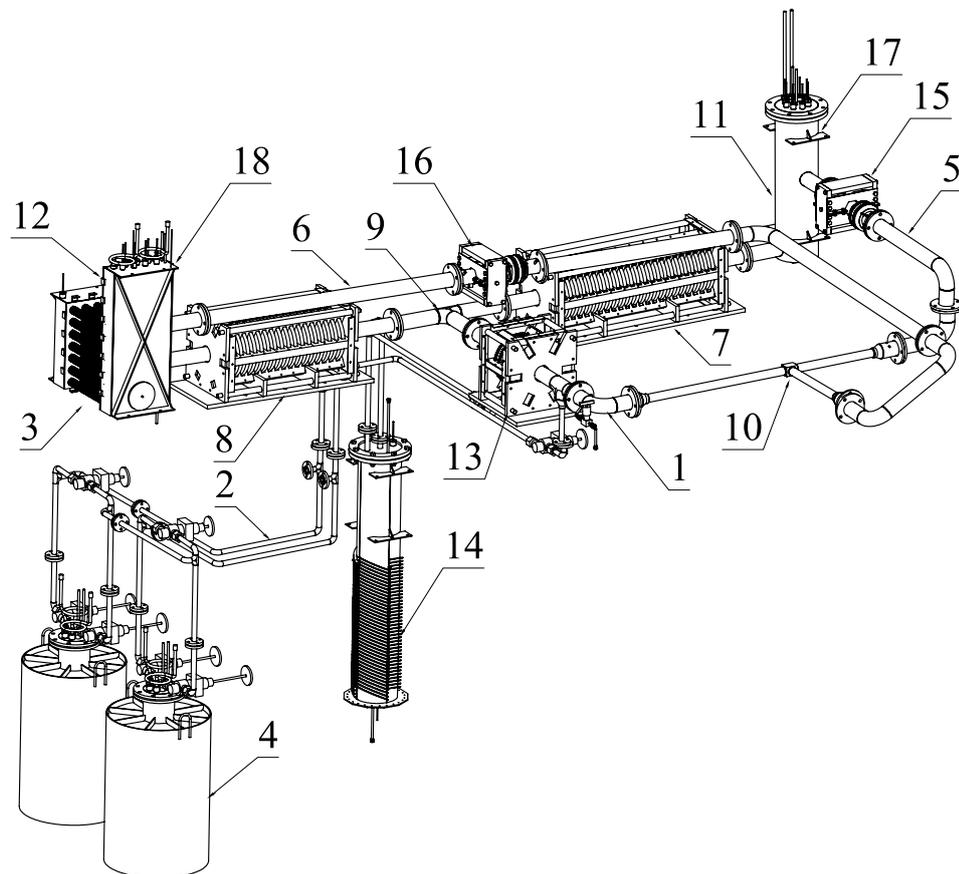


Рис. 5.3. Общая схема стенда (пояснения в тексте)

После слияния потоков в модели 10, натрий течет к тройнику 9, проходя участок с электромагнитным насосом-дресселем 13, который расположен между отводами во вспомогательный трубопровод 2. Насос-дрессель используется в

режиме очистки жидкого натрия. Он увеличивает гидравлическое сопротивление на своем участке, и часть натрия уходит во вспомогательный контур и систему очистки 14 [25].

Расход жидкого натрия измеряется с помощью электромагнитных расходомеров [335] горячей 15 и холодной 16 веток. Для сглаживания гидравлических пульсаций и компенсации температурного расширения жидкого металла в контуре предусмотрены расширительные емкости 17 и 18. Эти емкости конструктивно встроены в нагреватель 11 и охладитель 12 соответственно.



Рис. 5.4. Фото натриевого стенда

В главном контуре отсутствует запорная арматура, а во вспомогательном управление потоками жидкого натрия осуществляется вентилями V1-V9 (рис. 5.5). Для контроля этих процессов используются измерители расходов F1 и F2. В главном контуре давление газа в расширительных емкостях осуществляется с помощью манометров M1 и M2. Перед исследуемой моделью установлены термодары T1 и T2, измеряющие температуру горячего и холодного натрия, соответственно. После заполнения контура вентиль V7 отсекает его от вспомогательной ветки, а вентили танков остаются открытыми.

контура и поддержания теплового режима. Все основные органы управления сосредоточены на главном щите. Вторая часть – измерительное оборудование. Все приборы управления и контроля температуры имеют интерфейс «RS485». Измерительные модули для связи с компьютером используют интерфейс «Ethernet». Программы сбора и обработки данных созданы в среде программирования «LabView». Обработка производится с помощью программного пакета «MatLab». Для снятия показаний с измерительного участка стенда используется дополнительный модуль на основе шасси «NI cDAQ-9188», платы сбора данных «NI9239», «NI9213» [25].

5.2.2. Экспериментальное изучение неизотермического обтекания магнитного препятствия

В данном разделе описывается исследование течения жидкого натрия в цилиндрическом канале через область с локализованным постоянным магнитным полем, которое проявляет себя как «магнитное препятствие» [27, 28]. Вначале будет описано экспериментальное исследование процесса, которое проводилось на натриевом контуре. Натрий протекал через канал 1 (рис. 5.6), на который оппозитно устанавливались постоянные магниты 2 с внешним ярмом для замыкания силовых линий и усиления индукции. В области магнита были установлены контакты 3, между которыми измерялась э.д.с. Магнит с контактами входил в состав кондукционного расходомера [335], который (как и индукционный расходомер 4) тарировался в отдельном эксперименте. Его показания регистрировали расход жидкого натрия в канале.

В канале вдоль по потоку через шлюзы были установлены две малоинерционные термопары толщиной 1 мм. Они были погружены в натрий так, что их термоспаи были расположены в геометрическом центре поперечного сечения трубы и отстояли друг от друга на расстоянии 0.14 м. Максимально возможная погрешность установки термопар на таком расстоянии и глубине составила 2 мм, что дает относительную погрешность 1.4 % [27]. При скорости 20 см/с время

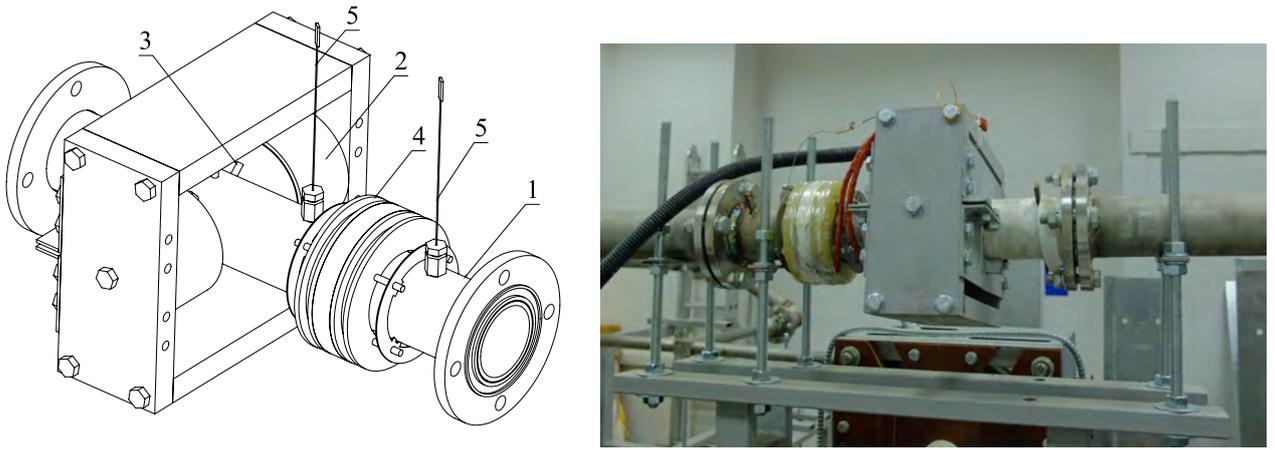


Рис. 5.6. Слева – схема, справа – фото исследуемого канала, пояснения в тексте

прохождения пульсаций температуры между датчиками составляет около 0.7 с. Поэтому при частоте дискретизации 75 Гц относительная погрешность по времени составляет 0.9 %, итоговая инструментальная относительная погрешность определения скорости составляет около 2.3 %. Размер термоспаев составлял примерно 0.8 мм. Измерения в потоке натрия не предъявляют столь высоких требований к размерам спаев термопары и точности установки координат, как, например, измерения в потоке воды. В жидких металлах могут существовать только относительно большие неоднородности температуры. Мелкие поглощаются благодаря высокой молекулярной теплопроводности. В неизотермической изотропной турбулентности между микромасштабами Тейлора для флуктуаций скорости λ_V и температуры λ_T имеет место следующее соотношение:

$$\frac{\lambda_V}{\lambda_T} = \sqrt{\text{Pr}},$$

где $\text{Pr} = 0.0089$ – число Прандтля при температуре натрия 150°C . Следовательно, λ_T на порядок больше, чем λ_V . Число Рейнольдса $\text{Re} = VD/\nu$ изменяется от $5.7 \cdot 10^3$ до $3.4 \cdot 10^4$ для скоростей 5 – 30 см/с. Здесь ν – кинематическая вязкость ($59.37 \cdot 10^{-8} \text{ м}^2/\text{с}$ для 150°C). Эти значения чисел Рейнольдса больше критических и соответствуют режимам неустойчивой (менее 8.7 см/с) и устойчивой (более 8.7 см/с) турбулентности. Предположительно, именно при такой

степени турбулентности гипотеза Тейлора должна выполняться в достаточной степени.

Анализ скорости транзитного потока осуществлялся с помощью вычисления кросс-корреляции между сигналами, получаемыми термопарами. Средняя скорость между датчиками определяется как

$$\langle v \rangle_V = \frac{l}{\langle \tau \rangle_t},$$

где l – расстояние между двумя термопарами, $\langle \tau \rangle_t$ – средняя по времени задержка пульсации сигнала, полученная на второй термопаре, t – интервал осреднения.

В этой методике временная задержка соответствует координате максимума кросс-корреляционной функции (ККФ). ККФ для двух стационарных случайных центрированных сигналов $A(\tau)$ и $B(\tau)$ определяется выражением:

$$C_{AB}(X) = \frac{1}{\sigma_A \sigma_B} \lim_{t \rightarrow \infty} \frac{1}{t} \int_0^t A(\tau) B(\tau + X) d\tau,$$

где X – сдвиг во времени, τ – текущее время, σ – стандартное отклонение. Для оценки времени задержки достаточно иметь информацию о мелкомасштабной структуре, которую имеет поле температуры в турбулентном течении [27].

На практике используются ограниченные во времени величины $A(\tau) = T_1(\tau)$ и $B(\tau) = T_2(\tau)$, где $T_1(\tau)$ и $T_2(\tau)$ – центрированные сигналы от термопар 1 и 2. Фактически, ККФ C_{12} корреляции сигналов термопар определялась следующим уравнением

$$C_{12}(x) = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \frac{T_1(i\delta\tau) T_2(i\delta\tau + x)}{\sigma_{T_1} \sigma_{T_2}},$$

где x – параметр ККФ, временной сдвиг $x = j\delta\tau$ ($j = 0, 1, \dots$), $\delta\tau$ – шаг по времени, определяемый частотой дискретизации измерительного прибора, N – размер выборки.

Пример сигналов, полученных данной измерительной системой, показан на рисунке 5.7а. Видно, что некоторые пики на сигнале термопары 2 явно повторяют таковые на сигнале термопары 1 с некоторым запаздыванием. Задержка $\langle \tau \rangle_t$ определяется максимальной координатой ККФ. На рисунке 5.7б показан пример нормализованной ККФ, полученной при разных скоростях потока. Несмотря на большое расстояние между термопарами, существует хорошая степень корреляции для медленных и быстрых потоков [27].

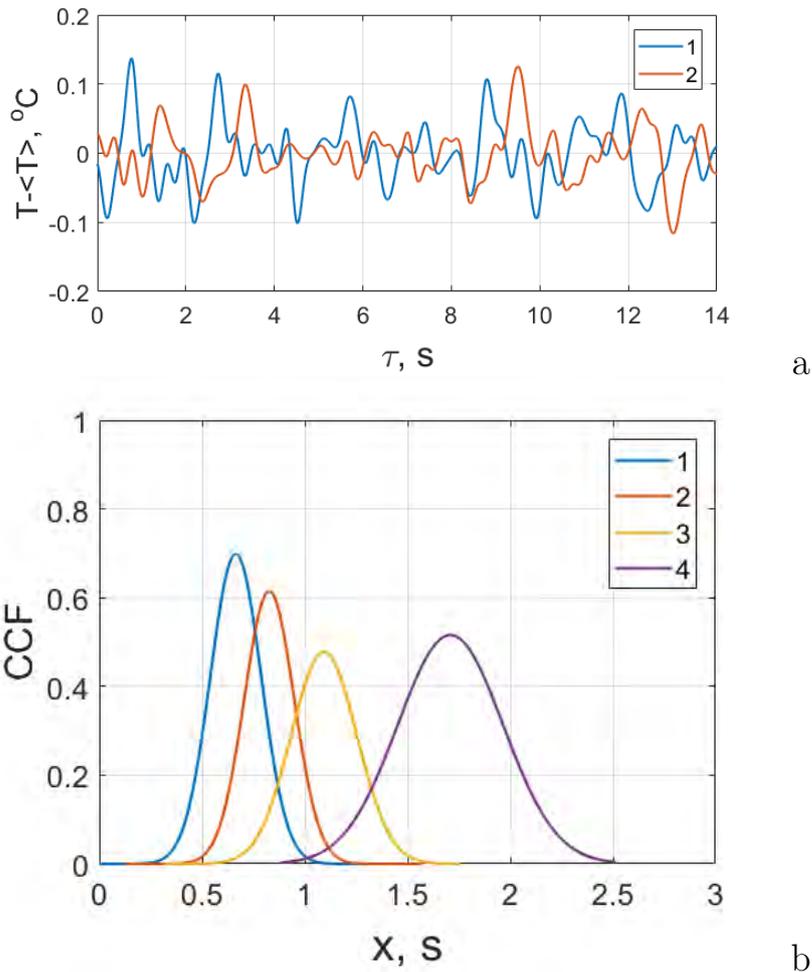


Рис. 5.7. (а) – примеры температурных сигналов: 1 – сигнал первой термопары, 2 – сигнал второй термопары; $v = 26$ см/с, $Q = 1.04$ л/с; (б) – примеры ККФ для различных расходов Q : 1 – 1.04 л/с, 2 – 0.84 л/с, 3 – 0.63 л/с, 4 – 0.41 л/с

В эксперименте через канал протекал жидкий натрий с различными расходами и температурой. Если допустить наличие в потоке значительных пульсаций температуры (рис. 5.7а) и стационарность течения, метод кросс-корреляционного

измерения скорости является абсолютным методом. По тестовым измерениям построена кривая зависимости локальной скорости V , рассчитанной по временному сдвигу между пульсациями температуры, от расхода Q (рис. 5.8). Коэффициент пропорциональности, определяемый как $K = Q/V S$, где S – площадь поперечного сечения канала, равен $K = 0.93$. Этот коэффициент не равен единице из-за поправки на форму профиля потока и того, что средняя скорость измеряется только в центральной части поперечного сечения канала (термопары расположены на оси трубы) [27].

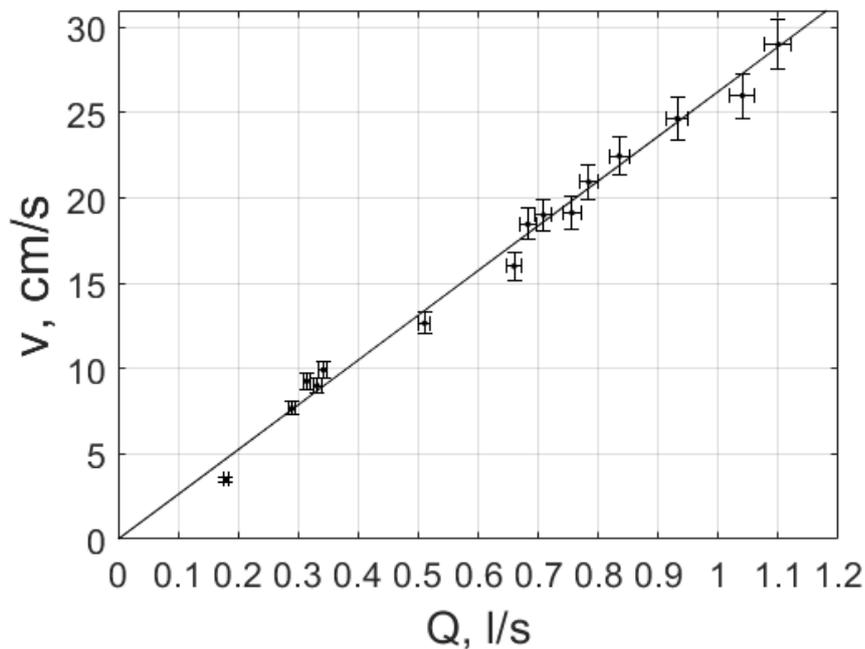


Рис. 5.8. Зависимость скорости V , определяемой по описанной методике, от величины измеренного расхода Q

Эксперименты показали, что методика обладает высокой чувствительностью только в том направлении движения натрия, при котором он проходит через «магнитное препятствие». При движении потока жидкого натрия в другом направлении чувствительность была крайне низкой [27]. Это подтверждает, что естественные колебания температуры в потоке недостаточны и для реализации измерительной методики необходим дополнительный источник турбулентности потока. Для более глубокого понимания этого эффекта выполнено численное исследование происходящих в канале процессов.

5.2.3. Численное исследование неизотермического обтекания магнитного препятствия

Для проверки предположения о том, что именно постоянное магнитное поле вносит в поток необходимые температурные возмущения, были проведены численные исследования [27, 28]. Результаты дадут возможность определить наилучшее расположение термопар для регистрации скорости. Длина участка трубы была увеличена в два раза по сравнению с экспериментальным участком, чтобы иметь полную картину того, как далеко распространяются возмущения полей температуры и скорости после магнитного препятствия. Геометрия и величина магнитного поля были точно такими же, как и в эксперименте.

Математическая модель процессов основана на уравнениях магнитогидродинамики и описана в разделе 2.2.1. Однако, несмотря на то, что магнитное число Рейнольдса меньше единицы, в данном случае нельзя использовать электродинамическое приближение. Электродинамическая часть задачи описывается уравнением переноса магнитного поля движущейся средой (2.1). Задача решается с помощью разложения магнитного поля на стационарную составляющую и индуцированное поле $\mathbf{B} = \mathbf{B}_0 + \mathbf{b}$. Получаем следующее итоговое уравнение для индуцированного поля и индуцированного тока:

$$\frac{\partial \mathbf{b}}{\partial t} + (\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{b} = \frac{1}{\mu_0 \sigma} \nabla^2 \mathbf{b} + ((\mathbf{B}_0 + \mathbf{b}) \cdot \nabla) \mathbf{v} - (\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{B}_0,$$

$$\mathbf{j} = \frac{1}{\mu_0} \nabla \times \mathbf{B},$$

где μ_0 – магнитная постоянная, σ – электропроводность среды. Электромагнитная сила, которая работает как «магнитное препятствие» (рис. 5.9), определяется выражением (2.7). Течение жидкого металла описывается уравнениями Навье-Стокса и неразрывности (2.8).

Электромагнитные расчеты для определения распределения исходного поля выполнены в пакете Ansys с привлечением программного языка APDL [27, 28].

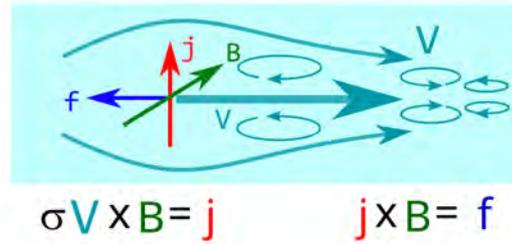


Рис. 5.9. Схема обтекания магнитного препятствия

МГД-расчеты выполнены в пакете Fluent с использованием встроенного МГД-модуля с добавлением самостоятельно написанных на языке C модулей через механизм User-Defined-Function. Модуль был предварительно протестирован на решении известной задачи течения Гартмана.

В ходе исследования проведены многовариантные трехмерные расчеты течения жидкого металла в цилиндрическом канале. Сопоставление результатов расчетов и экспериментов выполняются для течения натрия по цилиндрическому каналу длиной 1 м и диаметром 0.068 м. Расход и температура натрия задаются на входе в канал, а условия скольжения и теплообмен с окружающим воздухом – на сплошных стенках. Расход варьировался от 0.18 до 1 л/с, а температура натрия на входе была постоянной и составляла 150 °С. Температура снаружи канала была постоянной и составляла 25 °С. Схема расчётной области с указанными положениями магнита (красный закрашенный круг) и точками, в которых регистрировались колебания температуры и скорости с частотой 10 Гц (синие точки) показана на рисунке 5.10. Таких точек, расположенных на оси трубы, было шесть. Ось X расположена в горизонтальной плоскости, а ось Y – в вертикальной. Ось Z направлена вдоль канала. Постоянное магнитное поле вдоль оси X пронизывает канал на расстоянии 0.22 м от его начала.

Расчеты показали, что магнитное поле локально изменяет структуру течения. На рисунках 5.11а и 5.11б представлены примеры расчета поля скорости и температуры в двух сечениях. Взаимодействие между потоком жидкого натрия и внешнего магнитного поля вызывает генерацию электромагнитной силы. Эта сила направлена против течения и преимущественно параллельно оси X. Из

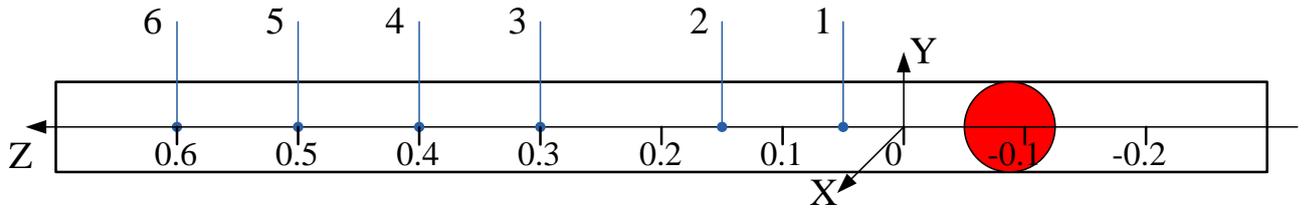


Рис. 5.10. Схема расчётной области.

рисунков следует, что ядро потока тормозится, а его часть смещается к стенкам в вертикальном сечении, вызывая появление вихревого течения. После прохождения области с магнитным полем структура течения постепенно возвращается в исходное состояние. Однако натрий, проходя вблизи стенок трубы без теплоизоляции, успевает немного остыть. В этом случае пульсации скорости потока приводят к возникновению пульсаций температуры. Структура течения такова, что колебания температуры передаются потоком вниз по течению и к центру канала. Таким образом, эти пульсации достигают точек на оси канала, где расположены термопары [27, 28]. При движении потока в обратном направлении этот эффект не работает, что было подтверждено экспериментально.

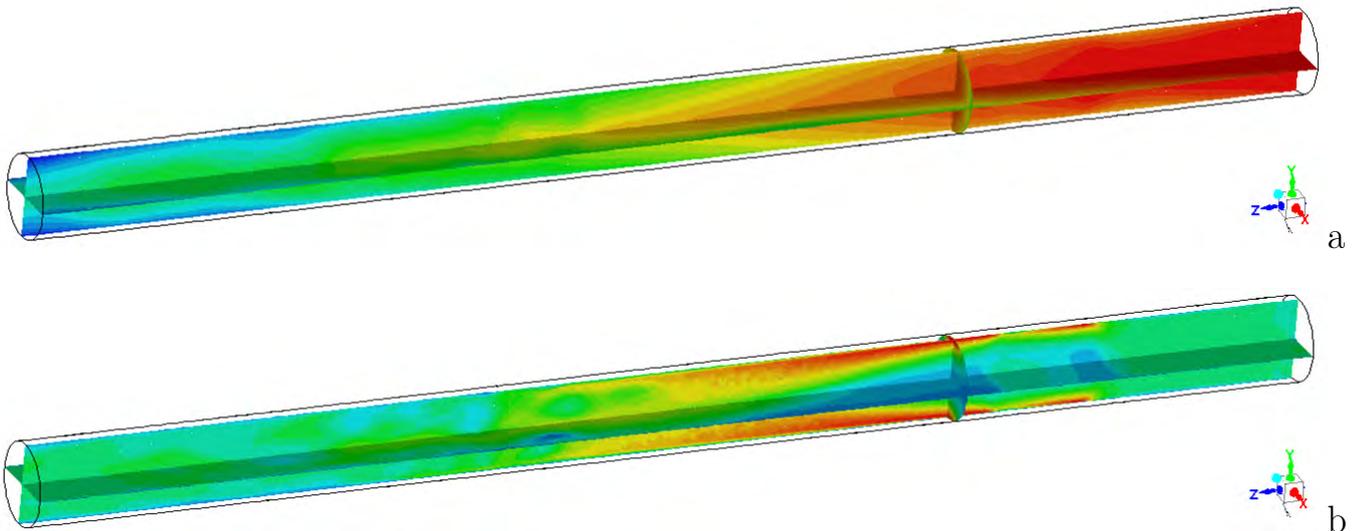
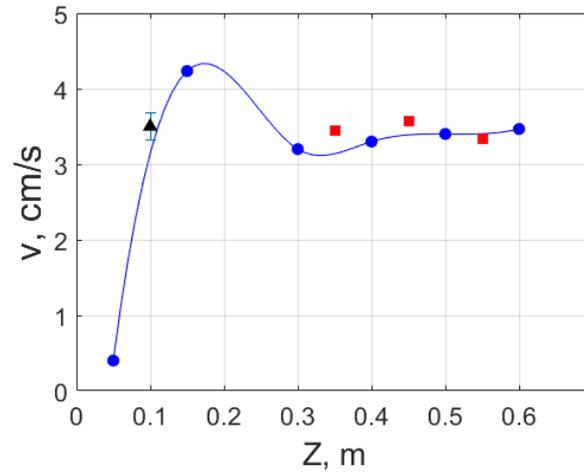


Рис. 5.11. Поля в сечениях YZ и XZ , заданные параметры: $v = 10$ см/с, $Re = 11300$, $Q = 360$ мл/с: (a) – поле v_z компоненты скорости, (b) – поле температуры.

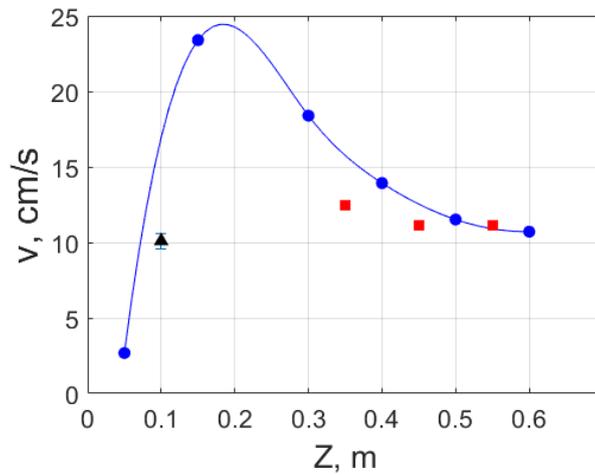
Как видно из рисунков 5.11a,b, зона смешения распространяется примерно от $Z = 0.3$ м до $Z = 0.5$ м при заданном в численном эксперименте расходе

$Q = 360$ мл/с. В этой зоне встречаются горячий и холодный потоки и возникают пульсации температуры (рис. 5.11а). Важно отметить, что в начале этой зоны наблюдается сильно неравномерное распределение скорости в вертикальном сечении, что приводит к сильным колебаниям ближе к оси трубы (рис. 5.11b). Флуктуации скорости большой амплитуды неизбежно приведут к размыванию пиков ККФ и, как следствие, к большей неопределенности при восстановлении скорости методом температурных корреляций. Таким образом, можно ожидать более точной работы метода ниже по течению, начиная с координаты $Z = 0.4$ м. Действительно, для пар сигналов из точек 3-4, 4-5 и 5-6 была получена хорошая степень корреляции 0.6 и более, а для точек 1-2 степень корреляции была меньше 0.2, и ширина пика не позволяла определить скорость [27, 28].

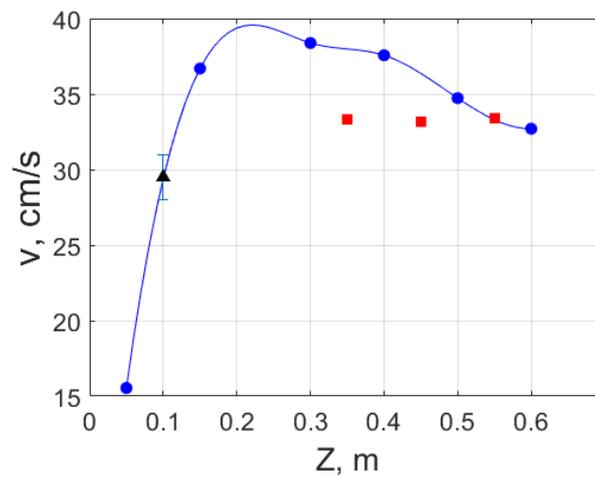
На рисунках 5.12а–с показаны осредненные по времени профили скорости вдоль канала на его оси, полученные непосредственно из численного расчета (синие точки и сплайн-интерполированная линия), из кросс-корреляционного анализа сигналов температуры численного расчета (красные квадраты) и эксперимента (черный треугольник) для различных заданных значений расхода. Обнаружена немонотонность профиля скорости при всех скоростях потока. На всех рисунках видно сильное торможение потока вблизи магнита (точка 1, $Z = 0.05$ м). Это замедление составляет соответственно 7.5, 3.7 и 1.9 раза относительно заданных значений скорости 3, 10 и 30 см/с. Ниже по потоку (точка 2, $Z = 0.15$ м) струи, ускоренные на периферии, завершают обтекание магнитного препятствия и входят в центральную часть трубы – на всех рисунках видно превышение скорости относительно заданной на 45, 144 и 32 процента соответственно. И только после этого ещё ниже по течению скорость становится близкой к заданной. Причем это происходит в разных координатах для разных расходов: при $Q = 180$ мл/с на $Z = 0.3$ м, при $Q = 360$ мл/с на $Z = 0.5$ м и для $Q = 1.1$ л/с на $Z = 0.6$ м. При малом расходе наблюдается равномерный профиль скорости в координатах $Z = 0.3–0.6$ м; значения скорости, полученные методом температурных корреляций, хорошо соответствуют этому профилю.



a



b



c

Рис. 5.12. Осредненные по времени профили скорости вдоль канала, полученные непосредственно из численного расчета (синие точки и сплайн-интерполированные линии), из кросс-корреляционного анализа температурных сигналов численного расчета (красные квадраты) и эксперимента (черные треугольники); параметры численного эксперимента: (а) – $v = 3$ см/с, $Re = 3400$, $Q = 180$ мл/с, (б) – $v = 10$ см/с, $Re = 11300$, $Q = 360$ мл/с, (с) – $v = 30$ см/с, $Re = 34000$, $Q = 1.1$ л/с.

Можно сделать вывод, что пульсации температуры действительно движутся вместе с потоком и гипотеза Тейлора работает хорошо [27].

По мере увеличения расхода появляются участки, в которых метод температурных корреляций начинает «занижать» значения скорости – пульсации температуры отстают от течения. Особенно хорошо это видно на рис. 5.12с, на координатах 0.3 – 0.45 м – расхождение в значениях скоростей достигает 13 %. Течение в указанной области сильно турбулизовано и гипотеза Тейлора неверна. Для возможности измерения скорости с помощью метода температурных корреляций при больших расходах более 1 л/с ($Re > 3 \cdot 10^4$) термопары должны располагаться на большом расстоянии от магнита (в текущей конфигурации при $Z > 0.5$ м) [27].

Расчеты показали [28], что магнит малого диаметра (менее половины диаметра трубы) предпочтителен, так как его более концентрированное магнитное поле создает турбулизованный поток сразу за магнитным препятствием и протяженную зону смешения. В этом случае можно говорить о магнитном препятствии именно как об источнике температурных пульсаций. Вариация величины магнитного воздействия позволяет эффективно изменять и задавать уровень пульсаций температуры и скорости, а также управлять протяженностью и положением зоны смешения. Вариация температуры стенки приводит в основном к изменению величины пульсаций температуры в потоке, однако это практически не влияет на работоспособность и точность метода.

5.3. Генерация транзитного течения в коаксиальных каналах

5.3.1. Влияние геометрических и физических параметров на характеристики индуктора бегущего поля

Основными элементами индуктора, создающего бегущее магнитное поле, являются наборы кольцевых обмоток 1 из медного провода и стальных ферромагнитных сердечников 2 (рис. 5.13а) [29]. Обмотки подключены к трехфазной сети переменного тока, поэтому их число кратно трем. Количество обмоток определяет количество зубцов сердечников. В осевой зазор индуктора помещается канал 3, по которому протекает жидкий металл 4. В центре канала 3 располагается дополнительный канал 5. В большинстве случаев он содержит набор ферромагнитных пластин, что увеличивает величину электромагнитной силы.

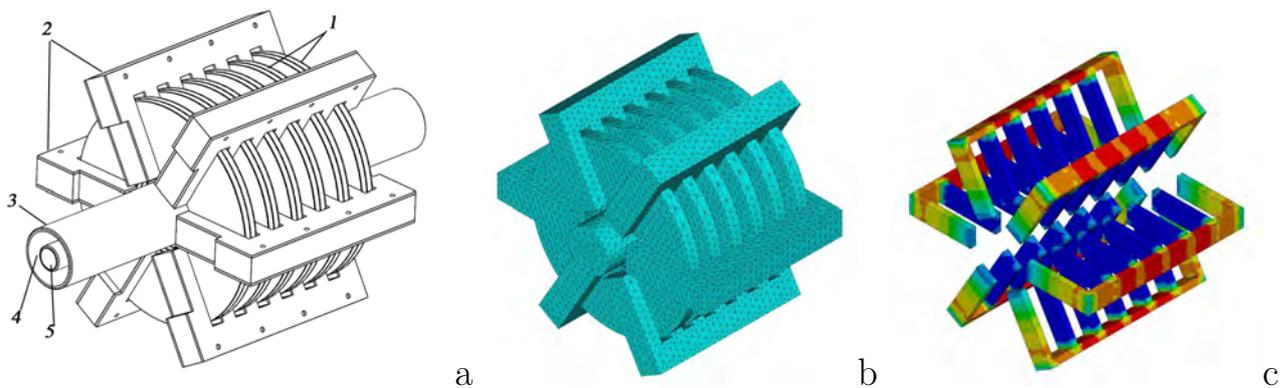


Рис. 5.13. (а) – схема цилиндрического коаксиального электромагнитного индуктора бегущего поля (комментарии в тексте), (б) – пример расчетной сетки, (с) – пример расчета поля магнитной индукции для определения насыщения ферромагнетика

Определение влияния геометрических и физических параметров на характеристики бегущего поля индуктора осуществлялось с помощью многовариантных расчетов математической модели в трехмерной постановке, которая подробно описана ранее в главе 2. Расчеты проводились в пакете «Ansys». С

помощью численного моделирования определялось влияние изменения какого-нибудь параметра на производительность (генерируемый перепад давления) при фиксированных прочих параметрах. Расчеты показали, что существует оптимальное значение величины диаметра канала (рис. 5.14а), толщины стенки канала (рис. 5.14б) и диаметра центральной трубы-вставки (рис. 5.14с), при которых достигается наибольшая производительность. Изменение толщины стенки канала не существенно влияет на производительность. При выборе величины зазора между трубами (там, где течет жидкий металл) необходимо учитывать, что уменьшение зазора, при увеличении давления, также ведет к увеличению гидравлического сопротивления. Уменьшение зубцового шага и площади сечения катушек при фиксированном количестве ампер-витков существенно увеличивает производительность (рис. 5.15а,б). При этом плотность тока в обмотках возрастает и ухудшается их охлаждение, что ведет к их перегреву, поэтому на выбор зубцового шага влияют результаты теплового анализа задачи. Наконец, при увеличении количества катушек, производительность насоса примерно линейно возрастает (рис. 5.15с) – на этом рисунке приведена зависимость для итоговой конфигурации электромагнитного насоса бегущего поля [29].

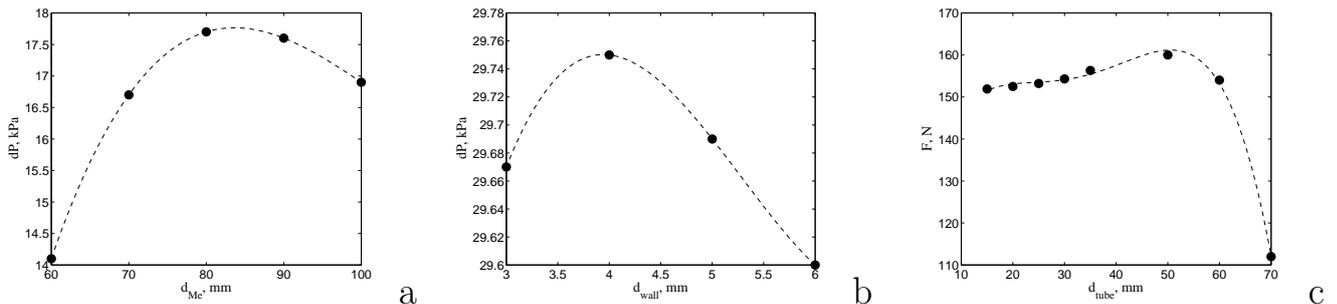


Рис. 5.14. Зависимость давления от одной из характеристик при фиксированных прочих характеристиках: (а) – зависимость давления от диаметра канала; (б) – зависимость давления от толщины стенки канала; (с) – зависимость давления от диаметра центральной трубы-вставки

Для определения степени насыщения ферромагнитных сердечников выполнялись расчеты зависимости магнитного поля от тока в обмотках с помощью

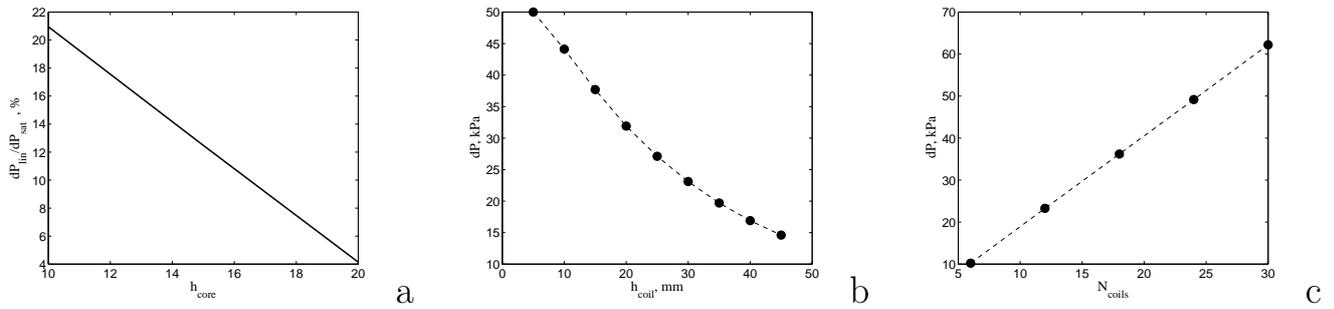


Рис. 5.15. (а) – зависимость давления от зубцового шага; (б) – зависимость давления от толщины катушек; (с) – зависимость давления от числа катушек

расчетной методики, описанной ранее в главе 2. Если геометрические параметры выбраны неверно, то заметно существенное отклонение зависимости от первоначального прямолинейного участка (рис. 5.16а). Если отклонение при заданном значении тока несущественны, то считается, что сердечники почти не насыщаются и найдены верные параметры (рис. 5.16б). Увеличение толщины сердечников снижает степень насыщения (рис. 5.16с), поэтому всегда можно подобрать наилучшие параметры, пожертвовав увеличением массы насоса [29].

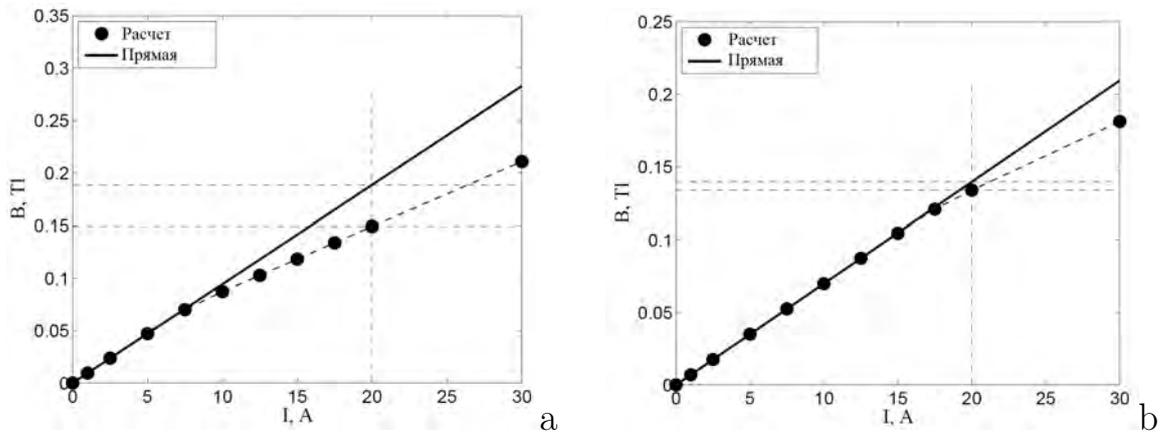


Рис. 5.16. Зависимость магнитной индукции от тока в катушках при выборе параметров сердечников с большим насыщением (а) и с незначительным насыщением (б)

Также на подбор геометрических параметров накладывает ограничение используемый источник питания. Необходимо так подобрать сопротивление обмоток и способ их подключения, чтобы при ограниченной плотности тока напряжение не превышало максимального значения. При этом необходимо учитывать реактивное сопротивление, которое многократно превышает омическое

и определяется из решения электродинамической задачи. Таким образом, выбор наилучших параметров конструкции – это комплексная задача, в которой необходимо получить наибольшую электромагнитную силу, наилучшее охлаждение, оптимально использовать питание от сети и создать конструкцию удобную в сборке и эксплуатации [29].

5.3.2. Характеристики электромагнитного насоса бегущего поля с коаксиальным каналом, разработанного и изготовленного на основе результатов математического моделирования

На основе найденных в моделировании параметров для исследований сконструирован и изготовлен электромагнитный насос (рис. 5.17). Он состоит из медных обмоток 1, сделанных из провода ПСДК сечением 7x1мм с электроизоляцией, ферромагнитных сердечников 2, набранных из пластин трансформаторной стали толщиной 0.5 мм. Рама насоса имеет форму параллелепипеда 3, дно и стенки сделаны из температуростойкого текстолита толщиной 20 мм. На верхнем кожухе 4 закреплены вентиляторы воздушной системы охлаждения, интенсивностью работы которой управляет терморегулирующая система. Внутри насоса помещается трубопровод с наружным диаметром до 76 мм из нержавеющей стали с трубой-вставкой по оси. Питание насоса осуществляется от сети трехфазного тока 50 Гц, 380 В, а регулировка – с помощью ШИМ «Hyundai». Насыщение ферромагнитных сердечников такого насоса незначительно (рис. 5.16b) [29].

Экспериментальные исследования интегральных характеристик насоса проводятся на гидравлическом контуре (рис. 5.18) [29]. Рабочей жидкостью являлся эвтектический сплав на основе галлия GaSnZn. Заполнение контура осуществлялось из контейнера 1, который крепился на специальной стойке и при необходимости мог подниматься или опускаться, при использовании избыточной емкости 2 и системы вакуумирования контура 3. Газовая система 4 позволяла заполнять трубы и контейнер углекислым газом. При этом достигались две цели: во-первых, осуществлялось удаление остатков сплава из системы сжатым

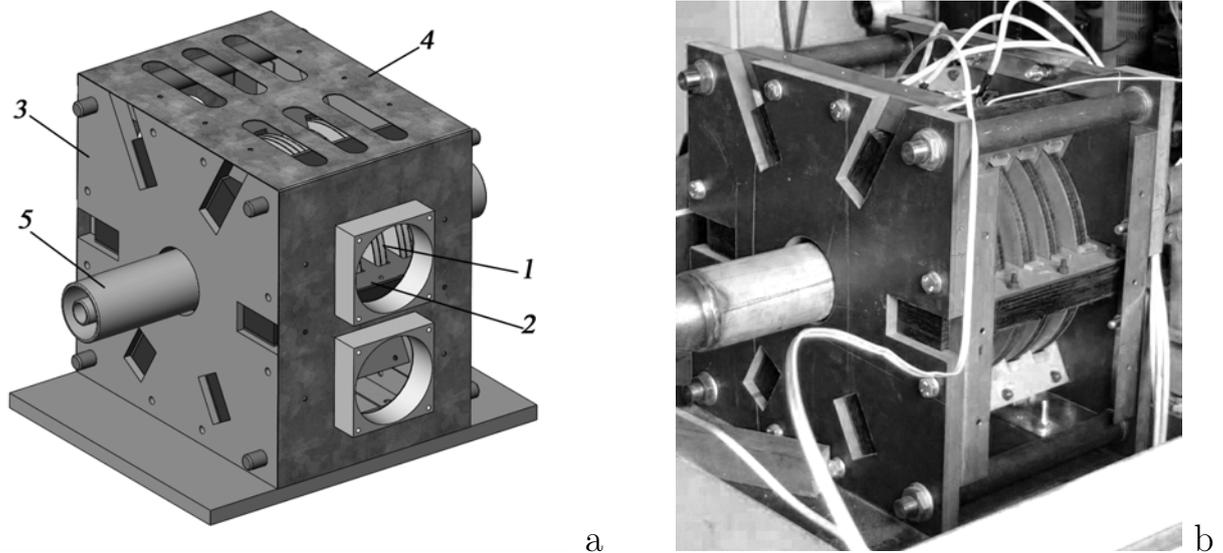


Рис. 5.17. Конструкция (а) и фото (b) электромагнитного насоса

газом, во-вторых, этот газ предотвращал окисление сплава в контейнере при хранении. Фильтрующий элемент 5 помогал уменьшить количество окислов в сплаве. В петлю контура был включен дроссель 6 для изменения гидравлического сопротивления системы, который в закрытом состоянии обеспечивал стопорный режим, когда транзитное течение отсутствовало. Измерение расхода жидкого металла осуществлялось с помощью электромагнитного расходомера 7 (погрешность измерений на расходомере не превышала 3%).

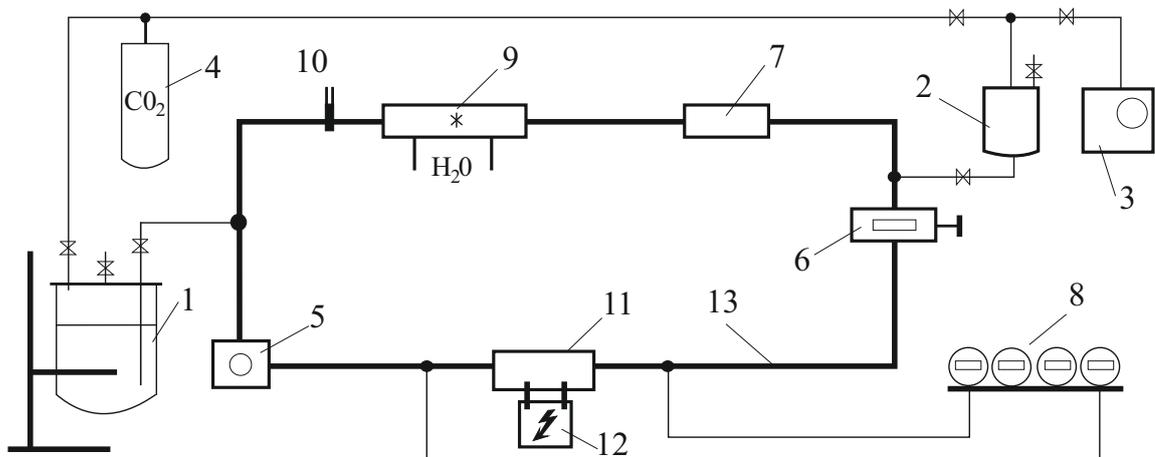


Рис. 5.18. Схема галлиевого стенда (пояснения в тексте)

Для измерения давления используется блок дифференциальных манометров Метран 8, при помощи которых возможно было измерять перепад давления от нескольких десятков Па до 600 КПа (погрешность измерений на манометрах не превышала 1%). Электромагнитные насосы могут сильно нагревать жидкий металл, поэтому для предотвращения перегрева использовался холодильник 9, представляющий собой теплообменник с проточной холодной водой. За температурой контура следили три термопары 10. Ток на исследуемый электромагнитный насос 11 подавался от специального регулируемого источника питания 12. Значение электрического тока измерялось холловским датчиком тока 13 (погрешность измерений на датчике не превышала 1%). Контур представлял собой замкнутую петлю из нержавеющей труб 14 с внутренним диаметром 20 мм. Последовательность работы с контуром была следующая. Вначале происходило вакуумирование и заполнение внутреннего объема труб и элементов. Затем включался холодильник и источник питания насоса и проводились измерения – снимались показания с вольтметра расходомера, с датчиков давления, датчика тока и с термопар. После обесточивания контура производился слив галлия с помощью сжатого углекислого газа. В экспериментах на галлиевом контуре расходно-напорные характеристики определялись с погрешностью не превышающей 5% [29].

Эксперименты показали, что насос создает стационарный расход, при этом уровень пульсаций расхода и давления не превышает допустимых 3 %. Рисунок 5.19а демонстрирует хорошее согласие зависимостей давления от тока в обмотках, полученных в расчете и эксперименте в стопорном режиме. Это дает уверенность в предсказании работы насоса в других конфигурациях и на других металлах, поэтому можно опираться на полученную расчетную зависимость (рис. 5.15с) для масштабирования индуктора. Расходно-напорная характеристика насоса оказалась пологой (рис. 5.19b), что характерно для насосов такого типа и свидетельствует о невысоком гидравлическом сопротивлении канала [29]. Результаты исследования послужили основой для конструирования основных

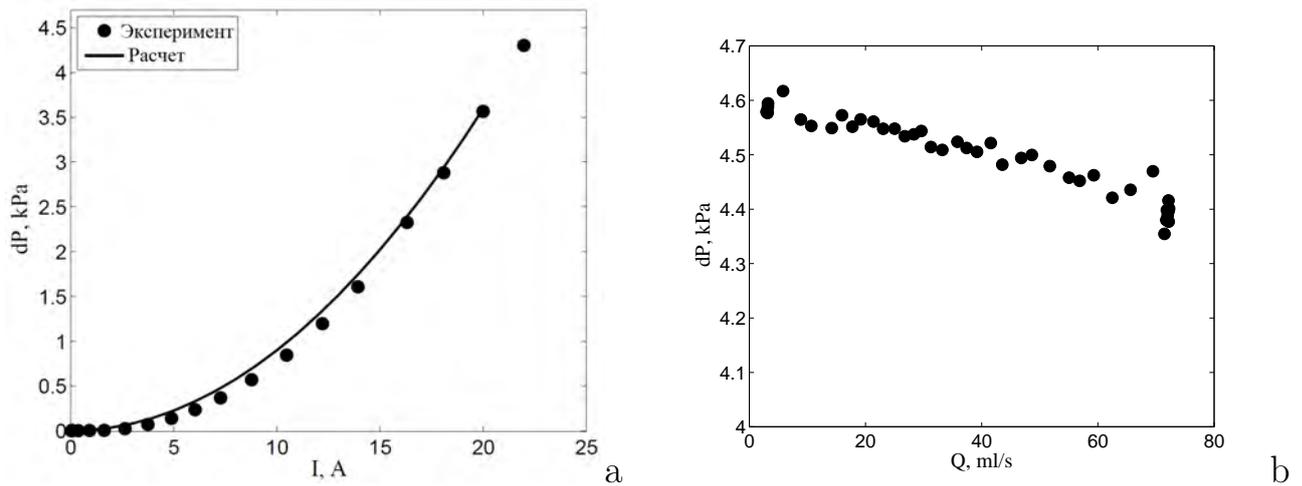


Рис. 5.19. Зависимость перепада давления от тока в стопорном режиме (а), зависимость перепада давления от расхода (б)

электромагнитных насосов описанного выше двухтемпературного натриевого стенда. Эти насосы, состоящие из трех (18 обмоток) и четырех (24 обмотки) секций (рис. 5.3), на жидком натрии выдали требуемые характеристики и позволили провести исследование, которое описано ниже в конце главы.

5.3.3. Электромагнитные насосы бегущего поля с коаксиальным каналом для натриевого теплоносителя

Разработанные вычислительные коды и подходы к расчетам были применены для поиска параметров для электромагнитных насосов для Белоярской атомной станции на быстрых нейтронах. Насосы прошли приемо-сдаточные испытания на Натриевом испытательном стенде (рис. 5.20). Характеристики насосов, полученные при данных испытаниях (рис. 5.21), демонстрируют близость результатов расчетов и экспериментов, что еще раз подтверждает надежность разработанных вычислительных методик.

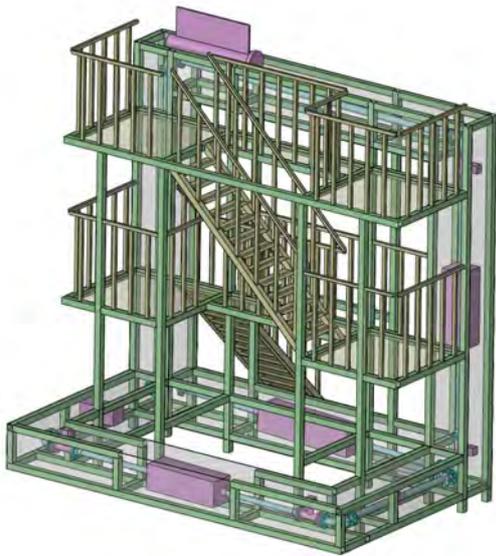
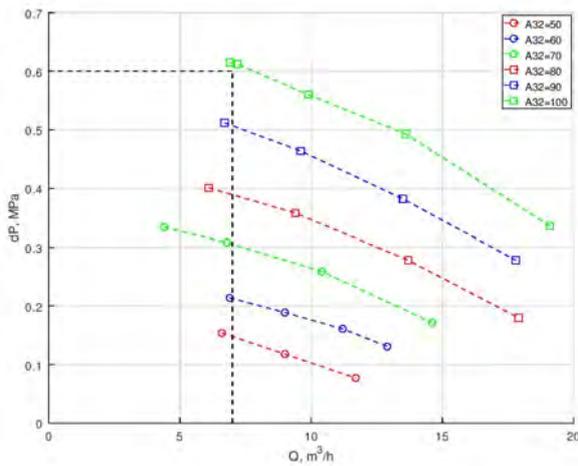
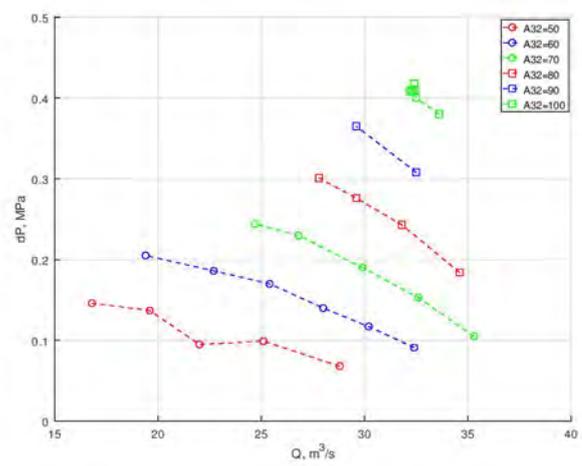


Рис. 5.20. Натриевый испытательный стенд (схема и фото)



а



б

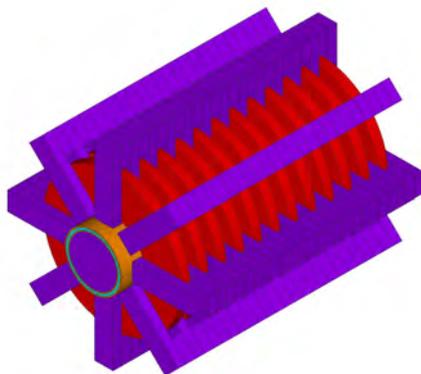
Рис. 5.21. Примеры измеренных расходно-напорных характеристик для натриевых насосов, выдающих следующие характеристики на номинальном напряжении: (а) – перепад давления 0.6 МПа при расходе $7 \text{ м}^3/\text{ч}$; (б) – перепад давления 0.4 МПа при расходе $32 \text{ м}^3/\text{ч}$

5.3.4. Экстремум на зависимости перепада давления от частоты тока, питающего обмотки индуктора

В данной части исследования интерес представляют не сами характеристики выбранного электромагнитного насоса, а именно вид их зависимости от частоты. Поэтому для проведения исследования выбран электромагнитный насос, который не выдает большую производительность [30], по сравнению с теми насосами, которые используются в промышленности. Тем не менее, его

конфигурация позволяет выполнить математическое моделирование на мелких сетках, а наличие точно изготовленного аппарата позволяет провести надежную верификацию.

Канал насоса (рис. 5.22) представляет собой две цилиндрические трубы из нержавеющей стали длиной 464 мм. Внешняя труба имеет наружный диаметр 107 мм и толщину стенки 2.5 мм, внутренняя труба имеет наружный диаметр 94 мм и толщину стенки 2 мм. Между внешней и внутренней трубой находится жидкий металл. Пространство внутри внутренней трубы заполнено ферромагнетиком. Индуктор состоит из 12 катушек, намотанных медным проводом, и 8 ферромагнитных сердечников. Длина индуктора 424 мм, наибольшая ширина 362 мм. Для создания бегущего магнитного поля обмотки подключаются в трехфазную электрическую сеть. Рассматривалось два способа их подключения. В первом случае сдвиг фаз между последовательными катушками равен 60 градусам (назовем его Тип 1), а во втором случае сдвиг фаз в 60 градусов был между двумя последовательными парами катушек (назовем его Тип 2). Таким образом, в первом случае длина волны бегущего поля была в два раза меньше, чем во втором случае. Бегущее магнитное поле создает электромагнитную силу, которая генерирует течение. Основными характеристиками процесса являются сила тока I , частота тока f , перепад давления между входом и выходом канала dP , а также расход жидкого металла Q [30].



а



b

Рис. 5.22. (а) – трехмерная схема исследуемого насоса, (b) – фото насоса на галлиевом стенде

Экспериментальная часть исследований проведена с помощью описанного выше гидравлического контура на галлиевой эвтектике. Результаты расчетов и экспериментов приведены на рисунке 5.23а. Отличие результатов не превышает 3%. Основной упор в дальнейших исследованиях сделан на стопорном режиме, поэтому именно его верификации уделено основное внимание. Также определены зависимости перепада давления от частоты электрического тока, который питает обмотки индуктора. Зависимости получены для стопорного режима, когда транзитное течение через канал отсутствует. На рисунке 5.23б показаны примеры таких зависимостей, полученных для одних и тех же фиксированных значений силы тока $I = 7.5$ А, который питает обмотки индуктора, но для двух разных типов подключения обмоток к трехфазной сети. Видно, что обе зависимости имеют экстремумы, каждый из которых достигается при разных значениях частоты питающего тока. Напомним, что подключение Тип 1 реализует более короткую длину волны бегущего магнитного поля, чем Тип 2. В первом случае вид зависимости более пологий, чем во втором, а величина экстремального перепада давления примерно в полтора раза ниже [30].

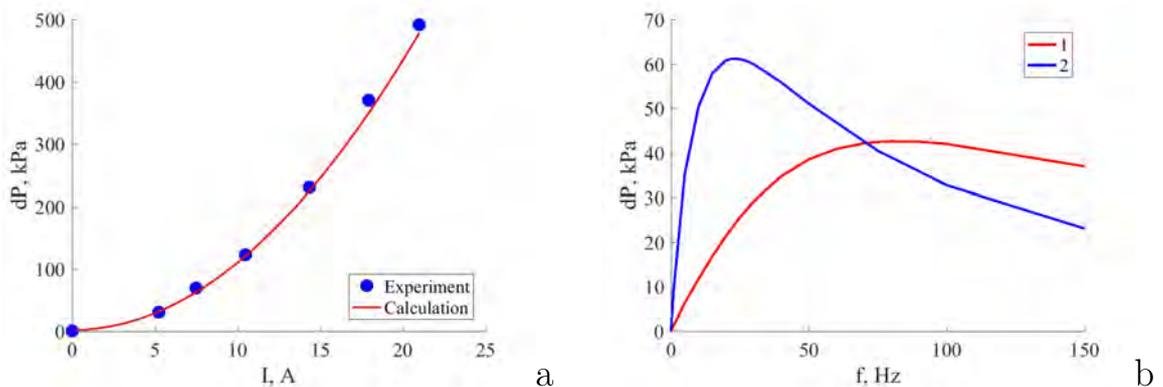


Рис. 5.23. Зависимость перепада давления от силы тока в стопорном режиме при частоте тока $f = 25$ Гц (а), расчетные зависимости перепада давления от частоты тока при фиксированном значении силы тока $I = 7.5$ А в стопорном режиме для двух способов подключения обмоток индуктора (Тип 1 и Тип 2, соответственно) в трехфазную сеть при реализации бегущего поля (б)

Из двух полученных зависимостей, показанных на рис. 5.23b, подключение Тип 2 является более предпочтительным для поиска положения экстремума, поэтому дальнейшие исследования проводились именно с этим типом подключения. С помощью математического моделирования определены такие же зависимости перепада давления от частоты, но при разных значениях величины электропроводности жидкого металла. Некоторые из них показаны на рис. 5.24. Видно, что положение максимума перепада давления для каждой кривой достигается при разных значениях частот. После этого на основе полученных расчетных данных была определена зависимость частот f_m , обеспечивающих максимум перепада давления, от электропроводности, которая показана на рис. 5.25 [30].

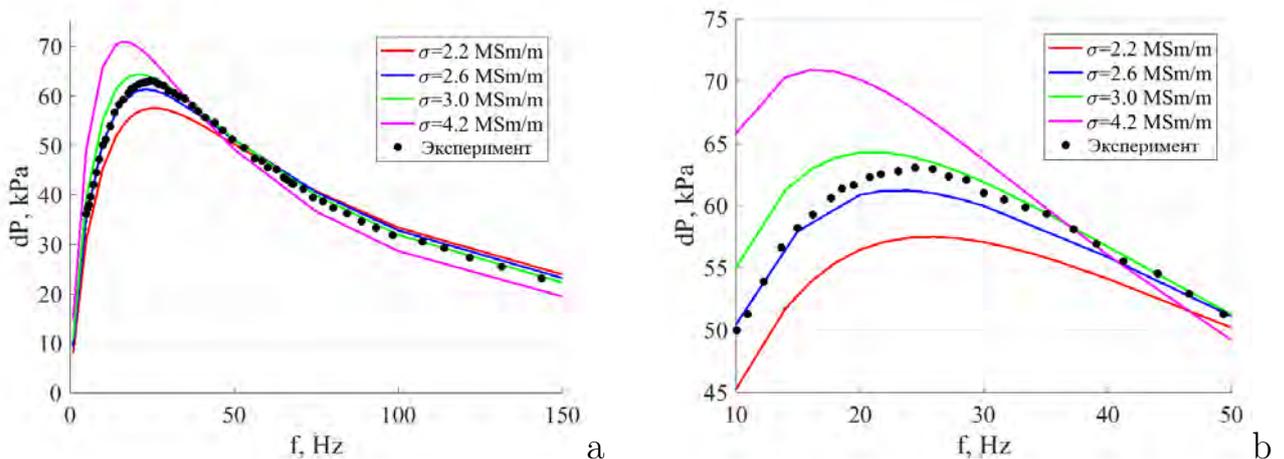


Рис. 5.24. Зависимости перепада давления от частоты тока, расчет и эксперимент (а, б). Показаны примеры нескольких расчетных кривых, которые получены для разных значений электропроводности, (б) показывает ту же зависимость, что и (а) но в других пределах по осям для удобства восприятия.

Точно такое же исследование было сделано с помощью экспериментальных методов, описанных выше. Для этого использовался галлиевый стенд с электромагнитным насосом. В данном исследовании возможность создания транзитного течения в контуре была исключена путем его перекрытия с помощью вентиля. Определялась зависимость перепада давления между входом и выходом канала от частоты электрического тока при фиксированном значении силы тока $I = 7.5$ А. Каждая точка на графике получалась при последовательном

варьировании значения частоты электрического тока с подстройкой для каждого из них значения силы тока до заданного, затем определялся перепад давления. На рис. 5.24 показана экспериментальная зависимость перепада давления от частоты тока. Оказалось, что эта экспериментальная зависимость, во-первых, повторяет форму расчетных зависимостей, а во-вторых, также имеет экстремум. Как и для расчетных кривых, с помощью аппроксимации и анализа была определена частота f_m , при которой перепад давления принимает максимальное значение [30]. Эксперимент проводился при фиксированной температуре, для которой известно указанное выше значение величины электропроводности галлиевой эвтектики.

Если нанести эту экспериментальную точку на расчетную зависимость частот f_m , обеспечивающих максимум перепада давления, от электропроводности (рис. 5.25), то оказывается, что значение этой частоты наиболее близко к расчетному значению частоты f_m , полученному при значении электропроводности $2.6 \cdot 10^6$ См/м. Это же значение электропроводности имеет галлиевая эвтектика GaSnZn [93]. Таким образом, с помощью еще одного исследования проведена верификация математической модели на задаче поиска положения экстремума на зависимости перепада давления от частоты, и результаты показали хорошее согласие между математическим моделированием и экспериментом. Показано, что расчетным путем можно определить истинное значение электропроводности с помощью сопоставления с экспериментом. Об этом более подробно будет сказано при обсуждении результатов.

Расходный режим, при котором в канале есть транзитное течение, созданное электромагнитным насосом, безусловно отличается от стопорного режима в аспекте поиска аналогичных зависимостей. Если в стопорном режиме удастся исключить две важные характеристики – вязкость и плотность из описанного анализа, и сосредоточить все внимание только на электропроводности, то в расходном режиме на вид зависимостей будут влиять уже все три характеристики. Тем не менее, для расходного режима проведено аналогичное исследование, но

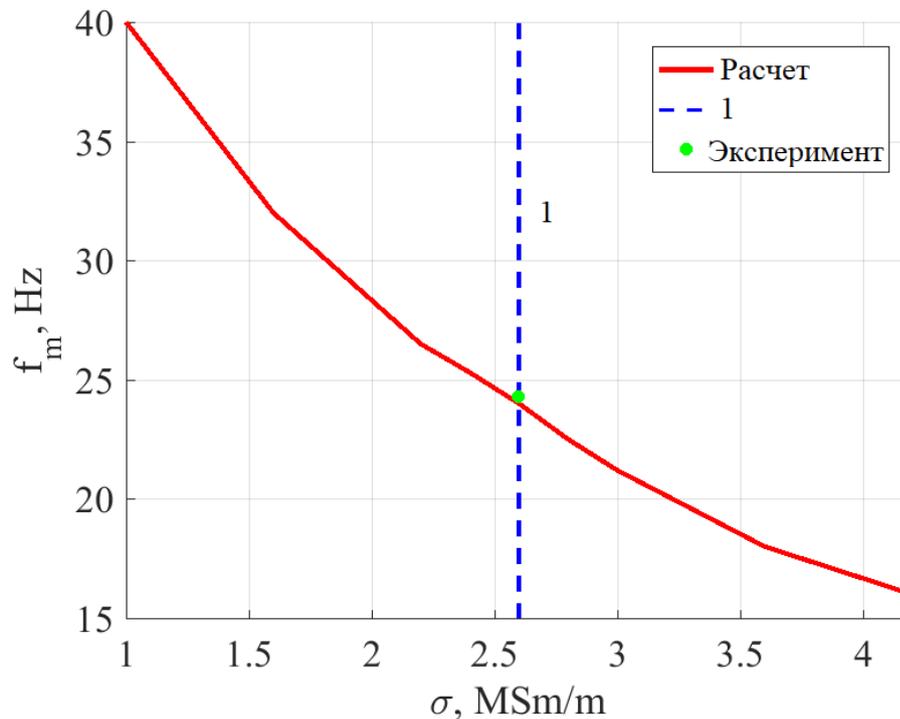


Рис. 5.25. Зависимость частоты f_m , обеспечивающей максимум перепада давления на кривых, показанных на рис. 5.24, от электропроводности жидкого металла. Красным цветом показана расчетная кривая, синей линией 1 показано истинное значение электропроводности, зеленым цветом показана экспериментальная точка.

в этом случае в расчетах значение электропроводности было зафиксировано, а менялась величина расхода транзитного течения. Некоторые из полученных расчетных зависимостей отображены на рис. 5.26 [30].

В эксперименте зависимость перепада давления от частоты определялась точно таким же образом, как и в описанном ранее стопорном режиме, но вентиль в ходе измерения был открыт настолько, чтобы обеспечивать заданное значение расхода жидкого металла по контуру. Следует отметить, что в этом исследовании неизбежно отличие расчетных и экспериментальных значений перепада давления. Причина заключается в том, что в галлиевом контуре места измерения перепада давления располагаются на некотором удалении от краев канала. Между этими участками расположены подводящие трубопроводы, переходные конуса, сужения и расширения каналов. Это все вносит вклад в гидравлическое

сопротивление, который не учитывался в расчетах из-за ограниченности вычислительных ресурсов. Таким образом, результаты расчетов в расходном режиме показывают более высокие значения перепада давления, чем в эксперименте. Поэтому на рис. 5.26 отображаются нормированные на максимальное значение зависимости перепада давления от частоты. Зависимости, полученные в расчетах и экспериментах, имеют похожий вид, а основное отличие происходит в области высоких частот. Тем не менее, это не представляет проблемы, так как экстремумы расположены в области низких частот [30].

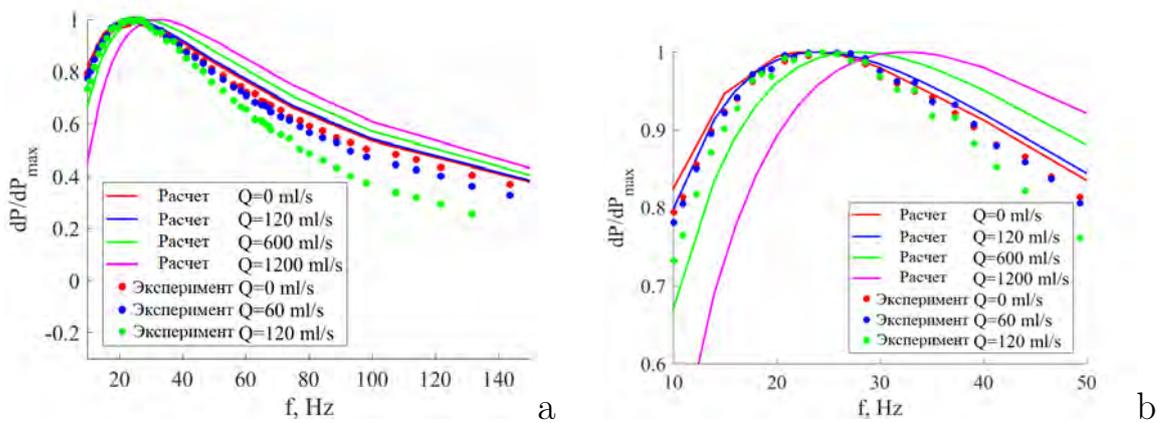


Рис. 5.26. Зависимости перепада давления от расхода, расчет и эксперимент (а, б). Показаны примеры нескольких расчетных кривых, которые получены для разных значений электропроводности, (б) показывает ту же зависимость, что и (а), но в других пределах по осям для удобства восприятия.

Эксперименты по измерению зависимостей перепада давления от частоты удалось провести только для относительно небольших расходов, поэтому на рис. 5.26 визуально не видно различия в положении максимума перепада давления для трех разных расходов. Этот же факт подтверждает рис. 5.27, на котором отражены зависимости величины частоты f_m , обеспечивающей экстремум перепада давления, от расхода жидкого металла. Тем не менее, отличие расчетных и экспериментальных результатов является небольшим. Расчеты показали, что при увеличении расхода происходит существенное увеличение значения величины частоты f_m , что также хорошо видно на рис. 5.26b. Однако, при больших расходах нельзя утверждать, что на положение максимума влияет только значение

электропроводности из-за возрастающего влияния гидросопротивления, которое зависит, в том числе, от плотности и вязкости. Небольшое изменение частоты при малом расходе (рис. 5.27), когда вклад гидросопротивления в общий перепад давления незначителен, дает надежду на возможность реализации методики определения электропроводности даже в расходном режиме, что имеет свои преимущества перед реализацией этой методики в стопорном режиме [30].

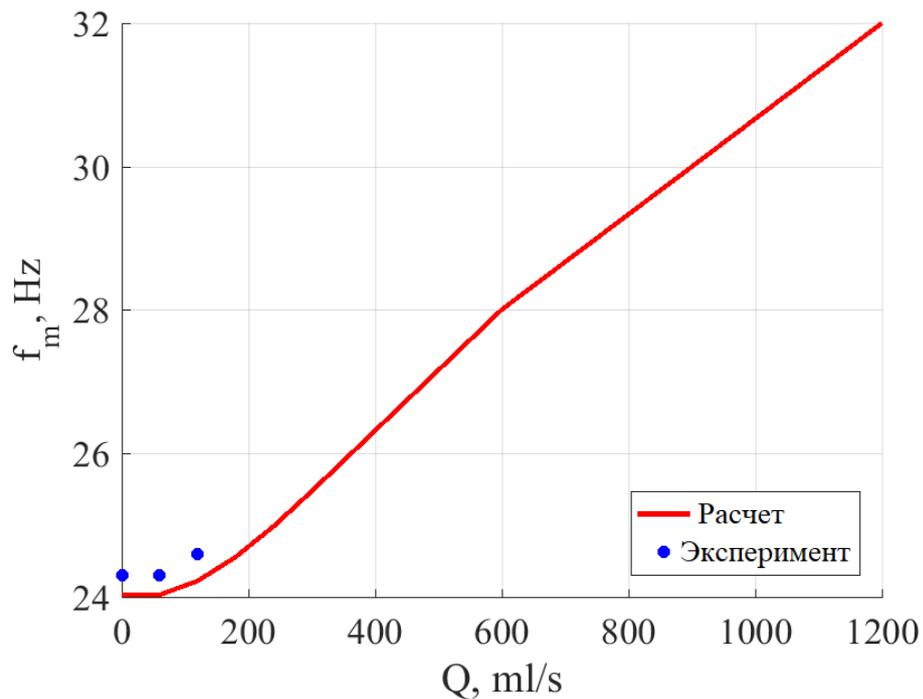


Рис. 5.27. Зависимость частоты f_m , обеспечивающей максимум перепада давления на кривых, показанных на рис. 5.26, от расхода жидкого металла. Красным цветом показана расчетная кривая, синими точками – результаты экспериментов.

5.4. Взаимодействие разнотемпературных транзитных течений

5.4.1. Экспериментальная установка и методы исследования

Экспериментальные исследования проводились на канале, который был размещен в натриевом двухтемпературном стенде (рис. 5.3), описанном выше. Канал представлял собой Т-образное перпендикулярное соединение прямых труб

из нержавеющей стали (рис. 5.28), толщина стенки труб 1.45 мм, внутренний диаметр 39.5 мм [26]. Горячий натрий циркулирует по основному направлению, холодный натрий подводится через боковой подводящий трубопровод. Нестационарное турбулентное перемешивание разнотемпературных потоков жидкометаллического теплоносителя приводит к появлению температурных пульсаций в ядре потока, но отдельные вихри горячего и холодного натрия достигают внутренней поверхности трубопровода, что в свою очередь вызывает пульсации температуры в стенке тройника.

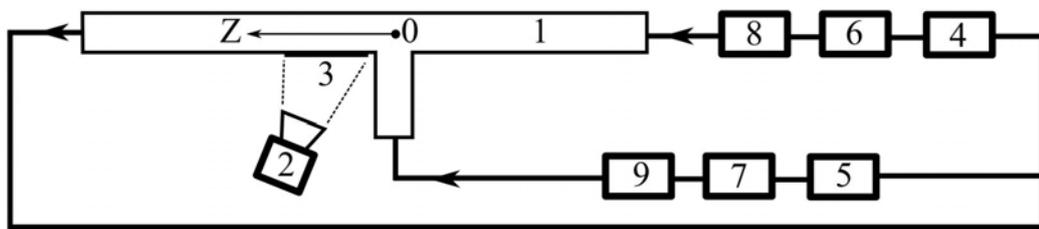


Рис. 5.28. Схематическое изображение экспериментальной установки: 1 – тройник; 2 – тепловизор; 3 – область для измерения пульсаций температуры наружной поверхности тройника; 4 – нагреватель; 5 – холодный теплообменник; 6 – насос горячей ветки; 7 – насос холодной ветки; 8 – электромагнитный расходомер на горячей ветке; 9 – электромагнитный расходомер на холодной ветке; 0 – точка пересечения трубопроводов тройника.

Выбранная толщина стенки тройника (меньшая, чем толщина натриевых трубопроводов в стенде и реальных реакторах) обеспечивает пониженную тепловую инерционность, что позволяет получить достаточно контрастное поле температуры на внешней поверхности трубы. Тройник, как и основные трубопроводы натриевого контура, окружен воздушным тепловым кожухом, который прогревает контур перед заполнением и снижает тепловые потери при работе контура. Тепловой кожух представляет собой короб прямоугольного сечения $300 \times 300 \text{ мм}^2$ с трехслойными стенками «металл – минеральная вата – металл» толщиной 50 мм (металл – оцинкованная сталь толщиной 1 мм). В кожухе размещены два окна из селенида цинка, обеспечивающие пропускание ИК-излучения и возможность использования тепловизора для измерения пульсаций температуры в области на наружной поверхности тройника. Наружная поверхность каналов

тройника и внутренняя поверхность кожухов покрыты термостойкой краской для повышения точности определения температуры. Конструкция кожухов и выбранный угол зрения позволяют изучать тепловизором исследуемую область выходного патрубка тройника. Для исследования эволюции поля температуры на поверхности труб с натрием использовался тепловизор модели «FLIR SC5000» со стандартным объективом для работы в ИК диапазоне.

Температура натрия контролировалась погружными датчиками температуры, установленными на входах в тройник, где также установлены выравниватели потока (хонейкомбы). В качестве датчиков температуры использовались термопары «КТХА 02.01-062-к1-Н-Т310-1-1000/4000», произведенные ООО «Тесей» и представляющие собой кабель термопарный хромель-алюмель с неизолированным спаем в минеральной изоляции и стальной оболочке с наружным диаметром 1 мм. Предел допускаемых отклонений от НСХ датчиков составлял 1.1 К, что дает неопределенность по типу Б 0.63 К или 0.15 % для минимальной температуры натрия в экспериментах (410 К). Показатель тепловой инерции датчиков составлял $\tau_{0.63} = 0.05$ с.

Тепловизор выдает последовательность двумерных изображений размером 320 на 256 пикселей с разрешением 0.1 мм и глубиной 14 бит. Во время эксперимента достигается стационарное состояние с выбранными значениями расходов Q_h , Q_c и температур T_h , T_c в горячей и холодной ветках соответственно (табл. 5.1). Затем производится съемка поля температуры в течение 30 мин с частотой кадров 50 Гц. Эти результаты позволяют изучить характер распределения и динамику поля температуры и пульсаций. Наиболее достоверные значения температуры располагаются на образующей цилиндра канала, расположенной на кратчайшем расстоянии от тепловизора, что обусловлено криволинейностью поверхности канала. Поэтому исследование температуры производилось в последовательности точек, расположенных на этой образующей. Координаты этих точек из системы координат, связанной с изображением тепловизора, переводятся в систему координат, связанную с тройником, центр которой расположен в

точке пересечения трубопроводов тройника, а ось Z направлена вдоль течения потока смешения (рис. 5.28). Предел допускаемой систематической погрешности тепловизора в измеряемом диапазоне температур 420–450 К составляет 0.3 К, что дает неопределенность по типу Б 0.17 К. Неопределённость составила в эксперименте 0.4 К. Таким образом, суммарная неопределенность тепловизионных измерений была 0.43 К или 0.1 % для нижнего значения температуры измеряемого диапазона [26].

5.4.2. Результаты исследования процесса смешения разнотемпературных потоков

В ходе экспериментов изучен процесс смешения при разных наборах параметров [26]. В табл. 5.1 приведены значения параметров для двух характерных режимов, которые, следуя классификации, предложенной в работе [261], обеспечивают генерацию малого вихря рециркуляции вблизи стенки («wall jet» – режим 1), либо более крупную структуру струйного течения («re-attached jet» – режим 2), которая обеспечивает менее стабильную зону рециркуляции большего масштаба. Значения числа Рейнольдса, определенного по диаметру трубы D и расходу в выходной трубе, лежат в интервале

$$\text{Re} = 4(Q_h + Q_c)/(\pi D\nu) = (4.8 - 5.4) \times 10^4,$$

где ν – кинематическая вязкость.

Температура на поверхности тройника исследованной области меньше среднесмешанной температуры натрия T_a в среднем на 24 К для режима 1 и на 10 К для режима 2:

$$T_a = (T_h Q_h + T_c Q_c)/(Q_h + Q_c)$$

Отношение расходов «горячего» и «холодного» натрия для режима 1 составляет 2.1, для режима 2 составляет 1.1. Из этих сравнений можно предположить, что характерный размер области потока, в которой происходит интенсивное

перемешивание, в режиме 1 существенно больше, чем в режиме 2. Этим объясняется качественное отличие распределений температуры на поверхности тройника (рис. 5.29а).

Параметр	Режим 1	Режим 2
Расход горячей ветки, Q_h , л/с	1.04	0.92
Расход холодной ветки, Q_c , л/с	0.49	0.83
Число Рейнольдса Re в зоне смешения	48000	54000
Температура в горячей ветке, T_h , К	477	459
Температура в холодной ветке, T_c , К	424	414
Среднесмешанная температура натрия, T_a , К	460	438

Таблица 5.1. Значения параметров двух режимов

Зависимости средней температуры поверхности тройника от координаты вдоль образующей показывают монотонный рост температуры для режима 1 и неравномерный рост с провалом в центральной части для режима 2 (рис. 5.29 а). В последнем случае именно туда попадает струя с более холодным натрием. При этом среднеквадратичные отклонения в первом режиме нарастают вдоль потока, а во втором случае существенно не изменяются. Такое распределение пульсаций температуры по поверхности подтверждают и спектры Фурье, приведенные на рис. 5.30 для двух крайних и центральной точек исследуемой области. Во втором режиме графики спектральной плотности для трех точек практически совпадают, в то время как в первом режиме спектральная плотность энергии пульсаций в первой точке (толстая линия) существенно ниже, чем в точках, расположенных ниже по потоку (средняя и тонкая линии). На обоих рисунках штриховой линией для справки показан наклон спектра f^{-3} чтобы показать, что для частот $f > 1$ Гц амплитуда пульсаций быстро падает с ростом частоты [26].

Спектры пульсаций температуры на поверхности тройника интересно сравнить со спектрами пульсаций температуры в самом потоке натрия. На

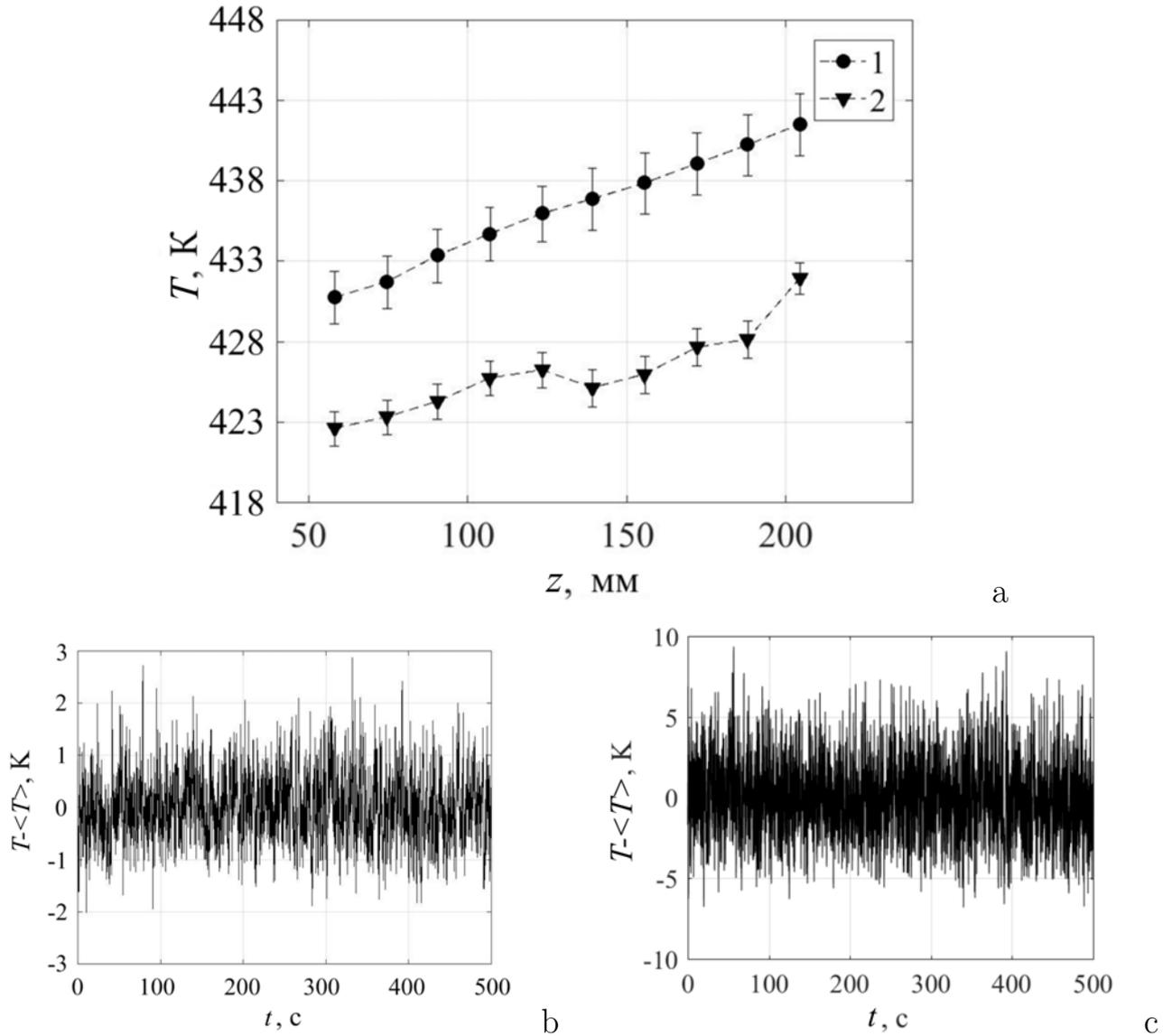


Рис. 5.29. Распределение средней температуры на поверхности тройника вдоль продольной координаты z для двух режимов – вертикальные отрезки показывают значения среднеквадратичных отклонений температуры (а) и графики временных температурных сигналов $T(t)$ за вычетом среднего значения для внешней поверхности стенки (б) и центра основной трубы (с) при $z = 150$ мм (режим 2).

рис. 5.29 (б, с) показаны примеры вариации температуры со временем на поверхности трубы и в потоке натрия для $z = 150$ мм (режим 2). На рис. 5.31 и 5.32 приведены спектральные плотности энергии пульсаций температуры, построенные для обоих режимов по показаниям термопар, расположенных на оси канала в точках с координатами $z = 150$ мм (термопара 1) и $z = 450$ мм

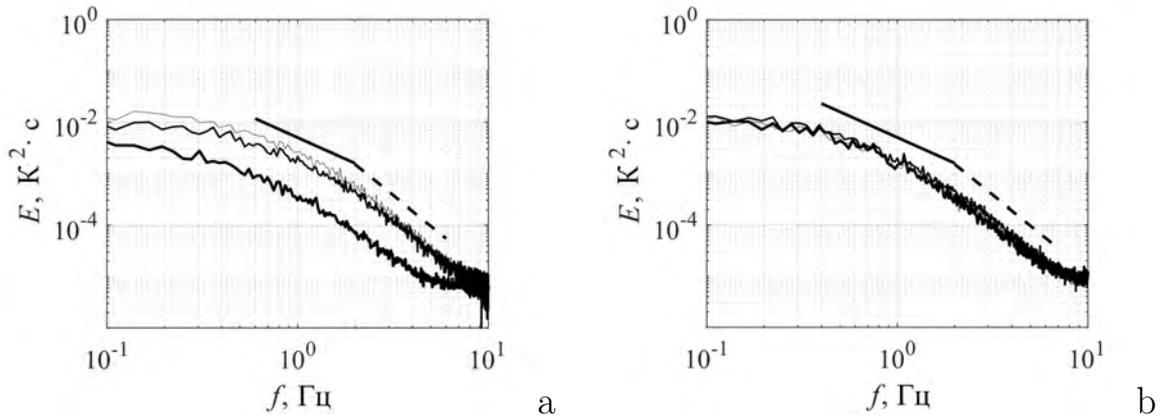


Рис. 5.30. Спектральная плотность энергии пульсаций температуры E в трех точках внешней поверхности тройника в режиме 1 (а) и режиме 2 (b): толщина линий убывает по мере удаления от тройника. Сплошной линией здесь и далее показан наклон « $-5/3$ », штриховой « -3 ».

(термопара 2). Пульсации температуры в потоке существенно выше, чем на стенке (для режима 2 энергия пульсаций на частоте 1 Гц на оси потока превосходит энергию пульсаций на стенке, более чем на два порядка). Однако, несмотря на интенсивную турбулентность выраженного инерционного интервала (в котором пульсации температуры, как и любой пассивной примеси, следуют закону « $-5/3$ », который также показан на всех рисунках) не видно. Это не удивительно, так как высокая теплопроводность натрия ($7 \cdot 10^{-5} \text{ м}^2/\text{с}$) приводит к формированию инерционно-диффузионного интервала, в котором спектральная плотность пульсаций скорости определяется спектральным потоком энергии и следует Колмогоровскому закону, а пульсации температуры создаются пульсациями скорости, но не вовлекаются в каскадный перенос, так как рассасываются на том же масштабе, на котором возникают [336]. Отмечено, что следующий из соображений размерности наклон « $-17/3$ » практически не наблюдается, а представленные спектры дают протяженные участки с наклоном от « -3 » до « -5 » (самый протяженный участок с устойчивым степенным законом виден на рис. 5.31, а самый крутой участок – на рис. 5.32) [26].

При визуальном анализе эволюции температурных полей видно, что по поверхности трубопровода вдоль течения распространяются нерегулярные, но

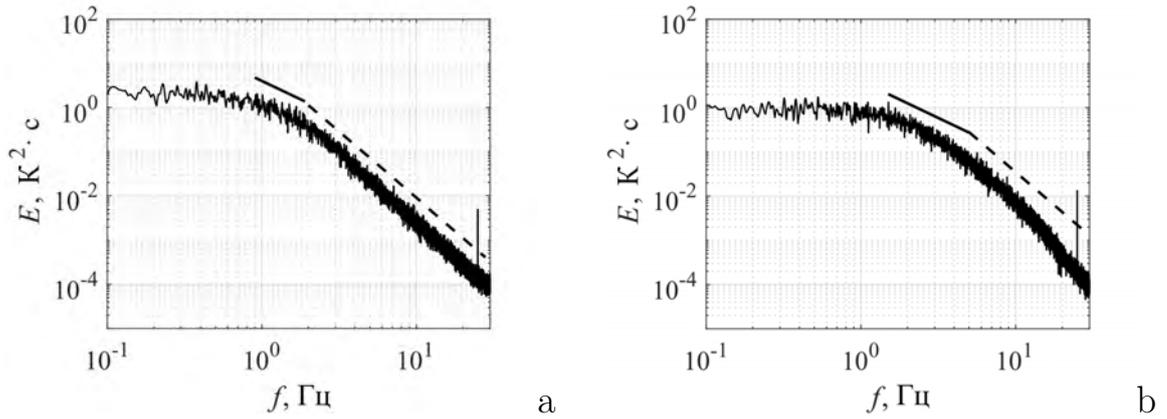


Рис. 5.31. Спектральная плотность энергии пульсаций температуры E на термопарах 1 (а) и 2 (б) внутри потока (режим 1).

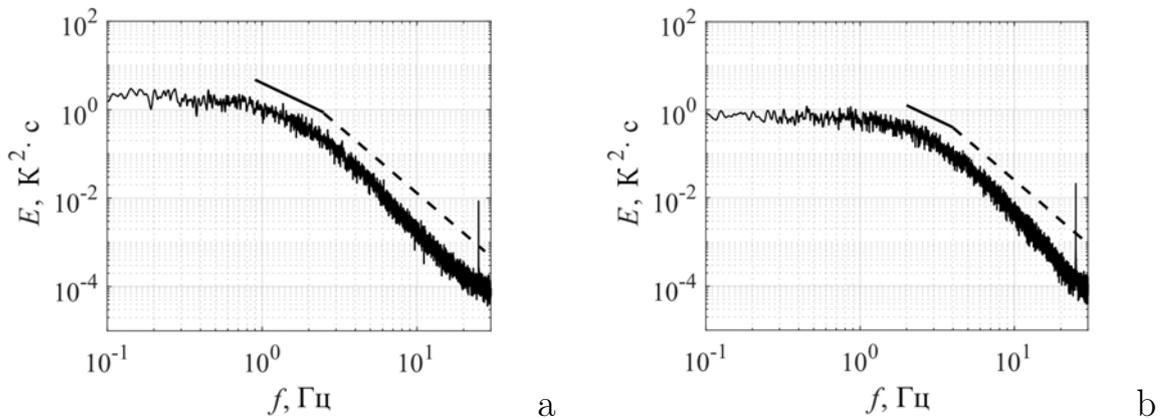


Рис. 5.32. Спектральная плотность энергии пульсаций температуры E на термопарах 1 (а) и 2 (б) внутри потока (режим 2).

повторяющиеся структуры сложной формы (рис. 5.33). При этом в спектрах Фурье какие-либо выделенные частоты отсутствуют (рис. 5.30), поэтому для определения частоты возникающих пульсаций использовался вейвлет-анализ, эффективный для спектрального анализа нестационарных сигналов [97, 98].

Вейвлет-спектрограммы вариаций температуры в выбранных точках (рис. 5.34) позволяют проследить за изменениями спектральной структуры со временем. Горизонтальная структура в спектрограмме соответствует волновому пакету с доминирующей частотой. Вытянутые в горизонтальном направлении структуры хорошо видны в верхних частях спектрограмм, свидетельствуя о существовании долгоживущих квазипериодических колебаний с частотами порядка 0.1–0.3 Гц. При построении интегральных спектров отдельные структуры

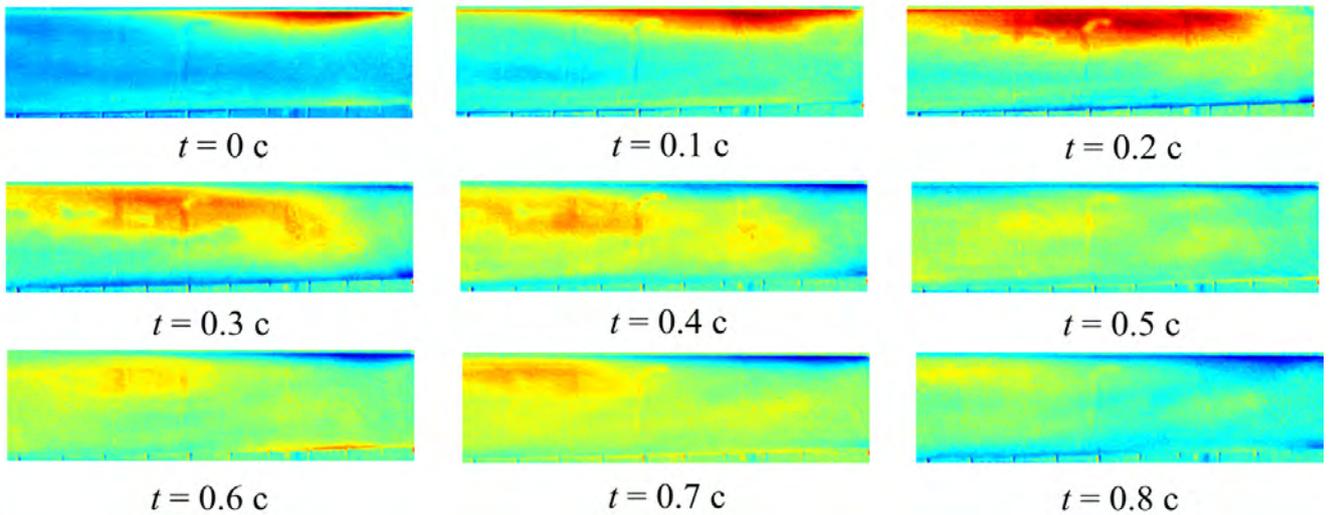


Рис. 5.33. Распределение температуры на поверхности канала в зоне смешения. Интервал температуры ограничен значениями от 403 до 408 К. Представлены девять кадров с тепловизора, сделанные с интервалом 0.1 с (режим 1).

сливаются и дают гладкое распределение энергии пульсаций по частоте. При построении вейвлет-спектров путем осреднения спектрограмм по относительно небольшим промежуткам времени получают спектры с набором выделенных частот.

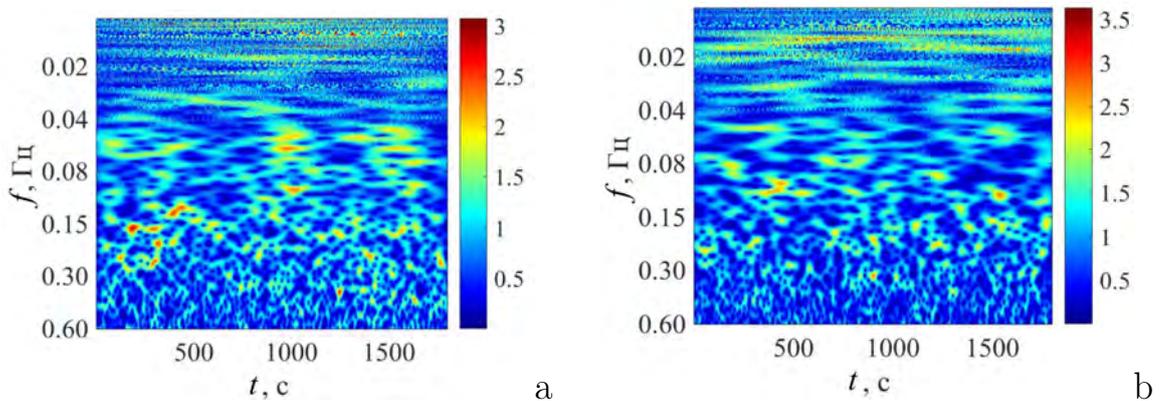


Рис. 5.34. Вейвлет-спектрограммы пульсаций температуры на поверхности тройника в точке $z = 140$ мм для режима 1 (а) и 2 (б).

На рис. 5.35 представлены диаграммы, на которых совмещены (расположены друг за другом вдоль оси абсцисс) вейвлет-спектры, полученные при осреднении спектрограмм на интервале от 500 до 1000 секунд для десяти точек вдоль оси Z . В данном случае наибольшая интенсивность колебаний лежит в

дальней области по потоку. При этом в первом режиме область характерных частот лежит в интервале 0.1–0.5 Гц, и она менее локализована, чем во втором режиме, в котором всплески колебаний лежат в интервале 0.05–0.35 Гц [26].

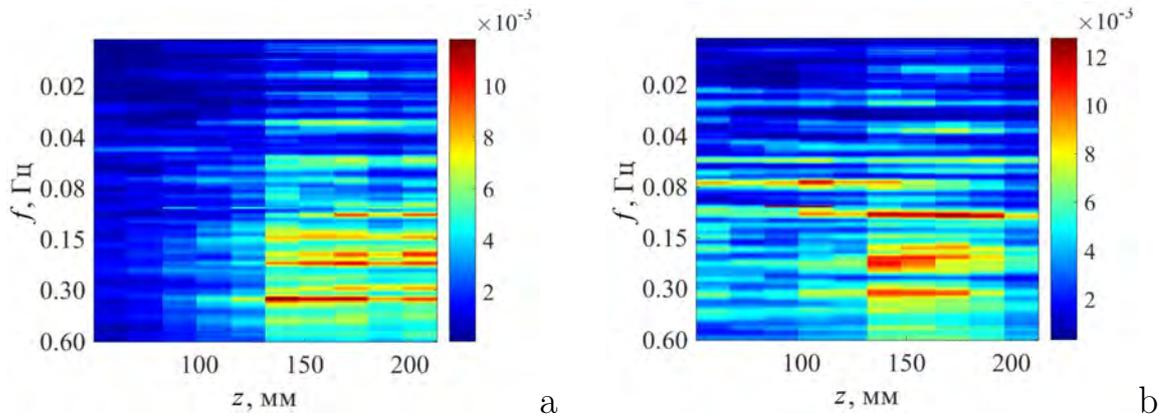


Рис. 5.35. Карты вейвлет-спектров для десяти выбранных точек вдоль исследуемой области для режима 1 (а) и 2 (b).

5.5. Обсуждение результатов

В ходе экспериментального исследования процесса смешения двух разнотемпературных потоков жидкого натрия спектральный анализ сигналов термопар, расположенных на оси трубы в зоне смешения, показал, что поток во всех случаях является турбулентным. Спектры заполненные, без выделенных частот. Выраженного участка со степенным законом « $-5/3$ », характерным для неизотермических жидкостей с умеренными числами Прандтля, не наблюдается, так как высокая теплопроводность натрия способствует формированию инерционно-диффузионного интервала с быстрым спаданием энергии пульсаций температуры с частотой [26]. Визуальные наблюдения за показаниями тепловизора, который снимал температуру на поверхности трубы в зоне смешения, выявили нестационарную картину вариации поля температуры – в зоне смешения возникают и мигрируют вниз по потоку области с большим уровнем пульсаций температуры. Процесс не является регулярным и не свидетельствует о наличии на стенке устойчивых периодических колебаний температуры.

Средняя температура поверхности трубы в режиме 1 (расход холодного натрия составляет приблизительно половину расхода горячего) демонстрирует в зоне наблюдений монотонный рост по мере удаления от бокового (холодного) патрубка вниз по потоку. Такой же рост показывает интенсивность пульсаций температуры. В режиме 2 (расход холодного натрия сопоставим с расходом горячего) наблюдается небольшой провал температуры в середине области наблюдений, свидетельствующий о наличии в данной области стационарного возвратного вихря. В этом режиме уровень пульсаций ниже, чем в первом, и сохраняется во всей области измерений. Амплитуда пульсаций температуры на поверхности тройника существенно ниже, чем в потоке (на порядок), но структура спектров Фурье подобна. Спектральная плотность энергии пульсаций температуры на поверхности тройника также не имеет выделенных частот и на частотах, больших 1 Гц, спадает по закону, близкому к $E(f) \sim f^{-3}$. Вейвлет-спектрограммы пульсаций температуры в отдельных точках поверхности позволили выявить наличие нерегулярных всплесков пульсаций температуры. Длительность всплесков тоже меняется и может достигать двух-трех десятков периодов, а частота колебаний изменяется даже в рамках одного всплеска. При вычислении интегральных спектров многочисленные всплески колебаний сливаются в сплошной гладкий спектр. При этом область характерных частот лежит в диапазоне 0.1–0.5 Гц [26].

Основным результатом исследования процессов в бегущем магнитном поле является обнаруженное наличие экстремума на зависимости перепада давления между входом и выходом канала электромагнитного насоса от частоты электрического тока, питающего обмотки индуктора при фиксированном значении силы тока [30]. Наличие экстремума подтверждено как в численном исследовании математической модели электромагнитного насоса, так и в экспериментальном исследовании электромагнитного насоса, имеющего те же физические и геометрические параметры. Особую значимость данному результату придает

факт близости значения частоты, обеспечивающей максимум перепада давления, полученной в расчете и эксперименте. Для подтверждения достоверности результатов математического моделирования выполнена успешная верификация модели путем сопоставления результатов расчетов и экспериментов [29].

Полученный результат имеет важное практическое применение. Наличие экстремума по частоте электрического тока, питающего обмотки индуктора, предоставляет возможность использования этого факта для разработки методики измерения электропроводности расплавленной среды. Это подтверждается сопоставлением результатов расчета и эксперимента. Результаты расчета, полученные при значении электропроводности, соответствующей используемой в эксперименте эвтектики GaSnZn, оказались наиболее близки к экспериментальному значению. Это объясняется тем, что в процессах с переменными магнитными полями, определяющую роль играет значение произведения электропроводности на частоту переменного поля. Поэтому вследствие близости расчетных и экспериментальных результатов, полученных при одинаковых значениях частоты, следует сделать вывод о близости значения электропроводности в расчете и эксперименте [30].

Необходимо особенно подчеркнуть тот факт, что для использования описанной выше методики определения электропроводности нужна совокупность как измерительной техники, так и математического моделирования. Без математического моделирования эту методику можно реализовать только после калибровки системы измерения на эталонном чистом металле. Поэтому для данной методики наиболее рациональным решением является использование результатов математического моделирования процессов, проведенных для выбранной конструкции электромагнитного насоса и выбранного расплава. Это служит причиной повышенного внимания к верификации математической модели на результатах лабораторных экспериментов с жидким металлом, свойства которого хорошо известны и стабильны.

Таким образом, результаты данного исследования легли в основу разработанной методики для оперативного контроля электропроводности расплавленного металла [30]. Наиболее рационально применять данную методику в системе очистки жидкого металла от примесей. Методика является полностью бесконтактной и использует те же аппараты, которые включаются в комплексы очистки, что не требует введение в нее дополнительных устройств.

5.6. Выводы

Результаты главы можно обобщить в виде следующих выводов:

1. Комплексно (численно и экспериментально) изучены процессы генерации течений жидкого металла в цилиндрических каналах, а также взаимодействие транзитных и вихревых течений и разнотемпературных потоков.
2. Для выполнения исследований создан ряд экспериментальных установок, а также доработана математическая модель процессов в безындукционном приближении. Разработаны методики анализа данных, полученных тепловизором.
3. Обнаружено, что неизотермическое обтекание магнитного препятствия в транзитном потоке жидкого металла в цилиндрическом канале приводит к генерации локализованного вихревого течения. Это вихревое течение порождает пульсации, которые без существенной потери интенсивности распространяются на значительное расстояние по потоку.
4. Получен набор характеристик процесса генерации транзитного течения в коаксиальных каналах, которое создается с помощью индуктора бегущего магнитного поля. На основе полученных характеристик выбраны те, которые обеспечивают наибольший расход и перепад давления.
5. Обнаружено, что наличие экстремума на зависимости перепада давления от частоты тока, питающего обмотки электромагнитного насоса бегущего поля, позволяет определить электропроводность среды, что легло в основу разработанной методики контроля степени чистоты натрия.

6. На основе результатов разработаны и изготовлены расходомеры, которые измеряют скорость на основе корреляционного анализа пульсаций, а также электромагнитные насосы для исследовательских стендов и атомной станции с жидкометаллическим теплоносителем.

7. На двухконтурном гидродинамическом стенде изучен процесс смешения двухтемпературных потоков натрия. Получены экспериментальные данные по смешению разнотемпературных потоков натриевого теплоносителя, необходимые для проведения верификации кодов. Показано, что поле температуры на боковой стенке в области смешения, полученное тепловизором, оказалось нестационарным. Колебания температуры не являются периодическими. Изучение нерегулярных пульсаций и определение оценки их характерной частоты выполнено с помощью вейвлет-анализа, что позволило оценить интервал частот пульсаций.

Результаты главы опубликованы в журнальных статьях [25–30].

Заключение

Итоги выполненного исследования

1. Крупномасштабное электровихревое течение при отсутствии внешнего магнитного поля совершает колебания с частотой, зависящей от величины силового параметра. Действие внешнего магнитного поля приводит к возникновению переходного колебательного режима, после которого течение переходит в стационарное состояние. Существует интервал значений индукции внешнего поля, в котором происходит подавление энергии полоидальной компоненты скорости. Найдена причина, заключающаяся в формировании дополнительного полоидального течения вследствие аксиального градиента центробежной силы. На стационарное состояние этого процесса не влияет ни тип локализованного подвода тока, ни временной период развития электромагнитных сил, но магнитное поле от внешних источников оказывает существенное воздействие.

2. Параметры бегущего и вращающегося магнитных полей существенно влияют на форму, средние и турбулентные характеристики создаваемого ими крупномасштабного вихревого течения в цилиндрической ячейке с жидким металлом. Применена методика кросс-корреляционного вейвлет-анализа для определения интервала турбулентного спектра, на котором индуктор воздействует на измерения. Это позволяет выделить интервалы частот, при которых результаты достоверны. Экспериментально с помощью кондукционных датчиков скорости получены спектры пульсаций течений, позволяющие характеризовать турбулентные процессы. Показано, что чередование направления вращающегося магнитного поля по высоте приводит к наиболее развитому азимутальному и полоидальному течениям. На основе результатов разработан, изготовлен и изучен лабораторный образец электромагнитного перемешивателя жидкого металла.

3. Воздействие бегущего и вращающегося магнитных полей существенно влияет на темп кристаллизации жидкого металла в цилиндрической ячейке. С помощью экспериментов на модельном галлиевом сплаве и ультразвукового

доплеровского анемометра определены характеристики влияния параметров магнитного поля на темп кристаллизации. Разработана методика получения эволюции границы раздела фаз из показаний датчиков ультразвукового доплеровского анемометра. Определены зависимости формы межфазного профиля и темпа кристаллизации от типа бегущего магнитного поля. Численные исследования позволили определить эволюцию формы границы раздела жидкой и твердой фаз при воздействии бегущего либо вращающегося магнитных полей. На основе анализа результатов серии экспериментов по кристаллизации алюминиевых сплавов получены зависимости свойств слитков от параметров бегущего и вращающегося магнитных полей.

4. Получены экспериментальные результаты при изучении колебания крупномасштабной конвективной циркуляции жидкого натрия в цилиндрическом канале при разных углах наклона его оси относительно вертикали. В коротком канале ось вихря совершает интенсивные колебания при наклоне вплоть до 40 градусов. Этот факт существенно отличается от полученных ранее другими авторами результатов для жидкостей с большими числами Прандтля, показавших сильную стабилизацию вихря при малых углах наклона. Исследование зависимости степени гомогенизации температуры в теплообменниках с перемешиванием от параметров бегущего магнитного поля показало, что даже умеренное воздействие выравнивает температуру в ячейках теплообменников. Это приводит к повышению точности задания граничных условий, при этом не влияя на показания термопар.

5. В экспериментах получены характеристики процесса теплообмена в цилиндрических ячейках с жидким натрием на специально разработанных экспериментальных установках. Определены зависимости характеристик турбулентного конвективного теплообмена в цилиндрических ячейках с различным аспектным соотношением от угла их наклона относительно вертикали и осевого перепада температуры. Обнаружено, что наибольшая интенсивность турбулентного

конвективного теплообмена в цилиндрических ячейках с жидким металлом достигается при углах их наклона близких к 60 градусам относительно вертикали.

6. Обнаружено, что неизотермическое обтекание магнитного препятствия транзитным потоком жидкого металла в цилиндрическом канале приводит к генерации локализованного вихревого течения. Это вихревое течение порождает пульсации, которые без существенной потери интенсивности распространяются на значительное расстояние по потоку. Получен набор характеристик процесса генерации транзитного течения в коаксиальных каналах, которое создается с помощью индуктора бегущего магнитного поля. Обнаружено, что наличие экстремума на зависимости перепада давления от частоты тока, питающего обмотки электромагнитного насоса бегущего поля, позволяет определить электропроводность среды, что легло в основу разработанной методики контроля ее степени чистоты. На основе результатов разработан и изготовлен расходомер, который измеряет скорость на основе корреляционного анализа пульсаций, а также электромагнитные насосы для исследовательских стендов и атомной станции с жидкометаллическим теплоносителем.

7. Экспериментально получены характеристики процесса смешения двух разнотемпературных потоков жидкого натрия в Т-образном тройнике, в котором горячий натрий течет по основной (прямой) трубе, а холодный поступает из бокового патрубка. Течение является турбулентным, о чем свидетельствуют спектры сигналов термопар в потоке. Поле температуры на боковой стенке в области смешения, полученное тепловизором, оказалось нестационарным. Области с пульсирующей температурой течения развиваются в зоне смешения и двигаются вдоль потока. Колебания температуры не являются периодическими. Изучение нерегулярных пульсаций и определение оценки их характерной частоты выполнено с помощью вейвлет-анализа. Анализ экспериментальных данных показал, что значение этой частоты лежит в диапазоне 0.2–0.5 Гц, что является опасным с точки зрения термоциклической усталости.

Рекомендации, перспективы дальнейшей разработки темы

Дальнейшая разработка темы может вестись по трем направлениям. Во-первых, можно создать более совершенные математические модели на основе опыта и результатов, полученных в данной работе. Это касается моделей электромагнитных процессов в однофазных и многофазных средах, моделей кристаллизации в условиях электромагнитного воздействия, моделей турбулентного теплопереноса и теплообмена в жидких металлах. Во-вторых, созданные экспериментальные установки и стенды, а также методики экспериментов могут быть использованы для проведения экспериментальных исследований по магнито-гидродинамическим процессам в жидких металлах, турбулентности, конвекции в жидких металлах условия электромагнитного воздействия, взаимодействию интенсивных спиральных потоков жидкого металла при больших магнитных числах Рейнольдса в условиях действия спиральных магнитных полей. И, наконец, в третьих, развитая в работе методология и опыт могут быть использованы для совершенствования существующих и разработки новых технологий и аппаратов для металлургии, энергетики и транспорта, таких, как электромагнитные насосы, перемешиватели, расходомеры, сепараторы, жидкометаллические батареи, магнито-гидродинамические движители и генераторы.

Согласно стратегии научно-технологического развития Российской Федерации, перечисленные работы относятся к направлению «Переход к экологически чистой и ресурсосберегающей энергетике, повышение эффективности добычи и глубокой переработки углеводородного сырья, формирование новых источников, способов транспортировки и хранения энергии».

Список литературы

1. Kolesnichenko, I. Evolution of a strong electrovortex flow in a closed cell / I. Kolesnichenko, P. Frick, V. Eltishchev et al. // *Physical Review Fluid.* – 2020. – Vol. 5, no. 12. – P. 123703.
2. Frick, P. Electro-vortex flows in a cylindrical cell under axial magnetic field / P. Frick, S. Mandrykin, V. Eltischev, I. Kolesnichenko // *Journal of Fluid Mechanics.* – 2022. – Vol. 949. – P. A–20.
3. Kolesnichenko, I. Spin-up of electro-vortex flows under external magnetic field / I. Kolesnichenko, S. Mandrykin // *The European Physical Journal Plus.* – 2022. – Vol. 137, no. 8. – P. 988.
4. Mandrykin, S. Electro-vortex flow of liquid metal in a cylindrical cell with localized current supply and variable aspect ratio / S. Mandrykin, V. Ozernykh, I. Kolesnichenko // *Magnetohydrodynamics.* – 2020. – Vol. V. 56, no. 2/3. – P. 215–224.
5. Eltishchev, V. The influence of a cylindrical cathode on the electro-vortex flow of liquid metal: Numerical simulations and laboratory experiments / V. Eltishchev, S. Mandrykin, I. Kolesnichenko // *Europhysics Letters.* – 2022. – Vol. 137, no. 1. – P. 13001.
6. Losev, G. The influence of the waveguide on the quality of measurements with ultrasonic doppler velocimetry / G. Losev, I. Kolesnichenko // *Flow measurement and instrumentation.* – 2020. – Vol. 75. – P. 101786.
7. Denisov, S. Flow of liquid metal in a cylindrical crystallizer generating two-directional MHD stirring / S. Denisov, V. Dolgikh, I. Kolesnichenko et al. // *Magnetohydrodynamics.* – 2010. – Vol. 46, no. 1. – P. 69–78.
8. Kolesnichenko, I. The study of turbulence in MHD flow generated by rotating and traveling magnetic fields / I Kolesnichenko, A. Pavlinov, E. Golbraikh et al. // *Experiments in Fluids.* – 2015. – Vol. 56. – P. 1–11.

9. Kolesnichenko, I. MHD stirrer for cylindrical molds of continuous casting machines fabricated aluminium alloy / I. Kolesnichenko, R. Khalilov, S. Khripchenko, A. Pavlinov // *Magnetohydrodynamics*. – 2012. – Vol. 48, no. 1. – P. 221–233.
10. Колесниченко, И. Электромагнитный перемешиватель жидкого металла: верификация электромагнитной части задачи / И. Колесниченко, А. Мамыкин, Р. Халилов // *Вестник Пермского университета. Физика*. – 2022. – № 4. – С. 45–51.
11. Халилов, Р. Влияние течения, вызванного действием вращающихся магнитных полей, на процессы в расплавленной электропроводной среде / Р. Халилов, А. Мамыкин, Р. Окатьев, И. Колесниченко // *Diagnostics, Resource and Mechanics of materials and structures*. – 2023. – № 3. – С. 6–16.
12. Озерных, В. Начальная стадия формирования вихревого течения в индукторе с вращающимися встречно магнитными полями / В. Озерных, Г. Лосев, Е. Голбрайх, И. Колесниченко // *Вычислительная механика сплошных сред*. – 2023. – Т. 16, № 4. – С. 493–503.
13. Losev, G. Structure of MHD vortex flows in a thin layer of liquid metal / G. Losev, I. Kolesnichenko // *Magnetohydrodynamics*. – 2019. – Vol. 55, no. 1-2. – P. 97–105.
14. Oborin, P. Application of the ultrasonic doppler velocimeter to study the flow and solidification processes in an electrically conducting fluid / P. Oborin, I. Kolesnichenko // *Magnetohydrodynamics*. – 2013. – Vol. 49, no. 1. – P. 231–236.
15. Shvydkiy, E. The influence of liquid-solid interface position and shape on the electromagnetic forcing parameter during horizontal solidification / E. Shvydkiy, I. Sokolov, I. Kolesnichenko, G. Losev // *Metallurgical and Materials Transactions B*. – 2021. – Vol. 52, no. 4. – P. 1997–2007.
16. Kolesnichenko, I. Movement of the solid-liquid interface in gallium alloy under the action of rotating magnetic field / I. Kolesnichenko, A. Pavlinov,

- R. Khalilov // *Magnetohydrodynamics*. – 2013. – Vol. 49, no. 1. – P. 191–197.
17. Losev, G. Solidification front shape control through modulating the traveling magnetic field / G. Losev, I. Kolesnichenko // *Journal of crystal growth*. – 2019. – Vol. 528. – P. 125249.
 18. Denisov, S. The effect of traveling and rotating magnetic fields on the structure of aluminum alloy during its crystallization in a cylindrical crucible / S. Denisov, V. Dolgikh, S. Khripchenko et al. // *Magnetohydrodynamics*. – 2014. – Vol. 4, no. 4. – P. 407–422.
 19. Khalilov, R. Thermal convection of liquid sodium in inclined cylinders / R. Khalilov, I. Kolesnichenko, A. Pavlinov et al. // *Physical Review Fluid*. – 2018. – Vol. 3. – P. 043503.
 20. Zwirner, L. The influence of the inclination angle on the heat transport and large-scale circulation in liquid metal convection / L. Zwirner, R. Khalilov, I. Kolesnichenko et al. // *Journal of Fluid Mechanics*. – 2020. – Vol. 884. – P. A18–1–37.
 21. Frick, P. Turbulent convective heat transfer in a long cylinder with liquid sodium / P. Frick, R. Khalilov, I. Kolesnichenko et al. // *Europhysics Letters*. – 2015. – Vol. 109, no. 1. – P. 14002.
 22. Васильев, А. Ю. Турбулентный конвективный теплообмен в наклонной трубе, заполненной натрием / А. Ю. Васильев, И. В. Колесниченко, А. Д. Мамыкин и др. // *Журнал технической физики*. – 2015. – Т. 85, № 9. – С. 45–49.
 23. Колесниченко, И. В. Экспериментальное исследование свободной конвекции натрия в длинном цилиндре / И. В. Колесниченко, А. Д. Мамыкин, А. М. Павлинов и др. // *Теплоэнергетика*. – 2015. – № 6. – С. 31–39.
 24. Kolesnichenko, I. On boundary conditions in liquid sodium convective experiments / I. Kolesnichenko, R. Khalilov, A. Teimurazov, P. Frick // *IOP Conf. Series: Materials Science and Engineering*. – 2017. – Vol. 891. – P. 012075.

25. Kolesnichenko, I. ICMM's two-loop liquid sodium facility / I. Kolesnichenko, R. Khalilov, A. Shestakov, P. Frick // *Magnetohydrodynamics*. – 2016. – Vol. 52, no. 1. – P. 87–94.
26. Колесниченко, И. Перемешивание разнотемпературных потоков жидкого натрия в трубопроводе за тройником / И. Колесниченко, Р. Халилов, А. Шестаков и др. // *Теплоэнергетика*. – 2023. – № 3. – С. 49–57.
27. Kolesnichenko, I. Temperature correlation method application to the problem of measuring the flow rate of liquid sodium / I. Kolesnichenko, A. Mamykin, E. Golbraikh, A. Pavlinov // *Magnetohydrodynamics*. – 2021. – Vol. 57, no. 4. – P. 547–557.
28. Мамыкин, А. Применение магнитного препятствия для генерации пульсаций при расходомерии жидкометаллического теплоносителя на принципе температурных корреляций / А. Мамыкин, Р. Халилов, Е. Голбрайх, И. Колесниченко // *Diagnostics, Resource and Mechanics of materials and structures*. – 2023. – № 3. – С. 17–28.
29. Khalilov, R. Annular linear induction pump for liquid sodium / R. Khalilov, I. Kolesnichenko // *Magnetohydrodynamics*. – 2015. – Vol. 51, no. 1. – P. 95–103.
30. Колесниченко, И. Экстремум зависимости напора электромагнитного насоса для жидкого металла от частоты питающего тока / И. Колесниченко, Р. Халилов // *Вычислительная механика сплошных сред*. – 2022. – Т. 15, № 4. – С. 495–506.
31. Shercliff, J. Fluid motions due to an electric current source / J. Shercliff // *J. Fluid Mech.* – 1970. – Vol. 40, no. 2. – P. 241–250.
32. Millere, R.P. Effect of a longitudinal magnetic field on electrically driven rotational flow in a cylindrical vessel / R.P. Millere, V.I. Sharamkin, E.V. Shcherbinin // *Magnetohydrodynamics*. – 1980. – Vol. 16, no. 1. – P. 66–69.
33. Bojarevics, V. Azimuthal rotation in the axisymmetric meridional flow due to an electric current source / V. Bojarevics, E. V. Scherbinin // *J. Fluid Mech.* – 1983. – Vol. 126. – P. 413–430.

34. Бояревич, В. В. Электровихревые течения. / Под ред. Щербинина Э.В. / В. В. Бояревич, Я. Ж. Фрейберг, Е. И. Шилова, Э. В. Щербинин. – Рига: «Зинатне», 1985. – 315 с.
35. Жилин, В. Г. Экспериментальное исследование поля скоростей в осесимметричном электровихревом течении в цилиндрическом контейнере / В. Г. Жилин, Ю. П. Ивочкин, А. А. Оксман и др. // Магнитная гидродинамика. – 1986. – № 3. – С. 110–116.
36. Herreman, W. Numerical simulation of electrovortex flows in cylindrical fluid layers and liquid metal batteries / W. Herreman, C. Nore, P. Ziebell Ramos et al. // Physical Review Fluids. – 2019. – Vol. 4, no. 11. – P. 113702.
37. Liu, K. Numerical and experimental investigation of electro-vortex flow in a cylindrical container / K. Liu, F. Stefani, N. Weber et al. // Magnetohydrodynamics. – 2020. – Vol. 40, no. 1. – P. 1–16.
38. Herreman, W. Efficient mixing by swirling electrovortex flows in liquid metal batteries / W. Herreman, C. Nore, L. Cappanera, J.-L. Guermond // JFM. – 2021. – Vol. 915. – P. A17.
39. Виноградов, Д.А. Влияние магнитного поля Земли на структуру электровихревого течения / Д.А. Виноградов, Ю.П. Ивочкин, И.О. Тепляков. – 2018. – Т. 483, № 1. – С. 25–28.
40. Davidson, P. A. The role of ekman pumping in confined, electromagnetically-driven flow / P. A. Davidson, D. J. Short, D. Kinnear // Eur. J. Mech. B-Fluids. – 1995. – Vol. 14, no. 6. – P. 793–821.
41. Davidson, P.A. The role of ekman pumping and the dominance of swirl in confined flows driven by lorentz forces / P.A. Davidson, D. Kinnear, R.J. Lingwood et al. // Eur. J. Mech. B/Fluids. – 1999. – Vol. 18. – P. 693–711.
42. Davidson, P. A. An introduction to magnetohydrodynamics / P. A. Davidson. – Cambridge University Press, London., 2001. – 431 p.
43. Zhilin, V. G. The problem of swirling of axisymmetric electrovortex flows / V. G. Zhilin, Yu. P. Ivochkin, I. O. Teplyakov // High Temperature. – 2011. –

- Vol. 49, no. 6. – P. 927–929.
44. Teplyakov, I. O. Experimental and numerical investigation of the instability of the electrovortex flow in hemispherical container / I. O. Teplyakov, D. A. Vinogradov, Yu P. Ivochkin, I. B. Klementyeva // Fluid Dynamics Research. – 2018. – Vol. 50, no. 5. – P. 051415.
 45. Weber, N. Current-driven flow instabilities in large-scale liquid metal batteries, and how to tame them / N. Weber, V. Galindo, F. Stefani, T. Weier // Journal of Power Sources. – 2014. – Vol. 265. – P. 166–173.
 46. Zikanov, O. Metal pad instabilities in liquid metal batteries / O. Zikanov // Physical review E. – 2015. – Vol. 92, no. 6. – P. 063021.
 47. Weber, N. Sloshing instability and electrolyte layer rupture in liquid metal batteries / N. Weber, P. Beckstein, W. Herreman et al. // Phys. Fluids. – 2017. – Vol. 29(5). – P. 054101.
 48. Ivochkin, Yu. Investigation of self-oscillations in electrovortex flow of liquid metal / Yu. Ivochkin, I. Teplyakov, D. Vinogradov // Magnetohydrodynamics. – 2016. – Vol. 52. – P. 277–286.
 49. Vinogradov, D. A. Influence of the external magnetic field on hydrodynamic structure of the electrovortex flow in hemispherical container / D. A. Vinogradov, I. O. Teplyakov, Y. P. Ivochkin, I. B. Klementeva // Journal of Physics: Conference Series. – 2017. – Vol. 899, no. 8. – P. 082006.
 50. Хрипченко, С. Ю. Генерация крупномасштабных вихревых структур в плоском слое мелкомасштабной спиральной турбулентностью / С. Ю. Хрипченко // Магнитная гидродинамика. – 1991. – Т. 27, № 4. – С. 77–83.
 51. Pedchenko, A. Experimental model of the interfacial instability in aluminium reduction cells / A. Pedchenko, S. Molokov, J. Priede et al. // Europhysics Letters. – 2009. – Vol. 88, no. 2. – P. 24001.
 52. Weber, N. The influence of current collectors on Taylor instability and electro-vortex flows in liquid metal batteries / N. Weber, V. Galindo, J. Priede et al. // Physics of Fluids. – 2015. – Vol. 27, no. 1. – P. 014103.

53. Дементьев, С. Генерация электровихревых потоков жидкометаллических ванн с многоэлектродным токовводом / С. Дементьев, А. Чайковский, А. Чудновский // Магнитная гидродинамика. – 1988. – Vol. 24, no. 1. – P. 85–89.
54. Rübiger, D. The relevance of melt convection to grain refinement in al–si alloys solidified under the impact of electric currents / D. Rübiger, Y. Zhang, V. Galindo et al. // Acta Materialia. – 2014. – Vol. 79. – P. 327–338.
55. Chudnovsky, A. An electrovortex flow around two fully submerged electrodes / A. Chudnovsky, Yu. Ivochkin, A. Jakovics et al. // IOP Conference Series: Materials Science and Engineering. – 2020. – Vol. 950. – P. 012002.
56. Sozou, C. Magnetohydrodynamic flow due to the discharge of an electric current in a hemispherical container / C. Sozou, W. M. Pickering // Journal of Fluid Mechanics. – 1976. – Vol. 73. – P. 641–650.
57. Kazak, O. V. Electrovortex motion of a melt in dc furnaces with a bottom electrode / O. V. Kazak, A. N. Semko // Journal of Engineering Physics and Thermophysics. – 2011. – Vol. 84, no. 1. – P. 223–231.
58. Kazak, O. Numerical modelling of electrovortex and heat flows in dc electric arc furnace with cooling bottom electrode / O. Kazak // Heat and Mass Transfer. – 2013. – Vol. 50, no. 5. – P. 685–692.
59. Ячиков, И. М. Исследование магнитного поля в ванне дуговой печи постоянного тока при разной форме токоподводящей шины к подовому электроду / И. М. Ячиков, Р. Я. Заляутдинов // Известия высших учебных заведений. Черная металлургия. – 2015. – Vol. 57, no. 3. – P. 58–63.
60. Sneyd, A. D. MHD driven instabilities in aluminium reduction cells / A. D. Sneyd, A. Wang // Magnetohydrodynamics. – 1996. – Vol. 32, no. 4. – P. 487–493.
61. Davidson, P. Stability of interfacial waves in aluminium reduction cells / P. Davidson, R. Lindsay // Journal of Fluid Mechanics. – 1998. – Vol. 362. – P. 273–295.

62. Ячиков, И. М. Моделирование поведения магнитного поля в ванне ДППТ при разных конструкциях токоподвода к подовому электроду / И. М. Ячиков, И. В. Портнова, З. Ю. Заляутдинов // Математическое и программное обеспечение систем в промышленной и социальной сферах. – 2012. – no. 2. – P. 183–190.
63. Franke, S. Investigations of electrically driven liquid metal flows using an ultrasound Doppler flow mapping system / S. Franke, D. Rübiger, V. Galindo et al. // Flow Measurement and Instrumentation. – 2016. – Vol. 48. – P. 64–73.
64. Eckert, S. Some recent developments in the field of measuring techniques and instrumentation for liquid metal flows / S. Eckert, D. Buchenau, G. Gerbeth et al. // Journal of Nuclear Science and Technology. – 2011. – Vol. 48, no. 4. – P. 490–498.
65. Brito, D. Ultrasonic doppler velocimetry in liquid gallium / D. Brito, H.C. Nataf, P. Cardin et al. // Experiments in Fluids. – 2001. – Vol. 31, no. 6. – P. 653–663.
66. Rübiger, D. Measurements of an unsteady liquid metal flow during spin-up driven by a rotating magnetic field / D. Rübiger, S. Eckert, G. Gerbeth // Experiments in Fluids. – 2010. – Vol. 48, no. 2. – P. 233–244.
67. Takeda, Y. Velocity profile measurement by ultrasonic doppler method / Y. Takeda // Experimental Thermal and Fluid Science. – 1995. – Vol. 10, no. 4. – P. 444–453.
68. Poelma, C. Ultrasound imaging velocimetry: a review / C. Poelma // Experiments in fluids. – 2017. – Vol. 58, no. 3. – P. 1–28.
69. Andreev, O. Application of the ultrasonic velocity profile method to the mapping of liquid metal flows under the influence of a non-uniform magnetic field / O. Andreev, Y. Kolesnikov, A. Thess // Experiments in Fluids. – 2009. – Vol. 46, no. 1. – P. 77–83.
70. Nowak, M. Wall shear stress measurement in a turbulent pipe flow using UDV / M. Nowak // Experiments in fluids. – 2002. – Vol. 31. – P. 249–255.

71. Kolesnichenko, I. Electro-vortex flows in a square layer of liquid metal / I. Kolesnichenko, S. Khripchenko, D. Buchenau, G. Gerbeth // *Magnetohydrodynamics*. – 2005. – Vol. 41, no. 1. – P. 39–51.
72. Dolgikh, V. Experimental study of a liquid metal MHD-pump with zigzag channel / V. Dolgikh, I. Kolesnichenko // *Magnetohydrodynamics*. – 2015. – Vol. 51, no. 4. – P. 709–720.
73. Mandrikyn, S. Electro-vortex flows generated by electrodes localized on the cylinder side wall / S. Mandrikyn, I. Kolesnichenko, P. Frick // *Magnetohydrodynamics*. – 2019. – Vol. 55, no. 1-2. – P. 115–123.
74. Eckert, S. Velocity measurements in liquid sodium by means of ultrasound doppler velocimetry / S. Eckert, G. Gerbeth // *Experiments in Fluids*. – 2002. – Vol. 32, no. 5. – P. 542–546.
75. Zhang, C. Experimental study of single bubble motion in a liquid metal column exposed to a DC magnetic field / C Zhang, S Eckert, G Gerbeth // *International journal of multiphase flow*. – 2005. – Vol. 31, no. 7. – P. 824–842.
76. Cramer, A. Local flow structures in liquid metals measured by ultrasonic doppler velocimetry / A. Cramer, C. Zhang, S. Eckert // *Flow Measurement and Instrumentation*. – 2004. – Vol. 15, no. 3. – P. 145–153.
77. Kim, H. Calcium-bismuth electrodes for large-scale energy storage (liquid metal batteries) / H. Kim, D. A. Boysen, T. Ouchi, D. R. Sadoway // *J. Power Sources*. – 2013. – Vol. 241. – P. 239.
78. Kelley, D. H. Mixing in a liquid metal electrode / D. H. Kelley, D. R. Sadoway // *Physics of Fluids*. – 2014. – Vol. 26, no. 5. – P. 057102.
79. Wang, K. Lithium-antimony-lead liquid metal battery for grid-level energy storage / K. Wang, K. Jiang, B. Chung et al. // *Nature*. – 2014. – Vol. 514. – P. 348.
80. Kelley, D. Fluid mechanics of liquid metal batteries / D. Kelley, T. Weier // *Applied Mechanics Reviews*. – 2018. – P. 70:020801.

81. Personnettaz, P. Thermally driven convection in liquid metal batteries / P. Personnettaz, P. Beckstein, S. Landgraf et al. // *Journal of Power Sources*. – 2018. – Vol. 401. – P. 362 – 374.
82. Linyan, X. Numerical simulation of rolling pad instability in cuboid liquid metal batteries / X. Linyan, O. Zikanov // *Physics of Fluids*. – 2019. – Vol. 31, no. 12. – P. 124104.
83. Herreman, W. Solutal buoyancy and electrovortex flow in liquid metal batteries / W. Herreman, S. Bénard, C. Nore et al. // *Physical Review Fluids*. – 2020. – Vol. 5, no. 7. – P. 074501.
84. Weber, N. Electro-vortex flow simulation using coupled meshes / N. Weber, P. Beckstein, V. Galindo et al. // *Comput. Fluids*. – 2018. – Vol. 168. – P. 101–109.
85. Nore, C. Feasibility of metal pad roll instability experiments at room temperature / C. Nore, L. Cappanera, J.-L. Guermond et al. // *Physical Review Letters*. – 2020. – Vol. 126, no. 18. – P. 184501.
86. Kharicha, A. Experimental and numerical analysis of free surface deformation in an electrically driven flow / A. Kharicha, I. Teplyakov, Yu. Ivochkin et al. // *Experimental Thermal and Fluid Science*. – 2015. – Vol. 62. – P. 192–201.
87. Horstmann, G.M. Measurement of interfacial wave dynamics in orbitally shaken cylindrical containers using ultrasound pulse-echo techniques / G.M. Horstmann, M. Wylega, T. Weier // *Experiments in Fluids*. – 2019. – Vol. 60. – P. 1–17.
88. Eltishchev, V. Circular surface wave in a cylindrical mhd cell / V. Eltishchev, G. Losev, I. Kolesnichenko, P. Frick // *Experiments in Fluids*. – 2022. – Vol. 63, no. 8. – P. 127–135.
89. Eltishchev, V. Induction level sensor: experiment and calculation / V. Eltishchev, S. Mandrykin, I. Kolesnichenko // *IOP Conference Series: Materials Science and Engineering*. – 2020. – Vol. 950. – P. 012014.
90. Zürner, T. Inductive detection of the free surface of liquid metals / T. Zürner, M. Ratajczak, T. Wondrak, S. Eckert // *Measurement Science and Technology*.

- 2017. – Vol. 28, no. 11. – P. 115301.
91. Eltishchev, V. Oscillations of free surface of rotating liquid metal in cylindrical cell / V. Eltishchev, G. Losev, I. Kolesnichenko // *Magnetohydrodynamics*. – 2021. – Vol. 57, no. 1. – P. 41–50.
92. Bradwell, D. Magnesium-antimony liquid metal battery for stationary energy storage / D. Bradwell, H. Kim, A. Sirk, D. Sadoway // *J. Am. Chem. Soc.* – 2012. – Vol. 134. – P. 1895.
93. Dobosz, A. Thermophysical properties of the liquid ga–sn–zn eutectic alloy / A. Dobosz, Yu. Plevachuk, V. Sklyarchuk, et al. // *Fluid Phase Equilibria*. – 2018. – Vol. 465. – P. 1–9.
94. Zikanov, O. Mixed convection in pipe and duct flows with strong magnetic fields / O. Zikanov, I. Belyaev, Y. Listratov et al. // *Applied Mechanics Reviews*. – 2021. – Vol. 73. – P. 010801.
95. DOP2000, Model 2125/2032, User's manual. – Signal Processing S.A., Switzerland, 2000. – 136 p.
96. Ashour, R. Competing forces in liquid metal electrodes and batteries / R. Ashour, D. Kelley, A. Salas et al. // *Journal of Power Sources*. – 2018. – Vol. 378. – P. 301 – 310.
97. Mallat, S. *A Wavelet Tour of Signal Processing, Third Edition: The Sparse Way* / S. Mallat. – 3rd edition. – Academic Press, 2008. – 832 p.
98. Holschneider, M. *Wavelets: an analysis tool* / M. Holschneider. Oxford mathematical monographs. – Clarendon Press, 1995. – 423 p.
99. Гринспен, Х. Теория вращающихся жидкостей / Х. Гринспен. – Л.: Гидрометеоиздат, 1975. – 304 с.
100. Moffatt, H. K. Electromagnetic stirring / H. K. Moffatt // *Physics of Fluids A: Fluid Dynamics*. – 1991. – Vol. 3, no. 5. – P. 1336–1343.
101. Gelfgat, Y. M. Liquid metal flow in a finite-length cylinder with a rotating magnetic field / Y. M. Gelfgat, L. A. Gorbunov, V. Kolevzon // *Experiments in Fluids*. – 1993. – Vol. 15. – P. 411.

102. Cramer, A. Liquid metal model experiments on casting and solidification processes / A. Cramer, S. Eckert, V. Galindo et al. // Journal of Materials Science. – 2004. – Vol. 39, no. 24. – P. 7285–7294.
103. Eckert, S. Efficient melt stirring using pulse sequences of a rotating magnetic field: Part i. flow field in a liquid metal column / S. Eckert, P. A. Nikrityuk, D. Rübiger et al. // Metallurgical and Materials Transactions B: Process Metallurgy and Materials Processing Science. – 2007. – Vol. 38. – P. 977–988.
104. Pervukhin, M. V. Mathematic simulation of electromagnetic and thermal hydrodynamic processes in the system 'inductor-ingot' of an electromagnetic mould / M. V. Pervukhin, A. V. Minakov, N. V. Sergeev, M. U. Khatsauk // Magnetohydrodynamics. – 2011. – Vol. 47, no. 1. – P. 79–87.
105. Timofeev, V. Nonconductive particles behavior in molten aluminium casted in em mold / V. Timofeev, M. Pervukhin, E. Vinter, N. Sergeev // Magnetohydrodynamics. – 2020. – Vol. 56, no. 4. – P. 459–473.
106. Willers, B. Efficient melt stirring using pulse sequences of a rotating magnetic field: Part II. application to solidification of Al-Si alloys / B. Willers, S. Eckert, P. A. Nikrityuk et al. // Metallurgical and Materials Transactions B: Process Metallurgy and Materials Processing Science. – 2008. – Vol. 39, no. 2. – P. 304–316.
107. Noepfel, A. Numerical investigation of the influence of forced convection induced by a travelling magnetic field during solidification of metallic alloys / A. Noepfel, O. Budenkova, Y. Fautrelle // Magnetohydrodynamics. – 2009. – Vol. 45, no. 4. – P. 497–503.
108. Stiller, J. Transitional and weakly turbulent flow in a rotating magnetic field / J. Stiller, K. Fraña, A. Cramer // Physics of Fluids. – 2006. – Vol. 18, no. 7. – P. 074105.
109. Гельфгат, Ю.М. МГД-течения во вращающемся магнитном поле (Обзор) / Ю.М. Гельфгат, Я. Приеде // Магнитная гидродинамика. – 1995. – Т. 31, № 1-2. – С. 214–230.

110. Гельфгат, Ю. Движение электропроводящей жидкости в цилиндрическом объеме под действием суперпозиции вращающегося и бегущего магнитного поля / Ю. Гельфгат, Ю. Круминь, М. Абрицка // *Магнитная гидродинамика*. – 1999. – Т. 35, № 1. – С. 3–16.
111. Денисов, С. А. МГД перемешивание жидкого металла в цилиндрическом кристаллизаторе со свободной поверхностью / С. А. Денисов, М. Э. Манн, С. Ю. Хрипченко // *Магнитная гидродинамика*. – 1997. – Vol. 33, no. 3. – P. 365–374.
112. Lantzsch, R. Fluid flow analysis and vertical gradient freeze crystal growth in a travelling magnetic field / R. Lantzsch, I. Grants, V. Galindo et al. // *Magnetohydrodynamics*. – 2006. – Vol. 42. – P. 445–449.
113. Rübiger, D. Flow control during solidification of snpb-alloys using time-modulated ac magnetic fields / D. Rübiger, M. Leonhardt, S. Eckert, G. Gerbeth // *IOP Conference Series: Materials Science and Engineering*. – 2011. – Vol. 27, no. 1. – P. 012053.
114. Yu, W. Effect of electromagnetic stirring on the enrichment of primary silicon from al-si melt / W. Yu, W. Ma, G. Lv et al. // *Journal of Crystal Growth*. – 2014. – Vol. 405. – P. 23 – 28.
115. Denisov, S. MHD-stirrer for cylindrical moulds of continuous casting machines fabricated aluminum alloy ingots / S. Denisov, S. Khripchenko, I. Kolesnichenko, A. Yudakov // *Proc. of 4-th International Conference «Electromagnetic processing of materials»*. Lyon (France). – 2003. – P. 178–183.
116. Stiller, J. Liquid metal flows driven by rotating and traveling magnetic fields / J. Stiller, K. Koal, W.E. Nagel et al. // *European Physical Journal: Special Topics*. – 2013. – Vol. 220, no. 1. – P. 111–122.
117. Kolesnichenko, I. Vortical flow of conducting fluid driven by an alternating magnetic field in a plane channel / I. Kolesnichenko, R. Khalilov, S. Khripchenko // *Magnetohydrodynamics*. – 2007. – Vol. 43, no. 1. – P. 45–52.

118. Mikhailovich, B. Some properties of turbulent rotating MHD flows under crossed electrical and magnetic fields / B. Mikhailovich // *Magnetohydrodynamics*. – 2010. – Vol. 46, no. 4. – P. 381–386.
119. Gelfgat, Y. M. Liquid metal flow in a finite-length cylinder with a rotating magnetic field / Y. M. Gelfgat, L. A. Gorbunov, V. Kolevzon // *Experiments in Fluids*. – 1993. – Vol. 15. – P. 411–416.
120. Grants, I. Stability of axially symmetric flow driven by a rotating magnetic field in a cylindrical cavity / I. Grants, G. Gerbeth // *Journal of Fluid Mechanics*. – 2001. – Vol. 431. – P. 407–426.
121. Golbraikh, E. MHD processes arising in melts under the action of superposition of two frequency-modulated rotating magnetic fields / E. Golbraikh, A. Kapusta, B. Kapusta et al. // *Magnetohydrodynamics*. – 2009. – Vol. 45, no. 1. – P. 73–79.
122. Nikrityuk, P. A. Spin-up of a liquid metal flow driven by a rotating magnetic field in a finite cylinder: A numerical and an analytical study / P. A. Nikrityuk, M. Ungarish, K. Eckert, R. Grundmann // *Physics of Fluids*. – 2005. – Vol. 17, no. 6. – P. 067101.
123. Vogt, T. On the formation of Taylor-Görtler vortices in RMF-driven spin-up flows / T. Vogt, I. Grants, D. Rübiger et al. // *Experiments in Fluids*. – 2012. – Vol. 52. – P. 1–10.
124. Golbraikh, E. Helical properties of MHD flows arising under the action of rotating magnetic fields / E. Golbraikh, A. Kapusta, B. Tilman // *Magnetohydrodynamics*. – 2010. – Vol. 46, no. 1. – P. 79–83.
125. Mikhailovich, B. Experiments with turbulent rotating mhd flows in an annular gap / B. Mikhailovich, A. Shapiro, S. Sukoriansky, I. Zilberman // *Magnetohydrodynamics*. – 2012. – Vol. 48, no. 1. – P. 43–50.
126. Cramer, A. Turbulence measurements in a rotating magnetic field driven flow / A. Cramer, J. Pal, G. Gerbeth // *Physics of Fluids*. – 2012. – Vol. 24, no. 4. – P. 045105.

127. von Weissenfluh, T. Probes for local velocity and temperature measurements in liquid metal flow / T. von Weissenfluh // International Journal of Heat and Mass Transfer. – 1985. – Vol. 28, no. 8. – P. 1563–1574.
128. Cramer, A. Experimental study on the sensitivity and accuracy of electric potential local flow measurements / A. Cramer, K. Varshney, Th. Gundrum, G. Gerbeth // Flow Measurement and Instrumentation. – 2006. – Vol. 17, no. 1. – P. 1–11.
129. Eckert, S. MHD turbulence measurements in a sodium channel flow exposed to a transverse magnetic field / S. Eckert, G. Gerbeth, W. Witke, H. Langenbrunner // International Journal of Heat and Fluid Flow. – 2001. – Vol. 22, no. 3. – P. 358–364.
130. Partinen, J. Fluid flow and free surface phenomena in rotary electromagnetic stirring of a metallic melt / J. Partinen, J. Szekely, C. Vives, L. Holap // ISIJ International. – 1995. – Vol. 35. – P. 292–301.
131. Noskov, V. Dynamics of a turbulent spin-down flow inside a torus / V. Noskov, R. Stepanov, S. Denisov et al. // Physics of Fluids. – 2009. – Vol. 21, no. 4. – P. 045108–+.
132. Кирко, И. М. Магнитная гидродинамика проводящих сред / И. М. Кирко, Г. Е. Кирко. – Пермь: Перм. гос. ун-т, 2007. – 312 с.
133. Denisov, S. Electro vortex centrifugal pump / S. Denisov, V. Dolgikh, S. Khripchenko, I. Kolesnichenko // Magnetohydrodynamics. – 2016. – Vol. 52, no. 1. – P. 25–33.
134. Фридляндер, И. Черные металлы и сплавы. Композитные материалы энциклопедия / И. Фридляндер, О. Сенаторова. – М.: Машиностроение, 2001. – 880 с.
135. Дриц, М. Свойства элементов: справочник. В 2 кн.; под общ. ред. М.Е. Дрица. - 2-е изд., перераб. и доп. Кн. 1. / М. Дриц, П. Будберг, Н. Кузнецов. – М.: Металлургия : Журн. «Цветные металлы», 1997. – 452 с.

136. Frisch, U. Turbulence, the legacy of A.N. Kolmogorov / U. Frisch. No. 296. – Cambridge university press, 1996. – 296 p.
137. Nikrityuk, P. A. Contactless Mixing of Liquid Metals / P. A. Nikrityuk, K. Eckert, R. Grundmann // Metallurgical and Materials Transactions B. – 2010. – Vol. 41. – P. 94–111.
138. Nesme-Ribes, E. Wavelet analysis of the maunder minimum as recorded in solar diameter data. / E. Nesme-Ribes, P. Frick, D. Sokoloff et al. // Academie des Sciences Paris Comptes Rendus Serie B Sciences Physiques. – 1995. – Vol. 321. – P. 525–532.
139. Frick, P. Scaling and correlation analysis of galactic images / P. Frick, R. Beck, E.M. Berkhuijsen, I. Patrickeyev // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. – 2001. – Vol. 327, no. 4. – P. 1145–1157.
140. White, L.B. Cross spectral analysis of nonstationary processes / L.B. White, B. Boashash // Information Theory, IEEE Transactions on. – 1990. – Vol. 36, no. 4. – P. 830–835.
141. Lumley, J.L. Similarity and the turbulent energy spectrum / J.L. Lumley // Physics of Fluids. – 1967. – Vol. 10, no. 4. – P. 855–858.
142. Eidelman, A. Helicity of mean and turbulent flow with coherent structures in Rayleigh-Bénard convective cell / A. Eidelman, T. Elperin, I. Gluzman, E. Golbraikh // Physics of Fluids. – 2014. – Vol. 26, no. 6. – P. 065103.
143. Stiller, J. Stirring of the melts using rotating and travelling magnetic fields / J. Stiller, K. Kal, K. Frana, R. Grundmann // Proc. Fifth International Conference on CFD in the Process Industries CSIRO, Melbourne, Australia 13-15 December 2006. – 2006. – P. 1–5.
144. Lantzsch, R. Experimental and numerical results on the fluid flow driven by a traveling magnetic field / R. Lantzsch, V. Galindo, I. Grants et al. // Journal of Crystal Growth. – 2007. – Vol. 305. – P. 249–256.
145. Cramer, A. The sensitivity of a travelling magnetic field driven flow to axial alignment / A. Cramer, J. Pal, K. Koal et al. // Journal of Crystal Growth. –

2011. – Vol. 321. – P. 142–150.
146. Boisson, J. Travelling waves in a cylindrical magnetohydrodynamically forced flow / J. Boisson, A. Klochko, F. Daviaud et al. // *Physics of Fluids*. – 2012. – Vol. 24, no. 4. – P. 044101.
147. Grants, I. Experimental observation of swirl accumulation in a magnetically driven flow / I. Grants, C. Zhang, S. Eckert, G. Gerbeth // *Journal of Fluid Mechanics*. – 2008. – Vol. 616. – P. 135–152.
148. Chkhetiani, O.G. Large-and small-scale turbulent spectra in MHD and atmospheric flows / O.G. Chkhetiani, A. Eidelman, E. Golbraikh // *Nonlinear Processes in Geophysics*. – 2006. – Vol. 13, no. 6. – P. 613–620.
149. Szajnar, J. Inoculation of pure aluminium aided by electromagnetic field / J. Szajnar, T. Wrobel // *Archives of Foundry Engineering*. – 2008. – Vol. 8. – P. 123–132.
150. Harada, H. MHD analysis in hydromagnetic casting process of clad steel slabs / H. Harada, E. Takeuchi, M. Zeze, H. Tanaka // *Applied Mathematical Modeling*. – 1998. – Vol. 23. – P. 873–880.
151. Szajnar, J. Influence of magnetic field and inoculation on size reduction in pure aluminium structure / J. Szajnar, T. Wrobel // *International Journal of Materials and Product Technology*. – 2008. – Vol. 3. – P. 322–334.
152. Szajnar, J. The influence of external factors on morphology of graphite in grey cast iron / J. Szajnar, M. Stawarz, T. Wrobel // *Archives of Foundry Engineering*. – 2008. – Vol. 3. – P. 159–162.
153. Pietrowski, S. Complex silumins / S. Pietrowski // *Journal of Achievements in Materials and Manufacturing Engineering*. – 2007. – Vol. 24. – P. 101–105.
154. Robert, M. Producing thixotropic semi-solid A356 alloy: microstructure formation and forming behaviour / M. Robert, E. Zoqui, F. Tanabe, T. Motegi // *Journal of Achievements in Materials and Manufacturing Engineering*. – 2007. – Vol. 20. – P. 19–26.

155. Guo, S. The effect of alternating magnetic field on the process of semi-continuous casting for AZ91 billets / S. Guo, J. Cui, Q. Le, Z. Zhao // *Materials Letters*. – 2005. – Vol. 59. – P. 184–189.
156. Ben-David, O. 3D numerical and experimental study of gallium melting in a rectangular container / O. Ben-David, A. Levy, B. Mikhailovich, A. Azulay // *International Journal of Heat and Mass Transfer*. – 2013. – Vol. 67. – P. 260–271.
157. Nikrityuk, P.A. The influence of a direct electric current on the growth of solutal dendrites / P.A. Nikrityuk, S. Ananiev, K. Eckert, R. Grundmann // *Magnetohydrodynamics*. – 2009. – Vol. 45, no. 3. – P. 407–416.
158. Avnaim, M.H. Numerical and experimental study of the traveling magnetic field effect on the horizontal solidification in a rectangular cavity part 1: Liquid metal flow under the tmf impact / M.H. Avnaim, B. Mikhailovich, A. Azulay, A. Levy // *International Journal of Heat and Fluid Flow*. – 2018. – Vol. 69. – P. 23–32.
159. Avnaim, M.H. Numerical and experimental study of the traveling magnetic field effect on the horizontal solidification in a rectangular cavity part 2: Acting forces ratio and solidification parameters / M.H. Avnaim, B. Mikhailovich, A. Azulay, A. Levy // *International Journal of Heat and Fluid Flow*. – 2018. – Vol. 69. – P. 9 – 22.
160. Hachani, L. Experimental study of the solidification of Sn–10wt.experiment / L. Hachani, K. Zaidat, Y. Fautrelle // *International Journal of Heat and Mass Transfer*. – 2015. – Vol. 85. – P. 438–454.
161. Fdhila, R.B. A stirring history / R.B. Fdhila, U. Sand, E. Eriksson, H. Yang // *ABB Review*. – 2016. – Vol. 3, no. 45–48.
162. Wang, X. A periodically reversed flow driven by a modulated traveling magnetic field: Part i. experiments with GaInSn / X. Wang, Y. Fautrelle, J. Etay, R. Moreau // *Metallurgical and Materials Transactions B*. – 2009. – Vol. 40, no. 1. – P. 82–90.

163. Wang, X. A periodically reversed flow driven by a modulated traveling magnetic field: Part ii. theoretical model / X. Wang, R. Moreau, J. Etay, Y. Fautrelle // Metallurgical and Materials Transactions B. – 2009. – Vol. 40, no. 1. – P. 104–113.
164. Kapusta, A. On the prediction of the structure of ingots solidifying in RMF / A. Kapusta, B. Mikhailovich, S. Khripchenko, I. Kolesnichenko // Magnetohydrodynamics. – 2015. – Vol. 51, no. 3. – P. 473–483.
165. Cramer, A. Frequency dependence of an alternating magnetic field driven flow / A. Cramer, V. Galindo, M. Zennaro // Magnetohydrodynamics. – 2015. – Vol. 51, no. 1. – P. 133–147.
166. Nikulin, I. Simulation of the averaged flow of a metal melt in an alternating magnetic field with variable amplitude and frequency / I. Nikulin, A. Perminov // Journal of Engineering Physics and Thermophysics. – 2020. – Vol. 93. – P. 556–566.
167. Poluyanov, A. Experimental study of liquid metal flow for the development of a contact-less control technique / A. Poluyanov, I. Kolesnichenko // Fluid dynamics and materials processing. – 2024. – P. 050165.
168. Gelfgat, Y. Motion of an electrically conducting fluid in a cylindrical volume exposed to the influence of superimposed rotating and travelling magnetic fields / Y. Gelfgat, Y. Krumins, M. Abricka // Magnetohydrodynamics. – 1999. – Vol. 35, no. 1. – P. 3–16.
169. Cramer, A. Experimental investigation of a flow driven by a combination of a rotating and a traveling magnetic field / A. Cramer, J. Pal, G. Gerbeth // Physics of Fluids. – 2007. – Vol. 19, no. 11. – P. 7285–7294.
170. Khlybov, O. Effect of rotating magnetic field on mass transfer during directional solidification of semiconductors / O. Khlybov, T. Lyubimova // Magnetohydrodynamics. – 2016. – Vol. 52, no. 1/2. – P. 61–71.
171. Eckert, S. Electromagnetic melt flow control during solidification of metallic alloys / S. Eckert, P. Nikrityuk, B. Willers et al. // The European Physical

- Journal Special Topics. – 2013. – Vol. 220, no. 1. – P. 123–137.
172. Takado, Y. Effect of electromagnetic stirring on fabrication of Al-Si semi-solid slurry by the cup cast method. / Y. Takado, H. Nakaya, S. Shimasaki, S. Taniguchi // Proc. of 8-th Int. Conf. on Fundamental and Applied MHD. Borgo (France). – 2011. – P. 853–857.
173. Golbraikh, E. The effect of structural parameters on the process of metal stirring by rotating magnetic field / E. Golbraikh, A. Kapusta, B. Tilman, I. Kolesnichenko // Magnetohydrodynamics. – 2012. – Vol. 48, no. 1. – P. 77–82.
174. Grants, I. Taylor-Gortler instability of a liquid metal flow in a rotating magnetic field / I. Grants, Yu. Gelfgat // Magnetohydrodynamics. – 1999. – Vol. 35, no. 2. – P. 147–154.
175. Qi, Z. Numerical simulation of solidification process of Sn-3.5Pb hollow billet with stirring magnetic field / Z. Qi, W. Tong-min, L. Ting-ju, J. Jun-ze // Trans. Nonferrous Met. SOC, China. – 2007. – Vol. 17. – P. 940–946.
176. He, Y. Effect of combined magnetic field on the eliminating inclusions from liquid aluminum alloy / Y. He, Q. Li, W. Liu // Materials Letters. – 2011. – Vol. 65. – P. 1226–1228.
177. Zhang, H. Coupled modeling of electromagnetic field, fluid flow, heat transfer and solidification during low frequency electromagnetic casting of 7XXX aluminum alloys / H. Zhang, H. Nagaumi, Y. Zuo, J. Cui // Materials Science and Engineering: A. – 2007. – Vol. 448, no. 1-2. – P. 189–203.
178. Nikrityuk, P. Computational Thermo-Fluid Dynamics. Application IV: Electromagnetic Control of Binary Metal Alloys Solidification / P. Nikrityuk. – Wiley-Blackwell, 2011. – P. 277–334.
179. Branover, H. On the potentialities of intensification of electromagnetic stirring of melts / H. Branover, E. Golbraikh, A. Kapusta et al. // Magnetohydrodynamics. – 2006. – Vol. 42. – P. 291–298.
180. Golbraikh, E. Modelling of the metal flow in continuous casting facilities / E. Golbraikh, A. Kapusta, B. Mikhailovich et al. // Magnetohydrodynamics. –

2007. – Vol. 43. – P. 189–194.
181. Vives, C. Effects of forced electromagnctic vibrations during the solidification of aluminum alloys (part i): Solidification in the presence of crossed alternating electric fields and stationary magnetic fields / C. Vives // *Journal of Metallurgical and Materials Transactions*. – 1996. – Vol. 827. – P. 445–455.
182. Zhi-hao, Z. Effect of low frequency electromagnetic field on microstructures and macrosegregation of horizontal direct chill casting aluminum alloy / Z. Zhi-hao, C. Jian-zhong, D. Jic et al. // *Trans Nonferrous Met Soc China*. – 2004. – Vol. 14. – P. 1095–1099.
183. Voller, V. R. A fixed-grid numerical modeling methodology for convection-diffusion mushy region phase-change problems / V. R. Voller, C. Prakash // *Int. J. Heat Mass Transfer*. – 1987. – Vol. 30. – P. 1709–1720.
184. Brent, A. D. Enthalpy–porosity technique for modeling convection–diffusion phase change – application to the melting of a pure metal / A. D. Brent, V. R. Voller, K. J. Reid // *Numerical Heat Transfer*. – 1988. – Vol. 13, no. 3. – P. 297–318.
185. Mapelli, C. Application of electromagnetic stirring for the homogenization of aluminium billet cast in a semi-continuous machine / C. Mapelli, A. Gruttadauria, M. Peroni // *Journal of Materials Processing Technology*. – 2010. – Vol. 210, no. 2. – P. 306–314.
186. Shmueli, H. Melting in a vertical cylindrical tube: Numerical investigation and comparison with experiments / H. Shmueli, G. Ziskind, R. Letan // *International Journal of Heat and Mass Transfer*. – 2010. – Vol. 53, no. 19-20. – P. 4082–4091.
187. Krivilyov, M. Phase-field model of interface migration and powder consolidation in additive manufacturing of metals / M. Krivilyov, S. Mesarovic, D. Sekulic // *Journal of Materials Science*. – 2017. – Vol. 52. – P. 4155–4163.
188. Krivilyov, M. Phase-field simulation of non-isothermal phase separation in rapidly quenched Co-Cu melts / M. Krivilyov, D. Aflyatunova, V. Lebedev, P. Galenko // *Computational Materials Science*. – 2019. – Vol. 158. – P. 289–295.

189. Kolesnichenko, I. Features of modeling multiphase media in problems of electromagnetic generation of flows / I. Kolesnichenko, G. Losev, V. Eltishchev, A. Mamykin // IOP Conf. Series: Materials Science and Engineering. – 2021. – Vol. V.1945(1). – P. 012067.
190. Voller, V. R. An enthalpy method for convection/diffusion phase change / V. R. Voller, M. Cross, N. C. Markatos // International Journal for Numerical Methods in Engineering. – 1987. – Vol. 24, no. 1. – P. 271–284.
191. Самсонов, Г.В. Свойства элементов: справочник. В 2 кн.; под общ. ред. Г.В. Самсонова. кн.1. / Г.В. Самсонов, А.С. Болгар, Н.В. и др. Власова. – М.:Металлургия, 1997. – 600 с.
192. Андронов, В.Н. Жидкие металлы и шлаки: Справ. изд. / В.Н. Андронов, Б.В. Чекин, С.В. Нестеренко. – М.: Металлургия, 1977. – 127 с.
193. Сплавы алюминиевые литейные. Технические условия / ГОСТ 1583-93. – Минск: Межгосударственный совет по стандартизации, метрологии и сертификации, 1993.
194. Гершуни, Г. З. Устойчивость конвективных течений / Г. З. Гершуни, Е. М. Жуховицкий, А. А. Непомнящий. – М.: Наука, 1989. – 320 с.
195. Ahlers, G. Heat transfer and large scale dynamics in turbulent rayleigh-benard convection / G. Ahlers, S. Grossmann, D. Lohse // Rev. Modern Physics. – 2009. – Vol. 81. – P. 503–537.
196. Grossmann, S. Scaling in thermal convection: a unifying theory / S. Grossmann, D. Lohse // Journal of Fluid Mechanics. – 2000. – Vol. 407. – P. 27–56.
197. Grossmann, S. Prandtl and Rayleigh number dependence of the Reynolds number in turbulent thermal convection / S. Grossmann, D. Lohse // Physical Review E. – 2002. – Vol. 66, no. 1. – P. 016305.
198. Боришанский, В.М. Жидкометаллические теплоносители / В.М. Боришанский, С.С. Кутателадзе, И.И. Новиков, О.С. Федынский. – М.: Атомиздат, 1967. – 300 с.

199. Козлов, Ф. Натрий – теплоноситель АЭС с быстрыми реакторами / Ф. Козлов, В. Иваненко // Атомная энергия. – 1996. – Т. 80, № 5. – С. 337–345.
200. Rachkov, V. Fast reactor development program in russia / V. Rachkov // International Conference on Fast Reactors and Related Fuel Cycles: Safe Technologies and Sustainable Scenarios, Paris, France, 4-7 March. – 2013.
201. Latge, C. The ASTRID project and related R&D on Na technology / C. Latge, P. Le Coz, O. Castaldi et al. // The 9-th International PAMIR conference on Fundamental and Applied MHD, Thermo Acoustic and Space Technologies. Riga, Latvia, June 16-20,2014. – Vol. 2. – 2014. – P. 43–51.
202. Блум, Э. Я. Тепло- и массообмен в магнитном поле / Э. Я. Блум, Ю. А. Михайлов, Р. Я. Озолс. – Рига: «Зинатне», 1980. – 354 с.
203. Platacis, E. Liquid metal in nuclear applications / E. Platacis // The 9-th International PAMIR conference on Fundamental and Applied MHD, Thermo Acoustic and Space Technologies. Riga, Latvia, June 16-20,2014. – Vol. 2. – 2014. – P. 25–28.
204. Мельников, И. А. Исследование теплообмена жидкого металла при течении в вертикальной трубе с неоднородным обогревом в поперечном магнитном поле / И. А. Мельников, Н. Г. Разуванов, В. Г. Свиридов et al. // Теплоэнергетика. – 2013. – no. 5. – P. 52–59.
205. Ruault, J.-M. MEGAHIT: Update on the advanced propulsion roadmap for HORIZON2020 / J.-M. Ruault, F. Masson, J.-C. Worms et al. // The 9-th International PAMIR conference on Fundamental and Applied MHD, Thermo Acoustic and Space Technologies. Riga, Latvia, June 16-20,2014. – Vol. 1. – 2014. – P. 484–488.
206. Ashurko, Y. Phenomenon of coolant local natural circulation occurring in heat removal loops of nuclear power plant / Y. Ashurko, G. Pugachev // J. Nucl. Sci. Technol. – 2011. – Vol. 48, no. 4. – P. 602–611.
207. Takeshita, T. Thermal Turbulence in Mercury / T. Takeshita, T. Segawa, J. A. Glazier, M. Sano // Physical Review Letters. – 1996. – Vol. 76. –

- P. 1465–1468.
208. Glazier, J.A. Evidence against 'ultrahard' thermal turbulence at very high rayleigh numbers / J.A. Glazier, T. Segawa, A. Naert, M. Sano // Nature. – 1999. – Vol. 398. – P. 307–310.
209. Horanyi, S. Turbulent Rayleigh-Benard convection in low Prandtl-number fluids / S. Horanyi, L. Krebs, U. Müller // Int. J. Heat Mass Transfer. – 1999. – Vol. 42. – P. 3983–4003.
210. Chillà, F. New perspectives in turbulent rayleigh-benard convection / F. Chillà, J. Schumacher // The European Physical Journal E. – 2012. – Vol. 58. – P. 12058.
211. Chillà, F. Long relaxation times and tilt sensitivity in Rayleigh-Bénard turbulence / F. Chillà, M. Rastello, S. Chaumat, B. Castaing // European Physical Journal B. – 2004. – Vol. 40. – P. 223–227.
212. Sun, C. Azimuthal Symmetry, Flow Dynamics, and Heat Transport in Turbulent Thermal Convection in a Cylinder with an Aspect Ratio of 0.5 / C. Sun, H.-D. Xi, K.-Q. Xia // Physical Review Letters. – 2005. – Vol. 95, no. 7. – P. 074502.
213. Weiss, S. Effect of tilting on turbulent convection: cylindrical samples with aspect ratio $\Gamma=0.50$ / S. Weiss, G. Ahlers // Journal of Fluid Mechanics. – 2013. – Vol. 715. – P. 314–334.
214. Shishkina, O. Thermal convection in inclined cylindrical containers / O. Shishkina, S. Horn // Journal of fluid mechanics. – 2016. – Vol. 790. – P. C.R3.
215. Cioni, S. Strongly turbulent Rayleigh Bénard convection in mercury: comparison with results at moderate Prandtl number / S. Cioni, S. Ciliberto, J. Sommeria // Journal of Fluid Mechanics. – 1997. – Vol. 335. – P. 111–140.
216. Sviridov, V. G. Liquid metal MHD heat transfer investigations applied to fusion tokamak reactor cooling ducts / V. G. Sviridov, Y. P. Ivochkin, N. G. Razuvanov et al. // Magnetohydrodynamics. – 2003. – Vol. 39. – P. 557–564.
217. Жилин, В. Влияние вторичных течений на теплообмен жидкого металла в горизонтальной трубе при неоднородном обогреве в магнитном поле /

- В. Жилин, В. Свиридов, Н. Разуванов и др. // Тепловые процессы в технике. – 2009. – Т. 1. – С. 199–203.
218. Поддубный, И. И. Исследование гидродинамики и теплообмена при опускном течении жидкого металла в канале прямоугольного сечения в компланарном магнитном поле / И. И. Поддубный, Н. Г. Разуванов // Теплоэнергетика. – 2016. – С. 13–21.
219. Belyaev, I. A. Specific features of liquid metal heat transfer in a tokamak reactor / I. A. Belyaev, L. G. Genin, Ya. I. Listratov et al. // Magnetohydrodynamics. – 2013. – Vol. 49, no. 1. – P. 177–190.
220. Melnikov, I. Experimental investigation of mhd heat transfer in a vertical round tube affected by transverse magnetic field / I. Melnikov, E. Sviridov, V. Sviridov, N. Razuvanov // Fusion Engineering and Design. – 2016. – Vol. 112. – P. 505–512.
221. Kirillov, I. Buoyancy effects in vertical rectangular duct with coplanar magnetic field and single sided heat load–downward and upward flow / I. Kirillov, D. Obukhov, V. Sviridov et al. // Fusion Engineering and Design. – 2018. – Vol. 127. – P. 226–233.
222. Zürner, T. Combined measurement of velocity and temperature in liquid metal convection / T. Zürner, F. Schindler, T. Vogt et al. // Journal of Fluid Mechanics. – 2019. – Vol. 876. – P. 1108–1128.
223. Wondrak, Th. Three-dimensional flow structures in turbulent rayleigh–bénard convection at low prandtl number $Pr=0.03$ / Th. Wondrak, M. Sieger, R. Mitra et al. // Journal of Fluid Mechanics. – 2023. – Vol. 974. – P. A48.
224. Scheel, J.D. Global and local statistics in turbulent convection at low prandtl numbers / J.D. Scheel, J. Schumacher // Journal of Fluid Mechanics. – 2016. – Vol. 802. – P. 147–173.
225. Smirnov, S. The emergence and identification of large-scale coherent structures in free convective flows of the Rayleigh-Bénard type / S. Smirnov, A. Smirnovsky, S. Bogdanov // Fluids. – 2021. – Vol. 6, no. 12. – P. 431.

226. Schumacher, J. Transitional boundary layers in low-prandtl-number convection / J. Schumacher, V. Bandaru, A. Pandey, J. Scheel // *Physical Review Fluids*. – 2016. – Vol. 1, no. 8. – P. 084402.
227. Смирнов, С. И. Влияние теплопереноса в торцевых стенках на турбулентную конвекцию ртути во вращающемся цилиндре / С. И. Смирнов, Е. М. Смирнов, А. А. Смирновский // *Научно-технические ведомости Санкт-Петербургского государственного политехнического университета. Физико-математические науки*. – 2017. – Vol. 10, no. 1. – P. 31–46.
228. Foroozani, N. Turbulent convection for different thermal boundary conditions at the plates / N. Foroozani, D. Krasnov, J. Schumacher // *Journal of fluid mechanics*. – 2021. – Vol. 907. – P. A27.
229. Verzicco, R. Effects of nonperfect thermal sources in turbulent thermal convection / R. Verzicco // *Physics of Fluids*. – 2004. – Vol. 16, no. 6. – P. 1965–1979.
230. Belyaev, I. Temperature correlation velocimetry technique in liquid metals / I. Belyaev, N. Razuvanov, V. Sviridov, V. Zagorsky // *Flow Measurement and Instrumentation*. – 2017. – Vol. 55. – P. 37–43.
231. Mamykin, A. Turbulent convective heat transfer in an inclined tube with liquid sodium / A. Mamykin, P. Frick, R. Khalilov et al. // *Magnetohydrodynamics*. – 2015. – Vol. 51, no. 2. – P. 329–336.
232. Guo, S.-X. The effect of cell tilting on turbulent thermal convection in a rectangular cell / S.-X. Guo, S.-Q. Zhou, X.-R. Cen et al. // *Journal of Fluid Mechanics*. – 2015. – Vol. 762. – P. 273–287.
233. Riedinger, X. Heat transport regimes in an inclined channel / X. Riedinger, J.-C. Tisserand, F. Seychelles et al. // *Physics of Fluids*. – 2013. – Vol. 25, no. 1. – P. 015117.
234. Brown, E. Rotations and cessations of the large-scale circulation in turbulent Rayleigh-Bénard convection / E. Brown, G. Ahlers // *Journal of Fluid Mechanics*. – 2006. – Vol. 568. – P. 351–386.

235. Xi, H.-D. Cessations and reversals of the large-scale circulation in turbulent thermal convection / H.-D. Xi, K.-Q. Xia // *Physical Review E*. – 2007. – Vol. 75, no. 6. – P. 066307–+.
236. Bai, K. Ability of a low-dimensional model to predict geometry-dependent dynamics of large-scale coherent structures in turbulence / K. Bai, D. Ji, E. Brown // *Physical Review E*. – 2016. – Vol. 93, no. 2. – P. 023117.
237. Xi, H.-D. Azimuthal motion, reorientation, cessation, and reversal of the large-scale circulation in turbulent thermal convection: A comparative study in aspect ratio one and one-half geometries / H.-D. Xi, K.-Q. Xia // *Physical Review E*. – 2008. – Vol. 78, no. 3. – P. 036326.
238. Brown, E. A model of diffusion in a potential well for the dynamics of the large-scale circulation in turbulent rayleigh-bénard convection / E. Brown, G. Ahlers // *Physics of Fluids*. – 2008. – Vol. 20, no. 7. – P. 075101.
239. Brown, E. The origin of oscillations of the large-scale circulation of turbulent Rayleigh-Bénard convection / E. Brown, G. Ahlers // *Journal of Fluid Mechanics*. – 2009. – Vol. 638. – P. 383–400.
240. Zhou, Q. Oscillations of the large-scale circulation in turbulent Rayleigh-Bénard convection: the sloshing mode and its relationship with the torsional mode / Q. Zhou, H.-D. Xi, S.-Q. Zhou et al. // *Journal of Fluid Mechanics*. – 2009. – Vol. 630. – P. 367–390.
241. Takeshita, T. Thermal Turbulence in Mercury / T. Takeshita, T. Segawa, J. A. Glazier, M. Sano // *Physical Review Letters*. – 1996. – Vol. 76. – P. 1465–1468.
242. Rossby, H. T. A study of Benard convection with and without rotation / H. T. Rossby // *Journal of Fluid Mechanics*. – 1969. – Vol. 36. – P. 309–335.
243. Stevens, R. J. A. M. The unifying theory of scaling in thermal convection: the updated prefactors / R. J. A. M. Stevens, E. P. van der Poel, S. Grossmann, D. Lohse // *Journal of Fluid Mechanics*. – 2013. – Vol. 730. – P. 295–308.

244. Scheel, J. Predicting transition ranges to fully turbulent viscous boundary layers in low prandtl number convection flows / J. Scheel, J. Schumacher // *Physical Review Fluids*. – 2017. – Vol. 2, no. 12. – P. 123501.
245. Kraichnan, R. H. Turbulent Thermal Convection at Arbitrary Prandtl Number / R. H. Kraichnan // *Physics of Fluids*. – 1962. – Vol. 5. – P. 1374–1389.
246. Spiegel, E. A. Convection in Stars: I. Basic Boussinesq Convection / E. A. Spiegel // *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* – 1971. – Vol. 9. – P. 323–352.
247. Teimurazov, A. Thermal convection of liquid metal in a long inclined cylinder / A. Teimurazov, P. Frick // *Physical Review Fluids*. – 2017. – Vol. 2, no. 11. – P. 113501.
248. Зимин, В.Д. Турбулентная конвекция / В.Д. Зимин, П.Г. Фрик. – Наука, 1988. – 171 с.
249. Ciliberto, S. Large-scale flow properties of turbulent thermal convection / S. Ciliberto, S. Cioni, C. Laroche // *Phys. Rev. E*. – 1996. – Vol. 54. – P. R5901.
250. Niemela, J. J. The wind in confined thermal convection / J. J. Niemela, L. Skrbek, K. R. Sreenivasan, R. J. Donnelly // *Journal of Fluid Mechanics*. – 2001. – Vol. 449. – P. 169–178.
251. Qiu, X.-L. Onset of coherent oscillations in turbulent Rayleigh-Bénard convection / X.-L. Qiu, P. Tong // *Physical Review Letters*. – 2001. – Vol. 87, no. 9. – P. 094501.
252. Vasiliev, A. Yu. Reversals of large-scale circulation in turbulent convection in rectangular cavities / A. Yu. Vasiliev, P. G. Frick // *JETP Letters*. – 2011. – Vol. 93, no. 6. – P. 330–334.
253. Xi, H.-D. Origin of the temperature oscillation in turbulent thermal convection / H.-D. Xi, S.-Q. Zhou, Q. Zhou et al. // *Physical Review Letters*. – 2009. – Vol. 102, no. 4. – P. 044503.
254. Кузнецов, И.А. Безопасность АЭС с реакторами на быстрых нейтронах / И.А. Кузнецов, В.М. Поплавский. – М.: ИздАТ, 2012. – 632 с.

255. Виленский, О.Ю. Расчетно-экспериментальные исследования причин образования сетки трещин в районе верхней трубной доски теплообменника реактора БН-600 / О.Ю. Виленский, А.Н. Крылов, С.Л. Осипов и др. // Известия высших учебных заведений. Ядерная энергетика. – 2015. – № 1. – С. 56–65.
256. Validation of fast reactor thermomechanical and thermohydraulic codes. Final report of co-ordinated research project. – International atomic energy agency, Vienna, IAEA-TECDOC-1318., 2002. – 256 p.
257. Chapuliot, S. Hydro-thermal-mechanical analysis of thermal fatigue in a mixing tee / S. Chapuliot, C. Gourdin, T. Payen et al. // Nuclear Engineering and Design. – 2005. – Vol. 235, no. 5. – P. 575–596.
258. Hunt, R.M. Fatigue cracking of a bare steel first wall in an inertial confinement fusion chamber / R.M. Hunt, R.P. Abbott, M.A. Havstad, A.M. Dunne // Fusion Engineering and Design. – 2013. – Vol. 88, no. 5. – P. 311–316.
259. Westin, J. Thermal Mixing in a T-Junction. Model Tests at Vattenfall research and Development AB 2006. Boundary Conditions and List of Available Data for CFDValidation / J. Westin // Report Memo U 07-26, Vattenfall R&D AB, Alvkarleby, Sweden. – 2007. – P. 1–17.
260. Walker, C. Investigations on mixing phenomena in single-phase flow in a t-junction geometry / C. Walker, M. Simiano, R. Zboray, H.-M. Prasser // Nuclear Engineering and Design. – 2009. – Vol. 239. – P. 116–126.
261. Hosseini, S. M. Classification of turbulent jets in a t-junction area with a 90-deg bend upstream / S. M. Hosseini, K. Yuki, H. Hashizume // International Journal of Heat and Mass Transfer. – 2008. – Vol. 51. – P. 2444–2454.
262. Chen, M. Experimental investigation of thermal mixing phenomena in a tee pipe / M. Chen, H. Hsieh, Z. Zhang, B. Pei // Kerntechnik. – 2015. – Vol. 80, no. 2. – P. 116–123.
263. Кашинский, О.Н. Экспериментальное моделирование течения жидкометаллического теплоносителя в t-образном смесителе / О.Н. Кашинский,

- П.Д. Лобанов, А.С. Курдюмов, Н.А. Прибатурин // Журнал технической физики. – 2016. – Т. 86. – С. 145–147.
264. Kimura, N. Experimental investigation on transfer characteristics of temperature fluctuation from liquid sodium to wall in parallel triple-jet / N. Kimura, H. Miyakoshi, H. Kamide // International Journal of Heat and Mass Transfer. – 2007. – Vol. 50, no. 9-10. – P. 2024–2036.
265. Knebel, J. U. Experimental investigation of a confined heated sodium jet in a co-flow / J. U. Knebel, L. Krebs, U. Muller, B. P. Axcell // Journal of fluid mechanics. – 1998. – Vol. 368. – P. 51–79.
266. Westin, J. High-cycle thermal fatigue in mixing tees: Large-eddy simulations compared to a new validation experiment / J. Westin, P. Veber, L. Andersson et al. // Volume 2: Fuel Cycle and High Level Waste Management Computational Fluid Dynamics, Neutronics Methods and Coupled Codes. – ASME International, 2008.
267. Gritskevich, M.S. Investigation of the thermal mixing in a t-junction flow with different SRS approaches / M.S. Gritskevich, A.V. Garbaruk, Th. Frank, F.R. Menter // Nuclear Engineering and Design. – 2014. – Vol. 279. – P. 83–90.
268. Ming, T. Large-eddy simulation of thermal fatigue in a mixing tee / T. Ming, J. Zhao // International Journal of Heat and Fluid Flow. – 2012. – Vol. 37. – P. 93–108.
269. Крылов, А.Н. Расчетно-экспериментальные исследования процесса неизотермического перемешивания потоков жидкометаллического теплоносителя с использованием LES и SST моделей турбулентности / А.Н. Крылов, С.Л. Осипов, С.А. Рогожкин, В.А. Соболев // Тепловые процессы в технике. – 2013. – № 12. – С. 531–537.
270. Рогожкин, С.А. Разработка модели турбулентного теплопереноса для жидкометаллического натриевого теплоносителя и её верификация / С.А. Рогожкин, А.А. Аксенов, С.В. Жлуктов и др. // Вычислительная механика сплошных сред. – 2014. – Т. 7, № 3. – С. 306–306.

271. Рогожкин, С. А. Использование uans подхода для определения пульсаций температуры при перемешивании трех разнотемпературных струй натрия / С. А. Рогожкин, А. А. Аксёнов, С. В. Жлуктов и др. // Компьютерные исследования и моделирование. Вычислительная аэро- и гидродинамика. – 2014. – Т. 6, № 6. – С. 923–935.
272. Рогожкин, С.А. Численное моделирование теплогидравлических процессов в верхней камере быстрого реактора / С.А. Рогожкин, С.Л. Осипов, И.Д. Фадеев и др. // Атомная энергия. – 2013. – Т. 115, № 5. – С. 295–298.
273. Шлихтинг, Г. Теория пограничного слоя / Г. Шлихтинг. – М.: Наука, 1969. – 712 с.
274. Брановер, Г. Г. Магнитная гидродинамика несжимаемых сред / Г. Г. Брановер, А. Б. Цинобер. – М.: Наука, 1970. – 380 с.
275. Gailitis, A. Detection of a Flow Induced Magnetic Field Eigenmode in the Riga Dynamo Facility / A. Gailitis, O. Lielausis, S. Dement'ev et al. // Physical review letters. – 2000. – Vol. 84. – P. 4365–4368.
276. Steglitz, K. Experimental demonstration of a homogeneous two-scale dynamo / K. Steglitz, U. Mueller // Physics of Fluids. – 2001. – Vol. 13. – P. 561–564.
277. Steenbeck, M. An experimental verification of the alpha-effect / M. Steenbeck, I. Kirko, A. Gailitis et al. // Monats. Dt. Acad. Wiss. – 1967. – Vol. 9. – P. 716–719.
278. Kolesnichenko, I. Conducting fluid flow in a helical magnetic field / I. Kolesnichenko, P. Frick // Magnetohydrodynamics. – 2009. – Vol. 45, no. 2. – P. 165–171.
279. Брановер, Г. Г. Турбулентное течение в плоскости перпендикулярной магнитному полю / Г. Г. Брановер, А. С. Васильев, Ю. М. Гельфгат, Е. В. Щербинин // Магнитная гидродинамика. – 1966. – Т. 2, № 4. – С. 78–84.
280. Генин, Л. Г. Теплообмен жидкометаллического теплоносителя в трубе в условиях совместного влияния продольного магнитного поля и термогравитационной конвекции / Л. Г. Генин, С. И. Ковалев, В. Г. Свиридов //

- Магнитная гидродинамика. – 1987. – № 4. – С. 31–36.
281. Khripchenko, S. Numerical and experimental modelling of various MHD induction pumps / S. Khripchenko, R. Khalilov, I. Kolesnichenko et al. // *Magneto-hydrodynamics*. – 2010. – Vol. 46, no. 1. – P. 85–97.
282. Dementev, S. Liquid metal loop of the lisor experimental facility. / S. Dementev, H. H. Glasbrenner, T. Kirchner et al. // *Magneto-hydrodynamics*. – 2001. – Vol. 37. – P. 417–426.
283. Ivanov, S. Electromagnetic pump for a liquid metal spallation target: Calculation, diagnostics, reliability / S. Ivanov, A. Flerov // *Magneto-hydrodynamics*. – 2009. – Vol. 45, no. 2. – P. 239–244.
284. Araseki, H. Sodium flow rate measurement method of annular linear induction pumps / H. Araseki, I. R. Kirillov, G. V. Preslitsky // *Nuclear Engineering and Design*. – 2012. – Vol. 243. – P. 111–119.
285. Соколов, Д. Д. Динамо на пути от астрофизических моделей к лабораторному эксперименту / Д. Д. Соколов, Р. А. Степанов, П. Г. Фрик // *Успехи физических наук*. – 2014. – Т. 184, № 3. – С. 313–335.
286. Goldsteins, L. 125 mm sodium loop for scaled down 4-th generation nuclear reactor thermo-hydraulic equipment testing / L. Goldsteins, Y. Fautrelle, C. Biscarrat et al. // *The 9-th International PAMIR conference on Fundamental and Applied MHD, Thermo Acoustic and Space Technologies*. Riga, Latvia, June 16-20, 2014. – Vol. 1. – 2014. – P. 51–54.
287. Keadze, B. V. Test of the instrumentation and equipment for liquid metal coolants on the IRS-M calibration facility / B. V. Keadze, V. P. Kornilov, A. A. Lagutin et al. // *Russian conference on Magneto-hydrodynamics*. Perm, Russia, June 22-25, 2015. – 2015. – P. 44.
288. Votyakov, E. V. On the analogy between streamlined magnetic and solid obstacles / E. V. Votyakov, S. C. Kassinos // *Physics of Fluids*. – 2009. – Vol. 21, no. 9. – P. 097102.

289. Cuevas, S. On the flow past a magnetic obstacle / S. Cuevas, S. Smolentsev, M. Abdou // *Journal of Fluid Mechanics*. – 2006. – Vol. 553. – P. 227–252.
290. Votyakov, E. Constrained flow around a magnetic obstacle / E. Votyakov, E. Zienicke, Y. Kolesnikov // *Journal of Fluid Mechanics*. – 2008. – Vol. 610. – P. 131–156.
291. Votyakov, E. V. Structure of the wake of a magnetic obstacle / E. V. Votyakov, Yu. Kolesnikov, O. Andreev et al. // *Physical Review Letters*. – 2007. – Vol. 98. – P. 144504.
292. Kenjereš, S. Vortical structures and turbulent bursts behind magnetic obstacles in transitional flow regimes / S. Kenjereš, S. ten Cate, C.J. Voesenek // *International Journal of Heat and Fluid Flow*. – 2011. – Vol. 32, no. 3. – P. 510–528.
293. Kenjereš, S. Energy spectra and turbulence generation in the wake of magnetic obstacles / S. Kenjereš // *Physics of Fluids*. – 2012. – Vol. 24, no. 11.
294. Kenjereš, S. Numerical and experimental study of electromagnetically driven vortical flows / S. Kenjereš, J. Verdoold, M.J. Tummers et al. // *International Journal of Heat and Fluid Flow*. – 2009. – Vol. 30, no. 3. – P. 494–504.
295. Zhang, X. Effect of magnetic obstacle on fluid flow and heat transfer in a rectangular duct / X. Zhang, H. Huang // *International Communications in Heat and Mass Transfer*. – 2014. – Vol. 51. – P. 31–38.
296. Листратов, Я. Динамика затопленного струйного течения в трубе в продольном магнитном поле / Я. Листратов, Н. Разуванов, И. Беляев, Е. Свиридов // *Вычислительная механика сплошных сред*. – 2022. – Т. 15, № 4. – С. 480–494.
297. Беляев, И. А. Пульсации температуры в МГД-потоке жидкого металла в горизонтальной неоднородно обогреваемой трубе / И. А. Беляев, Ю. П. Ивочкин, Я. И. Листратов и др. // *Теплофизика высоких температур*. – 2015. – Т. 53, № 5. – С. 773–781.

298. Schulenberg, T. Flow measurement techniques in heavy liquid metals / T. Schulenberg, R. Stieglitz // Nuclear Engineering and Design. – 2010. – Vol. 240, no. 9. – P. 2077–2087.
299. Ratajczak, M. Measurement techniques for liquid metals / M. Ratajczak, D. Hernandez, T. Richter et al. // IOP Conf. Ser.: Mater. Sci. Eng. – 2017. – Vol. 228. – P. 012023.
300. Шерклиф, Д. Теория электромагнитного измерения расхода / Д. Шерклиф. – М: Мир, 1965. – 268 с.
301. Hayashi, H. Toward a probe for velocity measurement in molten metals at high temperatures / H. Hayashi, A. Becker, J.W. Evans // Metallurgical and Materials Transactions B. – 1999. – Vol. 30, no. 4. – P. 623–630.
302. Pavlinov, A. Electromagnetic flowmeter for wide-temperature range intensive liquid metal flows / A. Pavlinov, R. Khalilov, A. Mamykin, I. Kolesnichenko // IOP Conference Series: Materials Science and Engineering. – 2019. – Vol. 581. – P. 012011.
303. Miralles, S. The magnetic-distortion probe: Velocimetry in conducting fluids / S. Miralles, G. Verhille, N. Plihon, J.-F. Pinton // Review of Scientific Instruments. – 2011. – Vol. 82, no. 9. – P. 095112.
304. Pavlinov, A. Eddy current flowmeter for sodium flow / A. Pavlinov, R. Khalilov, A. Mamikyn, I. Kolesnichenko // IOP Conf. Series: Materials Science and Engineering. – 2017. – Vol. 208, no. 1. – P. 012031.
305. Forbriger, J. Transient eddy current flow metering / J. Forbriger, F. Stefani // Measurement science and technology. – 2015. – Vol. 26, no. 10. – P. 105303.
306. Thess, A. Lorentz force velocimetry / A. Thess, E. Votyakov, Y. Kolesnikov // Physical review letters. – 2006. – Vol. 96. – P. 164501(4).
307. Priede, J. Force-free and contactless sensor for electromagnetic flowrate measurements / J. Priede, D. Buchenau, G. Gerbeth // Magnetohydrodynamics. – 2009. – Vol. 45, no. 3. – P. 451–458.

308. Pallagi, D. Power reactor noise measurements in hungary / D. Pallagi, S. Horanyi, T. Hargitai // *Annals of Nuclear Energy*. – 1975. – Vol. 2, no. 2–5. – P. 333–335.
309. Benkert, I. Determination of thermocouple transfer-function and fluid-flow velocities by temperature-noise measurements in liquid sodium / I. Benkert, C. Mika, K. H. Raes, D. Stegemann // *Progress in Nuclear Energy*. – 1977. – Vol. 1. – P. 553–563.
310. Taylor, G. I. The spectrum of turbulence / G. I. Taylor // *Proc. Roy. Soc.* – 1938. – Vol. A164. – P. 476–490.
311. Кебадзе, Б.В. Исследование термоэлектрического шума на границе жидкий металл - стенка и корреляционное измерение скорости течения / Б.В. Кебадзе, С.В. Гришин, Ю.О. Комиссаров // *Магнитная гидродинамика*. – 1990. – Т. 4. – С. 115–120.
312. Дрейцер, Г. А. Расчет конвективного теплообмена в трубе с периодически расположенными поверхностными турбулизаторами потока / Г. А. Дрейцер, С. А. Исаев, И. Е. Лобанов // *Теплофизика высоких температур*. – 2005. – Т. 43, № 2. – С. 223–230.
313. Kong, D. Flow friction and heat transfer characteristics evaluation for a rectangular channel with spherical dimples and protrusions / D. Kong, S. Isaev, W. Li et al. // *International Journal of Thermal Sciences*. – 2024. – Vol. 195. – P. 108644.
314. Weier, T. Boundary layer control by means of wall parallel lorentz forces / T. Weier, U. Fey, G. Gerbeth et al. // *Magnetohydrodynamics*. – 2001. – Vol. 37, no. 1/2. – P. 177–186.
315. Kenjereš, S. Electromagnetically driven dwarf tornados in turbulent convection / S. Kenjereš // *Physics of Fluids*. – 2011. – Vol. 23, no. 1. – P. 015103.
316. Kenjereš, S. Electromagnetic enhancement of turbulent heat transfer / S. Kenjereš // *Physical Review E*. – 2008. – Vol. 78, no. 6. – P. 066309.
317. Вольдек, А. Индукционные магнитогидродинамические машины с жидкометаллическим рабочим телом / А. Вольдек. – Энергия, Ленинград, 1970. –

- 271 с.
318. Верте, Л.А. МГД-технология в производстве черных металлов / Л.А. Верте. – М.: Металлургия, 1990. – 120 с.
319. Golovenko, E. Numerical simulation of the operation modes of the cylindrical MHD-pump for dispensing molten aluminum from the stationary mixer / E. Golovenko, E. Pavlov, V. Kovalsky et al. // *Magnetohydrodynamics*. – 2011. – Vol. 47, no. 1. – P. 105–114.
320. Охременко, Н. В. Основы теории и проектирования линейных индукционных насосов для жидких металлов / Н. В. Охременко. – М.: Атомиздат, 1968. – 396 с.
321. Лиелпетер, Ю. Индукционные МГД машины для жидкого металла / Ю. Лиелпетер. – Зинатне, Рига, 1969. – 246 с.
322. Гельфгат, Ю. М. Жидкий металл под действием электромагнитных сил / Ю. М. Гельфгат, О. А. Лиелаусис, Э. В. Щербинин. – Рига: Зинатне, 1976. – 231 с.
323. Dementjev, S. Megapie project, experience of electromagnetic pumps operation in the swiss spallation neutron source / S. Dementjev, F. Groeschel, N. Jekabsons // *Magnetohydrodynamics*. – 2008. – Vol. 44, no. 3. – P. 279–288.
324. Khripchenko, S. Pumping effect in a flat MHD channel with an electrovortex flow / S. Khripchenko, I. Kolesnichenko, V. Dolgikh, S. Denisov // *Magnetohydrodynamics*. – 2008. – Vol. 44, no. 3. – P. 303–313.
325. Denisov, S. The MHD travelling magnetic field pump for liquid magnesium / S. Denisov, V. Dolgikh, R. Khalilov et al. // *Magnetohydrodynamics*. – 2013. – Vol. 49, no. 1-2. – P. 223–229.
326. Kirillov, I. R. Completely two-dimensional model for examining the characteristics of a linear cylindrical induction pump / I. R. Kirillov, D. M. Obukhov // *Technical Physics*. – 2005. – Vol. 50, no. 8. – P. 999–1005.
327. Krishbergs, R. Alip with conducting bars in the channel / R. Krishbergs // *Magnetohydrodynamics*. – 2009. – Vol. 45, no. 1. – P. 95–102.

328. Dementjev, S. On a concept of electromagnetic pump for the liquid metal target for routine operation in the swiss spallation neutron source / S. Dementjev, S. Ivanov, M. Wohlmuther // *Magnetohydrodynamics*. – 2010. – Vol. 46, no. 1. – P. 59–67.
329. Kim, H. A design and characteristic experiment of the small annular linear induction electromagnetic pump / H. Kim, Y. Lee // *Ann. Nucl. Energy*. – 2011. – Vol. 38. – P. 1046–1052.
330. Kim, H. Mhd stability analysis of a liquid sodium flow at the annular gap of an em pump / H. Kim, Y. Lee // *Annals of nuclear energy*. – 2012. – Vol. 43. – P. 8–12.
331. Abdullina, K. 3D numerical modeling of liquid metal turbulent flow in an annular linear induction pump / K. Abdullina, S. Bogovalov, Y. Zaikov // *Ann. Nucl. Energy*. – 2018. – Vol. 111. – P. 118–126.
332. Araseki, H. Magnetohydrodynamic instability in annular linear induction pump: Part i. experiment and numerical analysis / H. Araseki, I. Kirillov, G. Preslitsky, A. Ogorodnikov // *Nuclear Engineering and Design*. – 2004. – Vol. 227, no. 1. – P. 29–50.
333. Козлов, Ф.А. Жидкометаллические теплоносители ЯЭУ: Очистка от примесей и их контроль / Ф.А. Козлов, Л.Г. Волчков, Э.К. Кузнецов, В.В. Матюхин. – М.: Энергоатомиздат, 1983. – 128 с.
334. Архипов, В. М. Техника работы с натрием на АЭС / В. М. Архипов. – М. Энергоатомиздат, 1986. – 136 с.
335. Khalilov, R. A combined liquid sodium flow measurement system / R. Khalilov, I. Kolesnichenko, A. Mamykin, A. Pavlinov // *Magnetohydrodynamics*. – 2016. – Vol. 52, no. 1. – P. 53–60.
336. Фрик, П. Г. Турбулентность: подходы и модели. 2-е изд., испр. и доп. / П. Г. Фрик. – М.: Ижевск: НИЦ «Регулярная и хаотическая динамика», 2010. – 331 с.