

**ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ
НАУКИ
ИНСТИТУТ МЕХАНИКИ СПЛОШНЫХ СРЕД УРАЛЬСКОГО
ОТДЕЛЕНИЯ РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК**

На правах рукописи

Мамыкин Андрей Дмитриевич

**ТУРБУЛЕНТНЫЙ ТЕПЛОПЕРЕНОС ПРИ КОНВЕКЦИИ
НАТРИЯ В ДЛИННЫХ ЦИЛИНДРАХ**

01.02.05 — Механика жидкости, газа и плазмы

**Диссертация на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук**

**Научный руководитель
доктор физико-математических наук
Фрик П. Г.**

Пермь 2016

Оглавление

Введение	4
1 Обзор литературы	10
1.1 Турбулентная конвекция Релея-Бенара	10
1.2 Влияние геометрии полости и её ориентации к силе тяжести на структуру течения и теплоперенос	24
1.3 Особенности конвекции в жидких металлах	31
1.4 Особенности измерений в жидких металлах	36
1.5 Выводы по главе	48
2 Экспериментальная установка и системы измерения	50
2.1 Введение	50
2.2 Экспериментальная установка	52
2.2.1 Система хранения натрия	53
2.2.2 Система заполнения	54
2.2.3 Исследуемая полость	54
2.2.4 Рама для фиксации экспериментальной модели	55
2.2.5 Горячий теплообменник	58
2.2.6 Холодный теплообменник	59
2.3 Система измерения	65
2.3.1 Расположение датчиков	65

2.3.2	Датчики температуры	66
2.3.3	Датчики скорости	69
2.4	Выводы по главе	75
3	Короткий цилиндр	77
3.1	Измеряемые величины и безразмерные параметры	77
3.2	Результаты экспериментов	81
3.3	Верификация	98
3.4	Выводы по главе	101
4	Длинный цилиндр	103
4.1	Введение	103
4.2	Результаты экспериментов	104
4.3	Сравнение результатов	115
4.4	Зависимость теплопереноса от угла наклона	118
4.5	Выводы по главе	123
5	Заключение	125
5.1	Итоги выполненного исследования	125
5.2	Рекомендации и перспективы дальнейшей разработки темы	127
	Список литературы	129

Введение

Актуальность и степень разработанности темы

Теплоперенос в жидких средах посредством турбулентной конвекции широко распространен и в природе, и в технологических процессах. Интерес к тепломассопереносу в жидких металлах вызван как задачами металлургии, так и применением металлов в качестве теплоносителей в ядерных, термоядерных и космических энергетических установках и теплообменниках. Натрий используется в качестве теплоносителя в реакторных установках (РУ) на быстрых нейтронах. По опыту эксплуатации отечественных РУ БН-350 и БН-600 известно, что при определенной компоновке трубопроводов в них может возникать свободная конвекция натрия, приводящая к прогреву трубопроводов и существенному теплотоку даже в отсутствие прокачки. В этой связи чрезвычайно востребованными становятся результаты экспериментальных исследований свободной конвекции натрия в длинных замкнутых цилиндрических сосудах, ориентированных под различными углами к направлению силы тяжести. Результаты таких исследований могут быть использованы как при проектировании новых РУ, так и при верификации расчетных кодов (CFD), используемых в атомной энергетике.

Переносу тепла при турбулентной конвекции в замкнутых полостях посвящено огромное число работ. Анализ результатов исследования конвекции Рэлея-Бенара в вертикальном цилиндре, высота которого равна

диаметру, показывает, что даже для этой простой и наиболее изученной геометрии на плоскости параметров число Рэлея – число Прандтля можно выделить до десятка областей, отличающихся характером тепломассопереноса в пограничных слоях и ядре и приводящих, в результате, к различным зависимостям числа Нуссельта (являющегося мерой интенсивности конвективного теплопереноса) от чисел Рэлея и Прандтля. Для длинных каналов наблюдается сильная зависимость интенсивности теплопереноса вдоль канала от угла наклона. Случай малых чисел Прандтля (жидкие металлы, для которых $Pr \sim 0.01$ и менее) остается наименее изученным даже для коротких цилиндров, а работы по свободной конвекции жидких металлов в длинных цилиндрах отсутствуют.

Целью работы является экспериментальное изучение турбулентного теплопереноса при конвекции натрия в замкнутых цилиндрических полостях разной геометрии, расположенных под различными углами к направлению силы тяжести.

Научная новизна работы

Впервые:

1. Экспериментально исследована турбулентная конвекция жидкого натрия в протяженных цилиндрических полостях (отношения длины к диаметру – 5 и 20), расположенных под различными углами к вертикали (от 0 до 90 градусов).
2. Получены зависимости числа Нуссельта и Рейнольдса от чисел Рэлея, Прандтля и Грасгофа для длинных цилиндров при их различной ориентации к направлению силы тяжести.

3. Показано, что конвективный теплоперенос в относительно длинных цилиндрах при умеренных числах Релея определяется, в основном, скоростью крупномасштабной циркуляции натрия и более эффективен в наклоненных цилиндрах – в этом случае развивается выраженное течение на фоне развитой турбулентности. Подробное исследование зависимости эффективности теплообмена от угла наклона было проведено для цилиндра с отношением длины к диаметру равному 20: число Нуссельта в исследованном диапазоне углов наклона изменяется на порядок с максимумом в области наклона 65 градусов от вертикали.
4. Установлено, что в случае более протяженного цилиндра значения степени в зависимости числа Нуссельта от числа Релея больше, чем в случае менее протяженного, и значительно превосходят известные значения степени для задачи Релея-Бенара (диаметр цилиндра равен или превосходит его длину) в таком же диапазоне чисел Релея.

Основные положения, выносимые на защиту

1. Результаты экспериментального исследования турбулентной конвекции жидкого натрия в двух протяженных цилиндрических полостях.
2. Метод оценки средней скорости крупномасштабной циркуляции, адаптированный для работы в жидких металлах.
3. Степенные зависимости числа Нуссельта от числа Релея, полученные для различных ориентаций цилиндров с разными аспектными отношениями.

4. Вывод о сильной зависимости средней скорости крупномасштабной циркуляции, интенсивности турбулентности, а также величины тепловой мощности, передаваемой вдоль цилиндра, от угла наклона.

Теоретическая и практическая значимость работы

1. Полученные экспериментальные данные были использованы для верификации CFD-кодов в ОКБМ “Африкантов”, а также для тестирования численных моделей в лаборатории физической гидродинамики ИМСС.
2. Установленные зависимости влияния угла наклона и аспектного отношения на теплоперенос могут быть полезны при проектировании различных технологических устройств.

Методология и методы исследования

Вся экспериментальная информация была построена на измерении поля температуры. Для получения данных о температуре жидкого натрия использовались хромель-алюмелевые термопары как фабричного, так и самостоятельного изготовления. Для измерения пульсаций скорости жидкого натрия предусматривалось применение ультразвукового доплеровского анемометра DOP2000 (SignalProcessing, Швейцария) с датчиком TR30405, а также кондукционных датчиков скорости, модифицированных для работы в агрессивной среде при высоких температурах. Однако достоверные данные по оценке средней по времени скорости крупномасштабной циркуляции натрия удалось осуществить только с помощью кросскорреляционного анализа сигналов температурных датчиков. Сбор данных с датчиков температуры производился измерительными платами с температурной

компенсацией NI-9213, установленными в шасси NI cDAQ-9188, позволяющее одновременных сбор данных со всех датчиков с частотой 75 Гц.

Обоснованность и достоверность результатов обеспечиваются тщательным тестированием методов измерений, использованием качественного измерительного оборудования, а также сравнением там, где это возможно, с экспериментами и теоретическими результатами других авторов.

Апробация работы

Результаты работы докладывались и обсуждались на следующих научных семинарах и конференциях: Зимняя школа по механике сплошных сред (Пермь, 2013, 2015 гг.); Международная конференция «Lomonosov-2013» (Москва, 2013 г.); Пермские гидродинамические научные чтения (Пермь, 2013, 2014, 2015 гг.); Международная конференция «9-th International PAMIR conference on Fundamental and Applied MHD, Thermo Acoustic and Space Technologies» (Рига, Латвия, 2014 г.); Проблемы механики и материаловедения (Ижевск, 2014 г.); Международная конференция «15-th European turbulence conference» (Дельфт, Нидерланды, 2015 г.); Международная конференция «3-rd International Workshop on Measuring Techniques for Liquid Metal Flows» (Дрезден, Германия, 2015 г.); Международная конференция «Russian conference on Magnetohydrodynamics» (Пермь, 2015 г.); Международная конференция «International Conference on Rayleigh-Benard Turbulence» (Гёттинген, Германия, 2015 г.).

Публикации

По теме диссертации опубликовано 17 работ, из них 4 в журналах из списка ВАК, 3 статьи в трудах международных и российских конференций,

и 10 в тезисах докладов.

Личный вклад автора

Автор диссертации лично участвовал в конструировании и монтаже обеих экспериментальных установок. Им выполнены монтаж и настройка систем измерения. Ввиду сложности и небезопасности работы с жидким натрием при высоких температурах, все эксперименты проводились командой, состоящей не менее, чем из 4 человек. Автор принимал участие во всех экспериментах, отвечая за регистрацию и обработку данных термодинамических измерений. Автором проведен анализ полученных данных и принято участие в подготовке к публикации всех статей.

Структура и объем диссертации

Диссертация состоит из введения, четырех глав, заключения и списка цитируемой литературы, содержащего 124 наименования. Полный объем диссертации 145 страниц, 42 рисунка и 4 таблицы.

1. Обзор литературы

1.1. Турбулентная конвекция Релея-Бенара

Конвективное движение, вызванное неоднородным нагревом, является одним из наиболее распространенных видов течений жидкостей и газов. Огромное количество приложений в геофизике и астрофизике, а так же в различных технологических устройствах обуславливает неугасающий интерес к исследованиям свойств таких течений.

Конвективные течения проявляют довольно сложное поведение и возможность возникновения большого разнообразия структур и режимов даже в ламинарных режимах и режимах с небольшой надкритичностью. Классическим примером, иллюстрирующим это, является конвекция Релея-Бенара – термогравитационная конвекция в горизонтальном слое жидкости, подогреваемом снизу и охлаждаемом сверху. Её роль стала основополагающей в развитии теории устойчивости [1] и теории пространственно-временного хаоса [2].

Под “развитой” турбулентной конвекцией будем понимать такие режимы течения, для которых как пространственные, так и временные спектры являются заполненными. При этом, в спектре пульсаций температуры и скорости четко выражен инерционный интервал. Рассмотрим течения неоднородно нагретой жидкости, описываемые уравнениями свободной термогравитационной конвекции в приближении Буссинеска:

$$\frac{\partial \mathbf{V}}{\partial t} + \mathbf{V} \cdot \nabla \mathbf{V} = -\frac{1}{\rho} \nabla P + \nu \Delta \mathbf{V} + g\beta T \boldsymbol{\gamma}, \quad (1.1)$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \mathbf{V} \cdot \nabla T = \chi \Delta T, \quad (1.2)$$

$$\nabla \mathbf{V} = 0. \quad (1.3)$$

Здесь $\mathbf{V}$ – скорость, T – температура, P – давление, ρ – плотность, ν – кинематическая вязкость, χ – температуропроводность, $\boldsymbol{\gamma}$ – единичный вектор в направлении силы тяжести. Причиной движения жидкой среды в случае конвекции является сила Архимеда, возникающая при неравномерном распределении плотности в неоднородном поле температур. Мерой отношения архимедовой силы, к силам вязкости является число Грасгофа

$$\text{Gr} = \frac{g\beta L^3 \Delta T}{\nu^2}, \quad (1.4)$$

где g – ускорение свободного падения, β – температурный коэффициент объемного расширения, ΔT – наложенная разность температуры. Оно определяет интенсивность движения среды под действием наложенной разницы температуры и свидетельствует о сильной зависимости конвективных механизмов от характерного размера.

В отличие от остальных безразмерных параметров, число Прандтля есть физический параметр жидкой среды, не зависящий от конкретной задачи и характеризующий отношение коэффициентов кинематической вязкости и температуропроводности:

$$\text{Pr} = \frac{\nu}{\chi}. \quad (1.5)$$

В жидкостях с малым числом Прандтля теплопередача эффективней конвекции и, наоборот, при высоких числах Прандтля температура “вморожена” в жидкость и перенос тепла за счет конвекции становится более эффективным, чем теплопередача.

Наряду с введенными безразмерными параметрами, в конвективных задачах широко используется число Релея, являющееся произведением чисел Грасгофа и Прандтля:

$$\text{Ra} = \text{PrGr} = \frac{g\beta L^3 \Delta T}{\nu\chi}. \quad (1.6)$$

Оно, в частности, определяет поведение конкретной жидкости под воздействием градиента температуры. Если число Рэлея больше некоторого критического значения, равновесие жидкости становится неустойчивым и возникают конвективные потоки.

Развитой турбулентности присущи большие значения числа Рейнольдса Re , определяющего отношение нелинейного слагаемого в уравнении (1.1) (инерционные силы) к вязкому слагаемому (вязкие силы):

$$\text{Re} = \frac{UL}{\nu}, \quad (1.7)$$

где U – характерная скорость, L – характерный размер полости. Характерная скорость U может быть определена различными способами: через компоненты или величину поля скорости в различных точках, через локальную или усредненную амплитуду, через время оборота или по пикам на спектре температурных пульсаций. В некоторых случаях, перечисленные амплитуды скорости могут не только иметь различные значения, но

и по разному зависеть от чисел Релея и Прандтля [3, 4]. При исследовании турбулентных течений полезным является расчет числа Re как через значения среднеквадратичных пульсаций скорости, так и через скорость крупномасштабной циркуляции (КМЦ) потока (так называемый, “турбулентный ветер” [5–7]).

Еще один связанный с силами плавучести безразмерный параметр – число Ричардсона Ri , которое характеризует отношение сил Архимеда к инерционным силам, то есть последнего слагаемого в (1.1) к нелинейному слагаемому:

$$Ri = \frac{g\beta L\Delta T}{U^2}. \quad (1.8)$$

Важно отметить, что конвективная турбулентность, то есть турбулентность, в которой основной движущей силой является неоднородность температуры, может существенно отличаться от обычной турбулентности. В этом случае возможны два сценария развития турбулентности. Первый (колмогоровский) состоит в том, что турбулентность развивается по обычному изотермическому сценарию и динамика меньших масштабов определяется спектральным потоком энергии, преобладающим на этих масштабах над работой сил Архимеда. Основная гипотеза А.Н. Колмогорова [8] состоит в том, что в инерционном интервале (то есть на масштабах, существенно меньших масштаба возбуждения турбулентности L_t , но существенно больших вязкого масштаба l_ν) статистические свойства турбулентности определяются только лишь скоростью диссипации кинетической энергии ε и самим масштабом l . Из этой гипотезы следует, что пульсации скорости u_l на любом масштабе в пределах инерционного интервала имеют вид

$u_l \sim (\varepsilon l)^{1/3}$, а спектральная плотность энергии следует закону “ $-5/3$ ”:

$$E(k) = C\varepsilon^{2/3}k^{-5/3}. \quad (1.9)$$

На возможность иного сценария впервые указали независимо друг от друга А. Обухов [9] и Р. Болджиано [10]. Этот сценарий предполагает существенную роль сил Архимеда в широком интервале масштабов. Допуская возможность воздействия сил Архимеда на динамические свойства инерционного интервала, а также учитывая вариации плотности под действием температуры, нужно брать в рассмотрение пульсации температуры Θ_l . К управляющим параметром в этом случае прибавляются скорость диссипации энергии пульсаций температуры ε_θ и параметр, характеризующий плавучесть $g\beta$. Из анализа размерностей введенных величин, вслед за Обуховым получаем новый характерный масштаб

$$l_B = \varepsilon^{5/4} \varepsilon_\theta^{-3/4} (g\beta)^{-3/2}. \quad (1.10)$$

и при выполнении условия $L_t > l > l_\nu$, на крупных масштабах инерционного интервала ($L_t > l > l_B$) силы Архимеда будут воздействовать на статистические свойства турбулентности. Законы распределения спектральной плотности энергий пульсаций скорости и температуры в этом случае будут иметь вид [10]:

$$E(k) = C_1 \varepsilon_\theta^{2/5} (g\beta)^{4/5} k^{-11/5}, \quad E(k) = C_2 \varepsilon_\theta^{4/5} (g\beta)^{-2/5} k^{-7/5}. \quad (1.11)$$

Многолетние попытки обнаружения интервала Обухова–Болджиано (1.11) дали крайне неоднозначные результаты относительно условий его

существования [11], хотя фрагменты спектров с наклонами, близкими к “ $-11/5$ ” и “ $-7/5$ ”, регистрировались и в экспериментальных [12, 13], и в численных [14, 15] работах.

Одно из препятствий на пути к реализации режима Обухова–Болдждиано содержится в определении масштаба Болдждиано (1.11), указывающего на то, что удовлетворение требуемого условия $l_B \ll L$ приводит к необходимости сочетания малого спектрального потока кинетической энергии с существенным спектральным потоком энергии пульсаций температуры и параметре плавучести. Указанные соотношения параметров говорят о значительной роли силы Архимеда на фоне слабой турбулентности.

Еще одной внутренней проблемой в задаче Обухова–Болдждиано является тот факт, что все три управляющих параметра (Re , Gr , Ri) в случае турбулентности, в которой роль силы Архимеда значительна, имеют большие значения при этом оставаясь зависимыми друг от друга. Действительно, учитывая, что $Ri = Gr/Re^2$, а число Рейнольдса в этом случае определяется числом Грасгофа: $Re \sim \sqrt{Gr}$, получаем,

$$Ri = \frac{Gr}{Re^2} \sim 1, \quad (1.12)$$

то есть, чем больше силы Архимеда, тем турбулентность интенсивнее, но число Ричардсона при этом порядка единицы. Таким образом получается, что нелинейные взаимодействия и силы плавучести уравниваются на максимальном масштабе, что противоречит режиму Обухова–Болдждиано, который предполагает их равновесие на некотором интервале масштабов. Вывод состоит в том, что силы Архимеда могут служить причиной турбулентного течения, что широко распространено в природе, но не могут

составить конкуренцию инерционным силам, что убедительно показано в работе [16]. Инерционный интервал формируется только по сценарию Колмогорова. Поэтому в настоящей работе признаком развитой турбулентности будет спектр с наклоном “ $-5/3$ ”.

Очень важным в конвективных задачах является вопрос об эффективности теплопереноса через турбулентный слой жидкости. Соотношение между интенсивностью теплообмена за счет конвекции и интенсивностью теплообмена за счёт теплопроводности (в условиях неподвижной среды) характеризуется числом Нуссельта

$$\text{Nu} = \frac{QL}{\lambda \Delta T}, \quad (1.13)$$

где Q – тепловой поток на единицу площади, λ – эффективная теплопроводность.

Ключевой вопрос в задаче о конвекции Релея-Бенара состоит в том, каким образом числа Нуссельта и Рейнольдса зависят от чисел Релея и Прандтля, а конкретнее, какие показатели в степенных зависимостях вида:

$$\text{Nu} \sim \text{Ra}^{\gamma_{\text{Nu}}} \text{Pr}^{\alpha_{\text{Nu}}}, \quad (1.14)$$

$$\text{Nu} \sim \text{Re}^{\gamma_{\text{Re}}} \text{Pr}^{\alpha_{\text{Re}}} \quad (1.15)$$

можно ожидать для определенной геометрии полости.

Для ответа на этот вопрос уже с начала 50-х годов был предпринят ряд попыток построить теорию, однозначно определяющую данные зависимости. Обзор получившихся теорий и закономерностей изложен в [17]. Суммарно предсказанные ранними теориями (до 90-х годов) показатели

Таблица 1.1. Показатели экспонент в зависимостях (1.14) и (1.15) предсказанные теориями, развитыми до обзора Siggia (1994).

Авторы теории	Диапазон Pr и Ra	γ_{Nu}	α_{Nu}	γ_{Re}	$\gamma_{Re_{fluct}}$	α_{Re}
Davis (1992)	Ra малое	1/4				
Malkus (1954)		1/3				
Kraichnan (1962)	Ra предельное $Pr < 0.15$	1/2	1/2	1/2		-1/2
	Ra предельное $0.15 < Pr \leq 1$	1/2	-1/4	1/2		-3/4
Spiegel (1971)	Ra предельное	1/2	1/2	1/2		-1/2
Castaing и др. (1989)		2/7		1/2	3/7	
Shraiman и Siggia (1990)	$Pr > 1$	2/7	-1/7	3/7		-5/7
Yakhot (1992)		5/19			8/19	
Zaleski (1998)		2/7				
Cioni и др. (1997)	$Pr < 1$	2/7	2/7		3/7	-4/7

экспонент приведены в таблице 1.1. Здесь Re определяется через скорость крупномасштабной циркуляции, а Re_{fluct} через флуктуации скорости.

Наиболее простой ранней теорий является теория предельной устойчивости Малкуса 1954 года. В этой теории предполагалось, что толщина теплового погранслоя должна принимать такое значение, чтобы число Релея было критическим в этом погранслое. Отсюда незамедлительно следует $\gamma_{Nu} = 1/3$. Однако после экспериментов Chu и Goldstein [18] в 1973, Threfall [19] в 1975 годах и более поздних экспериментов в Чикаго на жидком гелии [20–23] было установлено меньшее значение показателя экспоненты γ_{Nu} : группа ученых, участвовавшая в Чикагском эксперименте, разработала модель зоны смешения [21], которая позже была доработана и включила в себя зависимость от числа Прандтля. Основным результатом было $\gamma_{Nu} = 2/7$. Такое же значение этого показателя может быть получено из теории погранслоя развитой

Shraiman и Siggia [24], если принять погранслоем турбулентным. Исходные предположения данной теории, однако, сильно отличаются от положений модели зоны смешения, что приводит к различиям в значениях показателя степени в зависимости от числа Прандтля (как видно в таблице 1.1).

Несколько теорий [17, 24–27] предсказывают существование предельного универсального режима сверхразвитой турбулентности, возникающего при очень больших числах Рэлея ($Ra > 10^9$). В этом режиме вязкость становится пренебрежимо малой, тепло переносится движимыми гравитацией плюмами, а тепловой погранслоем, в котором температурный профиль является линейным, контролирует интенсивность теплообмена. Режим сверхразвитой турбулентной конвекции предполагает более эффективный теплоперенос, чем в случае развитой конвекции: $Ra^{1/2}$ против $Ra^{2/7}$. Об обнаружении перехода от развитой к сверхразвитой конвекции было заявлено в экспериментальных работах с ртутью [28] и с газообразным гелием [29]. Однако, в работе [30] было проведено тщательное исследование развитой турбулентной конвекции ртути в широком диапазоне чисел Рэлея ($2 \cdot 10^5 - 8 \cdot 10^{10}$) и такого перехода обнаружено не было – зависимость числа Рэлея от числа Нуссельта оставалась близкой к $Nu \sim Ra^{2/7}$. При этом механизм образования сверхразвитого режима путем пересечения верхнего и нижнего тепловых погранслоев был признан несостоятельным.

В связи с ростом количества экспериментальных и численных работ по конвекции различных жидкостей в сосудах разных геометрий стало очевидно, что ни одна из существующих теорий не обладает свойством универсальности, то есть не может предсказать зависимости $Nu(Ra, Pr)$ и $Re(Ra, Pr)$, которым бы удовлетворяли все имеющиеся данные. В частно-

сти, предсказанная зависимость числа Нуссельта от числа Прандтля не согласуется с данными экспериментов и вычислений [24, 28]. Поэтому в серии работ [31–34] Гроссман и Лозе предприняли попытку разработать универсальную теорию, способную предсказать указанные зависимости в широком диапазоне параметров. Большая часть известных экспериментальных работ по конвекции Релея-Бенара проводилась для цилиндров с аспектным отношением порядка единицы ($L = D$), и именно для такой геометрии создана наиболее популярная на сегодня феноменология, известная как теория Гроссмана-Лозе.

Согласно этой теории, характер турбулентного теплообмена в цилиндре определяется тем, в какой области потока происходит основная диссипация энергии пульсаций скорости ε_u и диссипация энергии пульсаций температуры ε_θ . Точные выражения для этих величин выписываются из уравнений Навье-Стокса в приближении Буссинеска с соответствующими граничными условиями и условия статистической стационарности [24]. Основная идея теории состоит в том, чтобы разделить усреднение по объему обеих скоростей диссипации энергий на две составляющие, отвечающих за диссипацию в турбулентном ядре (“bulk”) и погранслоях (“layer”):

$$\varepsilon_\theta = \varepsilon_\theta^{bulk} + \varepsilon_\theta^{layer}, \quad (1.16)$$

$$\varepsilon_u = \varepsilon_u^{bulk} + \varepsilon_u^{layer}. \quad (1.17)$$

Мотивацией такого разделения служит различная физика вкладов со стороны турбулентного ядра и погранслоя в скорость диссипации энергии. В зависимости от того, где происходит основная диссипация кинетической и

тепловой энергии, выделяют четыре основных режима:

$$\begin{aligned}
 I : \quad & \varepsilon_{\theta}^{bulk} < \varepsilon_{\theta}^{layer} & \varepsilon_u^{bulk} < \varepsilon_u^{layer} \\
 II : \quad & \varepsilon_{\theta}^{bulk} > \varepsilon_{\theta}^{layer} & \varepsilon_u^{bulk} < \varepsilon_u^{layer} \\
 III : \quad & \varepsilon_{\theta}^{bulk} < \varepsilon_{\theta}^{layer} & \varepsilon_u^{bulk} > \varepsilon_u^{layer} \\
 IV : \quad & \varepsilon_{\theta}^{bulk} > \varepsilon_{\theta}^{layer} & \varepsilon_u^{bulk} > \varepsilon_u^{layer}
 \end{aligned}$$

Для заданного режима возможны разновидности, зависящие от соотношения толщин динамического и теплового погранслоев (λ_u и λ_{θ} соответственно) и от того, является ли каждый погранслоем ламинарным, или турбулентным. Таким образом, выделяют 9 режимов, каждому из которых соответствует определенная область на плоскости безразмерных параметров $Ra - Pr$ (рис. 1.1) и для каждой области согласно теории Гроссмманна-Лозе реализуются степенные зависимости вида (1.14) и (1.15) с соответствующими значениями показателей степени (таблица 1.2).

Как видно из рисунка 1.1 большинство экспериментальных и численных исследований конвекции Релея-Бенара проведено для сред с числом Прандтля порядка и более единицы (средняя и верхняя части рисунка) во всем диапазоне чисел Релея. Нижняя часть фазовой диаграммы наглядно демонстрирует недостаток данных для жидкостей с малым числом Прандтля, а именно, для жидких металлов. Есть несколько работ по конвекции в ртути [30, 36], галии [37] и его сплавах [38]. В зависимости от диапазона чисел Релея жидкие металлы попадают в область режима II_l , для которого тепловой погранслоем толще динамического, основная диссипация кинетической энергии происходит в турбулентном ядре, а тепловой

Таблица 1.2. Степенные зависимости для чисел Нуссельта и Рейнольдса в различных режимах, выделенных на плоскости параметров $Ra - Pr$ на рисунке 1.1 ([32]).

Режим	Преобладание	Погранслои	Nu	Re
I_l	$\varepsilon_u^{layer}, \varepsilon_\theta^{layer}$	$\lambda_u < \lambda_\theta$	$Ra^{1/4}Pr^{1/8}$	$Ra^{1/2}Pr^{-3/4}$
I_u		$\lambda_u > \lambda_\theta$	$Ra^{1/4}Pr^{-1/12}$	$Ra^{1/2}Pr^{-5/6}$
I_∞		$\lambda_u = L/4 > \lambda_\theta$	$Ra^{1/5}$	$Ra^{3/5}Pr^{-1}$
II_l	$\varepsilon_u^{bulk}, \varepsilon_\theta^{layer}$	$\lambda_u < \lambda_\theta$	$Ra^{1/5}Pr^{1/5}$	$Ra^{2/5}Pr^{-3/5}$
II_u		$\lambda_u > \lambda_\theta$	$Ra^{1/5}$	$Ra^{2/5}Pr^{-2/3}$
III_u	$\varepsilon_u^{layer}, \varepsilon_\theta^{bulk}$	$\lambda_u > \lambda_\theta$	$Ra^{3/7}Pr^{-1/7}$	$Ra^{4/7}Pr^{-6/7}$
III_∞		$\lambda_u = L/4 > \lambda_\theta$	$Ra^{1/3}$	$Ra^{2/3}Pr^{-1}$
IV_l	$\varepsilon_u^{bulk}, \varepsilon_\theta^{bulk}$	$\lambda_u < \lambda_\theta$	$Ra^{1/2}Pr^{1/2}$	$Ra^{1/2}Pr^{-1/2}$
IV_u		$\lambda_u > \lambda_\theta$	$Ra^{1/3}$	$Ra^{4/9}Pr^{-2/3}$

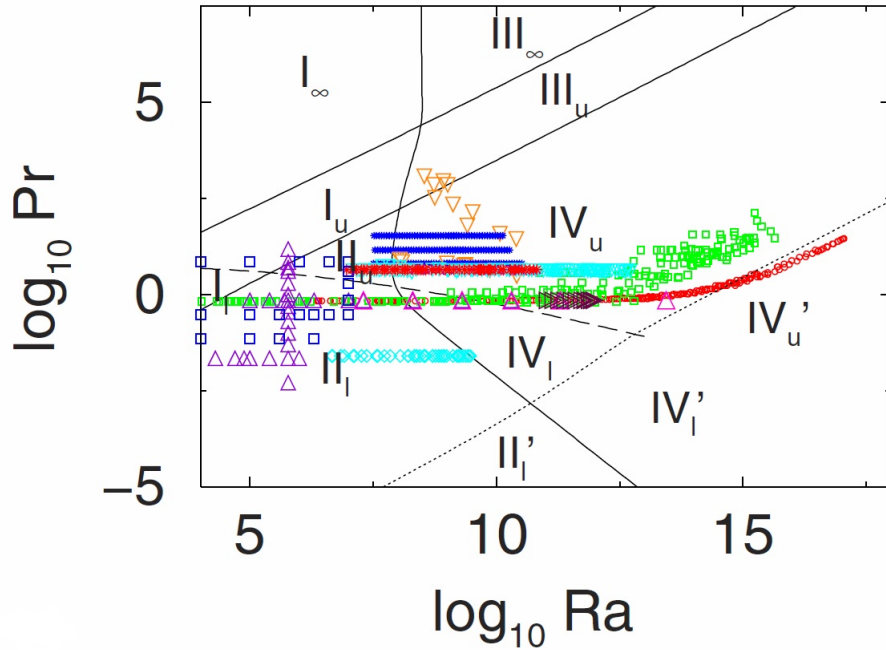


Рис. 1.1. Фазовая диаграмма на плоскости параметров $Ra - Pr$ (обзор [35]).

– в погранслоях, либо в область режима IV_l , для которого диссипация как кинетической так и тепловой энергии происходит в ядре. Следует отметить, что геометрия полости может менять режим для конкретной жидкой среды в заданном промежутке чисел Релея. Например, конвекция жидкого металла в протяженном цилиндре будет происходить скорее по законам режима IV_l , по причине того, что в этом случае нижний и верхний тепловые погранслои не смыкаются, как это имело бы место в цилиндре с диаметром большим, либо равным высоте. Следовательно, основная диссипация энергии пульсаций температуры происходит в турбулентном ядре. Таким образом, присущие жидким металлам степенные законы по классификации Гроссмана-Лозе:

$$II_l : \quad \text{Nu} \sim \text{Ra}^{1/5} \text{Pr}^{1/5}, \quad (1.18)$$

$$IV_l : \quad \text{Nu} \sim \text{Ra}^{1/2} \text{Pr}^{1/2}. \quad (1.19)$$

Область применимости теории Гроссмана-Лозе проистекает из ряда сделанных в процессе её формулирования упрощений и допущений. Два из них достаточно строго задают структуры течения и погранслоев:

- Во-первых, должна существовать крупномасштабная циркуляция с единственной характерной скоростью (определяющей число Рейнольдса);
- Во-вторых, динамический погранслой характеризуется единственной характерной толщиной независимо от расположения в потоке вдоль теплообменников и стенок.

Еще одно упрощение задает пределы безразмерных параметров для которых действует теория. Речь идет о применимости масштабирования теории ламинарных погранслоев Прандтля-Блазиуса. При больших числах Релея и, соответственно, Рейнольдса, погранслои становятся турбулентными и данной упрощение перестает выполняться. На фазовой диаграмме 1.1 это ограничение показано пунктирной линией.

Не смотря на данные ограничения, примечательно, что теория Гроссмана-Лозе также была успешно применена к другим (отличным от характерных для задачи Релея-Бенара) геометриям полости и течениям, например для течения Куэтта-Тейлора и для потока в трубе [39, 40].

На эффективный теплоперенос жидкой среды в некоторой полости влияют не только структура турбулентности течения, строение погранслоев и процессы в них происходящие, но и наличие и организация крупномасштабной циркуляции. Возникает такая циркуляция в результате объединения конвективных плюмов одного и того же типа (холодных или горячих) о чем подробно написано в работе [41]. Интересен механизм образования КМЦ: вертикальное движение плюмов генерирует вихри, которые создают горизонтальное движение в поле скорости. При этом плюмы могут взаимодействовать, как между собой, так и с вихрями. В результате группировки и слияния плюмов образуются плюмы все больших размеров, что приводит к возникновению все более масштабных вихрей, до тех пор пока крупномасштабное течение не достигнет масштабов полости. Возникновение в полости крупномасштабного течения не говорит о заполненности только одной масштабной моды - остальные моды также остаются заполненными, тогда говорят, что такое течение возникает на фоне турбулентного дви-

жения. Одним из недостаточно изученных свойств КМЦ являются влияние её интенсивности на величину эффективного теплопереноса, особенно в средах с малым числом Прандтля ($Pr \ll 1$). Для жидкостей с числом Прандтля порядка и больше единицы согласно работам [42, 43] наблюдается малая зависимость эффективности теплопереноса от интенсивности крупномасштабной циркуляции. Однако для случая малых чисел Прандтля роль крупномасштабной циркуляции в процессе теплопереноса становится решающей.

1.2. Влияние геометрии полости и её ориентации к силе тяжести на структуру течения и теплоперенос

Конвекция Релея-Бенара является идеализированной задачей, между тем на практике конвекция возникает в полостях различных форм, которые при этом могут быть по-разному ориентированы относительно силы тяжести. Поэтому практического значения имеют работы, посвященные исследованию зависимости структуры течения и интегральных параметров от геометрических параметров полости, а также от её ориентации относительно силы тяжести. Геометрические параметры полости определяются её формой – параллелепипед или цилиндр, а также аспектным отношением $\Gamma = D/L$, где D – длина основания, в случае параллелепипеда и диаметр, в случае цилиндра, L – высота. Необходимо подчеркнуть, что речь идет о конвекции в замкнутых полостях.

Как было показано экспериментально [44] и численно [45], структура КМЦ зависит от формы полости и от её аспектного соотношения, в частности при умеренных значениях числа Релея. Например, в цилиндриче-

ской полости с аспектным соотношением равным единице будет существовать только один крупномасштабный вихрь. При этом, в случае полости идеальной цилиндрической формы и отсутствии каких-либо разрушающих симметрию механизмов, данный вихрь будет медленно прецессировать, что было подробно изучено в работе [35]. Если же аспектное соотношение больше или меньше единицы, два вихря или более могут существовать в полости. При этом КМЦ может переключаться между состояниями с одним и с множеством вихрей [46, 47].

В прямоугольных полостях, вытянутых вдоль горизонтальной оси, возникают вихревые трубки, ось вращения которых перпендикулярна данной оси, и расположенные горизонтально друг за другом. Как было показано в работе [37], количество данных вихрей (или, по-другому, роллов) зависит от геометрии ячейки-параллелепипеда, а так же от начальных условий, таких как начальное распределение температуры в жидкой среде, разницы температур жидкости и стенок полости.

Такое поведение крупномасштабной циркуляции, как спонтанная смена направления вращения (инверсий) в прямоугольной полости, может наблюдаться только в узком диапазоне аспектных отношений (и чисел Релея). Это было показано экспериментально в работе А.Ю. Васильева и П.Г. Фрика [48] на примере ячейки, изменяющей свою геометрию от узкого слоя до кубической полости. Режим без инверсий устанавливается в толстом слое, в то время как режим характеризующийся многочисленными изменениями направления вращения, которые не разделены интервалами с устойчивым направлением крупномасштабного потока, возникает в тонком слое.

Влияние аспектного отношения цилиндрической полости на инте-

гральные параметры и структуру КМЦ было изучено в работах [42, 43]. В первой диапазон аспектных соотношений был $0.28 < \Gamma < 0.98$, во второй $1 < \Gamma < 6$. Показано, что числовые значения числа Нуссельта очень близки для разных аспектных соотношений, особенно при применении авторами коррекции на конечную проводимость стенок полости и теплообменников. Малые изменения значения числа Нуссельта авторы объясняют изменением расстояния между платами и, как следствие изменением времени оборота КМЦ. При этом тепловой поток незначительно уменьшается с увеличением времени оборота КМЦ.

В лаборатории физической гидродинамики ИМСС было экспериментально [49] и численно [50] изучено влияние аспектного отношения на эффективный теплоперенос в прямоугольной полости. Показано, что, вопреки ожиданиям, при сужении полости (уменьшении ширины ячейки при постоянных глубине и высоте) число Нуссельта значительно увеличивается (на несколько процентов), несмотря на то, что поток тормозится увеличенной силой сопротивления со стороны боковых стенок. Такая зависимость объясняется упорядочиванием течения при сужении полости. Такой же результат был получен для $Pr = 4.3$ в диапазоне $8.6 \cdot 10^7 \leq Ra \leq 2.5 \cdot 10^9$ [51].

Важно также отметить, что по мнению авторов обзора [52] влияние структуры КМЦ на эффективность теплопереноса (число Нуссельта) выражено только при умеренных значениях числа Релея. Это объясняется тем, что при больших значениях числа Релея ($Ra > 10^{11}$) КМЦ фрагментируется на все возрастающее число плюмов и затем разрушается.

Влияние ориентации полости относительно силы тяжести на струк-

туру КМЦ и эффективность теплопереноса является отдельным предметом обсуждений. В работе [53] было исследовано влияние малого угла ($0-2^\circ$ от вертикали) наклона цилиндрической полости с $\Gamma = 1/2$ на значение числа Нуссельта. Исследования показали малую степень такого влияния, при этом с увеличением угла наклона число Нуссельта всегда уменьшалось. Авторы объяснили это переходом из одного метастабильного состояния КМЦ в другое. Две конфигурации течения возможны – один и два противоположно направленных вихря. В вертикальном положении полости, а также при малом угле её наклона в ней наблюдаются два вихря. При большем угле наклона полости конфигурация с двумя вихрями становится невыгодной из-за действия силы тяжести и в полости остается один вихрь. Также в этой работе авторы наблюдали спонтанные переходы между состояниями с одним и с двумя вихрями, причем время релаксации было очень долгим – сравнимым со временем диффузии во всей полости.

Еще меньшее (примерно в 50 раз) влияние угла наклона полости на значение числа Нуссельта было получено в работе [54]. Кроме цилиндра с аспектным соотношением $1/2$ исследовался также цилиндр с $\Gamma = 1$. Внутри вертикально расположенной полости наблюдался только один вихрь, плоскость вращения которого спонтанно менялась. Однако, при небольшом наклоне цилиндра данная спонтанная переориентация плоскости вращения прекращалась. Один из важных выводов данной работы состоял в том, что рост числа Рейнольдса с увеличением угла наклона не приводит к существенному воздействию на перенос тепла. Эффективность теплопереноса в большей степени зависит от действующих механизмов в погранслоях, а не от скорости плюмов.

Более подробный анализ влияния изменения структуры течения внутри полости при её наклоне на эффективность теплопереноса был проведен в работе [55]. Исследования проводились для цилиндра с аспектным соотношением $\Gamma = 1/2$ и диапазона углов его наклона от 0 до 7 градусов. Показано, что состояние с двумя вихрями, имеющее место в случае вертикального положения цилиндра характеризуется более эффективным переносом тепла вдоль полости в сравнении с состоянием с одним вихрем, которое возникает при наклоне полости на небольшой угол. При этом для угла наклона меньшего 3.4° система периодически переключается между двумя этими состояниями, а при достижении указанного угла наклона пребывает в состоянии с одним вихрем постоянно. При дальнейшем увеличении угла наклона растет частота осцилляции вихря внутри полости, а с ней и число Нуссельта. Таким образом данная работа опровергает результаты полученные в исследовании [53] и утверждает, что с увеличением угла наклона полости к вертикали число Нуссельта увеличивается, правда в небольшой степени.

Наиболее полное численное исследование влияния угла наклона цилиндрической полости на структуру течения и теплоперенос представлено в свежем исследовании [56], инициированном работой, являющейся частью настоящей диссертации. В нём подробно изучено изменение структуры течения с наклоном полости от 0 до 90 градусов от вертикали. При этом наблюдались различные структуры для разных значений чисел Прандтля (0.1, 1, 10, 100). Также было показано, что при увеличении угла наклона полости (небольшие значения числа Релея) критическое значение числа Релея, при котором развивается турбулентность, также увеличива-

ется. Поэтому при одном и том же числе Релея в вертикально и горизонтально расположенном цилиндре могут быть разные режимы течения (в вертикальном – турбулентный, в горизонтальном – ламинарный). Кроме того, при изменении угла наклона α изменяется симметрия потока, что, в свою очередь, влияет на зависимости $Nu(Ra, Pr, \alpha)$ и $Re(Ra, Pr, \alpha)$ [57]. При этом, данные зависимости могут иметь сложный вид с несколькими максимумами (имеется в виду, например, зависимость $Nu(\alpha)$ при фиксированных Ra и Pr). В случае больших значений числа Релея, когда конвективные потоки турбулентны для всех углов наклона, зависимости $Nu(Ra, Pr, \alpha)$ и $Re(Ra, Pr, \alpha)$ должны быть проще:

- при больших значениях числа Прандтля с увеличением угла наклона полости от вертикали наблюдается монотонное уменьшение числа Нуссельта [58];
- при малых значениях числа Прандтля в зависимости $Nu(\alpha)$ появляется один максимум [59, 60].

Исследования влияния угла наклона полости на параметры течения проводились не только для цилиндрической геометрии. В работе [61] экспериментально и численно исследовалась конвекция воздуха в прямоугольных полостях с отношением расстояния между подогреваемой и охлаждаемой стенками к высоте равными 0.75 и 1.5. Угол наклона полости изменялся в диапазоне от 0 до 360 градусов. Полученные зависимости числа Нуссельта от числа Релея указывают на очень ограниченное, практически незаметное, влияние выбора того или иного параллелепипеда на эти зависимости для всего диапазона углов наклона. Авторами были подсчи-

таны поля скорости потока воздуха для разных углах наклона – максимум скорости наблюдался для угла наклона равного 30° для обеих полостей. Важно отметить, что максимум числа Нуссельта наблюдался при том же угле наклона.

Различные режимы турбулентности были зафиксированы для конвекции воды в полости с квадратным сечением в зависимости от угла её наклона к вертикали ($0 - 45^\circ$) и приложенной мощности [62]. Авторы различали жесткий, мягкий (ламинарный) и промежуточный режимы турбулентности. Идентификация того или иного режима проводилась по показателю степени в зависимости числа Нуссельта от числа Релея. Жесткой турбулентности соответствовала зависимость $Nu \sim Ra^{1/2}$, мягкой – $Nu \sim Ra^2$ и промежуточной – $Nu \sim Ra^{1/4}$. Также измерения с помощью PIV метода показали увеличение числа Рейнольдса с ростом угла наклона.

В отличие от рассмотренных выше полостей с аспектным соотношением не менее 0.28, для длинных каналов наблюдается сильная зависимость интенсивности теплопереноса вдоль канала от угла наклона. Например, для длинных трубок с жидким гелием $Pr \approx 0.7$ [59] или термосифонов с водой $Pr \approx 7$ [63]. В случае термосифонов, максимальное значение числа Нуссельта наблюдается при угле наклона приблизительно равного 60° , при этом оно больше чем в вертикальном положении более чем на 30 процентов. Поскольку в нашей работе рассматриваются именно протяженные цилиндрические полости, то результаты двух вышеназванных работ могут быть использованы для сопоставления с результатами настоящего исследования.

1.3. Особенности конвекции в жидких металлах

Задачи конвекции и теплопереноса в жидких металлах имеют ряд специфических особенностей, которые нужно учитывать как при подготовке экспериментального исследования, так и при численном моделировании. Основное отличие жидких металлов от других жидких сред – малое значение числа Прандтля (для ртути $Pr \approx 0.023$, для натрия $Pr \approx 0.009$). Другими словами, в отличие от жидкостей, в которых тепло передается преимущественно конвекцией, основной механизм теплообмена жидких металлов — процесс теплопроводности. Теплопередача жидких металлов обычно незначительно зависит от режима течения жидкости (турбулентный он или ламинарный). Они также обладают незначительной кинематической вязкостью и низким парциальным давлением. Благодаря этим свойствам жидкие металлы, такие как натрий, висмут, литий, калий, ртуть, нашли широкое применение в качестве теплоносителей теплообменных аппаратов ядерных реакторов, от которых необходимо отводить большое количество тепловой энергии. Жидкие металлы являются единственными теплоносителями, удовлетворяющими всем требованиям в отношении теплоотвода и ядерных свойств, предъявляемым к энергетическим реакторам на промежуточных и быстрых нейтронах, а также к реакторам-размножителям. Наиболее популярным теплоносителем является натрий, так как он обладает низкой стоимостью, а его ядро является достаточно устойчивым к радиации. Однако, это не единственная сфера его применения. По сочетанию электрических и динамических свойств натрий интересен во многих фундаментальных задачах, например МГД-динамо. В лаборатории физической

гидродинамики ИМСС ведутся работы по экспериментальному изучению бета-эффекта [64] и гамма-эффекта [65], а также по определению турбулентной вязкости [66] в тонком титановом торе. Основополагающий опыт работы с натрием был получен именно благодаря подобным исследованиям.

В жидких металлах толщина теплового пограничного слоя значительно превышает толщину динамического пограничного слоя. Что касается поля температуры при конвекции Релея-Бенара, то в случае жидкого металла наблюдается близкий к линейному градиент температуры по всей высоте (обусловленный высоким коэффициентом теплопередачи), на фоне которого возникают относительно слабые пульсации температуры, вызванные конвекцией. А в случае жидкости с большим числом Прандтля на поле температуры будет виден относительно тонкий пограничный слой, а внутри объема распределение температуры будет близким к однородному, т.к. жидкость интенсивно перемешивается конвекцией, а температура как бы "вморожена" в жидкость. При этом, поля скорости в обоих случаях при поверхностном взгляде могут выглядеть очень похоже друг на друга.

Особенность конвекции в жидких металлах состоит в том, что неоднородности распределения температуры в объеме могут быть невелики, но при этом само конвективное движение может быть достаточно интенсивным. Поэтому, не смотря на то, что молекулярный механизм передачи тепла является более эффективным в жидких металлах, вследствие чего конвекцией в различных технологических устройствах зачастую пренебрегают, известно немало случаев, когда конвективный теплоперенос также необходимо учитывать [67]. Особенно в ядерных реакторах, где конвектив-

ное движение теплоносителя не столько переносит тепло, сколько вызывает нежелательные пульсации температуры значительной амплитуды [68]. В реакторах производства титана конвекция способна нарушить протекание химической реакции, препятствуя оседанию или перемешивая продукты реакции.

Для промышленных устройств все больше технологических решений принимается в результате компьютерного моделирования. А значит, как никогда остро встает вопрос о верификации данных численного счета. Моделирование конвекции с помощью CFD программных комплексов имеет свои особенности. В частности особую важность имеет правильное задание граничных условий, а также дальнейший расчет областей вблизи теплообменников. Здесь имеет значение не столько применение неоднородной сетки, более подробной в пристеночных областях, сколько использование специальных уравнений для погранслоев с коэффициентами подобранными эмпирически для каждой конкретной задачи, либо путем дальнейшей экспериментальной верификации. Как известно, в моделях турбулентности, реализованных в большинстве коммерческих CFD ПК (CFX, Star-CD, Fluent и других), при определении параметров теплопереноса за основу берется "аналогия Рейнольдса"— аналогия между теплообменом и переносом количества движения в турбулентном потоке [69]. В жидких металлах, вследствие большой теплопроводности и малой вязкости, поля скорости и температуры существенно различаются. Таким образом, механизмы теплопереноса в средах с $Pr \ll 1$ и с $Pr \approx 1$ различны, и модели турбулентности с аналогией Рейнольдса при описании теплогидравлических процессов в жидкометаллическом теплоносителе приводят к некорректным резуль-

татам. Для избежания данной проблемы могут быть использованы DNS (Direct Numerical Simulation) и LES (Large Eddy Simulation) подходы, которые при подробной расчётной сетке показывают хорошие результаты в сравнении с экспериментальными данными [70].

Верификация CFD кодов, моделирующих конвекцию, проводится путем экспериментальных исследований, которые также сталкиваются с серьезными проблемами, связанными со спецификой задачи. Во-первых, для жидких металлов, трудно получить очень большие значения числа Релея, из-за их большой теплопроводности. Требуются большие значения подводимой и отводимой мощности от модели, чем в случае жидкостей с $Pr > 1$. Для получения значительных чисел Релея (более 10^{12}) и достижения экстремальных режимов конвекции нужно создавать экспериментальные установки больших размеров. Во-вторых, существует сложность с заданием и дальнейшим контролем граничных условий.

Сложность также состоит в необходимости учета эффекта влияния нагреваемой и охлаждаемой стенок модели, где температурный градиент максимален, на тепловые плюмы – переносчики тепла, а значит и на число Нуссельта, рассчитанного по измеренному значению перепада температуры между этими стенками [71]. Задача сводится главным образом к определению теплового потока, который на самом деле попадает в жидкий металл. Были предложены приближенные модели, которые обеспечивают коррекцию эффекта влияния стенок [72, 73], но они имеют ограниченную достоверность при его значительном проявлении. Другой способ коррекции был предложен авторами статьи [74]. В ней авторы прибегают к аналогии между тепловыми и электрическими цепями и рекомендуют использовать

различные поправки для каждой конкретной задачи.

Проблема, связанная с граничными условиями, заключается в конечной величине теплопроводности верхней и нижней стенок, что приводит к появлению контактного термического сопротивления между материалом теплообменников и самим жидким металлом. В случае ртути $\Lambda_p/\Lambda \simeq 50$, а в случае натрия $\simeq 5$, где Λ_p и Λ - коэффициенты теплопроводности теплообменников и жидкого металла соответственно. Конечность величины теплопроводности теплообменника приводит к следующему эффекту. Отделение плюма от верхней (нижней) границы полости оставляет избыток (дефицит) энтальпии в месте его формирования, создавая относительно теплое (холодное) пятно вблизи стенки, и уменьшая вероятность формирования следующего плюма до тех пор, пока эта тепловая "дыра" не затянется. Очевидно, что в силу данного эффекта, выбор материала теплообменника при прочих равных условиях влияет на эффективность переноса тепла через жидкий металл. Данная проблема была экспериментально исследована в [75]. Было высказано предположение, что это затруднение может быть преодолено с помощью использования композитной пластины теплообменника, содержащей объем, частично заполненный жидкостью или паром под высоким давлением. В этом случае конденсация и испарение этой жидкости внутри пластины может значительно увеличить её теплопроводность.

Кроме требования температурной однородности по всей площади теплообменника, к ним также предъявляются требования гладкости. Любая шероховатость поверхности приводит к значительному изменению числа Нуссельта, а именно к его росту [76].

С фундаментальной точки зрения необходимо учитывать, что по классификации Гроссмманна-Лозе жидкие металлы по значениям чисел Рэлея и Прандтля попадают в область режимов II_l (1.1) для которых тепловой пограничный слой значительно толще динамического, и основная диссипация кинетической энергии происходит в турбулентном ядре, а тепловая – в пограничных слоях. Для таких режимов теория Гроссмманна-Лозе предсказывает следующие зависимости числа Нуссельта и числа Рейнольдса от чисел Рэлея и Прандтля:

$$\text{Nu} \sim \text{Ra}^{1/5} \text{Pr}^{1/5}$$

$$\text{Re} \sim \text{Ra}^{2/5} \text{Pr}^{-3/5}$$

Здесь, однако, следует принимать во внимание геометрию экспериментальной ячейки. Если её высота значительно превосходит диаметр, то нижний и верхний тепловые пограничные слои смыкаться не будут, как это имело бы место в ячейке с аспектным отношением 1. Это значит, что основная диссипация энергии пульсаций температуры будет происходить в турбулентном ядре. И, следовательно, режим конвекции попадет под тип IV_l . Имеющиеся на данный момент работы экспериментальные и численные работы указывают на значение степени в $\text{Nu}(\text{Ra})$ равное 0.25 [77].

1.4. Особенности измерений в жидких металлах

Измерение скорости и температуры в жидких металлах, представляя собой сложную задачу из-за непрозрачности и агрессивности таких сред. Кроме того, дополнительные проблемы возникают из-за необходи-

мости проведения измерений в условиях высоких температур. Непрозрачность делает невозможным применение оптических методов измерения полей скорости, таких как PIV-измерения (particle image velocimetry), лазерная доплеровская анемометрия, теневая оптика и интерферометрия.

Для локальных измерений температуры жидкого металла используют термопары и терморезисторы, для интегральных - манометры сопротивления и тепловизоры (пирометры). Термопары, как наиболее универсальное средство измерения температурных пульсаций, отличаются по типу (хромель-алюмель, хромель-копель, медь-константан, и т. д.), по диапазону измеряемой температуры и по степени инерционности. Последняя напрямую зависит от величины термоспая, который определяет размер самой термопары. При измерении характеристик потока жидкой среды важно не вызвать её чрезмерное возмущение непосредственно средствами измерения. Поэтому желательным является использование термопар малого размера или микротермопар, толщиной 0.5 мм и менее. Кроме того избежать возмущения потока можно, установив термопару в стенке сосуда методом чеканки либо припайки. Этот метод установки термопар позволяет получать информацию о структуре течения и его основных характеристиках несмотря на то, что внутри полости датчиков температуры нет [53]. Распространенной практикой является применение подвижных датчиков температур - зондов, которые позволяют получать трехмерные поля температуры и её пульсации в жидких средах со свободной поверхностью, либо двухмерные поля в средах, полностью заполняющих полость [78]. Особенно актуально измерение с помощью зонда температуры жидкого металла вблизи теплообменников для получения представления о толщине теплово-

го пограничного слоя, как это сделано в работе [36]. При разработке метода нужно учитывать особенности измерений в жидких металлах. В частности, температуру стенки можно определять “из потока” экстраполяцией на стенку температурного профиля, измеренного зондом в момент касания термопарой стенки. Тем самым исключается погрешность, связанная с термическим контактным сопротивлением на границе жидкого металла и стенки [79]. Для работы в условиях высоких температур и химической активности некоторых металлов в расплавленном состоянии обычно применяется следующая конструкция термопары. Термопарный провод, заканчивающийся термоспаем, помещается в герметичную трубку из нержавеющей стали. Пространство между проводом и трубкой заполняется теплоизолятором, например, минеральным, выдерживающем температуру до 800 градусов Цельсия.

Датчики скорости различных конструкций измеряют локальную скорость жидкой среды и бывают двух типов – инвазивные и неинвазивные. Инвазивность в данном контексте означает нахождение чувствительного элемента датчика частично или полностью внутри исследуемой среды. В таком случае с одной стороны имеется неблагоприятное воздействие на датчик вследствие, на пример, химической агрессивности среды или высокой температуры, а с другой стороны датчик неизбежно воздействует на поток и такое влияние должно быть минимально. По физическому принципу работы выделяют три основных вида инвазивных анемометров: механические, термические и кондукционные.

Механические анемометры измеряют механическую силу, действующую на них со стороны потока, а в сущности давление, и могут выполняться

с подвижными частями либо без них. К первым относятся анемометры лопастного типа и волоконные датчики скорости. Лопаточные анемометры больше подходят для измерения скорости ветра на погодных станциях, однако также могут применяться для измерения интегральной скорости в жидких металлах. В работе [80] авторы использовали анемометр такого вида для определения расхода протекающего по трубе расплава. Миниатюрные версии таких анемометров способны измерять квазилокальные скорости, однако из-за большой инерции подвижной части-пропеллера они совершенно не подходят для измерения скоростей в турбулентных потоках. Принцип работы волоконных датчиков скорости основан на измерении оптическим методом степени прогиба волокна погруженного в жидкую среду под действием потоков этой среды. Жилин и др. [81] и Экерт и др. [82] с помощью такого датчика измеряли сразу две компоненты скорости с разрешением меньше 1 см/с в жидком металле. Примечательной особенностью волоконных датчиков является применимость в случае наличия больших плотностей электрического тока в среде. К инвазивным датчикам скорости без подвижных частей относятся анемометры на основе трубок (трубки Пито и Прандтля), измеряющие непосредственно давление. Значения скорости при этом можно рассчитать по закону Бернулли. Инерционность таких датчиков будет зависеть от выбора манометра. Использование в качестве манометра пьезорезистивных датчиков давления с частотой дискретизации 1 кГц позволило авторам [83] исследовать турбулентное течение и выявить переход от дозвукового к сверхзвуковому режиму потока.

Термические датчики скорости, или термоанемометры применяются, в основном, для измерения локальных скоростей в газах. Однако с 60-ых го-

дов были адаптированы для жидких металлов, в частности для ртути [84]. Принцип действия таких датчиков основан на измерении величины тепла, которое отнимается от нагретого провода или проводящей пленки омывающим его/её потоком (чем выше скорость, тем больше тепла будет отнято). В работе [85] при использовании термоанемометра оптимальной конструкции было показано, что в жидких металлах максимальное разрешение скорости составляет несколько мм/сек. Термоанемометры склонны к осаждению на них мусора и оксидов, которые изменяют теплопроводность. Также, поскольку они являются тепловыми устройствами, для них важно тщательно компенсировать изменения температуры и давления окружающей среды. В частности, при применении в жидких металлах, которым свойственно низкое число Прандтля, большое значение отношения между диффузным и конвективным переносом тепла приводит к значительному уменьшению разрешения скорости. Все эти недостатки делают использование термоанемометров в жидких металлах несколько неудобным и трудоемким [86]. Несмотря на это, малые размеры и быстрота работы позволяют им быть мощным инструментом для изучения турбулентных потоков жидких сред.

Необходимым условием для работы кондукционных датчиков скорости в среде является её электропроводность, а также наличие постоянного магнитного поля вблизи электродов. Принцип действия таких датчиков основан на законе Ома. Движущаяся проводящая среда в присутствии магнитного поля наводит на паре электродов разность потенциалов, пропорциональную скорости движения этой среды. При этом магнитное поле может быть приложено как ко всему объёму расплава глобально, так и локально в области измерительных электродов. В первом случае магнитное

поле может оказывать влияние на поток, подавляя его. Во втором случае используются постоянные магниты (например неодимовые) и влияние магнитного поля на расплав минимально. Так же как и термоанемометры, кондукционные датчики скорости могут применяться для измерения средней скорости потока с разрешением до 1 мм/сек [87], а также для определения характеристик турбулентных быстрых потоков благодаря малой инерционности [88]. И не могут быть использованы в средах, через которые протекают сильные электрические токи. Преимуществом кондукционных датчиков является использование в тех случаях, когда изучается задача с сильным внешним магнитным полем. Эта отрасль исследований включает в себя фундаментальные задачи, например, о двумерной (2D) турбулентности [89], а также задачи по изучению течений теплоносителя в blankets термоядерного реактора [90]. Помимо измерения локальных скоростей жидкости в идеальном изотермическом потоке, добавление, по меньшей мере, одного дополнительного электрода дает возможность учета температурных эффектов за счет термоэлектричества (эффект Зеебека). Примеры таких комбинированных зондов можно найти в работе [91].

Ультразвуковые методы измерения скорости являются неинвазивными, но не полностью бесконтактными. Для передачи ультразвуковых волн в область течения, а также для приема сигнала измерения требуется непрерывный акустический путь от ультразвукового преобразователя к исследуемой жидкости. Применить ультразвук для измерения скорости жидкости можно согласно двум методикам: ультразвуковой доплеровской и времяпролетной анемометрии. Принцип действия ультразвукового времяпролетного датчика скорости основан на проведении двух последователь-

ных измерений: ультразвуковой импульс посылается через жидкость между двумя датчиками расположенными вверх и вниз по течению. Разница во времени между ускорением вниз по течению и замедлением вверх по течению позволяет оценить среднюю скорость жидкости. Создание матрицы из приемников и передатчиков ультразвукового сигнала дает возможность восстановить трехмерное локальное распределение скорости внутри жидкой среды [92]. Более перспективным способом измерения локальных скоростей является метод ультразвуковой доплеровской анемометрии. Происхождение этого метода можно отнести к медицинской отрасли [93]. Благодаря пионерской работе Такеда [94] также стал применяться в физике, в том числе жидких металлах [95]. Принцип действия состоит в следующем. Последовательные ультразвуковые импульсы испускаются из датчика и переносятся вдоль измерительной линии. Если такой импульс попадает на микрочастицы, взвешенные в жидкости, часть ультразвуковой энергии рассеивается. Отраженный сигнал может быть получен с помощью второго датчика или одним и тем же преобразователем, работающим в режиме прослушивания между двумя излучениями. В большинстве случаев реализуется второй вариант. Вся информация о профиле скорости вдоль ультразвукового луча содержится в эхе сигнала. Использование данной методики в жидких металлах сопряжено с некоторыми серьезными трудностями. Первая проблема состоит в том, что во многих случаях ультразвуковой передатчик не может быть приложен напрямую к расплаву. В этом случае между передатчиком и расплавом приходится помещать стенку из нержавеющей стали. Для уменьшения потерь энергии импульса необходимо чтобы эта стенка была определенной толщины, кратной половине длины

волны ультразвука в материале стенки (для согласования акустического сопротивления) [96]. Вторая проблема связана со смачиваемостью расплавом внутренней стенки в месте установки датчика. В работе [97] авторы указали на непрерывное ухудшение качества сигнала со временем из-за образования оксидной пленки на стенке. Опыт, накопленный при работе с нержавеющей сталью и жидким натрием [96], подтверждает, что оксидные слои на контактной поверхности должны быть устранены для гарантии передачи ультразвука с малыми потерями. Третьим затруднением является ограничение по температуре до 200°C для нормальной работы пьезоэлектрического передатчика. Чтобы работать при больших температурах расплава необходим переходник – акустический волновод. Различные типы волноводов, представляющие собой, в простейшем случае, сплошной цилиндр из термостойкого материала, уже применяются чтобы расширить рабочий диапазон ультразвуковых датчиков скорости в сторону более высоких температур [98]. Доплеровские датчики требуют присутствия рассеивающих объектов внутри жидкости. Искусственные или естественные частицы, пузырьки газа или колебания плотности могут служить для этой цели. Существует недостаток количественных исследований в жидких металлах с упором на зависимость свойств сигнала от параметров, таких как концентрация, морфология (например размер, форма) и от акустических свойств взвешенных частиц-рефлекторов. Четвертая сложность состоит в том, что качество сигнала датчика зависит от оптимальной концентрации частиц. Хотя низкая концентрация не мешает распространению ультразвуковой волны, чувствительность измерений ухудшается. С другой стороны, высокая концентрация улучшает чувствительность, но увеличивает затуха-

ние и, в свою очередь, ограничивает глубину измерения. Также необходимо соответствие плотностей расплава и частиц отражающих ультразвуковое излучение, а также смачивание их расплавом. Еще одним существенным моментом является вопрос о применимости ультразвуковой доплеровской анемометрии к анализу турбулентных пульсаций скорости. Из-за статистического характера принципа измерения метода ряд ультразвуковых излучений должны быть наложены для того, чтобы получить достоверный сигнал скорости. В зависимости от различных условий эксперимента это требование, как правило, приводит к временным разрешениям от 10 до 100 мс. С другой стороны, на выходе измерительной системы удастся получить локальную скорость одновременно в разных местах вдоль одной измерительной линии. Поэтому вне зависимости от ограничений в разрешении по времени, метод производит прямое вычисление структурных функций скорости, и, следовательно, дает информацию о свойствах потока на различных масштабах. Такеда [99] исследовал переход от ламинарного течения к турбулентному во вращающейся системе Тейлора-Куэтта путем измерения пространственно-временного поля скоростей. Для количественного анализа структуры скорости он применял методы пространственно-временного преобразования Фурье и ортогональные разложения. Близкие по теме исследования тепловой турбулентности в ртути недавно опубликованы в [100] и [101].

Видимый свет не может быть использован для визуализации потока в металлических расплавах, так как для его проникновения внутрь среды требуется энергия фотонов не менее 10 кэВ. Однако, радиоскопические методы, работающие на короткой длине волны (рентге-

новское или ядерное излучение), были успешно использованы для исследований кинетики и морфологии систем "жидкость-твёрдое тело" в процессе затвердевания. Информация о структуре потока также может быть получена. Один из способов реализации такой методики, заключающийся в визуализации поля плотности, был предложен Костер и др. [102]. Рентгеновское поглощение в материале зависит от показателя ослабления на единицу массы, плотности жидкости, а также от толщины материала в направлении проникающего излучения. Так как плотность изменяется с температурой, можно обеспечить визуализацию температурного поля связанного, в свою очередь, с полем скорости в случае естественной конвекции. Метод радиоскопии был проверен в тестовом исследовании естественной конвекции в жидком галлии [103]. Слабая зависимость плотности от температуры в жидких металлах требует дополнительных усилий для повышения чувствительности метода. Требуется, например, тщательно избегать рассеяния луча в среде, а также максимально улучшать разрешение радиоскопической системы. Наилучшее разрешение было получено в [103] для измерения изменений локальной плотности, и составило 0,02%.

Самым новым и активно развивающимся на сегодняшний день методом измерения скорости в жидких металлах является бесконтактная индуктивная томография. Этот метод берет свое начало в медицине и имеет сходный с магнитоэнцефалографией принцип работы. При наложении внешнего магнитного поля на проводящую жидкость с неизвестным распределением скорости внутри некоторой полости, будут генерироваться индуцированные токи по действием этого поля, которые, в свою очередь, будут создавать индуцированное маг-

нитное поле. Последнее присутствует внутри, а также снаружи объема расплава. Структура наведенного магнитного поля, очевидно, содержит информацию о потоке. Достоверная интерпретация этой информации позволяет определить 3D поле скоростей полностью бесконтактным методом. Приложенное магнитное поле должно быть достаточно слабым, чтобы не оказывать влияния на поток. Экспериментальная демонстрация бесконтактной индуктивной томографии была проведена в [104]. Особым преимуществом метода является возможность получения эволюции во времени полностью трехмерной структуры потока с шагом в несколько секунд. Следовательно, возможно изучение медленно изменяющихся полей скорости в различных процессах. Для улучшения разрешения измерений поля скорости в дальнейшем планируется использование переменного магнитного поля.

Получить средние значения скорости потоков в жидких металлах возможно путем применения кросскорреляционного анализа температурных сигналов с датчиков установленных последовательно вдоль потока. В основе данного метода лежит предположение о том, что температура и температурные возмущения переносятся потоком, как пассивная примесь, а так же требование турбулентного характера течения, обосновывающего наличие в потоке указанных возмущений. Проходя последовательно через два датчика температуры, такие области вызывают всплески температуры на этих датчиках с некоторой задержкой по времени. Зная величину этой задержки и расстояние между датчиками можно определить среднюю скорость потока в пространстве между датчиками. Для определения

величины временной задержки между всплесками на соседних датчиках используется кросскорреляционный анализ. Суть такого анализа состоит в нахождении максимума кросскорреляционной функции, построенной для сигналов соседних термопар f и g :

$$\text{corr}(f, g)_n = \sum_{m=1}^{\infty} f_m g_{n+m} \quad (1.20)$$

Описанный метод разработан и успешно применяется уже достаточно давно – с середины XX века. В 1970 году группе Нидерландских ученых удалось измерить скорость потока воды в охлаждающем контуре ядерной установки, применив кросскорреляционный метод [105]. Ими были использованы для этой цели малоинерционные термопары толщиной 1 мм и аналоговый коррелятор. В 1992 году был проделан подробный анализ метода: исследованы границы его применимости, сделаны оценки точности и чувствительности по сравнению с наиболее надежными показаниями лазерного доплеровского анемометра [106]. Погрешность метода составила $\pm 5\%$. Регистрация не только температурных, но и электромагнитных возмущений служит для определения скорости потока проводящей среды. Возмущения представляют собой вихри, созданные специальным генератором. Они регистрируются магнитными датчиками расположенными на заданном расстоянии между собой ниже по течению. Скорость потока рассчитывается исходя из временного интервала между возмущениями с применением кросскорреляционного анализа. В свежей работе [107] описывается разработанный на базе этого принципа трехмерный датчик измерения скорости.

1.5. Выводы по главе

Конвективные движения в замкнутых полостях демонстрируют большое разнообразие и зависят от многих факторов. До настоящего времени не существует единой теории, описывающей закономерности конвекции Релея-Бенара для всех жидкостей во всем диапазоне чисел Релея даже для конкретной геометрии с аспектным отношением, равным единице.

- Конвекция при малых числах Прандтля обладает существенными особенностями и требует тщательного экспериментального изучения. Работы по исследованию естественной конвекции в протяженных цилиндрах не были обнаружены.
- Геометрия полости существенно влияет на структуру турбулентного конвективного течения, а её наклон относительно силы тяжести может привести к изменению механизма теплообмена и его эффективности. Роль крупномасштабной циркуляции в динамике тепловых процессов для случая малых чисел Прандтля недооценена, а механизм её влияния на эффективность теплопереноса не до конца изучен.
- Измерения в жидких металлах сопряжены со значительными трудностями, однако на данный момент имеется развитая инструментальная база для исследования полей температуры и скорости в различных течениях. Практически для любой задачи с различной степенью доступности расплава, а также с особенностями в виде сильного внешнего магнитного поля или высокой температуры, можно подобрать соответствующие измерительные устройства.

- Таким образом, актуальным является исследование турбулентной конвекции жидких металлов в замкнутых полостях, а особенно в протяженных цилиндрах с различной ориентацией относительно силы тяжести.

2. Экспериментальная установка и системы измерения

2.1. Введение

Интерес к тепломассопереносу в жидких металлах обусловлен их применением в качестве теплоносителей в ядерных [108, 109], термоядерных [110, 111] и космических энергетических установках [112]. В частности, натрий используется в качестве теплоносителя в реакторных установках на быстрых нейтронах. В контурах охлаждения таких установок в результате возникновения разности температур в замкнутом объеме трубопроводов контуров охлаждения и в оборудовании может быть инициирована свободная конвекция теплоносителя, усиливающая перенос тепла по сравнению со случаем неподвижного теплоносителя. Имеется в виду ситуация, при которой циркуляция под действием насоса или естественная циркуляция в контуре охлаждения отсутствуют.

При эксплуатации РУ БН-350 было выявлено возникновение свободной конвекции натрия в отключенной петле, приводящее к подогреву трубопроводов и оборудования первого и второго контуров охлаждения [113]. В петле с выключенным насосом второго контура РУ БН-600 наблюдается подобный эффект: в теплоизолированном трубопроводе с внутренним диаметром 0.8 м и длиной около 100 м уменьшение температуры натрия по длине происходит всего на 20°C. Аспектное отношение такого трубопровода $\Gamma^* = L/D = 125$, где L и D – длина и внутренний диаметр трубопровода,

соответственно. В отсечённом участке трубопровода системы аварийного охлаждения РУ БН-800 также имеются условия для возникновения свободной конвекции натрия [114] и, как следствие, появлению нежелательного перепада температуры на закрытых задвижках.

В настоящее время выполняется проектирование новой РУ БН-1200. Трубопроводы второго контура охлаждения этой установки имеют внутренний диаметр 0.9 м и длину характерного участка приблизительно 50 м, что дает аспектное отношение $\Gamma^* = 55$. Увеличение диаметра трубопровода и уменьшение аспектного отношения при прочих равных условиях (компоновка трубопровода, граничные условия и пр.) ведут к интенсификации переноса тепла вдоль него. А сравнение диаметров, аспектных отношений и компоновок трубопроводов РУ БН-600 и БН-1200 дает основания полагать, что в проектируемой установке также существуют условия для возникновения конвекции. Кроме того, такие условия, по мнению авторов статьи [115], имеются и в трубопроводах, расположенных внутри реактора (возникновение температурной стратификации теплоносителя). Поэтому, обоснование работоспособности трубопроводов и оборудования РУ БН-1200 должно выполняться с учетом рассмотренных процессов возникновения конвективных потоков в различных узлах контуров охлаждения.

Исследование свободной конвекции непосредственно на эксплуатируемых реакторных установках крайне затруднительно по ряду причин: малое количество точек измерения, сложность установки дополнительных датчиков, необходимость выхода в режим изучения и т.д. Наиболее полную информацию о процессах тепломассообмена в трёхмерной постановке можно получить с помощью CFD кодов, которые все чаще используется в инже-

нерной практике для принятия технологических решений [116,117]. В этом случае первостепенную важность представляет верификация численных методов на предмет соответствия реализованных в них моделей реальным физическим процессам. В контексте рассматриваемой проблемы отдельного внимания требуют свободноконвективные турбулентные течения, в которых существенны силы плавучести [49]. Хотя исследованы такие течения уже достаточно хорошо (см., например, обзоры [35,118]), случай малых чисел Прандтля (жидкие металлы) остается наименее изученным. Кроме этого, если говорить о цилиндрических полостях, исследования сосредоточены преимущественно на случае конвекции Рэлея-Бенара в вертикально расположенном цилиндре $\Gamma^* \leq 1$. Например, конвекция ртути в цилиндре с $\Gamma^* = 1$ [28], в натрии с $\Gamma^* = 0.03 - 0.22$ [119]. Экспериментальные данные по конвекции жидких металлов в полостях с $\Gamma^* \gg 1$ не были обнаружены. Поэтому, в лаборатории физической гидродинамики ИМСС были поставлены эксперименты по исследованию свободной конвекции натрия в длинных цилиндрах с аспектными отношениями близкими к реальным значениям для участков трубопровода систем охлаждения РУ, а также оптимальными для проведения верификации численных кодов, используемых в ОКБМ “Африкантов”.

2.2. Экспериментальная установка

Для исследования турбулентного конвективного теплообмена в цилиндрических каналах в лаборатории физической гидродинамики была спроектирована и изготовлена специальная экспериментальная установка, удовлетворяющая требованиям техники безопасности при работе с натри-



Рис. 2.1. Система хранения натрия: слева – без теплоизоляции, справа – с теплоизоляцией.

ем. Установка располагается в помещении, предусмотренном для экспериментов с натрием и включает в себя систему хранения натрия, систему заливки экспериментальной модели (цилиндра), раму для установки цилиндра и его фиксации под заданными углами (от 0 до 90 градусов), два цилиндрических канала с торцевыми теплообменниками и набором датчиков, систему дистанционного контроля и управления параметрами нагрева и охлаждения, систему измерений и сбора экспериментальной информации.

2.2.1. Система хранения натрия

Система хранения натрия представляет собой теплоизолированный цилиндрический сосуд из нержавеющей стали объемом 60 литров, нижняя часть которого окружена тремя нагревателями (рис. 2.1), обеспечивающими его разогрев и поддержание температуры (на уровне 110 градусов Цельсия) при заполнении модели натрием.

Для контроля температуры на поверхности сосуда установлены 3 термомпары. Контроль температуры и управление разогревом ведется с помощью устройств «Термодат-М11», установленных на пульте управления за пределами бокса для работы с натрием. Сосуд покрыт теплоизоляцией и помещен в металлический контейнер. В верхней части сосуда смонтированы входные и выходные патрубки с вакуумными вентилями и установлен манометр для контроля давления. Натрий хранится под инертным газом, а в модель поступает из-под поверхности. Эти меры принимаются для обеспечения чистоты жидкого натрия от оксидов.

2.2.2. Система заполнения

Система заполнения состоит из трубопровода, связывающего систему хранения с моделью, вакуумной системы, гибких нагревателей для нагрева трубопровода и термопар для контроля температуры в нем. Перед заполнением весь рабочий объем, включая расширительную емкость и трубопроводы, вакуумируется. Заполнение происходит под вакуумом, что контролируется манометром (рис. 2.2).

2.2.3. Исследуемая полость

Экспериментальная установка включает два цилиндрических канала с разными аспектными отношениями:

- “короткий” канал ($\Gamma^* = 5$): длина 850 мм, диаметр 168 мм. (рис. 2.3);
- “длинный” канал ($\Gamma^* = 20.6$): длина 1980 мм, диаметр 96 мм (рис. 2.4);

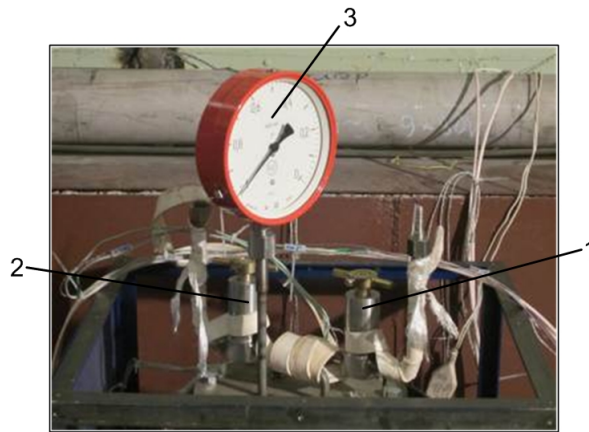


Рис. 2.2. Система заполнения: 1 – вентиль и канал для натрия; 2 – вентиль и канал для аргона; 3 – манометр.

Оба канала изготовлены из толстостенной трубы (6 мм) из нержавеющей стали. С одного торца каждого канала располагается регулируемый горячий теплообменник с электрическим нагревателем. С другого торца канала установлен холодный теплообменник, в случае короткого цилиндра жидкостный, подключаемый к внешнему термостату, а в случае длинного – воздушный игольчатого типа. Боковая стенка цилиндрического канала покрыта теплоизоляцией, температура на поверхности изоляции достигала не более 45°C. Установка имеет систему дистанционного контроля и управления параметрами нагрева и охлаждения.

2.2.4. Рама для фиксации экспериментальной модели

Короткий цилиндр устанавливается на раму размерами 2500 мм х 2500 мм х 500 мм (рис. 2.5), допускающую фиксацию цилиндра в четырех положениях, обеспечивающих угол между осью цилиндрического канала и вертикалью, равный 0, 2, 45 и 90 градусам. Конструкция рамы короткого цилиндрического канала обеспечивает размещение теплоизоляции рабоче-

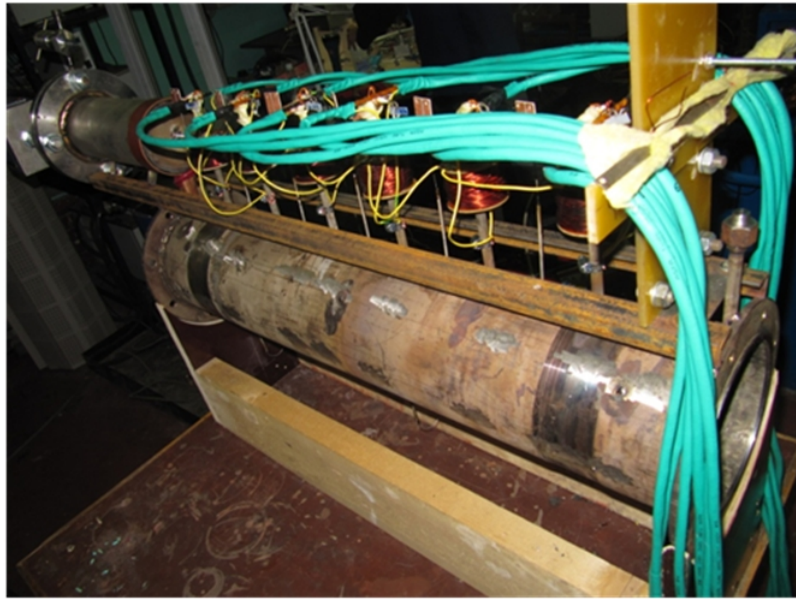


Рис. 2.3. Общий вид короткого канала без теплоизоляции до установки на раму

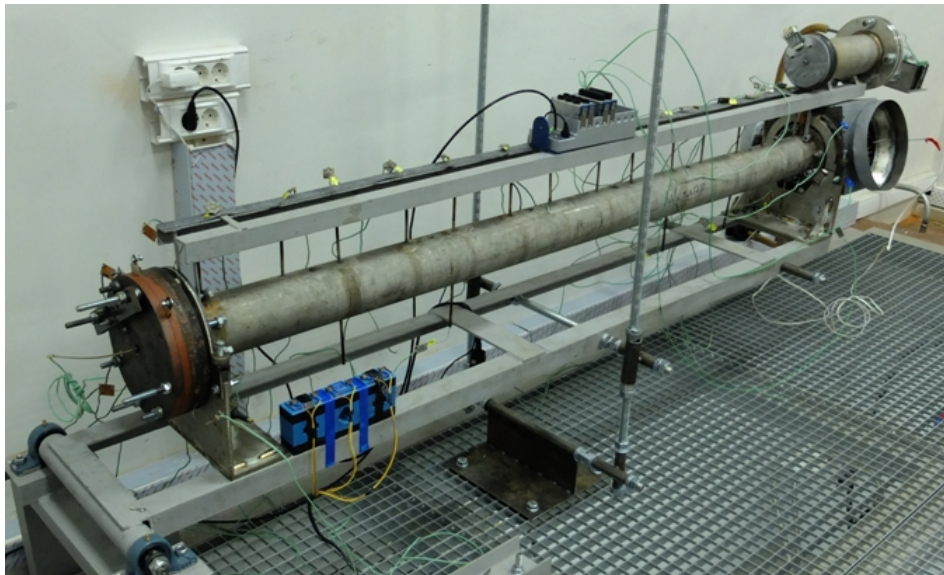


Рис. 2.4. Общий вид длинного канала без теплоизоляции, установленного на раму в горизонтальном положении



Рис. 2.5. Рама с установленным коротким цилиндром.

го цилиндра и доступ ко всем датчикам измерительной системы.

Рама для длинного цилиндра представляет собой конструкцию, допускающую фиксацию цилиндра в диапазоне углов между осью цилиндрического канала и вертикалью от 0 до 90 градусов (рис. 2.6). Рама состоит из неподвижного основания 1, снабженного подшипником 4, в который вставлена поворотная ось подвижного ложемент 3. Угол поворота ложемент фиксируется при помощи двух опорных шпилек 5, закрепленных на неподвижной опоре 2. Положение ложемент определяется местом его крепления к опорным шпилькам. Крепление осуществляется шайбами и специальными конусами. Цилиндрический канал 8 фланцами помещается на кронштейны 6, закрепленными на ложементе, и фиксируется прижимами 7. Рельсы 9 не являются составной частью рамы, так как приварены к цилиндрическому каналу и служат для крепления расширительного бачка 10, а также измерительной платы и проводов (см. рис. 2.6 справа).

Конструкция рамы длинного канала обеспечивает размещение теп-

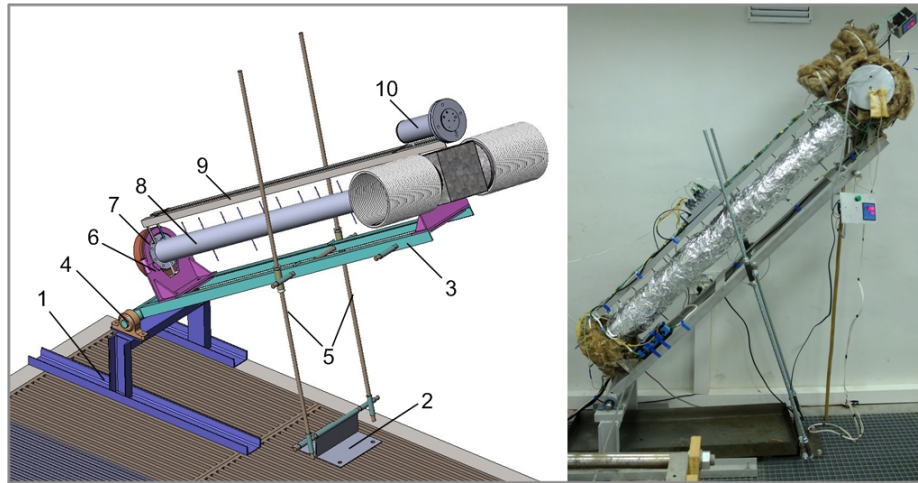


Рис. 2.6. Слева – трехмерная модель рамы с цилиндрическим каналом: 1 – основание, 2 – опора для установки угла, 3 – ложемент, 4 – подшипники, 5 – опорные шпильки, 6 – кронштейн, 7 – прижим, 8 – цилиндрический канал, 9 – рельсы, 10 – расширительный бачок; справа – рама с установленным длинным цилиндром.

лоизоляции рабочего цилиндра и доступ ко всем датчикам измерительной системы.

2.2.5. Горячий теплообменник

Для подогрева с одного торца обоих цилиндрических каналов (короткого и длинного) использовался один и тот же горячий теплообменник (ГТО). После проведения всей необходимой экспериментальной работы на коротком канале совместимость ГТО с длинным каналом обеспечивалась просверливанием новых отверстий в измерительной пластине ГТО для соединения с фланцем меньшего диаметра. Общий вид горячего теплообменника представлен на рисунке [2.7](#).

Горячий теплообменник состоит из четырех плотно прилегающих

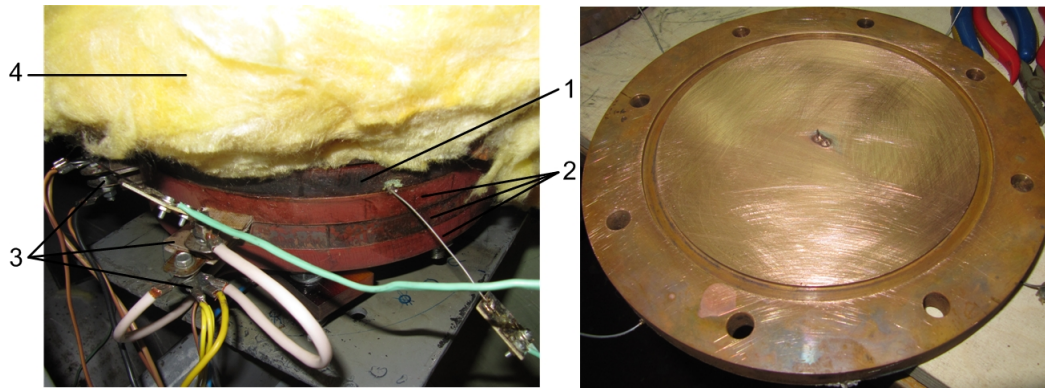


Рис. 2.7. Слева – горячий теплообменник (без теплоизоляции): 1 – измерительный диск, 2 – нагревательные диски, 3 – электрические контакты нагревательных элементов; 4 – канал с натрием в теплоизоляции, справа – измерительный диск, прилегающей к натрию стороной кверху.

друг к другу медных пластин толщиной 15 мм каждая. Непосредственно к натрию прилегает измерительная медная пластина, в которой сделаны отверстия и проточены каналы под 5 термопар. Две из них выведены в натрий на 5 и 1 мм для измерения граничных условий, а остальные позволяют контролировать радиальную однородность нагрева (схема размещения термопар показана на рис. 2.8). Остальные 3 медные пластины имеют полости для размещения в них электрических нагревательных элементов мощностью 2 кВт каждый.

2.2.6. Холодный теплообменник

Для охлаждения длинного и короткого цилиндрических каналов использовались теплообменники различных типов и конструкций. Холодный теплообменник (ХТО) короткого канала выполнен из двух медных пластин толщиной 15 мм. Непосредственно к натрию прилегает измерительная пла-

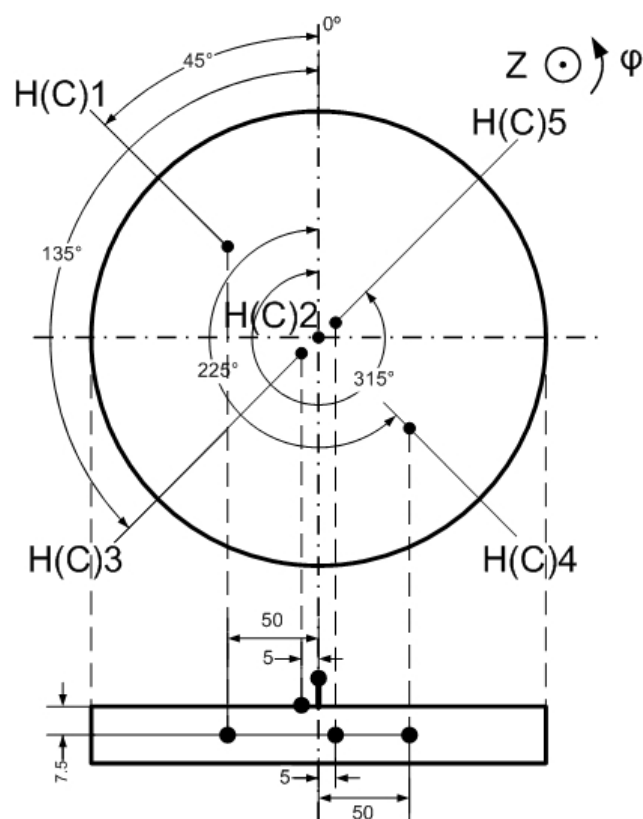


Рис. 2.8. Схема размещения термопар для измерения граничных условий на теплообменниках.



Рис. 2.9. Холодный теплообменник и термостат: слева – вид канала для охлаждающей жидкости, справа – бак с погружным насосом.

стина, в которой сделаны отверстия и проточены каналы под 5 термопар. Данная пластина идентична измерительной пластине горячего теплообменника (рис. 2.7 справа). Схема размещения термопар показана на рис. 2.8. Во второй медной пластине проточен канал для циркуляции охлаждающей жидкости (рис. 2.9 слева). В качестве охлаждающей жидкости используется минеральное масло И-40, теплоемкость которого определялась в отдельном эксперименте. Жидкость прокачивается погружным насосом (частота вращения 7.5 Гц), опущенным в бак емкостью 40 литров (рис. 2.9 справа). Бак из нержавеющей стали помещен в специальный кожух, к которому возможно соединение гофры (диаметр 250 мм) для охлаждения. Охлаждение жидкости в баке обеспечивается продувкой воздухом между баком с охлаждающей жидкостью и кожухом, а также дополнительным радиатором.

Между холодным теплообменником и баком с погружным насосом охлаждающая жидкость проходит через радиатор, расходомер, тройник и систему кранов (рис. 2.8). Радиатор, как дополнительный элемент системы охлаждения, является теплообменником масло-воздух. Данный теплообменник трубчато-ленточного типа состоит из медно-латунных каналов

для масла заключенных в металлический кожух, в который также вмонтированы 5 вентиляторов диаметром 120 мм, и имеет теплоотдачу 9.64 кВт. Масляный радиатор подключается к системе охлаждения с помощью гибких резиновых шлангов из маслбензостойкой резины. Данные шланги содержат вплетенную нить усиления каркаса и выдерживают давление до 16 атм. и температуру до 100°C. Масляный радиатор включен после теплообменника ХТО с целью понижать общую температуру в масляном баке, а также с целью её стабилизации и выравнивания в большом объеме бака. Для оценки мощности, снимаемой холодным теплообменником, внутри шлангов с маслом на входе и на выходе из теплообменника установлены термопары. Зная разницу температур масла входящего в теплообменник и выходящего из него, а также теплоёмкость и расход масла, можно посчитать мощность, которую снимает теплообменник с натрия:

$$P_{ХТО} = CR\Delta T_{ХТО}, \quad (2.1)$$

где C – удельная теплоёмкость масла, R – расход масла, $\Delta T_{ХТО}$ – разница температур масла входящего в теплообменник и выходящего из него.

Так как вязкость масла значительно зависит от температуры, с целью компенсации расхода и давления в масляной системе охлаждения предусмотрен байпас-кран 4. При его открытии значительная часть масла возвращается обратно в бак 2, понижая общее давление и расход через теплообменник ХТО 10. Также есть возможность регулировать расход масла через теплообменник ХТО 10 с помощью трехходового крана 7. Часть масла можно возвращать через охлаждающий теплообменник 5 обратно в бак 2. Стоит отметить, что расходомер 9 учитывает расход именно того масла,

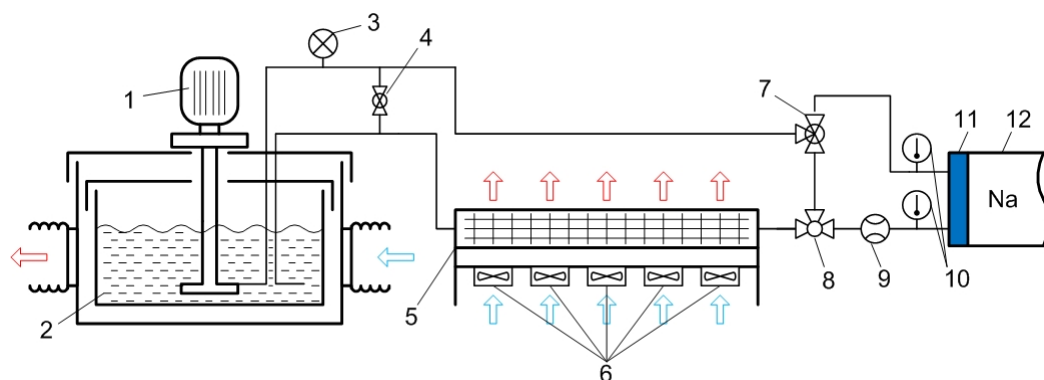


Рис. 2.10. Схема системы охлаждения: 1 – погружной насос, 2 – обдуваемый воздухом бак с маслом, 3 – манометр, 4 – кран, 5 – радиатор масло-воздух, 6 – вентиляторы, 7 – трехходовой кран, 8 – тройник, 9 – расходомер, 10 – термопары, 11 – холодный теплообменник, 12 – канал с натрием.

которое циркулирует через теплообменник ХТО 10. Питание электродвигателя 1 насоса осуществляется с помощью специального источника питания, позволяющего плавно изменять частоту тока, тем самым плавно изменяя частоту вращения насоса от 7.5 Гц и выше.

Для охлаждения длинного канала использовался воздушный теплообменник игольчатого типа. Он выполнен из двух медных пластин толщиной 15 мм каждая. Непосредственно к натрию прилегает измерительная пластина цилиндрического профиля (в основании – круг), в которой сделаны отверстия и проточены каналы под 5 термопар. Данная пластина идентична измерительной пластине горячего теплообменника (рис. 2.7 справа). Схема размещения термопар показана на рис. 2.8. Вторая медная пластина имеет форму параллелепипеда с квадратным основанием. Сторона квадратного основания равна диаметру круглого основания измерительной пластины. В данной пластине просверлены резьбовые отверстия под медные

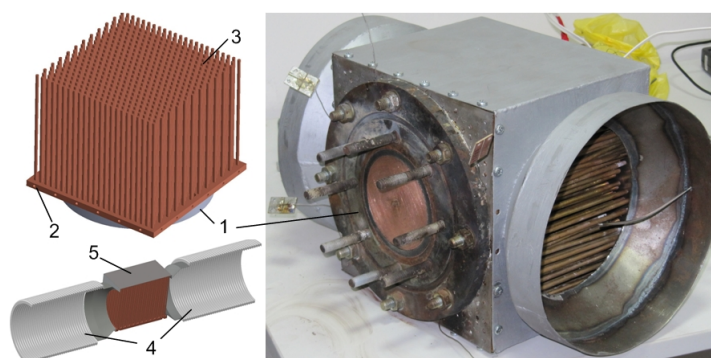


Рис. 2.11. Трехмерная модель и фотография ХТО: 1 – измерительная пластина, 2 – пластина-основание под стержни, 3 – стержни, 4 – гофры, 5 – кожух; справа – фотография собранного ХТО.

стержни и болты для крепления кожуха. Медные стержни представляют собой выпрямленные куски медной проволоки толщиной 5 мм и длиной 200 мм. На одном их конце нарезана резьба. Данные стержни в количестве 474 штук вкручены в медную пластину через термопасту. Измерительная пластина и пластина со стержнями спаяны между собой и стянуты болтами (рис. 2.11). Весь теплообменник, включая пластину со стержнями и стержни, помещен в герметичный кожух, к которому подсоединяются гофры для продувания воздуха через стержни. Продув воздуха обеспечивается вытяжкой, частота вращения вентилятора которой регулируется в диапазоне от 20 до 50 Гц. Также потоком воздуха можно управлять при помощи вводного шибера.

Вместо гофр с обеих сторон к патрубкам кожуха ХТО также предусмотрена возможность крепления крышек, снабженных нагревательными плитками (рис. 2.12). Они надеваются плотно на патрубки и фиксируются болтами и хомутами.

Данные крышки с нагревательными элементами использовались для

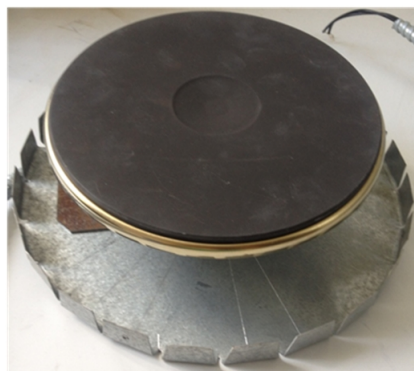


Рис. 2.12. Нагревательные крышки ХТО.

достижения перепада температур между теплообменниками примерно равного 0°C . Для этого нагревались стержни ХТО, и по ним тепло передавалось в натрий через измерительную пластину. Такого рода эксперименты проводились для оценки тепловых потерь с поверхности длинного цилиндра и теплообменников.

2.3. Система измерения

2.3.1. Расположение датчиков

В коротком цилиндре установлен набор из 10 термопар для измерения пульсаций температуры в натрии и набор из 6 двухкомпонентных датчиков скорости для измерения пульсаций скорости потоков натрия. Из 10 температурных датчиков 7 располагаются на одинаковом расстоянии друг от друга по длине цилиндрического канала, выступая на 17 мм внутрь канала (примерно $1/10$ от внутреннего диаметра). Еще 3 термопары расположены напортив основной линейки термопар на одном уровне с первой, четвертой и седьмой термопарами (рис. 2.13).

В длинном канале установлен набор из 20 термопар для измерения

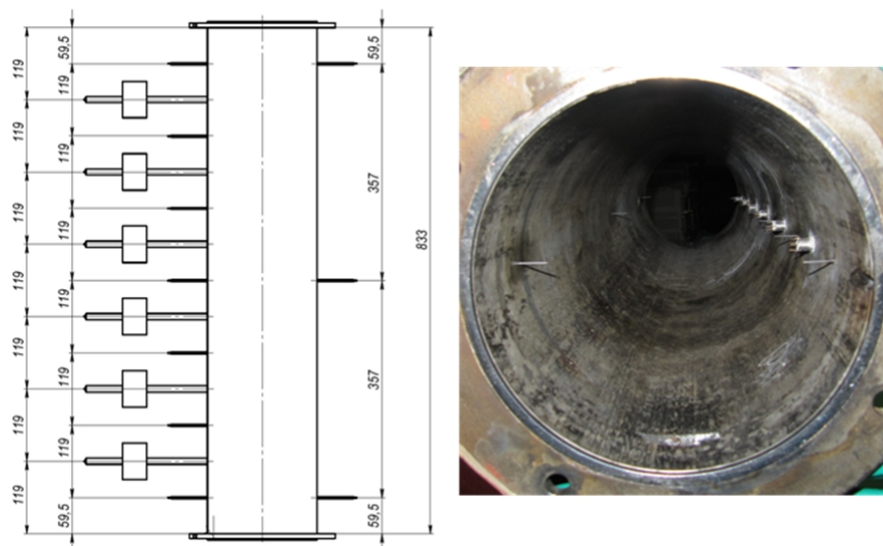


Рис. 2.13. Схема размещения датчиков в коротком цилиндре и фотография изнутри.

пульсаций температуры в натрии. Из 20 температурных датчиков 14 располагаются таким образом, что термопары с четным номером, как и термопары с нечетным номером располагаются на одинаковом расстоянии друг от друга по длине цилиндрического канала, выступая на 9.6 мм внутрь канала (примерно $1/10$ от внутреннего диаметра). Еще 6 термопары расположены напортив основной линейки термопар на одном уровне с первой, третьей, пятой, десятой, двенадцатой и четырнадцатой термопарами (рис. 2.14).

2.3.2. Датчики температуры

Все термопары изготовлены из термопарного кабеля КТМС ХА $d1$ EN 61515, который представляет собой пару хромель-алюмель 1, помещенную в нержавеющей трубку с внешним диаметром 1 мм 2. Также внутри трубки имеется изолированный термоспай 3. Пространство между термопарой и стенкой трубочки заполнено минеральной изоляцией 4, выдержи-

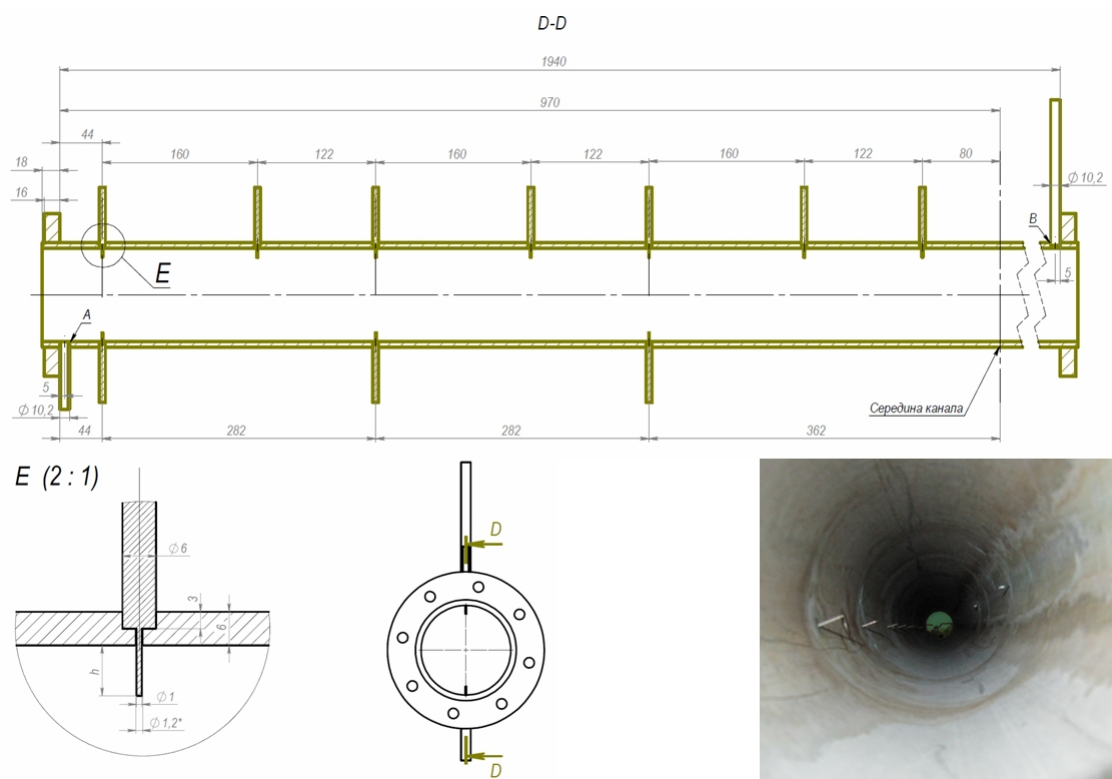


Рис. 2.14. Схема размещения датчиков в длинном цилиндре и фотография изнутри.

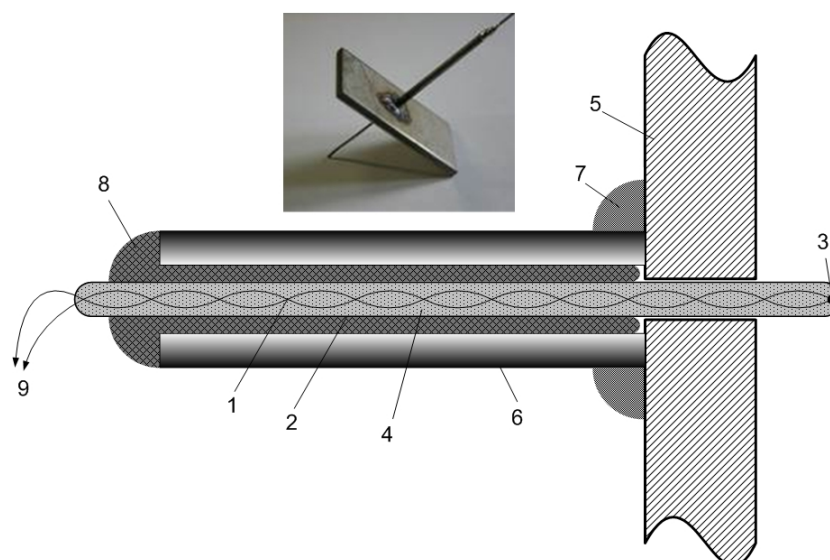


Рис. 2.15. Датчик температуры и способ его монтажа в канал: сверху – фотография прототипа датчика; снизу – схема датчика, установленного в канал: 1 – витая пара хромель-алюмель, 2 – стенка термопары, 3 – изолированный термоспай, 4 – минеральная изоляция, 5 – стенка цилиндра, 6 – дополнительная трубка, 7 – сварка, 8 – оловянный припой, 9 – к измерительной схеме

вающей температуру до 800°C . Установка термопар в стенку канала 5 производится с помощью дополнительной трубки 6 с внутренним диаметром 3 мм, и длиной 100 мм. Она вваривается в канал 7, а затем в неё впаивается 8 термопара (рис. 2.15). Сигналы с термопар выведены 9 на измерительную плату NI-9213. Измерения каждой термопарой производятся с частотой до 75 Гц; сигнал от всех термопар записывается в виде отдельного файла со значениями температуры.

Конструкция термопар установленных в длинный цилиндр была такой же, за исключением геометрических параметров дополнительных трубок. Изменился их внутренний и внешний диаметр на значения 4 и 6 мм

соответственно.

Все применяемые термопары были протарированы в специальном термостате. Относительная погрешность каждой из них не превышала 1%. Инерционность таких термопар определялась в отдельных экспериментах. Максимальное временное разрешение составляло 3 Гц.

2.3.3. Датчики скорости

В короткий цилиндр был установлен набор из 12 кондукционных датчиков скорости для измерения турбулентных пульсаций поля скорости в пристеночной области течения. Датчики объединены попарно для измерений двух компонент скорости и располагаются в ряд на расстоянии 119 мм друг от друга по длине цилиндра.

Для измерения скорости кондукционный анемометр должен создавать локальное магнитное поле в области измерений, и с помощью двух электродов регистрировать разность потенциалов электрического поля, которое наводится вследствие действия закона Ома в движущейся среде. Обычно для этого используется небольшой постоянный магнит. В данном случае такую конструкцию использовать нельзя, т.к. с повышением температуры остаточная намагниченность постоянного магнита падает в исследуемом диапазоне температур. Поэтому использовалась другая конструкция.

Модифицированный кондукционный анемометр состоит из ферромагнитного стержня, конец которого помещается в жидкий металл, а другой конец через шлюз выводится наружу. Канал герметизируется теплоизоляционной прокладкой и эпоксидной смолой. На наружный конец на-

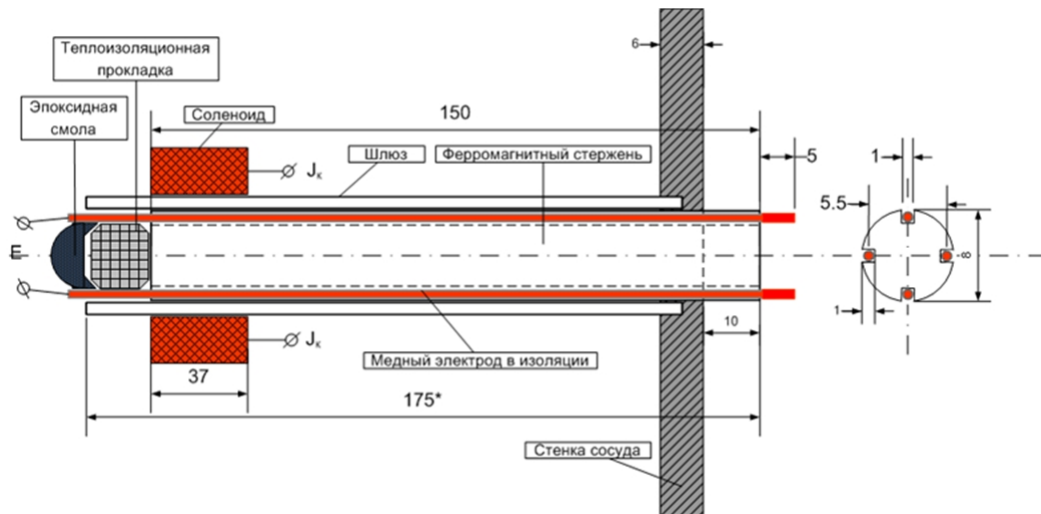


Рис. 2.16. Схема модифицированного кондукционного датчика скорости.

девается соленоид, создающий магнитное поле, распространяющееся вдоль стержня к натрию. Следует отметить, что используемое магнитное поле имеет достаточную величину для измерений скорости, но недостаточную для влияния на поток жидкого металла, вследствие малости чисел Гартмана. Вдоль стержня в сделанных фрезерованием канавках располагаются электроды в особой изоляции, которая представляет собой обмотку из стеклоткани. Датчик выдерживает 500°C . Стеклоткань обеспечивает электроизоляцию между медным проводом, цилиндром из черной стали и шлюзом. При этом она выдерживает температуру до 600 градусов. Концы электродов выступают над цилиндром на 5 мм вглубь жидкого натрия. Другие концы проводов через усилитель подключаются к измерительной плате сбора данных. Схема такого датчика скорости показана на рисунке 2.16, фотографии изготовленных датчиков на рисунке 2.17.

В ходе экспериментов на готовой установке в рабочем диапазоне температур выяснилось, что показания датчиков скорости сильно зависят от колебаний температуры натрия. Градиенты температур в областях контак-



Рис. 2.17. Фотографии модифицированных кондукционных датчиков скорости.

тов датчиков вызывали появление термо-ЭДС, величина которого оказалась выше измеряемого полезного сигнала. Термокомпенсацию с помощью дополнительных термопар произвести не удалось. Таким образом, был сделан вывод о невозможности использования кондукционных датчиков данной конструкции в сильно неизотермических потоках. Поэтому было принято решение не устанавливать такие датчики скорости в длинный канал.

Также в коротком канале был предусмотрен шлюз для установки ультразвукового доплеровского анемометра. Шлюз расположен на расстоянии 120 мм от холодного теплообменника на стороне линейки кондукционных датчиков скорости, угол по азимуту между линейкой датчиков и шлюзом равен 45 градусам. Толщина стенки шлюза, расположенной между торцом датчика и натрием, равна 2.21 мм. Выбор толщины стенки шлюза обусловлен величиной скорости звука в нержавеющей стали. Использовался специальный вид датчика TR30405, способный выдерживать температуру до 150°C. Диаметр датчика 8 мм, частота ультразвука 4 МГц (SignalProcessing, Швейцария). Датчик подключался к базовому бло-

ку DOP2000 (SignalProcessing, Швейцария), в котором осуществлялась настройка прибора, управление сбором информации и сам сбор информации с одновременным контролем результата.

Методика измерения скоростей ультразвуковым доплеровским анемометром предусматривает наличие в жидкой среде примесей – трэйсеров, от которых отражается ультразвуковое излучение. В натрии, используемом в эксперименте, могло находиться некоторое количество таких примесей, что позволило бы применить доплеровский датчик для измерения скоростей. Однако после проведения пробных замеров оказалось, что полученные датчиком сигналы не позволяют определить скорости потоков натрия, что говорит о низкой концентрации данных примесей и (или) их низкой отражающей способности. По этой причине измерения датчиком ультразвуковым доплеровским анемометром в длинном цилиндре также не проводились.

Не смотря на возникшие сложности с измерениями скорости в жидком натрии с помощью кондукционных датчиков и ультразвуковых доплеровских анемометров, получить средние значения скорости крупномасштабных потоков удалось с применением кросскорреляционного анализа. Данный метод нахождения скорости потока жидкой среды может быть применен в случае установления в ней развитого турбулентного режима конвекции. Об установлении турбулентного режима в натрии свидетельствует наличие инерционного интервала в спектре пульсаций температуры. На рисунке 2.18 показан пример такого спектра с инерционным интервалом $\Delta f = 0.1 \div 0.4$ Гц.

В случае турбулентной конвекции в жидкой среде существуют перегретые области, которые перемещаются вместе с потоком. Проходя по-

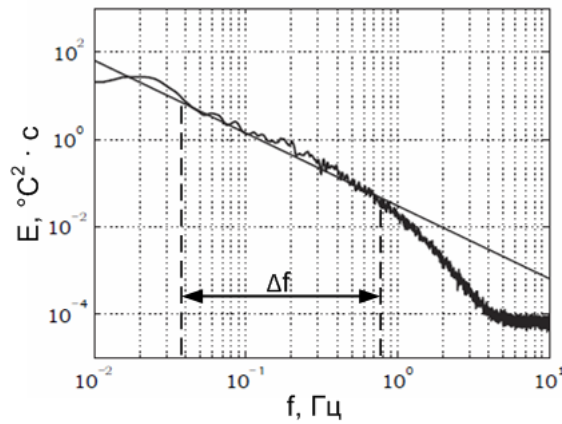


Рис. 2.18. Пример спектра пульсаций температуры: прямая черного цвета – наклон “ $-5/3$ ”; Δf – инерционный интервал.

следовательно через два датчика температуры, такие области вызывают всплески температуры на этих датчиках с некоторой задержкой по времени. Зная величину этой задержки и расстояние между датчиками можно определить скорость потока в пространстве между датчиками. Для определения величины временной задержки между всплесками на соседних датчиках используется кросскорреляционный анализ. Суть такого анализа состоит в нахождении максимума кросскорреляционной функции, построенной для сигналов соседних термопар по формуле (1.20).

Применительно к короткому цилиндру кросскорреляционная функция строится для каждой пары датчиков из линейки термопар, что позволяет получить распределение скорости вдоль цилиндра (рис. 2.19).

Точность метода определяется шириной и высотой пика функции кросскорреляции температурных сигналов. Для достижения наибольшей точности, сигналы необходимо предварительно фильтровать. Имеется ввиду полосовая фильтрация при которой отсекаются все ненужные частоты в спектре сигнала ниже и выше некоторого диапазона, ширина и границы

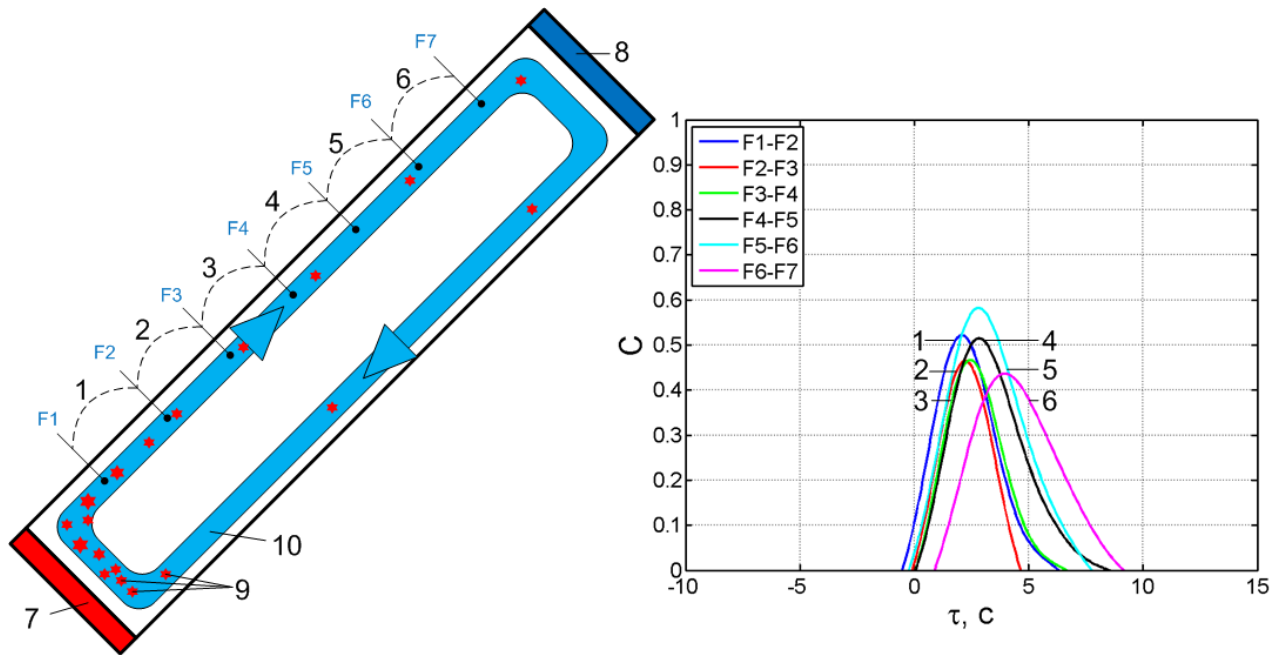


Рис. 2.19. Иллюстрация проведения кросскорреляционного анализа для наклонного короткого цилиндра: 1 ÷ 6 – слева: соседние пары термодатчиков, для которых строится функция кросскорреляции; справа – пример полученных для этих пар функций кросскорреляции; 7 – горячий теплообменник; 8 – холодный теплообменник; 9 – перегретые области; 10 – крупномасштабный поток натрия.

которого определяются из оптимального соотношения высоты и ширины пика. Характерные граничные значения полезной полосы частот составляют $f_{low} = 0.02$ Гц и $f_{high} = 0.3$ Гц.

Описанный кросскорреляционный анализ позволяет вычислить только среднюю во времени и пространстве скорость. При этом осреднение по времени проводится за все время эксперимента, при котором в цилиндре существует крупномасштабная циркуляция, а осреднение по пространству происходит в области между соответствующими термопарами. Кроме того по графику кросскорреляционной функции можно судить о направлении движения потока жидкой среды – если максимум функции соответствует положительному времени, то поток движется от первой термопары ко второй, если отрицательному времени, то поток наоборот движется от второй термопары к первой.

2.4. Выводы по главе

- Спроектирована и изготовлена экспериментальная установка, удовлетворяющая правилам безопасности работы с жидким натрием.
- Выполнены монтаж и настройка измерительных систем, обеспечивающих достоверность и высокую точность экспериментальных данных.
- Разработаны и протарированы кондукционные датчики скорости, адаптированные для работы в жидком натрии в условиях высоких температур. Однако, выполненные тестовые измерения показали, что в условиях сильно неизотермических течений данные датчики не в со-

стоянии обеспечить необходимую точность измерений пульсаций скорости и её средних значений из-за возникающей термо-ЭДС, сравнимой по величине с полезным сигналом.

- Показана эффективность и достоверность методики оценки средних по времени и объёму скоростей крупномасштабной циркуляции натрия с использованием кросскорреляционного анализа температурных пульсаций.

3. Короткий цилиндр

3.1. Измеряемые величины и безразмерные параметры

Основными экспериментальными данными для вычисления интегральных параметров были:

- Разность температур между горячим и холодным теплообменниками ΔT – определялась по граничным термопарам Н2-С2;
- Вкачиваемая в натрий мощность – в случае короткого цилиндра определялась как разность мощности электрического нагревателя и мощности определенной в отдельных экспериментах, в которых замерялась электрическая мощность, требуемая для поддержания постоянной заданной температуры уставки при выключенном холодном теплообменнике. В случае длинного цилиндра определялась как разность мощности электрического нагревателя и мощности определенной в отдельных экспериментах, в которых замерялась электрическая мощность, требуемая для поддержания постоянной температуры в натрии при условии равенства температур термопар Н2 и С2. При этом осуществлялся прогрев ХТО с помощью нагревательных крышек (см. рис. [2.12](#));
- Временные осцилляции температуры, полученные для каждой термопары. Служили для определения пульсационных характеристик

таких, как значения среднеквадратичного отклонения, спектральной плотности пульсаций температуры, а также для подсчета средней во времени и пространстве скорость крупномасштабного вихря в цилиндре U посредством кросскорреляционного анализа.

Средний по цилиндру продольный градиент температуры натрия определялся как:

$$\nabla T = \frac{\Delta T}{L}, \quad (3.1)$$

где ΔT – разность температур между горячим и холодным теплообменниками, L – расстояние между граничными термопарами Н2-С2. Характерная разность температур в цилиндре ΔT принимается равной разности показаний термопар Н2 и С2. Данные термопары расположены на расстоянии соответственно 4 и 7 мм от стенки и не измеряют температуру на торцах полости. В действительности разность температур торцов в центре несколько больше, чем разность температур по термопарам Н2 и С2, но при этом температура на периферии “горячего” торца в местах установки термопар Н1 и Н4 меньше, чем в центре (см. далее обсуждение 3.3). В условиях ограниченности доступных материалов и требований безопасности при работе с натрием, температура на всей поверхности медных торцов цилиндра в настоящих экспериментах не могла поддерживаться при постоянной температуре, так как теплоемкость и теплопроводность натрия и меди сравнимы по величине. Распределение температуры на торцах подвержено влиянию тепловых плюмов, уносящих часть тепла при отделении [35]. В случае экспериментов в рамках конфигурации Релея-Бенара этот эффект

может быть частично скорректирован [74], но как только ориентация цилиндра становится горизонтальной или, к примеру, наклонной на 45° , возникающая вдоль всего цилиндра крупномасштабная циркуляция создает градиент температуры вдоль поверхности медных пластин – торцов цилиндра. Невозможность придания пластинам однородного распределения температур в рамках настоящих экспериментов, а также сложности с его определением являются основными причинами, по которым ΔT принимается равной разности именно показаний термопар Н2 и С2.

Молекулярный поток тепла через натрий:

$$Q_\lambda = \lambda \nabla T. \quad (3.2)$$

Средний поток тепла через натрий:

$$Q_{Na} = \frac{P - P_{lost}}{S}, \quad (3.3)$$

где P – полная электрическая мощность нагревателя, P_{lost} – мощность, рассеивающаяся через теплоизоляцию (утечки тепла) и определяемая в отдельных экспериментах, S – площадь поперечного сечения цилиндра. Таким образом, число Нуссельта, являющееся мерой интенсивности теплопереноса при свободной конвекции, в экспериментах определялось как:

$$\text{Nu} = \frac{Q_{Na}}{Q_\lambda}, \quad (3.4)$$

Число Релея, вычисленное по радиусу цилиндра R :

$$\text{Ra} = \frac{g\beta\Delta TR^3}{\nu\chi}, \quad (3.5)$$

либо по его внутреннему диаметру D :

$$\text{Ra} = \frac{g\beta\Delta TD^3}{\nu\chi}. \quad (3.6)$$

В тексте работы используются два различных определения числа Релея (3.5) и (3.6). При рассмотрении конвекции в протяженных слоях или каналах характеристикой «теплового напора» становится градиент температуры, а не перепад температуры между стенками (торцами цилиндра). В пределе бесконечных слоев (щелей, каналов), часто рассматриваемых в академических задачах, перепад температуры становится просто не определяемой величиной. Ключевым размером с точки зрения формирования структуры конвективного потока остается радиус цилиндра и поэтому число Релея, определенное по формуле (3.5), является естественным параметром для задачи о конвекции в протяженном цилиндре. В то же время, в широко исследуемых задачах по конвекции в плоских вертикальных цилиндрах (высота меньше диаметра) число Релея определяется через перепад температуры и высоту, а в полостях с близкими размерами по всем направлениям используются самые разные определения. В частности, в имеющейся литературе по теплообмену в жидких металлах чаще использовано определение (3.6). Стоит однако подчеркнуть, что при рассмотрении длинных каналов важным становится продольный градиент (например, при сравнении конвекции в каналах, длина которых равна 20 и 40 калибрам, важно знать перепад температуры на единицу длины канала, а не разность температуры между его торцами).

3.2. Результаты экспериментов

Измерения проводились в стационарном режиме, длительностью от 40 до 60 минут, при котором осуществлялся подогрев натрия электрическим нагревателем с одной стороны и охлаждение жидкостным теплообменником с другой. Управление электрической мощностью нагревателя происходит автоматически по заданной температуре уставки. Термопара, по которой осуществляется управление, расположена в меди вблизи одного из трех кольцевых электронагревателей. Эксперимент проходил следующим образом: устанавливалась нужная температура уставки на горячем теплообменнике (от 175 до 325°C), затем в теплообменник натрий–масло с постоянным расходом подавалось “холодное” масло. Вспомогательная система с теплообменником масло–воздух обеспечивала охлаждение масла. Установление стационара происходило обычно в течение одного-двух часов. После того как в канале устанавливались стационарные значения температур, начиналась запись экспериментальных данных.

Всего было изучено 4 ориентации для короткого цилиндра: 0, 2, 45 и 90 градусов относительно направления силы тяжести. Были основания предполагать, что именно вертикальное, наклоненное под 45 градусов и горизонтальное положения будут наиболее показательными для определения закономерностей эффективности теплообмена при различных ориентациях полости. Положение цилиндра 2 градуса от вертикали было изучено с целью определения возможных погрешностей при установке труб в различных технологических устройствах. Основные характеристики всех исследованных режимов представлены в таблице 3.2. Помимо уже определенных

N	α °	ΔT °C	$\langle T \rangle$ °C	T_{CKO} °C	Pr ·10 ³	Ra _D ·10 ⁻⁶	Ra _L ·10 ⁻⁸	Nu	Gr _D ·10 ⁻⁸	$\langle V \rangle$ см/с	Re ·10 ⁻⁴
1	0	16.6	131	1.65	9.4	5.0	6.5	24.9	5.3	-	-
2	0	19.3	147	2.01	9.0	6.1	7.9	26.4	6.8	-	-
3	0	21.4	164	2.11	8.5	7.2	9.3	28.6	8.4	-	-
4	0	23.4	181	2.41	8.0	8.3	10.7	30.3	10.4	-	-
5	0	25.7	197	2.60	7.6	9.7	12.5	32.2	12.8	-	-
6	2	16.6	131	1.68	9.4	5.0	6.5	24.9	5.4	-	-
7	2	19.3	148	1.94	9.0	6.1	7.9	26.4	6.8	-	-
8	2	22.3	164	2.07	8.5	7.5	9.7	27.5	8.8	-	-
9	2	23.4	181	2.34	8.0	8.3	10.7	30.3	10.4	-	-
10	2	26.0	199	2.54	7.5	9.9	12.8	31.9	13.2	-	-
11	45	8.7	134	0.45	9.3	2.7	3.5	49.1	2.9	4.1	1.1
12	45	9.7	150	0.52	8.9	3.1	4.0	55.1	3.5	4.8	1.4
13	45	10.1	169	0.63	8.4	3.5	4.5	59.3	4.2	4.9	1.5
14	45	11.2	184	0.81	8.0	4.0	5.2	66.3	5.0	5.3	1.7
15	45	12.8	199	0.87	7.5	4.9	6.3	68.0	6.5	5.6	1.9
16	90	12.6	133	0.10	9.4	3.8	4.9	33.9	4.1	2.5	0.68
17	90	13.7	152	0.11	8.8	4.4	5.7	36.1	5.0	2.6	0.75
18	90	15.2	168	0.10	8.4	5.2	6.7	39.7	6.2	2.7	0.81
19	90	17.1	184	0.11	8.0	6.2	8.0	42.8	7.7	2.9	0.92
20	90	18.8	200	0.13	7.5	7.2	9.3	45.1	9.5	3.0	1.0
21	90	20.0	221	0.16	6.9	8.3	10.7	46.7	12.0	3.0	1.1
22	90	21.4	238	0.20	6.4	9.6	12.4	51.4	15.0	3.1	1.2

Таблица 3.1. Основные характеристики всех исследованных режимов

величин, в таблице показаны: угол наклона цилиндра от вертикали α ; средняя температура натрия в цилиндре $\langle T \rangle$, вычисленная как среднеарифметическое из показаний термопар F1, F4, F7, B1, B2 и B3; среднеквадратичное значение пульсаций температуры T_{CKO} в центральном сечении (измерялось по показаниям термопар F4 и B2); средняя по времени и объему, заключенному между термопар F3 и F5, скорость крупномасштабной циркуляции $\langle V \rangle$; число Прандтля Pr (вычисленное для средней температуры натрия); число Грасгофа $Gr_D = Ra_D/Pr = g\beta\Delta TD^3/\nu^2$ и число Рейнольдса, определенное через измеренную среднюю скорость $\langle V \rangle$.

Для анализа полученных данных удобно выбрать режимы, сопостав-

ленные разным ориентациям цилиндра, и такие, для которых число Релея было бы примерно одинаковым. Для режимов под номерами 1, 15 и 18, соответствующих вертикальному, наклоненному на 45 градусов и горизонтальному положениям, число Релея приблизительно одинаково и равно $5 \cdot 10^6$. Число Прандтля равно в среднем 0.0084, для трёх выбранных экспериментов его значения отличаются не более чем на 25%. Следовательно, можно считать, что из четырех определяющих параметров (числа Релея и Прандтля, угол наклона полости и аспектное отношение) существенно изменяется только угол наклона цилиндра. Таким образом, меняя положение полости относительно вертикали, можно проследить изменения характеристик конвективного течения. Следует отметить, что при такой выборке отличие средней температуры натрия в цилиндре достигает 70°C , поэтому одинаковые значения числа Рэлея получаются при различных характерных разностях температур. С этим же связано отличие чисел Прандтля.

Для удобства анализа рассматриваются не абсолютные, а относительные температуры $\vartheta = T - \langle T \rangle$, где T – осредненное по времени значение температуры в точке измерения; $\langle T \rangle$ – средняя температура натрия в цилиндре. Среднеквадратические пульсации температуры вычислены относительно осредненной по времени температуры в точке измерения.

На рис. 3.1 содержится схематичное изображение цилиндра при различных углах наклона с нанесенными на него значениями относительной температуры и средней скорости для числа Релея, равного $5 \cdot 10^6$.

При вертикальном положении полости показания термопар F4 и B2 одинаковы и примерно равны средней температуре натрия, что объясняется интенсивным тепломассопереносом поперек цилиндра. При горизонталь-

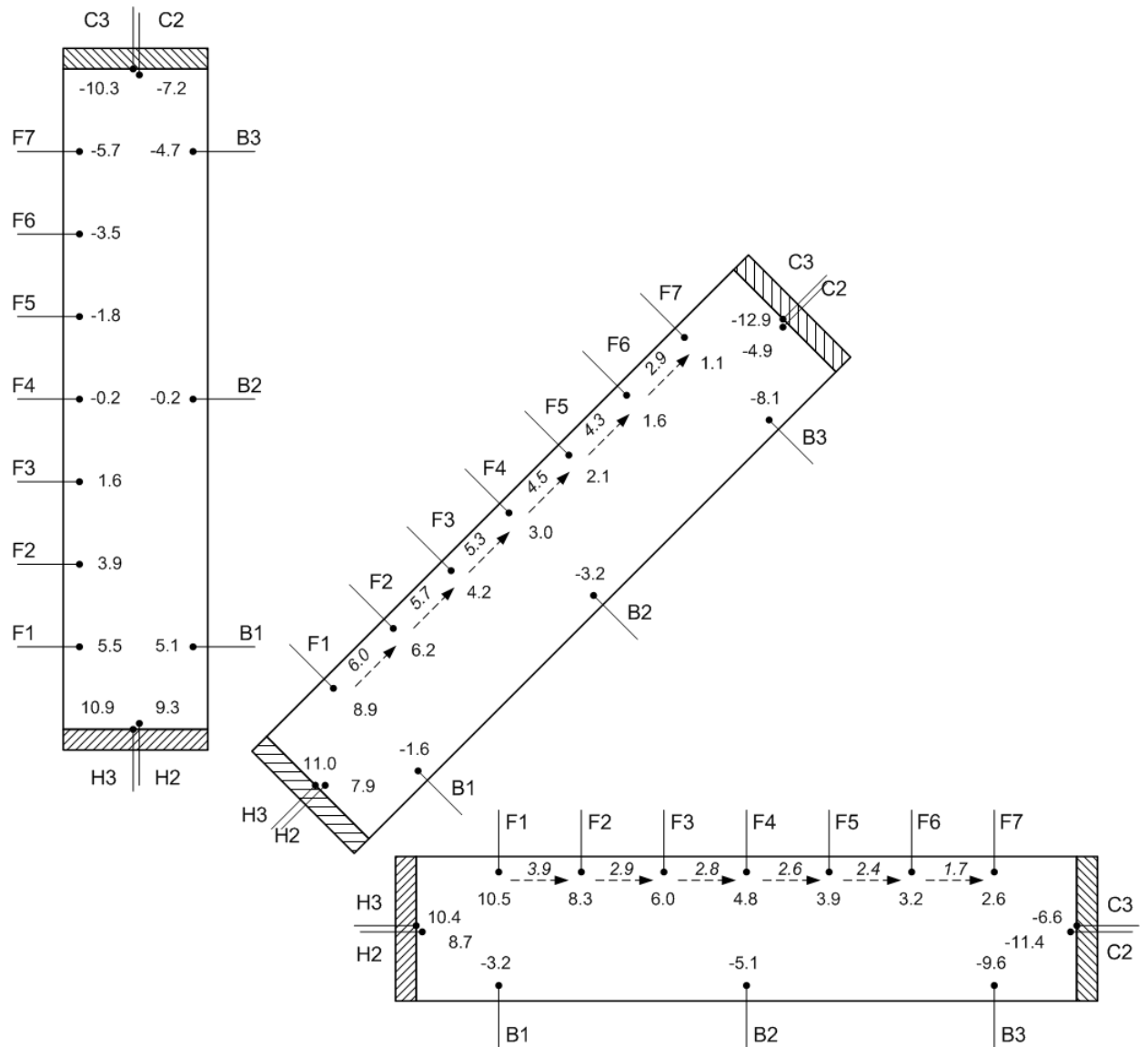


Рис. 3.1. Средняя относительная температура и средняя скорость натрия. Стрелками указано направление средней скорости; значения скорости, см/с, приведены над стрелками. $Ra_D = 5 \cdot 10^6$.

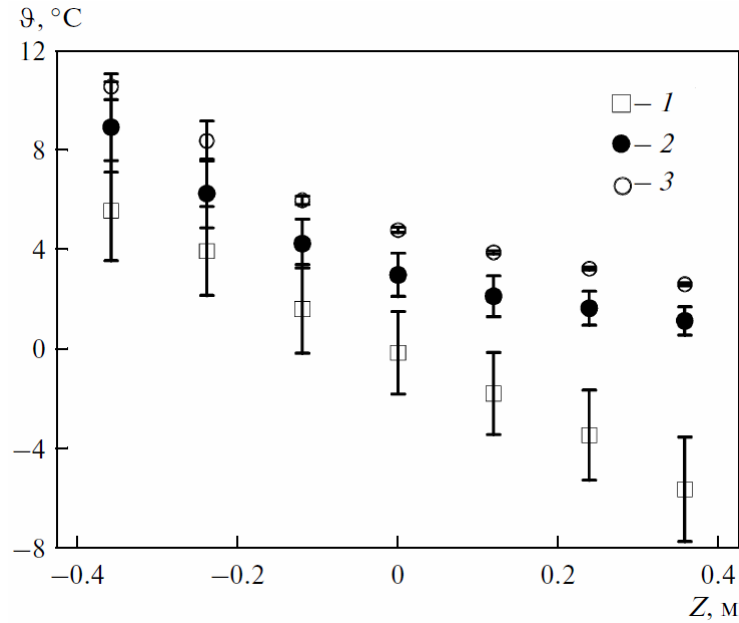


Рис. 3.2. Распределение относительной температуры натрия вдоль линейки термопар F1–F7 и её среднеквадратичные пульсации при вертикальном (1), наклонном (2) и горизонтальном (3) положении цилиндра. $Ra_D = 5 \cdot 10^6$.

ном положении поперечный теплоперенос происходит главным образом за счет теплопроводности, что приводит к стратификации температуры натрия (в верхней части полости течет “горячий” натрий, а в нижней – “холодный”) и, как следствие, к заметному отличию показаний термопар F4 и B2.

На рис. 3.2 показано распределение температуры натрия вдоль линейки термопар F1–F7 с указанием среднеквадратичных пульсаций. В случае горизонтального и наклонного положений цилиндра продольный градиент температуры непостоянен, он увеличивается по мере приближения рассматриваемого сечения к нагревателю. При вертикальном положении градиент температуры вдоль цилиндра практически неизменен, что согласуется с данными работы [120].

На рис. 3.3 приведены относительные температуры, измеренные в медных пластинах горячего и холодного теплообменников. Очевидно, что в медных пластинах поле температуры неравномерно, причем неравномерность в нагревательной пластине больше, чем по охлаждающей. Численное моделирование тепловых свойств нагревателя показало, что тепловой поток в медных пластинах также распределен неравномерно [121]. Низкая теплопроводность материала электронагревателей приводит к уменьшению температуры (показания термопар Н1 и Н4 ниже, чем Н5) и теплового потока от центра к периферии. Кроме того, теплопроводность меди всего в 5 раз больше, чем у натрия, а их температуропроводность примерно одинакова. А для выполнения в экспериментах изотермических условий на торцах цилиндра, теплопроводность и температуропроводность материала торцов должны быть на несколько порядков больше, чем у натрия [119]. Поскольку таких материалов не существует в природе, то одним из возможных решений проблемы является применение торцевых теплообменников с тонкой стенкой при достаточно больших расходах “горячего” и “холодного” жидкого металла вне рабочей полости или теплообменников, использующих фазовый переход (например, тепловая труба) [35].

Как обсуждалось в параграфе 2.3.3 первой главы, для оценки средней по времени и некоторому объему скорости натрия использовался кросс-корреляционный анализ, при применении которого было получено распределение скорости вдоль линейки термопар F1–F7. На рис. 3.4 показаны результаты обработки сигналов от термопар F3 и F4 – типичные функции кросс-корреляции для трех положений цилиндра (на внутреннем графике). Для горизонтального и наклонного на 45° положений полости кросс-кор-

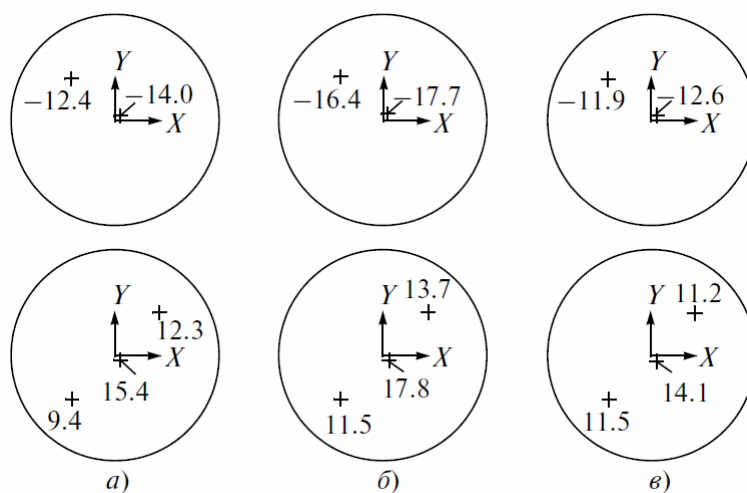


Рис. 3.3. Относительная температура в медных пластинах нагревателя (нижний ряд) и теплообменника (верхний ряд) при горизонтальном (а), наклонном (б) и вертикальном (в) положении цилиндра. $Ra_D = 5 \cdot 10^6$.

реляционные функции имеют четко выраженные максимумы, по которым можно определить время задержки между возмущениями температуры на двух соседних термопарах. В этих случаях можно говорить о существовании крупномасштабного течения натрия во всей полости. В вертикально установленном цилиндре вихрь, захватывающий всю полость, не устанавливается, о чем говорит вид кросскорреляционной функции. Так как кросскорреляционный анализ проводился для всего времени эксперимента (60 минут), то в каждом промежутке между соседними термопарами натрия двигался в прямом и обратном направлении (вверх и вниз) примерно одинаковое количество времени. Более подробный анализ, проведенный для коротких промежутков времени (около 2 минут) показал, что в полости существуют короткоживущие вихри с характерными размерами порядка расстояния между термопарами и имеющие различную скорость вращения. Оценка скоростей таких вихрей не представляется возможной из-за низ-

кой степени выраженности максимумов кросскорреляционных функций. Поэтому, в случае вертикально расположенного цилиндра средние скорости натрия оценить не удалось. На основном графике рисунка 3.4 показана расширенная функция кросскорреляции для случая наклонного цилиндра, иллюстрирующая тот факт, что сильные колебания температуры сохраняются в течение нескольких оборотов КМЦ, о чем говорят небольшие, но различимые пики для первого и второго оборота. Время между этими пиками дает оценку средней скорости КМЦ, которая согласуется со скоростями, полученными из анализа основного максимального пика функции (здесь и далее τ – время). Для рассматриваемого режима время полного оборота крупномасштабной циркуляции составляет примерно 1 минуту, соответственно время жизни температурных возмущений (регистрирующихся после двух оборотов) превышает 2 минуты, что хорошо согласуется с теоретической оценкой времени рассасывания температурных возмущений в натрия. Действительно, оценивая характерное время рассасывания температурных возмущений по формуле $\tau = l^2/\chi$, где для натрия $\chi = 6.69 \cdot 10^{-5}$ при 150°C , а в качестве характерного размера l принимается либо диаметр цилиндра, либо его радиус, получаем 7 и 1.8 минут соответственно.

Распределение скорости натрия вдоль линейки термопар показано на рисунке 3.5. Значения средних скоростей и их направлений приведены также на рисунке 3.1 вместе с распределениями температуры. Наиболее интенсивное крупномасштабное течение наблюдается при наклонном положении полости, в этом случае максимальная скорость натрия составляет 60 мм/с.

На рис. 3.6 показаны измеренные термопарами F1 и F2 осцилляции относительной температуры для трех положениях цилиндра, свидетель-

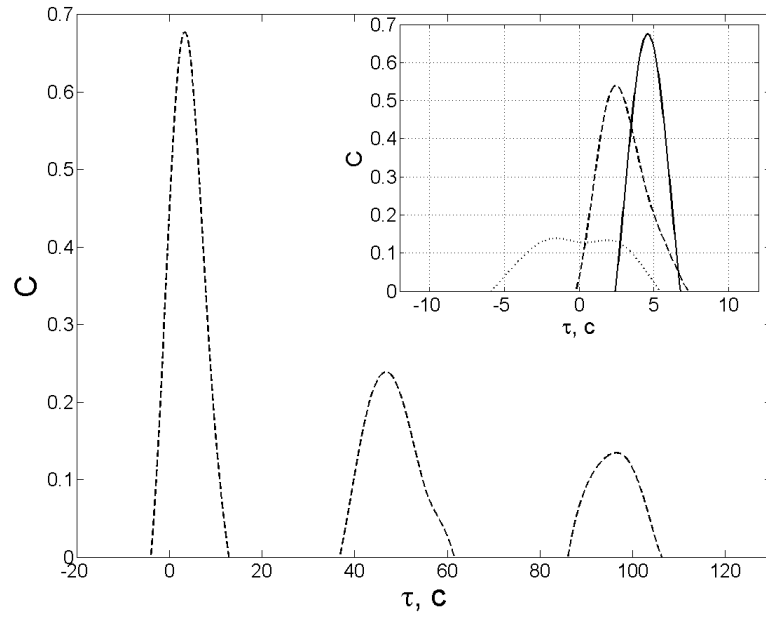


Рис. 3.4. Кросскорреляционные функции C для термодпар F3 и F4 при вертикальном (пунктирная), наклонном (штриховая) и горизонтальном (сплошная) положениях цилиндра. $Ra_D = 5 \cdot 10^6$.

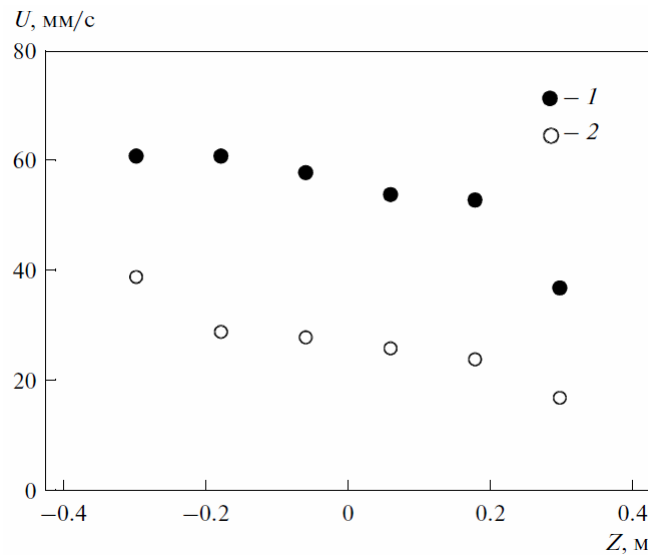


Рис. 3.5. Распределение средней скорости натрия U вдоль линейки термодпар F1-F7 при (1) наклонном и (2) горизонтальном положениях цилиндра. $Ra_D = 5 \cdot 10^6$.

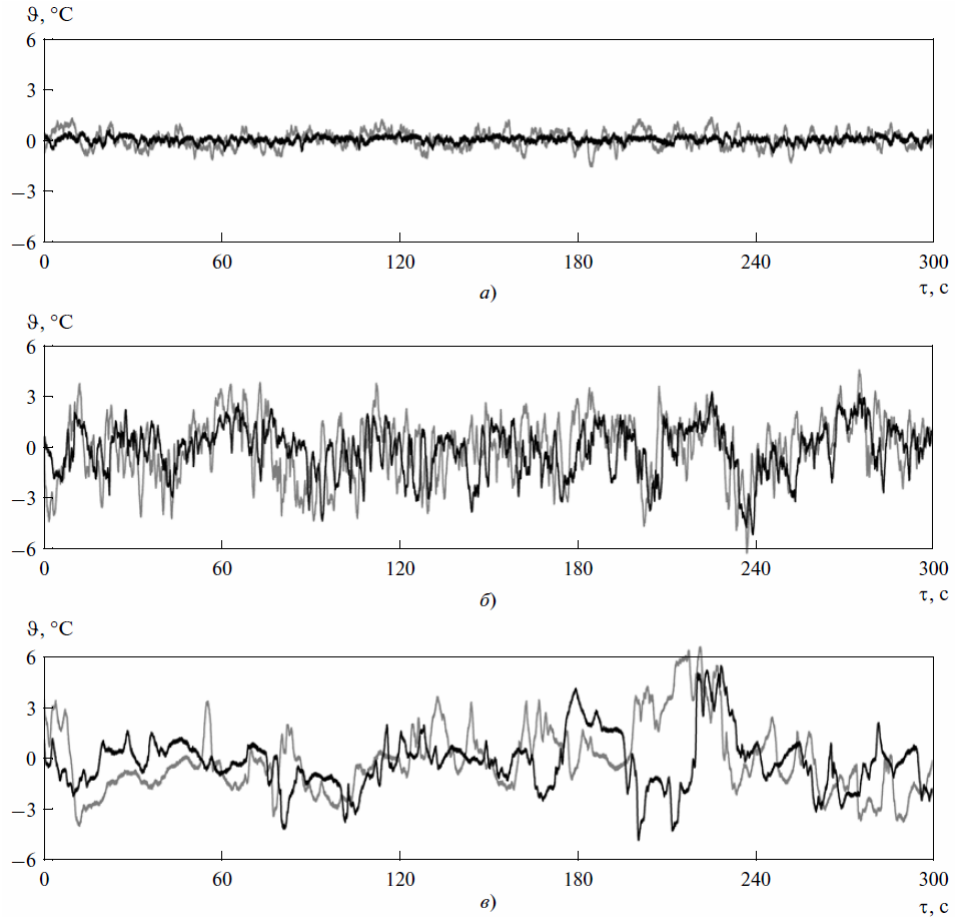


Рис. 3.6. Относительные температуры при горизонтальном (а), наклонном (б) и вертикальном (в) положениях цилиндра. Сигналы от термопар: F1 – серая линия; F2 – черная линия. $Ra_D = 5 \cdot 10^6$.

ствующие о существенном изменении как амплитуды, так и структуры пульсаций температуры при разных углах наклона. Можно заметить, что при вертикальном положении цилиндра на некоторых интервалах времени температура, измеренная термопарой F2 выше, чем измеренная термопарой F1, хотя последняя находится ближе к нагревателю. Это объясняется периодическим всплытием порций “горячего” натрия (термиков) из неустойчивого теплового погранслоя нагревателя [35].

Дополнительные данные о характере пульсаций температуры и тур-

булентности можно получить, вычислив спектральную плотность энергии этих пульсаций. На рис. 3.7 для каждого положения цилиндра приведены спектры пульсаций температуры, измеренной термопарами F1, F4 и F7. Из анализа спектров следует, что наиболее развитая турбулентность наблюдается в случае вертикально расположенного цилиндра, при котором интервал со степенным законом, близким к $-5/3$ распространяется на полторы декады. Для жидких металлов диссипативный (вязкий) масштаб существенно меньше теплового, а значит, можно ожидать распространение пульсации скорости в область более высоких частот. Важно подчеркнуть, что при регистрируемых скоростях движения жидкие частицы проходят расстояния порядка диаметра цилиндра за несколько секунд. Это означает, что частоты ниже нескольких десятых герца к мелкомасштабной турбулентности отношения не имеют, и интерпретация спектров в рамках теории однородной и изотропной турбулентности не допустима. Поэтому наклон $-5/3$ показан на рисунке 3.7 скорее для справки. Следует отметить, что при вертикальном положении полости спектры пульсаций температуры для всех термопар подобны и, следовательно, в местах их установки структура турбулентного течения примерно одинакова.

В наклоненной на 45° полости, как отмечалось выше, наблюдается выраженное крупномасштабное течение натрия во всем её объеме. В этом положении полости уровень турбулентных пульсаций ниже, чем в вертикальном, хотя спектры температуры также указывают на интенсивные пульсации в широком диапазоне частот. Основное отличие содержится в низкочастотной части спектра – при наклонном положении спектральная плотность отклоняется вниз от прямой линии, соответствующей степенно-

му закону “ $-5/3$ ”. Именно эта часть спектра отвечает за снижение среднеквадратичных пульсаций температуры в наклонном цилиндре по сравнению с вертикальным.

Спектры пульсаций температуры при горизонтальном положении полости указывают на качественно иной вид течения. Насыщенный спектр наблюдается лишь в сигнале от термопары F1, что можно объяснить ускорением течения вблизи стенки нагревателя. В спектрах пульсаций по термопарам F4 и F7 имеется характерное плато в области низких частот, что согласуется с низкими среднеквадратичными пульсациями температуры, показанными на рисунке 3.1.

Полученная информация о структуре течения при различных положениях цилиндра, но близких значениях числа Релея позволяет объяснить зависимость числа Нуссельта от угла наклона. В рассмотренных экспериментах максимальное число Нуссельта, равное 68, зафиксировано при наклонном положении полости, когда на фоне мелкомасштабной турбулентности во всем объеме развивается наиболее интенсивное крупномасштабное течение. В случае горизонтально расположенного цилиндра, крупномасштабная циркуляция менее интенсивна, и мелкомасштабное течение находится в состоянии перехода к турбулентности, число Нуссельта равно 40. Минимальное число Нуссельта, равное 25, получено при вертикальном положении полости, когда имеет место развитая турбулентность во всем её объеме. Аналогичные результаты получены для геометрии однофазных термосифонов (труб Перкинса), наполненных водой, в которых подвод и отвод тепла осуществляются на разных частях цилиндрической поверхности трубы. В термосифоне, выполненном в виде прямой трубы, увеличение

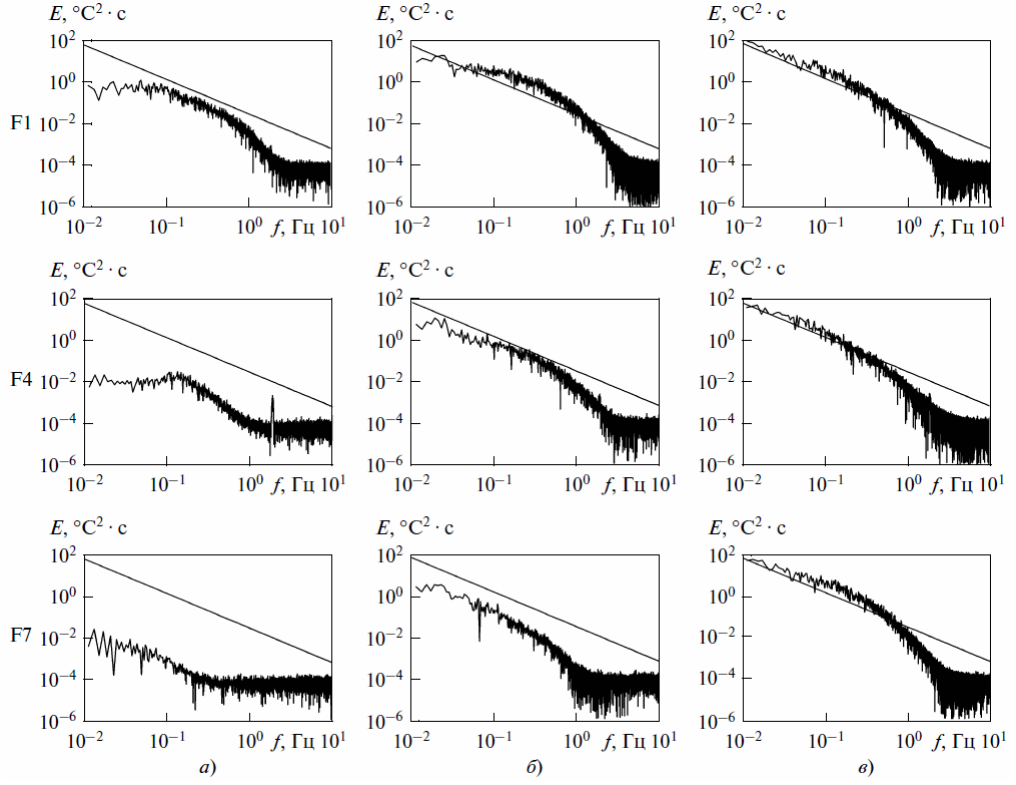


Рис. 3.7. Спектральные плотности энергии пульсаций температуры E для термопар F1, F4 и F7 при горизонтальном (а), наклонном (б) и вертикальном (в) положениях цилиндра (f – частота). Прямая линия соответствует закону “ $-5/3$ ”. $Ra_D = 5 \cdot 10^6$.

угла наклона от 0° до 45° приводит к росту числа Нуссельта [25], что качественно согласуется с результатами настоящей работы. Визуальные наблюдения течения в таких термосифонах подтверждают наличие КМЦ воды по всему объему наклонной трубы. Оказывается, что для термосифонов более сложной формы в зависимости числа Нуссельта от угла наклона также имеется характерный максимум [122].

Зависимость числа Нуссельта от числа Релея показана на рисунке 3.8 в логарифмическом масштабе с указанием получающихся степеней. В исследуемом диапазоне чисел Релея теплоперенос наиболее эффективен в наклоненном на 45° цилиндре, наименее – в вертикальном. А промежуточные значения числа Нуссельта получаются для горизонтально расположенного цилиндра. Совместно с вышесказанным, это говорит о том, что эффективность теплопереноса вдоль цилиндра в большей степени обусловлена наличием и интенсивностью крупномасштабной циркуляции, нежели мелкомасштабной турбулентностью. Действительно, в горизонтальном цилиндре мелкомасштабные пульсации температуры слабы – турбулентность не развита, а достаточно интенсивный теплоперенос обеспечивается устойчивым крупномасштабным вихрем. Отметим, что зависимости $Nu(Ra)$ для горизонтально и вертикально расположенного цилиндра схожи (точнее, для вертикального $Nu \sim Ra^{0.4}$, для горизонтального $Nu \sim Ra^{0.43}$), таким образом, значение экспоненты находится между законами (1.18) и (1.19) в классификации Гроссмана-Лозе (см. параграф 1.1).

Однако, средняя температура натрия в цилиндре была различной для разных режимов нагрева, что означает для них и различные числа Прандтля (см. таблицу 3.2). Поэтому, более правильным является рас-

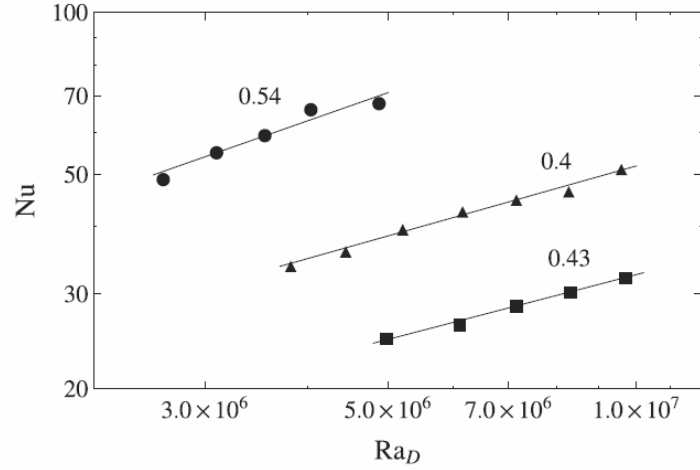


Рис. 3.8. Зависимость числа Нуссельта от числа Релея в логарифмическом масштабе для вертикального (квадраты), наклонного (круги) и горизонтального (треугольники) положений цилиндра.

смотрение зависимости числа Нуссельта от произведения чисел Релея и Прандтля, тем более, что в законах (1.18) и (1.19) показатели γ_{Nu} и α_{Nu} одинаковы. Данные зависимости представлены на рисунке 3.9. Степенные законы просматриваются для всех положений цилиндра, и во всех случаях наклон увеличивается: для вертикального $Nu \sim (RaPr)^{0.6}$, наклонного $Nu \sim (RaPr)^{0.84}$ и горизонтального $Nu \sim (RaPr)^{0.73}$ положений цилиндра. Сопоставление полученных данных с уже имеющимися представляется достаточно затруднительным, по причине их недостатка. Экспериментальные исследования конвекции Релея-Бенара в жидких металлах при параметрах полости $L \leq 2D$ не содержат упоминаний о степени в таких зависимостях превосходящей $2/7$ [30, 36, 119], исключая [28], где было обнаружено существенное увеличение числа Нуссельта при числе Релея около $2 \cdot 10^9$. Численные исследования конвекции Релея-Бенара [46] в широком диапазоне чисел Релея $2 \cdot 10^6 \leq Ra_L \leq 2 \cdot 10^{11}$ для $Pr = 0.7$ и $L = 2D$ дают

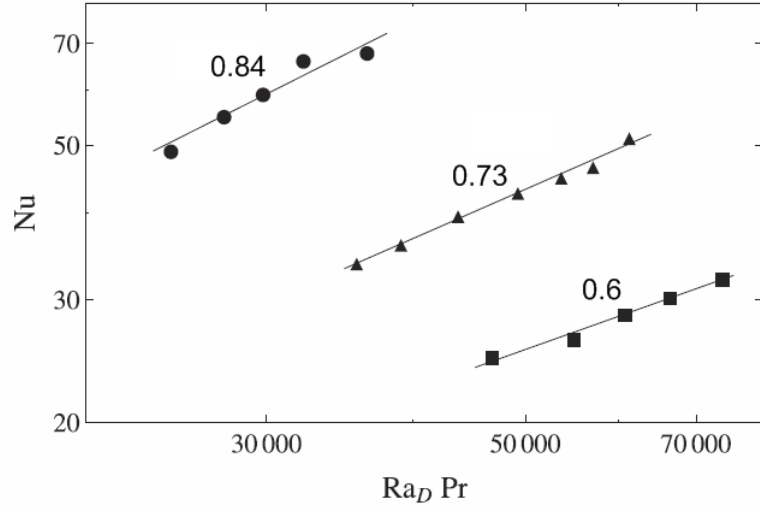


Рис. 3.9. Зависимость числа Нуссельта от произведения чисел Релея и Прандтля в логарифмическом масштабе для вертикального (квадраты), наклонного (круги) и горизонтального (треугольники) положений цилиндра).

$Nu \sim Ra_L^{0.3}$ с небольшим увеличением наклона при $Ra > 2 \cdot 10^9$. Необходимо отметить, что в экспериментах настоящей работы $Ra_L < 2 \cdot 10^9$. Конвекция в протяженных полостях характеризуется тем, что пограничные слои оказывают меньшее влияние на течение в ядре. В этой связи конвекции в протяженном цилиндре подобна конвекции в открытом канале, для которой зависимость $Nu \sim Ra^{1/2}$ наблюдалась в вертикальных и наклоненных каналах, заполненных водой [62]. Суммируя, необходимо заметить, что полученные в настоящей работе степени в зависимости числа Нуссельта от произведения чисел Релея и Прандтля превосходят известные для задачи Релея-Бенара в таком же диапазоне чисел Релея.

Зависимость числа Рейнольдса от числа Грасгофа в случае развитой конвекции имеет вид: $Re \sim \sqrt{Gr}$. Это следует из утверждения, что жидкая частица, перегретая до ΔT и всплывая в поле силы тяжести, ускоряется на расстоянии D до скорости $\sqrt{g\beta D\Delta T}$. Экспериментальная зависимость

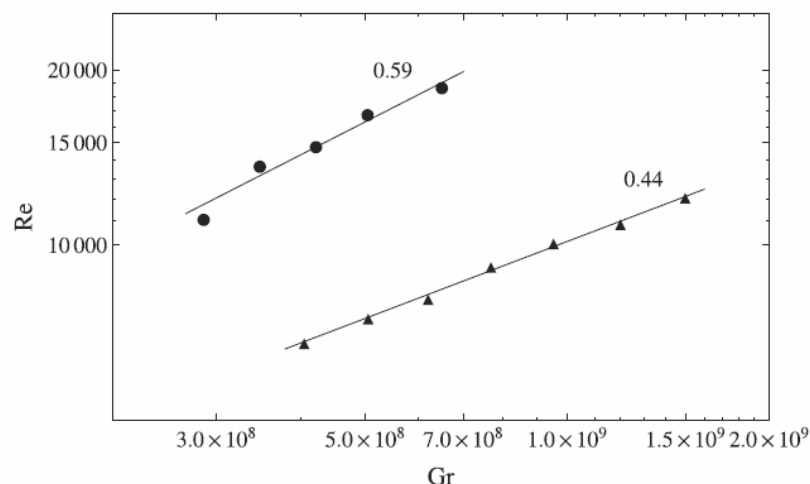


Рис. 3.10. Зависимость числа Рейнольдса от числа Грасгофа в логарифмическом масштабе для вертикального (квадраты), наклонного (круги) и горизонтального (треугольники) положений цилиндра.

$Re(Gr)$ для наклонного и горизонтального положений цилиндра показана на рисунке 3.10 в логарифмическом масштабе. Полученные степенные зависимости $Re \sim (Gr)^{0.44}$ для горизонтального и $Re \sim (Gr)^{0.59}$ для наклонного цилиндра свидетельствуют о том, что интенсивность крупномасштабной циркуляции растет медленнее, чем корневая для горизонтального положения, и немного быстрее в случае наклонного.

Экспериментальные результаты, полученные для цилиндра, наклонного на 2° практически неотличимы от результатов в случае строго вертикального цилиндра (см. таблицу 3.2). Тщательное сравнение временных характеристик температуры (спектров пульсаций температуры) также не выявило существенных различий между этими двумя положениями. Следовательно, отклонение цилиндра от вертикали на угол 2° не привело к возникновению крупномасштабной циркуляции во всем объеме цилиндра. Таким образом, был сделан вывод о возможности установки в тех-

нологических устройствах труб с большим аспектным отношением Γ^* не строго вертикально, но с небольшой погрешностью. Однако величина этой погрешности, очевидно, зависит также и от аспектного отношения конкретной трубы.

3.3. Верификация

Полученные экспериментальные данные послужили для верификации CFD-кодов, используемых в ОКБМ “Африкантов” [121]. В результате более подробного моделирования теплообменников было получено хорошее согласие усредненных параметров, таких как температура в точках расположения термопар и скорость крупномасштабной циркуляции. Эволюция течения в цилиндре со временем также была рассчитана верно, о чем свидетельствуют близкие значения среднеквадратичных отклонений температуры в точках измерения, а также совпавшие спектры энергии пульсаций температуры.

Хорошего согласия между численными и экспериментальными данными удалось достичь при моделировании турбулентной конвекции натрия в цилиндре и в лаборатории физической гидродинамики ИМСС [123]. Так как моделирование проводилось для больших чисел Релея и, соответственно, для режимов с развитой турбулентностью, прямой счет требовал большого количества ресурсов. Поэтому, прямой счет проводился не для всей области моделирования, а только вблизи её границ, где плотность расчетной сетки устанавливалась максимальной. В остальной области плотность сетки была небольшой, а для разрешения мелкомасштабной турбулентности использовалась LES модель турбулентности Смагоринского.

Наиболее сложная проблема состояла в том, чтобы согласовать граничные условия для численного счета с реализуемыми в эксперименте. Так как в эксперименте распределение температуры на торцах цилиндра было неоднородным, а наложенная разность температуры определялась по двум термопарам, отстоящим от торцов на некоторое расстояние, было бы не правильным задать в расчете граничные условия первого рода по этим же двум термопарам. Поэтому, задание граничных условий при моделировании осуществлялось двумя способами. Сначала, используя известные значения теплопотока, поступающего в цилиндр и выходящего из него, задавались граничные условия второго рода. Теплопоток принимался равномерным. В результате было подсчитано неравномерное распределение температуры на торцах цилиндра. Далее проводилось усреднение температуры на этих торцах, и по этим значениям считалась задача с граничными условиями первого рода. Результаты моделирования обоими способами в сопоставлении с экспериментальными данными представлены на рисунке 3.11.

Одним из результатов верификации (ИМСС и ОКБМ) стал вывод о преимуществе, в плане лучшего соответствия с экспериментальными результатами исследования конвекции жидких металлов в цилиндрах с медными торцевыми теплообменниками, граничных условий второго рода. Именно задание теплового потока на торцах цилиндра приводит к наилучшему согласию численных расчетов и эксперимента.

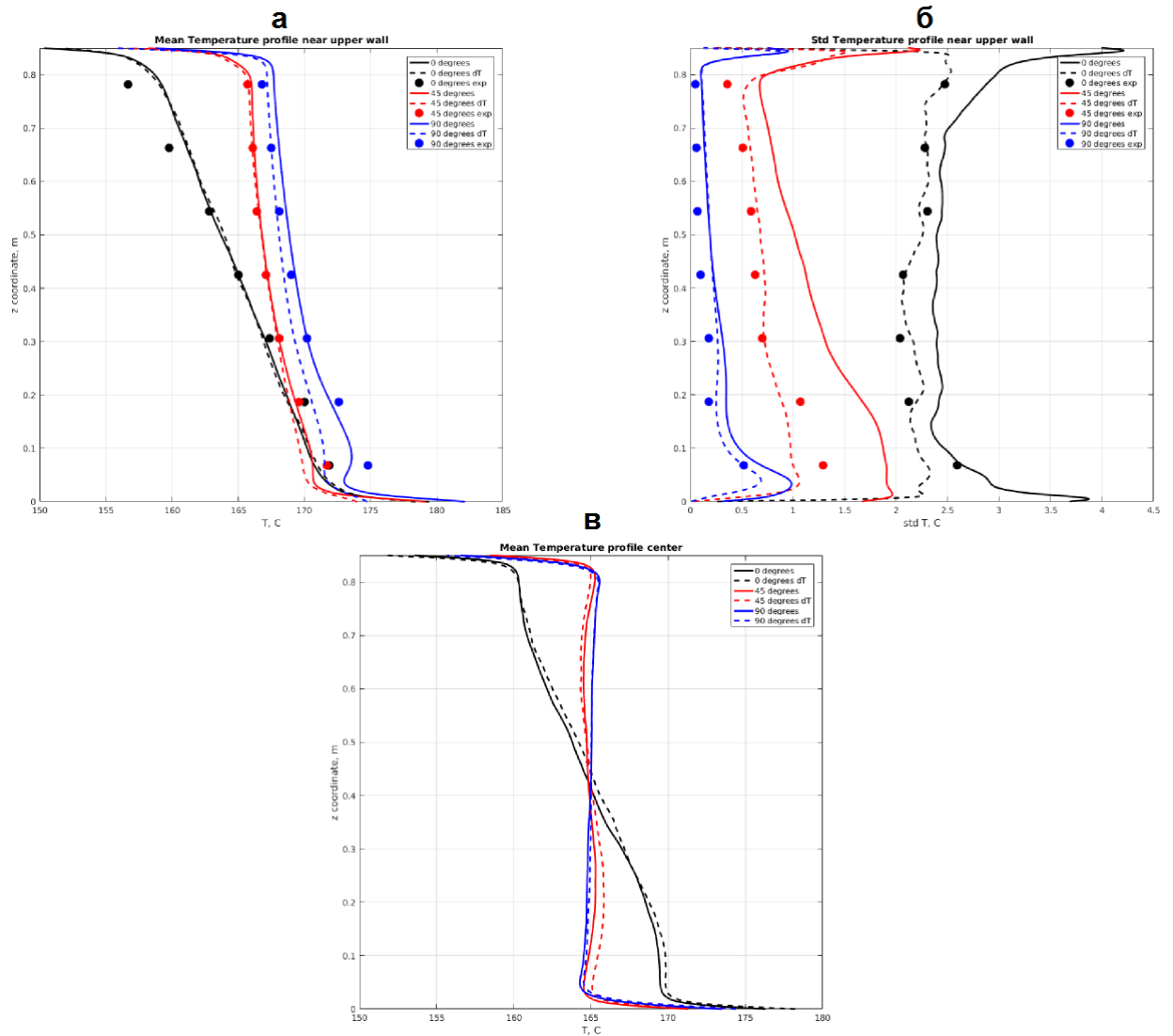


Рис. 3.11. Распределение температуры (а) и среднеквадратичные отклонения (б) вдоль цилиндра, распределение температуры в центральном сечении для трех положений цилиндра. Точки – экспериментальные данные, сплошные линии – численный счет с граничными условиями первого рода, штриховые линии – численный счет с граничными условиями второго рода. Черным, красным и зеленым – вертикальное, наклонное и горизонтальное положение соответственно [123].

3.4. Выводы по главе

- Экспериментально изучены 22 режима турбулентной конвекции натрия в цилиндре с $\Gamma^* = 5$ для различных степени нагрева и угла наклона относительно силы тяжести.
- Показано, что в исследуемом диапазоне чисел Релея ($2.7 \cdot 10^6 < Ra < 10^7$) теплоперенос наиболее эффективен в наклоненном на 45° цилиндре, наименее – в вертикальном. Промежуточные значения числа Нуссельта получаются для горизонтально расположенного цилиндра. Эффективность конвективного теплопереноса вдоль цилиндра в большей степени обусловлена наличием и интенсивностью крупномасштабной циркуляции, нежели чем мелкомасштабной турбулентностью.
- Получены зависимости числа Нуссельта от чисел Релея и Прандтля для всех положений цилиндра: для вертикального $Nu \sim (RaPr)^{0.6}$, горизонтального $Nu \sim (RaPr)^{0.73}$ и наклонного $Nu \sim (RaPr)^{0.84}$. Значения степеней в этих зависимостях превышают известные значения для задачи Релея-Бенара (вертикальный цилиндр с диаметром равным или превосходящим его длину) в таком же диапазоне чисел Релея.
- Отклонение цилиндра от вертикали на угол 2° не приводит к возникновению крупномасштабной циркуляции во всем объеме цилиндра. Таким образом, небольшие отклонения от вертикали труб с большим аспектным отношением в технологических устройствах не влияет на

характер конвективного теплообмена в них.

- Полученные экспериментальные данные были использованы для верификации численных кодов по расчету турбулентных конвективных течений, применяемых в ИМСС и ОКБМ.

4. Длинный цилиндр

4.1. Введение

В результате успешного завершения цикла экспериментов по исследованию турбулентной конвекции жидкого натрия в цилиндре с $\Gamma^* = L/D = 5$, был инициирован следующий цикл экспериментов для цилиндра с аспектным отношением Γ^* , более близким к реальной геометрии трубопроводов системы охлаждения реакторных установок, и равным 20.6. Полученные результаты и закономерности, опубликованные в статьях [60, 124] и презентованные на международных конференциях, вызвали интерес научных групп, занимающихся задачами турбулентного теплообмена в протяженных полостях. Вопрос, касающийся зависимости эффективности теплообмена от угла наклона цилиндра, оказался особенно интересным, поэтому было принято решение о более подробном его изучении.

Схема экспериментальной установки с расположением датчиков температуры приведена на рисунке 2.14 в параграфе 2.3.1. Способ определения основных интегральных параметров остался неизменным и подробно описан в параграфе 3.1. Эксперименты выполнены для заданной разности температуры между торцевыми теплообменниками и различных углов наклона цилиндра к вертикали, от вертикального положения (подогрев снизу) до горизонтального.

4.2. Результаты экспериментов

Измерения проводились в стационарном режиме, длительностью от 60 минут, при котором осуществлялся подогрев натрия электрическим нагревателем с одной стороны и охлаждение воздушным теплообменником с другой. Управление электрической мощностью нагревателя происходит автоматически по заданной температуре уставки. Термопара, по которой осуществляется управление, расположена в меди вблизи одного из трех кольцевых электронагревателей. Контроль за величиной мощности, отводимой холодным теплообменником, проводился путем изменения расхода воздушного потока через радиатор. Характерное время установления стационара в системе – 2 часа. Разность температуры между торцами цилиндра определялась точно таким же образом, как и в цилиндре с $\Gamma^* = 5$ (см. параграф 3.1), и достигала в экспериментах 80°C .

Число Релея определялось двумя способами – через диаметр D и через длину цилиндра L . В случае цилиндра, расположенного вертикально, число Релея Ra_L может быть полезным для сравнения с имеющимися данными по конвекции Релея-Бенара в коротких цилиндрах. Тем не менее, для случая горизонтального цилиндра, безразмерный параметр Ra_L не является подходящей характеристикой, так как дает сильное завышение числа Рэлея. Действительно, как будет показано далее, турбулентность в горизонтальном цилиндре слаба, в то время как Ra_L достигает величины порядка 10^{10} . Поэтому, в основном, далее используется Ra_D , определенное как (3.6), при этом для данного цилиндра: $Ra_L/Ra_D \approx 8700$.

Экспериментальное исследование турбулентной конвекции жидкого

натрия в цилиндрической полости с $\Gamma^* = 20$ подразделялось на два цикла. В первом цикле изучались режимы с различными значениями числа Релея для трех положений цилиндра – вертикального, наклоненного на 45° и горизонтального, как и в случае цилиндра с $\Gamma^* = 5$. Во втором цикле подробно исследовалась зависимость эффективности теплообмена от угла наклона цилиндра.

В рамках первого цикла были получены следующие основные параметры для 19 режимов, представленные в таблице 4.2: угол наклона цилиндра от вертикали α ; средняя температура натрия в цилиндре $\langle T \rangle$, вычисленная как среднеарифметическое из показаний термопар F1, F5, F10, F14, B1, B3, B4 и B6; среднеквадратичное значение пульсаций температуры T_{CKO} в центральном сечении (измерялось по показаниям термопар F7 и F8); скорость крупномасштабной циркуляции $\langle V \rangle$, средняя по времени и объему, заключенному между термопар F6 и F9; число Прандтля Pr (вычисленное для средней температуры натрия); числа Релея, Грасгофа и Рейнольдса. Последнее определено через измеренную среднюю скорость $\langle V \rangle$.

Для анализа экспериментальных данных были выбраны режимы, сопоставленные разным ориентациям цилиндра, и такие, для которых число Релея было примерно одинаковым. Для режимов под номерами 4, 9 и 17, соответствующих вертикальному, наклоненному на 45° и горизонтальному положениям, число Релея Ra_D приблизительно одинаково и равно $3.4 \cdot 10^6$. Число Прандтля равно в среднем 0.0085, для трёх выбранных экспериментов его значения отличаются не более чем на 15%. Следовательно, можно считать, что из четырех определяющих параметров

N	α °	ΔT °C	$\langle T \rangle$ °C	T_{CKO} °C	Pr ·10 ³	Ra _D ·10 ⁻⁶	Nu	Gr ·10 ⁻⁸	$\langle V \rangle$ см/с	Re ·10 ⁻³
1	0	40.1	135.6	0.98	9.3	2.31	9.30	2.5	-	-
2	0	50.0	144.7	1.31	9.0	2.96	10.7	3.3	-	-
3	0	50.6	144.6	1.36	9.1	2.99	10.5	3.3	-	-
4	0	60.4	137.7	1.64	9.2	3.50	12.6	3.8	-	-
5	0	72.8	150.4	2.00	8.9	4.40	15.1	4.9	-	-
6	0	82.9	158.4	2.29	8.7	5.15	16.5	5.9	-	-
7	45	33.4	135.5	0.89	9.3	1.9	71.2	2.1	4.3	6.7
8	45	45.5	150.1	1.21	8.9	2.8	92.8	3.1	5.7	9.3
9	45	51.1	182.0	1.49	8.0	3.5	102	4.3	5.7	10
10	45	52.9	177.3	1.48	8.1	3.51	104.3	4.3	5.9	10
11	45	54.8	168.0	1.52	8.4	3.51	107.5	4.2	6.0	10
12	45	55.3	167.6	1.70	8.4	3.55	108.4	4.2	6.0	10
13	45	56.0	165.7	1.71	8.5	3.56	108.4	4.2	6.0	10
14	45	58.6	155.9	1.71	8.7	3.6	112	4.1	6.0	9.9
15	90	25.6	142.7	0.10	9.1	1.5	27.4	1.6	2.0	3.2
16	90	44.0	143.0	0.14	9.1	2.6	47.9	2.8	3.0	4.8
17	90	52.8	145.0	0.18	9.0	3.1	57.0	3.5	3.2	5.1
18	90	64.5	148.3	0.18	8.9	3.9	70.6	4.3	3.7	6.0
19	90	70.3	166.8	0.17	8.4	4.5	79.2	5.3	4.0	6.8

Таблица 4.1. Основные характеристики всех исследованных режимов

(числа Релея и Прандтля, угол наклона полости и аспектное отношение) существенно изменяется только угол наклона цилиндра. Таким образом, меняя положение полости относительно вертикали, можно проследить изменения характеристик конвективного течения. Следует отметить, что при такой выборке отличие средней температуры натрия в полости достигает 45°C, поэтому одинаковые значения числа Рэлея получаются при различных характерных разностях температур. С этим же связано отличие чисел Прандтля.

На рисунке 4.1 схематично изображен цилиндр при различных углах наклона с нанесенными на него значениями относительной температуры и средней скорости. Термопары, показания которых отсутствуют на схеме, вышли из строя в течение экспериментов под действием высоких темпера-

тур в сочетании с химической агрессивностью среды.

При вертикальном положении полости показания термопар F10 и B4, а также F14 и B6 попарно одинаковы, что объясняется интенсивным тепломассопереносом поперек цилиндра. При горизонтальном положении теплотеперенос поперек полости происходит главным образом за счет теплопроводности, что приводит к стратификации температуры натрия (в верхней части полости течет “горячий” натрий, а в нижней – “холодный”) и, как следствие, к заметному отличию показаний термопар F10 и B4, равно как и термопар F14 и B6. При одних и тех же значениях числа Релея в наклонном цилиндре развивается более интенсивное течение, чем в горизонтальном: средняя скорость КМЦ отличается почти в два раза. А значения относительной температуры в нем, взятые по модулю, для пар термопар F1-B6, F14-B1, F10-B3, F5-B4 являются хоть и близкими, но неодинаковыми, что можно объяснить наличием тепловых потерь через теплоизоляцию и различным распределением температуры на поверхности нагревателя и теплообменника. Скорости вдоль канала дают близкие значения, показывая незначительное снижение по мере приближения к холодному торцу – по-видимому, это объясняется тем, что вблизи горячего теплообменника поток в большей степени “поджат” к верхней стенке.

На рис. 4.2 показано распределение температуры натрия вдоль линейки термопар F1–F14 с указанием среднеквадратичных пульсаций. В случае горизонтального и наклонного положений цилиндра продольный градиент температуры непостоянен, он увеличивается по мере приближения рассматриваемого сечения к нагревателю. При вертикальном положении градиент температуры вдоль цилиндра практически неизменен.

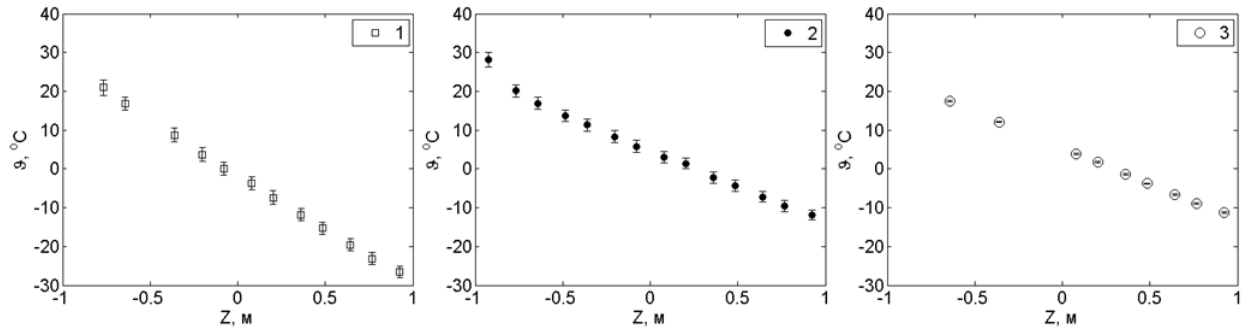


Рис. 4.2. Распределение относительной температуры натрия вдоль линейки термопар F1–F14 и её среднеквадратичные пульсации при вертикальном (1), наклонном (2) и горизонтальном (3) положении цилиндра. $Ra_D = 3.4 \cdot 10^6$.

Как видно из рисунка 4.2, в натрии наблюдаются слабые пульсации температуры, значения среднеквадратичных отклонений в центральном сечении цилиндра изменяются в пределах $1.0 - 2.3^\circ\text{C}$ для вертикального, $0.9 - 1.7^\circ\text{C}$ для наклонного и всего $0.1 - 0.2^\circ\text{C}$ для горизонтального положений полости.

На рис. 4.3 показаны результаты обработки сигналов от термопар F8 и F9 – типичные функции кросскорреляции для трех положений цилиндра. Для горизонтального и наклонного на 45° положений полости кросскорреляционные функции имеют четко выраженные максимумы, по которым можно определить время задержки между возмущениями температуры на двух соседних термопарах. В этих случаях можно говорить о существовании крупномасштабного течения натрия во всей полости. В вертикально установленном цилиндре вихрь, захватывающий всю полость, не устанавливается, о чем говорит вид кросскорреляционной функции.

Представленные на рисунке 4.4 спектры пульсаций температуры в

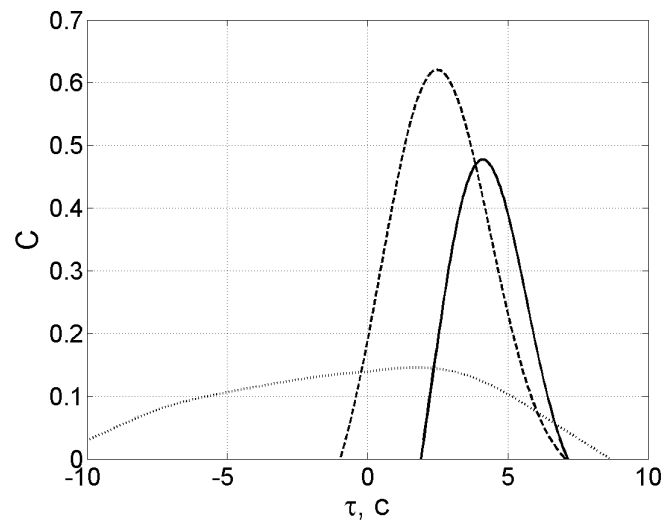


Рис. 4.3. Кросскорреляционные функции для термопар F8 и F9 при вертикальном (пунктирная), наклонном (штриховая) и горизонтальном (сплошная) положениях цилиндра. $Ra_D = 3.4 \cdot 10^6$.

центральной сечении цилиндра (для термопары F8) указывают на хаотический режим конвекции. Наиболее развитая турбулентность наблюдается в наклоненном на 45° цилиндре, для которого спектр имеет хорошо различимый участок с наклоном, близким к $-5/3$. Пульсации температуры натрия в вертикальном цилиндре немного меньше, чем в наклонном. Как видно из рисунка 4.4а, это обусловлено ослаблением колебаний температуры с частотами от 0.1 Гц и выше. Спектры пульсаций температуры при горизонтальном положении полости имеют качественно иной вид, говорящий об отсутствии в этом случае развитой турбулентности.

Полученная информация о структуре течения при различных положениях цилиндра, но близких значениях числа Релея позволяет объяснить зависимость числа Нуссельта от угла наклона. В рассмотренных экспериментах максимальное число Нуссельта, равное 102, зафиксировано при

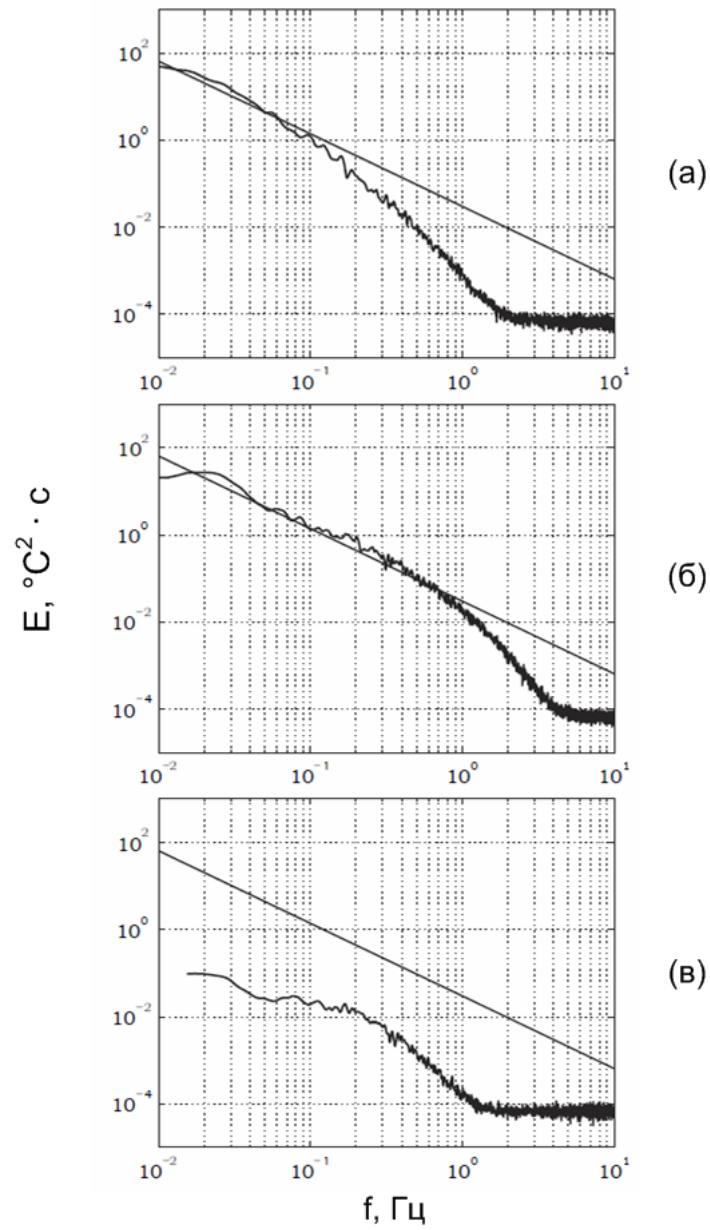


Рис. 4.4. Спектральные плотности энергии пульсаций температуры E для термопар F8 при вертикальном (а), наклонном (б) и горизонтальном (в) положении цилиндра. Прямая линия соответствует закону “ $-5/3$ ”. $Ra_D = 3.4 \cdot 10^6$.

наклонном положении полости, когда на фоне развитой мелкомасштабной турбулентности во всем объеме наблюдается наиболее интенсивное крупномасштабное течение. В случае горизонтально расположенного цилиндра, крупномасштабная циркуляция менее интенсивна, и мелкомасштабное течение находится в состоянии перехода к турбулентности, число Нуссельта равно 57. Минимальное число Нуссельта, равное 13, получено при вертикальном положении полости, когда поток турбулизован, но не образует крупномасштабное течение вдоль всего цилиндра.

Зависимость числа Нуссельта от числа Релея показана на рисунке 4.5 в логарифмическом масштабе. Независимо от числа Релея теплоперенос наиболее эффективен в наклоненном на 45° цилиндре, наименее – в вертикальном. А промежуточные значения числа Нуссельта получаются для горизонтально расположенного цилиндра. Совместно с вышесказанным, это говорит о том, что эффективность теплопереноса вдоль цилиндра в большей степени обусловлена наличием и интенсивностью крупномасштабной циркуляции, нежели мелкомасштабной турбулентностью. Действительно, в горизонтальном цилиндре мелкомасштабные пульсации температуры слабы – турбулентность не развита, а достаточно интенсивный теплоперенос обеспечивается устойчивым крупномасштабным вихрем. Наклон получившихся графиков зависимостей числа Нуссельта от числа Релея получился нетипично большим для задач Релея-Бенара и составил $Nu \sim Ra^{0.77}$ для вертикального, $Nu \sim Ra^{0.7}$ для наклонного и $Nu \sim Ra^{0.95}$ для горизонтального положений цилиндра.

Средняя температура натрия в цилиндре, а значит и число Прандтля, были различными для разных режимов нагрева (см. таблицу 4.2). Поэтому,

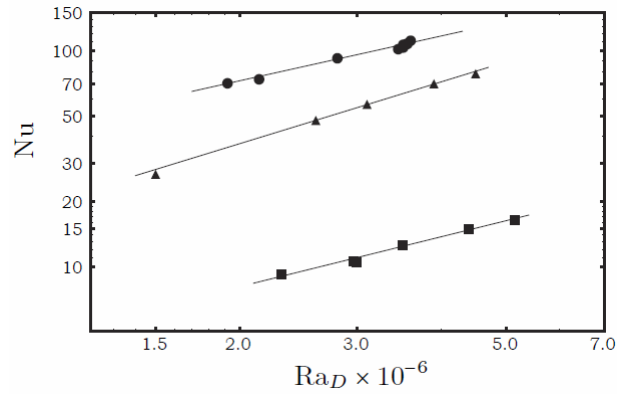


Рис. 4.5. Зависимость числа Нуссельта от числа Релея в логарифмическом масштабе для вертикального (квадраты), наклонного (круги) и горизонтального (треугольники) положений цилиндра.

более правильным является рассмотрение зависимости числа Нуссельта от произведения чисел Релея и Прандтля. Данные зависимости представлены на рисунке 4.6. Степенные законы просматриваются для всех положений цилиндра, и во всех случаях наклон становится больше: для вертикального $Nu \sim (RaPr)^{0.84}$, наклонного $Nu \sim (RaPr)^{0.8}$ и горизонтального $Nu \sim (RaPr)^{1.05}$ положений цилиндра.

Важной характеристикой интенсивности крупномасштабных потоков является число Рейнольдса. Рассчитанное по средней скорости крупномасштабного вихря в цилиндре, наклоненном на 45 и 90 градусов, это число изменялось в диапазоне $3000 < Re < 10000$. В вертикально расположенном цилиндре, используя только кросскорреляционный анализ, число Рейнольдса оценить не удалось. На рисунке 4.7 показана зависимость числа Рейнольдса от числа Грасгофа в логарифмических координатах.

Полученные степенные зависимости $Re \sim (Gr)^{0.63}$ для горизонтального и $Re \sim (Gr)^{0.56}$ для наклонного цилиндра свидетельствуют о том, что

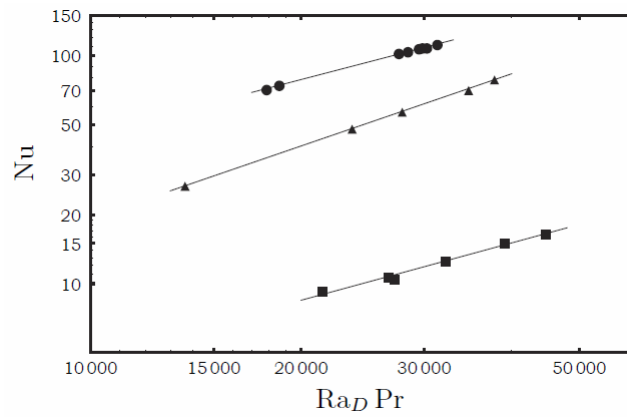


Рис. 4.6. Зависимость числа Нуссельта от произведения чисел Релея и Прандтля в логарифмическом масштабе для вертикального (квадраты), наклонного (круги) и горизонтального (треугольники) положений цилиндра.

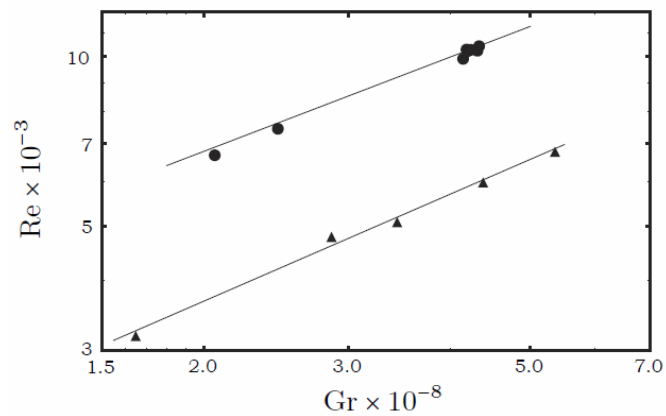


Рис. 4.7. Зависимость числа Рейнольдса от числа Грасгофа в логарифмическом масштабе для вертикального (квадраты), наклонного (круги) и горизонтального (треугольники) положений цилиндра.

интенсивность крупномасштабной циркуляции растет немного быстрее чем квадратичная зависимость.

4.3. Сравнение результатов

Интересно сравнить экспериментальные результаты, полученные для цилиндров с $\Gamma^* = 5$ и $\Gamma^* = 20$. С точки зрения полученных закономерностей, можно утверждать, что в обоих цилиндрах реализуются одинаковые зависимости эффективности теплообмена от угла наклона. Соответственно, и механизм, приводящий именно к таким зависимостям, один и тот же – крупномасштабная циркуляция в сочетании с развитой мелкомасштабной турбулентностью приводит к наиболее эффективному теплопереносу вдоль цилиндрической полости. Вертикально установленные протяженные цилиндры характеризуются наличием развитой турбулентности, но отсутствием КМЦ.

Более детальное сравнение можно провести, сопоставив зависимости числа Нуссельта от числа Релея отдельно для трех положений цилиндра – вертикального, наклонного и горизонтального (рис. 4.8).

Из графиков видно, что в случае более протяженного цилиндра значения степени в зависимости числа Нуссельта от числа Релея больше, чем в случае менее протяженного, и значительно превосходят известные значения степени для задачи Релея-Бенара (диаметр цилиндра равен или превосходит его длину) в таком же диапазоне чисел Релея.

Абсолютные значения числа Нуссельта, полученные для длинного цилиндра оказались больше, чем для короткого во всех ориентациях, кроме вертикальной. Однако, если определить число Релея наиболее естествен-

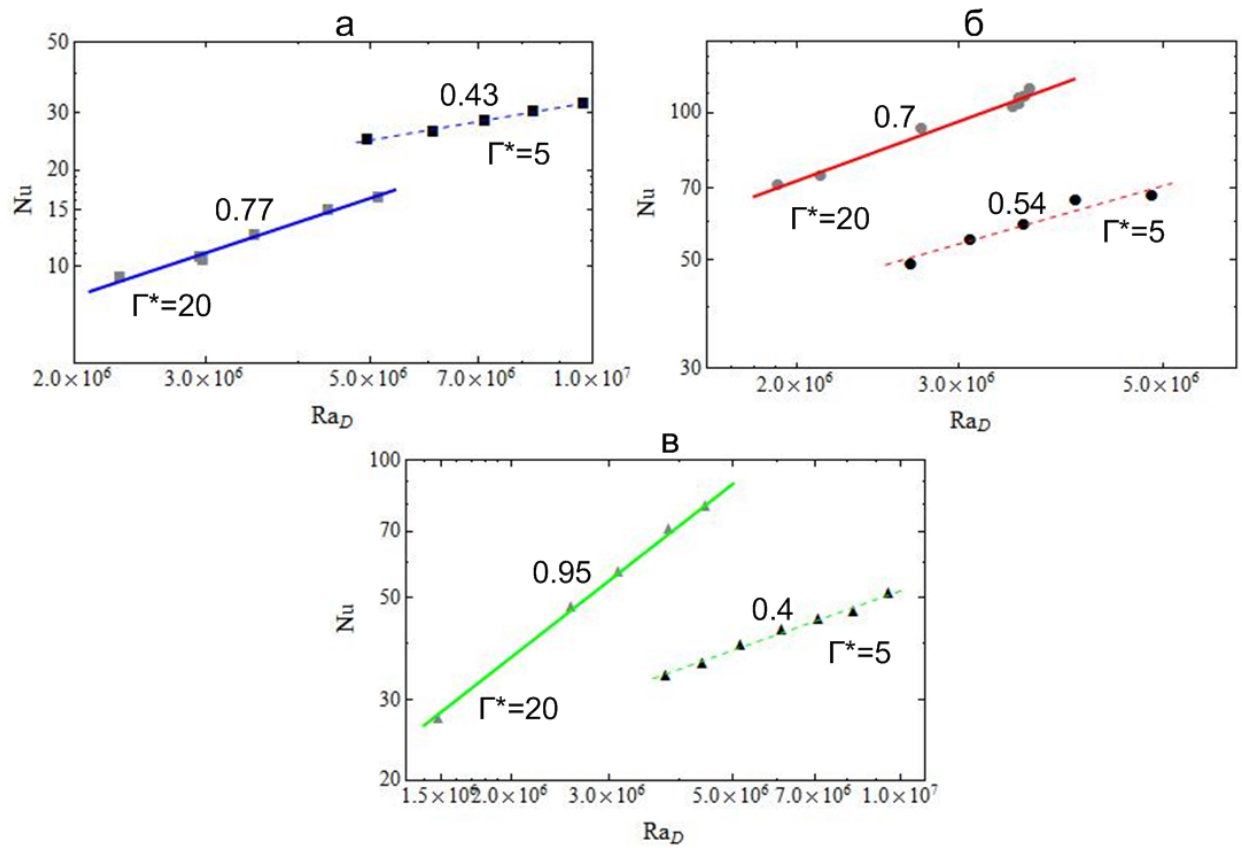


Рис. 4.8. Зависимость числа Нуссельта от числа Релея в логарифмическом масштабе для короткого (штриховые прямые) и длинного (сплошные прямые) в случае вертикальной (квадраты), наклонной (круги) и горизонтальной (треугольники) ориентаций.

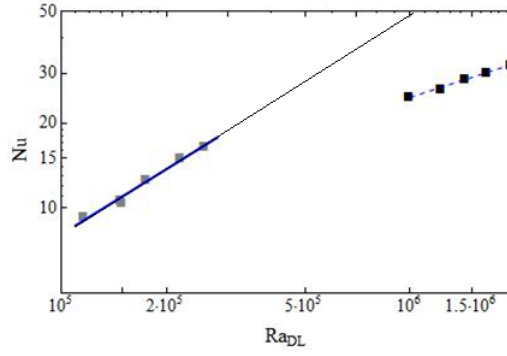


Рис. 4.9. Зависимость числа Нуссельта от числа Релея, вычисленного по формуле 4.1, в логарифмическом масштабе для короткого (штриховые прямые) и длинного (сплошные прямые) в случае вертикальной ориентации.

ным образом для протяженных полостей и труб, а именно через продольный градиент температуры:

$$Ra_{DL} = \frac{g\beta}{\nu\chi} \nabla T D^3, \quad (4.1)$$

и построить график зависимости $Nu(Ra_{DL})$, то указанное несоответствие устранится. Действительно, если экстраполировать показанную на рисунке 4.9 зависимость для длинного цилиндра в область более высоких чисел Релея, число Нуссельта в длинном цилиндре будет больше чем в коротком за счет большего угла наклона этой зависимости.

Еще одно отличие течений в коротком и длинном цилиндрах касается степени их турбулизации для различных ориентаций. В случае короткого цилиндра, судя по графикам спектральной плотности энергии пульсаций температуры (рис. 3.7) и по полученным среднеквадратичным её отклонениям (рис. 3.2), наиболее развитая турбулентность наблюдается в вертикально расположенном цилиндре. А ослабление пульсаций в наклонном цилиндре связано с отклонением спектра от прямой в “ $-5/3$ ” в области низ-

ких частот и, вероятно, говорит о несовместимости вихрей масштабов порядка диаметра цилиндра с возникающей интенсивной крупномасштабной циркуляцией.

В случае длинного цилиндра турбулентность в большей степени развита при наклонной на 45° ориентации. Среднеквадратичные отклонения температуры имеют близкие значения в вертикальном и наклонном положениях (рис. 3.2, 4.2), но спектральная плотность энергии выше для колебаний температур с частотами около 1 Гц в случае наклонного цилиндра (рис. 4.4). Это свидетельствует о том, что наличие КМЦ в длинном цилиндре, наклоненном на 45° от вертикали, допускает развитие вихрей различных масштабов и, как следствие, способствует интенсивному теплопереносу вдоль цилиндра.

Характер течения при горизонтальном положении обоих исследованных цилиндров схож. Отсутствие инерционного интервала в спектрах пульсаций температуры, а также очень низкие значения среднеквадратичных отклонений температуры, говорят о ламинарном, либо переходном к турбулентному режиме течения для всего диапазона чисел Релея, доступного в описываемых экспериментах.

4.4. Зависимость теплопереноса от угла наклона

С целью более подробного исследования зависимости эффективности теплопереноса вдоль цилиндра от угла наклона была проведена отдельная серия экспериментов. В этой серии фиксировались средняя температура натрия $\langle T \rangle = 150^\circ\text{C}$ и наложенная разность температуры $\Delta T = 40^\circ\text{C}$. Таким образом, из четырех управляющих параметров (чисел

Релея и Прандтля, аспектного отношения и угла наклона цилиндра) три были зафиксированы: $Ra = 2.4 \cdot 10^6$, $Pr = 0.0089$, $\Gamma^* = 20.6$. Эксперименты выполнены для 13 положений цилиндра. После установки угла наклона достигался стационарный режим конвекции (время выхода на стационар – 2-3 часа), после чего проводились измерения в течение одного часа.

Конструкция установки не позволяла измерять с высокой точностью отвод тепла через холодный теплообменник. Измеряемой величиной являлась электрическая мощность, потребляемая нагревателем. Поскольку температура всех элементов установки существенно превышала температуру окружающего воздуха, то очевидно, что часть этой мощности рассеивалась через теплоизоляцию. Для оценки потерь проводились измерения мощности, необходимой для поддержания одинаковой температуры $t = \langle T \rangle = 150^\circ\text{C}$ на обоих теплообменниках (для этих целей осуществлялся электрообогрев холодильника, воздух через него не циркулировал).

На рисунке 4.10 показаны значения мощности P , потребляемой нагревателем для поддержания заданного перепада температуры $\Delta T = 40^\circ\text{C}$ при различных углах наклона полости.

Наименьшая мощность (235 Вт) потребляется при вертикальном положении цилиндра ($\alpha = 0^\circ$). С ростом угла наклона мощность растет, достигая максимума (1675 Вт) при $\alpha = 65^\circ$, и опускается до 675 Вт при горизонтальном положении ($\alpha = 90^\circ$). На этом же рисунке показана и мощность P_{lost} , потребляемая нагревателем для поддержания средней температуры при $\Delta T = 0^\circ\text{C}$. Эта мощность, характеризующая тепловые потери, также зависит от положения канала, изменяясь в диапазоне 110–150 Вт. Зависимость числа Нуссельта, определенного как:

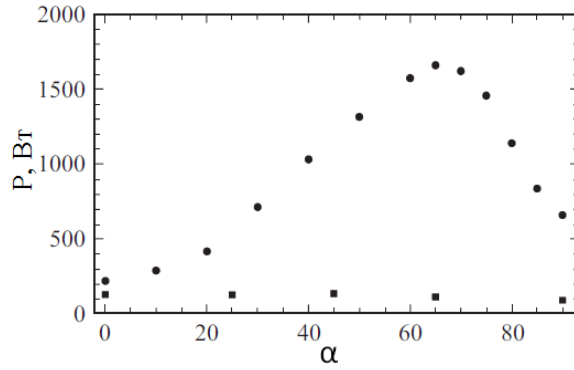


Рис. 4.10. Мощность, потребляемая нагревателем для поддержания перепада температуры $\Delta T = 40^\circ\text{C}$ (круги), и мощность, потребляемая нагревателем при $\Delta T = 0^\circ\text{C}$ (квадраты). Средняя температура натрия в полости $\langle T \rangle = 150^\circ\text{C}$.

$$\text{Nu} = \frac{4(P - P_{\text{lost}})L}{\pi D^2 \lambda \Delta T}, \quad (4.2)$$

от угла наклона показана на рисунке 4.11,а. Структура зависимости $\text{Nu}(\alpha)$ подобна структуре зависимости $P(\alpha)$ (рис. 4.10), но вариации безразмерного теплопотока еще существеннее: число Нуссельта для вертикального канала $\text{Nu} = 11$, возрастая при $\alpha = 65^\circ$ до $\text{Nu} = 124$ и снижаясь до $\text{Nu} = 45$ при $\alpha = 90^\circ$.

Таким образом, конвективный теплоперенос в цилиндре, наклоненном на 65 градусов от вертикали, почти втрое выше, чем в горизонтальной полости с таким же перепадом температуры, и более, чем в десять раз превосходит конвективный поток тепла в вертикально расположенном цилиндре.

В качестве характеристики интенсивности устанавливающейся в цилиндре крупномасштабной циркуляции натрия на рисунке 4.11,б показаны значения средней скорости, измеренные по показаниям термопар F4-F5.

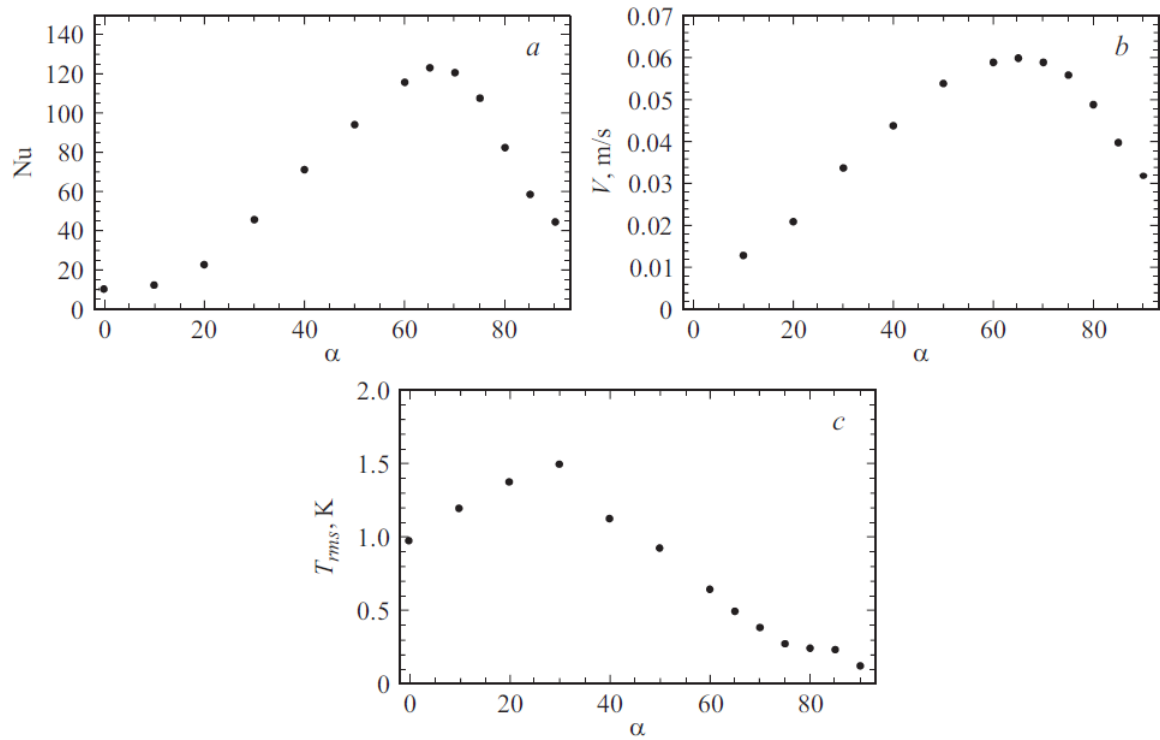


Рис. 4.11. Число Нуссельта (а), средние значения продольной компоненты скорости на участке между термopарами F4-F5 (b) и среднеквадратичные пульсации температуры на термopаре F8 (c) в зависимости от угла наклона цилиндра.

Можно видеть, что показанная выше зависимость $Nu(\alpha)$ в целом воспроизводит вид функции $V(\alpha)$, что свидетельствует о том, что именно возникающая в полости КМЦ определяет теплоток вдоль цилиндра. Однако, можно заметить, что в области малых углов скорость течения растет с увеличением угла быстрее, чем теплоперенос, а максимум вблизи $\alpha = 65^\circ$ у функции $Nu(\alpha)$ острее.

На рисунке 4.11,с показано изменение с углом среднеквадратичных значений пульсаций температуры в центральной части канала (по данным термопары F8), как характеристики интенсивности турбулентности в цилиндре. При вертикальном положении наблюдаются значительные пульсации температуры, которые становятся еще интенсивнее при небольшом наклоне полости, достигая максимума при $\alpha = 20 - 30^\circ$. Дальнейшее увеличение угла наклона приводит к монотонному снижению уровня пульсаций. При 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 холодного и горячего натрия.

Выполненные детальные исследования зависимости эффективного теплопереноса, скорости КМЦ и интенсивности турбулентных пульсаций от угла наклона подтверждают, что конвективный теплоперенос определяется, в основном, скоростью крупномасштабной циркуляции жидкости – при достижении максимальной скорости потока достигается и наибольшее значение теплоток вдоль цилиндра. Максимальный теплообмен наблю-

дается при наклоне цилиндра на 65 градусов от вертикали.

4.5. Выводы по главе

- Выполнено экспериментальное исследование 19 режимов турбулентной конвекции натрия в цилиндре с $\Gamma^* = 20$, соответствующих различным режимам нагрева и углам наклона, а так же 13 режимов с фиксированными числами Релея и Прандтля, но разными углами, меняющимися с малым шагом.
- В исследуемом диапазоне чисел Релея теплоперенос, как и в коротком цилиндре, наиболее эффективен в наклоненном на 45° цилиндре, наименее – в вертикальном. А промежуточные значения числа Нуссельта получаются для горизонтально расположенного цилиндра. Эффективность конвективного теплопереноса вдоль цилиндра в большей степени обусловлена наличием и интенсивностью крупномасштабной циркуляции, нежели мелкомасштабной турбулентностью.
- Установлено, что в случае более протяженного цилиндра значения степени в зависимости числа Нуссельта от произведения чисел Релея и Прандтля (0.84, 0.8 и 1.05 для вертикального, наклонного на 45° и горизонтального соответственно) больше, чем в случае менее протяженного, и значительно превосходят известные значения степени для задачи Релея-Бенара (диаметр цилиндра равен или превосходит его длину) в таком же диапазоне чисел Релея.
- Детальное исследование зависимости эффективности теплообмена от угла наклона длинного цилиндра показали, что число Нуссельта, ха-

рактизирующее эффективность теплообмена вдоль полости, сильно зависит от угла наклона: при вертикальном положении цилиндра $Nu = 11$, возрастая на порядок при $\alpha \approx 65^\circ$ до $Nu = 124$ и снижаясь почти вдвое до 45 при $\alpha = 90^\circ$.

- Во всех случаях, кроме строго вертикального, в цилиндре устанавливается крупномасштабное течение. С увеличением угла наклона полости средняя скорость крупномасштабной циркуляции возрастает, достигая максимума при $\alpha \approx 65^\circ$ и затем монотонно убывая. Зависимость $Nu(\alpha)$ в целом воспроизводит вид функции $V(\alpha)$, что свидетельствует о том, что именно возникающая в цилиндре крупномасштабная циркуляция определяет мощность, передаваемую вдоль него.
- Пульсации температуры при вертикальном положении имеют высокий уровень, и становятся еще интенсивнее при небольшом наклоне цилиндра, достигая максимума при $\alpha = 20 - 30^\circ$. Дальнейшее увеличение угла наклона приводит к монотонному снижению уровня пульсаций. При горизонтальной ориентации амплитуда пульсаций падает на порядок по сравнению с вертикальным положением. 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 жидкости.

5. Заключение

5.1. Итоги выполненного исследования

1. Экспериментально исследована турбулентная конвекция жидкого натрия в протяженных цилиндрических полостях (с отношением длины к диаметру 5 и 20, соответственно), расположенных под различными углами к вертикали (от 0 до 90 градусов).
2. Исследована зависимость эффективности теплопереноса, характеризуемой числом Нуссельта, от приложенного перепада температуры для трех положений цилиндров – вертикального, горизонтального и наклоненного на 45° . В исследуемом диапазоне чисел Релея теплоперенос наиболее эффективен в наклонной полости, когда на фоне развитой мелкомасштабной турбулентности во всем объеме развивается интенсивная крупномасштабная циркуляция. Теплоперенос менее эффективен в случае горизонтального цилиндра, в котором крупномасштабная циркуляция менее интенсивна, а мелкомасштабная турбулентность слаба. Наименее эффективно тепло передается через вертикальный цилиндр, хотя в нем и имеет место наиболее интенсивная турбулентность во всем его объеме, но отсутствует крупномасштабная циркуляция.
3. Построены зависимости числа Нуссельта от чисел Релея и Прандтля для трех положений короткого и длинного цилиндров. В случае

короткого цилиндра степени в зависимости $Nu(Ra \cdot Pr)^\eta$ для вертикальной, горизонтальной и наклонной ориентации имеют значения $\eta = 0.6, 0.73$ и 0.84 , соответственно. В случае длинного цилиндра наклоны становятся еще больше: $0.84, 0.8$ и 1.05 . Значения степеней в полученных зависимостях превышают известные для задачи Релея-Бенара (вертикальное положение цилиндра, диаметр которого равен или превосходит его длину) в том же диапазоне чисел Релея.

4. Выполнено детальное исследование зависимости эффективности теплопереноса (числа Нуссельта) от угла наклона для длинного цилиндра. Показано, что конвективный теплопоток в цилиндре, наклоненном на 65° градусов к вертикали, почти втрое выше, чем в горизонтальном, и более чем в десять раз превосходит конвективный поток тепла в вертикально расположенной полости. Во всех случаях, кроме строго вертикального, в трубе устанавливается крупномасштабное течение. С увеличением угла наклона цилиндра средняя скорость крупномасштабной циркуляции возрастает, достигая максимума при $\alpha \approx 65^\circ$ и затем монотонно убывая. Зависимость $Nu(\alpha)$ в целом воспроизводит вид функции $V(\alpha)$, что свидетельствует о том, что именно возникающая в трубе крупномасштабная циркуляция определяет теплопоток вдоль канала.
5. Полученные экспериментальные данные использованы для верификации CFD-кодов в ОКБМ “Африкантов”, а также для тестирования численных моделей в лаборатории физической гидродинамики ИМСС.

5.2. Рекомендации и перспективы дальнейшей разработки темы

Выполненные исследования, показали, что богатый экспериментальный материал, имеющийся по конвекции Релея-Бенара, нельзя напрямую перенести на случай длинных цилиндров, а также выявили сильную зависимость режима и параметров течения, а значит и эффективности теплопереноса вдоль цилиндра от его ориентации. В следствии чего, представляется необходимым продолжать изучение свободноконвективного турбулентного теплообмена как в части его зависимости от геометрии полости (аспектное отношение, форма сечения), так и в плане ориентации полости по отношению к силе тяжести. Наиболее важной с точки зрения понимания процессов теплообмена в различных трубопроводах, является задача о свободной турбулентной конвекции в протяженной цилиндрической полости с открытыми границами. Такие исследования дадут новый материал для верификации кодов, а также данные по турбулентному теплообмену в различных полостях, необходимые для проектирования систем с жидкоталлическими теплоносителями.

Дальнейших исследований требует и турбулентная конвекция жидких металлов в рамках более традиционной задачи конвекции в постановке Релея-Бенара в коротких полостях, представляющих собой цилиндр, диаметр которого равен его высоте. Именно для такой геометрии было получено большинство экспериментальных и численных данных для различных жидких сред, преимущественно с числом Прандтля порядка единицы. Дальнейшая разработка темы в лаборатории физической гидродинамики ИМСС будет заключаться в начале нового цикла экспериментальных ис-

следований турбулентной конвекции жидкого натрия в цилиндре с диаметром равным высоте, как при отсутствии, так и при наличии переменного электромагнитного поля. Результаты, полученные при изучении задачи в такой постановке, будут наиболее пригодны для сравнения с накопленным множеством имеющихся данных. Добавление внешнего переменного электромагнитного поля позволит исследовать его воздействие на конвективное течение и характер турбулентности. При изучении конвекции жидкого натрия в рамках настоящей работы распределение температуры на медных торцах цилиндров не было однородным из-за того, что теплопроводности меди и натрия сравнимы по величине. Учитывая протяженность цилиндров, неоднородность распределения температуры на торцах не играла существенной роли. Однако, в планируемых экспериментах диаметр цилиндра будет равен его высоте, а значит такая неоднородность распределения температуры будет недопустима. Поэтому в экспериментальной установке будут использованы жидкометаллические теплообменники, представляющие собой дополнительные цилиндры, заполненные натрием. Жидкий металл в них будет перемешиваться электромагнитным полем и температура будет поддерживаться постоянной. От основного цилиндра они будут отделены тонкой медной перегородкой. Все это обеспечит точность задания граничных условий в исследуемом цилиндре, а значит и высокий уровень достоверности экспериментов.

Список литературы

1. Гершуни Г. З., Жуховицкий Е. М., Непомнящий А. А. Устойчивость конвективных течений. М.: Наука, 1989. 320 с.
2. Гетлинг А. В. Конвекция Рэлея-Бенара. Структуры и динамика. М.: Эдиториал УРСС, 1999. 248 с.
3. Brown E., Funfschilling D., Ahlers G. Anomalous Reynolds-number scaling in turbulent Rayleigh Bénard convection // [Journal of Statistical Mechanics: Theory and Experiment](#). 2007. Vol. 10. P. 5.
4. Sugiyama K., Calzavarini E., Grossmann S., Lohse D. Flow organization in two-dimensional non-Oberbeck-Boussinesq Rayleigh-Bénard convection in water // [Journal of Fluid Mechanics](#). 2009. Vol. 637. P. 105. [arXiv:physics.flu-dyn/0812.3957](#).
5. Niemela J., Skrbek L., Sreenivasan K.R., Donnelly R.J. The wind in confined thermal turbulence // [Journal of Fluid Mechanics](#). 2001. Vol. 449. Pp. 169–178.
6. Xia K.-Q., Sun C., Zhou S.-Q. Particle image velocimetry measurement of the velocity field in turbulent thermal convection // [Physical Review E](#). 2003. Vol. 68, no. 6. P. 066303.

7. Sun C., Xia K.-Q., Tong P. Three-dimensional flow structures and dynamics of turbulent thermal convection in a cylindrical cell // [Physical Review E](#). 2005. Vol. 72, no. 2. P. 026302.
8. Kolmogorov A. The Local Structure of Turbulence in Incompressible Viscous Fluid for Very Large Reynolds' Numbers // *Akademiia Nauk SSSR Doklady*. 1941. Vol. 30. Pp. 301–305.
9. Обухов А. М. О влиянии архимедовых сил на структуру температурного поля в турбулентном потоке // *Доклады АН СССР*. 1959. Т. 125, № 6. С. 1246–1248.
10. Bolgiano R., Jr. Turbulent spectra in a stably stratified atmosphere // [Journal of Geophysical Research](#). 1959. Vol. 64, no. 12. Pp. 2226–2229.
11. Lohse D., Xia K.-Q. Small-Scale Properties of Turbulent Rayleigh–Bénard Convection // [Annual Review of Fluid Mechanics](#). 2010. Vol. 42. Pp. 335–364.
12. Wu X.-Z., Kadanoff L., Libchaber A., Sano M. Frequency power spectrum of temperature fluctuations in free convection // [Physical Review Letters](#). 1990. — April. Vol. 64. Pp. 2140–2143.
13. Chillá F., Ciliberto S., Innocenti C., Pampaloni E. Boundary layer and scaling properties in turbulent thermal convection // [Nuovo Cimento D Serie](#). 1993. — September. Vol. 15. Pp. 1229–1249.
14. Calzavarini E., Toschi F., Tripiccone R. Evidences of Bolgiano-Obhukhov scaling in three-dimensional Rayleigh–Bénard convection // [Physical Review E](#). 2002. — July. Vol. 66, no. 1. P. 016304.

15. Kumar A., Chatterjee A. G., Verma M. K. Energy spectrum of buoyancy-driven turbulence // [Physical Review E](#). 2014. — August. Vol. 90, no. 2. P. 023016.
16. Шестаков А. В., Степанов Р. А., Фрик П. Г. О механизмах каскадного переноса энергии в конвективной турбулентности // [Вычислительная механика сплошных сред](#). 2016. Т. 9, № 2. С. 125–134.
17. Siggia E. D. High rayleigh number convection // [Annual Review of Fluid Mechanics](#). 1994. Vol. 26. Pp. 137–168.
18. Chu T. Y., Goldstein R. J. Turbulent convection in a horizontal layer of water // [Journal of Fluid Mechanics](#). 1973. Vol. 60. Pp. 141–159.
19. Threlfall D. C. Free convection in low-temperature gaseous helium // [Journal of Fluid Mechanics](#). 1975. Vol. 67. Pp. 17–28.
20. Heslot F., Castaing B., Libchaber A. Transitions to turbulence in helium gas // [Physical Review A](#). 1987. Vol. 36. Pp. 5870–5873.
21. Castaing B., Gunaratne G., Kadanoff L. et al. Scaling of hard thermal turbulence in Rayleigh-Benard convection // [Journal of Fluid Mechanics](#). 1989. Vol. 204. Pp. 1–30.
22. Sano M., Wu X. Z., Libchaber A. Turbulence in helium-gas free convection // [Physical Review A](#). 1989. Vol. 40. Pp. 6421–6430.
23. Procaccia I., Ching E. S. C., Constantin P. et al. Transitions in convective turbulence: The role of thermal plumes // [Physical Review A](#). 1991. Vol. 44. Pp. 8091–8102.

24. Shraiman B. I., Siggia E. D. Heat transport in high-Rayleigh-number convection // [Physical Review A](#). 1990. Vol. 42. Pp. 3650–3653.
25. Kraichnan R. H. Turbulent Thermal Convection at Arbitrary Prandtl Number // [Physics of Fluids](#). 1962. Vol. 5. Pp. 1374–1389.
26. Howard L. N. Bounds on Flow Quantities // [Annual Review of Fluid Mechanics](#). 1972. Vol. 4. Pp. 473–494.
27. Busse F. H. The optimum theory of turbulence // [Archive of Applied Mechanics](#). 1978. Vol. 18. Pp. 77–121.
28. Cioni S., Ciliberto S., Sommeria J. Strongly turbulent Rayleigh Bénard convection in mercury: comparison with results at moderate Prandtl number // [Journal of Fluid Mechanics](#). 1997. Vol. 335. Pp. 111–140.
29. Chavanne X., Chillà F., Castaing B. et al. Observation of the Ultimate Regime in Rayleigh-Bénard Convection // [Physical Review Letters](#). 1997. — November. Vol. 79. Pp. 3648–3651.
30. Glazier J. A., Segawa T., Naert A., Sano M. Evidence against ‘ultrahard’ thermal turbulence at very high Rayleigh numbers // [Nature](#). 1999. Vol. 398. Pp. 307–310.
31. Grossmann S., Lohse D. Scaling in thermal convection: a unifying theory // [Journal of Fluid Mechanics](#). 2000. Vol. 407. Pp. 27–56.
32. Grossmann S., Lohse D. Thermal Convection for Large Prandtl Numbers // [Physical Review Letters](#). 2001. Vol. 86. P. 3316. [nlin/0011015](#).

33. Grossmann S., Lohse D. Prandtl and Rayleigh number dependence of the Reynolds number in turbulent thermal convection // [Physical Review E](#). 2002. Vol. 66, no. 1. P. 016305.
34. Grossmann S., Lohse D. Fluctuations in turbulent Rayleigh-Bénard convection: The role of plumes // [Physics of Fluids](#). 2004. Vol. 16. Pp. 4462–4472.
35. Ahlers G., Grossmann S., Lohse D. Heat transfer and large scale dynamics in turbulent Rayleigh-Bénard convection // [Reviews of Modern Physics](#). 2009. Vol. 81. Pp. 503–537. [0811.0471](#).
36. Takeshita T., Segawa T., Glazier J. A., Sano M. Thermal Turbulence in Mercury // [Physical Review Letters](#). 1996. Vol. 76. Pp. 1465–1468.
37. Yanagisawa T., Yamagishi Y., Hamano Y. et al. Structure of large-scale flows and their oscillation in the thermal convection of liquid gallium // [Physical Review E](#). 2010. Vol. 82, no. 1. P. 016320.
38. Karcher C. Natural convection in a liquid metal heated from above and influenced by a magnetic field // [European Journal of Mechanics B Fluids](#). 2002. Vol. 21. Pp. 75–90.
39. Eckhardt B., Grossmann S., Lohse D. Scaling of global momentum transport in Taylor-Couette and pipe flow // [European Physical Journal B](#). 2000. Vol. 18. Pp. 541–544. [nlin/0009045](#).
40. Eckhardt B., Grossmann S., Lohse D. Fluxes and energy dissipation in thermal convection and shear flows // [EPL \(Europhysics Letters\)](#). 2007. Vol. 78. P. 24001.

41. Xi H.-D., Lam S., Xia K.-Q. From laminar plumes to organized flows: the onset of large-scale circulation in turbulent thermal convection // [Journal of Fluid Mechanics](#). 2004. Vol. 503. Pp. 47–56.
42. Nikolaenko A., Brown E., Funfschilling D., Ahlers G. Heat transport by turbulent Rayleigh-Bénard convection in cylindrical cells with aspect ratio one and less // [Journal of Fluid Mechanics](#). 2005. Vol. 523. Pp. 251–260. [physics/0409052](#).
43. Nikolaenko A., Brown E., Funfschilling D., Ahlers G. Heat transport by turbulent Rayleigh-Bénard convection in cylindrical cells with aspect ratio one and larger // [Journal of Fluid Mechanics](#). 2005. Vol. 536. Pp. 145–154. [physics/0409052](#).
44. Xi H.-D., Xia K.-Q. Flow mode transitions in turbulent thermal convection // [Physics of Fluids](#). 2008. — May. Vol. 20, no. 5. P. 055104.
45. Bailon-Cuba J., Emran M. S., Schumacher J. Aspect ratio dependence of heat transfer and large-scale flow in turbulent convection // [Journal of Fluid Mechanics](#). 2010. — May. Vol. 655. Pp. 152–173. [arXiv:physics.flu-dyn/1002.2908](#).
46. Verzicco R., Camussi R. Numerical experiments on strongly turbulent thermal convection in a slender cylindrical cell // [Journal of Fluid Mechanics](#). 2003. Vol. 477. Pp. 19–49.
47. Van der Poel Erwin P., Stevens Richard J. A. M., Lohse Detlef. Connecting flow structures and heat flux in turbulent Rayleigh-Bénard convection // [Phys. Rev. E](#). 2011. — October. Vol. 84. P. 045303.

48. Васильев А. Ю., Фрик П. Г. Инверсии крупномасштабной циркуляции при турбулентной конвекции в прямоугольных полостях // [Письма в ЖЭТФ](#). 2011. Т. 93. С. 363–367.
49. Большухин М. А., Васильев А. Ю., Будников А. В. и др. Об экспериментальных тестах (бенчмарках) для программных пакетов, обеспечивающих расчет теплообменников в атомной энергетике // [Вычислительная механика сплошных сред](#). 2012. Т. 5, № 4. С. 469–480.
50. Теймуразов А. С., Васильев А. Ю., Фрик П. Г. Двумерные и квазидвумерные расчеты турбулентной конвекции в вертикальных слоях // [Вычислительная механика сплошных сред](#). 2012. Т. 5, № 4. С. 405–414.
51. Huang S.-D., Kaczorowski M., Ni R., Xia K.-Q. Confinement-Induced Heat-Transport Enhancement in Turbulent Thermal Convection // [Physical Review Letters](#). 2013. — September. Vol. 111, no. 10. P. 104501.
52. Chilla F., Schumacher J. New perspectives in turbulent Rayleigh-Benard convection // [European Physical Journal E](#). 2012. Vol. 35, no. 7. Pp. 58+–.
53. Chillá F., Rastello M., Chaumat S., Castaing B. Long relaxation times and tilt sensitivity in Rayleigh Bénard turbulence // [European Physical Journal B](#). 2004. Vol. 40. P. 223.
54. Ahlers G., Brown E., Nikolaenko A. The search for slow transients, and the effect of imperfect vertical alignment, in turbulent Rayleigh Bénard convection // [Journal of Fluid Mechanics](#). 2006. Vol. 557. Pp. 347–367. [physics/0506034](#).

55. Weiss S., Ahlers G. Effect of tilting on turbulent convection: cylindrical samples with aspect ratio // [Journal of Fluid Mechanics](#). 2013. Vol. 715. Pp. 314–334. [arXiv:physics.flu-dyn/1206.1655](#).
56. Shishkina O., Horn S. Thermal convection in inclined cylindrical containers // [Journal of Fluid Mechanics](#). 2016. — March. Vol. 790. P. R3.
57. Wei P., Weiss S., Ahlers G. Multiple Transitions in Rotating Turbulent Rayleigh-Bénard Convection // [Physical Review Letters](#). 2015. — March. Vol. 114, no. 11. P. 114506.
58. Guo S.-X., Zhou S.-Q., Cen X.-R. et al. The effect of cell tilting on turbulent thermal convection in a rectangular cell // [Journal of Fluid Mechanics](#). 2015. — January. Vol. 762. Pp. 273–287.
59. Langebach R., Haberstroh C. [Natural convection in inclined pipes - A new correlation for heat transfer estimations](#) // American Institute of Physics Conference Series. Vol. 1573 of American Institute of Physics Conference Series. 2014. Pp. 1504–1511.
60. Frick P., Khalilov R., Kolesnichenko I. et al. Turbulent convective heat transfer in a long cylinder with liquid sodium // [EPL \(Europhysics Letters\)](#). 2015. — January. Vol. 109. P. 14002.
61. Baïri A., Laraqi N., García de María J.M. Numerical and experimental study of natural convection in tilted parallelepipedic cavities for large Rayleigh numbers // [Experimental thermal fluid and science](#). 2007. Vol. 31. Pp. 309–324.

62. Riedinger X., Tisserand J.-C., Seychelles F. et al. Heat transport regimes in an inclined channel // [Physics of Fluids](#). 2013. Vol. 25, no. 1. P. 015117.
63. Lock G. S. H., Fu J. Natural convection in the inclined, cranked thermosyphon // *ASME Transactions Journal of Heat Transfer*. 1993. Vol. 115. Pp. 166–172.
64. Frick P., Noskov V., Denisov S., Stepanov R. Direct Measurement of Effective Magnetic Diffusivity in Turbulent Flow of Liquid Sodium // *Phys. Rev. Lett.* 2010. no. 105. P. 184502.
65. Frick P., Denisov S., Noskov V. et al. Magnetic field in a decaying spin-down flow of liquid sodium // *MAGNETOHYDRODYNAMICS*. 2015. Vol. 51, no. 2. P. 267–274.
66. Noskov V., Denisov S., Stepanov R., Frick P. Turbulent viscosity and turbulent magnetic diffusivity in a decaying spin-down flow of liquid sodium // *Phys. Rev. E*. 2012. no. 85. P. 016303.
67. Васильев А. Ю., Колесниченко И. В., Мамыкин А. Д. и др. Турбулентный конвективный теплообмен в наклонной трубе, заполненной натрием // *Журнал технической физики*. 2015. Т. 85, № 9. С. 45.
68. Рогожкин С. А., Аксенов А. А., Жлуктов С. В. и др. Разработка модели турбулентного теплопереноса для жидкометаллического натриевого теплоносителя и её верификация // *Вычислительная механика сплошных сред*. 2014. Т. 7, № 3. С. 306–316.
69. Roelofsa F., R. Gopalaa V., Van Tichelenb K. et al. Status and Future Challenges of CFD for Liquid Metal Cooled Reactors // *Int. Conf. on*

- Fast Reactors and Related Fuel Cycles: Safe Technologies and Sustainable Scenarios. FR13. 2013. P. 11.
70. Zaitsev A. M., Semenov V. N., Shvetsov Yu. E. Simulation of mixing different temperature jets using CABARET method // *Vycisl. meh. splos. sred – Computational Continuum Mechanics*. 2013. Vol. 6, no. 4. Pp. 430–437.
 71. Niemela J., Sreenivasan K. R. Confined turbulent convection // *J. Fluid Mech.* 2003. Vol. 481. Pp. 355–384.
 72. Ahlers G. Effect of sidewall conductance on heat-transport measurements for turbulent Rayleigh-Bénard convection // [Phys. Rev. E](#). 2001. Vol. 63, no. 1. P. 015303.
 73. Roche P.-E., Castaing B., Chabaud B. et al. Side wall effects in Rayleigh Bénard experiments // [European Physical Journal B](#). 2001. Vol. 24. Pp. 405–408.
 74. Verzicco R. Effects of nonperfect thermal sources in turbulent thermal convection // [Physics of Fluids](#). 2004. Vol. 16. Pp. 1965–1979.
 75. Brown E., Nikolaenko A., Funfschilling D., Ahlers G. Heat transport in turbulent Rayleigh-Bénard convection: Effect of finite top- and bottom-plate conductivities // [Physics of Fluids](#). 2005. Vol. 17, no. 7. Pp. 075108–075108. [physics/0507053](#).
 76. Du Y.-B., Tong P. Turbulent thermal convection in a cell with ordered rough boundaries // *Journal of Fluid Mechanics*. 2000. Vol. 407. Pp. 57–84.

77. Verzicco R., Camussi R. Prandtl number effects in convective turbulence // Journal of Fluid Mechanics. 1999. Vol. 383. Pp. 55–73.
78. Бе́ляев И. А., Разуванов Н. Г., Загорский В. С. Термопарный датчик для измерений температуры и компонент скорости в магнитно-гидродинамическом потоке жидкого металла // Тепловые процессы в технике. 2015. № 12. С. 566–572.
79. Батенин В. М., Бе́ляев И. А., Свиридов В. Г. и др. Развитие экспериментальной базы для исследований МГД-теплообмена перспективных ядерных энергоустановок // Теплофизика высоких температур. 2015. Т. 53, № 6. С. 934–937.
80. Tallback G. R., D. Lavers J., Beitelman L. S. Simulation and measurement of EMS induced fluid flow in billet/bloom casting systems // Proceedings of the 4th International Symposium on Electromagnetic Processing of Materials. 2003.
81. Zhilin V. G., V. Zvyagin K., Ivochkin Y. P., Oksman A. A. Diagnostics of liquid metal flows using fibre-optic velocity sensor // Proceedings of the Liquid Metal Magnetohydrodynamics. 1989.
82. Eckert S., Gerbeth G., Witke W. A new mechano-optical technique to measure local velocities in opaque fluids // Flow Measurement and Instrumentation. 2000.
83. Mates S. P., S. Settles G. A flow visualization study of the gas dynamics of liquid metal atomization nozzles // Proceedings of the International Conference on Powder Metallurgy and Particulate Materials. 1995.

84. Sajben M. Hot Wire Anemometer in Liquid Mercury // [Review of Scientific Instruments](#). 1965. — July. Vol. 36. Pp. 945–949.
85. Trakas C., Tabeling P., Chabrerie J. P. Low-velocity calibration of hot-film sensors in mercury // [Journal of Physics E Scientific Instruments](#). 1983. — June. Vol. 16. Pp. 568–570.
86. Argyropoulos S. A. Measuring velocity in high-temperature liquid metals: a review // [Scandinavian Journal of Metallurgy](#). 2001. — October. Vol. 30. P. 273–285.
87. Gelfgat Y. M., Gelfgat A. Y. Experimental and numerical study of rotating magnetic field driven flow in cylindrical enclosures with different aspect ratios // [Magnetohydrodynamics](#). 2004. — June. Vol. 40. Pp. 147–160.
88. Grossman L. M., Charwatt A. F. The measurement of turbulent velocity fluctuations by the method of magnetic induction // [Review of Scientific Instruments](#). 1952.
89. Eckert S., Gerbeth G., Witke W., Langenbrunner H. MHD turbulence measurements in a sodium channel flow exposed to a transverse magnetic field // [International Journal of Heat and Fluid Flow](#). 2001.
90. Burr U., Barleon L., Müller U., Tsinober A. Turbulent transport of momentum and heat in magnetohydrodynamic rectangular duct flow with strong sidewall jets // [Journal of Fluid Mechanics](#). 2000. — March. Vol. 406. Pp. 247–279.
91. Davoust L., Cowley M. D., Moreau R., Bolcato R. Buoyancy-driven convection with a uniform magnetic field. Part 2. Experimental

- investigation // *Journal of Fluid Mechanics*. 1999. — December. Vol. 400. Pp. 59–90.
92. Davoust L., Cowley M. D., Moreau R., Bolcato R. Reconstructing threedimensional temperature and fluid velocity vector fields from acoustic transmission measurements // *ISA Transactions*. 1977.
 93. Atkinson P. A fundamental interpretation of ultrasonic Doppler velocimeters // [Ultrasound in Medicine and Biology](#). 1976. — February. Vol. 2. P. 107–111.
 94. Takeda Y. Velocity profile measurement by ultrasound Doppler shift method // [International Journal of Heat and Fluid Flow](#). 1986. — December. Vol. 7. P. 313–318.
 95. Takeda Y. Measurement of velocity profile of mercury flow by ultrasound Doppler shift method // *Nuclear Technology*. 1986. — October. Vol. 79. Pp. 120–124.
 96. Eckert S., Gerbeth G. Velocity measurements in liquid sodium by means of ultrasound Doppler velocimetry // [Experiments in Fluids](#). 2002. Vol. 32. Pp. 542–546.
 97. Brito D., Nataf H.-C., Cardin P. et al. Ultrasonic Doppler velocimetry in liquid gallium // *Experiments in Fluids*. 2001. Vol. 31. Pp. 653–663.
 98. Motevalli V., Marks C. H., McCaffrey B. J. Experimental evaluation of clad metallic buffer rods for high temperature ultrasonic measurements // [NDT and E International](#). 2000. — April. Vol. 33. P. 145–153.

99. Takeda Y. Quasi-periodic state and transition to turbulence in a rotating Couette system // *Journal of Fluid Mechanics*. 1999. — June. Vol. 389. Pp. 81–99.
100. Mashiko T., Tsuji Y., Mizuno T., Sano M. Instantaneous measurement of velocity fields in developed thermal turbulence in mercury // *Physical Review E*. 2004. — March. Vol. 69, no. 3. P. 036306. [cond-mat/0310445](#).
101. Tsuji Y., Mizuno T., Mashiko T., Sano M. Mean Wind in Convective Turbulence of Mercury // *Physical Review Letters*. 2005. — January. Vol. 94, no. 3. P. 034501.
102. Campbell T. A., Koster J. N. Visualization of liquid-solid interface morphologies in gallium subject to natural convection // *Journal of Crystal Growth*. 1994. — July. Vol. 140. Pp. 414–425.
103. Koster J. N., Seidel T., Derebail R. A radiosopic technique to study convective fluid dynamics in opaque liquid metals // *Journal of Fluid Mechanics*. 1997. — July. Vol. 343. Pp. 29–41.
104. Stefani F., Gundrum T., Gerbeth G. Contactless inductive flow tomography // *Physical Review E*. 2004. — November. Vol. 70, no. 5. P. 056306. [physics/0409036](#).
105. Termaat K. P. Fluid flow measurements inside the reactor vessel of the 50 MWe Dodewaard nuclear power plant by cross-correlation of thermocouple signals // *Journal of Physics E Scientific Instruments*. 1970. — August. Vol. 3. Pp. 589–593.

106. Motevalli V., Marks C. H., McCaffrey B. J. Cross-correlation velocimetry for measurement of velocity and temperature profiles in low-speed, turbulent, nonisothermal flows // [Journal of Heat Transfer](#). 1992. — May. Vol. 114. Pp. 331–337.
107. Dubovikova N., Resagk C., Karcher C., Kolesnikov Y. Contactless flow measurement in liquid metal using electromagnetic time-of-flight method // [Measurement Science and Technology](#). 2016. — May. Vol. 27, no. 5. P. 055102.
108. Rachkov V. Fast reactor development program in Russia // International conference on Fast reactors and related fuel cycles: safe technologies and sustainable scenarios. Paris, France, 4-7 March, 2013. 2013.
109. Latge C., Le Coz P., Castaldi O. et al. The ASTRID project and related R&D on Na technology // 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. Pp. 43–51.
110. Platacis E. Liquid metal in nuclear applications // 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. Pp. 25–28.
111. Mel’Nikov I.A., Razuvanov N.G., Sviridov V.G. et al. An investigation of heat exchange of liquid metal during flow in a vertical tube with non-

- uniform heating in the transverse magnetic field // Thermal Engineering (English translation of Teploenergetika). 2013. Vol. 60, no. 5. Pp. 355–362.
112. Ruault J.-M., Masson F., Worms J.-C. et al. MEGAHIT: Update on the advanced propulsion roadmap for HORIZON2020 // 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. Pp. 484–488.
 113. Ashurko Y., Pugachev G. Phenomenon of coolant local natural circulation occuring in heat removal loops of nuclear power plant // Journal of Nuclear Science and Technology. 2011. Vol. 48, no. 4. Pp. 602–611.
 114. Осипов С. Л., Рогожкин С. А., Пахолков В. В. Численные исследования свободной конвекции в замкнутом объеме трубопровода // Сборник докладов научно-технического семинара "Проблемы верификации и применения CFD кодов в атомной энергетике". 2012. С. 888–892.
 115. Зарюгин Д. Г., Калякин С. Г., Опанасенко А. Н., Сорокин А. П. Исследования стратификации теплоносителя и пульсаций температуры в ядерных энергетических установках // Теплоэнергетика. 2013. Т. 3. С. 12–21.
 116. Зайцев А. М., Семенов В. Н., Швецов Ю. Е. Математическое моделирование смешения разнотемпературных струй методом CABARET // Вычислительная механика сплошных сред. 2013. Т. 6, № 4. С. 430–437.
 117. Рогожкин С. А., Осипов С. Л., Фадеев И. Д. и др. Численное модели-

- рование теплогидравлических процессов в верхней камере быстрого реактора // Атомная энергия. 2013. Т. 115, № 5. С. 295–298.
118. Ostrach S. Natural convection in enclosures // *Adv. Heat Transfer*. 1972. Vol. 8. Pp. 161–227.
 119. Horanyi S., Krebs L., Müller U. Turbulent Rayleigh-Benard convection in low Prandtl-number fluids // *Int. J. Heat Mass Transfer*. 1999. Vol. 42. Pp. 3983–4003.
 120. Остроумов Г. А. Свободная конвекция в условиях внутренней задачи. Л.: ГИТТЛ, 1952.
 121. Рогожкин С. А., Д. Фадеев И., Шепелев С. Ф. et al. Состояние с верификацией CFD кодов применительно к реакторам БН // Научно-технический семинар проблемы верификации и применение CFD кодов в атомной энергетике. 2016.
 122. Spiegel E. A. Convection in Stars: I. Basic Boussinesq Convection // [Annu. Rev. Astron. Astrophys.](#) 1971. Vol. 9. P. 323.
 123. Teimurazov A., Frick P. Thermal convection in elongate inclined cylinder with liquid metal. в печати.
 124. Колесниченко И. В., Мамыкин А. Д., Павлинов А. М. и др. Экспериментальное исследование свободной конвекции натрия в длинном цилиндре // Теплоэнергетика. 2015. № 6. С. 31 – 39.