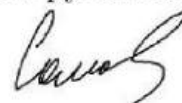


«Институт механики сплошных сред Уральского отделения Российской академии наук» – филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки Пермского федерального исследовательского центра Уральского отделения Российской академии наук («ИМСС УрО РАН»)

На правах рукописи



Сомов Сергей Андреевич

**Свободная конвекция паровоздушной смеси при
испарении жидкости и конденсации пара на границах
замкнутой полости**

Специальность 1.1.9 —

«Механика жидкости, газа и плазмы»

Диссертация на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:
доктор физико-математических наук, доцент
Иванов Алексей Сергеевич

Пермь — 2026

Оглавление

	Стр.
Список сокращений и условных обозначений.	4
Введение	8
Глава 1. ЛАБОРАТОРНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ КОНВЕКЦИИ ВОЗДУХА И НЕКОТОРЫХ ГАЗОВЫХ СМЕСЕЙ НА ЕГО ОСНОВЕ	15
1.1 Термогравитационная конвекция Рэлея-Бенара	15
1.2 Термоконтрационная конвекция бинарных смесей	19
1.3 Экспериментальные методы	23
1.4 Конвекция газоздушных смесей в замкнутых полостях	25
1.4.1 Конвекция газоздушных смесей без фазовых переходов	26
1.4.2 Термоконтрационная конвекция газоздушных смесей	31
1.4.3 Конвекция влажного воздуха в атмосфере	34
1.4.4 Теплопередача в газоздушных смесях с парами воды . .	37
1.5 Выводы	39
Глава 2. МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОГО ИССЛЕДОВАНИЯ	42
2.1 Выбор методов измерений	42
2.2 Габариты конвективной ячейки	44
2.3 Устройство экспериментальной установки	47
2.4 Апробация установки на benchmark задаче	57
2.5 Численное моделирование	61
2.6 Выводы по главе	68
Глава 3. ТЕРМОКОНЦЕНТРАЦИОННАЯ КОНВЕКЦИЯ ГАЗОВОЗДУШНЫХ СМЕСЕЙ	69
3.1 Конструктивные элементы конвектора, обеспечивающие замкнутую циркуляцию конденсата	69
3.2 Теплофизические свойства газовых смесей воздуха с парами воды и ундекана	76
3.2.1 Выражения для водяного пара	77

	Стр.
3.2.2	Выражения для пара ундекана 79
3.3	Экспериментальная зависимость Ra_C и Ra_T 81
3.4	Выводы по главе 85
Глава 4. ТЕПЛОПЕРЕДАЧА ПРИ СВОБОДНОЙ	
КОНВЕКЦИИ ГАЗОВЫХ СМЕСЕЙ С ФАЗОВЫМИ	
ПРЕВРАЩЕНИЯМИ ОДНОЙ ИЗ КОМПОНЕНТ . . . 87	
4.1	Лабораторный эксперимент. 87
4.1.1	Смесь воздуха с парами ундекана 88
4.1.2	Смесь воздуха с парами воды 91
4.2	Выводы по главе 99
Заключение 100	
Список литературы 102	
Приложение А. Код программы 119	
Приложение Б. Интерферограммы (размер области 15×15 мм) . 121	

СПИСОК СОКРАЩЕНИЙ И УСЛОВНЫХ ОБОЗНАЧЕНИЙ

АЦП	аналого-цифровой преобразователь
ГСССД	государственная служба стандартных справочных данных
ПОС	припой олово-свинцовый
СТКК	свободная термоконтрационная конвекция
ТГК	термогравитационная конвекция
ТКК	термоконтрационная конвекция
ЭДС	электродвижущая сила
HFE	hydrofluoroether
IAPWS	international association for the properties of water and steam
O-b	object beam
PID	proportional integral derivative
PIV	particle image velocimetry
R-b	reference beam
XPS	extruded polystyrene foam
Gr	число Грасгофа
K	критерий Кутателадзе
Le	число Льюиса
Nu	число Нуссельта
Nu_D	диффузионное число Нуссельта
Pr	число Прандтля
Pr_D	диффузионное число Прандтля
Ra_c	концентрационное число Рэлея
Ra_E	эффективное число Рэлея
Ra_T	тепловое число Рэлея
Ra^*	критическое число Рэлея
Re	число Рейнольдса
Sc	число Шмидта
Sh	число Шервуда
A_R	аспектное отношение
B	уточнённый коэффициент Уилки-Ли
C	возмущение концентрации
$C(\varphi)$	коэффициент пропорциональности
C_0	средняя концентрация
C_d	концентрация стока

C_p	теплоёмкость смеси
C_p^0	молярная теплоёмкость газообразного ундекана
C_s	концентрация источника
D	коэффициент диффузии
$D_{1,2}$	коэффициент диффузии бинарной газовой смеси
I	интенсивность света
L	продольный размер ячейки
M_1	молярная масса воды
M_2	молярная масса воздуха
M_3	молекулярная масса ундекана
M_{gr}	молекулярная масса смеси
P_1	парциальное давление насыщенного водяного пара
P_2	парциальное давление воздуха
P_3	парциальное давление пара ундекана
P_{0a}	стандартное атмосферное давление
P_{atme}	атмосферное давление
Q	полный тепловой поток
Q_{cond}	кондуктивный тепловой поток
R	универсальная газовая постоянная
T	возмущение температуры
ΔT	перепад температур
T_0	средняя температура
T_a	температура воздуха
T_c	температура холодильника
T_h	температура нагревателя
T_m	температура массива
T_r	приведенная температура
T_w	температура воды
\tilde{T}	безразмерная температура
U_{hf}	выходной сигнал датчика
c_i	молярная доля i -го компонента
d	характерный размер
g	модуль ускорения свободного падения
h	шаг сетки
h_{wv}	энтальпия водяного пара
\mathbf{j}_{wv}	плотность массового потока водяного пара
k_b	постоянная Больцмана

k_T	термодиффузионное отношение
l	толщина слоя жидкости
m	номер интерференционной полосы
m_1, m_2	молекулярные массы
m_{wv}	массовая доля водяного пара
$(m_{air})_h$	массовая доля воздуха
n	показатель преломления
n_{st}	показатель преломления сухого воздуха
\mathbf{n}	единичный вектор
p	возмущение давления газа
p_0	безразмерное давление
$\mathbf{q}_{inverse}$	плотность потока тепла
r	теплота парообразования
r_{eff}	эффективный радиус канавки
s	толщина теплового пограничного слоя
t	время
t_1^*	безразмерный параметр Штокмайера для молекулы воды
t_h	шаг по времени
\mathbf{v}	среднемассовая скорость
\mathbf{w}	скорость конвективного течения
α_T	коэффициент теплоотдачи
α_2^*	безразмерная константа
β_T	коэффициент объёмного теплового расширения
β_c	коэффициент концентрационного расширения
β_m	коэффициент массоотдачи
δ	толщина гидродинамического пограничного слоя
$\Delta\varphi$	разность фаз
$\varepsilon_{1,2,3}, \sigma_{1,2,3}$	параметры потенциала Леннарда—Джонса
η	динамическая вязкость
η_{un}	динамическая вязкость пара углеводорода
κ_a	теплопроводность воздуха
κ_{un}	теплопроводность пара ундекана
κ_w	теплопроводность воды
λ	длина волны лазера
λ_q	плотность теплового потока
μ_1, μ_2	химические потенциалы
ν	кинематическая вязкость

ξ	безразмерная параметрическая зависимость
ρ_0	средняя плотность газа
ρ_{dry}	плотность сухого воздуха
ρ_{gm}	плотность газовой смеси
ρ_i	плотность i -го компонента
ρ_{vap}	плотность водяного пара
ρ_{uv}	парциальная плотность пара
σ_{H_2O}	поверхностное натяжение воды
φ	угол наклона
χ	температуропроводность
χ_m	температуропроводность массива
ψ	функция тока
ω	функция вихря скорости
$\Omega_{1,2,3}$	интеграл столкновений

ВВЕДЕНИЕ

Актуальность и степень разработанности темы исследования

Диссертация посвящена экспериментальному исследованию свободной термоконцентрационной конвекции газовой смеси, одна из компонент которой непрерывно испаряется и конденсируется на стенках замкнутой полости, с рециркуляцией конденсата.

Термоконцентрационная конвекция (ТКК) является фундаментальным механизмом взаимосвязанных процессов тепло- и массопереноса в газовых смесях при взаимном влиянии (в общем случае – независимых) концентрационного и температурного полей. В гравитационном поле ТКК характеризуется двумя причинами появления сил плавучести (температура и концентрация), связанных с двумя диссипативными механизмами – теплопроводность и диффузия. Предельным случаем ТКК является тот, при котором одна из компонент смеси претерпевает фазовое превращение первого рода – жидкость испаряется, а пар конденсируется на теплообменниках. Одновременное действие источника и стока одной газовой компоненты позволяет создать максимально возможный концентрационный градиент, а так как давление насыщенных паров жидкости является функцией только температуры, то концентрационный и термогравитационный конвективные механизмы в этом случае являются связанными посредством граничных условий. Такой режим ТКК представляет собой актуальную тему диссертационного исследования, так как он реализуется во многих технических устройствах. В условиях Земли наибольшее практическое значение имеют газовые смеси воздуха с парами капельных жидкостей. Наш выбор последних объясняется их практической значимостью: вода, помимо распространённости в атмосфере, обладает аномально большим значением теплоёмкости и потому часто используется в качестве теплоносителя, а ундекан – это углеводород, чьи физические свойства близки к средним значениям таковых у керосина («модельное» топливо для двигателей).

Свободная конвекция имеет своим следствием восстановление механического и термодинамического равновесия в системе. Вынужденная конвекция по сравнению со свободной обладает тем преимуществом, что позволяет инженерам управлять процессами переноса в широких пределах, однако исследования свободной конвекции с позиции фундаментальной науки являются более акту-

альными по следующим причинам. Во-первых, свободная ТКК лежит в основе всех природных атмосферных явлений, которые трудно изучать в лабораторных условиях (например, воссоздать стратификацию атмосферы), а управлять ими в природе тем более невозможно из-за их масштабов и энергетических характеристик. Поэтому, хотя конвекция Рэля-Бенара (простейшая модель атмосферы) изучена более 100 лет назад, до сих пор существуют нерешённые актуальные задачи (например, описание тропического циклона или объяснение механизма переориентации крупномасштабной циркуляции при конвективной турбулентности). Во-вторых, знание фундаментальных закономерностей позволяет быстро оценить предельные возможности интересующей технологии или устройства, принцип работы которого основан на свободной конвекции, в то время как вынужденная конвекция определяется не столько природой явлений, сколько частными особенностями конструкции (производительность насоса, место расположения теплообменника и т.п.). В-третьих, применение свободной конвекции в технике – это либо наименее затратный способ тепло-массопереноса, либо побочное явление, которое влияет на работу устройства.

Ниже перечислены основные научные коллективы и фамилии экспериментаторов, проводивших исследования релевантные теме диссертации. Термогравитационную конвекцию комнатного воздуха в замкнутых полостях изучали Арнольд (J.N. Arnold), Дропкин (D.J. Dropkin), Ийикан (L. Iyikan), группа Холландса (K.G.T. Hollands), А.Н. Полудницин, группы Г.Ф. Путина, Парончини (M. Paroncini), Когавы (T. Kogawa). ТКК тройных газоздушных смесей исследовали А.Ю. Пинягин, А.Ф. Пшеничников, Г.Ф. Шайдуров (численно – А.И. Федюшкин, В.И. Полежаев). Изотермическую концентрационную конвекцию бинарных и трёхкомпонентных газовых смесей изучали в группе Н.Д. Косова и В.Н. Косова (В.Д. Селезнёв, А.З. Айткожаев, Ю.И. Жаврин, О.В. Федоренко и др.). Конвекцию воздуха, инициированную испарением воды, изучали Спарроу, Нунез, Макбэйн (E.M. Sparrow, G.A. Nunez, G.D. McBain). Группа Лагерра (O. Laguerre) решала прикладные задачи конвекции влажного воздуха в холодильнике. Конвекцию стратифицированных жидкостей исследовали в группе Ю.Д. Чашечкина. Конденсацией микрокапель в пересыщенном влажном воздухе занимались группы Вудса (J.D. Woods), Уорнера (J. Warner), Дэсаи (N. Desai). Численно ТКК во влажном воздухе исследовали Сан (H. Sun), А.П. Поликарпов, Кубицки (A. Kubicki), Ийи (D. Iyi), Коста (V.A.F. Costa) и др. Вопросами тепло-массопереноса в воздухе с фазовыми превращениями

влаги занимались Сильвестон (P.L. Silveston), Л.Д. Берман, Миллс (A.F. Mills), Н.М. Дудник и другие ученые технических наук. Теплофизические свойства воды и её пара в России изучались коллективами М.П. Вукаловича, С.Л. Ривкина, А.А. Александрова и др.

Цель работы – установление универсальных экспериментальных закономерностей конвективного движения и теплопередачи при СТКК в замкнутой полости, заполненной газовой смесью воздуха с парами воды или ундекана, при условиях испарения жидкости и конденсации пара на границах полости.

Для достижения цели были поставлены и решены следующие **задачи**:

1. Спроектировать и изготовить экспериментальную установку, позволяющую определять момент возникновения квази-2D конвективного течения газовой смеси, измерять тепловой поток и визуализировать прозрачную среду (при ТГК – поле T) посредством голографической интерферометрии.
2. Обеспечить работу конвективной ячейки при испарении жидкости на нижнем и конденсации пара на верхнем теплообменниках с рециркуляцией конденсата и предотвращением запотевания оптических элементов установки.
3. Выполнить серию контрольных (benchmark) опытов по ТГК осушенного воздуха для апробации и оценки чувствительности установки, проверки точности термодатного и голографического методов; подтверждения известной зависимости числа Нуссельта от теплового числа Рэлея $Nu(Ra_T)$.
4. Определить вид течения в конвективной ячейке, посредством сравнения экспериментальных интерферограмм с численным решением задачи ТГК двухполюсным методом в приближении Буссинеска.
5. Выполнить опыты по СТКК газоздушных смесей с парами воды или ундекана, при испарении жидкости и конденсации пара на стенках полости.
6. Для обеих газовых смесей определить параметрическую температурную зависимость теплового Ra_T и концентрационного Ra_C чисел Рэлея, характеризующих соотношение двух конвективных механизмов.
7. Описать теплопередачу при СТКК газов зависимостью Nu от естественного параметра подобия – эффективного числа Рэлея $Ra_E = Ra_T + Ra_C$.

Научная новизна работы состоит в том, что в ней впервые

1. Выполнено экспериментальное сравнение ТГК осушенного воздуха и ТКК его смесей с парами воды или ундекана, претерпевающими фазовые превращения первого рода на стенках полости с рециркуляцией конденсата при атмосферном давлении, средней температуре $T_0 \in (283; 363)$ К и $\nabla T \in [0; 1.3 \times 10^3]$ К·м⁻¹.

2. Измерены параметрические зависимости $Ra_C Ra_T^{-1}$ для смесей воздуха с парами воды или ундекана, претерпевающими фазовые превращения на стенках полости, – полиномы 3-й и 2-й степени безразмерной температуры, соответственно.
3. Экспериментально измерена и описана теплопередача при СТКК газоздушных смесей паров воды или ундекана, претерпевающих фазовые превращения на границах замкнутой полости, в виде степенной зависимости числа Nu от естественного параметра подобия – эффективного числа Рэлея $Ra_E = Ra_T + Ra_C$.
4. Экспериментально продемонстрировано, что при $\nabla T \gtrsim 300 \text{ К}\cdot\text{м}^{-1}$ вклад молекулярных механизмов (термодиффузия и поток Стефана) в теплопередачу смеси воздуха с парами воды, претерпевающими фазовые превращения на границах замкнутой полости, сопоставим с вкладом конвективного подъёмно-опускного течения.

Практическая значимость работы заключается в новых экспериментальных данных о конвективном движении и теплопередаче, необходимых для проектирования устройств и аппаратов, внутри которых присутствуют газоздушные смеси паров воды или ундекана, претерпевающих фазовые превращения первого рода: теплообменники, ректификационные колонны, устройства для карбюрации топлива и т.п. Возможно использование полученных экспериментальных данных в целях верификации теоретических моделей конвекции влажного воздуха, например, применительно к задачам физики атмосферы.

Методология и методы исследования выбирались исходя из формулировки задач эксперимента, необходимости обработки исходных данных и постановки численного моделирования. Экспериментальная установка реализует стандартные способы теплофизических измерений: метод дифференциальных термопар, датчик плотности теплового потока, а также метод голографической интерферометрии для визуализации поля показателя преломления света, зависящего одновременно от возмущений температуры и концентрации газа. Численное моделирование конвекции осушенного воздуха выполнено в 2D-постановке. Решение системы уравнений гидродинамики в приближении Буссинеска получено двухполевым методом.

В качестве рабочих сред использовались осушенный воздух с остаточной влажностью $\approx 5 \%$, а также газоздушные смеси паров дистиллированной воды и химически чистого ундекана.

Численная обработка измерений и представление результатов осуществлялись с привлечением справочных данных теплофизических свойств газовых смесей, либо их расчётных значений, полученных по инженерным методикам. Результаты измерений представлялись в виде универсальных функциональных зависимостей числа Нуссельта Nu от теплового Ra_T и эффективного Ra_E чисел Рэлея, а также соотношения теплового и концентрационного Ra_C чисел Рэлея.

Основные положения, выносимые на защиту:

1. В диапазоне температур (283; 363) К свободная термоконтрационная конвекция смесей воздуха с парами воды или ундекана, при условии испарения жидкости и конденсации пара на границах замкнутой полости, характеризуется параметрическим отношением концентрационного и теплового чисел Рэлея, имеющим вид полинома 3-й или 2-й степени безразмерной температуры, соответственно.
2. Конвективный теплообмен при свободной термоконтрационной конвекции смесей воздуха с парами воды или ундекана, при условии испарения жидкости и конденсации пара на стенках замкнутой полости, описывается естественным параметром подобия – эффективным числом Рэлея Ra_E , равным сумме теплового Ra_T и концентрационного Ra_C чисел Рэлея, которые связаны между собой условиями термодинамического равновесия на границе жидкость – пар.
3. Функциональная связь $Nu(Ra_E)$ в надкритической области ($Ra_E \leq 3.2 \times 10^3$), описывающая вклад конвективного подъёмно-опускного течения в интегральный теплоток (с поправками на термодиффузию и поток Стефана), хорошо аппроксимируется степенным законом с показателем степени и коэффициентом, зависящим от параметра (безразмерной средней температуры) и природы газовой смеси.
4. При градиенте температуры более $300 \text{ K}\cdot\text{m}^{-1}$ во влажном воздухе с фазовыми превращениями влаги на стенках замкнутой полости, вклад молекулярных механизмов (термодиффузия и поток Стефана) в теплопередачу при свободной конвекции сопоставим со вкладом макроскопического подъёмно-опускного течения.

Достоверность полученных результатов обеспечена предварительными расчётами экспериментальной установки, предшествовавшими её изготовлению и подтверждёнными в ходе успешного прохождения тестовых испытаний на эталонной (benchmark) задаче о термогравитационной конвекции осушенного воздуха; выполнением вспомогательного численного моделирования, доказавшего,

что реальное конвективное течение в ячейке соответствует модельным представлениям, заложенным на этапе проекта эксперимента; применением стандартных методик измерения температуры и теплового потока; использованием голографического интерферометра реального времени, одновременно чувствительного к возмущениям температуры и концентрации примеси, но при этом нетребовательного к высокому качеству оптических элементов установки (стёкол, зеркал, пластин и т.д.); поверкой самодельных термопар; комплектованием установки стабильными контрольными и точными измерительными приборами: PID-регулируемыми крио-термостатами, 24-х битными АЦП, микровольтметрами постоянного тока, поверенными пирометрами и ртутными термометрами; использованием стандартных методов численного моделирования.

Численная обработка и представление данных осуществлялись с привлечением стандартных методик расчёта физических свойств газовых смесей и справочных данных по теплофизическим величинам, включая таблицы государственной службы стандартных справочных данных ГСССД 187-99, международные скелетные таблицы термодинамических свойств воды и водяного пара, химические справочники, учебные пособия Гиршфельдера и Бретшнайдера по инженерным методам расчёта свойств газов и жидкостей.

Надёжность выводов подтверждается воспроизводимостью и повторяемостью экспериментальных измерений; согласованностью измеренных данных, полученных независимыми методами; успешным выполнением benchmark-тестов; сверкой расчётных и известных справочных данных.

Апробация работы осуществлялась на следующих конференциях и семинарах: XXI Зимняя школа по механике сплошных сред (Пермь, 18–22 марта 2019 г.), «Пермские гидродинамические научные чтения» (Пермь, 22–24 октября 2020 г.), XXII Зимняя школа по механике сплошных сред (Пермь, 22–26 марта 2021 г.), международная конференция «Волны и вихри» (Москва, 1–3 декабря 2021 г.), Всероссийская конференция молодых ученых-механиков (Сочи, 4–14 сентября 2022 г.), «Пермские гидродинамические научные чтения» (Пермь, 5–7 октября 2022 г.), международный симпозиум «Неравновесные процессы в сплошных средах» (Пермь, 1–4 октября 2024 г.), XXIV Зимняя школа по механике сплошных сред (Пермь, 24–28 февраля 2025 г.), «Пермские гидродинамические научные чтения» (Пермь, 1–3 октября 2025 г.), научный семинар Института механики сплошных сред (Пермь, 05.05.2026 г.). Результаты диссер-

тационной работы были получены в рамках и входили в отчёты госбюджетных тем № АААА-А17-117021310078-8 и АААА-А20-120020690030-5.

Личный вклад. Автор единолично выполнил весь объём экспериментальных работ: спроектировал и изготовил лабораторную установку; выполнил все температурные измерения, съёмку голографических интерферограмм и их численную обработку; выполнил численное моделирование в самописной программе (язык Python). Все представленные в диссертации результаты и выносимые на защиту положения получены автором лично.

Публикации. Результаты по теме диссертации изложены в 14 печатных изданиях, 3 из которых изданы в журналах, рекомендованных ВАК, 6 — в журналах, индексируемых Web of Science и Scopus, 7 — в сборниках трудов конференций и тезисах докладов.

Объем и структура работы. Диссертация состоит из введения, 4 глав, заключения и 2 приложений. Полный объём диссертации составляет 124 страниц, включая 36 рисунков. Список литературы содержит 158 наименований.

Благодарности. Автор признателен следующим коллегам из «ИМСС УрО РАН»: д.ф.-м.н. проф. А.Ф. Пшеничникову из лаборатории «Динамики дисперсных систем» за проявленный интерес к работе и обсуждение результатов, к.ф.-м.н. А.О. Иванцову из лаборатории «Вычислительной гидродинамики» за консультацию по программной реализации численного метода, сотрудникам лаборатории «Гидродинамической устойчивости» к.ф.-м.н. А.В. Шмырову за совет, позволивший повысить контрастность интерферограмм, д.ф.-м.н. А.И. Мизёву за обсуждение постановки эксперимента на начальном этапе работы, к.ф.-м.н. доценту К.Г. Костареву за дискуссии об общей концепции эксперимента и за передачу диссертации А.Ю. Пинягина в формате микрофильма ВНТИЦ, токарю 6 разряда Ю.П. Некрасову за высококвалифицированную фрезеровку медных теплообменников, а также доценту ПГНИУ к.ф.-м.н. А.Н. Полудницину за консультацию по практической работе с фотопластинками (проявление, отбеливание) для голографии.

Глава 1. ЛАБОРАТОРНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ КОНВЕКЦИИ ВОЗДУХА И НЕКОТОРЫХ ГАЗОВЫХ СМЕСЕЙ НА ЕГО ОСНОВЕ

Ниже представлен обзор современного состояния релевантных теме диссертации (преимущественно экспериментальных) исследований конвекции воздуха и некоторых газовых смесей на его основе. Требование наличия эксперимента значительно сократило выбор литературы. К тому же возможности лабораторного исследования газов ограничивают постановку задачи случаем замкнутой полости и позволяют пренебречь барометрическим распределением, то есть исключить из рассмотрения часть работ по физике атмосферы. Некоторые узкоспециализированные вопросы освещаются в оригинальных главах.

1.1 Термогравитационная конвекция Рэлея-Бенара

Основной моделью конвективных явлений является задача Рэлея-Бенара, в которой рассматривается движение однородной жидкости (газа), заключенного между горизонтальными бесконечными пластинами, при условии, что нижняя пластина нагрета сильнее верхней. В задаче рассматривается возникновение упорядоченного макроскопического течения из-за потери механического равновесия газа под действием архимедовой силы (силы плавучести), обусловленной неоднородностью плотности среды в поле силы тяжести. Результатом потери механической устойчивости является появление периодических структур – конвективных гексагональных ячеек (в 2D-задаче – валов).

Термогравитационная конвекция (ТГК) исследовалась Буссинеском [1] и Обербеком [2], а основные положения были сформулированы Бенаром [3] и Рэлеем [4] к 1916 г. Спустя 150 лет ТГК продолжает изучаться благодаря своей фундаментальной природе. Она определяет самые разнообразные явления: тектонические, океанические и атмосферные процессы, технологические задачи производства (например, [5]), и т.д. Конвективное движение описывается системой уравнений в приближении Буссинеска-Обербека, включающей уравнение

Навье-Стокса, уравнение переноса тепла и уравнение непрерывности [6]

$$\begin{cases} \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + (\mathbf{v}\nabla) \mathbf{v} = -\frac{1}{\rho_0} \nabla p + \nu \Delta \mathbf{v} + g\beta_T T \mathbf{n}, \\ \frac{\partial T}{\partial t} + (\mathbf{v}\nabla) T = \chi \Delta T, \\ \nabla \mathbf{v} = 0, \end{cases} \quad (1.1)$$

где \mathbf{v} – среднemasсовая скорость; ρ_0 – невозмущённая средняя плотность газа при однородной температуре T_0 ; t – время; $\nu = \eta\rho_0^{-1}$ и η – кинематическая и динамическая вязкость, соответственно; g – модуль ускорения свободного падения; \mathbf{n} – единичный вектор, направленный по вертикали вверх; χ – температуропроводность. Символ Δ в (1.1) – оператор Лапласа. Величина p описывает возмущение давления газа относительно его значения p_0 , которое было бы при механическом равновесии в изотермическом случае, т.е. за вычетом постоянно-го атмосферного и линейного гидростатического слагаемых. Аналогично, T – это локальное возмущение температуры относительно T_0 , а β_T – коэффициент объёмного теплового расширения, равный

$$\beta_T = -\frac{1}{\rho_0} \left(\frac{\partial \rho}{\partial T} \right)_{p_0}. \quad (1.2)$$

Система (1.1) содержит 5 уравнений и позволяет определить 5 неизвестных: векторное поле \mathbf{v} и скалярные поля p и T .

В механике сплошных сред для получения универсальных решений, описывающих поведение всех схожих физических систем, используют критерии подобия – безразмерные комплексы (параметры), получаемые путём анализа размерностей и приведением уравнений к безразмерному виду. Так, при решении задачи свободной ТГК газа, заполняющего полость, выполненную из материала с температуропроводностью χ_m и имеющей характерный размер d , система (1.1) приводится к безразмерному виду при следующем выборе единиц измерения (масштабов): расстояния d ; времени $d^2\nu^{-1}$ (т.н. вязкое время, характеризующее продолжительность релаксации гидродинамических возмущений за счёт вязкого диссипативного механизма); скорости χd^{-1} ; давления $\rho_0\nu\chi d^2$; температуры $\Delta T = (T_h - T_c)$, – величине, равной разности температур между горячей T_h и холодной T_c стенками полости. Для анализа устойчивости записывается линеаризованная (отбрасываются члены, квадратичные по возмущениям) система

(1.1) в безразмерном виде [6]

$$\begin{cases} \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} = -\nabla p + \Delta \mathbf{v} + \text{Ra}_T T \mathbf{n}, \\ \text{Pr} \frac{\partial T}{\partial t} - (\mathbf{v} \mathbf{n}) = \Delta T, \\ \nabla \mathbf{v} = 0, \\ \text{Pr} \tilde{\chi} \frac{\partial T_m}{\partial t} = \Delta T_m, \end{cases} \quad (1.3)$$

где Ra_T и Pr – критерии подобия, T_m – температура массива, $\tilde{\chi} = \chi \chi_m^{-1}$ – отношение температуропроводности газа и массива. В уравнение Навье-Стокса (1.3) входит только тепловое число Рэлея Ra_T [6]

$$\text{Ra}_T = \frac{g \beta_T \Delta T d^3}{\nu \chi}, \quad (1.4)$$

которое «является основной характеристикой конвекции как таковой» [7] с.308, и по её величине можно судить о начале конвекции, носящем пороговый характер. При малых значениях Ra_T диссипативные процессы подавляют конвекцию, а теплопередача осуществляется молекулярным механизмом теплопроводности. При достижении критического числа Рэлея Ra^* механическое равновесие газа становится неустойчивым, возникают ячейки Бенара. В случае двух свободных границ теоретическое значение $\text{Ra}^* = 658$, для случая одной свободной и второй твёрдой границы $\text{Ra}^* \approx 1101$, а для двух твёрдых границ $\text{Ra}^* = 1708$ [7]. Значение Ra^* зависит от граничных условий и дополнительных факторов (вращение, вибрация и др.). Уточним, что конвекция может развиваться и беспороговым образом (при подогреве вертикальной стенки), однако в предлагаемой диссертации исследуется только пороговый случай.

Второй критерий подобия в (1.3) – число Прандтля Pr , – характеризует индивидуальные свойства среды

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

определяя соотношение между гидродинамическим и тепловым пограничными слоями [8]. Для газов $\text{Pr} \sim 1$, например, для воздуха при н.у. $\text{Pr} \approx 0.7$. Величина Pr определяет динамику и структуру течений [9]. Подытожим: ТГК-течение любого газа является полностью определённым, если для него известна пара чисел (Ra_T, Pr) .

Конвективную теплопередачу характеризуют числом Нуссельта Nu , равным отношению полного теплового потока Q в системе к тепловому потоку, обусловленному молекулярной теплопроводностью Q_{cond}

$$Nu(Ra_T, Pr) = \frac{Q}{Q_{cond}}. \quad (1.6)$$

Иногда в литературе вместо Ra_T используют число Грасгофа $Gr = Ra_T Pr^{-1}$, характеризующее соотношение сил плавучести и вязких сил, поэтому (1.6) может представляться функцией $Nu(Gr, Pr)$ (мы пользуемся только Ra_T).

Зависимость $Nu(Ra_T)$ [10] универсальна для всех жидкостей и газов, поэтому важна для представления результатов диссертации. Вслед за проф. Гершуни и Жуховицким, поместившими в [6] начальный участок графика $Nu(Ra_T)$ из [10], воспроизведём его на Рис. 1.1. При $Ra_T < Ra^*$ число $Nu = 1$ потому что

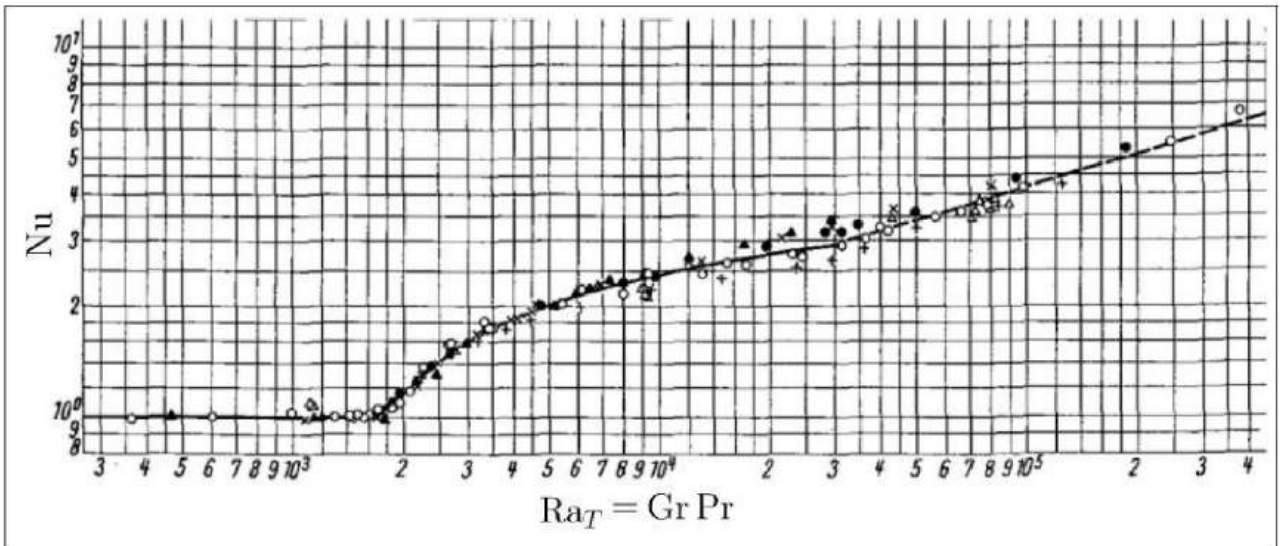


Рисунок 1.1 — Универсальная экспериментальная зависимость $Nu(Ra_T)$ [10], измеренная для воды (\circ), гептана ($+$), этиленгликоля (\times), силиконовых масел марок АКЗ (\bullet) и АК350 (\blacktriangle), воздуха (\triangle). Сплошная и штриховая линии тренда описываются кусочно-заданной функцией (1.7)

конвекции нет. При превышении Ra^* , экспериментальное значение которого равно 1700 ± 50 , наблюдается монотонный рост $Nu(Ra_T)$. На Рис. 1.1 представлены данные для разных флюидов, однако все точки лежат на общей кусочно-задан-

ной функции (в скобках указан режим теплопередачи)

$$\text{Nu} = \begin{cases} 1, & \text{Ra}_T \in [0; 1700] \text{ (теплопроводный)}, \\ 0.0012\text{Ra}_T^{0.90}, & \text{Ra}_T \in (1700; 4000) \text{ (ламинарный)}, \\ 0.24\text{Ra}_T^{0.25}, & \text{Ra}_T \in (4 \times 10^3; 4.4 \times 10^4) \text{ (ламинарный)}, \\ 0.30\text{Gr}^{0.16}\text{Pr}^{0.21}, & \text{Ra}_T \in (4 \times 10^3; 4.4 \times 10^4) \text{ (турбулентный)}, \\ 0.10\text{Gr}^{0.31}\text{Pr}^{0.36}, & \text{Ra}_T > 4.4 \times 10^4 \text{ (турбулентный)}, \end{cases} \quad (1.7)$$

Для нас наибольшее значение имеет второй интервал функции (1.7), соответствующий началу конвекции (*Konvektionsbeginns*, нем.), при котором возможно только ламинарное течение. Все результаты диссертации соответствуют именно этому режиму. Отметим принципиальный факт: выражение $\text{Nu}(\text{Ra}_T)$ определено экспериментально. Теория [7] предсказывала зависимость $\text{Nu} \propto \sqrt{\text{Ra}_T}$, что не соответствует (1.7), а в интересующем нас режиме правильная степень 0.90 числа Ra_T почти двукратно превышает теоретическую. Промежуточный вывод: аналитические и численные работы, неизбежно наследующие ограничения теоретических моделей, не позволяют получить количественно правильный результат, напротив, – для решения прикладных задач теплопередачу изучают исключительно экспериментально (подробнее см. раздел 1.4.4).

1.2 Термоконцентрационная конвекция бинарных смесей

В задаче Рэлея-Бенара конвекция инициируется ∇T , однако в природе и технике плотность среды также зависит и от концентрации C растворённой примеси. В таких системах наблюдается ТКК (двойная диффузионная конвекция) [11], [12]. Она характеризуется двумя механизмами генерации силы плавучести, каждый из которых связан со своим полем (T и C), и коэффициентом переноса (χ и D – коэффициент диффузии):

- тепловая плавучесть, обусловленная зависимостью $\rho(T)$. Релаксационный механизм течения определяется $\chi \sim 10^{-7} \text{ м}^2\text{с}^{-1}$ для жидкостей и $\chi \sim 10^{-5} \text{ м}^2\text{с}^{-1}$ для газов, соответственно;

- концентрационная плавучесть, обусловленная зависимостью $\rho(C)$. Диссипативный механизм системы определяется коэффициентом диффузии, который в жидкостях имеет порядок $D \sim 10^{-9} \text{ м}^2\text{с}^{-1}$, а в газах $D \sim 10^{-5} \text{ м}^2\text{с}^{-1}$.

Многообразие задач ТКК объясняется вариативностью конкурирующих механизмов плавучести и диссипации. В жидкостях D на несколько порядков меньше χ , а в газах они одного порядка, – это объясняет их качественное отличие [12]. Классическим примером конкуренции диффузии и теплопроводности в жидкостях является образование «солевых пальцев» [13]. Соотношение диссипативных механизмов описывается числом Льюиса $Le = \chi/D$. Для жидкостей $Le \gg 1$ и тепловые процессы протекают быстрее диффузионных, что приводит к возникновению тонких концентрационных пограничных слоев [14]. Более того, поля C и T могут взаимно усиливать конвекцию, либо ослаблять действие друг друга. Например, при термохалинной циркуляции морской воды ∇T и ∇C соли приводят к генерации океанических течений, которым присущи колебательные режимы и сложное стохастическое поведение [15], [16].

Количественно конвекция бинарной смеси описывается системой уравнений в приближении Буссинеска-Обербека [17]

$$\begin{cases} \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + (\mathbf{v} \nabla) \mathbf{v} = -\frac{1}{\rho_0} \nabla p + \nu \Delta \mathbf{v} + g (\beta_T T + \beta_C C) \mathbf{n}, \\ \frac{\partial T}{\partial t} + (\mathbf{v} \nabla) T = (\chi + N k_T^2 D) \Delta T + N k_T D \Delta C, \\ \nabla \mathbf{v} = 0, \\ \frac{\partial C}{\partial t} + (\mathbf{v} \nabla) C = D (\Delta C + k_T \Delta T), \end{cases} \quad (1.8)$$

где C – возмущение массовой концентрации лёгкой компоненты, k_T – термодиффузионное отношение, β_C по аналогии с (1.2) – коэффициент концентрационного расширения

$$\beta_C = -\frac{1}{\rho_0} \left(\frac{\partial \rho}{\partial C} \right)_{p_0, T_0}. \quad (1.9)$$

Величина N в (1.8) определяется через теплоёмкость смеси c_p при постоянных давлении и концентрации, химические потенциалы μ_1 , μ_2 и молекулярные массы m_1 , m_2 обеих компонент смеси следующим образом

$$N = \left(\frac{T \mu_c}{c_p} \right)_{T_0, C_0}, \quad \mu_c = \left(\frac{\partial \mu}{\partial C} \right)_{T, p}, \quad \mu = \frac{\mu_1}{m_1} - \frac{\mu_2}{m_2}. \quad (1.10)$$

Система (1.8) состоит из 6 уравнений, что на 1 уравнение больше (1.1) и позволяет дополнительно определить скалярное поле концентрации C .

Рассмотрим взаимосвязь полей T и C в газах. С одной стороны, поле C можно менять независимо от поля T посредством начальных и граничных

условий. Так, можно поместить в конвективную ячейку источник газа (примеси) и регулировать его производительность независимо от распределения T в ячейке. При этом теоретически (точнее – гипотетически) можно переписать систему (1.8) для двух предельных случаев: (i) концентрационная изотермическая ($\nabla C \neq 0; \nabla T = 0$) и (ii) изоконцентрационная температурная ($\nabla C = 0; \nabla T \neq 0$) конвекция. Случай (ii) рассмотрен ранее (1.1), а в случае (i) редуцированная система уравнений (1.8) примет вид

$$\begin{cases} \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + (\mathbf{v} \nabla) \mathbf{v} = -\frac{1}{\rho_0} \nabla p + \nu \Delta \mathbf{v} + g \beta_C C \mathbf{n}, \\ \nabla \mathbf{v} = 0, \\ \frac{\partial C}{\partial t} + (\mathbf{v} \nabla) C = D \Delta C. \end{cases} \quad (1.11)$$

Решая задачу анализа устойчивости, перепишем (1.11)

$$\begin{cases} \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} = -\nabla p + \Delta \mathbf{v} + \text{Ra}_C C \mathbf{n}, \\ \text{Pr}_D \frac{\partial C}{\partial t} - (\mathbf{v} \nabla) C = \Delta C, \\ \nabla \mathbf{v} = 0, \end{cases} \quad (1.12)$$

где диффузионное число Прандтля $\text{Pr}_D = \frac{\nu}{D}$ (второе название и обозначение – число Шмидта Sc) и концентрационное число Рэлея Ra_C

$$\text{Ra}_C = \frac{g \beta_C \Delta C d^3}{\nu D} \quad (1.13)$$

определены по аналогии с Pr и Ra_T . Величина ($\Delta C = C_s - C_d$) в (1.13) обозначает разность концентраций источника C_s и стока C_d . Выбор единиц измерения аналогичен описанному на стр. 12 с единственным нововведением: вместо χ используется D . В интересующем нас случае газовых смесей замена χ на D в числовом выражении ничего не меняет, ведь они совпадают по порядку величины $D \approx \chi \sim 10^{-5} \text{ м}^2 \text{ с}^{-1}$ и $\text{Le} \approx 1$. Следовательно, для газов $\text{Pr}_D \approx \text{Pr} \approx 1$. Значит, системы безразмерных уравнений (1.3) и (1.12) для газов полностью идентичны, а их численные решения совпадают. Например, анализ устойчивости [6] системы (1.12) для плоского слоя с твёрдыми границами даст то же критическое значение числа $\text{Ra}^* = 1708$. Следуя этим соображениями, запишем уравнение Навье-Стокса из задачи анализа устойчивости (1.8)

$$\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} = -\nabla p + \Delta \mathbf{v} + (\text{Ra}_T T + \text{Ra}_C C) \mathbf{n}. \quad (1.14)$$

Глубокая аналогия теплового и концентрационного механизма конвекции имеет продолжение в виде «симметричной» природной взаимосвязи полей C и T , описанной математически во 2-м и 4-м уравнениях (1.8) тепло- и массопереноса, соответственно. Физические механизмы этой взаимной связи – парные, обратные явления термодиффузии (эффект Соре) и диффузионного термоэффекта (эффект Дюфо). Из-за взаимосвязи полей C и T , например, физически принципиально невозможно [17] реализовать случай чистой тепловой изоконцентрационной конвекции (1.12), гипотетически рассмотренный ранее. Действительно, ∇T в смеси (изначально однородной по концентрации) всегда инициирует термодиффузионный поток, который неизбежно приведёт к появлению ∇C . И наоборот, наличие $\nabla C \neq 0$ в смеси (изначально однородной по T), неизбежно приведёт к появлению ∇T .

В правой части (1.14), вклад ∇T и ∇C в силу плавучести аддитивен, – это непосредственно следует из приближения Обербека

$$\rho(T, C) = \rho_0 (1 - \beta_T T - \beta_C C). \quad (1.15)$$

где $\rho_0 = \rho(T_0, C_0)$ и T, C – возмущения температуры и концентрации относительно однородных начальных значений T_0 и C_0 . Аддитивность вкладов T и C учитывается посредством эффективного числа Рэлея Ra_E , предложенного [18], [19]. Оно суммирует вклады обоих конвективных механизмов

$$Ra_E = Ra_T + Ra_C. \quad (1.16)$$

Физическое обоснование Ra_E состоит в том, что конвекция возникает при нарушении механического равновесия безотносительно природы той причины, которая нарушила баланс сил плавучести и диссипативных процессов. Практически это означает, что даже при докритических значениях теплового числа $Ra_T < Ra^*$ в системе может наблюдаться конвекция, условие существования которой в плоском слое с двумя твёрдыми границами формулируется так

$$Ra_E \geq 1700 \pm 50. \quad (1.17)$$

Удобство числа Ra_E состоит в том, что результаты для бинарной смеси можно представить в виде функции одного аргумента, например, $Nu = Nu(Ra_E)$.

1.3 Экспериментальные методы

Достоверность и воспроизводимость измерений определяется выбором экспериментальных методов. Для исследования конвекции прозрачных сред применяется следующие 4 метода, каждый из которых обладает индивидуальными характеристиками и оптимальной областью применимости.

I. Метод термопар основан на измерении термо-ЭДС спаев двух разнородных проводников [20], приведённых в контакт с исследуемой средой. Главные преимущества метода: высокая точность измерений (погрешность ≤ 0.1 К), стабильность показаний термопар во времени и относительная простота [21]. В установках термопары используются для

- контроля граничных условий (T теплообменников);
- измерения T в заданной точке объёма, заполненного жидкостью или газом (холодный спай помещается в сосуд Дьюара с таящим льдом);
- регистрации момента возникновения конвекции;
- измерения плотности потока тепла. Несколько десятков термопар, будучи объединёнными на небольшой площади ~ 1 см² составляют основу датчиков плотности потока тепла, входящих в состав стандартных средств измерения. Несмотря на качественные отличия датчика теплоточка от отдельно взятой термопары, в их основе лежит общий принцип измерения термо-ЭДС.

Метод термопар имеет известные ограничения: локальный характер измерений требует установки множества термопар для восстановления поля T , а их присутствие в интенсивном течении может вызывать его возмущение.

II. PIV (particle image velocimetry) – оптический метод измерения поля \mathbf{v} , основанный на введении в исследуемую среду трассирующих частиц, движение которых регистрируется видеокамерой. Программная обработка последовательных кадров видеосъёмки с использованием алгоритмов кросс-корреляции позволяет восстановить поле \mathbf{v} [22], [23].

III. Интерферометрические методы представляют собой группу оптических техник [24], основанных на интерференции когерентного света. Чувствительность этих методов связана с зависимостью показателя преломления света от плотности среды $n(\rho)$, что делает их незаменимыми при исследовании прозрачных сред. В этой группе методов можно выделить два направления:

– Классическая интерферометрия (схемы Маха-Цендера, Фабри-Перо) [25] обеспечивает высокую точность измерений, но предъявляет жесткие требования к качеству оптических компонентов и обладает ограниченной длиной когерентности, что затрудняет работу с объектами больших размеров.

– Голографическая интерферометрия лишена некоторых перечисленных недостатков благодаря своей способности регистрировать интерференционную картину, нечувствительную к качеству оптических окон [26]. Это достигается за счет того, что сравнение происходит между двумя состояниями объекта, записанными на одной голограмме. Это мощный инструмент для визуализации конвективных структур и создания интерферометров реального времени.

Цифровая интерферометрия представляет собой дополнение в виде компьютерной обработки изображений [27], что позволяет существенно повысить разрешение и ускорить обработку интерферограмм.

Использование интерферометрии для исследования термоконцентрационной конвекции в газоздушных смесях сопряжено с рядом трудностей. Во-первых, даже в случае тепловой конвекции малая величина $\partial n/\partial T$ для газов требует использования протяжённых кювет (или больших ΔT) для получения достаточной оптической разности хода луча. Во-вторых, часто вклады T и C в показатель преломления n совпадают по порядку величины

$$\frac{\partial n}{\partial T} \sim \frac{\partial n}{\partial C}. \quad (1.18)$$

Следовательно, такие интерферограммы несут информацию об обоих полях T и C . Распознавание вкладов от этих полей – сложная задача, требующая применения специальных приёмов, например, двух источников света с разной длиной волны [28] (two-wavelength interferometer).

IV. Теневые методы – класс оптических методов, основанных на регистрации отклонения световых лучей в среде с неоднородным распределением n . В основе методов лежит зависимость $n(\rho)$. В зависимости от способа регистрации световых лучей, различают [29], [30]: теневой метод (shadowgraph, англ.), чувствительный ко второй производной n вдоль направления распространения луча, позволяющий выявлять течения при больших $\nabla \rho$ (ударные волны); шлирен-метод (schlieren, нем.), регистрирующий первую производную n ; теневой фоновый метод (background oriented schlieren) – цифровая модификация шлирен-метода [30], [31]. Достоинством теневых методов является их неконтактность, сравнительная простота оптической схемы, возможность исследования крупных

объектов (не требуется пространственная когерентность света). Недостатком методов является их низкая чувствительность к малым ΔT и ΔC в газах.

Краткий обзор показывает, что ни один из методов не является универсальным, поэтому предпочтительно их сочетать. В предлагаемой диссертации использована голографическая интерферометрия, а также измерения посредством датчика плотности потока тепла и отдельных термодпар.

1.4 Конвекция газозодушных смесей в замкнутых полостях

Сделаем предварительное обобщение: лабораторный эксперимент – это единственный достоверный источник количественной информации о конвекции, особенно если одним из компонентов исследуемой смеси является водяной пар. Теоретические работы не способны дать количественно правильных предсказаний, что созвучно мнению Френкеля: «теория сложных систем должна представлять собой хорошую *карикатуру* на эти системы» [32] с.414. Уравнение состояния водяного пара плохо описывается простыми моделями идеального газа или газа Ван-дер-Ваальса, не учитывающими межмолекулярные водородные связи [33] и нецентральные диполь-дипольные взаимодействия [34] между молекулами воды и их ассоциатами. Итог – все количественные данные по воде и её пару были получены эмпирически, а не теоретически. Эти данные имеют большое значение, так как вода долгое время была единственным и продолжает оставаться основным теплоносителем на АЭС. Около 50 лет существовало международное экспертное сообщество IAPWS (International Association for the Properties of Water and Steam), дававшее оценку накопленным экспериментальным данным по воде и её пару за отчётный (между симпозиумами) период [35]. Международная комиссия принимала решение, каким измерениям и заявленным погрешностям можно доверять, а какие из них недостоверны. Результатом работы каждого симпозиума были одобренные дополнения к сборникам экспериментальных данных, – т.н. скелетным таблицам [36], [37], и интерполяционные формулы к ним. Эмпирические данные интерполировались сложными выражениями с табулированными коэффициентами, не имеющими физического смысла, – это формулы, по которым можно (попадая в значащие цифры скелетных таблиц) вычислить физические свойства пара в некотором диапа-

зоне значений p и T . За получение явного вида интерполяционных выражений в 1950-х исполнителям присуждались государственные премии [38].

В предлагаемой диссертации процессы переноса, характерные для условий АЭС, не исследуются, однако и в конвективных задачах эксперимент играет ключевую роль. Экспериментальный инструментарий эволюционировал от наблюдений Бенара до интерферометрии с борта самолёта; повсеместно измерительные методы дополняются возможностями численного моделирования.

1.4.1 Конвекция газоздушных смесей без фазовых переходов

К 1970-м гг конвекция Рэля-Бенара в газах была подробно исследована [24], [39]. Актуальными оставались прикладные вопросы о влиянии геометрии полости и граничных условий на интенсивность теплопередачи. При этом чаще всего авторы публикаций не измеряли и не контролировали влажность, характеризуя среду как «комнатный воздух», – типовой недостаток, учтённый нами в поверочных опытах с предварительным осушением воздуха.

Принимая за начало отсчёта состояние исследований в начале 1970-х гг, зафиксированных в монографии [6] (de facto ставшей впоследствии учебником), логично начать обзор с работ, посвящённых влиянию геометрии полости и угла φ её наклона к линии горизонта на конвективную теплопередачу.

В первой работе [40] опыты проводились с наклонным плоским слоем жидкости, образованным верхним и нижним теплообменниками с теплоизолированными боковыми стенками. В качестве тестовых сред использовалась вода, два вида силиконовых масел и ртуть. Параметры эксперимента варьировались в диапазонах: $\varphi \in [0^\circ; 90^\circ]$, $Ra_T \in [5 \times 10^4; 7 \times 10^8]$, $Pr \in [0.02; 11.5]$. Основной вывод работы [40]: максимальная теплопередача соответствует горизонтальному расположению слоя $\varphi = 0^\circ$, а $Nu = C(\varphi)Ra_T^{\frac{1}{3}}Pr^{0.074}$, где коэффициент пропорциональности $C(\varphi)$ монотонно убывает с ростом φ от 0.069 (горизонтальный нагреватель снизу) до 0.049 (нагреватель вертикален).

Спустя 11 лет в работе [41] геометрия плоского слоя заменена на прямоугольную полость переменного аспектного отношения $A_R = \{1; 3; 6; 12\}$. Ячейка заполнялась теми же жидкостями, параметры эксперимента варьировались в

диапазонах $\varphi \in [0^\circ; 180^\circ]$, $Ra_T \in [10^3; 10^6]$. Основной вывод [41]: универсальной теоретической зависимости $Nu(Ra_T, \varphi)$ для всех диапазонов параметров нет.

По всей видимости, первые аналогичные работы с наклонным слоем воздуха [42], [43] опубликованы в 1973-1976 гг. Опыты проводились в диапазоне параметров $\varphi \in [0^\circ; 70^\circ]$, $Ra_T \in [0; 10^5]$. Диапазон Ra_T величиной в пять порядков был достигнут благодаря распространённому техническому приёму при работе с газами (но не используемому в диссертации): в герметичной ячейке варьировалось давление от 10 Па до 700 кПа при фиксированной толщине слоя d (в экспериментах с жидкостями, наоборот, всегда варьируют d). Основным результатом [42] – зависимость критического числа Рэлея от наклона слоя $Ra_T^*(\varphi)$, а в [43] была представлена новая (довольно громоздкая) эмпирическая зависимость $Nu = Nu(Ra_T \cos(\varphi), \varphi)$, удовлетворительно описывающая результаты измерений при $\varphi < 60^\circ$.

Показательной (с позиции траектории исследовательской мысли) является работа [44], где исследована конвекция воздуха в наклонных трапецеидальных полостях с непараллельными вертикальными стенками (ячейка включала 4 канавки такой формы). Как и в предыдущих работах, ввиду непрозрачности стенок использовался только термопарный метод. Полость наклонялась на угол φ (с шагом 15°) до переворота ($\varphi = 180^\circ$), когда горячая стенка оказывалась сверху. Число Рэлея варьировалось в диапазоне $Ra_T \in [2 \times 10^3; 5 \times 10^7]$. Измерения показали зависимость вида $Nu \propto Ra_T^n$. На кривой $Nu(\varphi)$ обнаружен локальный минимум, не наблюдавшийся ранее в прямоугольных полостях, – там минимум приходился на ($\varphi = 0^\circ$) и зависел от A_R .

Спустя 40 лет эти работы получили современное (2014-2018 гг) продолжение [45], [46], [47] в виде оригинальной задачи об аномальной конвекции. Воздух заполнял конвектор – наклонную медную кубическую полость высотой 4 см, боковые грани которой идеально теплопроводные, а нижняя горячая и верхняя холодная грани изотермические. Конвекция называется аномальной потому, что при появлении конвективного течения в виде одиночного вала конвектор наклонялся на угол φ в сторону, противоположную направлению вращения конвективного вала. При некотором критическом φ^* аномальное течение перестраивалось в нормальное. На основе термопарных измерений получены бифуркационные диаграммы, описывающие перестройку течения в зависимости от φ и величины надкритичности Ra_T/Ra^* .

Интересно упомянуть работы коллектива проф. Путин Г.Ф., Бабушкин И.А., Глухов А.Ф. и др. (г. Пермь) по конвекции воздуха в кубической полости, завершившиеся в начале 2000-х созданием высокочувствительного акселерометра «ДАКОН» (датчик конвективный), измерявшего уровень микрогравитации на космической станции «МИР» [48].

Другой современный цикл исследований свободной конвекции комнатного воздуха был выполнен коллективом из г. Анкона (Италия), единственным неизменным участником которого на протяжении почти 20 лет (1999-2016 гг) был PhD Парончини (M. Paroncini) [49], [50], [51], [52], [53], [54], [55], [56], [57]. Эти публикации заслуживают подробного обсуждения потому, что техника эксперимента и геометрия установки в настоящей диссертации схожи с тем, что использовал итальянский коллектив. Превентивно укажем и на многочисленные принципиальные отличия: (i) рабочая среда у Парончини – только комнатный воздух с относительной влажностью $\approx 50\%$; (ii) тип конвекции в [49]-[57] – только термогравитационный; (iii) значительно отличались форма, расположение и численность теплообменников (см. ниже); (iv) вид течения: размер полости в совокупности с формой и количеством нагревателей позволяли итальянцам генерировать сложные (чаще всего двухвальные) течения, – в нашем эксперименте формировалось только одновальное течение. Основной посыл работ [49]-[57] был в исследовании влияния геометрии, расположения и численности теплообменников на теплопередачу и структуру течения. Подробности некоторых конвективных ячеек Парончини поясняются на Рис. 1.2.

В публикации [49] описывалась установка, реализующая один количественный метод голографической интерферометрии. Изучалась свободная конвекция воздуха в прямоугольной полости переменного аспектного отношения A_R , изображённая на Рис. 1.2(а) высотой 57 мм, длиной 420 мм и шириной, варьировавшейся от 30 до 50 мм. Алюминиевые боковые стенки охлаждались до температуры T_c , алюминиевый цилиндр диаметра 14 мм в центре полости нагревался до температуры T_h . Материал верхней и нижней крышек – оргстекло. Число Рэлея достигало значения $\sim 10^5$ при $T_h - T_c \approx 40$ К. Температура боковых стенок контролировалась 5 термодарами с каждой стороны Рис. 1.2(б), ещё по термодаре располагалось на нагревателе (цилиндре) и в центре ячейки (реперная точка) для привязки интерференционных полос на голограммах к абсолютным значениям T (из-за дифракции света у стенок полости авторы посчитали привязку к T_c недостоверной). Количественные данные (координаты

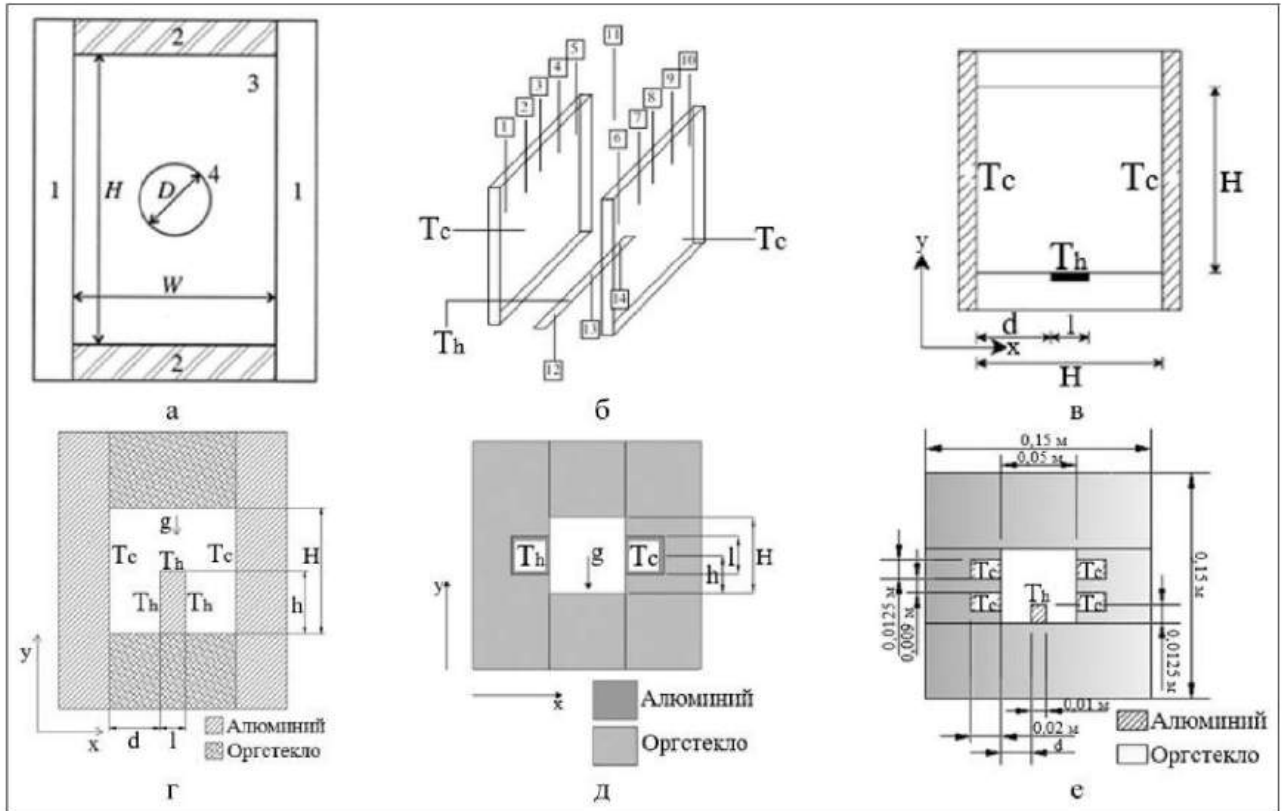


Рисунок 1.2 — Поперечное сечение конвективных ячеек в работах Парончини: (а) – [49]; (б) – расположение термопар в [50]; (в) – [51],[52]; (г) – [53], [54]; (д) – [55]; (е) – [57]. Высота $H = 50$ мм, все ячейки квадратные, кроме (а).

интерференционных полос и расстояние между ними) измерялись подвижным микроскопом (travelling microscope). Численно (двухполевым методом) и экспериментально определялось локальное значение Nu на поверхности цилиндра. Из-за подъёмного течения интерференционные полосы – они же изолинии T , – располагались ближе друг к другу под цилиндром и с боков, нежели сверху. Поэтому ∇T и, следовательно, плотность теплового потока на поверхности цилиндра была неравномерной.

В следующей работе [50] изменилась конвективная ячейка (Рис. 1.2(б, в)). Полосковый нагреватель (ширина 20 мм) располагался по центру дна, вровень с ним. Длина нагревателя варьировалась от $1/5$ до $4/5$ длины ячейки (420 мм). Поперечное сечение полости квадратное 50×50 мм, материал стенок тот же. Стационарное течение двухвальное. Экспериментальные зависимости $Nu(Ra_T)$ подтверждены численно в пакете «Fluent». Совпадение измерений с расчётами в диапазоне $Ra_T = 10^4 \dots 10^5$ дало основания доверять вычислениям, выполненным при значениях Ra_T недостижимым экспериментально. Отличие двух последующих работ [51], [52] заключалось в добавлении метода PIV с каплями масла

из небулайзера (диаметр 1 мкм) в качестве трассирующих частиц. Отличие в постановке задачи незначительное (протяженность нагревателя сравнялась с длиной ячейки).

Количество «подготовительных» [49]-[52] и последующих [53]-[57] работ объясняется отчасти значительным дублированием материала и различными вариантами исполнения нагревателя. Так, полосковый нагреватель [52] был впоследствии заменён на выступающий из дна кюветы [53] (см. Рис. 1.2(г)). Конвекция исследовалась при различных смещениях нагревателя (толщина 10 мм, высота 25 мм) от центра на величину 0, 10, 15 и 20 мм. Затем [54] полосковый нагреватель фиксировался в центре, но варьировалась его высота, принимая значения 0, 12.5 и 25 мм. В [55] при прежних размерах кюветы 50 × 50 мм все стенки сделаны из оргстекла, а в противоположных боковых стенках (вровень и по центру) размещались полосковые теплообменники нагревателя и холодильника (Рис. 1.2(д)). В кювете наблюдалось конвективное одновальное течение, которое при увеличении Ra_T трансформировалось в двухвальное. Далее [56] кювета имела теплоизолированные горизонтальные стенки с алюминиевыми теплообменниками во всю ширину боковых стенок, а на дне симметрично размещались два препятствия из оргстекла, относительная высота которых составляла 20 и 40 % грани контейнера (50 мм). Основной результат: формируется одновальное течение, причём Nu уменьшается с увеличением высоты препятствий. Последняя работа [57] является компиляцией предшествующих Рис. 1.2(е): стенки контейнера теплоизолированные, на нижней стенке – центральный выступающий нагреватель, а на боковых стенках – по два полосковых холодильника. Общая идеология [57] и прикладной характер результатов те же.

Анализ литературы выявил общий тренд, характерный для первой декады XXI века: технику эксперимента затронула компьютеризация. Установки стали комплектоваться цифровыми камерами с программным обеспечением для PIV и автоматизации обработки интерферограмм, слабые сигналы термопар стали измерять высокоразрядными АЦП. Новизна техники была самоценной, поэтому иногда публиковались статьи без фундаментальных результатов. Например, в [58] (2006 г) исследовалась конвекция комнатного воздуха в прозрачной прямоугольной ячейке $0.3 \times 0.3 \times 0.9$ м. Одна пара смежных (вертикальная и горизонтальная) стенок нагревалась а другая – охлаждалась. Единственный метод измерений – термопарный. Для визуализации пограничного слоя внутрь ячейки запускался дым (PIV не применялся). Основной результат [58] – подтверждение

известной закономерности $Nu = \propto Ra_T^{0.32}$ при $Gr \sim 10^9$ (значение обусловлено $d \approx 0.3$ м и $\Delta T \approx 65$ К), у которой коэффициент пропорциональности увеличивается с ростом средней T стенок.

1.4.2 Термоконцентрационная конвекция газозвоздушных смесей

Обзор уместно продолжить цитатой [59] (1976 г): «может показаться, что все основные проблемы и важнейшие приложения уже давно рассмотрены. В самом деле, для современной науки модными проблемами являются исследование . . . при помощи циклотронов, либо . . . радиотелескопов. Однако лишь недавно мы всерьез приступили к . . .». В этом подразделе обсуждается в основном конвекция влажного воздуха. Другие газозвоздушные (ещё реже – жидкие) смеси упоминаются преимущественно в методических целях и для ретроспективы, на фоне которой яснее прорисовывается ниша предлагаемой диссертации.

В 1980-х экспериментаторы Пинягин А.Ю., Пшеничников А.Ф., Шайду-ров Г.Ф. (г. Пермь) совместно с коллегами-специалистами по численному моделированию Федюшкиным А.И. и Полежаевым В.И. (г. Москва), выполнили ряд работ по термоконцентрационной конвекции газозвоздушных смесей в прямоугольной полости при боковых потоках тепла и массы [18], [19], [60] в диапазоне чисел $Ra_T \in (-10^6; 10^6)$, $Ra_C \in (10^2; 10^6)$, $Pr = 0.75$, $Sc \in (0.65; 0.75)$. Метод измерений – голографическая интерферометрия. Установка представляла собой прямоугольную полость размером $19 \times 19 \times 200$ мм, верхняя и нижняя стенки были изготовлены из латуни, а боковые – из многослойной медной сетки, на которой создавался линейный ∇T . Через полости, примыкающие к боковым стенкам, продувался газ, который за счёт диффузии проникал внутрь ячейки, принимая T стенки. Применялась тройная смесь ацетилена, углекислого газа и воздуха – её выбор обусловлен равенством $\partial n / \partial C \approx 50 \partial n / \partial T$, что облегчало расшифровку интерферограмм. Основные результаты: экспериментально подтверждено существование максимума [61] концентрационного расслоения при $Ra_T \sim 10^3 \dots 10^4$; показано, что при $\nabla T \uparrow \downarrow \nabla C$ и условии $Ra_T \approx Ra_C \sim 10^5$ конвекция может подавляться, а расслоение по C исчезать. Эти работы напрямую не относятся к нашей задаче, однако, во-первых, мы переняли из них опыт планирования эксперимента, а, во-вторых, именно в [18], [19] эксперименталь-

но демонстрировалась аддитивность (линейная комбинация) чисел Ra_T и Ra_C для газовых смесей. Числа одного знака приводили к усилению конвекции, а разных – ослабляли, вплоть до полного её подавления при

$$Ra_T \approx -Le \cdot Ra_C. \quad (1.19)$$

Так как для газов $Le \approx 1$, то авторы [18], [19] также записывали условие (1.19) в виде $Ra_T \approx -Ra_C$.

Изотермическая концентрационная конвекция газовых смесей изучалась экспериментально и теоретически с 1950-х гг в Алматинском государственном университете им. Абая (г. Алматы, Республика Казахстан) коллективом кафедры проф. Н.Д. Косова (проф. Селезнёв В.Д., Айткожаев А.З., Жаврин Ю.И., Федоренко О.В. и др.). Во второй половине 1990-х научная школа продолжила работу в лице проф. Косова В.Н. [62], [63], [64], его коллег [65] и учеников [66]. В Алматы исследуется аномальное концентрационное разделение изотермических трёхкомпонентных газовых смесей; численно и экспериментально (двухколбовым, стационарным проточным методами и методом Лошмидта) исследуется массоперенос вблизи границы перехода «устойчивая диффузия – конвекция»; измеряются справочные данные [67], [68] – коэффициенты взаимной диффузии в бинарных и трёхкомпонентных газовых смесях, в том числе для нужд химического производства [69]. Применительно к настоящей диссертации, интересно отметить способ описания диффузионной конвекции в трёхкомпонентной смеси: бинарная смесь, например, He и Ar, диффундирует в балластный газ N_2 . В этом (изотермическом) случае уравнение Обербека содержит два концентрационных слагаемых $(\beta_1 C_1 + \beta_2 C_2)g\mathbf{n}$, что объясняет появление алгебраической суммы двух концентрационных чисел Рэлея в безразмерном уравнении Навье-Стокса $(Ra_{C1}\tau_{11}C_1 + Ra_{C2}C_2)\mathbf{n}$, где весовой коэффициент $\tau_{11} = D_{11}D_{22}^{-1}$ определяет отношение между коэффициентами диффузии двух компонент бинарной смеси [62]. Результат (карта устойчивости) представляется на плоскости парциальных чисел Рэлея $(Ra_{C1}; Ra_{C2})$, где линия монотонной неустойчивости, по аналогии с (1.19), имеет вид $Ra_{C2} \approx -\tau_{11}Ra_{C1}$ [62].

Концентрационную конвекцию влажного воздуха, вызванную испарением воды со свободной поверхности, экспериментально исследовала группа в США [70] и численно – в Австралии [71], [72], [73] до начала 2000-х. У этих работ схожая постановка задачи: в неподвижный комнатный воздух испаряется пар над свободной поверхностью дистиллированной воды, частично заполняющей

открытый сверху цилиндр. В зависимости от постановки (изотермическая / неізотермическая) варьировалась интенсивность испарения, – наблюдалась либо диффузия пара, либо конвекция влажного воздуха. В 1988 г написаны уравнения массопереноса [74] и в [70] выполнена их экспериментальная проверка. Установка представляла собой контейнер-комнату объёмом 70 м^3 без освещения и вентиляции, с пробковыми стенками толщиной 46 см. Теплоизоляция и большая теплоемкость контейнера обеспечивали стабильную $T \approx 24^\circ \text{ С}$ и влажность воздуха, окружавшего частично заполненный цилиндрический алюминиевый стакан с внутренним диаметром 38 мм. Метод измерения массопереноса – гравиметрический (масса воды измерялась до и после опыта). Атмосферное давление измерялось барометром; две термопары погружались на 2 мм в воду и измеряли T её поверхности, а две другие – T воздуха у верхнего среза цилиндра и в 35 см над ним. Измерения и геометрия задачи подставлялись в прямое численное моделирование. Расчёты показали, что влажный воздух поднимается вдоль стенки, а тяжёлый наружный воздух опускается в центральной части стакана. Осесимметричный квази-2D расчётный профиль \mathbf{v} позволил вычислять числа Шервуда Sh (отношение конвективного массопереноса к диффузионному), совпавшие с экспериментальными. Основная цель работы – верификация уравнений [74], – была достигнута.

Некоторые публикации были исключительно прикладными. Относительно современный (2009 г) пример – работы О. Лагерра с соавторами (Laguegge, Франция) [75], [76], посвященные оптимизации функционирования рефрижератора с продуктами питания (источники влаги). Авторы [75] изучали влияние испаряющейся влаги на поля T , \mathbf{v} и влажности C внутри холодильной камеры. Цель статей – получение новой информации для оптимизации работы холодильников (холодные/горячие, влажные/сухие зоны внутри камер). Для эксперимента использован прямоугольный контейнер $0.5 \times 0.5 \times 1.0 \text{ м}$, заполненный горизонтальными цилиндрическими стержнями (5 см в диаметре и расстоянием между ними 10.5 см), имитирующими продукты питания. Источник влажности – ведро воды ($\sim 1 \text{ л}$) на дне контейнера. Одна вертикальная стенка камеры была теплой, а другая – холодной (T варьировалась от $+1^\circ \text{ С}$ до $+21^\circ \text{ С}$). Верхняя и нижняя стенки – теплоизолированные. Методы исследования: термопарный и PIV. Для реализации PIV снизу контейнера подавался дым, что позволило визуализировать поле \mathbf{v} . В объёме контейнера располагалось 45 термопар и дополнительно по 20 штук – на вертикальных стенках. Влажность внутри камеры

измерялась 7 гигрометрами. Выводы [75], [76] сформулированы так: движение влажного воздуха осуществляется в тонком пристеночном слое контейнера (в центре камеры движения воздуха почти нет). Толщина подвижного слоя в сравнении с размером полости $< 5\%$. Тепловое излучение между объектами внутри камеры заметно влияет на поле T в камере, снижая его стратификацию. Интересно отметить, что в ходе экспериментального исследования комнатного воздуха (2006) [77] в высокой ($A_R \approx 40$) вертикальной полости авторы пришли к похожим выводам: при $6.3 \times 10^3 < Ra_T < 54.8 \times 10^3$ в колонне наблюдаются вторичные конвективные ячейки, причём основной перепад T наблюдается в пристеночном пограничном слое, в то время как в центральных областях ячеек воздух хорошо перемешивается и ∇T в них стремится к нулю.

1.4.3 Конвекция влажного воздуха в атмосфере

Традиционно изучением конвекции влажного воздуха (moist convection) занимается наука об атмосфере Земли. Движение воздушных масс определяется градиентом атмосферного давления, конвекцией и фазовыми превращениями влаги [78]. Поиск литературы по ключевым словам диссертации в половине случаев приводит именно к этим работам, хотя конвекция в атмосфере имеет мало общего с экспериментами в замкнутых полостях: характерные размеры атмосферы $d \sim 10^4$ м, скорость течения ~ 10 м/с, а перепад температуры $\Delta T \approx 1$ К на 100 м высоты [79], режим течения турбулентный. Вторая особенность атмосферы – барометрическая стратификация, которую в лаборатории можно воссоздать только отказавшись от газов в пользу жидкостей. Основные экспериментальные исследования гидродинамики стратифицированных сред, включая течения, индуцированные диффузией, выполнены коллективом ИП-Мех РАН (г. Москва) под руководством проф. Чашечкина (например, [80], [81], [82]). Эксперименты, выполненные теневым методом, дополнялись численным моделированием в пакете «OpenFOAM». Применение авторского подхода к физическому обоснованию уравнений гидродинамики [82] с обязательным условием физической наблюдаемости величин (наглядно демонстрировалось, что, несмотря на сложившийся стереотип, скорость флюида не является таковой), а также бескомпромиссное количественное сравнение численных результатов с

экспериментом подтвердили их полное согласие. Дополнительного упоминания в контексте лабораторного моделирования атмосферных явлений заслуживает оригинальный эксперимент Богатырёва (г. Пермь) [83] по изучению тропического циклона (рабочая среда – смесь трансформаторного масла с керосином).

Работы по влажной конвекции атмосферы можно разделить на группы. Первая посвящена изучению микроструктурных процессов внутри облаков и туманов, в частности дисперсного состава микрокапель и механизмов их роста. В пионерских лабораторных опытах изучался процесс коалесценции капель за счёт их гидродинамического взаимодействия [84], [85]. Был установлен факт: капли малого диаметра ($x_d < 35$ мкм) не формируют выраженного гидродинамического следа, поэтому вероятность объединения таких капель около нулевая. Коалесценция наблюдается для крупных капель сопоставимых размеров, что согласуется с теоретическими оценками эффективного сечения столкновения. Следовательно, уже в 1960-х гг была сформулирована ключевая (до сих пор нерешённая) проблема: изначально капли образуются на ядрах конденсации из перенасыщенного пара и быстро растут вплоть до $x_d < 20$ мкм, после чего увеличение объёма капель резко прекращается. С другой стороны, появление крупных капель за счёт объединения микрокапель возможно только если последние уже имеют размер $x_d > 40$ мкм. Лабораторные эксперименты установили бимодальный вид $f(x_d)$ – функции плотности вероятности распределения капель по диаметрам, – с двумя характерными максимумами. Впоследствии эти данные были подтверждены «in vivo» [86], [87] в серии опытов по сбору (осаждению) микрокапель облака на стеклянные пластинки (25×3 мм), покрытые сажей (время экспозиции 2 мс), с их последующей ручной обработкой под микроскопом. Забор образцов осуществлялся с борта самолета, пересекавшего произвольно выбранное уединённое кучевое облако над океаном к востоку от Австралии. Забор образцов осуществлялся поперек облака на разных высотах (от подошвы до вершины с интервалом в 100 м). Исследование подтвердило бимодальный характер $f(x_d)$ для капель в естественной среде. Сделан вывод, что турбулентность восходящего потока увеличивает дисперсию x_d . Основная гипотеза механизма, позволяющего каплям преодолеть барьер между 20 и 40 мкм, – это стохастическая конденсация [88], [89], [90], обусловленная турбулентностью и значительными локальными возмущениями p , T и величины пересыщения пара. В природе отношение характерного времени фазовых превращений влаги к характерному гидродинамическому времени варьируется в широком диапа-

зоне, что обуславливает наличие быстрой и медленной релаксации парогазовой фазы на микроуровне. Это косвенно подтверждается современными экспериментами [91], [92], с применением цифровой сканирующей голографии (digital in-line holography), позволяющей в реальном времени осуществлять мониторинг $f(x_d)$ микрокапель облаков с борта самолёта.

Применяя сказанное выше к диссертации, и дополнительно основываясь на собственных апостериорных знаниях, можно заключить: в наших конвективных экспериментах с фазовыми превращениями влаги пар возникал на свободной поверхности жидкости, а конденсировался на верхнем (холодном) теплообменнике. В объёме конвективной ячейки туман не наблюдался, а микрокапли (если они и существовали) имели настолько маленький размер, что в первом приближении рабочую среду можно было рассматривать как однофазную.

Второе направление исследований – крупномасштабные атмосферные течения. В силу перечисленных ранее ограничений, эти задачи решаются теоретически и численно. Анализ реальной атмосферной конвекции требует учёта множества нюансов: охлаждение облаков вследствие испарения с боковых границ [93]; турбулентное смешение облака с окружающей средой [94]; двойная диффузия, приводящая к формированию вихревых структур [95]; корректные граничные условия на поверхности Земли с учётом рельефа и влажности почвы [96], [97], и пр. Особо подчёркивается нелинейный характер задач влажной конвекции с фазовыми переходами, для которых применение линейных приближений некорректно [98], [99], [100]. Более того, качественное отличие задачи Рэля-Бенара от влажной конвекции атмосферы [100] заключается в характерном соотношении ширина/высота конвективной ячейки: в первом случае оно ≈ 1 , а в атмосфере достигает 30. Также отмечается существенная асимметрия восходящих и нисходящих потоков в конвективной ячейке: восходящий поток занимает примерно 10 % от всей площади поперечного сечения ячейки. Вследствие этих трудностей, учёные предпочитают либо прямое численное моделирование, либо разрабатывают редкие аналитические модели [98], [100], [101], [102]. Отдельного упоминания заслуживают работы по лабораторному моделированию тропического циклона и конвективной циркуляции на масштабе мегаполиса в группе проф. Фрика [103], [104].

Здесь же отметим и кратко охарактеризуем относительно новые и часто цитируемые численные исследования. В работах [105], [106] предложена математическая модель термоконцентрационной конвекции в смеси двух идеальных га-

зов, выявляющая принципиальные различия между термической и концентрационной изотермической конвекцией. В [11] показана роль граничных условий при 3D-моделировании турбулентной конвекции Рэлея–Бенара. Идеализированная модель влажной конвекции в приближении Буссинеска для идеального газа с учётом конденсата рассмотрена в [12]. В [107] численно исследовано влияние геометрии полости и угла её наклона на структуру течения и производство энтропии для влажного воздуха с переменными T и C . Цикл работ [108], [109], [110], [111] посвящён влиянию теплового излучения на естественную конвекцию. В частности, выполнено [110] численное и экспериментальное сравнение конвекции сухого воздуха и трифторметана, способного к активному поглощению и излучению лучистой энергии. Показано, что радиационный механизм теплопередачи влияет на волновые структуры и турбулентный пограничный слой. В [112] исследовано влияние наклонной горизонтальной перегородки на теплопередачу в полости с боковым нагревом. В статье [113] рассмотрен тепло-массоперенос в разреженном газе при различных числах Кнудсена. В [114] численно исследована 2D-конвекция влажного воздуха в прямоугольной полости; установлено, что увеличение массовой доли пара увеличивает средний тепловой поток. В [115] и [116] предложены системы уравнений, учитывающих фазовые превращения влаги.

1.4.4 Теплопередача в газоздушных смесях с парами воды

Последний вопрос обзора касается тепло- и массопереноса при конденсации пара из парогазовой среды (и обратном ему процессе испарения). Публикации и диссертации по техническим наукам на эту тему многочисленны и имеют ярко выраженный прикладной характер. Все исследования неразрывно связаны с конкретной конструкцией теплообменника: дистилляционные колонны [117], кожухотрубные аппараты [118], контактные вертикальные решётки [119], многорядные [120] и наклонные [121] пакеты цилиндрических труб, горизонтальные рифлёные трубы [122] и многое другое. При этом эмпирические результаты, записанные в виде безразмерных параметров подобия $Nu = f(Re, Pr)$

$$Nu = C_k Re^{k_1} Pr^{k_2} \quad (1.20)$$

не являются универсальными даже внутри одного класса устройств. В (1.20) постоянная C_k и показатели степени k_1 , k_2 зависят от конкретной конструкции теплообменника и определяются эмпирически. Например, для одиночной трубы, труб первого и третьего рядов теплообменника, коэффициент C_k для диффузионного числа Нуссельта равен 0.47, 0.53 и 0.82, соответственно [120].

Теплообменник работает оптимально, если весь объём теплоносителя (пар) участвует в фазовых превращениях. На практике воздух – это неконденсируемый газ; теплопередача в его присутствии снижается из-за диффузионного термического сопротивления на поверхности конденсации, равного по порядку величины таковому у жидкой плёнки конденсата [123]. Например, при конденсации водяного пара на горизонтальных трубках, добавление в него 5 % воздуха так снижает коэффициент теплоотдачи, что плотность теплового потока падает с 70 до 40 кВт/м² [118], [124]. Иными словами, с точки зрения инженера, насыщенный влажный воздух в диапазоне температур 0...90 °С – это неудачный выбор теплоносителя. Более того, высокая температура кипения воды ограничивает её применение в актуальных задачах охлаждения электронных чипов и дистилляционных колонн, – для этого применяются специальные диэлектрические жидкости и фреоны, например, HFE-7100 [125] и R-21 [126] (при 1 атм T кипения 61 °С и 8.7 °С, соответственно). При этом влажный воздух продолжает использоваться в промышленности, будучи неотъемлемой частью технологий многотоннажных производств (нефтепереработка, целлюлозно-бумажные предприятия и др.). Повышение эффективности производства требует конструирования новых и оптимизации существующих теплообменников, поэтому публикации по теме печатаются практически в каждом номере профильных журналов «Теплоэнергетика» (12 выпусков ежегодно), «Энергосбережение и водоподготовка» (6 номеров в год) и др. Количество таких работ исчисляется сотнями, и все они имеют лишь косвенное отношение к теме диссертации, поэтому делать их подробный разбор нет причин.

С позиции фундаментальной гидро- и термодинамики, нелинейная задача о связанном тепло- и массообмене признаётся сложной, и потому подлежащей численному решению. По всей видимости, единственный продуктивный аналитический подход к этой проблеме был сформулирован проф. Берманом [127] в 1950-х гг. Суть подхода сводится к аналогии процессов массо- и теплопереноса. Практическая ценность этой идеи объясняется тем, что она позволяет «повторно использовать всю накопленную в теории теплообмена информацию

о процессах в однокомпонентных средах с непроницаемой фазовой границей для расчёта процессов, осложненных сопутствующим массообменом» [120]. Так, если для некоторой задачи о конвекции воздуха (без фазовых превращений пара) получено решение

$$\text{Nu} = f_1(\text{Re}, \text{Pr}), \quad (1.21)$$

то, исходя из аналогии, диффузионное число Нуссельта Nu_D для влажного воздуха (с фазовыми переходами) в той же задаче записывают так

$$\text{Nu}_D = f_2(\text{Re}, \text{Pr}_D), \quad (1.22)$$

причём функции f_1 и f_2 полагают одинаковыми [120]. Используя коэффициенты теплоотдачи α_T и массоотдачи β_m , можно записать числа (1.21) и (1.22) в схожем виде $\text{Nu} = \alpha_T d / \chi$ и $\text{Nu}_D = \beta_m d / D$. Дополнительное сходство прослеживается в качественных зависимостях α_T и β_m от направления и величины поперечного (к поверхности раздела фаз) потока вещества, изменяющего толщину теплового и диффузионного пограничных слоёв. Конечно, этот теоретический подход в основном удовлетворяет учебно-методические потребности, а количественные данные по-прежнему определяются эмпирически.

Сформулируем обобщение-оговорку, через призму которого следует смотреть на представленный подраздел: несмотря на внешнее сходство по ключевым словам («конденсация пара из воздуха», «парогазовая конвекция», и т.п.), в диссертации совершенно иначе расставлены акценты, нежели в профильной учебной и научной литературе по теплопередаче. Нас интересует то, как фазовые превращения жидкости на теплообменниках изменяют гидродинамику газовой смеси, в то время как традиционно интересуются тем, как фазовые переходы интенсифицируют тепло- и массоперенос. Конечно, эти задачи взаимосвязаны, однако они отнюдь не дублируют друг друга.

1.5 Выводы

Обзор работ предшественников и ближайших конкурентов позволяет сделать следующие выводы, относящиеся к теме диссертации:

– ТКК возникает в газах при наличии неоднородных полей температуры T и концентрации C (которые считаются большинством исследователей независимыми), и описывается числами подобия Ra_T и Ra_C , характеризующими долевые вклады соответствующих механизмов конвекции.

– Общая молекулярная природа механизмов тепло- и массопереноса обуславливает существование естественной зависимости между тепловой и концентрационной плавучестью, то есть между Ra_T и Ra_C .

– В технических приложениях паровоздушные смеси заполняют полости, на стенках (теплообменниках) которых происходит испарение жидкости и конденсация пара. В этом частном, но практически важном случае граничные условия для полей T и C являются однозначно связанными, потому что давление насыщенных паров – это функция только T . Такая конвекция характеризуется однозначной функциональной связью чисел Ra_T и Ra_C , выявление которой является актуальной фундаментальной задачей для предлагаемой диссертации.

– Ранее эксперименты по ТКК газовоздушных смесей не обеспечивались непрерывным испарением и конденсацией жидкостей на теплообменниках с рециркуляцией конденсата при сохранении функциональности оптических методов измерения. Реализация этих технических решений позволит изучать стационарную конвекцию, сопровождающуюся непрерывным испарением жидкости и конденсацией пара. Постановка такого эксперимента позволит получить новую информацию об объекте исследования.

– Эксперименты по диффузионной конвекции газовых смесей обнаруживают количественные и качественные различия в поведении сред, отличающихся молекулярными (сечение рассеяния, молярная масса и пр.) и термодинамическими свойствами (коэффициент взаимной диффузии, давление насыщенных паров, теплопроводность и пр.). Поэтому полезно сравнить ТКК воздуха с парами воды и другой альтернативной жидкости. Выбор последней был сделан в пользу ундекана, отличающегося от воды сразу по целому ряду ключевых параметров: молекулярная масса воды существенно меньше, а ундекана – значительно больше, чем у воздуха; давление насыщенных паров воды на два порядка больше, чем у ундекана; вода – полярная среда, а ундекан неполярный; и т.д. Дополнительный аргумент в пользу ундекана заключается в его сходстве по физическим характеристикам с керосином – «модельным» топливом для двигателей внутреннего сгорания.

– Прогресс вычислительной техники усугубил соотношение экспериментальных и численных работ в сторону последних, хотя они не дают правильные количественные данные, особенно по водяному пару. Следовательно, изучать ТКК во влажном воздухе следует экспериментально.

– Существующие эксперименты носят «точечный» характер, отвечая на конкретные прикладные вопросы, особенно в области теплопередачи, поэтому выполнение фундаментальных исследований свободной ТКК является актуальной задачей предлагаемой диссертации.

– Универсального метода исследования конвекции прозрачных сред нет, поэтому в диссертации предпочтительно комбинировать несколько методов одновременно.

– Конвективное движение в газоздушных смесях следует описывать эффективным числом Рэлея Ra_E , равным сумме Ra_T и Ra_C , а конвективный теплопоток следует измерять экспериментально и представлять зависимостью $Nu(Ra_E)$.

Глава 2. МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОГО ИССЛЕДОВАНИЯ

В главе описывается лабораторная установка собственного изготовления для проведения диссертационных исследований. Аргументирован выбор голографической интерферометрии в качестве метода визуализации конвективных течений и термопарных измерений для получения количественных данных о тепловых потоках. Обоснованы габариты конвективной ячейки, проведено сравнение экспериментальных интерферограмм с результатами вспомогательного численного моделирования ТГК конвекции сухого воздуха, позволившее доказать, что в ячейке реализуется модельное (задуманное) одновальное течение. Результаты главы полностью опубликованы в журнальных статьях, индексированных в Scopus и ВАК [128], [129], [130], [131], [132].

2.1 Выбор методов измерений

Правильный выбор методов измерений является залогом достоверности и воспроизводимости результатов. От установки требовалось (i) обеспечить визуализацию конвективных течений; (ii) количественную регистрацию температуры теплообменников и температуры в заданных точках пространства; (iii) точное определение момента начала конвекции; (iv) измерение теплового потока.

Визуальное наблюдение термомоноконцентрационной конвекции в прозрачных газоздушных смесях осуществлялось с помощью голографического интерферометра реального времени, потому что этот метод нетребователен к качеству оптических элементов и малочувствителен к механическим вибрациям. С помощью одной голограммы, полученной для невозмущённой конвективной ячейки с газом, можно с высокой интерферометрической точностью и чувствительностью исследовать множество последующих возмущённых состояний газа в ячейке. Преимущества метода обусловлены сравнением двух (невозмущённое и текущее) состояний одного и того же объекта, что эквивалентно использованию «идеального компенсатора» при восстановлении интерферограммы. Метод чувствителен к изменению показателя преломления Δn среды, который опре-

деляется выражением

$$\Delta n = \frac{\partial n}{\partial T} \Delta T + \frac{\partial n}{\partial C} \Delta C. \quad (2.1)$$

Для смеси воздуха с парами воды обе частные производные совпадают по порядку величины (1.18), что обеспечивает одинаково умеренную чувствительность метода к изменениям T и C . У жидкостей чувствительность на два порядка больше. Например, при длине волны гелий-неонового лазера и $T = 25$ °C у воды $\partial n / \partial T = 0.985 \times 10^{-4} \text{ K}^{-1}$, а у водяного пара $0.789 \times 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ (воздух $0.927 \times 10^{-6} \text{ K}^{-1}$) [24]. Из-за низкой чувствительности n газов к возмущениям T и C следует, что луч лазера (для накопления достаточной оптической разности хода) должен проходить сквозь большую толщину газа, причём на всём пути свойства среды должны быть постоянными. Иными словами, применение любого интерферометрического метода оправдано для квази-2D течения газа, как было в экспериментах Парончини и Пинягина (см. разделы 1.4.1 и 1.4.2).

Погрешность измерения T и ∇T по интерференционным полосам (в виду их малочисленности ≤ 10) составляет ~ 20 %, что следует из чисто геометрических соображений [24]. Следовательно, в отличие от экспериментов с жидкостями (для которых число полос достигает ≈ 50 [133]), отдельно взятая интерферограмма для газа носит скорее качественный, нежели количественный характер. Тем не менее, интерферограммы «низкого разрешения» можно успешно использовать для извлечения количественных данных, сравнивая их с результатами численного моделирования не по одиночке, а в совокупности.

Подробно объясним наше решение отказаться от PIV метода, которое сформировалось под влиянием проф. Ю.Д. Чашечкина. Основной недостаток PIV заключается в том, что добавление трассирующих частиц меняет истинное течение газа. Как правило, PIV-частицы твёрдые и отличаются от газа по плотности (Парончини распылял масло). Даже небольшая объёмная доля частиц может изменить среднюю плотность и вязкость газа. Как было показано экспериментально [134], любая примесь активна, и даже при относительно простом вращении жидкости поведение маркеров (трассирующих частиц) имеет сложный характер [135]. В жидкостях эта проблема выражена слабее, чем в газах, однако даже при равенстве плотностей среды и твёрдого трассера их движение по криволинейной траектории имеет принципиальные различия [136]. Следствием внедрения твёрдого маркера в текучую среду является то, что PIV-частица, попадая в течение, дополнительно закручивает его (проф. Чашечкин в этом вопросе ссылается на Декарта, впервые упомянувшего эффект).

Другой существенный (в нашем случае) недостаток PIV связан с фазовыми переходами: твёрдые частицы примеси часто выступают в качестве ядер конденсации, тем самым влияют на кинетику фазовых переходов. Также частицы способны загрязнять поверхности теплообменников и оптических окон, что критично при длительных (несколько часов) экспериментах (как у нас).

Для количественных измерений T и теплового потока был выбран термопарный метод благодаря его простоте, высокой точности и возможности реализации многоканальных измерений. Использование дифференциальных термопар медь-константанового типа обусловлено стабильностью их метрологических характеристик, хорошей линейностью термо-ЭДС в исследуемом диапазоне температур от $(0 \dots 100)$ °С, а также возможностью самостоятельного изготовления термопар малых размеров (с диаметром спая < 0.5 мм). Термопары подключаются по дифференциальной схеме, при которой регистрируется разность термо-ЭДС между рабочими горячим и холодным спаями. Современные АЦП обладают чувствительностью, позволяющей детектировать ΔT с точностью ~ 0.01 К, что является достаточным для регистрации начальных стадий развития конвективного движения.

Для измерения плотности теплового потока использовался датчик прибора «Стройприбор ИТП-МГ4», внесённого в Государственный реестр средств измерений. Выходной сигнал датчика является достаточно высоким ($U_{hf} \sim 1$ мВ) и линейно пропорциональным плотности теплового потока, проходящего через него. Для измерения числа Нуссельта Nu было принято решение воспользоваться показаниями датчика в двух сериях измерений: при нормальной температурной стратификации (нагрев снизу) и при инверсной стратификации (нагрев сверху). В первом случае регистрировался полный тепловой поток, включающий как кондуктивную, так и конвективную составляющие, тогда как во втором случае реализовывался исключительно теплопроводный режим. Число Nu равно отношению этих сигналов при одной паре значений $(T_0; \Delta T)$.

2.2 Габариты конвективной ячейки

Постановка эксперимента зависит от геометрии измерительной ячейки и выбора управляемых параметров. Для наблюдения квази-2D течения в задаче с

твёрдыми горизонтальными стенками было принято (в сущности – безальтернативное) решение сделать конвективную ячейку в форме вытянутого параллелепипеда квадратного сечения с теплоизолированными вертикальными стенками.

Геометрические размеры и доступные в эксперименте диапазоны регулировок, выбирались исходя из свойств трёх исследованных сред: сухой воздух, воздух с парами воды, воздух с парами ундекана. Согласно Ra_T – основному критерию подобия тепловой конвекции, – в диапазоне положительных умеренных $T \in (0 \dots 50) \text{ } ^\circ\text{C}$, характерных для нижних слоёв тропосферы, все три газовые смеси ведут себя почти одинаково. На Рис. 2.1 сравниваются Ra_T для перечисленных смесей в зависимости от средней температуры T_0 (фазовые превращения паров не учитываются). Данные нормированы на величину Ra_{T_0} для сухого воздуха при $T = 273 \text{ K}$, что позволяет не указывать d и ΔT . Из Рис. 2.1

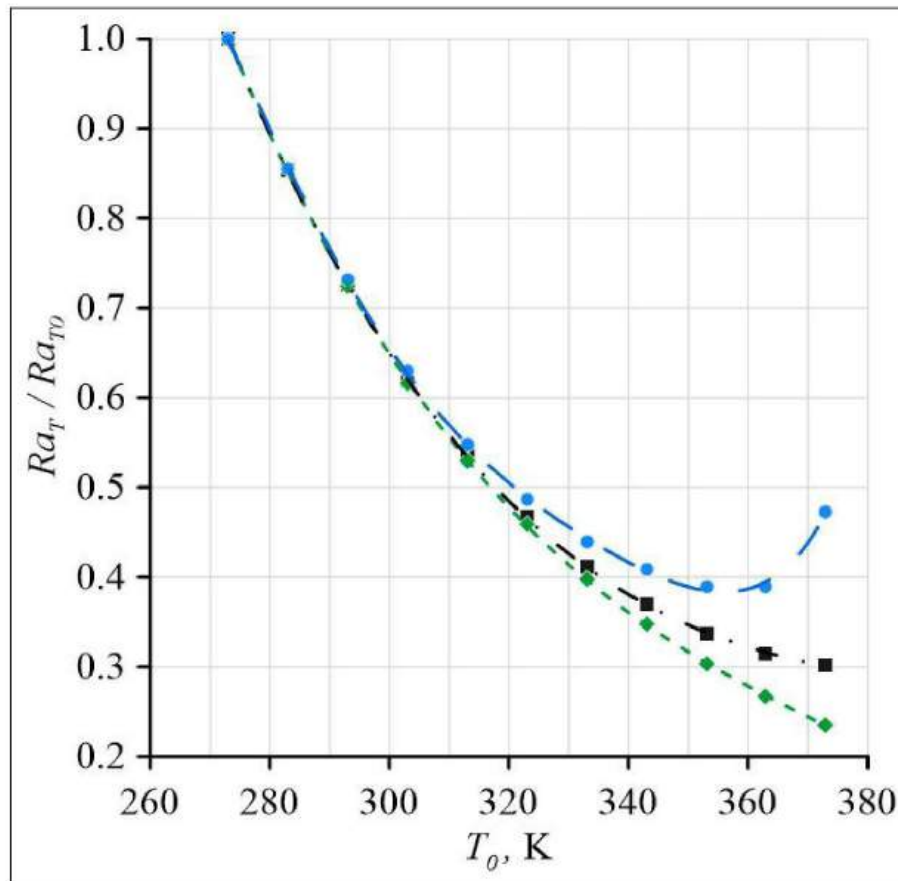


Рисунок 2.1 — Расчётная зависимость нормированного числа Ra_T для (\square) сухого воздуха и его смесей с (\diamond) ундеканом и (\circ) водяным паром.

видно, что поведение сухого и влажного воздуха вплоть до $\approx 50 \text{ } ^\circ\text{C}$ отличается менее чем на 5 %. Этот факт достоин подробного обсуждения. Во-первых, графики на Рис. 2.1 объясняют и оправдывают ту «беспечность», с которой

большинство экспериментаторов (см. главу 1) не интересуются влажностью комнатного воздуха, – ведь в их опытах $T_0 \approx 20$ °С, при которой влажный воздух (даже при 100 % относительной влажности) ведёт себя неотличимо от сухого. Во-вторых, объясним физическую причину совпадения: в указанном диапазоне T_0 парциальное давление паров жидкостей мало в сравнении с атмосферным давлением. Например, при 15 °С давление насыщенных паров воды равно 13 мм.рт.ст., а при 50 °С оно составляет 92 мм.рт.ст., т.е. ~ 10 % от нормы 760 мм.рт.ст. Незначительное варьирование состава смеси не способно кардинально изменить её механическое движение. В-третьих, выскажем предположение: возможно, совпадение кривых на Рис. 2.1 во всех климатических зонах Земли, является следствием взаимосвязи процессов в природе. Гипотетически, состав воздуха при зарождении атмосферы сформировался именно таким, каким мы его знаем сегодня, чтобы подмешивание водяного пара (над поверхностью мирового океана) не приводило бы к сильному изменению физических свойств воздуха и его течений.

Подытожим: параметры установки можно рассчитывать исходя из предположения, что рабочей средой является просто сухой воздух с известными средними характеристиками: $\beta_T = T^{-1} \approx 3.3 \cdot 10^{-3} \text{ K}^{-1}$, $\nu \approx 1.7 \cdot 10^{-5} \text{ м}^2\text{с}^{-1}$, $\chi \approx 2.1 \cdot 10^{-5} \text{ м}^2\text{с}^{-1}$. Тогда конвективный фактор

$$\frac{g\beta_T}{\nu\chi} \approx \frac{9.81 \cdot 3.3 \cdot 10^{-3}}{3.57 \cdot 10^{-10}} \approx 9.1 \cdot 10^7, \quad (2.2)$$

и $Ra_T \approx 9.1 \cdot 10^7 d^3 \Delta T$. Варьируя высоту слоя d , получаем следующие оценки критического перепада температур $(\Delta T)^*$, требуемого для начала конвекции ($Ra^* = 1700$). При $d = 5$ мм, $Ra_T \approx 11.4 \Delta T$ и $(\Delta T)^* \approx 150$ К, а при $d = 10$ мм $(\Delta T)^* \approx 19$ К. Последнее условие (в отличие от первого) технически осуществимо, но на пределе возможностей термостатов. Для охвата начального участка кривой $Nu(Ra_T)$ (1.7), соответствующего ламинарному режиму конвективного течения, было решено выбрать $d = 15$ мм и $(\Delta T)^* \approx 5$ К, соответственно. Из этих соображений поперечный размер ячейки составил 15×15 мм.

Продольный размер ячейки L определяется из соображения чувствительности интерферометрии к изменению оптической фазы, выражающей величину «пространственного запаздывания» фронта предметного пучка света по отношению к опорному (масштаб – длина волны лазера λ). Разность фаз выражается

интегралом вдоль оптического пути (ось z)

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} \int_0^L (n - n_0) dz. \quad (2.3)$$

Для наблюдения интерференционной картины необходимо, чтобы минимальная разность фаз удовлетворяла условию

$$\Delta\varphi_{\min} \gtrsim 2\pi, \quad (2.4)$$

что соответствует появлению одной (чёрной и белой) интерференционной полосы. Следовательно, условие для минимального обнаруживаемого изменения показателя преломления имеет вид $(\Delta n)_{\min} L \gtrsim \lambda$. Подставляя $(\Delta n)_{\min} \approx \left| \frac{\partial n}{\partial T} \right| \Delta T_{\min}$, для минимального перепада температур $\Delta T_{\min} = 5$ К получаем $L \gtrsim 0.13$ м. Для повышения общей точности измерений при работе с умеренными ΔT была выбрана длина ячейки $L = 0.32$ м, обеспечивающая около 8 интерференционных полос при $\Delta T = 10$ К.

2.3 Устройство экспериментальной установки

Конструкция конвектора. Габариты конвективной ячейки $15 \times 15 \times 320$ мм легли в основу 3D-модели конвектора (см. Рис. 2.2), разработанной в программе инженерного проектирования «Компас-3D». Модель облегчила компоновку установки и подготовку чертежей.

На рисунке 2.3 представлена модель конвективной ячейки в сборе, демонстрирующая взаимное расположение теплообменников, теплоизолирующих стенок и вспомогательных элементов. Вертикальные стенки ячейки изготовлены из материала, обладающего малой теплопроводностью и высокой химической стойкостью. Задача теплоизоляции рабочей среды была нетривиальна (challenging), так как сухой воздух – прекрасный изолятор. Изначально боковые стенки изготавливались из текстолита, а в финальной версии – из XPS (экструдированный пенополистирол) с теплопроводностями 0.25 и 0.035 Вт·м⁻¹·К⁻¹, соответственно. Стенки покрывались тонким слоем гидрофобной силиконовой смазки, исключавшей впитывание влаги внутрь XPS.

Передняя стенка представляла собой стеклянную фотопластинку толщиной 3 мм, с которой предварительно была смыта светочувствительная эмульсия,

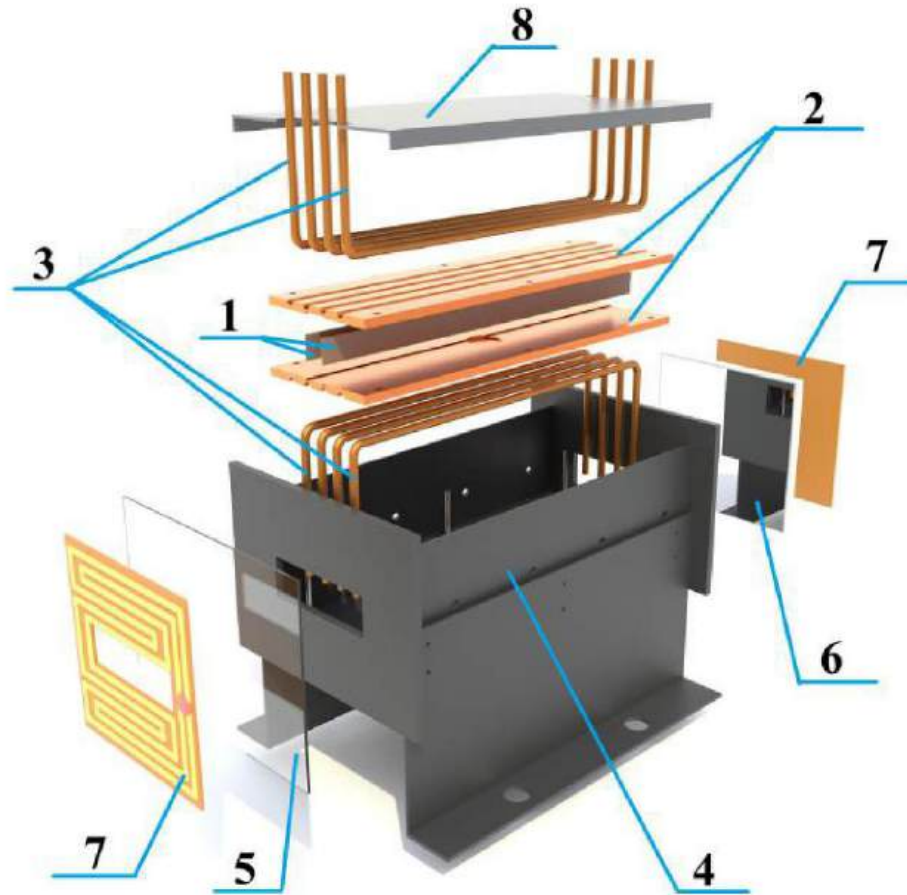


Рисунок 2.2 — Взрыв-схема конвективной модели: 1 – теплоизолированные стенки (XPS); 2 – теплообменники; 3 – трубки; 4 – корпус; 5 – переднее стекло; 6 – зеркало; 7 – полиимидная плёнка с нагревателем; 8 – съёмная крышка.

задняя стенка – зеркало из комплекта оптики к голографической плите. Такое расположение оптических элементов удваивает оптический путь $2L$: луч лазера проходит через переднее стекло, отражается от зеркальной задней стенки и возвращается через то же переднее стекло, что повышает чувствительность оптических измерений, увеличивая число интерференционных полос.

Теплообменники располагались строго горизонтально и представляли собой медные пластины толщиной 10 мм, длиной 320 мм и шириной 100 мм. Большая теплопроводность меди ($\approx 390 \text{ Вт}\cdot\text{м}^{-1}\text{К}^{-1}$) обеспечивала высокую однородность T теплообменника. Теплообменники объединялись в общую конструкцию, жёстко соединённую внутри внешнего корпуса посредством 6 шпилек М4 из нержавеющей стали. Для большей теплоизоляции шпильки в крепёжных отверстиях теплообменников дополнительно оборачивались пластиковым

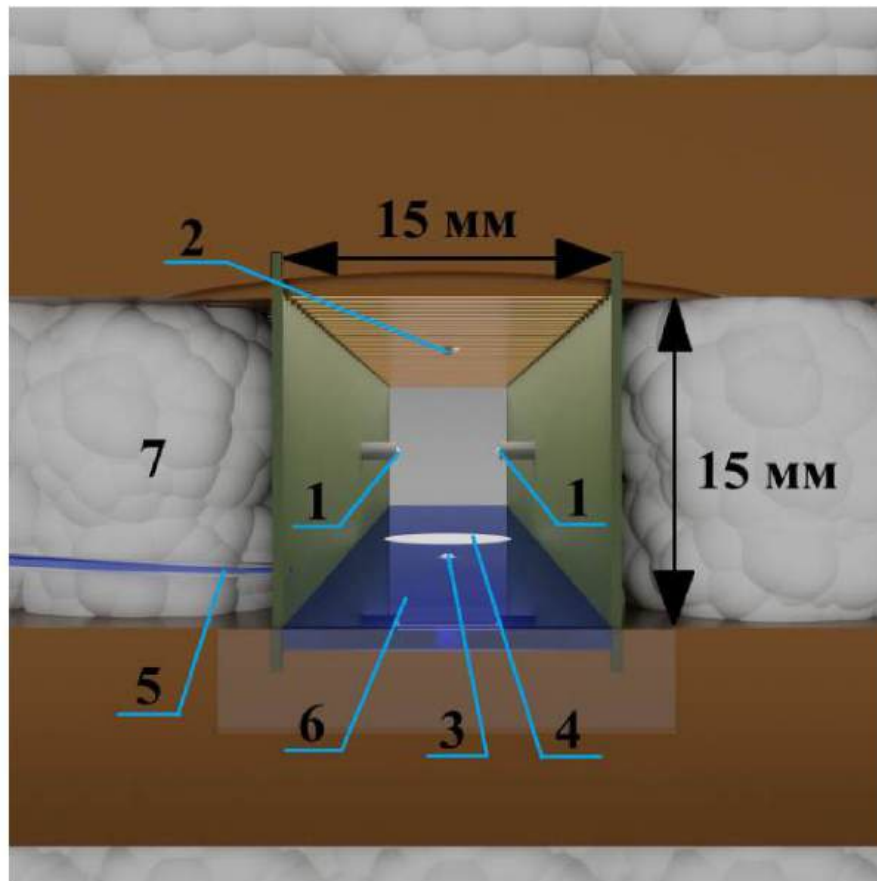


Рисунок 2.3 — Конвективная ячейка: 1 – дифференциальные термопары на боковых стенках (XPS); 2, 3 – термопары верхнего и нижнего теплообменников; 4 – датчик теплового потока; 5 – трубка капельницы; 6 – слой жидкости; 7 – теплоизоляция горизонтальных теплообменников (вата).

кембриком, хотя это и было несколько излишне, потому что теплопроводность нержавеющей стали примерно в 20 раз ниже, чем у меди.

Каждый теплообменник был снабжён четырьмя медными трубками для циркуляции жидкого теплоносителя (ТОСОЛ), располагавшимися эквидистантно, симметрично, и соединёнными по перекрёстной схеме для большей однородности T . Трубки (диаметр 5 мм) были П-образно загнуты и впаяны припоем ПОС-61 по всей длине полукруглых желобов, фрезерованных на внешних поверхностях теплообменников на глубину внешнего радиуса трубки.

Температуры теплообменников задавались двумя жидкостными термостатами CRYO-VT-12 с PID-регулировкой, позволявшими поддерживать постоянную T с точностью ± 0.01 °C в диапазоне $(-20 \dots +200)$ °C. Термостаты подключались к теплообменникам силиконовыми шлангами в строительной теплоизоляции. Длина шлангов позволила разместить термостаты в помещении, смеж-

ном с основной установкой (работа двух компрессоров и вентиляторов более 1 ч нагревала воздух в лаборатории). Температура циркулирующего хладагента измерялась встроенными датчиками термостата, а фактические T_h и T_c дополнительно измерялись медь-константановыми термопарами (холодный спай которых погружался в сосуд Дьюара с тающим льдом), расположенными на внутренних рабочих поверхностях теплообменников. Двухконтурная система, в которой показания термостата являются управляющими, а данные термопар – основными для протокола испытаний, обеспечивала стабильность граничных условий первого рода на горизонтальных стенках ячейки.

Термопарный метод. Датчик теплового потока был установлен по центру нижнего теплообменника в специальный паз, фрезерованный по размеру датчика (диаметр 25 мм, высота 5 мм, посадка 0.1 мм). Соединение герметизировалось эпоксидным клеем, обеспечившим надёжный тепловой контакт датчика и теплообменника.

Для измерения перепада T рабочей среды (а не боковых стенок) две из четырёх дифференциальных термопар фиксировались на 8 пластиковых цилиндрических штифтах (высота 4 мм, диаметр 1 мм) в центральной области ячейки как показано на Рис. 2.4. Пластиковые штифты располагались на боковых стенках в горизонтальной плоскости (вдоль изотерм квази-2D течения) попарно на дистанции 50 мм, что предотвращало появление градиента температуры вдоль проводов термопар и, как следствие, исключало появление паразитного потока тепла к спаю термопар по их собственным проводам. Холодные спаи находились на одной стенке, а горячие – на противоположной. Одноименные спаи находились на расстоянии 100 мм друг от друга, (и в 110 мм от ближайших торцов ячейки). Дифференциальные термопары на боковых стенках измеряли разность температур восходящего и нисходящего потока газа. При отсутствии конвективного движения значения их термо-ЭДС равны нулю. При возникновении конвекции каждая термопара генерировала ненулевую термо-ЭДС, пропорциональную перепаду T в горизонтальной плоскости. Заметим, что именование холодных и горячих спаев в данном случае условно, ведь оба направления стационарного конвективного вала (по и против часовой стрелки в плоскости $(x; y)$) равновероятны, – в эксперименте наблюдались оба варианта. При стационарном течении сигналы термо-ЭДС обеих термопар совпадали и оставались постоянными во времени. В нестационарном режиме, когда конвективное течение ещё не установилось, в ячейке могло появиться два (возможно и

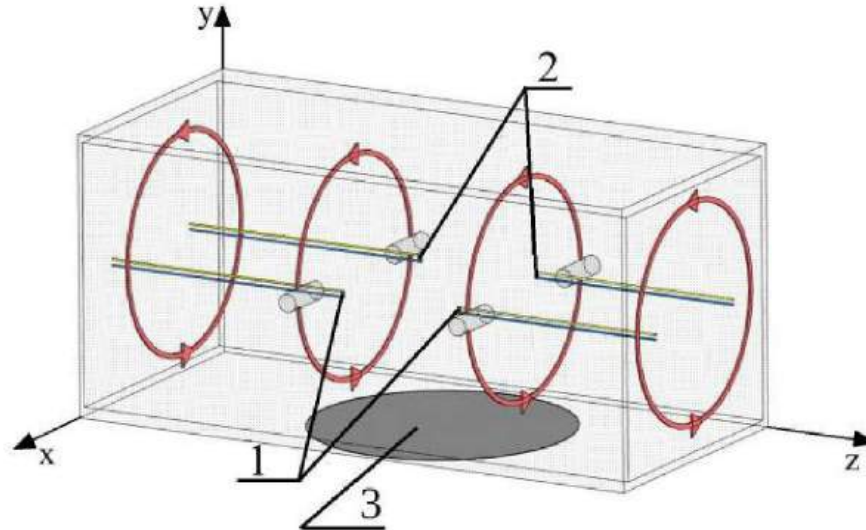


Рисунок 2.4 — Размещение дифференциальных термопар на боковых стенках: 1 – холодные спаи; 2 – горячие спаи; 3 – датчик теплоточка. Красные стрелки обозначают направление циркуляции конвективного течения.

более) конвективных вала с разным направлением вращения, – при этом сигналы дифференциальных термопар Рис. 2.4 не только отличались друг от друга по величине и знаку, но и изменялись со временем до тех пор, пока один из валов не поглощал другой (за счёт диссипативного механизма). Спустя несколько минут устанавливалось стационарное течение и сигналы термопар совпадали.

Термопары изготовлялись самостоятельно из медной (ПЭЛШО) и константановой проволоки диаметром 0.1 мм, спай не превышал 0.5 мм в диаметре. Для снижения электромагнитных помех проводники свивались в витую пару. Регистрация сигналов термо-ЭДС осуществлялась с помощью 24-битного четырёхканального аналого-цифрового преобразователя «Руднев-Шиляев» модель LA-i24USB. Коэффициент термо-ЭДС самодельных термопар определялся во вспомогательном эксперименте. Горячий спай термопары крепился к ртутному шарикку лабораторного термометра первого класса ЛТ-4 № 2 (погрешность измерения ± 0.2 °C) и помещался в колбу с горячей водой, в то время как холодный спай располагался в сосуде Дьюара с тающим льдом. Напряжение термо-ЭДС измерялось с помощью микровольтметра постоянного тока Щ300 и сопоставлялось со значениями температуры, измеренными поверенным ртутным термометром. В результате установлено, что в диапазоне $t_0 = (20 \dots 80)$ °C термо-ЭДС термопары описывается выражением

$$U_{tc} = 0.13 + 38.6t_0 + 4.2 \times 10^{-2}t_0^2, \quad (2.5)$$

где U_{te} измеряется в микровольтах, а t_0 в градусах Цельсия. Общая погрешность измерения температуры термопарой не превышала $0.2\text{ }^\circ\text{C}$.

Вспомогательная система осушения воздуха. Для опытов с воздухом без паров воды или ундекана было решено принудительно осушать комнатный воздух, исключив беспрепятственное проникновение комнатного воздуха в ячейку. К опытам с парами жидкостей предъявлялись те же требования по изоляции ячейки от комнатного воздуха. В обеспечение этого, ячейка с теплообменниками устанавливалась внутрь корпуса с крышкой, которая промазывалась силиконовым герметиком по периметру. Аналогично герметизировались все боковые отверстия в корпусе для ввода термопар и трубок осушительного контура. Так как переднее стеклянное окно и заднее зеркало прижимались к корпусу канцелярскими зажимами, то корпус был негерметичным, но изолированным (давление внутри равнялось атмосферному).

Для принудительного осушения воздуха корпус измерительной ячейки последовательно включался в контур с малопроизводительным (≈ 15 л/мин) помповым насосом и сорбционным фильтром с силикагелем. Все элементы контура соединялись силиконовыми трубками. Под действием насоса воздух циркулировал по замкнутому контуру между корпусом и фильтром (объёмом силикагеля 7 л), поглощавшем влагу из воздуха. Между опытами силикагель периодически восстанавливался прогревом на электроплитке. Установившаяся влажность воздуха внутри корпуса измерялась датчиком «ДНТ-22», подключённым к микроконтроллеру Arduino Uno, отображавшему величину остаточной относительной влажности $\approx (4 \dots 7)\%$ на светодиодном индикаторе. Во время конвективных экспериментов прокачка воздуха по контуру не производилась.

Оптическая схема установки представлена на Рис. 2.5. Она включает источник когерентного света; систему разделения луча на предметный O-b (object beam) и опорный R-b (reference beam) лучи; набор оптических элементов (линз, зеркал, призм) для преобразования лучей в параллельные пучки площадью поперечного сечения $\approx 5\text{ см}^2$ каждый; конвектор с контрольно-измерительным оборудованием; регистрирующую аппаратуру и вспомогательную подсистему для выравнивания интенсивностей O-b и R-b пучков в плоскости голографической пластины. Голографический интерферометр реального времени и конвектор располагались на голографической плите УИГ-22-К. Для виброзащиты плита во время измерений вывешивалась на штатных пневматических подушках. Все части установки крепились к плите болтами, все зеркала, линзы и объ-

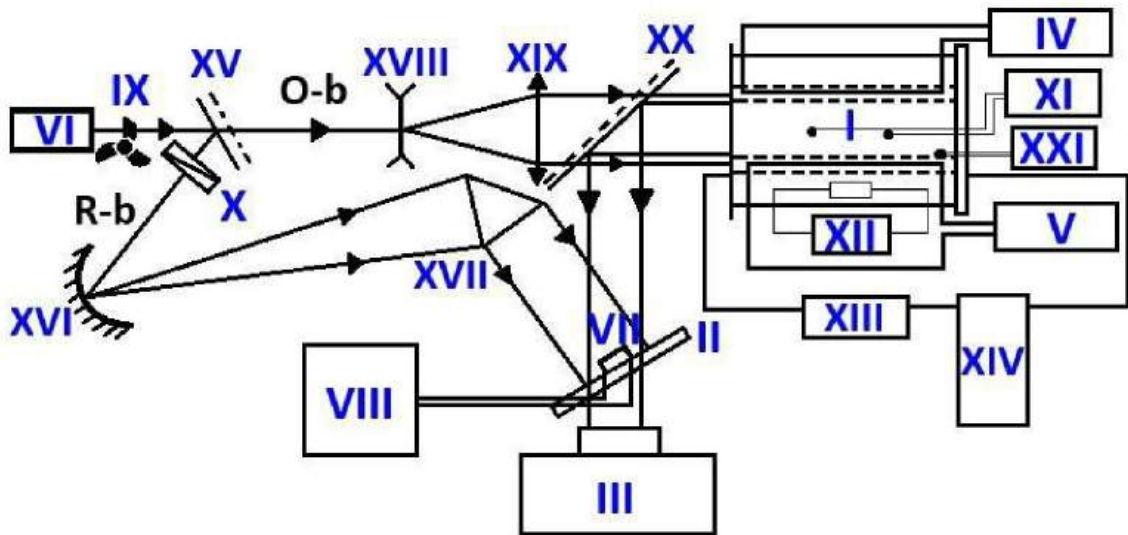


Рисунок 2.5 — Оптическая схема установки: I – измерительная ячейка; II – голографическая фотопластинка; III – видеокамера; IV и V – теплообменники с термостатами; VI – лазер; VII – фотодиод; VIII – селективный нановольтметр; IX – obtюратор; X – поляризатор; XI – АЦП; XII – датчик теплового потока; XIII – воздушный насос; XIV – контейнер с силикагелем; XV и XX – полупрозрачные зеркала; XVI – сферическое зеркало; XVII – призма полного отражения; XVIII – рассеивающая линза; XIX – фокусирующая линза; XXI – датчик влажности с контроллером; O-b, R-b – предметный и опорный лучи, соответственно.

ективы имели регулировочные устройства для тонкой настройки оптического тракта предметного и опорного лучей.

Для выполнения требования когерентности, оптические пути объектного (O-b) и опорного (R-b) пучков были сделаны одинаковыми с погрешностью ≈ 2 см, что примерно на порядок меньше длины когерентности излучения He-Ne лазера. Мы использовали лазер JDS Uniphase 1103P мощностью 2 мВт. Интенсивности обоих пучков были выровнены с целью повышения контрастности интерференционных полос. Интенсивность света каждого пучка измерялась отдельно с помощью вспомогательных элементов установки (VII, VIII и IX на Рис. 2.5), которые использовались только на этапе юстировки. Исходный лазерный пучок модулировался механическим obtюратором IX – трёхлопастной крыльчаткой, закреплённой на электрическом двигателе, вращавшемся со скоростью 3×10^3 об/мин. В результате формировался оптический сигнал прямоугольной формы со скважностью 50 %, который создавал пульсирующий ток в электрической цепи, содержащей резистор с батареей питания (не показаны на рисунке), фотодиод VII и селективный микровольтметр VIII Unipan 237. По-

следний позволял количественно определять интенсивность света объектного пучка (O-b) и ослаблять опорный пучок (R-b) до того же значения с помощью одного анализатора X (собственный коэффициент поляризации лазера 500:1).

В режиме чистой теплопроводности интерференционная картина имела вид регулярно расположенных горизонтальных полос. При превышении критического значения числа Рэлея возникало конвективное движение, сопровождавшееся искривлением полос.

Алгоритм измерений. Измерения проводились по выработанной последовательности (методике), обеспечивающей воспроизводимость и достоверность результатов. Ключевым требованием к эксперименту являлось достижение квазистационарного режима теплопереноса, при котором температурное и гидродинамическое поля остаются неизменными во времени. Выполнение данного условия является принципиально важным для корректной интерпретации интерферограмм и сопоставления экспериментальных данных с результатами численного моделирования.

Перед началом каждой серии измерений экспериментальная ячейка заполнялась исследуемым газом. В экспериментах с предварительно осушенным воздухом газ пропусклся через осушающий контур, обеспечивающий снижение относительной влажности до значений, при которых влияние водяного пара на теплофизические свойства газа и показатель преломления становилось пренебрежимо малым. После заполнения ячейки осуществлялась выдержка, необходимая для выравнивания температуры газа и затухания остаточных механических возмущений, вызванных процессом прогонки.

Формирование вертикального температурного градиента в экспериментальной ячейке осуществлялось путём задания фиксированных температур нижнего и верхнего теплообменников. Перепад температуры теплообменников ΔT увеличивался ступенчато с шагом $0.5\text{ }^{\circ}\text{C}$ при постоянном среднем значении температуры T_0 . При этом температуры теплообменников принимали значения $T_0 \pm 0.25\text{ }^{\circ}\text{C}$, $T_0 \pm 0.5\text{ }^{\circ}\text{C}$, ..., $T_0 \pm 10\text{ }^{\circ}\text{C}$, что соответствовало 40 измерениям в рамках одного цикла (при фиксированной T_0).

Температурные режимы подбирались так, чтобы обеспечить последовательный переход от теплопроводного режима к конвективному при плавном увеличении перепада температур. Для каждого заданного значения ΔT система выдерживалась до достижения установившегося состояния, что контролировалось по стабилизации показаний термопар и отсутствию временной эволюции

интерференционной картины. Типичное время выхода системы на стационарный режим составляло от 20 до 40 мин в зависимости от величины ΔT .

Термопарные измерения применялись для мониторинга температурных режимов, оценки времени выхода системы на стационарное состояние и фиксации момента возникновения конвекции по появлению горизонтальных температурных градиентов в пристеночных областях.

Регистрация голографических интерферограмм осуществлялась только после полной стабилизации термодинамических условий в экспериментальной ячейке. Запись голограмм проводилась при отсутствии температурного градиента $\Delta T = 0$ °C и фиксированной средней температуре газа $T_0 = const$, что обеспечивало формирование опорной интерференционной картины, соответствующей однородному температурному полю.

Голографическая регистрация выполнялась в затемнённом помещении при слабом безопасном освещении с использованием светофильтра № 170 (тёмно-зелёный), исключающего засветку фоточувствительного материала. Использовались голографические фотопластинки ПФГ-01 размером 90×120 мм высокого разрешения (5×10^3 линий на 1 мм) современного производства (2018 г.в., производитель ООО «ТД «Славич», г. Переславль-Залесский, РФ). Фотопластинка оставалась жёстко закреплённой на протяжении всего фотографического процесса, включавшего экспозицию, химическую обработку и сушку, а также при всех последующих опытах.

Проявление экспонированных голограмм осуществлялось с использованием стандартного проявителя SM-6, после чего выполнялись отбеливание в растворе Phillips-Vjelkhagen Ultimate PBU-Amidol, промывка в дистиллированной воде и последующая сушка. Фотопластинки, закреплённые винтовым зажимом на всё время проведения эксперимента, обрабатывалась фотореактивами в прямоугольных ванночках, подававшихся снизу. Ванночки размером $11.5 \times 3.5 \times 11$ см в количестве трёх штук были склеены дихлорэтаном из оргстекла специально для этого эксперимента. Для каждого набора экспериментальных условий, включая смену исследуемой газовой среды или изменение средней температуры T_0 , использовалась новая голографическая пластина. По завершении каждого измерительного цикла задавалось новое значение средней температуры T_0 , после чего начинался следующий цикл измерений.

Вид модельного течения. В завершении раздела обсудим принципиальный вопрос о виде конвективного течения в ячейке. Вся измерительная методика,

включая обработку экспериментальных данных, основана на предположении, что реальное течение соответствует модельному (задуманному) – одиночный конвективный вал с осью, ориентированной вдоль оси z (см. Рис. 2.4). Только такой тип течения допускает однозначную интерпретацию интерферограмм и сигналов с боковых дифференциальных термопар. При любом другом виде течения описанная выше методика становится некорректной. Несмотря на кажущуюся очевидность, в ходе дискуссий с коллегами на профильных конференциях выяснилось, что требуется экспериментальное подтверждение и обоснование вида течения. Как правило, такие сомнения высказывали коллеги, исследующие конвекцию жидкостей, – согласно их опыту, погрешности изготовления установки, например, небольшой наклон или клин горизонтальных стенок и слабый $\nabla_z T \neq 0$ могут вызвать альтернативное течение, например, Рис. 2.6 (б). Это течение не будет регистрироваться боковыми термопарами, поскольку их горячий и холодный спаи окажутся при одинаковой T . Далее, на Рис. 2.6 (а) изобража-

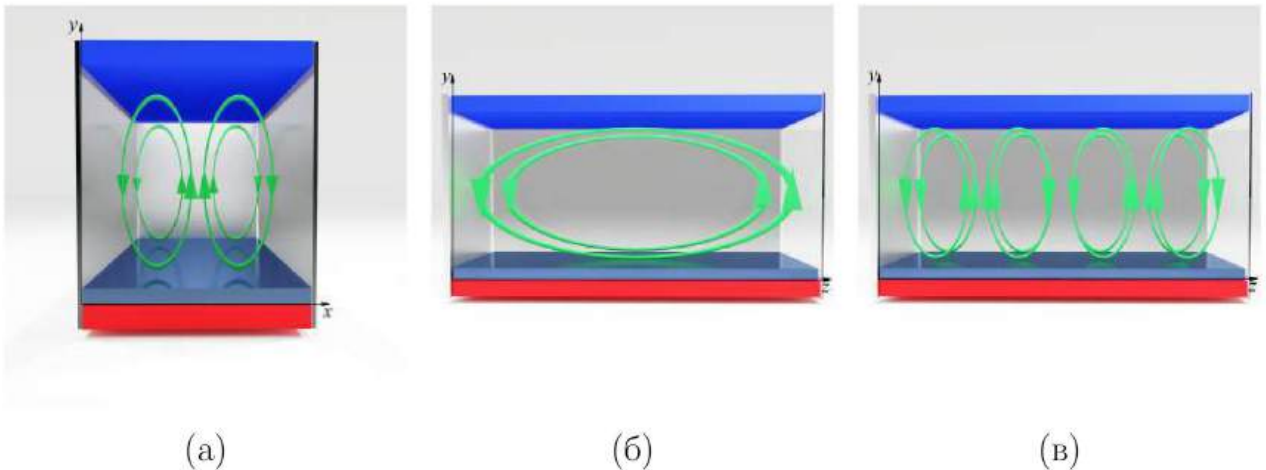


Рисунок 2.6 – Гипотетические конвективные течения, которые не регистрируются боковыми термопарами: (а) двухвальное квази-2D; (б) ползущее одновальное и (в) многовальное течение с осями валов \perp боковым стенкам.

жено течение в форме двух конвективных валов, симметричных относительно боковых стенок, которое также не детектируется боковыми термопарами. Напомним, что такое течение с двумя квази-2D валами наблюдались в работах Парончини [51; 52], однако добиться такой структуры удалось лишь благодаря узкому протяжённому нагревателю в центре дна ячейки. Ещё один вариант генерации двухвального течения – это превышение второго критического числа Рэлея $\sim 10^4$, при котором одновальное течение теряет устойчивость. Конечно, эти варианты в нашем случае не реализуются: число $Ra_T < 4000$; матери-

ал теплообменника (медь) исключает появление локализованного нагрева; для предотвращения течений вида Рис. 2.6 (б) горизонтальность и параллельность теплообменников контролировались пузырьковым уровнем и штангенциркулем, соответственно. Тем не менее, все перечисленные экспериментальные предосторожности сами по себе не могут рассматриваться как строгое доказательство, – от нас потребовалась вся совокупность данных голографической интерферометрии, термодинамических измерений и численного моделирования, чтобы утверждать соответствие реального течения нашим модельным представлениям о нём (см. ниже раздел 2.5).

2.4 Апробация установки на benchmark задаче

Экспериментальная установка испытывалась на контрольной (benchmark) задаче ТГК сухого воздуха. Воздух близок по свойствам к таковому у идеального газа, является хорошо изученной и предсказуемой средой. В исследуемом диапазоне T его компоненты не испытывают фазовых превращений. Прохождение тестовых испытаний позволяет оценить чувствительность и точность использованных средств измерения. Для объективной оценки качества лабораторной установки и её пригодности для дальнейших исследований конвекции в газах с фазовыми переходами были выбраны следующие тестовые задачи: (i) измерение критического числа Рэлея Ra^* ; (ii) измерение известной зависимости $Nu(Ra_T)$; (iii) сравнение экспериментальных интерферограмм с результатами численного моделирования 2D-конвекции двухполевым методом.

Эксперименты с предварительно осушенным воздухом являлись референтными – с ними впоследствии сравнивались опыты с более сложными газовыми смесями. Осушение воздуха обеспечило существенное снижение относительной влажности до уровня, при котором вклад водяного пара в изменение теплофизических свойств газа и показателя преломления становится пренебрежимо малым. После заполнения ячейки осушенным воздухом система выдерживалась до полного установления термодинамического равновесия и измерения проводились согласно описанному выше алгоритму. При инверсном режиме включения теплообменников (верхний – горячий, нижний – холодный) ожидаемо наблюдался чисто теплопроводный режим, при котором обе термодинамики на боковых стен-

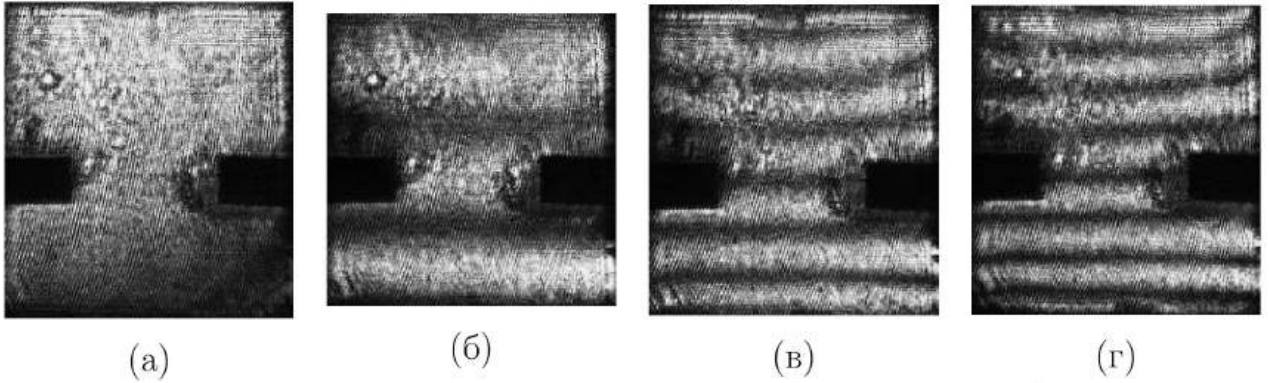


Рисунок 2.7 — Интерферограммы в опытах с сухим воздухом (инверсный режим) при $T_0 = 25\text{ }^\circ\text{C}$ и ΔT (а) 0 К, (б) 4 К, (в) 10 К; (г) 12 К.

ках регистрировали нулевую термо-ЭДС (кривая 3 на Рис. 2.9 при $\Delta T \leq 7\text{ }^\circ\text{C}$, так как температура газа вблизи спаев была одинаковой. Сигнал оставался равным нулю при всех значениях ΔT в этом режиме. С ростом ΔT в области ячейки наблюдалось увеличение числа полос, параллельных горизонтальным теплообменникам (см. Рис. 2.7).

Интерферограммы при прямом включении теплообменников (внизу – горячий, сверху – холодный) в режиме теплопроводности и при возникновении конвекции демонстрируются на Рис. 2.8. При докритических значениях ΔT интерференционные полосы сохраняли регулярную структуру, характерную для чисто теплопроводного режима так же как и при инверсном режиме (Рис. 2.7). При превышении критического числа Рэлея наблюдалась стационарная конвекция, сопровождавшаяся искривлением интерференционных полос вследствие образования крупномасштабного конвективного вала.

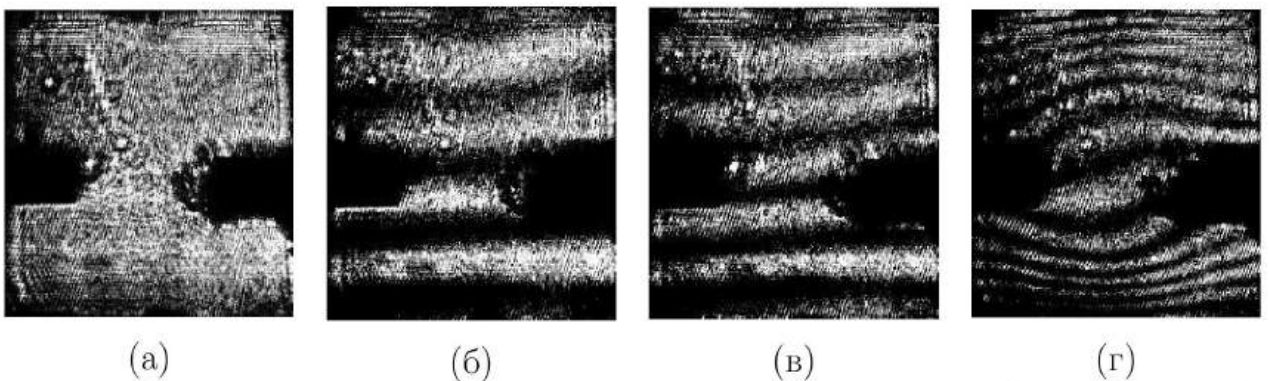


Рисунок 2.8 — Интерферограммы в опытах с сухим воздухом (прямой режим) при $T_0 = 25\text{ }^\circ\text{C}$ и ΔT (а) 0 К, (б) 6 К, (в) 8 К, (г) 20 К.

При появлении конвективного течения термопары регистрировали ненулевую термо-ЭДС, пропорциональную интенсивности конвекции (кривая 3 при

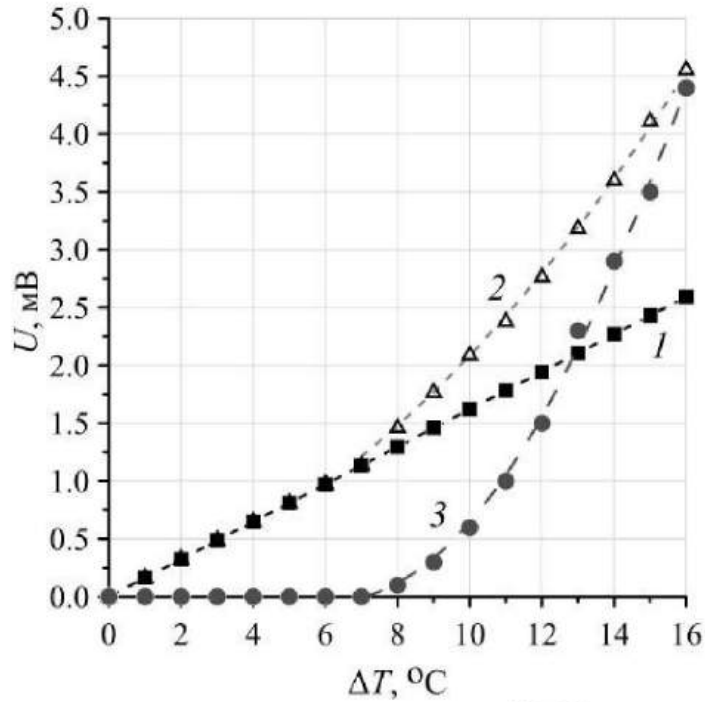


Рисунок 2.9 — Пример исходных сигналов термо-ЭДС с датчика плотности теплового потока в теплопроводном (1) и конвективном (2) режимах, соответственно, и боковых термопар (3) (сигнал $\times 10$ для единого масштаба).

$\Delta T > 7$ K). Отношение сигналов датчика теплотокота для прямой и инверсной стратификации T (кривые 2 и 1, соответственно), равнялось числу Нуссельта Nu по определению. В начале опыта (при докритических ΔT) сигналы полностью совпадали, что соответствовало $Nu = 1$. По мере интенсификации течения, увеличивался тепловой поток, что проявлялось в смещении точек кривой 2 (прямая стратификация) выше соответствующих точек кривой 1 (инверсная стратификация). Отношение этих сигналов соответствовало участку кривой $Nu(Ra_T) > 1$.

Число Рэлея для каждого опыта рассчитывалось с привлечением теплофизических свойств воздуха, вычисленных для соответствующей средней температуры T_0 по формулам, приведённым в следующей главе для газовых смесей. Полученная экспериментальная зависимость $Nu(Ra_T)$ для сухого воздуха представлена на Рис. 2.10.

Обсудим результаты. Во-первых, измеренное среднее значение критического числа Рэлея $Ra^* = 1680 \pm 55$ хорошо согласуется как с теоретическим $Ra^* = 1708$, так и с экспериментальным результатом $Ra^* = 1700 \pm 50$ [10] для воздуха и других однокомпонентных флюидов. Принципиально важным является факт совпадения значений Ra^* , измеренных сигналами с двух физически

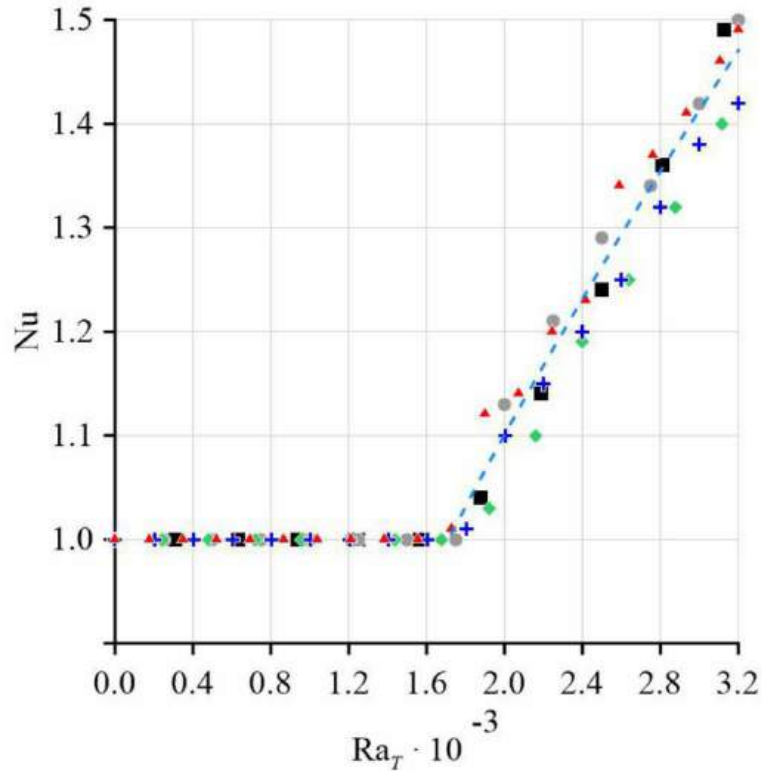


Рисунок 2.10 — Зависимость $Nu(Ra_T)$ для сухого воздуха, пунктирная линия — уравнение (2.6). Точки — эксперимент при $T_0 = 25$ °C (\square), $T_0 = 35$ °C (\circ), $T_0 = 45$ °C (\diamond), $T_0 = 55$ °C ($+$), $T_0 = 65$ °C (\triangle).

разных сенсоров: датчика плотности потока тепла и дифференциальных боковых термопар (см. Рис. 2.9). Боковые термопары в дальнейшем исследовании будут играть роль высокочувствительных индикаторов наличия/отсутствия конвективного движения. Чувствительность этого индикатора была подтверждена трёхкратным совпадением с (i) показаниями более чувствительного датчика заводского исполнения; (ii) с результатами независимых экспериментов [10]; и (iii) с теоретическим предсказанием, что дало нам основание в дальнейшем безоговорочно доверять ему: если термо-ЭДС боковой термопары равно нулю, значит, конвективного подъёмно-опускного течения в ячейке нет; и наоборот, если регистрируется разностный сигнал отличный от нуля, то это означает наличие одновального течения. Эта аргументация очень важна для двух последующих глав, в которых достоверность сигнала с боковых термопар более не доказывается и не подвергается сомнению.

Второй экспериментальный результат получен обработкой данных с датчика плотности теплового потока (Рис. 2.10). Функциональная зависимость, построенная методом наименьших квадратов в программе Magic Plot (коэффи-

циент детерминации $R^2 = 0.96$), описывается выражением

$$\text{Nu} = \begin{cases} 1, & \text{Ra}_T \in [0; \text{Ra}^*], \\ 0.0011 \cdot \text{Ra}_T^{0.9}, & \text{Ra}_T \in (\text{Ra}^*; 3200). \end{cases} \quad (2.6)$$

Этот результат находится в хорошем согласии с эталонной кривой (1.7) [10], что подтверждает высокое качество изготовления установки, достаточную чувствительность и точность выбранных методов измерения.

2.5 Численное моделирование

Численное моделирование ТГК сухого воздуха – завершающий этап верификации экспериментальной установки. Оно позволяет провести количественное сопоставление наблюдаемых интерферограмм с численными решениями уравнений гидродинамики.

На первый взгляд, получение количественной информации из интерферограмм вида Рис. 2.8 невозможно. Действительно, в отличие от жидкостей, где высокое пространственное разрешение интерферограмм позволяет определять локальные градиенты и тепловой поток [24], в нашей установке толщина теплового пограничного слоя s сопоставима одновременно и с гидродинамическим пограничным слоем δ , и с высотой d ячейки [120]

$$\begin{aligned} \delta &\approx \text{Re}^{-\frac{1}{2}} d, \\ s &\approx \text{Pr}^{\frac{1}{3}} \delta, \end{aligned} \quad (2.7)$$

где $\text{Re} = vd\nu^{-1}$ – число Рейнольдса. При характерной скорости течения $v = 0.01 \text{ м}\cdot\text{с}^{-1}$, размере ячейки $d = 15 \text{ мм}$, вязкости $\nu = 1.8 \cdot 10^{-5} \text{ м}^2\text{с}^{-1}$ и числе $\text{Pr} = 0.7$ получаем $\delta \approx 0.3d$, $s \approx 1.1\delta$. Этот масштаб не позволяет точно вычислять тепловой поток по расстоянию между интерференционными полосами, – по этой причине мы изначально позиционировали голографическую интерферометрию как *качественный* метод визуализации течения. Однако возможность последовательного сравнения сразу нескольких десятков экспериментальных и расчётных интерферограмм, полученных для разных пар значений $(T_0, \Delta T)$, позволяет перейти к количественному описанию 2D-поля T , то есть перейти от

количества (большая выборка исходных данных невысокого разрешения) к качеству (возможность получения количественной информации путём сравнения с результатами численного моделирования).

Описание задачи. Численное моделирование проводилось в 2D-постановке (плоскость XOY), что полностью соответствует принятой в эксперименте квази-2D модели, при которой конвективное течение не зависит от продольной координаты z . В любом сечении XOY наблюдается одинаковая картина течения по всей длине ячейки и, следовательно, для любой величины частная производная $\partial/\partial z \rightarrow 0$.

Для моделирования использовалась полная система уравнений Навье–Стокса для несжимаемой жидкости в приближении Обербека–Буссинеска (1.1), граничные условия повторяли экспериментальные:

На верхней и нижней жестких стенках ($y = 0, y = L_y$):

– Условие прилипания (no-slip): $\mathbf{v} = 0$;

– Фиксированная температура: $T(y = 0) = T_{\text{bottom}}, T(y = L_y) = T_{\text{top}}$.

На боковых стенках ($x = 0, x = L_x$):

– Условие прилипания: $\mathbf{v} = 0$;

– Адиабатические условия (Неймана): $\partial T/\partial x = 0$, моделирующие теплоизоляцию боковых стенок.

В такой постановке задачи первая конвективная мода формируется в виде одиночного двумерного течения с восходящим потоком вдоль одной боковой стенки и нисходящим потоком вдоль противоположной, что соответствует наблюдаемой экспериментально квази-2D структуре течения.

Численный метод. Для численного решения краевой задачи термогравитационной конвекции в 2D-постановке (плоскость XOY) использовался двухполевой метод с введением функции тока ψ и вихря скорости ω [137]. Такой подход позволяет исключить давление из числа основных переменных и автоматически удовлетворять уравнению неразрывности. Ниже представлены выражения, описывающие связь новых функций с \mathbf{v}

– Функция тока ψ . Вектор скорости выражается через её производные следующим образом

$$\mathbf{v} = (v_x, v_y) = \left(\frac{\partial \psi}{\partial y}, -\frac{\partial \psi}{\partial x} \right), \quad (2.8)$$

что тождественно удовлетворяет уравнению $\nabla \cdot \mathbf{v} = 0$. Изолинии $\psi = \text{const}$ соответствуют линиям тока.

– Вихрь скорости ω определяется как ротор вектора скорости (в двумерном случае только z -компонента)

$$\omega = \nabla \times \mathbf{v} = \left(0, 0, \frac{\partial v_y}{\partial x} - \frac{\partial v_x}{\partial y} \right). \quad (2.9)$$

Вихрь по физическому смыслу характеризует локальную интенсивность вращения газа. Система уравнений в терминах ψ и ω принимает вид

1. Уравнение переноса вихря

$$\frac{\partial \omega}{\partial t} + \frac{\partial \psi}{\partial y} \frac{\partial \omega}{\partial x} - \frac{\partial \psi}{\partial x} \frac{\partial \omega}{\partial y} = \nu \Delta \omega + g\beta \frac{\partial T}{\partial x}, \quad (2.10)$$

2. Уравнение теплопереноса

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \frac{\partial \psi}{\partial y} \frac{\partial T}{\partial x} - \frac{\partial \psi}{\partial x} \frac{\partial T}{\partial y} = \chi \Delta T. \quad (2.11)$$

3. Уравнение Пуассона для функции тока

$$\omega = -\Delta \psi. \quad (2.12)$$

В новой формулировке граничные условия на верхней, нижней и боковых стенках записываются соответственно в виде

$$\begin{aligned} \text{При } y = 0: \quad & \psi = 0, \quad \omega = \partial^2 \psi / \partial y^2, \quad T = T_{\text{bottom}}; \\ \text{При } y = L_y: \quad & \psi = 0, \quad \omega = \partial^2 \psi / \partial y^2, \quad T = T_{\text{top}}; \\ \text{При } x = 0: \quad & \psi = 0, \quad \omega = \partial^2 \psi / \partial x^2, \quad \partial T / \partial x = 0; \\ \text{При } x = L_x: \quad & \psi = 0, \quad \omega = \partial^2 \psi / \partial x^2, \quad \partial T / \partial x = 0. \end{aligned} \quad (2.13)$$

Последние два уравнения содержат условие теплоизоляции: так как вектор плотности потока тепла $\propto \nabla T$, то теплопередача через боковые стенки = 0.

Численная схема и алгоритм решения. Расчёт выполнялся методом конечных разностей на равномерной квадратной сетке 100×100 узлов, соответствующей области 15×15 мм. Число узлов квадратной сетки выбиралось из соображения сходимости вычислений и определялось из серии тестовых решений при $T_0 = 50$ °С и $\Delta T = 14$ °С (см. Рис. 2.11). Пространственные производные аппроксимировались центральными разностями второго порядка. Интегрирование по времени проводилось явной схемой с шагом $\Delta t_h = 10^{-4}$ с, выбранным из условия Фурье–Неймана [137] ($\Delta t_h < 0.5h^2/\chi$), где h – шаг сетки.

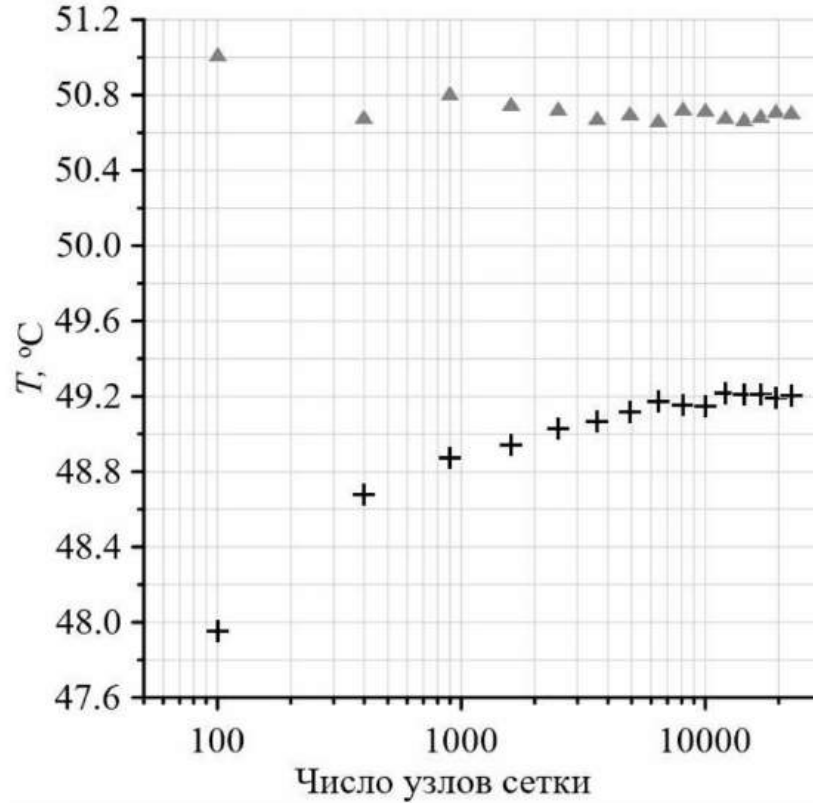


Рисунок 2.11 — Проверка сеточной сходимости в зависимости от числа узлов; Δ и $+$ соответствуют расчётным значениям T в точках, совпадающих с расположением боковых термопар в эксперименте.

Начальные условия задавались линейным вертикальным профилем температуры (режим чистой теплопроводности) и малыми случайными возмущениями поля скорости для инициирования конвекции (см. Рис. 2.12). Расчёт продолжался до установления стационарного состояния, удовлетворяющего условию

$$\begin{aligned} \max \left| \frac{\partial T}{\partial t} \right| &< 10^{-8} \text{ К/с}, \\ \max \left| \frac{\partial \omega}{\partial t} \right| &< 10^{-8} \text{ с}^{-2}. \end{aligned} \quad (2.14)$$

Расчитанные при значениях $T_0 = 50 \text{ °C}$ и $\Delta T = 14 \text{ °C}$ стационарные поля скорости $\mathbf{v}(x,y)$ и температуры $T(x,y)$ представлены на Рис. 2.13. Все вычисления выполнены в программе, написанной автором на языке программирования Python (лаконичный код программы представлен в Приложении А).

Вычисление интерферограмм и их сравнение с экспериментальными данными. После получения стационарного температурного поля $T(x,y)$ выполнялась процедура реконструкции соответствующего поля показателя преломления $n(x,y)$. В рамках используемого приближения для сухого воздуха связь T

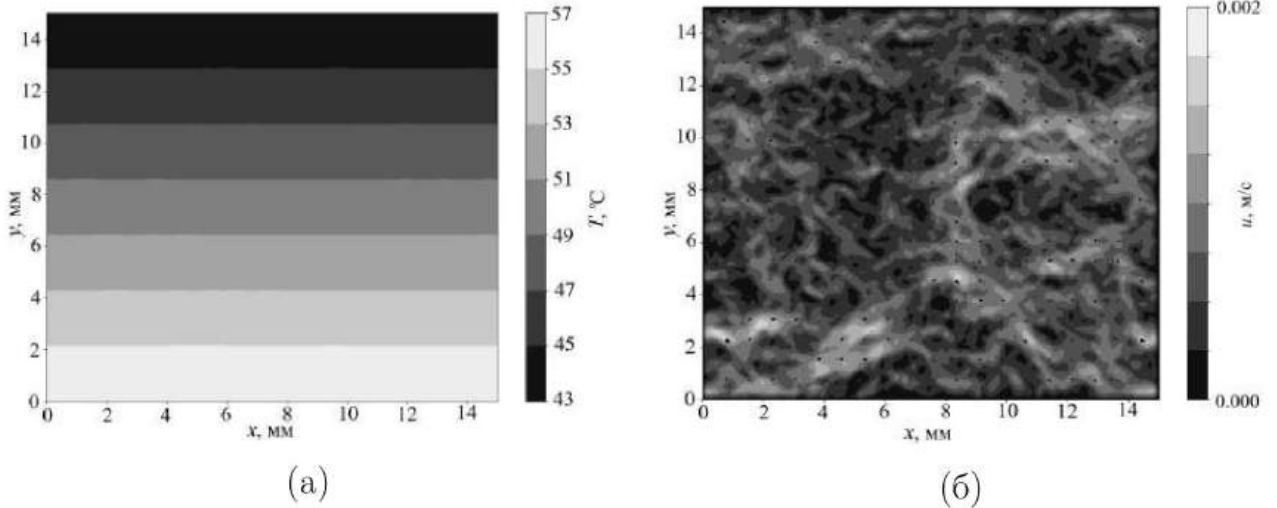


Рисунок 2.12 — Начальные условия численного моделирования: (а) линейный вертикальный профиль T ; (б) случайные возмущения поля скорости.

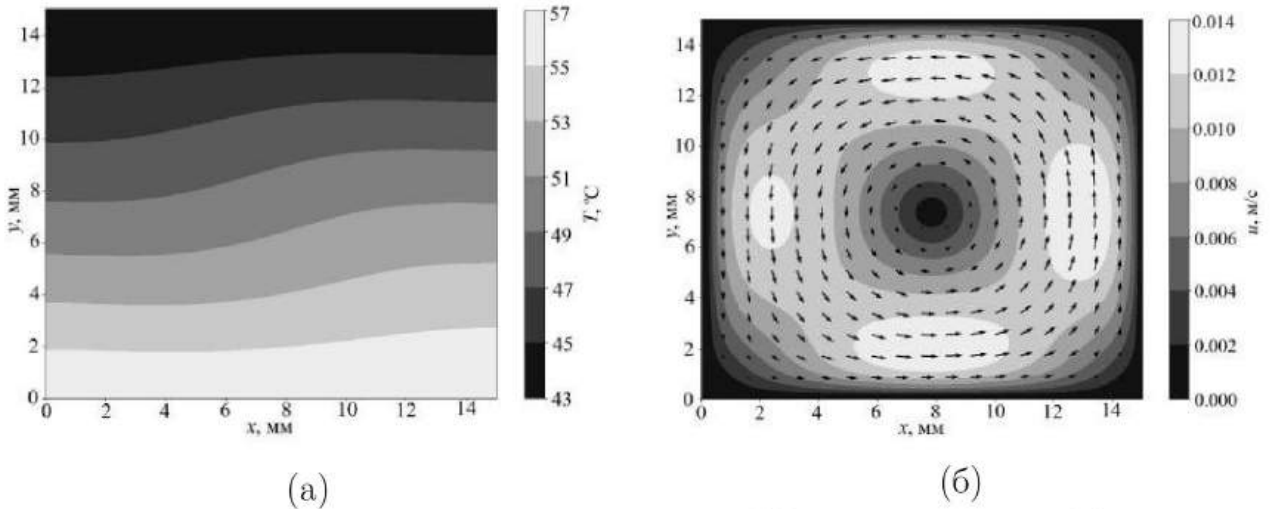


Рисунок 2.13 — Пример рассчитанного поля: (а) температуры и (б) скорости сухого воздуха при $T_0 = 50 \text{ }^\circ\text{C}$ и $\Delta T = 14 \text{ }^\circ\text{C}$.

и n является линейной

$$n(x,y) = 1 + (n_{st} - 1) \frac{T_{st}}{T(x,y)}, \quad (2.15)$$

где $n_{st} = 1.0002716$ – показатель преломления сухого воздуха при нормальных условиях, $T_{st} = 293.15 \text{ K}$, а $T(x,y)$ – локальная температура в градусах Кельвина. Исходя из того, что луч лазера проходит через ячейку строго вдоль оптической оси, перпендикулярной плоскости моделирования XOY , разность фаз $\Delta\varphi(x,y)$, пропорциональная оптической разности хода, вычислялась по формуле

$$\Delta\varphi(x,y) = 2\pi \frac{2L(n(x,y) - n_{st})}{\lambda}, \quad (2.16)$$

где множитель $2L$ учитывает двукратное прохождение луча через ячейку. Интенсивность света на интерферограмме вычислялась по формуле

$$I(x,y) = 1 + \cos(\Delta\varphi(x,y)). \quad (2.17)$$

Интерференционные полосы на расчётной интерферограмме соответствуют изолиниям уровня $\Delta\varphi(x,y) = 2\pi m$, где m – номер интерференционной полосы.

Обработка экспериментальных интерферограмм осуществлялась вручную: на основе исходной интерферограммы в графическом редакторе LibreOffice Draw строились линии, повторяющие экспериментальные интерференционные полосы. Пример обработки представлен на Рис. 2.14 (а), а соответствующая маска интерференционных линий на Рис. 2.14 (б). Черные области возле боковых стенок в средней части изображения, приходящиеся на стойки термодпар, из обработки исключались. Если закрутка потока в расчете и в эксперименте имела противоположные направления, то выполнялось зеркальное отображение одной из интерферограмм.

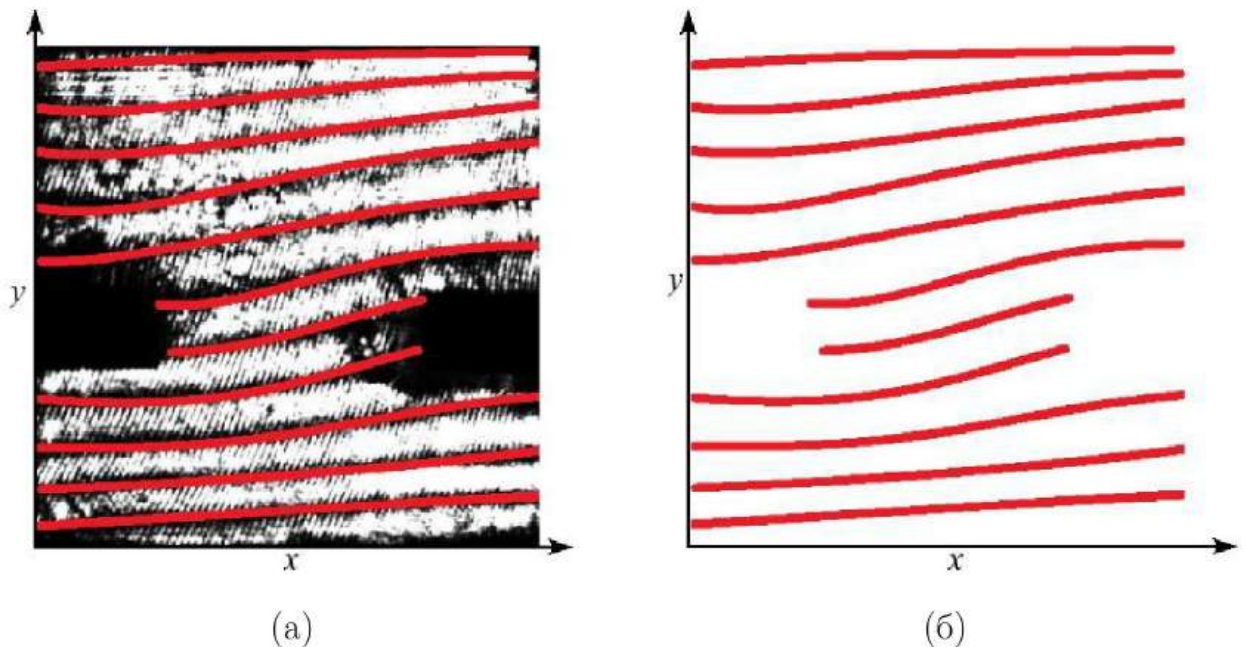


Рисунок 2.14 – Пример обработки экспериментальной интерферограммы: построенные интерференционные линии (а) и полученная маска (б).

вых стенок в средней части изображения, приходящиеся на стойки термодпар, из обработки исключались. Если закрутка потока в расчете и в эксперименте имела противоположные направления, то выполнялось зеркальное отображение одной из интерферограмм.

Результаты прямого сравнения экспериментальных и расчетных интерферограмм демонстрируются на Рис. 2.15. Видно, что совпадение эксперимента и вычислений наблюдается не только в количестве полос, но и в их расположении на плоскости. Такое сравнение позволяет сделать вывод, что голографическая

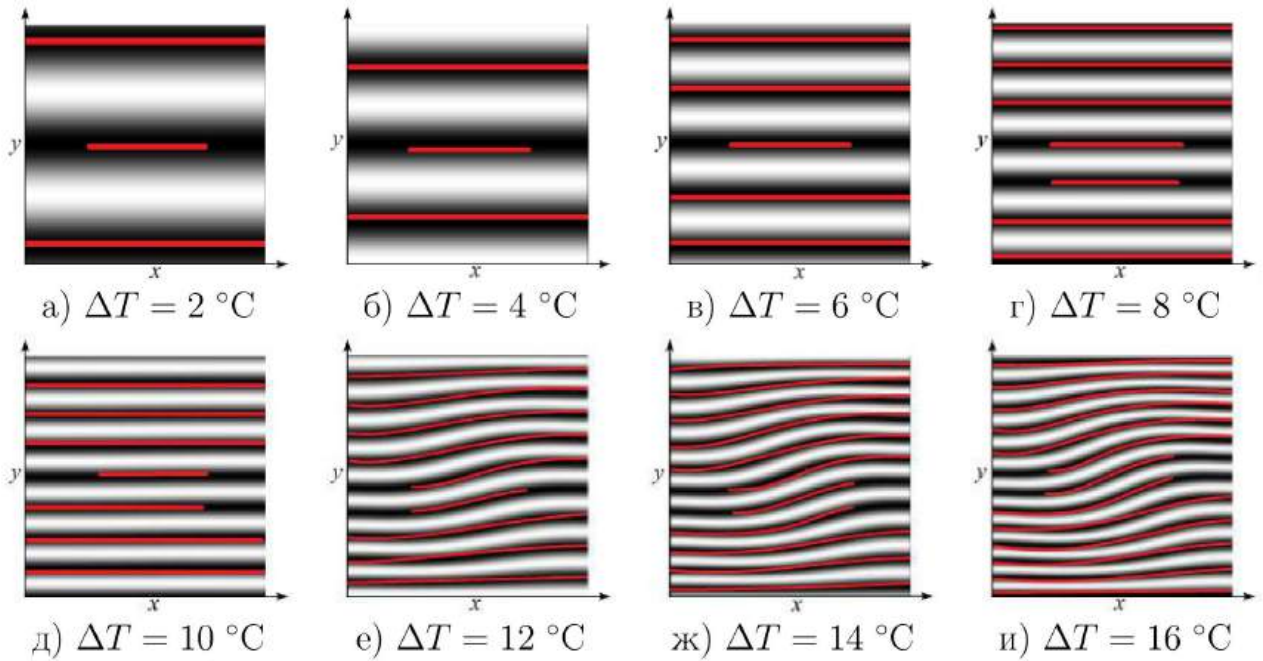


Рисунок 2.15 — Сравнение экспериментальных (красные линии) и расчётных (чёрные линии) интерферограмм при $T_0 = 50 \text{ }^\circ\text{C}$.

интерферометрия вполне способна конкурировать с PIV методом в вопросах количественного описания квази-2D течений с тем отличием, что PIV позволяет визуализировать поле \mathbf{v} при неизвестном поле T , а голография – наоборот.

После успешной обработки 1/3 массива всех интерферограмм (для сухого воздуха), изготовленных в ходе работы над диссертацией, можно сделать вывод об оставшихся 2/3 необработанного массива интерферограмм (для смесей воздуха с парами ундекана и воды) как о потенциально полезной информации. Моделирование течений газовых смесей с фазовыми превращениями компонент при сильных градиентах температуры ($\sim 10^3 \text{ K/m}$) значительно труднее решенной в этом подразделе рутинной (квалификационной) задачи. Решение новых задач потребует привлечения специалистов в области вычислительной гидродинамики, что выходит за рамки диссертации. Массив интерферограмм, представляющий интерес для будущих исследований, частично представлен в Приложении Б.

2.6 Выводы по главе

В ходе работы над материалом диссертации, составляющем содержание этой главы, были решены следующие задачи:

– Рассчитана, спроектирована и изготовлена экспериментальная установка, позволяющая определять возникновение и измерять теплоток квази-2D конвективного течения прозрачной газовой смеси, и визуализировать его посредством голографической интерферометрии.

– Выполнена серия контрольных (benchmark) конвективных опытов с осушенным воздухом для апробации установки, подтверждения её работоспособности, оценки чувствительности, точности данных, получаемых термодпарным и голографическим методами; подтверждена зависимость числа Нуссельта от теплового числа Рэлея $Nu(Ra_T)$; подтверждено значение критического числа Рэлея Ra^* .

– Доказано, что в конвективной ячейке реализуется одновальное квази-2D конвективное течение, посредством сравнения экспериментальных интерферограмм с численным решением двумерной задачи тепловой конвекции двухполевым методом в приближении Буссинеска-Обербека. Результаты численного моделирования не выявили признаков существования альтернативных мод течения, изображённых на Рис. 2.6.

Успешное прохождение всех испытаний установки является надёжной основой для дальнейших исследований более сложных задач термokonцентрационной конвекции, для которых прямое сопоставление с аналитическими решениями, как правило, невозможно.

Глава 3. ТЕРМОКОНЦЕНТРАЦИОННАЯ КОНВЕКЦИЯ ГАЗОВОЗДУШНЫХ СМЕСЕЙ

В главе описываются дополнительные конструктивные особенности и функциональные возможности лабораторной установки, неостребованные в ходе работы над материалом предыдущей главы 2 по ТКК, но необходимые для экспериментов по ТКК в смесях воздуха с парами жидкостей (вода или ундекан), претерпевающими фазовые превращения первого рода (испарение, конденсацию) на теплообменниках. Для указанных условий эксперимента аргументируется существование измеримой функциональной связи между числами Рэлея Ra_T и Ra_C . Представлены параметрические экспериментальные зависимости $Ra_C Ra_T^{-1}$ от безразмерной температуры для исследованных газовых смесей. Результаты главы полностью опубликованы в журнальных статьях, индексированных в Scopus [130], [132] и Web of Science [138] (Q1).

3.1 Конструктивные элементы конвектора, обеспечивающие замкнутую циркуляцию конденсата

Для исследования ТКК воздуха с парами жидкостей, в конвекторе были предусмотрены конструктивные элементы и вспомогательные системы, обеспечивавшие: (i) наличие источника пара – слой жидкости фиксированной толщины на нижнем теплообменнике; (ii) наличие стока пара – система дренажа конденсата на верхнем теплообменнике; (iii) предотвращение запотевания оптических элементов установки. Рассмотрим их по порядку.

Источником пара являлась свободная поверхность тонкого (1 мм) слоя жидкости, целиком покрывавшего дно конвективной ячейки (см. Рис. 2.3). Чтобы появление слоя жидкости в ячейке не уменьшило её высоту d , нижний теплообменник фрезеровался по ширине ячейки (15 мм) на глубину 1 мм. Жидкости подавались в ячейку по медицинской капельнице, переходящей в капилляр, вставленный в отверстие снизу боковой стенки (см. Рис. 2.3). Чтобы предотвратить стекание жидкости, к торцам нижнего теплообменника приклеивались небольшие полоски покровных стёкол. Жидкость добавлялась по необходимо-

сти до тех пор, пока массоперенос не становился стационарным, то есть в ячейке осуществлялась циркуляция конденсата при фиксированной толщине жидкого слоя. Естественно, при восполнении дефицита жидкости выдерживалось достаточное время для восстановления термодинамического равновесия.

После внесения изменений в конструкцию ячейки (добавление слоя жидкости поверх нижнего теплообменника) следует численно оценить новое распределение температурного градиента. Для упрощения задачи рассмотрим стационарный случай инверсного распределения температуры (верхний теплообменник горячий, нижний – холодный), когда теплопередача осуществляется в теплопроводном режиме, описываемом законом Фурье. Рассмотрим слой воды (толщиной $l = 1$ мм), находящийся в состоянии термодинамического равновесия, т.е. когда плотность теплового потока λ_q из воздуха (толщиной $d = 15$ мм) в жидкость равна λ_q потока, направленного из жидкости в теплообменник (т.е. распределение температуры остаётся стационарным)

$$\lambda_q = -\kappa_w \nabla T_w = -\kappa_a \nabla T_a, \quad (3.1)$$

где $\kappa_w = 0.556 \text{ Вт}\cdot\text{м}^{-1}\cdot\text{К}^{-1}$ и $\kappa_a = 0.023 \text{ Вт}\cdot\text{м}^{-1}\cdot\text{К}^{-1}$ – теплопроводность воды и воздуха при н.у., соответственно. Запишем соответствующие градиенты температур в слое воды $\Delta T_w/l$ и в слое воздуха $\Delta T_a/d$ через перепады температур ΔT_w и ΔT_a в этих средах, причём общий перепад температур между верхним и нижним теплообменниками равен их сумме $\Delta T = \Delta T_w + \Delta T_a$. Тогда

$$\Delta T_w = \Delta T_a \frac{\kappa_a l}{\kappa_w d} = \Delta T_a \frac{0.023}{0.556} \frac{1}{15} \approx 0.003 \Delta T_a. \quad (3.2)$$

Если повторить оценки для ундекана, соотношение (3.2) изменится не принципиально $\Delta T_w \approx 0.01 \Delta T_a$. Из соотношения (3.2) следует, что с (неизмеримой на практике) погрешностью $\approx 0.3 \%$ можно считать, что $\Delta T_a = \Delta T$, а $\Delta T_w = 0$. Вывод: слой жидкости в конвекторе можно считать изотермическим, а его температуру – равной температуре нижнего теплообменника. Далее, зная максимальный $\Delta T = 20 \text{ К}$, можно оценить число Рэлея для этого слоя воды: $\text{Ra}_T < 10$ и констатировать, что конвекция в слое жидкости неосуществима.

Дренажная система верхнего теплообменника. Конспективно напомним факты о конденсации пара, имеющие существенное значение для изложения материала. Конденсация пара может происходить как в объёме газовой смеси, так и на охлаждаемых поверхностях. Первое явление можно наблюдать при

значительном переохлаждении пара относительно температуры насыщения, например, во влажной атмосфере Земли. Однако исчерпывающие эмпирические знания, накопленные в сфере энергетики и других областях техники, свидетельствуют: в теплообменниках, наоборот, конденсация пара происходит не в объёме, а на охлаждаемых поверхностях [123]. Экспериментируя с фазовыми превращениями паров, автор в свою очередь также не наблюдал никаких видимых признаков конденсации пара в объёме конвективной ячейки (образование тумана, рассеяние света и т.п.), – весь конденсат образовывался (скапливался) исключительно на верхнем охлаждаемом теплообменнике.

Далее, по характеру конденсатных образований на охлаждаемой поверхности различают плёночную и капельную конденсацию. В первом случае жидкая фаза образуется в виде устойчивой плёнки достаточно большой толщины, а во втором – в виде отдельных капель. Для ответа на вопрос, какой из этих двух видов реализуется в нашем случае, был поставлен вспомогательный эксперимент с конденсацией водяного пара на медном горизонтальном теплообменнике, охлаждаемом воздушным вентилятором с обратной стороны (см. Рис. 3.1). Как видно на левой и правой трети фотографии, пар конденсируется крупными



Рисунок 3.1 — Фотография, демонстрирующая капельный характер конденсации водяного пара на охлаждаемом медном теплообменнике. Капли в канавках дренажируются капиллярными силами.

каплями, что негативно сказывается на эксперименте, если не принять меры по дренажу конденсата. Проблемы заключаются в том, что многочисленные капли (i) уменьшают эффективную высоту ячейки d (и, как следствие, конвективный фактор); (ii) отрываются от теплообменника под действием гравитации (возникает «капель»), что возмущает течение газа, – интерферометрия при этом становится непригодной для визуализации течений.

Для предотвращения этих эффектов нами был предложен, спроектирован и изготовлен специальный дренажный теплообменник, в котором реализован принцип, применявшийся в тепловых трубках первого поколения, где транспортировка конденсата осуществлялась по внутренним канавкам за счёт капиллярных эффектов первого и второго рода. Эффективность такого решения демонстрируется в центральной трети фотографии на Рис. 3.1, где видны фрезерованные параллельные канавки, в которые капли конденсата втягиваются капиллярными силами и дренажируются, предотвращая его накопление. С этой целью, сторона верхнего теплообменника (обращённая внутрь ячейки) подверглась механической обработке дисковой фрезой, – результат представлен на Рис. 3.2 (а). Для отвода конденсата были фрезерованы канавки \perp оси z шириной 1 мм и с шагом 2 мм. Эффективный радиус канавки r_{eff} , равный половине её ширины, выбирался исходя из неравенства, при котором капиллярное давление заведомо превышает гидростатическое

$$r_{eff} \leq \sqrt{\frac{\sigma_{H_2O}}{\rho g}} \approx 2.4 \text{ мм}, \quad (3.3)$$

где $\sigma_{H_2O} \approx 60 \times 10^{-3}$ Н/м – поверхностное натяжение воды при 100 °С, $\rho \approx 10^3$ кг/м³ – оценочное значение плотности воды. При этом канавки, нарезанные дисковой фрезой, были переменной глубины: в центральной части она равнялась максимальному значению 0.5 мм, сходя на нуль на краях, выходящих далеко за пределы ячейки – см. Рис. 3.2 (а). Таким образом, капли конденсата на верхнем теплообменнике втягивались капиллярным давлением сначала внутрь канавки, а затем дренажировались к боковым вертикальным стенкам, где беспрепятственно стекали вниз, замыкая тем самым круговорот конденсата в ячейке. Ещё одним преимуществом изготовленной дренажной системы является то, что конденсат в основном образовывался внутри канавок, а не на полях между ними. Этому есть объяснение: давление насыщенных паров над изогнутой поверхностью жидкости слегка меньше, чем над медной плоскостью, поэтому дренаж конденсата осуществлялся «незаметно»: конденсация и капиллярные течения происходили внутри канавок, а верхняя граница ячейки визуально всегда оставалась плоской и горизонтальной.

Предотвращение запотевания (antifog) оптических элементов конвертера осуществлялось путем принудительного подогрева переднего стекла и заднего зеркала. В качестве нагревательного элемента использовалась гибкая полиимидная плёнка, аналогичная применяемым в автоиндустрии (такие нагреватели

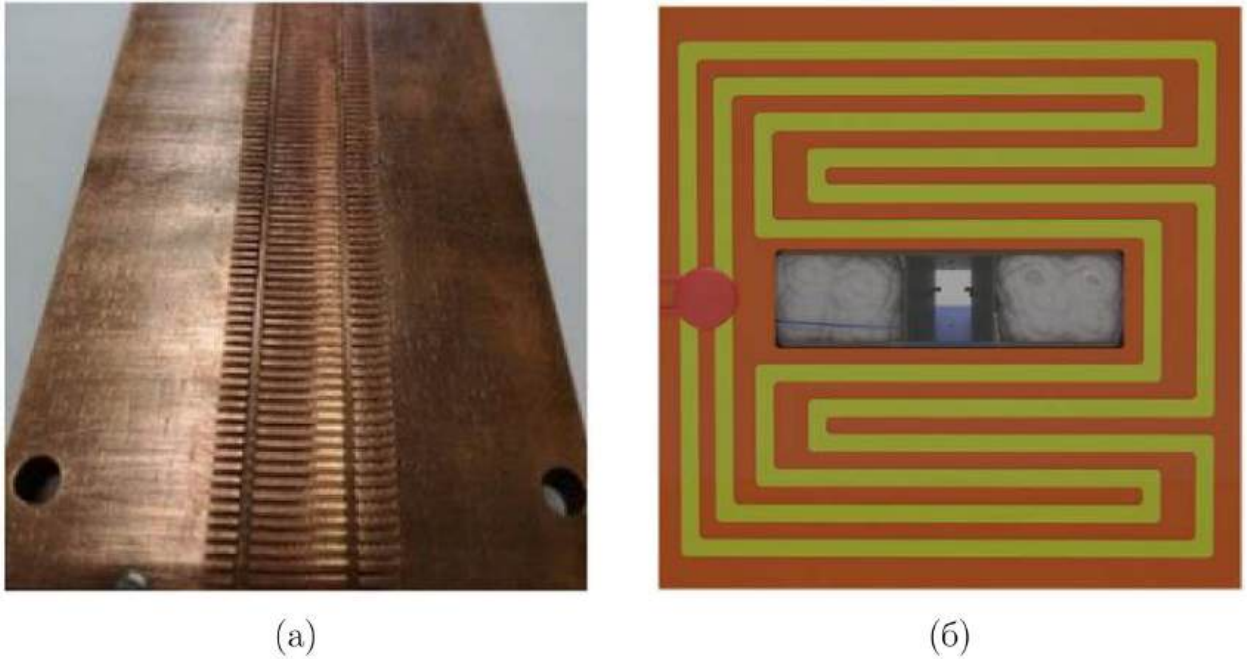


Рисунок 3.2 – Вспомогательные конструктивные элементы конвектора: (а) – верхний теплообменник с дренажными канавками (фото); (б) – рисунок нагревателя, предотвращающего запотевание переднего стекла.

наклеиваются изнутри наружных зеркал заднего вида). Размеры нагревателя равнялись 10×10 см, номинальная мощность – 25 Вт при напряжении 12 В. Питание нагревателя осуществлялось от регулируемого источника НУ3003D-2 постоянного напряжения ≤ 7 В, что поддерживало мощность тепловыделения ≈ 9 Вт. В указанных условиях температура нагреваемых оптических элементов стабилизировалась на уровне ≈ 55 °С, что было достаточно для предотвращения конденсации влаги без риска перегрева. Благодаря низкой теплопроводности стекла, влияние этого подогрева на конвекцию (в сравнении с медными теплообменниками) было пренебрежимо мало.

Перечисленные технические решения (i) сохранили оптическую прозрачность ячейки даже при интенсивной конденсации; (ii) стабилизировали границу раздела газ-жидкость; (iii) обеспечили повторяемость экспериментов с сохранением контрастности интерферограмм в течение длительного времени. Модернизированная установка с дренажной системой обеспечила существенное повышение стабильности эксперимента. Эффективность вспомогательных систем качественно оценивалась по интерферограммам: до внедрения описанных выше модификаций в конструкцию установки время существования чёткой голо-

граммы не превышало 1...2 мин, тогда как впоследствии стабильная работа установки в течение нескольких часов стала нормой.

Конечная цель (и основной результат) модернизации ячейки было создание управляемого источника и стока газовой примеси, чтобы управлять концентрационным градиентом ∇C и, следовательно, числом Рэля Ra_C . Физическим основанием этого утверждения является тот факт, что (парциальное) давление насыщенных паров жидкости – это функция только температуры. Графики этих существенно нелинейных зависимостей для воды и ундекана представлены на Рис. 3.3 (а), (б). Давление паров ундекана (Рис. 3.3 (б)) довольно хорошо коррелирует с данными по керосину (марка не уточняется), представленными в [139], с. 256, что видно на примере двух точек: 10 мм рт.ст. при 50 °С и 30 мм рт.ст. при 85 °С. Интерполяционные функции в широком интервале тем-

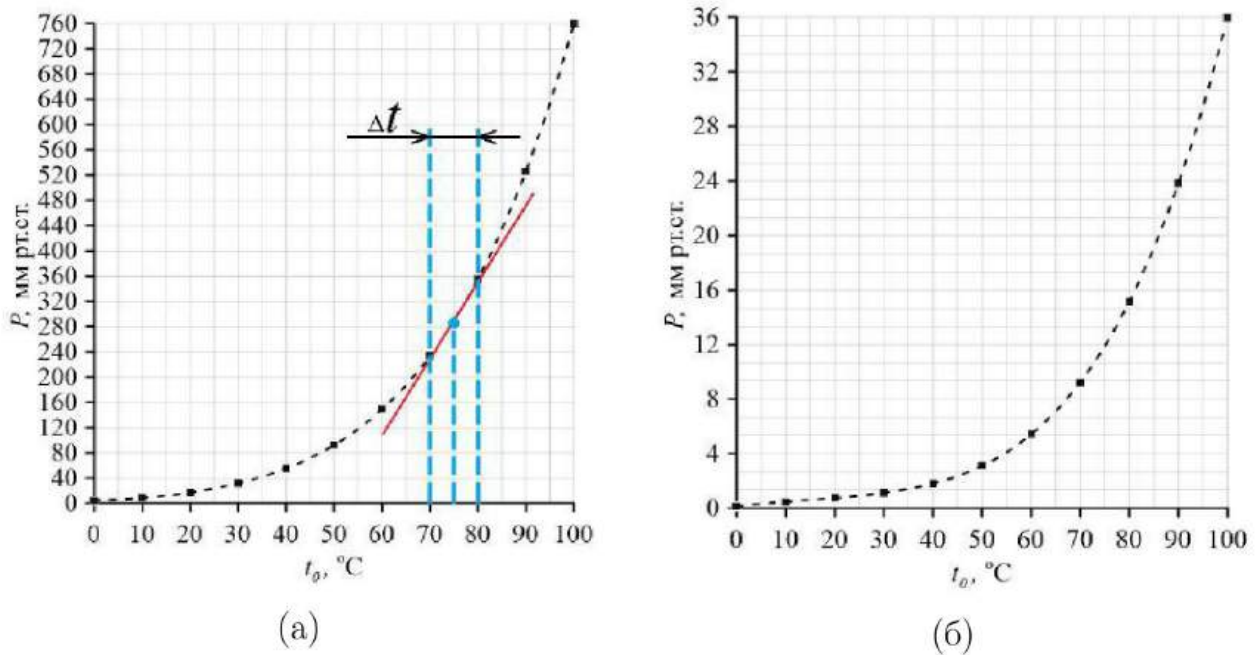


Рисунок 3.3 — Экспериментальные функции давления насыщенных паров воды (а) и ундекана (б) в зависимости от температуры t_0 .

ператур (0...100) °С представляют собой полиномы высоких степеней. Так, например, для интерполяции зависимости на Рис. 3.3 (а) с точностью до всех значащих цифр скелетных таблиц [36], требуется полином 6-ой степени, что обусловлено 2-мя порядками изменения аргумента и 3-мя порядками – значения функции. Однако если работать в относительно узком интервале значений аргумента $\Delta T \approx 10$ К, то соответствующий участок кривой можно (до поправок

второго порядка малости) аппроксимировать линейной зависимостью

$$P(T_0 + \Delta T) \approx P(T_0) + \left(\frac{dP}{dT} \right)_{T_0} \Delta T, \quad (3.4)$$

изображённой на Рис. 3.3 (а) в виде красного отрезка-касательной в точке $T_0 = 75 \text{ }^\circ\text{C}$. При этом отметим, что концентрация газовой примеси прямо пропорциональна её парциальному давлению $C \propto P$. Это связано с тем, что плотность и давление газов в диапазоне температур (270...400) К и давлений (10^{-3} ...10) атм хорошо описываются уравнением Менделеева-Клапейрона. Например, при давлении 1 атм и $T = 300$ К оно предсказывает плотность воздуха с погрешностью менее 0.1 % [19]. Следовательно, концентрация насыщенных паров – тоже функция только T , а перепад концентрации равен

$$\Delta C = \left(\frac{dC}{dT} \right)_{T_0} \Delta T. \quad (3.5)$$

В контексте алгоритма проведения опыта (см. стр. 50), в начале на кривой Рис. 3.3 выбирается «рабочая точка», соответствующая изотермическому состоянию с одинаковой T_0 и концентрацией примеси $C_0(T_0)$ по всей ячейке. Далее температуры теплообменников принимают значения $T_0 \pm 0.5\Delta T$ и в ячейке устанавливается перепад температуры ΔT и соответствующий ему перепад концентрации ΔC (3.5).

Следовательно, в данном конкретном случае (когда концентрация определяется фазовым переходом первого рода) концентрационный вклад в изменение плотности и силы плавучести можно записать так

$$\Delta \rho_C = \rho_0 \beta_C \Delta C = \rho_0 \frac{1}{\rho_0} \left(\frac{\partial \rho}{\partial C} \right)_{T_0} \Delta C = \left(\frac{\partial \rho}{\partial C} \right)_{T_0} \left(\frac{dC}{dT} \right)_{T_0} \Delta T. \quad (3.6)$$

Принципиально важным моментом здесь является то, что оба Ra_T и Ra_C числа Рэлея $\propto \Delta T$, следовательно,

$$Ra_T + Ra_C = Ra_E \propto \Delta T. \quad (3.7)$$

Иными словами, если ранее (см. главу 1) для произвольного общего случая термоконцентрационной конвекции мы подчёркивали существование принципиальной физической взаимосвязи двух механизмов плавучести и обосновывали (вслед за [19], [18]) корректность использования (для газов) эффективного числа Рэлея Ra_E , то в конкретном случае термоконцентрационной конвекции

газовых смесей с фазовыми превращениями компонент на теплообменниках эта связь становится ещё и универсальной (для каждой смеси – своя в силу индивидуальных особенностей (3.5) – см. отличие (а) и (б) на Рис. 3.3). Следовательно, в указанной постановке задачи для каждой смеси газов существует однозначная нелинейная зависимость чисел Ra_T и Ra_C как функция T_0 .

Представленные выше доводы завершают аргументацию о корректности и пользе эффективного числа Рэлея; ниже следует описание эксперимента и вспомогательных расчётных методик, позволяющих обработать лабораторные измерения и представить их в виде безразмерных комплексов.

3.2 Теплофизические свойства газовых смесей воздуха с парами воды и ундекана

Для обработки исходных данных эксперимента (raw data) необходимо выполнять расчёт Ra_T и Rg для смеси газов, то есть использовать физические параметры компонентов смеси, известные из справочной литературы. Две простых экстенсивных характеристики смесей: плотность и теплоёмкость, – можно рассчитывать по закону Менделеева-Клапейрона, используя стандартное предположение о том, что воздух – однокомпонентный газ. В рамках подхода сплошной среды плотность ρ_0 и теплоёмкость C_p смеси можно считать по соответствующим формулам

$$\begin{aligned} \rho_0 &= \sum_{i=1}^{i=2} \rho_i c_i, \\ C_p &= \frac{1}{\rho_0} \sum_{i=1}^{i=2} \rho_i c_i C_{pi}, \end{aligned} \quad (3.8)$$

где c_i и ρ_i – молярная доля и плотность i -го компонента (сухого воздуха и пара жидкости). Массовое осреднение (3.8) при описании процессов переноса является гораздо менее точным, поэтому далее будут приведены выражения, описывающие зависимости физических параметров от давления, температуры и концентрации для двух газовых смесей, а именно: «сухой воздух – водяной пар» и «сухой воздух – ундекан».

3.2.1 Выражения для водяного пара

Теплофизические свойства водяного пара изучены достаточно подробно и, как упоминалось ранее, описаны в виде скелетных таблиц. На практике вместо них удобнее пользоваться аппроксимационными формулами. Парциальное давление насыщенного водяного пара P_1 при абсолютной температуре T описывается выражением [38], [140]

$$\log_{10} \left(\frac{P_1}{P_{0a}} \right) = 10.79586(1 - \tilde{T}^{-1}) - 5.02808 \log_{10}(\tilde{T}) + 1.50474 \cdot 10^{-4} \times \quad (3.9)$$

$$\times (1 - 10^{-8.29692(\tilde{T}^{-1})}) + 0.42873 \cdot 10^{-3} (10^{4.76955(1-\tilde{T}^{-1})} - 1) - 2.2195983,$$

где $\tilde{T} = T/273.16$ – безразмерная температура, а $P_{0a} = 101325$ Па – стандартное атмосферное давление (760 мм рт. ст.). Измеряя текущую температуру влажного воздуха T и текущее атмосферное давление P_{atme} и используя выражение (3.9), можно вычислить P_1 и парциальное давление воздуха P_2

$$P_2 = P_{atme} - P_1. \quad (3.10)$$

Коэффициент диффузии бинарной газовой смеси $D_{1,2}$ (в единицах $\text{см}^2 \cdot \text{с}^{-1}$) рассчитывался по формуле Гиршфельдера [141]

$$D_{1,2} = \frac{BT^{1.5}M_{gr}^{0.5}}{p_0\sigma_{1,2}^2\Omega_{1,2}}, \quad (3.11)$$

$$\Omega_{1,2} = 1.075(k_bT\varepsilon_{1,2}^{-1})^{-0.01615} + 2(10k_bT\varepsilon_{1,2}^{-1})^{-0.74\lg(10k_bT\varepsilon_{1,2}^{-1})},$$

$$B = 0.00214 - 0.000492M_{gr}^{0.5} = 0.00199,$$

где $p_0 = P_{atme}P_{0a}^{-1}$ – безразмерное давление, $k_b = 1.380 \times 10^{-23}$ Дж·К⁻¹ – постоянная Больцмана, а B – уточнённый коэффициент Уилки-Ли [142], зависящий от групповой молекулярной массы

$$M_{gr} = \frac{M_1 + M_2}{M_1M_2},$$

где $M_1 = 18.01$ а.е.м. и $M_2 = 28.98$ а.е.м. – молекулярные массы воды и воздуха соответственно, а $\varepsilon_{1,2}$ и $\sigma_{1,2}$ – параметры потенциала Леннарда–Джонса, описывающие межмолекулярное взаимодействие. Константы $\varepsilon_{1,2}$ и $\sigma_{1,2}$ рассчитывались по следующим формулам для смеси полярного (вода) и неполярного

(воздух) газов [143]

$$\begin{aligned}\sigma_{1,2} &= 0.5(\sigma_1 + \sigma_2)\zeta^{-\frac{1}{6}} = 3.103 \text{ \AA}, \\ \frac{\varepsilon_{1,2}}{k_b} &= (\varepsilon_1\varepsilon_2)^{0.5}\frac{\zeta^2}{k_b} = 215.8 \text{ K}, \\ \zeta &= 1 + 2^{-0.5}(\alpha_2^*)(t_1^*) \left(\frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2}\right)^{0.5} = 1.0603,\end{aligned}\quad (3.12)$$

где $\varepsilon_1 k_b^{-1} = 380 \text{ K}$, $\sigma_1 = 2.65 \text{ \AA}$ и $\varepsilon_2 k_b^{-1} = 97.0 \text{ K}$, $\sigma_2 = 3.617 \text{ \AA}$ – известные значения для водяного пара и воздуха соответственно, $t_1^* = 1.2$ – безразмерный параметр Штокмайера для молекулы воды, а $\alpha_2^* = \alpha_2 \sigma_2^{-3} = 0.03592$ – безразмерная константа, характеризующая поляризуемость «молекулы воздуха». Параметр t_1^* описывает различие свойств полярных и неполярных флюидов. Погрешность формул (3.11), (3.12) для смеси вода-воздух не превышает 1 %. Например, расчётное и измеренное значения $D_{1,2}$ при $T = 298 \text{ K}$ составляют $0.258 \text{ см}^2\text{с}^{-1}$ и $0.260 \text{ см}^2\text{с}^{-1}$ соответственно.

Используя справочные данные для сухого воздуха [144] и водяного пара [145], можно рассчитать динамическую вязкость, теплоёмкость и теплопроводность газовой смеси по полуэмпирическим формулам

$$\eta = (4 \cdot 10^{-8}t + 1.72 \cdot 10^{-5})\frac{\rho_{dry}}{\rho_0} + (3 \cdot 10^{-8}t + 9.14 \cdot 10^{-6})\frac{\rho_{vap}}{\rho_0}, \quad (3.13)$$

$$C_p = (0.0771t + 1002.9)\frac{\rho_{dry}}{\rho_0} + (0.0338t^2 - 1.2922t + 1878.9)\frac{\rho_{vap}}{\rho_0}, \quad (3.14)$$

$$\kappa = (8 \cdot 10^{-5}t + 0.0239)\frac{\rho_{dry}}{\rho_0} + (9 \cdot 10^{-5}t + 0.0147)\frac{\rho_{vap}}{\rho_0}, \quad (3.15)$$

где $t = (T - 273.15)$ – температура в градусах Цельсия, а ρ_{vap} и ρ_{dry} – плотности водяного пара и сухого воздуха ($\text{кг}\cdot\text{м}^{-3}$), определяемые из уравнения состояния идеального газа

$$\begin{aligned}\rho_{vap,dry} &= \frac{P_{1,2}\mu_{1,2}}{RT}, \\ \rho_0 &= \rho_{dry} - (\rho_{dry} - \rho_{vap})\frac{P_1}{P_{atme}},\end{aligned}\quad (3.16)$$

где $R = 8.31 \text{ Дж}\cdot\text{моль}^{-1}\text{K}^{-1}$ – универсальная газовая постоянная, а $\mu_{1,2}$ – молярная масса газа (в $\text{кг}\cdot\text{моль}^{-1}$).

Совокупность выражений (3.9)-(3.16) позволяет, используя экспериментальные данные, вычислять Pr (Рис. 3.4) и Ra_T (Рис. 2.1) для влажного воздуха. Анализ погрешностей [19] измерений и расчётов позволяет оценить погрешность определения Ra_T и Ra_C в 8 %.

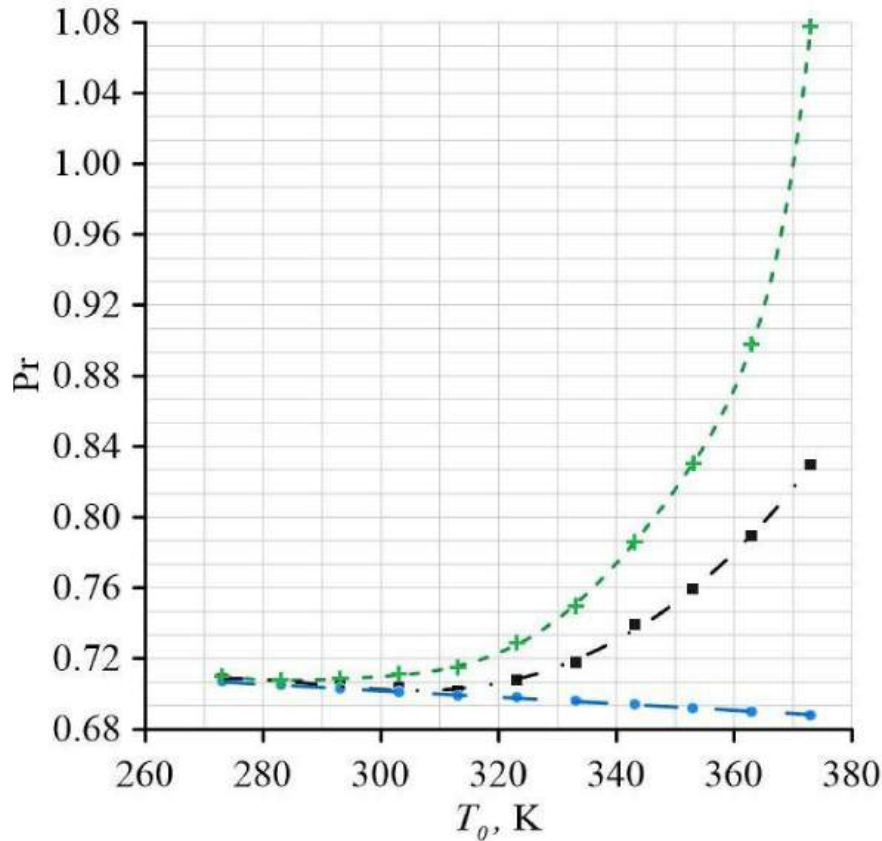


Рисунок 3.4 — Расчётная зависимость $\text{Pr}(T_0)$ для сухого воздуха (o), и его смесей с парами ундекана (□) и воды (+).

3.2.2 Выражения для пара ундекана

Ундекан — это жидкий алкановый углеводород с химической формулой $\text{C}_{11}\text{H}_{24}$. Парциальное давление пара ундекана P_3 (в Па) равно [146]

$$P_3 = 0.000053t^4 - 0.000641t^3 - 0.03198t^2 + 4.493786t + 20.042. \quad (3.17)$$

Другие термодинамические свойства ундекана рассчитывались согласно [147] и [148]. Динамическая вязкость пара углеводорода (в Па·с) определяется выражением [149]

$$\eta_{un} = 26.69 \cdot 10^{-7} \frac{\sqrt{M_3 T}}{\sigma_3^2 \Omega_3} \quad (3.18)$$

где $M_3 = 156.31$ а.е.м. — молекулярная масса ундекана, а функция Ω_3 равна

$$\Omega_3 = \frac{1.16145}{(k_b T \epsilon_3^{-1})^{0.14874}} + \frac{0.52487}{\exp(0.7732(k_b T \epsilon_3^{-1}))} + \frac{2.16178}{\exp(2.43787(k_b T \epsilon_3^{-1}))}. \quad (3.19)$$

Параметры потенциала Леннарда—Джонса для ундекана составляют $\epsilon_3 k_b^{-1} = 350$ К и $\sigma_3 = 8$ Å [150]. Выражение для динамической вязкости газовой смеси

имеет вид

$$\eta = (4 \cdot 10^{-8}t + 1.72 \cdot 10^{-5}) \frac{\rho_{dry}}{\rho_0} + \eta_{un} \frac{\rho_{un}}{\rho_0}, \quad (3.20)$$

Молярная теплоёмкость газообразного ундекана при постоянном давлении C_p^0 как функция температуры задаётся формулой [151]

$$\frac{C_p^0}{R} = 1.62 \cdot 10^{-7}T^3 - 4.16T^2 + 0.428T - 1.19 \cdot 10^2 + 2.03 \cdot 10^4 T^{-1} - 1.16 \cdot 10^6 T^{-2} \quad (3.21)$$

Теплоёмкость газовой смеси воздух-ундекан равна

$$Cp = (0.0771t + 1002.9) \frac{\rho_{dry}}{\rho_0} + C_p^0 R \mu_3^{-1} \frac{\rho_{un}}{\rho_0} \quad (3.22)$$

Температурная зависимость теплопроводности пара ундекана имеет вид [151]

$$\kappa_{un} = \frac{1527.46T_r^5 - 5922.11T_r^4 + 9056.43T_r^3 - 3043.34T_r^2 + 767.377T_r - 37.3793}{T_r^2 + 27.1621T_r + 27.743}, \quad (3.23)$$

где $T_r = TT_c^{-1}$ – приведённая температура, выраженная в единицах критической температуры ундекана $T_c = 638.8$ К. Теплопроводность газовой смеси равна

$$\kappa = (8 \cdot 10^{-5}t + 0.0239) \frac{\rho_{dry}}{\rho_0} + \kappa_{un} \frac{\rho_{un}}{\rho_0}, \quad (3.24)$$

Коэффициент диффузии $D_{2,3}$ (в $\text{см}^2\text{с}^{-1}$) рассчитывался с использованием формул (3.11) и (3.12) для смеси двух неполярных газов, поэтому упрощённые выражения (3.12) при $t_1^* = 0$ имеют вид

$$\begin{aligned} \sigma_{2,3} &= 0.5(\sigma_2 + \sigma_3) = 5.809 \text{ \AA}, \\ \frac{\varepsilon_{2,3}}{k_b} &= \frac{(\varepsilon_2 \varepsilon_3)^{0.5}}{k_b} = 184.3 \text{ К}. \end{aligned} \quad (3.25)$$

Погрешность формул (3.11), (3.25) для смеси ундекан-воздух не превышает 4 %. Например, расчётное и экспериментальное значения $D_{2,3}$ при $T = 323$ К составляют $0.059 \text{ см}^2\text{с}^{-1}$ и $0.061 \text{ см}^2\text{с}^{-1}$ соответственно.

Выражения (3.17)-(3.25) позволяют вычислить безразмерные параметры Pr (Рис. 3.4) и Ra_T (Рис. 2.1) для газовой смеси воздуха с парами ундекана.

3.3 Экспериментальная зависимость Ra_C и Ra_T

Конвективный эксперимент в смесях воздуха с парами воды или ундекана естественным образом сравним с «опорными» опытами по ТКК сухого воздуха, что позволило оценить количественный вклад концентрационного механизма в конвекцию. Это сравнение показало, что ТКК начинается при меньшем перепаде температур ΔT , чем в сухом воздухе при той же средней температуре T_0 . Эффективное число Рэлея для газовой смеси Ra_E всегда больше, чем тепловое число Рэлея для сухого воздуха при тех же условиях

$$Ra_E(T_0, \Delta T) > Ra_T(T_0, \Delta T). \quad (3.26)$$

Это неравенство следует из эксперимента, поскольку ТКК начинается при $Ra_E = Ra^*$, тогда как $Ra_T(T_0, \Delta T) < Ra^*$ для той же пары параметров $(T_0, \Delta T)$. Более того, Ra_T для влажного воздуха превышает значение Ra_T для сухого (см. Рис. 2.1). Этот факт дополнительно усиливает неравенство (3.26) в случае водяного пара и слегка ослабляет (но не нарушает) его при высоких $T_0 > 50$ °С в случае смеси воздуха с парами ундекана. Отметим, что пары ундекана – это тяжёлая примесь для воздуха, но для этой смеси формально сохранилась применимость системы гидродинамических уравнений, записанной для лёгкой примеси. Это объясняется, конечно, малым давлением насыщенных паров P ундекана и существованием дополнительных молекулярно-диффузионных механизмов тепло- массопереноса, которые подробно разобраны в главе 4. Однако при замене ундекана на другую органическую жидкость с бóльшим P (например, бензин) этот подход может нарушаться.

Поскольку давление насыщенных паров жидкости зависит только от T , результаты эксперимента удобно представить с помощью безразмерной параметрической зависимости $\xi(T_0) = Ra_C \cdot Ra_T^{-1}$ от T_0 и переписать Ra_E в виде

$$Ra_E = Ra_T(1 + \xi(T_0)), \quad (3.27)$$

где Ra_T вычисляется для смеси газов. Явный вид функции $\xi(T_0)$ можно определить экспериментально следующим способом. Газовая смесь начинает конвективное движение при критическом перепаде температур $(\Delta T)^*$ при известных внешних условиях (T_0, P_{atm}) , когда $Ra_E(T_0, (\Delta T)^*) = Ra^*$, поскольку не имеет значения, какой именно механизм – тепловой или концентрационный, – нарушает механическое равновесие среды. Критическое значение $Ra^* \approx 1700$ является

универсальным для любой жидкости, газа или газовой смеси в условиях конкретной постановки задачи.

Далее можно вычислить соответствующее значение Ra_T для газовой смеси при той же паре параметров T_0 и $(\Delta T)^*$, после чего найти концентрационное число Рэлея:

$$Ra_C(T_0, (\Delta T)^*) = Ra^* - Ra_T(T_0, (\Delta T)^*). \quad (3.28)$$

Разумеется, критический перепад температур $(\Delta T)^*$ зависит от индивидуальных параметров экспериментальной установки, однако оба числа Рэлея линейно зависят от ΔT (3.7) с точностью до малых поправок второго порядка $\Theta^2(\Delta T \cdot T_0^{-1}) \sim 10^{-3}$. Следовательно, их отношение уже не зависит от ΔT

$$\frac{Ra_C(T_0, (\Delta T)^*)}{Ra_T(T_0, (\Delta T)^*)} = \xi(T_0) \quad (3.29)$$

и является универсальной функцией для каждой конкретной жидкости.

Отметим, что величины Ra_C и Ra_T в выражении (3.28) рассчитывались по экспериментальным данным, полученным в разные дни. Поэтому они соответствуют одной и той же паре контролируемых значений T_0 и ΔT , но несколько различному (неуправляемому) атмосферному давлению P_{atm} . Числовые оценки показывают, что зависимость Ra_T от давления достаточно мала

$$\frac{1}{Ra_T} \left(\frac{\partial Ra_T}{\partial P} \right) \sim 10^{-3} \text{ (мм рт. ст.)}^{-1}. \quad (3.30)$$

В качестве примера рассчитаем, когда начнётся конвекция сухого воздуха ($Ra_T = Ra^* = 1680$), если $T_0 = 25$ °С, а пониженное атмосферное давление равно $P_{atm} = 735$ мм рт. ст. Ответ: $(\Delta T)^* = 5.8$ °С, – причём если давление было бы, наоборот, повышенным, например, 765 мм рт. ст., то критический перепад температур был бы всего на 0.2 °С меньше, то есть при $(\Delta T)^* = 5.6$ °С. Таким образом, диапазон атмосферного давления от 730 до 770 мм рт. ст., типичный для географического местоположения лаборатории (58°00' с.ш. и 56°14' в.д., 120 м над уровнем моря), может быть компенсирован малыми вариациями температуры, существенно меньшими экспериментального «шага» по температуре 0.5 °С между соседними значениями ΔT .

Один из основных результатов диссертации – экспериментальная зависимость $\xi(t_0)$ для смеси воздуха с водяным паром представлена на Рис. 3.5. Соответствующая ей интерполяционная функция $\xi(t_0)$ имеет вид

$$\xi(t_0) = 2.13 \times 10^{-5} t_0^3 - 1.10 \times 10^{-3} t_0^2 + 4.18 \times 10^{-2} t_0 - 0.18, \quad (3.31)$$

где размерность t_0 – градусы Цельсия. В безразмерном виде $\tilde{T} = 1 + t_0/273.15$ эта же зависимость имеет вид

$$\xi(\tilde{T}) = 434.09\tilde{T}^3 - 1384.35\tilde{T}^2 + 1478.84\tilde{T} - 527.76 \quad (3.32)$$

Отметим, что в выражении (3.32) используется гораздо больше значащих цифр,

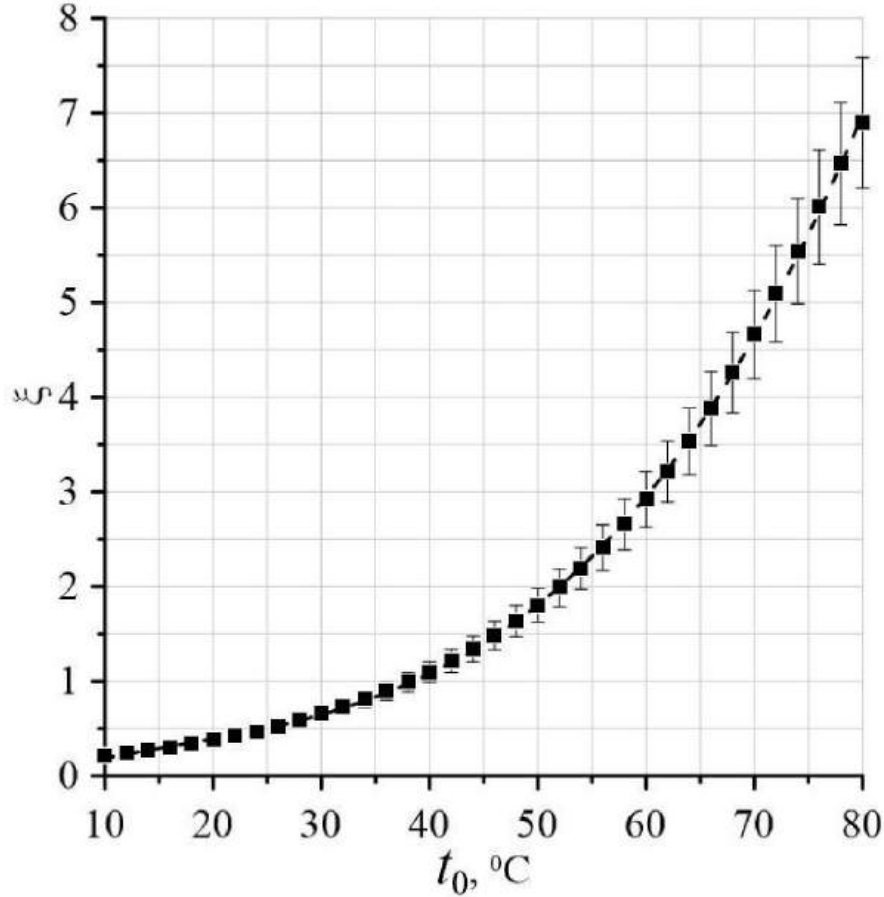


Рисунок 3.5 — Термоконцентрационная функция $\xi(t_0)$ для газовой смеси воздух – водяной пар. Точки – лабораторный эксперимент, пунктирная линия – полиномиальная интерполяция (3.31) или (3.32).

чем в (3.31). Это не ошибка, потому что речь идёт не о точности экспериментальных данных, а об аппроксимации, выражение которой зависит от выбора масштаба аргумента. Аналогичная экспериментальная зависимость для смеси воздуха с парами ундекана представлена на Рис. 3.6

$$\xi(t_0) = 9.64 \times 10^{-5}t_0^2 - 4.81 \times 10^{-3}t_0 + 7.75 \times 10^{-2}. \quad (3.33)$$

В безразмерном виде (3.33) записывается так

$$\xi(\tilde{T}) = 7.192\tilde{T}^2 - 15.699\tilde{T} + 8.584. \quad (3.34)$$

Интерполяционные зависимости $\xi(t_0)$ (3.31) и (3.33) получены методом наименьших квадратов в программе Magic Plot (коэффициент детерминации $R^2 = 0.99$).

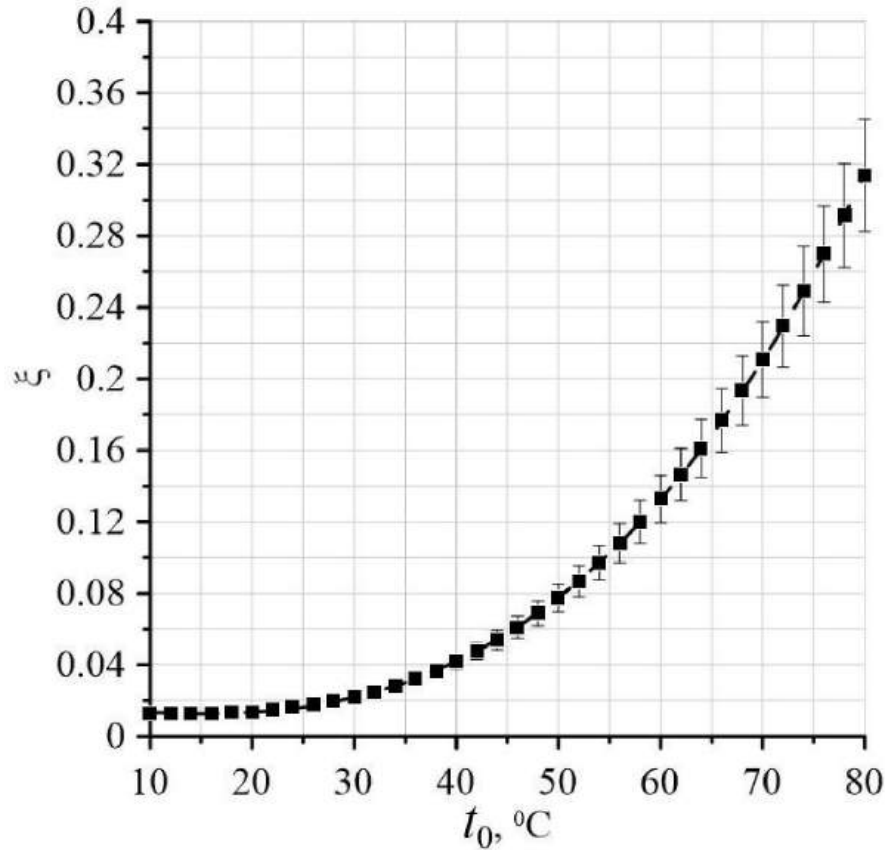


Рисунок 3.6 — Термоконцентрационная функция $\xi(t_0)$ для газовой смеси воздух – пары ундекана. Точки – лабораторный эксперимент, пунктирная линия – полиномиальная интерполяция (3.33) или (3.34).

Монотонный рост функции $\xi(T_0)$ для смеси водяного пара с воздухом подчёркивает существенную роль фазовых переходов влаги в конвекции воздуха даже в диапазоне атмосферных температур. Так, если пренебречь концентрационным механизмом при $t_0 = 25\text{ }^\circ\text{C}$ и использовать стандартное число Рэля Ra_T вместо фактического Ra_E , то относительная ошибка уже превысит 50 % ($Ra_E \approx 1.5Ra_T$). Поясним, что такая ошибка может возникнуть исходя из ложного рассуждения о малости отличий Ra_T для сухого и влажного воздуха (см. Рис. 2.1). Действительно, при $t_0 = 25\text{ }^\circ\text{C}$ парциальное давление пара мало в сравнении с атмосферным давлением $\approx 3\%$, однако если пар претерпевает фазовые превращения, то это означает, что на холодном теплообменнике непрерывно конденсируется, а на горячем – испаряется компонента газовой смеси, составляющая $\approx 3\%$ её объёма. Иными словами, несмотря на то, что малая

доля пара в воздухе слабо меняет его теплофизические свойства, однако фазовые превращения этой малой фракции могут сильно нарушить механическое равновесие газовой смеси и вызвать конвективные течения.

Далее, при $T_0 = 38 \text{ }^\circ\text{C}$ ошибка возрастает почти до 100 % ($Ra_E \approx 2Ra_T$), а при температурах $T_0 > 38 \text{ }^\circ\text{C}$ концентрационный механизм существенно преобладает над стандартным тепловым $Ra_C > Ra_T$. При $T_0 \gtrsim 80 \text{ }^\circ\text{C}$ ТКК становится практически полностью концентрационно-обусловленной $Ra_C \sim 10Ra_T$, $Ra_E \approx Ra_C$. Это связано с тем, что при высоких значениях T_0 интенсивное хаотическое тепловое движение молекул настолько велико, что упорядоченное конвективное движение определяется главным образом процессами испарения жидкости и конденсации её пара на двух противоположных поверхностях конвективной ячейки.

Зависимость $\xi(T_0)$ для пара ундекана существенно отличается от соответствующей кривой для водяного пара. Это объясняется тем, что давление насыщенного пара воды $P_1(T_0)$ при любой температуре существенно превышает давление насыщенного пара ундекана $P_3(T_0)$: $P_1(T_0) \gg P_3(T_0)$.

Практическая польза выражений (3.32), (3.34) и состоит в том, что они позволяют (i) установить наличие/отсутствие конвекции, пользуясь лишь оценкой Ra_T (при $T_0 < 50 \text{ }^\circ\text{C}$ можно пользоваться Ra_T для сухого воздуха); (ii) если $Ra_E > Ra^*$, по известному значению Ra_T определять Ra_C для уравнения Навье-Стокса

$$\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + \frac{1}{Pr} (\mathbf{v} \nabla) \mathbf{v} = -\nabla p + \Delta \mathbf{v} + (Ra_T \tilde{T} + Ra_C \tilde{C}) \mathbf{n}. \quad (3.35)$$

3.4 Выводы по главе

В ходе работы над материалом диссертации, составляющем содержание этой главы, были решены следующие задачи:

– Обеспечена работа конвективной ячейки при испарении и конденсации капельных жидкостей на нижнем и верхнем теплообменниках, соответственно, – с учётом рециркуляции конденсата и предотвращением запотевания оптических элементов установки.

– Выполнена серия опытов по стационарной термоконцентрационной конвекции в газовых смесях воздуха с парами воды или ундекана, претерпевающими фазовые превращения вида первого рода.

– Определены температурные зависимости отношения теплового Ra_T и концентрационного Ra_C чисел Рэлея, характеризующих долевые вклады обоих механизмов конвекции для каждой исследованной смеси газов. Эти параметрические зависимости представляют собой полиномы 3-й и 2-й степени безразмерной температуры, соответственно.

Глава 4. ТЕПЛОПЕРЕДАЧА ПРИ СВОБОДНОЙ КОНВЕКЦИИ ГАЗОВЫХ СМЕСЕЙ С ФАЗОВЫМИ ПРЕВРАЩЕНИЯМИ ОДНОЙ ИЗ КОМПОНЕНТ

Заключительная глава посвящена вопросу теплопередачи в той же задаче, что исследовалась в контексте механики газа в предыдущей главе 3. Несмотря на то, что экспериментальный материал для обеих глав во многом собирался параллельно, исходные данные по теплопередаче потребовали гораздо более сложной процедуры постобработки, включая серию повторных испытаний. Особое внимание уделялось интерпретации сигнала с датчика плотности теплового потока. Успешно преодоленные трудности в обработке измерений были обусловлены интенсивным и сложным по составу механизмом молекулярного тепло-массопереноса, включая термодиффузию и поток Стефана, чей вклад особенно существенен при больших ($\sim 10^3$ К/м) градиентах температуры.

Результаты главы полностью опубликованы в журнальных статьях, индексированных в Web of Science и Scopus [138], [152].

4.1 Лабораторный эксперимент.

Ниже представлены результаты исследований теплопередачи в условиях свободной ТКК газовых смесей воздуха с конденсируемыми парами ундекана или воды. Основной источник информации о теплопередаче – это сигнал с датчика плотности теплового потока, а вспомогательный – термоЭДС боковых термопар (см. Рис. 2.4). Как и при решении контрольной (benchmark) задачи о ТКК сухого воздуха (см. главу 2), протокол эксперимента подразумевал выполнение двух измерений для каждой пары значений $(T_0, \Delta T)$: для прямого и инверсного распределения температуры, то есть при $+\Delta T$ и $-\Delta T$. При инверсном включении теплообменников осуществлялся исключительно теплопроводный режим, а в обратном случае, начиная с некоторого критического $(+\Delta T)^*$ значения, – конвективный.

Так как постановка эксперимента подразумевала замкнутую циркуляцию конденсата (испарение жидкости на нижнем теплообменнике, конденсацию на

верхнем теплообменнике и последующий возврат по боковым стенкам), – необходимо численно обосновать вклад рециркуляции (повторного использования) конденсата в общий тепловой поток, измеримый нижним датчиком теплототока. Для этого воспользуемся критерием Кутателадзе [120], равным отношению теплоты, необходимой для испарения единичной массы жидкости на горячем теплообменнике, к теплоте, необходимой для нагрева этой же массы конденсата, возвращающегося с холодного теплообменника обратно на горячий

$$K = \frac{r}{c_p \Delta T} \sim 10^2, \quad (4.1)$$

где $\Delta T \approx 10$ К известно из условий эксперимента; $r \approx 2.6$ МДж·кг⁻¹ и $c_p \approx 2.2$ кДж·кг⁻¹·К⁻¹ – теплота парообразования и теплоёмкость воды, соответственно. Наличие рециркуляции конденсата приводит к увеличению сигнала датчика теплового потока в $(1+K^{-1})$ раз по отношению к гипотетической ситуации, при которой конденсат из ячейки удаляется, а на нижнем теплообменнике извне восстанавливается дефицит испаряющейся воды при температуре горячего теплообменника. Однако, как показывает (4.1), величина этой поправки $K^{-1} \sim 1$ % мала настолько, что при обработке исходных сигналов (raw data) может не учитываться.

4.1.1 Смесь воздуха с парами ундекана

Нарушая сложившуюся ранее последовательность изложения, опишем вначале результаты опытов с парами ундекана. Причина заключается в том, что эта газовая смесь демонстрировала «привычное» поведение, качественно сходное с наблюдавшимся у осушенного воздуха. Качественное сходство заключалось в том, что при каждом фиксированном значении средней температуры T_0 , боковые термопары на стенках ячейки регистрировали ненулевой сигнал при той же разности температур ΔT , при которой датчик теплового потока фиксировал переход от теплопроводного режима теплопередачи к конвективному. Например, при $T_0 = 25$ °С (Рис. 4.1 (а)) появление конвективного течения регистрируется первым ненулевым сигналом с боковых термопар (кривая 3) при критическом перепаде температур $(\Delta T)^* = 7$ °С, что обозначено вертикальной красной прямой. Кривая 2 расходится с кривой 1 в этой же точке,

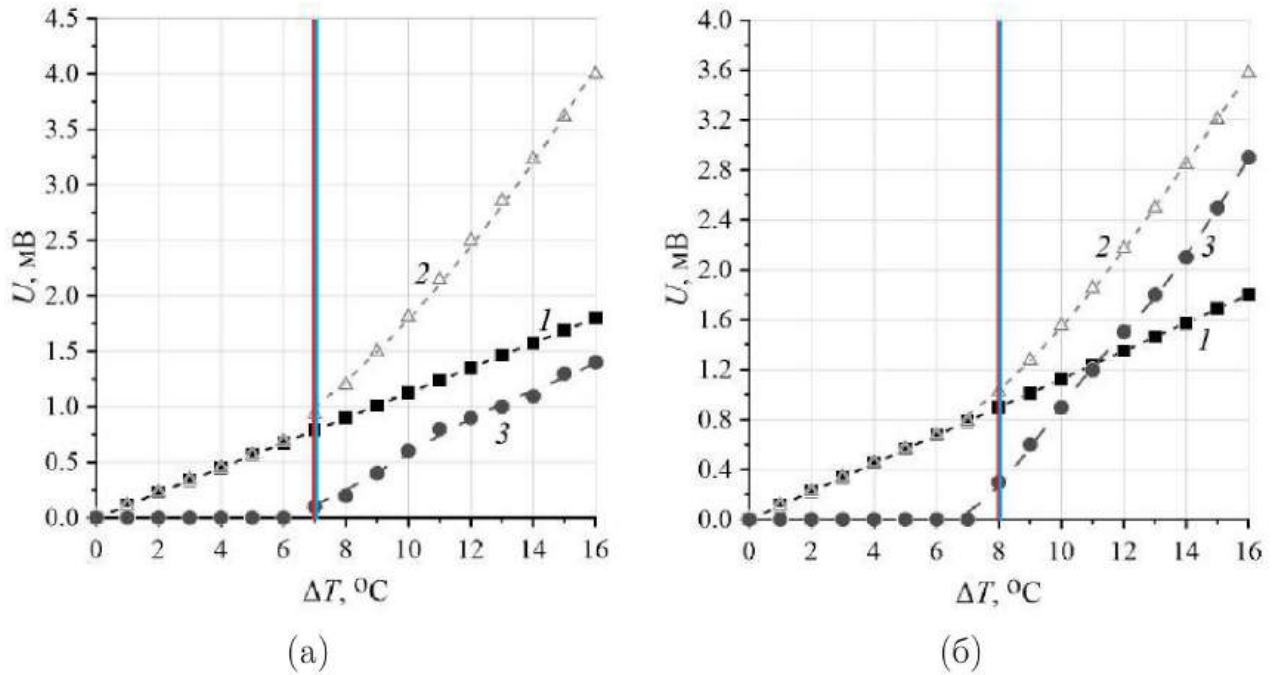


Рисунок 4.1 — Примеры исходных сигналов термо-ЭДС для смеси воздух-ундекан с датчика плотности теплового потока в теплопроводном (1) и конвективном (2) режимах, соответственно, и боковых термопар (3) (сигнал $\times 10$ для единого масштаба) при (а) $T_0 = 25$ °С и (б) $T_0 = 65$ °С.

что обозначено вертикальной синей прямой, совпадающей с красной. Для определения числа Нуссельта Nu достаточно вычислить отношение сигналов, соответствующих кривым 2 и 1. В качестве аргумента числа Nu следует, как было обосновано в предыдущей главе 3, использовать эффективное число Рэлея Ra_E (подробности вычисления Ra_E даны в главе 3).

Итоговый результат – совокупность кривых $Nu(Ra_E)$ для газовых смесей воздух – пары ундекана, выходящих из одной точки $(1680 \pm 55; 1.0)$ при различных значениях параметра T_0 , представлены на Рис. 4.2. Полученные кривые располагаются близко к универсальной зависимости $Nu(Ra_T)$ для сухого воздуха. Дополнительный тепловой поток, обусловленный фазовыми переходами ундекана, может быть учтён заменой постоянного коэффициента на параметрическую зависимость при сохранении неизменной степени числа Рэлея Ra_E . В частности, для $Nu(T_0 = 298 \text{ K}) = 0.0010 \cdot Ra_E^{0.90}$, и $Nu(T_0 = 338 \text{ K}) = 0.0013 \cdot Ra_E^{0.90}$. Аппроксимации получены методом наименьших квадратов в программе Magic Plot (коэффициент детерминации $R^2 = 0.96$). Выражение $Nu(Ra_E)$ для исследованного диапазона температур T_0 можно записать в виде обобщённой пара-

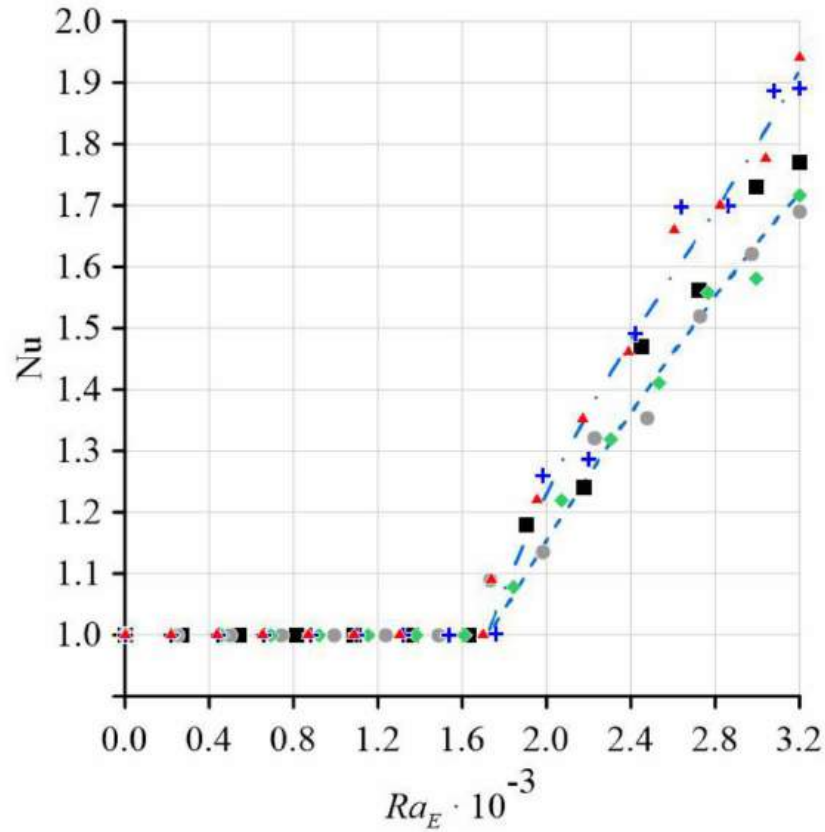


Рисунок 4.2 — Зависимость $Nu(Ra_E)$ для смеси воздух-ундекан. Точки — эксперимент при $T_0 = 25$ °C (\circ), 35 °C (\square), 45 °C (\diamond), 55 °C ($+$), 65 °C (\triangle). Линии — выражение (4.2) при значениях параметра $T_0 = 35$ °C (штриховая) и 65 °C (штрих-пунктирная).

метрической зависимости

$$Nu = (7 \times 10^{-6} T_0 + 8 \times 10^{-4}) Ra_E^{0.90}. \quad (4.2)$$

Представление коэффициента пропорциональности линейной зависимостью от параметра T_0 имеет разумное обоснование: на этом участке кривой степень Ra_E близка к единице, а из пропорциональности $Ra_E \propto \Delta T$, следует, что Nu с ростом T также увеличивается квазилинейно. Конечно, это обоснование нестрогое, но оно позволяет записать достаточно простое выражение (4.2), корректно отображающее основные особенности теплопередачи в рассмотренной задаче.

4.1.2 Смесь воздуха с парами воды

В отличие от предыдущего случая, водяной пар обладает меньшей молярной массой $18 \text{ г}\cdot\text{моль}^{-1}$ (по сравнению с воздухом) и на порядок большим (по сравнению с ундеканом) давлением насыщенных паров (см. Рис. 3.3) в исследуемом диапазоне температур. Количественные отличия физических свойств газов привели к качественно иному проявлению весовых вкладов отдельных механизмов теплопередачи в их смесях. Исходные данные (raw data), полученные в экспериментах с влажным воздухом, оказались гораздо сложнее в обработке и интерпретации, чем измерения, полученные в опытах с сухим воздухом или его смесью с парами ундекана.

При обработке сигналов был обнаружен следующий парадокс: термопары на боковых стенках и датчик плотности теплового потока регистрировали начало конвекции при различных значениях перепада температуры на теплообменниках ΔT (см. Рис. 4.3). Иными словами, появление макроскопического

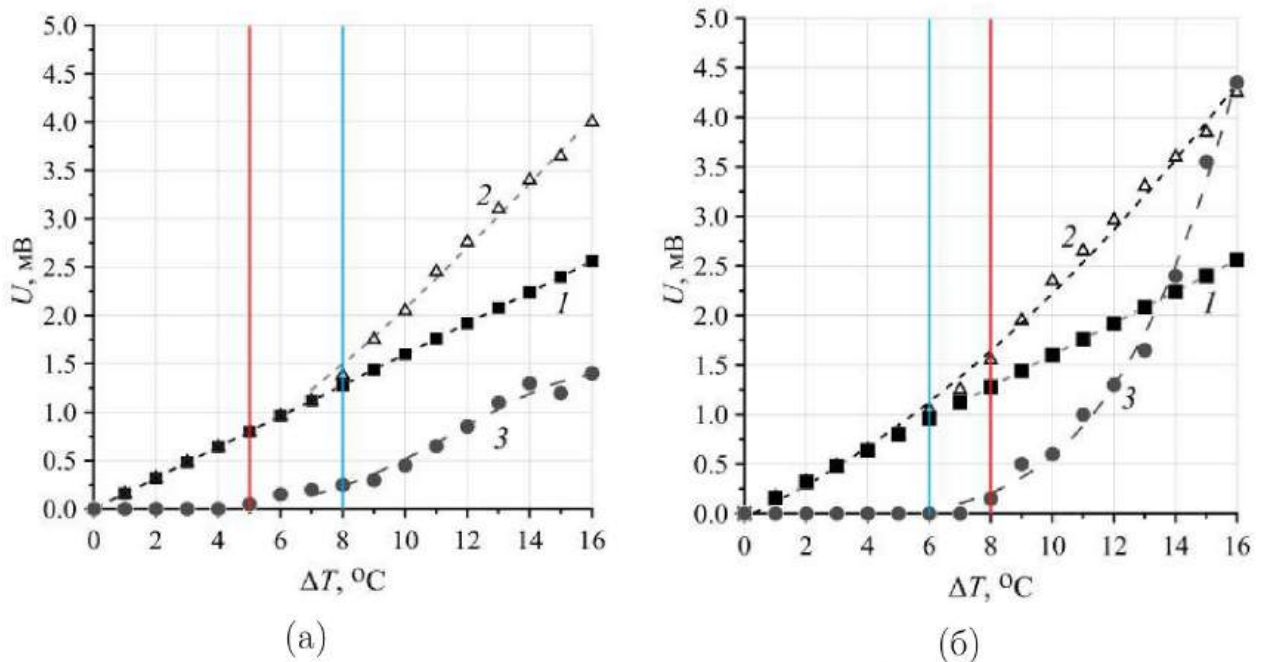


Рисунок 4.3 — Примеры исходных сигналов термо-ЭДС для смеси воздух-водяной пар с датчика плотности теплового потока в теплопроводном (1) и конвективном (2) режимах, соответственно, и боковых термопар (3) (сигнал $\times 10$ для единого масштаба) при (а) $T_0 = 25 \text{ }^\circ\text{C}$ и (б) $T_0 = 65 \text{ }^\circ\text{C}$.

подъёмно-опускного течения газа (регистрируемое термопарами при возникно-

вении горизонтальной температурной асимметрии) иногда не сопровождалось усилением плотности потока тепла, регистрируемым соответствующим датчиком. И, наоборот, появление достоверно измеримого отличия плотности потока тепла при прямом и инверсном включении теплообменников могло не сопровождаться появлением макроскопического подъёмно-опускного конвективного течения.

Как показано на Рис. 4.3, при относительно «низких» средних температурах ($T_0 = 15, 25, 35$ °С) боковые термопары регистрировали ненулевой сигнал термоЭДС при меньших ΔT , тогда как сигналы с датчика теплототока в прямой и обратной конфигурациях оставались практически неразличимы вплоть до существенно больших ΔT . Например, при $T_0 = 25$ °С конвективное течение согласно показаниям боковых термопар (кривая 3 Рис. 4.3 (а)) возникало уже при $\Delta T \approx 5$ °С, что отмечено вертикальной красной линией. При этом количественное отличие сигналов датчика плотности теплового потока при прямой (кривая 2) и инверсной (кривая 1) стратификации появлялось лишь при $\Delta T \approx 8$ °С, что отмечено вертикальной синей линией. В диапазоне $\Delta T = 5 \dots 7$ °С конвективное подъёмно-опускное течение уже существовало, но практически не влияло на рост теплопередачи.

Напротив, при относительно «высоких» средних температурах ($T_0 = 55, 65, 75$ °С) наблюдалась обратная ситуация: усиление теплопереноса по сигналу датчика теплототока фиксировалось при меньших ΔT , чем появление разностного сигнала с боковых дифференциальных термопар. Так, при $T_0 = 65$ °С (см. Рис. 4.3 (б)) датчик зарегистрировал количественное расхождение сигналов при прямой и инверсной конфигурации теплообменников начиная с $\Delta T \approx 6$ °С, тогда как боковые термопары обнаружили появление подъёмно-опускного конвективного течения лишь при $\Delta T \approx 8$ °С. Соответствующие линии красного и синего цветов на Рис. 4.3 (б) изменили порядок появления в сравнении с предыдущим случаем на Рис. 4.3 (а).

Расхождение в показаниях нижнего датчика и боковых термопар монотонно меняется со средней температурой. Вблизи $T_0 \approx 45$ °С их сигналы оказывались «синхронизированными».

Если рассчитать число Nu как это делалось ранее в случаях с сухим воздухом и его смесью с ундеканом, – вычислив отношение сигналов, соответствующих кривым 2 и 1 на Рис. 4.3, то получится серия разрозненных кривых на Рис. 4.4 (а), которые не позволяют сделать никакого обобщения результатов.

Более того, они регистрируют переход к конвективному подъёмно-опускному течению при разных критических значениях числа Рэля (Ra_E)*.

Описанный парадокс был разрешён посредством детального анализа того, какие именно компоненты теплового потока участвуют в генерации термо-ЭДС датчика. Декомпозиция теплопотока на отдельные составляющие позволила выяснить, какие из них должны учитываться (а какие – исключаться) при численной постобработке измерений и расчёте числа Nu , чтобы удовлетворить его определению (дефиниции) в случае многокомпонентной смеси с фазовыми превращениями компонент. Подчеркнём, что сигнал с боковых дифференциальных термопар рассматривался как абсолютно надёжный, потому что чувствительность и корректность их показаний была многократно подтверждена в контрольных (benchmark) опытах с сухим воздухом.

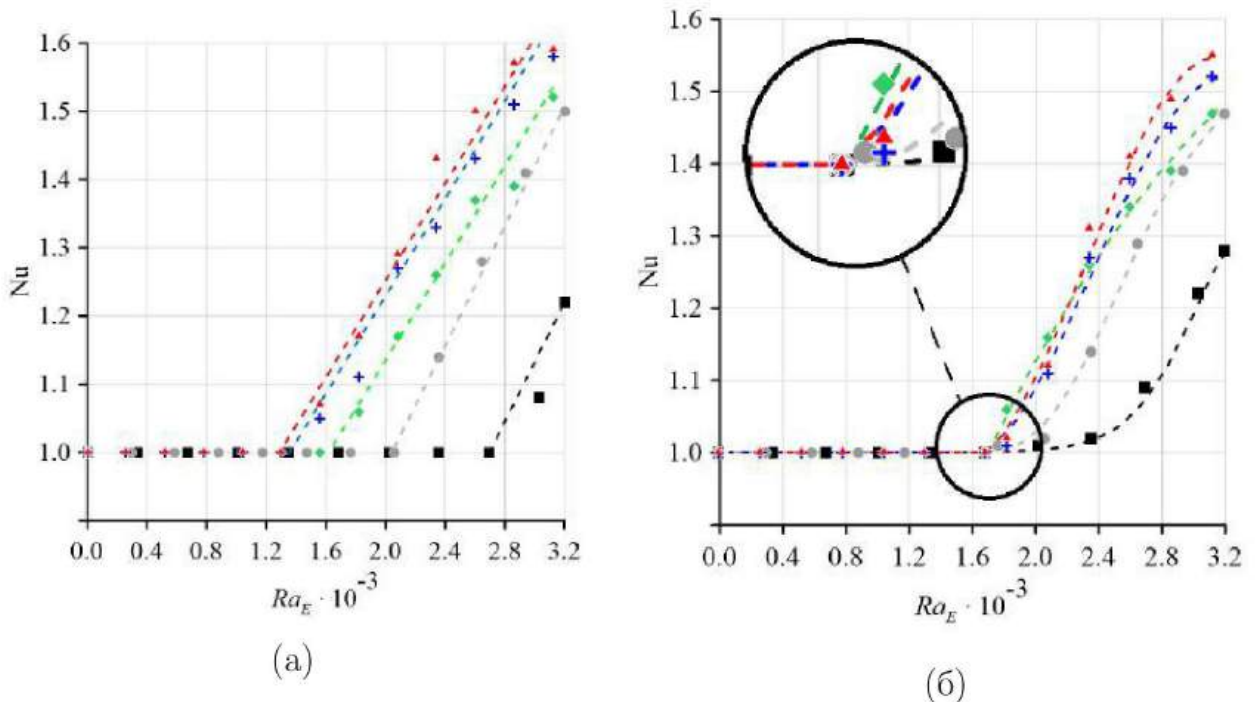


Рисунок 4.4 — Зависимость $Nu(Ra_E)$ (а) без коррекции; (б) с коррекцией (4.7), (4.12). Точки – эксперимент при $T_0 = 25$ °C (\square), 35 °C (\circ), 45 °C (\diamond), 55 °C ($+$), 65 °C (\triangle). Пунктирные линии тренда – полиномиальная интерполяция.

Начнём анализ с рассмотрения случая инверсной температурной стратификации (верхний теплообменник горячий, нижний – холодный), записав плотность массового потока водяного пара \mathbf{j}_{wv} в ячейке. В условиях устойчивого механического равновесия \mathbf{j}_{wv} возникает исключительно за счёт механизмов

молекулярной диффузии, включая градиентную концентрационную и термодиффузию [120]

$$\mathbf{j}_{wv} = -\rho_{gm}D[\nabla m_{wv} + k_T \frac{\nabla T}{T}], \quad (4.3)$$

где ρ_{gm} – плотность газовой смеси («gm» – gas mixture); массовая доля водяного пара $m_{wv} = \rho_{wv} \cdot \rho_{gm}^{-1}$, а ρ_{wv} – его парциальная плотность («wv» – water vapour), k_T – термодиффузионное отношение. В стационарном состоянии полный массовый поток равен нулю. Термодиффузия вызывает увеличение концентрации водяного пара вблизи горячей верхней стенки, в то время как конкурирующий поток концентрационной диффузии направлен в противоположном направлении. Граничные условия для воздуха и пара на твёрдых стенках имеют вид

$$\mathbf{j}_{wv} = 0, \quad \mathbf{j}_{air} = 0. \quad (4.4)$$

Однако между этими выражениями есть существенное отличие: поверхность жидкой воды непроницаема для воздуха, но проницаема для водяного пара. В конвективной ячейке устанавливается динамическое равновесие, при котором плотность потока массы равна нулю, а плотность потока тепла отлична от нуля. Возникают два встречно направленных молекулярных потока: вверх направлен поток испаряющихся «холодных» молекул, а вниз – поток конденсирующихся «горячих» молекул. «Холодные» молекулы испаряются с поверхности жидкости на нижнем холодном теплообменнике, затем мигрируют вверх к горячему теплообменнику за счёт термодиффузии, где «нагреваются» и накапливаются в избыточном количестве. Вслед за ростом концентрации пара у верхнего теплообменника растёт поток градиентной диффузии, направленный вниз (от горячего теплообменника к холодному), где «горячие» молекулы пара конденсируются. В результате конкуренции градиентной диффузии и термодиффузии устанавливается термодинамическое равновесие, при котором испарение «холодных» и конденсация «горячих» молекул пара происходит на одном и том же нижнем холодном теплообменнике. Следовательно, суммарный массовый поток (4.3) равен нулю (4.4), а ненулевой термодиффузионный вклад в плотность потока тепла добавляется к теплопроводному слагаемому

$$\mathbf{q}_{inverse} = -\lambda \nabla T [1 - \rho_{gm} D k_T (\lambda T_0)^{-1} (h_{wv}(T_h) - h_{wv}(T_c))], \quad (4.5)$$

где $h_{wv}(T)$ – энтальпия водяного пара при соответствующей температуре: высокой T_h («h» – hot) и низкой T_c («c» – cold). Знак «–» в квадратных скобках (4.5)

записывается в общем случае, – при этом у водяного пара термодиффузионное отношение $k_T < 0$, поэтому по модулю $\mathbf{q}_{\text{inverse}}$ становится больше, чем в чисто теплопроводном случае (без фазовых переходов пара).

Сигнал от датчика (кривая 1 на Рис. 4.3 (а), (б)) при инверсной температурной стратификации U_{inverse} пропорционален величине теплового потока

$$U_{\text{inverse}} \propto |\mathbf{q}_{\text{inverse}}|. \quad (4.6)$$

Однако, согласно определению числа Nu, его знаменатель *должен* представлять собой чисто теплопроводный тепловой поток. Строго следуя этому определению, U_{inverse} должна быть пропорциональна только $\lambda|\nabla T|$. Это означает, что сигнал (кривая 1 на Рис. 4.3) необходимо скорректировать, исключив дополнительный вклад, обусловленный термодиффузионным слагаемым (индекс «с» – corrected)

$$U_{\text{inverse}}^c = U_{\text{inverse}} [1 - \rho_{gm} D k_T (\lambda T_0)^{-1} (h_{wv}(T_h) - h_{wv}(T_c))]^{-1}. \quad (4.7)$$

Чтобы воспользоваться корректировкой (4.7), необходимо знать термодиффузионный коэффициент Соре Dk_T . Насколько нам известно из справочной литературы [141], [153], [146], [154] термодиффузия водяного пара в воздухе экспериментально не изучалась. Возможно, этот курьёзный пробел в научных знаниях существует потому, что научное сообщество рассматривало термодиффузию водяного пара в воздухе как пренебрежимо малый эффект, и тому есть несколько оснований. Во-первых, в атмосфере Земли типичный ∇T очень мал и составляет ≈ 0.5 К на 100 м [155], что делает термодиффузию пара неактуальной в физике облаков. С другой стороны, в технических устройствах (теплообменники, радиаторы и т.п.) воздух вообще нежелателен (см. подраздел 1.4.4). Объективно, термодиффузия – это слишком слабый механизм переноса по сравнению с вынужденной конвекцией. Далее, в справочниках [141], [153] приводится много сведений для бинарных смесей (например, $\text{H}_2\text{-Ar}$), а влажный воздух даже в первом приближении – это смесь 4-х газов: N_2 , CO_2 , O_2 и H_2O , – но такие сложные смеси в справочниках отсутствуют.

Поиск по научным статьям дал следующую информацию относительно k_T . В 2024 году группа австралийских биофизиков в работе [156] также отметила, что до сих пор нет лабораторных измерений k_T , хотя их исследование показало, что термодиффузия пара играет значительную роль в транспирации листьев растений. В 2011 году термодиффузия пара в пористых материалах обсуждалась в контексте строительной науки [157]. Было показано, что перенос влаги

через теплоизоляционные материалы в основном обусловлен градиентом парциального давления водяного пара, в то время как термодиффузия оказалась пренебрежимо малой (возможно, это ещё одна причина, по которой исследователи не стали интересоваться измерением k_T). В 1999 году авторы из США [158] проводили исследование, посвященное утилизации ядерного топлива, и вынужденно (ссылаясь на отсутствие экспериментальных измерений k_T в явном виде) выполнили численные оценки: $k_T(30\text{ }^\circ\text{C}) = -0.13$, $k_T(80\text{ }^\circ\text{C}) = -0.16$. Отрицательный знак k_T отражает тот факт, что диффузионный поток более лёгких молекул воды (по сравнению с азотом, кислородом или углекислым газом) сонаправлен с ∇T . Авторы [158] сравнили своё предсказание с известными результатами для бинарных газовых смесей с близким отношением молярных масс, и заявили о приемлемом согласии данных. В настоящей диссертации для вычисления поправок (4.7) использована именно эта линейная аппроксимация [158]

$$k_T(t_0) = -6 \times 10^{-4}t_0 - 0.112. \quad (4.8)$$

Продолжим начатый анализ, рассмотрев второй вариант прямой температурной стратификации (снизу горячий теплообменник, сверху – холодный). В этом случае горячий пар, поднимающийся от нижнего теплообменника, может конденсироваться на холодном верхнем теплообменнике, поэтому граничные условия массопереноса имеют новый вид

$$\mathbf{j}_{wv} \neq 0, \quad \mathbf{j}_{air} = 0. \quad (4.9)$$

Нижний и верхний теплообменники являются проницаемыми для пара и непроницаемыми для воздуха. Эти асимметричные граничные условия обуславливают появление потока Стефана, представляющего собой особый вид молекулярно-диффузионного течения, при котором возникает отличное от нуля однородное поле массовой скорости потока по всему объёму ячейки. Поэтому, несмотря на диффузионную природу, поток Стефана называется в литературе конвективным. В нашем случае массовая плотность потока пара \mathbf{j}_{wv} направлена к верхнему теплообменнику, а первое диффузионное слагаемое в (4.3) принимает модифицированный вид [120]

$$-\rho_{gm}D\frac{\nabla m_{wv}}{(m_{air})_h}, \quad (4.10)$$

где $(m_{air})_h$ – массовая доля воздуха при T_h . В общем случае (с учётом теплопроводности, термодиффузии и конвекции) полный тепловой поток, измеряемый

датчиком на нижнем теплообменнике, равен

$$\mathbf{q}_{\text{straight}} = -\lambda \nabla T - \rho_{gm} Dh_{wv} [1 + K^{-1}] \left(\frac{\nabla m_{wv}}{(m_{\text{air}})_h} + k_T \frac{\nabla T}{T} \right) + \rho_{gm} h_{gm} \mathbf{w}, \quad (4.11)$$

где \mathbf{w} – скорость конвективного течения. Подчеркнем, что основным интерес представляет именно последнее (неизвестное) слагаемое, – остальные можно рассчитать по справочным данным.

Рассмотрим (4.11) в отсутствие конвекции ($\mathbf{w} = 0$). Рассуждая по аналогии с (4.7), нам требуется скорректировать сигнал с датчика U_{straight} в соответствии с выражением (4.11), чтобы удовлетворить дефиниции Nu , – из его числителя необходимо исключить поток молекулярно-диффузионной природы, обусловленный граничным условием полупроницаемости стенок, то есть исключить поток Стефана. Без этой поправки невозможно выделить вклад конвективного течения в теплопередачу – последнего слагаемого (4.11), представляющего основной интерес для исследования. В отсутствие конвекции $\Delta T < (\Delta T)^*$ (момент начала конвекции определяется боковыми термopарами), кривую 2 на Рис. 4.3 (а), (б) следует скорректировать, чтобы итоговое выражение приняло вид

$$\begin{aligned} \text{Nu} &= \frac{U_{\text{straight}}}{U_{\text{inverse}}^c} - m_{wv} \psi, \\ \psi &= \frac{U_{\text{straight}}}{U_{\text{inverse}}^c} - 1 - (\lambda^{-1} \rho_{gm} Dh_{wv} (1 + K^{-1}) k_T T^{-1}). \end{aligned} \quad (4.12)$$

Численная постобработка исходных сигналов, заключающаяся в коррекции кривых 1 и 2 (Рис. 4.3) согласно выражениям (4.7) и (4.12) позволяет «синхронизировать» показания $(\Delta T)^*$ с датчика с сигналами боковых термopар во всём диапазоне значений параметра T_0 (т.е. совместить красную и синюю вертикальные линии на всех Рис. 4.3).

Затем мы предполагаем, что для практических целей поправки, вычисленные для каждого значения $\Delta T < (\Delta T)^*$ при фиксированном параметре T_0 , можно распространить на оставшуюся часть кривых 1 и 2 ($\Delta T > (\Delta T)^*$), воспользовавшись линейной экстраполяцией. Как только корректирующие поправки (4.7) и (4.12) применены к исходным данным, результирующие кривые (см. Рис. 4.4 (б)) становятся качественно подобны кривым $\text{Nu}(\text{Ra}_T)$ для сухого воздуха и $\text{Nu}(\text{Ra}_E)$ для смеси воздуха с парами ундекана. Все кривые, как и следует из постановки задачи, начинаются в критической точке $(1680 \pm 55; 1.0)$

– прилегающая к ней область отдельно выделена на Рис. 4.4 (б). Параметрическая зависимость $Nu(Ra_E)$ от средней температуры T_0 имеет вид

$$Nu = (-3 \times 10^{-6} T_0^2 - 1 \times 10^{-6} T_0 + 0.0163) Ra_E^{(8 \times 10^{-5} T_0^2 - 2.8 \times 10^{-3} T_0 + 0.58)}. \quad (4.13)$$

Это выражение получено аналогично (4.2), – путём обобщения выражений, описывающих экспериментальные точки методом наименьших квадратов в программе Magic Plot. На Рис. 4.5 демонстрируется вполне удовлетворительное описание экспериментальных данных выражением (4.13).

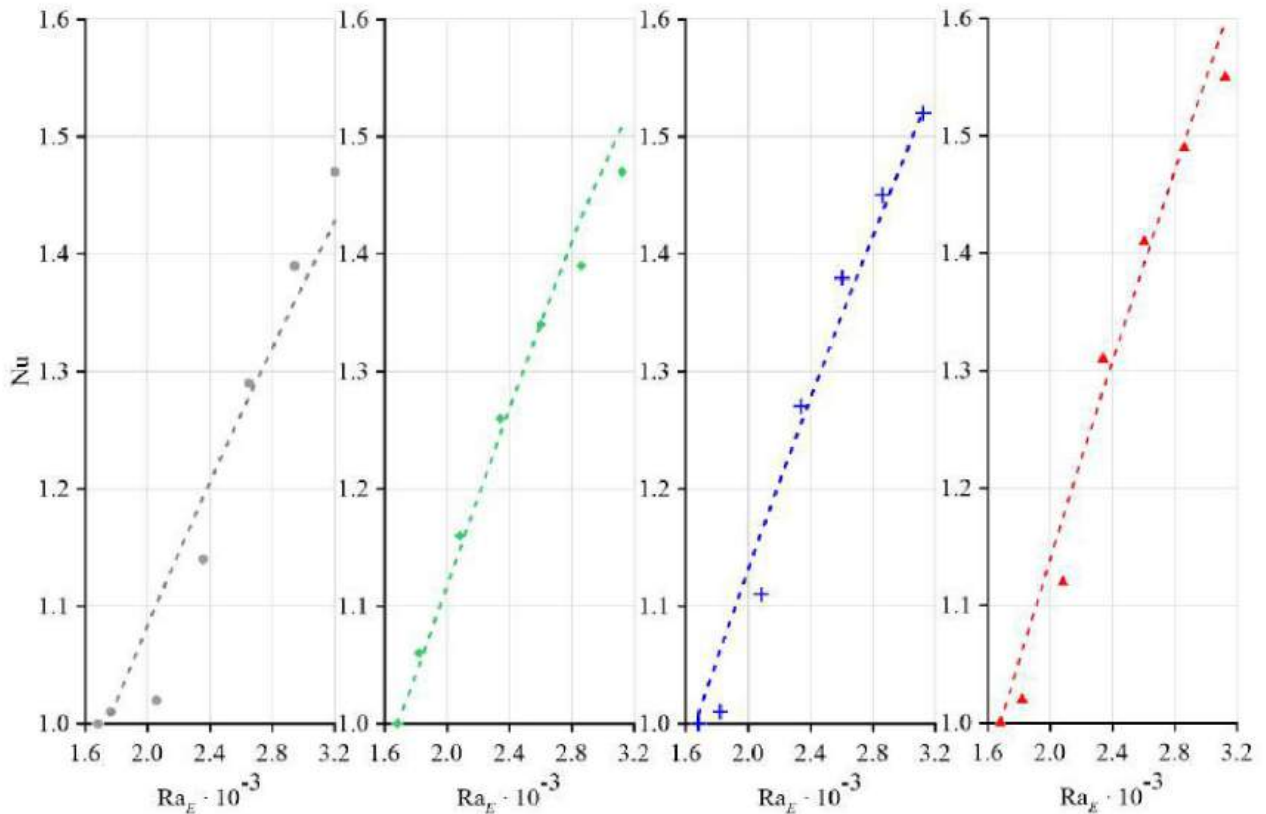


Рисунок 4.5 — Аппроксимация экспериментальных данных $Nu(Ra_E)$ (точки) выражением (4.13) (штриховые линии) при значениях параметра T_0 и коэффициенте детерминации (слева направо): $T_0 = 35 \text{ }^\circ\text{C}$ ($R^2 = 0.93$); $T_0 = 45 \text{ }^\circ\text{C}$ ($R^2 = 0.99$); $T_0 = 55 \text{ }^\circ\text{C}$ ($R^2 = 0.97$); $T_0 = 65 \text{ }^\circ\text{C}$ ($R^2 = 0.97$).

В завершении подраздела поясним, почему ранее нам не потребовалось вводить поправки (4.7) и (4.12) применительно к исходным данным для смеси воздух – пары ундекана. Дело в том, что эти поправки пренебрежимо малы по двум причинам. Во-первых, как неоднократно отмечалось ранее, давление насыщенного пара ундекана на два порядка ниже, чем у воды, например, при $25 \text{ }^\circ\text{C}$ эти значения равняются 53 Па и 3.2 кПа . Во-вторых, термодиффузия

оказывает противоположное воздействие на крупные, тяжелые (по сравнению с воздухом) молекулы углеводорода. Для ундекана соображения, изложенные в связи с первой поправкой (4.7), вовсе неприменимы: термодиффузия, наоборот, противодействует дрейфу молекул ундекана к горячему верхнему теплообменнику и удерживает их вблизи холодной поверхности жидкости. Вторая же поправка (4.12) очень мала, поэтому результаты, представленные на Рис. 4.2 были оставлены в диссертации и публикации [152] без корректировок, избыточных в сравнении с экспериментальной погрешностью.

4.2 Выводы по главе

Теплопередача при свободной ТКК в смесях воздуха с парами воды или ундекана изучалась экспериментально. Результаты показали, что в зависимости от физических свойств жидкости экспериментальные данные могут потребовать численной постобработки. Это связано с тем, что на теплопередачу существенно влияют сложные механизмы массопереноса, включая многокомпонентную молекулярную диффузию, макроскопические конвективные течения и поток Стефана. Сильные температурные градиенты (до 1.3×10^3 К/м), достигнутые в нашей экспериментальной установке, позволили выявить значительное влияние термодиффузии на теплопередачу во влажном воздухе. Тщательный анализ всех слагаемых теплопередачи позволил нам унифицировать и обобщить данные с использованием универсальных параметрических зависимостей $Nu(Ra_E)$, причем теплопередача описана через естественный критерий подобия – Ra_E .

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Итоги выполненного исследования. Диссертационная работа содержит материалы оригинальных экспериментальных исследований свободной термомоноконцентрационной конвекции в газовых смесях воздуха с парами воды или ундекана, претерпевающими фазовые превращения первого рода. Все задачи, сформулированные в диссертации решены, цель – достигнута, а основные результаты можно сформулировать следующим образом:

1. Сконструирована, изготовлена и отъюстирована экспериментальная установка для исследования гравитационной конвекции паровоздушной смеси в длинной прямоугольной полости квадратного сечения с испарением и конденсацией паров на горизонтальных границах полости.
2. Изготовлен голографический интерферометр реального времени для определения структуры и визуализации конвективного течения.
3. Экспериментально и численно подтверждено, что при подогреве полости снизу, в ней возникает циркуляционное течение воздуха в виде одиночного вала, ось которого совпадает с осью полости.
4. Экспериментально установлено, что в диапазоне (283; 363) К свободная конвекция смесей воздуха с парами воды или ундекана, при условиях испарения жидкости и конденсации пара на границах замкнутой полости, характеризуется параметрическим отношением концентрационного и теплового чисел Рэля $Ra_C Ra_T^{-1}$, имеющим вид полинома 3-й и 2-й степени безразмерной средней температуры, соответственно.
5. Экспериментально обнаружено существенное влияние термодиффузии и потока Стефана на свободную конвективную теплопередачу в паровоздушной смеси при $\nabla T \gtrsim 300 \text{ K}\cdot\text{м}^{-1}$.
6. Показано, что при свободной термомоноконцентрационной конвекции, конвективный теплопоток через полость (число Нуссельта Nu) при условии испарения жидкости и конденсации пара на её стенках, описывается естественной переменной – эффективным числом Рэля Ra_E , равным сумме теплового Ra_T и концентрационного Ra_C чисел, которые связаны между собой условиями термодинамического равновесия на границе жидкость – пар.
7. Обнаружено, что функциональная связь $Nu(Ra_E)$, с поправками на термодиффузию и поток Стефана, в надкритической области (по крайней мере для

$Ra_E < 3.5 \times 10^3$) хорошо аппроксимируется степенным законом с показателем степени и коэффициентом, зависящим от параметра (средней температуры) и природы смеси газов.

Полученные в диссертации результаты представляют собой фундаментальные знания о природе и технике, которые полезно учитывать при проектировании устройств и аппаратов, внутри которых присутствуют газовоздушные смеси паров воды или ундекана, претерпевающих фазовые превращения вида «газ – жидкость»: теплообменники, ректификационные колонны, устройства для карбюрации топлива и т.п. Возможно использование полученных экспериментальных данных в качестве контрольных задач в целях верификации теоретических моделей конвекции влажного воздуха, например, применительно к задачам физики атмосферы.

Рекомендации, перспективы дальнейшей разработки темы. Диссертационная работа имеет перспективы дальнейшего развития тематики по следующим направлениям. Во-первых, экспериментальные данные, полученные в ходе работы над диссертацией, позволяют установить наилучшую модель и систему уравнений для описания свободной термоконтрационной конвекции с фазовыми превращениями пара. Для этого необходимо выполнить численное моделирование конвекции и сравнить результаты с интерферограммами, частично представленными в Приложении Б. Во-вторых, представляется перспективным создать новую конвективную ячейку по образцу существующей, но с высотой в 4 раза бóльшей, что позволит наблюдать конвективные движения вплоть до чисел Рэлея $\approx 2 \times 10^5$, то есть исследовать гораздо более сложные турбулентные режимы влажной конвекции. В-третьих, представляется перспективным выполнить исследования СТКК смесей воздуха и паров жидкостей с большой молекулярной массой (тяжёлая примесь), но у которых давление насыщенных паров сопоставимо по порядку величины с водяным паром (например, бензин). Это позволило бы наблюдать конкуренцию различных механизмов тепло- массопереноса и, возможно, обнаружить новые фундаментальные зависимости.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Boussinesq, M. J.* Théorie des ondes et des remous qui se propagent le long d'un canal rectangulaire horizontal, en communiquant au liquide contenu dans ce canal des vitesses sensiblement pareilles de la surface au fond [Текст] /
M. J. Boussinesq // Journal de mathématiques pures et appliquées. — 1872. — Т. 17. — С. 55—108.
2. *Oberbeck, A.* Über die Wärmeleitung der Flüssigkeiten bei Berücksichtigung der Strömungen infolge von Temperaturdifferenzen [Текст] / A. Oberbeck // Annalen der Physic. — 1879. — Т. 243, вып. 6. — С. 271—292.
3. *Bénard, H.* Les tourbillons cellulaires dans une nappe liquide. - Méthodes optiques d'observation et d'enregistrement [Текст] / H. Bénard // Journal of Physics: Theories and Applications. — 1901. — Т. 10, вып. 1. — С. 254—266.
4. *Rayleigh, L.* On the convective currents in a horizontal layer of fluid when the higher temperature is on the under side [Текст] / L. Rayleigh // Philosophical Magazine. Sixth series. — 1916. — Vol. 32, issue 192. — P. 529—546.
5. *Berdnikov, V. S.* Heat exchange in the classical Czochralski method [Текст] / V. S. Berdnikov, V. V. Vinokurov, V. I. and Panchenko // Journal of Engineering Physics and Thermophysics. — 2001. — Т. 74. — С. 1007—1014.
6. *Гершуни, Г. З.* Конвективная устойчивость несжимаемой жидкости [Текст] / Г. З. Гершуни, Е. М. Жуховицкий. — М.: главная редакция физико-математической литературы изд-ва «Наука», 1972. — 392 с.
7. *Ландау, Л. Д.* Гидродинамика. Теоретическая физика: Учебное пособие. В 10 т. Т. VI. [Текст] / Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. — М.: Наука. Гл. ред. физ-мат. лит., 1986. — 736 с.
8. *Шлихтинг, Г.* Теория пограничного слоя [Текст] / Г. Шлихтинг. — М.: Главная редакция физико-математической литературы изд-ва «Наука», 1974. — 712 с.
9. *Getling, A. V.* Rayleigh-Benard Convection: Structures and Dynamics [Текст] / A. V. Getling. — World Scientific Publishing Co. Pte. Ltd., 1998.

10. *Silveston, P. L.* Wärmedurchgang in waagerechten Flüssigkeitsschichten [Текст] / P. L. Silveston // Forschung auf dem Gebiet des Ingenieurwesens A. — 1958. — Vol. 24. — P. 59—69.
11. *Weidauer, T.* Moist turbulent Rayleigh-Benard convection with Neumann and Dirichlet boundary conditions [Текст] / T. Weidauer, J. Schumacher // Physics of Fluids. — 2012. — Vol. 24, issue 7. — P. 076604.
12. *Vallis, G. K.* A simple system for moist convection: the Rainy-Benard model [Текст] / G. K. Vallis, D. J. Parker, S. M. Tobias // Journal of Fluid Mechanics. — 2019. — Vol. 862. — P. 162—199.
13. *Stern, M. E.* Collective instability of salt fingers [Текст] / M. E. Stern // Journal of Fluid Mechanics. — 1969. — Vol. 35, no. 2. — P. 209—218.
14. *Turner, J. S.* Buoyancy Effects in Fluids [Текст] / J. S. Turner. — Cambridge University Press, 1973.
15. *Huppert, H. E.* Double-diffusive convection [Текст] / H. E. Huppert, J. S. Turner // Journal of Fluid Mechanics. — 1981. — Vol. 106. — P. 299—329.
16. *Baines, P. G.* On thermohaline convection with linear gradients [Текст] / P. G. Baines, A. E. Gill // Journal of Fluid Mechanics. — 1969. — Vol. 37, no. 2. — P. 289—306.
17. *Шапошников, И. Г.* К теории конвективных явлений в бинарной смеси [Текст] / И. Г. Шапошников // Прикладная математика и механика. — 1953. — Т. 17. — С. 604—606.
18. Термоконцентрационная конвекция в прямоугольной области при боковых потоках тепла и массы [Текст] / А. Ф. Пшеничников [и др.]. — Свердловск : Уральский Научный Центр АН СССР, 1985. — 53 с.
19. *Пинягин, А. Ю.* Исследование концентрационных полей в газовых смесях при совместном действии диффузионных и конвективных потоков : дис. ... канд. физ.-мат. наук : 01.04.14 [Текст] / А. Ю. Пинягин. — Пермь, 1982. — 155 с.
20. *Геращенко, О. А.* Тепловые и температурные измерения. Справочное руководство [Текст] / О. А. Геращенко, В. Г. Федоров. — Научная думка, 1965.

21. *Childs, P. R. N.* Review of temperature measurement [Текст] / P. R. N. Childs, J. R. Greenwood, C. A. Long // Review of Scientific Instruments. — 2000. — Vol. 71, no. 8. — P. 2959—2978.
22. Применение методов цифровой трассерной визуализации для диагностики турбулентного пограничного слоя [Текст] / А. В. Бильский [и др.] // Теплофизика и аэромеханика. — 2012. — Т. 19, № 4. — С. 401—413.
23. *Токарев, М. П.* Адаптивные алгоритмы обработки изображений частиц для расчета мгновенных полей скорости [Текст] / М. П. Токарев, Д. М. Маркович, А. В. Бильский // Вычислительные технологии. — 2007. — Т. 12, № 3. — С. 109—131.
24. *Хауф, В.* Оптические методы в теплопередаче [Текст] / В. Хауф, У. Григль. — М.: Изд-во «Мир», 1973. — 242 с.
25. *Hariharan, P.* Optical Interferometry [Текст] / P. Hariharan. — Academic Press, 2003.
26. Оптическая голография: В 2-х т. [Текст] / Ж. Апрель [и др.]. — Мир, 1982.
27. *Гужов, В. И.* Компьютерная интерферометрия [Текст] / В. И. Гужов, С. П. Ильиных. — Издательство НГТУ, 2003.
28. *El-Wakil, M. M.* A two-wavelength interferometer for the study of heat and mass transfer [Текст] / M. M. El-Wakil, C. L. Jaek // Journal of Heat Transfer. — 1964. — Vol. 86, issue 3. — P. 464—466.
29. *Settles, G. S.* Schlieren and Shadowgraph Techniques: Visualizing Phenomena in Transparent Media [Текст] / G. S. Settles. — Springer, 2001.
30. *Raffel, M.* Background-oriented schlieren (BOS) techniques [Текст] / M. Raffel // Experiments in Fluids. — 2015. — Vol. 56. — P. 60.
31. *Takahashi, Hiroki.* Quantitative Density Measurement Method Using Background Oriented Schlieren Technique [Текст] / Hiroki Takahashi // Aerospace. — 2018. — Vol. 5, issue 4. — P. 129.
32. *Тамм, И. Е.* Яков Ильич Френкель [Текст] / И. Е. Тамм // Успехи Физических Наук. — 1962. — Т. 76, вып. 3. — С. 397—430.

33. *Глинка, Н. Л.* Общая химия [Текст] / Н. Л. Глинка ; под ред. В. А. Рабинович. — 20-е изд, испр. — Ленинград : Издательство «Химия» Ленинградское отделение, 1978. — 720 с.
34. *Иванов, А. О.* Поляризация и диэлектрическая проницаемость полярных жидкостей [Текст] / А. О. Иванов // Доклады Академии Наук. — 1999. — Т. 369, вып. 1. — С. 35—39.
35. *Wagner, W.* The IAPWS formulation 1995 for the thermodynamic properties of ordinary water substance for general and scientific use [Текст] / W. Wagner, A. Pruss // Journal of Physical and Chemical Reference Data. — 2002. — Vol. 31. — P. 387—535.
36. *Ривкин, С. Л.* Теплофизические свойства воды и водяного пара [Текст] / С. Л. Ривкин, А. А. Александров. — М.: Энергия., 1980. — 424 с.
37. *Александров, А. А.* Таблицы теплофизических свойств воды и водяного пара: Справочник. Рек. Гос. службой стандартных справочных данных. ГСССД Р-776-98 [Текст] / А. А. Александров, Б. А. Григорьев. — М.: Издательство МЭИ., 1999. — 168 с.
38. *Вукалович, М. П.* Термодинамические свойства воды и водяного пара [Текст] / М. П. Вукалович. — М.: Машгиз., 1955. — 91 с.
39. *В.Д., Зимин.* Оптические методы исследования прозрачных неоднородностей. Учебное пособие по спецкурсу. [Текст] / Зимин В.Д. — Издательство Пермского ун-та, Пермь, 1976.
40. *Dropkin, D. J.* Heat transfer by natural convection in liquids confined by two parallel plates which are inclined at various angles with respect to the horizontal [Текст] / D. J. Dropkin, E. Somerscales // ASME Journal of Heat Transfer. — 1965. — Vol. 87. — P. 77—84.
41. *Arnold, J. N.* Experimental investigation of natural convection in inclined rectangular regions of differing aspect ratios [Текст] / J. N. Arnold, I. Catton, D. K. Edwards // ASME Journal of Heat Transfer. — 1976. — Vol. 98. — P. 67—71.
42. *Hollands, K. G. T.* Experimental study of the stability of differentially heated inclined air layers [Текст] / K. G. T. Hollands, L. Konicek // International Journal of Heat and Mass Transfer. — 1973. — Т. 16, № 7. — С. 1467—1476.

43. Free convective heat transfer across inclined air layers [Текст] / K. G. T. Hollands [et al.] // ASME Journal of Heat Transfer. — 1976. — Vol. 98. — P. 189—193.
44. *Iyican, L.* An experimental study of natural convection in trapezoidal enclosures [Текст] / L. Iyican, L. C. Witte, Y. Bayazitoglu // ASME Journal of Heat Transfer. — 1980. — Vol. 102, no. 4. — P. 648—653.
45. *Sharifulin, A. N.* Experimental determination of the boundaries of the region of existence of anomalous convection flow in an tilted cube [Текст] / A. N. Sharifulin, A. N. Poludnitsin // Journal of Applied Mechanics and Technical Physics. — 2014. — Т. 55. — С. 462—469.
46. *Sharifulin, A. N.* The borders of existence of anomalous convection flow in the inclined square cylinder: Numerical determination [Текст] / A. N. Sharifulin, A. N. Poludnitsin // St. Petersburg Polytechnical University Journal: Physics and Mathematics. — 2016. — Т. 2, вып. 2. — С. 150—156.
47. *Полудницин, А. Н.* Надкритические конвективные течения воздуха в наклоняемой замкнутой полости : дис. ... канд. физ.-мат. наук : 01.02.05 [Текст] / А. Н. Полудницин. — Пермь, 2018. — 114 с.
48. On the measurement of low-frequency microaccelerations on board an orbital station by the convection sensor «DACON» [Текст] / G.F. Putin [и др.] // Advances in Space Research. — 2003. — Т. 32, № 2. — С. 199—204. — Gravitational Effects in Physico-Chemical Processes.
49. Natural convection from a horizontal cylinder in a rectangular cavity [Текст] / G. Cesini [et al.] // International Journal of Heat and Mass Transfer. — 1999. — Vol. 42, no. 10. — P. 1801—1811.
50. *Calcagni, B.* Natural convective heat transfer in square enclosures heated from below [Текст] / B. Calcagni, F. Marsili, M. Paroncini // Applied Thermal Engineering. — 2005. — Vol. 25, no. 16. — P. 2522—2531.
51. *Corvaro, F.* Experimental analysis of natural convection in square cavities heated from below with 2D-PIV and holographic interferometry techniques [Текст] / F. Corvaro, M. Paroncini // Experimental Thermal and Fluid Science. — 2007. — Vol. 31, no. 7. — P. 721—739.

52. *Corvaro, F.* A numerical and experimental analysis on the natural convective heat transfer of a small heating strip located on the floor of a square cavity [Текст] / F. Corvaro, M. Paroncini // Applied Thermal Engineering. — 2008. — Vol. 28, no. 1. — P. 25—35.
53. *Corvaro, F.* An experimental study of natural convection in a differentially heated cavity through a 2D-PIV system [Текст] / F. Corvaro, M. Paroncini // International Journal of Heat and Mass Transfer. — 2009. — Vol. 52, no. 1/2. — P. 355—365.
54. *Paroncini, M.* Natural convection in a square enclosure with a hot source [Текст] / M. Paroncini, F. Corvaro // International Journal of Thermal Sciences. — 2009. — Vol. 48, no. 9. — P. 1683—1695.
55. *Corvaro, F.* Experimental PIV and interferometric analysis of natural convection in a square enclosure with partially active hot and cold walls [Текст] / F. Corvaro, M. Paroncini, M. Sotte // International Journal of Thermal Sciences. — 2011. — Vol. 50, issue 9. — P. 1629—1638.
56. PIV and numerical analysis of natural convective heat transfer and fluid flow in a square cavity with two vertical obstacles [Текст] / F. Corvaro [et al.] // International Journal of Heat and Technology. — 2015. — Vol. 33. — P. 51—56.
57. *Nardini, G.* Experimental and numerical analysis of the effect of the position of a bottom wall hot source on natural convection [Текст] / G. Nardini, M. Paroncini, R. Vitali // Applied Thermal Engineering. — 2016. — Vol. 92. — P. 236—245.
58. *Wu, W.* The effect of the top and bottom wall temperatures on the laminar natural convection in an air-filled square cavity [Текст] / W. Wu, D. Ewing, C. Y. Ching // International Journal of Heat and Mass Transfer. — 2006. — Vol. 49, no. 11/12. — P. 1999—2008.
59. *Ханпель, Дж.* Гидродинамика при малых числах Рейнольдса [Текст] / Дж. Ханпель, Г. Бреннер. — М.: Изд-во «Мир», 1976. — 632 с.
60. *Кислухин, М. И.* Влияние термодиффузии на свободную конвекцию бинарной смеси в полости квадратного сечения [Текст] / М. И. Кислухин, А. Ю. Пинягин, А. Ф. Пшеничников // Прикладная Механика и Техническая Физика. — 1981. — Т. 5. — С. 72—77.

61. *Полежаев, В.И.* Эффект максимума температурного расслоения и его приложения [Текст] / В.И. Полежаев // Доклады АН СССР. — 1974. — Т. 218, № 4. — С. 783—786.
62. *Косов, В. Н.* Диффузионная устойчивость и концентрационная конвекция в изотермических трехкомпонентных газовых смесях: дис. ... д-ра физ.-мат. наук : 01.04.14 [Текст] / В. Н. Косов. — Алматы, Алматинский Государственный Университет им. Абая, 1998. — 333 с.
63. Peculiarities of the rise of structured formations at the boundary of the change of the regimes «diffusion-concentration convection» at an isothermal mixing of a binary mixture equally diluted by the third component [Текст] / V.N. Kossov [и др.] // Thermophysics and Aeromechanics. — 2019. — Т. 26, № 1. — С. 27—35.
64. Intensification of the separation of isothermal ternary gas mixtures containing carbon dioxide [Текст] / V. Kossov [и др.] // Chemical Engineering and Technology. — 2021. — Т. 44, № 11. — С. 2034—2040.
65. *Zhavrin, Y.I.* Some features of isothermal multicomponent mass transfer in the convective instability of gas mixture [Текст] / Y.I. Zhavrin, V.N. Kosov, O.V. et al. Fedorenko // Theoretical Foundations of Chemical Engineering. — 2016. — Т. 50, № 2. — С. 171—177.
66. *Жусанбаева, А. К.* Возникновение и эволюция структурированных течений на границе смены режимов «диффузия – концентрационная конвекция» при изотермическом многокомпонентном смешении в газовых смесях: дис. ... д-ра философии (PhD): 8D05302 – Физика [Текст] / А. К. Жусанбаева. — Алматы, 2023. — 102 с.
67. *Косов, Н.Д.* Диффузия в многокомпонентных газовых смесях // Теплофизические свойства веществ и материалов [Текст] / Н.Д. Косов, Ю.И. Жаврин, З.И. Новосад. — М.: Изд-во стандартов, 1982. — С. 86—112.
68. Диффузия в бинарной смеси разряженных и плотных газов // Теплофизические свойства веществ и материалов [Текст] / В.Д. Селезнев [и др.]. — М.: Изд-во стандартов, 1982. — С. 24—43.

69. Temperature dependences of the effective diffusion coefficients of the components of three-component gas systems, used in the synthesis of ammonia [Текст] / Y.I. Zhavrin [и др.] // Journal of Engineering Physics and Thermophysics. — 2013. — Т. 86, № 3. — С. 676—680.
70. Sparrow, E.M. Experiments on isothermal and non-isothermal evaporation from partially filled, open-topped vertical tubes [Текст] / E.M. Sparrow, G.A. Nunez // International Journal of Heat and Mass Transfer. — 1988. — Т. 31, № 7. — С. 1345—1355.
71. Close, D. J. Natural convection in enclosures filled with a vapour and a non-condensing gas [Текст] / D. J. Close, J. Sheridan // International Journal of Heat and Mass Transfer. — 1989. — Т. 32, № 5. — С. 855—862.
72. McBain, G. D. Natural convection with unsaturated humid air in vertical cavities [Текст] / G. D. McBain // International Journal of Heat and Mass Transfer. — 1997. — Vol. 40, no. 13. — P. 3005—3012.
73. McBain, G. D. Evaporation from an open cylinder [Текст] / G. D. McBain, H. Suehrcke, J. A. Harris // International Journal of Heat and Mass Transfer. — 2000. — Vol. 43, no. 12. — P. 2117—2128.
74. Nunez, G. A. Models and solutions for isothermal and nonisothermal evaporation from a partially filled tube [Текст] / G. A. Nunez, E. M. Sparrow // International Journal of Heat and Mass Transfer. — 1988. — Т. 31, № 3. — С. 461—477.
75. Experimental and numerical study of heat and moisture transfers by natural convection in a cavity filled with solid obstacles [Текст] / O. Laguerre [et al.] // International Journal of Heat and Mass Transfer. — 2009. — Vol. 52, no. 25/26. — P. 5691—5700.
76. Laguerre, O. Airflow, heat and moisture transfers by natural convection in a refrigerating cavity [Текст] / O. Laguerre, D. Remy, D. Flick // Journal of Food Engineering. — 2009. — Vol. 91, no. 2. — P. 197—210.
77. Flow visualization of natural convection in a tall, air-filled vertical cavity [Текст] / J. L. Wright [и др.] // International Journal of Heat and Mass Transfer. — 2006. — Т. 49, № 5. — С. 889—904.
78. Матвеев, Л. Т. Курс общей метеорологии. Физика атмосферы. [Текст] / Л. Т. Матвеев. — Л.: Гидрометеиздат., 1984. — 751 с.

79. *Гинзбург, Э. И.* Динамические модели свободной атмосферы [Текст] / Э. И. Гинзбург, В. Т. Гуляев, Л. В. Жалковская. — Новосибирск: Наука, 1987. — 292 с.
80. *Chashechkin, Yu. D.* Features of flows past a horizontal plate in stratified and homogeneous media [Текст] / Yu. D. Chashechkin, Ya. V. Zagumennyi // WSEAS Transactions on Fluid Mechanics. — 2017. — Т. 12, № 4. — С. 33—42. — URL: <https://wseas.com/journals/articles.php?id=3143>.
81. *Chashechkin, Yu. D.* Differential fluid mechanics – harmonization of analytical, numerical and laboratory models of flows [Текст] / Yu. D. Chashechkin // Springer Series “Computational Methods in Applied Sciences”. — 2016. — Т. 40. — С. 61—91.
82. *Chashechkin, Yu. D.* Visualization of stratified flows around a vertical plate: laboratory experiment and numerical simulation [Текст] / Yu. D. Chashechkin, Ia. V. Zagumennyi // International Journal of Computational Methods and Experimental Measurements. — 2020. — Т. 8, № 2. — С. 148—161.
83. *Богатырев, Г. П.* Возбуждение циклонического вихря или лабораторная модель тропического циклона [Текст] / Г. П. Богатырев // Письма в ЖЭТФ. — 1990. — Т. 51, № 11. — С. 557—559.
84. *Woods, J.D.* Experimental determination of collection efficiencies for small water droplets in air. [Текст] / J.D. Woods, B.J. Mason // Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society. — 1964. — Vol. 90. — P. 373—381.
85. *Woods, J.D.* The wake capture of water drops in air. [Текст] / J.D. Woods, B.J. Mason // Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society. — 1965. — Vol. 91. — P. 35—43.
86. *Warner, J.* The microstructure of cumulus cloud. Part I. General features of the droplet spectrum [Текст] / J. Warner // Journal of Atmospheric Sciences. — 1969. — Vol. 26, no. 5. — P. 1049—1059.
87. *Warner, J.* The microstructure of cumulus cloud. Part II. The effect on droplet size distribution of the cloud nucleus spectrum and updraft velocity [Текст] / J. Warner // Journal of Atmospheric Sciences. — 1969. — Vol. 26, no. 6. — P. 1272—1282.

88. *Левин, Л. М.* О влиянии инерции на осаждение частиц аэрозоля из потока при докритических числах Стокса [Текст] / Л. М. Левин, Ю. С. Седунов // Доклады АН СССР. — 1965. — Т. 162, № 2. — С. 316—319.
89. *Korolev, A.V.* Supersaturation of water vapor in clouds [Текст] / A.V. Korolev, I.P. Mazin // Journal of the Atmospheric Sciences. — 2003. — Т. 60, № 24. — С. 2957—2974.
90. *Bhowmick, T.* Direct numerical simulation of a warm cloud top model interface: impact of the transient mixing on different droplet population [Текст] / T. Bhowmick, M. Iovieno // Fluids. — 2019. — Т. 4, № 3.
91. Search for microphysical signatures of stochastic condensation in marine boundary layer clouds using airborne digital holography. [Текст] / N. Desai [et al.] // Journal of Geophysical Research: Atmospheres. — 2019. — Vol. 124. — P. 2739—2752.
92. Vertical variation of turbulent entrainment mixing processes in marine stratocumulus clouds using high-resolution digital holography. [Текст] / N. Desai [et al.] // Journal of Geophysical Research: Atmospheres. — 2021. — Vol. 126.
93. *Abma, D.* Direct Numerical Simulation of Evaporative Cooling at the Lateral Boundary of Shallow Cumulus Clouds. [Текст] / D. Abma, J. P. Heus T.and Mellado // Journal of the Atmospheric Sciences. — 2013. — Vol. 70. — P. 2088—2102.
94. Numerical Simulation of Cloud–Clear Air Interfacial Mixing: Effects on Cloud Microphysics. [Текст] / M. Andrejczuk [и др.] // Journal of the Atmospheric Sciences. — 2006. — Т. 63. — С. 3204—3225.
95. *Ингель, Л.Х.* Возникновение вихревого движения, обусловленное дифференциальной диффузией. [Текст] / Л.Х. Ингель // Известия РАН. Физика атмосферы и океана. — 2019. — Т. 55. — С. 36—40.
96. The effect of soil moisture and atmospheric conditions on the development of shallow cumulus convection: A coupled large-eddy simulation–land surface model study. [Текст] / A. Chlond [и др.] // Meteorologische Zeitschrift. — 2014. — Т. 23. — С. 491—510.

97. *Avissar, R.* An Evaluation of the Scale at which Ground-Surface Heat Flux Patchiness Affects the Convective Boundary Layer Using Large-Eddy Simulations. [Текст] / R. Avissar, T. Schmidt // *Journal of the Atmospheric Sciences*. — 1998. — Vol. 55. — P. 2666—2689.
98. *Шмерлин, Б.Я.* Конвективная неустойчивость слоя атмосферы, насыщенного водяным паром. Формирование локализованных и периодических облачных структур. [Текст] / Б.Я. Шмерлин, М.В. Калашник, М.Б. Шмерлин // *Журнал Экспериментальной и Теоретической Физики*. — 2012. — Т. 142. — С. 1265—1283.
99. *Шмерлин, Б.Я.* Конвективная неустойчивость Рэлея в присутствии фазовых переходов влаги. Формирование крупномасштабных вихрей и облачных структур. [Текст] / Б.Я. Шмерлин, М.В. Калашник // *Успехи физических наук*. — 2013. — Т. 183. — С. 497—510.
100. *Шмерлин, Б.Я.* Конвективная неустойчивость Рэлея в облачной среде. [Текст] / Б.Я. Шмерлин, М.Б. Шмерлин // *Журнал Экспериментальной и Теоретической Физики*. — 2017. — Т. 152. — С. 589—606.
101. *Закинян, Р. Г.* Геострофическая модель атмосферы с учетом центробежной силы инерции [Текст] / Р. Г. Закинян, М. Н. Грицаева, М. А. Волочай // *Наука. Инновации. Технологии*. — 2009. — № 4. — С. 100—106.
102. *Богатырев, Г. П.* Физическая модель вращения тропического циклона [Текст] / Г. П. Богатырев, Б. Л. Смородин // *Письма в ЖЭТФ*. — 1996. — Т. 63, № 1. — С. 25—28.
103. Лабораторное исследование нестационарных конвективных течений с геофизическими приложениями [Текст] / А. Сухановский [и др.] // *Вестник Пермского федерального исследовательского центра*. — 2020. — Вып. 4. — С. 47—54.
104. General circulation and baroclinic waves in the atmosphere of zonally uniform Earth-like model planets [Текст] / P.G. Frick [и др.] // *Izvestiya, Atmospheric and Oceanic Physics*. — 2025. — Т. 61, вып. 4. — С. 737—750.
105. Transient double-diffusive convection in an enclosure with large density variations [Текст] / H. Sun [et al.] // *International Journal of Heat and Mass Transfer*. — 2010. — Vol. 53, issue 4. — P. 615—625.

106. *Sun, H.* Natural convection and wall condensation or evaporation in humid air filled cavities subjected to wall temperature variations [Текст] / H. Sun, G. Lauriat, X. Nicolas // International Journal of Thermal Sciences. — 2011. — Vol. 50, issue 5. — P. 663—679.
107. *Уеслати, Ф.* Исследование переноса тепла и массы и необратимых процессов в замкнутой наклонной камере при различных отношениях длин её сторон. [Текст] / Ф. Уеслати, Б. Бен-Бея // Прикладная механика и техническая физика. — 2018. — Т. 59. — С. 107—119.
108. Influence of radiation effect on turbulent natural convection in cubic cavity at normal temperature atmospheric gas. [Текст] / T. Kogawa [et al.] // International Journal of Heat Mass Transfer. — 2017. — Vol. 104. — P. 456—466.
109. Effects of concentration of participating media on turbulent natural convection in cubic cavity. [Текст] / T. Kogawa [et al.] // Applied Thermal Engineering. — 2018. — Vol. 131. — P. 141—149.
110. Experimental evaluation of thermal radiation effects on natural convection with a Rayleigh number of 108–109 by using an interferometer [Текст] / T. Kogawa [et al.] // International Journal of Heat Mass Transfer. — 2019. — Vol. 132. — P. 1239—1249.
111. Effect of gas radiation-depended natural convection on the transition of spatially developing boundary layers [Текст] / T. Kogawa [et al.] // International Journal of Heat Mass Transfer. — 2021. — Vol. 177. — P. 121580.
112. Adiabatic partition effect on natural convection heat transfer inside a square cavity: experimental and numerical studies. [Текст] / S. Mahmoudinezhad [et al.] // International Journal of Heat Mass Transfer. — 2018. — Vol. 124. — P. 967—979.
113. *Polikarpov, A. P.* Heat and mass transfer in a rarefied gas confined between its two parallel condensed phases [Текст] / A. P. Polikarpov, I. A. Graur // International Journal of Heat Mass Transfer. — 2018. — Vol. 124. — P. 967—979.

114. *Iyi, D.* Numerical investigation of the effect of moisture on buoyancy-driven low turbulence flow in an enclosed cavity [Текст] / D. Iyi, R. Hasan // International Journal of Heat and Mass Transfer. — 2019. — Vol. 136. — P. 543—554.
115. *Kubicki, A.* Structure double diffusive des equations de la convection en air humide sature avec application a l'air nuageux [Текст] / A. Kubicki, P. A. Bois // Comptes Rendus de l'Academie des Sciences - Series IIB — Mechanics-Physics-Astronomy. — 2000. — Vol. 328, issue 4. — P. 317—322.
116. *Costa, V. A. F.* Transient natural convection in enclosures filled with humid air, including wall evaporation and condensation [Текст] / V. A. F. Costa // International Journal of Heat and Mass Transfer. — 2012. — Vol. 55, issue 21/22.
117. Overview of methods to control the liquid distribution in distillation columns with structured packing: Improving separation efficiency [Текст] / A. N. Pavlenko [и др.] // Renewable and Sustainable Energy Reviews. — 2020. — Т. 132. — С. 110092.
118. *Дудник, Н. М.* Исследование процесса конденсации водяного пара из парогазовых смесей различного состава в кожухотрубных теплообменных аппаратах : автореферат дис. ... канд. техн. наук : 05.14.04 [Текст] / Н. М. Дудник. — Москва, 2010.
119. *Крючков, Д. А.* Экспериментальное изучение тепло- и массообмена при конденсации водяного пара из паровоздушной смеси в аппарате с вертикальными контактными решетками [Текст] / Д. А. Крючков, Л. Г. Григорян, М. С. Лесухин // Вестник Самарского государственного технического университета. Серия Технические науки. — 2015. — Т. 47. — С. 180—187.
120. *Исаченко, В. П.* Теплопередача: учебник для вузов [Текст] / В. П. Исаченко, В. А. Осипова, А. С. Сукомел. — Москва : М.: Энергоиздат, 1981. — С. 416.
121. Experimental study of air–steam condensation on the influence of tube diameter and inclination angle [Текст] / В. Сао [и др.] // Nuclear Engineering and Design. — 2021. — Т. 381. — С. 111357.
122. Experimental study of film condensation on horizontal grooved tubes [Текст] / A. F. Mills [и др.] // Desalination. — 1975. — Т. 16, № 2. — С. 121—133.

123. *Исаченко, В. П.* Теплообмен при конденсации [Текст] / В. П. Исаченко. — М.: Энергия, 1977. — 240 с.
124. *Mills, A. F.* The condensation coefficient of water [Текст] / A. F. Mills, R. A. Seban // International Journal of Heat and Mass Transfer. — 1967. — Т. 10, № 12. — С. 1815—1827.
125. *Дементьев, Ю. А.* Экспериментальное исследование двухфазных течений в плоских микроканалах : автореферат дис. ... канд. физ.-мат. наук : 1.1.9 [Текст] / Ю. А. Дементьев. — Новосибирск, 2025.
126. Effect of dynamically controlled irrigation of a structured packing on mixture separation efficiency [Текст] / A. N. Pavlenko [и др.] // Journal of Engineering Thermophysics. — 2015. — Т. 24. — С. 210—221.
127. *Берман, Л. Д.* О критериях подобия в совместно протекающих процессах тепло- и массообмена в гетерогенных системах [Текст] / Л. Д. Берман // Журнал Технической Физики. — 1958. — Т. 28, вып. 11. — С. 2617—2629.
128. *Somov, S. A.* Experimental setup for studying thermosolutal convection in moist air [Текст] / S. A. Somov, A. S. Ivanov. — 2019.
129. *Сомов, С. А.* Исследование термоконцентрационной конвекции во влажном воздухе методом голографической интерферометрии [Текст] / С. А. Сомов, А. С. Иванов // Вестник Пермского университета. Физика. — 2020. — № 2. — С. 48—56.
130. *Somov, S. A.* Experimental study of dehumidified air convection by holographic and thermocouple methods [Текст] / S. A. Somov, A. S. Ivanov // Journal of Physics: Conference Series. — 2021. — Vol. 1945. — P. 012055. — (XXII Winter School on Continuous Media Mechanics, WSCMM 2021).
131. Experimental study of thermal convection in dry air by holographic interferometry method [Текст] / S. A. Somov [et al.] // Journal of Physics: Conference Series. — 2021. — Vol. 1809. — P. 012033. — (VII Perm Hydrodynamical Forum, PHD-Forum 2020).
132. *Сомов, С. А.* Получение и сравнение расчетных и экспериментальных голографических интерферограмм для описания квази-2D конвективного течения прозрачной газовой смеси [Текст] / С. А. Сомов, А. С. Иванов // Вычислительная Механика Сплошных Сред. — 2025. — Т. 18, № 2. — С. 214—224.

133. *Denisova, M. O.* Development of a neutralization reaction in a droplet that extracts chemically active surfactant from its homogeneous solution [Текст] / M. O. Denisova, K. G. Kostarev // *Experiments in Fluids*. — 2024. — Vol. 65. — P. 16.
134. *Chaplina, T. O.* The peculiarities of admixture transport in a stationary vortex flow [Текст] / T. O. Chaplina, E. V. Stepanova, Y. D. Chashechkin // *Moscow University Physics Bulletin*. — 2012. — Vol. 67, issue 4. — P. 391—397.
135. *Budnikov, A. A.* Marker transfer in a settled composite vortex [Текст] / A. A. Budnikov, Y. D. Chashechkin // *Moscow University Physics Bulletin*. — 2014. — Vol. 69, issue 3. — P. 270—274.
136. *Лойцянский, Л. Г.* Механика жидкости и газа: учебник для ВУЗов [Текст] / Л. Г. Лойцянский. — М.: Дрофа, 2003. — 840 с.
137. *Тарунин, Е. Л.* Вычислительный эксперимент в задачах свободной конвекции [Текст] / Е. Л. Тарунин. — Иркутск : Irkutsk University Press, 1990. — С. 228.
138. *Somov, S. A.* Experimental study of thermoconcentration convection in air-water and air-undecane mixtures [Текст] / S. A. Somov, A. S. Ivanov // *Physics of Fluids*. — 2024. — Vol. 36, no. 10. — P. 104104.
139. Теория двигателей [Текст] / М. М. Вихерт [и др.]. — М.: Издание военной ордена Ленина академии бронетанковых войск имени И. В. Сталина, 1956. — 377 с.
140. *Goff, J. A.* Low-pressure properties of water from -160 to 212 °F [Текст] / J. A. Goff, S. Gratch // *Transactions of the American Society of Heating and Ventilating Engineers*. — 1946. — Vol. 52. — P. 95.
141. *Гиршфельдер, Дж.* Молекулярная теория газов и жидкостей [Текст] / Дж. Гиршфельдер, Ч. Кертисс, Р. Берд. — М.: Изд-во иностранной литературы, 1961. — С. 930.
142. *Wilke, C. R.* Estimation of diffusion coefficients for gases and vapors [Текст] / C. R. Wilke, C. J. Lee // *Industrial & Engineering Chemistry*. — 1955. — Т. 47. — С. 1253.
143. *Бретшнаyder, Ст.* Свойства газов и жидкостей. Инженерные методы расчёта [Текст] / Ст. Бретшнаyder. — Л.: Изд-во «Химия», 1966. — С. 536.

144. *Kozlov, A. D.* GSSSD 109-87. Tables of standard reference data. Dry air. Coefficients of dynamic viscosity and thermal conductivity at temperatures from 150 to 1000 K and pressures from corresponding to rarefied gas to 100 MPa [Текст] / A. D. Kozlov, V. M. Kuznetsov, Yu. V. Mamonov. — Standards Publishing House, Moscow, 1987. — С. 15.
145. *Aleksandrov, A. A.* GSSSD 187-99. Tables of standard reference data. Ordinary water specific volume and enthalpy in the temperature range 0 to 1000 C and the pressure range 0.001 to 1000 MPa [Текст] / A. A. Aleksandrov, B. A. Grigoriev. — Standards Publishing House, Moscow, 1999. — С. 41.
146. Таблицы физических величин. Справочник [Текст] / под ред. акад. И. К. Кикоина. — М.: Атомиздат., 1976. — 1008 с.
147. *Dubovkin, N. F.* Diffusion coefficient of jet fuel vapor [Текст] / N. F. Dubovkin, L. N. Smirnova // Chemistry and Technology of Fuels and Oils. — 1980. — Т. 16. — С. 255—257.
148. *Raznoschikov, V. V.* Mathematical model for calculating the thermophysical properties of synthetic liquid fuel [Текст] / V. V. Raznoschikov, I. A. Demskaia // Proceedings of Moscow Aviation Institute. — 2012. — № 50. — URL: <https://trudymai.ru/eng/published.php?ID=28611>.
149. *Reed, R.* Properties of Gases and Liquids [Текст] / R. Reed, J. Prausnitz, T. Sherwood. — McGraw-Hill, 1977.
150. *Aleksandrov, I. S.* Using fundamental equations of state for calculating the thermodynamic properties of normal undecan [Текст] / I. S. Aleksandrov, A. A. Gerasimov, B. A. Grigoryev // Thermal Engineering. — 2011. — Т. 58, вып. 8. — С. 691—698.
151. *Assael, M. J.* Reference correlations for the viscosity and thermal conductivity of n-Undecane [Текст] / M. J. Assael, T. B. Papalas, M. L. Huber // Journal of Physical and Chemical Reference Data. — 2017. — Т. 46, вып. 3. — С. 033103.
152. *Somov, S. A.* Heat flow measurements in gas mixtures of air with undecane or water vapor exhibiting phase transitions [Текст] / S. A. Somov, A. S. Ivanov // Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics. — 2025. — Vol. 89, S1. — S34—S40.

153. *Варгафтик, Н. Б.* Справочник по теплофизическим свойствам газов и жидкостей [Текст] / Н. Б. Варгафтик. — Издание второе, дополненное и переработанное. — М.: Изд-во «Наука», 1972. — С. 720.
154. Физические величины: Справочник [Текст] / под ред. Е. З. Мейлихова и С. Григорьева. — М.: Энергоатомиздат, 1991. — 1232 с.
155. *Шметер, С. М.* Физика конвективных облаков [Текст] / С. М. Шметер. — Ленинград : Гидроиздат, 1972. — С. 231.
156. *Griffani, D. S.* The role of thermodiffusion in transpiration [Текст] / D. S. Griffani, P. Rognon, G. D. Farquhar // *New Phytologist*. — 2024. — Vol. 243. — P. 1301—1311.
157. *Janssen, H.* Thermal diffusion of water vapour in porous materials: fact or fiction? [Текст] / H. Janssen // *International Journal of Heat and Mass Transfer*. — 2011. — Vol. 54, no. 7/8. — P. 1548—1562.
158. *Vidal, O.* Calculation of the effect of gaseous thermodiffusion and thermogravitation processes on the relative humidity surrounding a high-level nuclear waste canister [Текст] / O. Vidal, W. M. Murphy // *Waste Management*. — 1999. — Т. 19, № 3. — С. 189—198.

Приложение А

Код программы

```

# Параметры сетки
nx, ny = 100, 100
dx = Lx / (nx - 1)
dy = Ly / (ny - 1)
5
# Поля
psi = np.zeros((ny, nx)) # функция тока
omega = np.zeros((ny, nx)) # вихрь
T = np.zeros((ny, nx)) # температура
10
# Начальный линейный профиль температуры
T[:, :] = T_bottom + (T_top - T_bottom) * (y[:, None] / Ly)

# Лапласиан
15 def laplace(f):
    return (
        (f[1:-1,2:] - 2*f[1:-1,1:-1] + f[1:-1,:-2])/dx**2 +
        (f[2:,1:-1] - 2*f[1:-1,1:-1] + f[:-2,1:-1])/dy**2
    )
20
# Адвекция
def advect(f, u, v):
    adv = np.zeros_like(f)
    adv[1:-1,1:-1] = (
25        u[1:-1,1:-1]*(f[1:-1,1:-1]-f[1:-1,:-2])/dx +
        v[1:-1,1:-1]*(f[1:-1,1:-1]-f[:-2,1:-1])/dy
    )
    return adv

30 # Граничные условия
def apply_bc(psi, omega, T):
    # psi = 0 на стенках (прилипание)
    psi[0,:] = psi[-1,:] = psi[:,0] = psi[:, -1] = 0.0
    # omega через psi (вторые производные)
35    omega[0,1:-1] = -2*psi[1,1:-1]/dy**2
    omega[-1,1:-1] = -2*psi[-2,1:-1]/dy**2
    omega[1:-1,0] = -2*psi[1:-1,1]/dx**2

```

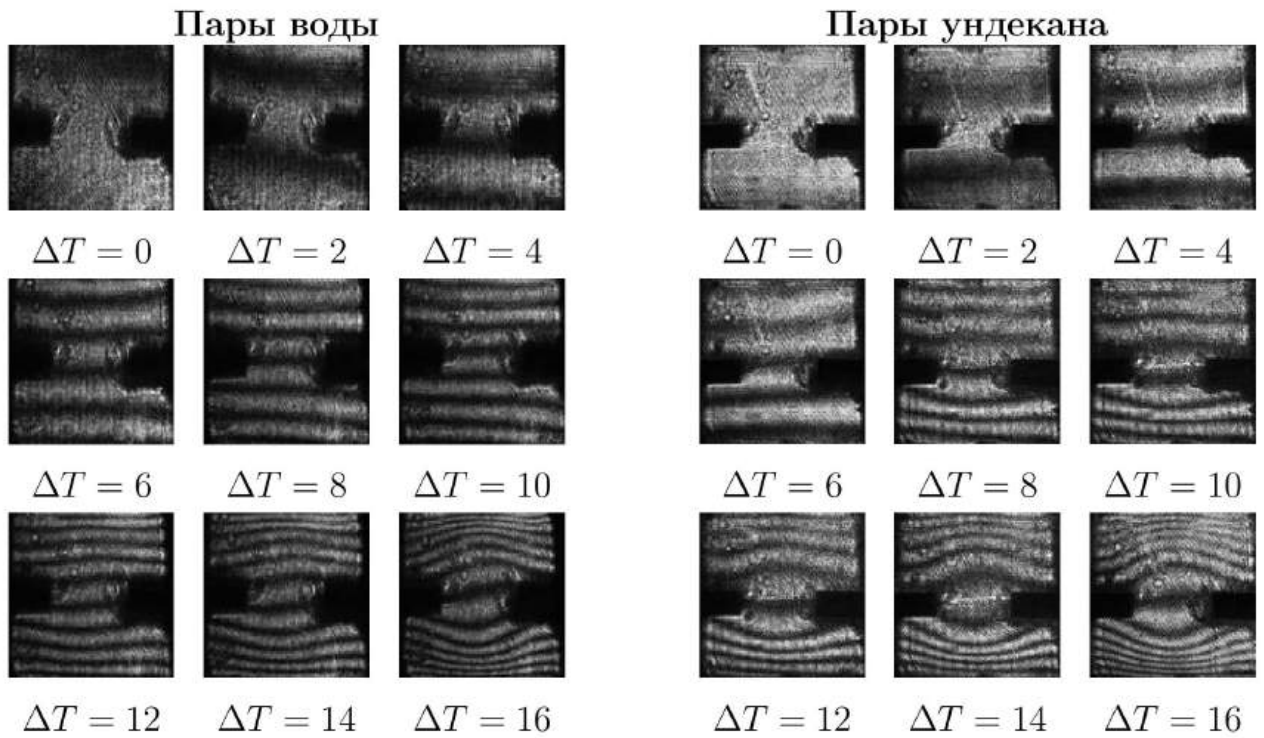
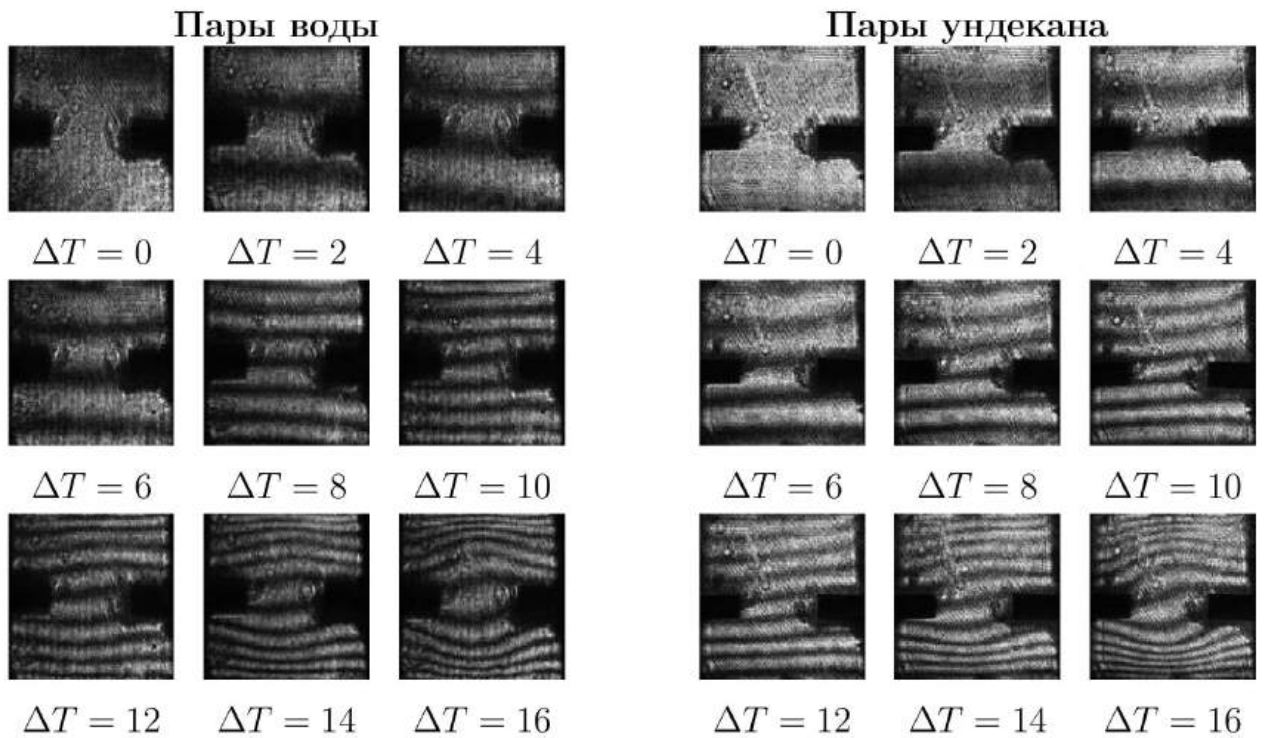
```

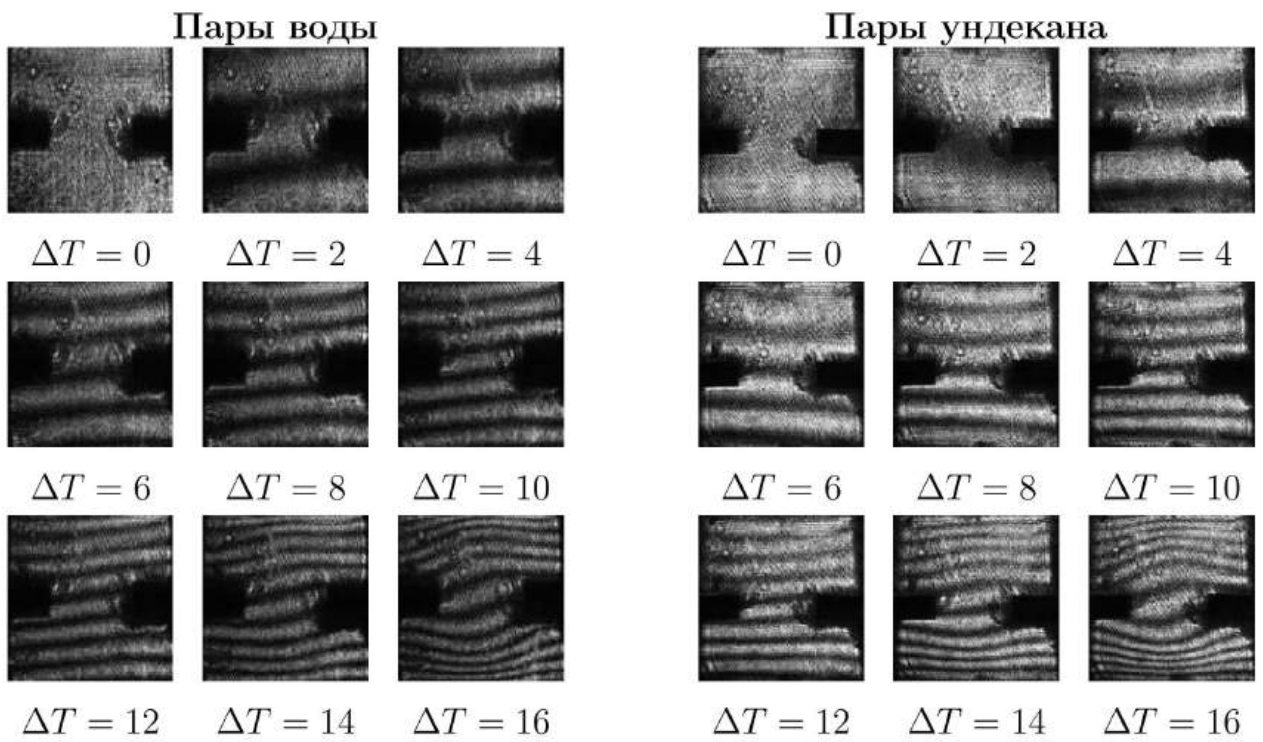
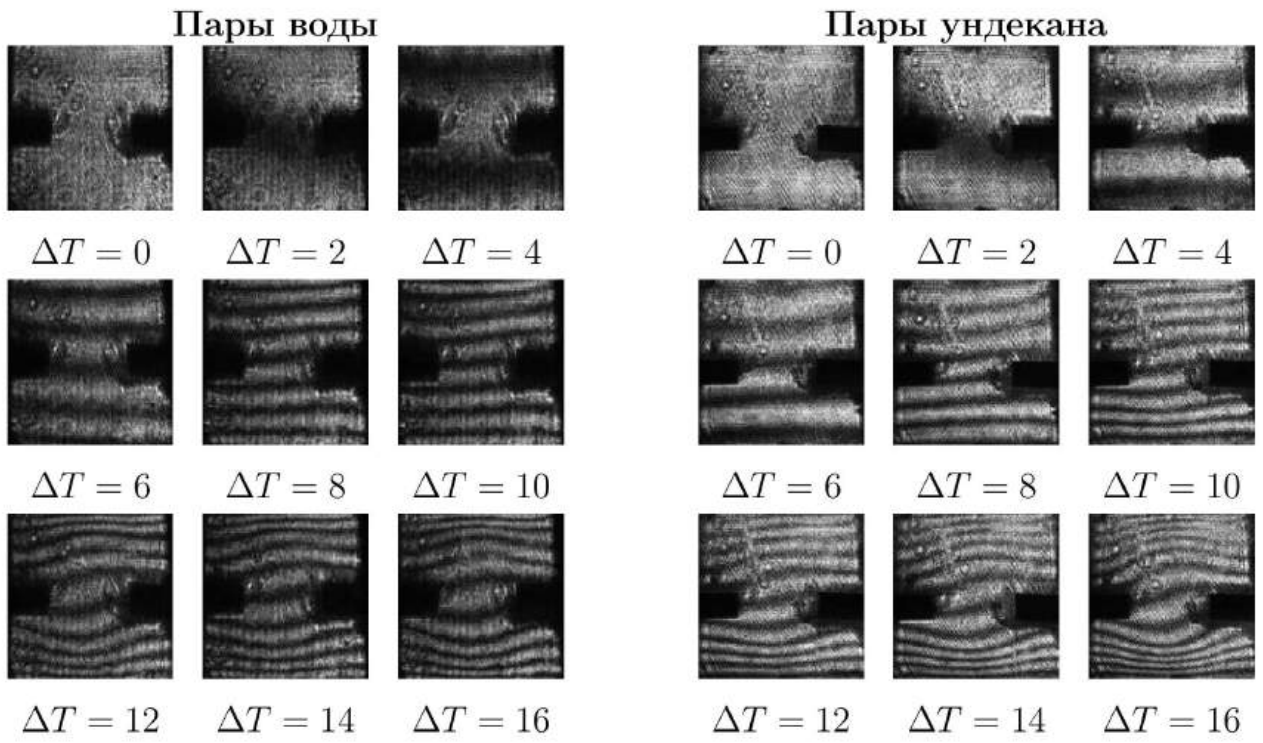
    omega[1:-1,-1] = -2*psi[1:-1,-2]/dx**2
    # температура на стенках
40 T[0,:] = T_bottom
    T[-1,:] = T_top
    T[:,0] = T[:,1]
    T[:,-1] = T[:,-2]

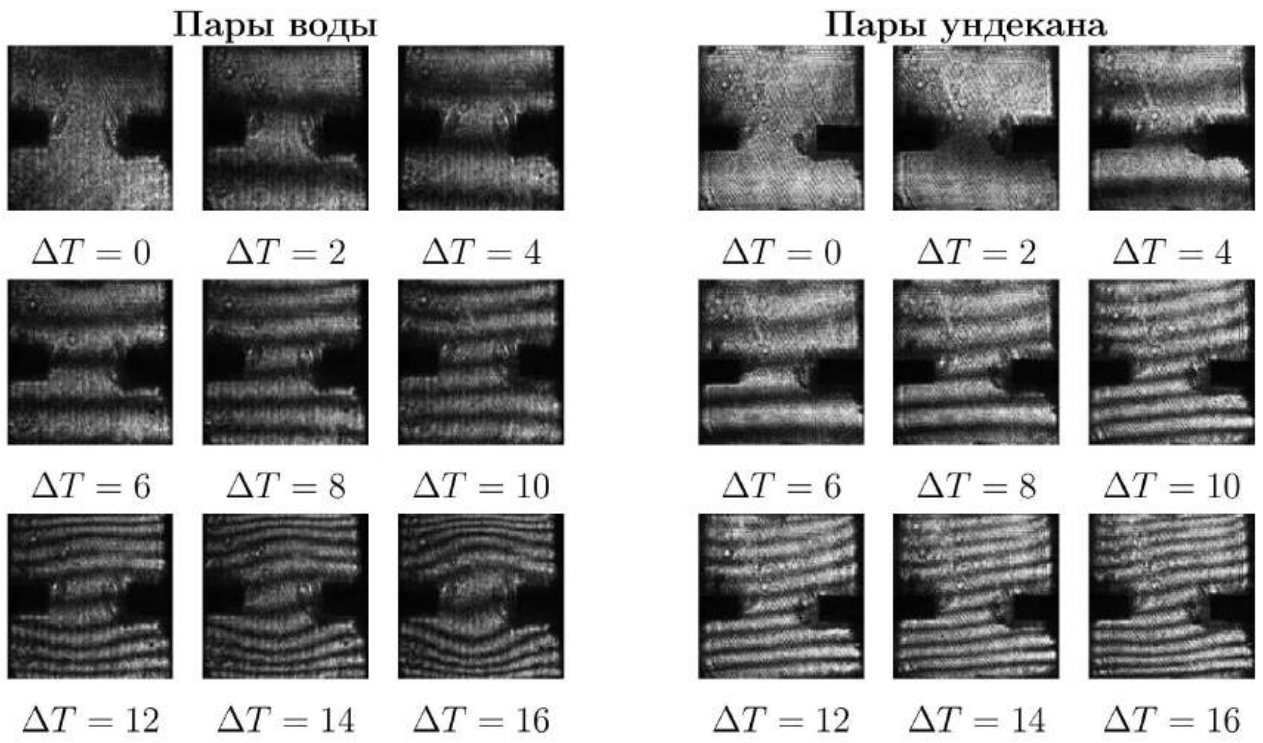
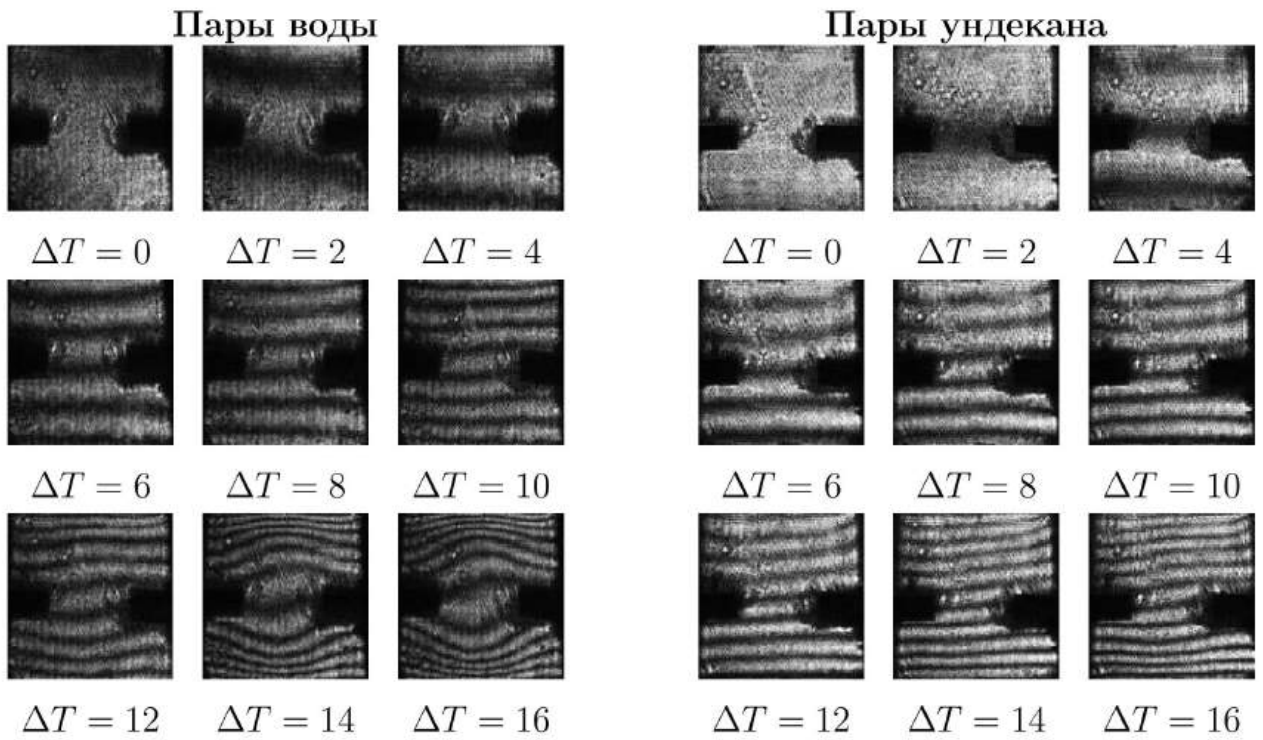
45 # Основной временной цикл
    for n in range(nt):
        psi = solve_poisson(omega)
        u[1:-1,1:-1] = (psi[2:,1:-1]-psi[:-2,1:-1])/(2*dy)
        v[1:-1,1:-1] = -(psi[1:-1,2:]-psi[1:-1,:-2])/(2*dx)
50 adv_w = advect(omega, u, v)
        adv_T = advect(T, u, v)
        lap_w = laplace(omega)
        lap_T = laplace(T)
        dTdx = (T[1:-1,2:] - T[1:-1,:-2])/(2*dx)
55 buoy = g * beta * dTdx
        omega[1:-1,1:-1] += dt*(-adv_w + nu*lap_w + buoy)
        T[1:-1,1:-1] += dt*(-adv_T + alpha*lap_T)
        apply_bc(psi, omega, T)

```

Приложение Б

Интерферограммы (размер области 15×15 мм)Рисунок Б.1 — Интерферограммы при $T_0 = 10^\circ\text{C}$ Рисунок Б.2 — Интерферограммы при $T_0 = 20^\circ\text{C}$



Рисунок Б.5 — Интерферограммы при $T_0 = 50^\circ\text{C}$ Рисунок Б.6 — Интерферограммы при $T_0 = 60^\circ\text{C}$

