

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе
Сибирского отделения Российской академии наук

На правах рукописи

Михайлов Арсений Владимирович

**Экспериментальные исследования нестационарных
свободноконвективных пограничных слоев на вертикальных стенках**

1.3.14. Теплофизика и теоретическая теплотехника

ДИССЕРТАЦИЯ

на соискание ученой степени

кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:
доктор физико-математических наук
Бердников Владимир Степанович

Новосибирск – 2026

Оглавление

1. Введение.....	3
2. Экспериментальные установки и методики исследований	14
3. Результаты исследований развития нестационарных пограничных слоев на разогреваемой и охлаждаемой стенках.....	19
4. Влияние конвективного течения на форму фронта кристаллизации воды на вертикальной стенке	36
5. Результаты исследований процесса кристаллизации из расплава гептадекана	45
6. Результаты исследований влияния тепловой гравитационно-капиллярной конвекции на поля температуры в тонких стенках	56
7. Список литературы	79

1. Введение

Во многих современных технических и технологических системах реализуются процессы нестационарного сопряженного конвективного теплообмена в полостях, частично или полностью заполненных жидкостью. К числу таких систем относятся топливные баки авиационной и ракетной техники, резервуары с рабочими жидкостями, а также расплавы в тиглях и кюветах, используемые в технологиях выращивания монокристаллов [1, 2, 9 – 24]. Для указанных объектов характерна тесная взаимосвязь между гидродинамикой жидкости, теплопереносом в объеме среды и теплопроводностью в ограничивающих стенках. Вследствие этого режимы конвекции определяют распределения температуры и градиентов температуры как в жидкости, так и в твердых элементах системы, а следовательно, уровни термических напряжений и эксплуатационные характеристики конструкций и изделий [1, 2, 12, 14].

При нагреве или охлаждении стенок в ограниченных объемах жидкости развивается свободная термогравитационно-капиллярная конвекция, обусловленная действием сил плавучести и, при наличии свободной поверхности, термокапиллярных сил [3 – 8, 13, 14, 20 – 23, 25 – 27]. В случае неизотермической свободной поверхности границы раздела «жидкость-газ» конвекция приобретает тепловую гравитационно-капиллярную природу, а структура течения и локального теплообмена существенно усложняется [13, 14, 20 – 23]. При этом именно в нестационарных режимах наиболее интенсивно проявляются процессы формирования и перестройки пограничных слоев на стенках, возникновения вторичных течений, температурных пульсаций и ламинарно-турбулентных переходов [4, 7, 14, 28, 42, 46].

Особую практическую значимость данные процессы имеют для авиационной и ракетной техники. В топливных баках летательных аппаратов в условиях переменных тепловых нагрузок возникают нестационарные температурные поля, температурная стратификация топлива и перераспределение тепловых потоков в стенках [1, 2, 9 – 14]. При наличии

свободной поверхности топлива существенное влияние на локальный теплообмен оказывает термокапиллярный эффект, способный усиливать градиенты температуры вблизи стенок [13, 14]. Для оценки теплового состояния конструкций, расчета термических напряжений и повышения надежности тонкостенных элементов необходимы достоверные данные о развитии пограничных слоев, структуре течения и нестационарных температурных полях [1, 2].

По физической природе близкие процессы реализуются в методах горизонтальной направленной кристаллизации [15 – 24]. В таких системах нестационарный конвективный теплообмен в расплаве, осложненный наличием фазового перехода, оказывает определяющее влияние на форму фронта кристаллизации, поля температуры в твердой фазе и качество формируемого монокристалла [15 – 19, 22 – 24]. При этом даже незначительные изменения структуры течения вблизи охлаждаемой стенки способны приводить к изменению формы фронта кристаллизации, неравномерности температурных полей и появлению дополнительных термических напряжений в выращиваемом материале [17 – 19, 23, 24, 38 – 41].

Несмотря на значительный объем исследований в области свободной конвекции, к настоящему времени недостаточно полно изучены закономерности развития нестационарных пограничных слоев в условиях сопряженного теплообмена, особенно при наличии свободной поверхности жидкости и фазовых переходов. В частности, ограничен объем экспериментальных данных о влиянии нестационарных структур течения на поля температуры в тонких стенках и на процесс продвижения фронта кристаллизации в методе горизонтальной направленной кристаллизации [12, 14, 23, 24, 41 – 46]. Указанные обстоятельства определяют актуальность настоящего исследования.

Фундаментальные основы теории свободной конвекции, устойчивости конвективных течений и теплообмена в ограниченных объемах жидкости изложены в классических монографиях и обзорах [3, 5, 6, 25 – 27]. В этих работах исследованы структура ламинарных течений, пороги потери устойчивости,

условия формирования свободноконвективных пограничных слоев и отдельные особенности перехода к турбулентным режимам.

Исследования нестационарной естественной конвекции представлены в существенно меньшем объеме. К числу базовых работ в этом направлении относятся исследования нестационарной ламинарной конвекции в замкнутых областях и экспериментального изучения интенсивной неустановившейся естественной конвекции [4, 7]. Для частично заполненных сосудов и полостей были исследованы режимы свободной конвекции при подводе тепла к боковым и свободным поверхностям [9 – 11]. В дальнейшем внимание было уделено влиянию теплопроводности стенки на свободноконвективный теплообмен, что позволило перейти к более корректной сопряженной постановке задач [12].

Значительный вклад в исследование термогравитационной и тепловой гравитационно-капиллярной конвекции в вертикальных слоях жидкости и прямоугольных полостях внесен в работах [13, 14, 20 – 23]. В них получены результаты о структуре течения, локальном теплообмене и влиянии продольного температурного градиента на особенности конвективных режимов. Однако данные исследования в основном не дают исчерпывающей картины эволюции нестационарных пограничных слоев в сопряженной постановке, особенно применительно к полям температуры в стенках [14, 45, 46].

В работе [47] турбулентная естественная конвекция у вертикальной стенки была исследована асимптотически: авторы явно выделили вязкостно-зависимый внутренний слой у стенки и полностью турбулентный внешний слой, а также получили масштабные соотношения и нейтральные кривые. Затем авторы работы [48] построили модель уже для геофизических масштабов: внешний поток описывается как турбулентный плюм, а у самой стенки остается область пограничного слоя; для лабораторных условий они получают классическое поведение потока. Фокус исследований сместился от корреляций теплоотдачи к многоуровневой структуре вертикальной конвекции.

Другие работы были выполнены по теме устойчивости, бифуркациям и переходу к хаосу в вертикальных слоях. В работе [49] исследовалась

естественную конвекцию в воздушных полостях с боковым подогревом и изолированными горизонтальными границами, используя методы Ньютона и Арнольди, вычисляя точки бифуркации Хопфа. В 2012 году те же авторы [50] исследовали двумерные и трехмерные возмущений, построили нейтральные кривые для разных геометрий. В [51] был рассмотрен переход к хаосу между двумя бесконечными вертикальными пластинами, к которым был приложен градиент температуры, в [52] – динамика хаоса для одиночного конвективного вала в ограниченном вертикальном слое, а в [53] – исследования трехмерных неустойчивостей с совмещением линейного и нелинейного подходов. Таким образом, были исследованы последовательности бифуркаций, ведущих к более сложному режиму.

Процесс ламинарно-турбулентного перехода в пограничном слое у вертикальной стенки был исследован в [54], где авторы показали, что в результате прямого трехмерного численного моделирования в свободноконвективном пограничном слое возможны т.н. «К» и «Н» сценарии перехода – то есть механизмы, хорошо известные по вынужденным пограничным слоям, оказались релевантны и здесь. Также в команде Армфилда (Австралия) [55] исследовали нейтральные кривые для свободноконвективного пограничного слоя и выделили слой с почти постоянным тепловым потоком; в [56] авторы довели прямое численное моделирование до высоких Gr для бесконечной вертикальной стенки; в [57] показано, что развитие турбулентности идет в две стадии: пристенная зона еще остается ламинарной или слаботурбулентной, а затем весь объем жидкости становится полноценно турбулентной. В работе [58] были добавлены эффекты не-Обербек-Буссинесковой природы и показана чувствительность нейтральной кривой к выбору опорной температуры.

Одновременно с вышеупомянутыми работами, были проведены исследования влияния масштабного фактора для развитой вертикальной турбулентной конвекции. В работе [59] была применена объединяющая теория Гроссмана-Лоссе к свободной конвекции в вертикальном слое и было показано,

что пограничные слои там долго остаются ламинарными, тогда как диссипация в объеме ведет себя как при развитой турбулентности. В [60] обсуждалось изменение структуры пограничного слоя на грани «предельного случая» (ultimate regime), а в [61] – массовое масштабирование (bulk scaling) для вертикального слоя. Затем [62] в очень широком диапазоне от $Ra = 107$ до $Ra = 1014$ показано, что для вертикального слоя можно выделять разные режимы по зависимости среднего температурного градиента в центре. В работе [63] отдельно исследованы случаи с высокими числами Прандтля, чтобы связать классические лабораторные постановки с геофизическими и природными задачами. Таким образом, были исследованы уже не только вопросы процессов образования ламинарно-турбулентного перехода, но и конкретные режимы системы и то, как в ней развивается теплообмен.

Экспериментальные исследования [64] дали очень ценные модели для слабой турбулентной естественной конвекции в воздушной вертикальной квадратной полости при $Ra \approx 1.58 \cdot 10^9$ с одновременными измерениями средних и пульсационных величин. В [65] исследовалась турбулентную естественную конвекцию в вертикальном канале между параллельными вертикальными пластинами экспериментально и численно. В работе [66] изучали турбулентную естественную конвекцию воздуха между открытыми вертикальными параллельными пластинами при несимметричном нагреве. В работе [67] на крупномасштабной установке смотрели естественно-конвективный пограничный слой у вертикальной нагретой стены при больших числах Рэлея. В работе [68] были сопоставлены эксперименты и численный расчет для свободной конвекции в вертикальном слое жидких металлов при малых числах Прандтля (порядка $Pr \sim 0.03$). Авторы утверждают, что классическая картина оказывается не универсальной для различных соотношениям сторон и характерных длин; для жидких металлов понадобились другие интерпретации характерного масштаба, тема вышла далеко за пределы классической свободной конвекции в воздухе и стала частью более общей физики термогравитационных потоков в

вертикальных слоях. Эти эксперименты необходимы в первую очередь при валидации данных DNS/LES расчетов и проверки карт режимов.

Серия работ [69 – 71] особенно показательна. В [69] исследованы соотношения волновых чисел и неустойчивость Экхауса (Eckhaus instability) в узкой области; в [70] – косвенные решения и глобальные бифуркации в более широкой по горизонтальному размеру постановке. В [71] сообщается о новых режимах, которые помогают интерпретировать слабую турбулентность и пространственно-временной хаос в свободноконвективном вертикальном слое. В этих работах авторы пытаются описывать процессы через нелинейные инвариантные решения.

В области направленной кристаллизации и выращивания монокристаллов накоплен значительный материал по вопросам тепломассопереноса, распределения примеси, влияния конвекции на неоднородность расплава и условия формирования кристалла [15 – 19]. Вместе с тем в ряде работ использовались упрощенные представления о форме фронта кристаллизации, в частности предположение о его плоскостности, что не всегда соответствует реальным условиям [16 – 19]. Более поздние работы показали существенную зависимость формы фронта кристаллизации от граничных условий, теплофизических свойств расплава и физических свойств стенок [23, 24, 38 – 40].

В последние годы благодаря развитию методов визуализации, тепловизионных измерений и оптической диагностики существенно расширились возможности физического моделирования нестационарных теплофизических процессов [28, 34 – 37, 41 – 46]. Однако, вопрос о закономерностях развития нестационарных пограничных слоев на вертикальных стенках при сопряженном конвективном теплообмене, а также об их влиянии на температурные поля в стенках и на процессы кристаллизации остается разработанным недостаточно полно.

Таким образом, анализ литературы показывает, что к настоящему времени: установлены основные закономерности свободной термогравитационной конвекции при стационарных граничных условиях [3, 5 – 7, 25 – 27];

получены отдельные результаты по нестационарной естественной конвекции и влиянию теплопроводности стенок [4, 7, 12];

исследованы некоторые режимы тепловой гравитационно-капиллярной конвекции и конвекции при кристаллизации [13, 14, 20 – 24, 38 – 46];

вместе с тем недостаточно изучены нестационарные пограничные слои в условиях сопряженного теплообмена, а также их влияние на температурные поля в стенках и на форму фронта кристаллизации.

Научная проблема состоит в отсутствии достаточных экспериментальных данных и обобщенных представлений о закономерностях формирования и развития нестационарных пограничных слоев на вертикальных стенках в условиях сопряженного конвективного теплообмена, в том числе при наличии свободной поверхности жидкости и фазового перехода, а также о влиянии этих процессов на температурные поля в тонких стенках и на форму фронта кристаллизации.

Целью работы является исследование нестационарных свободноконвективных пограничных слоев на вертикальных стенках, исследование зависимостей полей температуры в тонких стенках от режимов конвективного теплообмена, исследование зависимости формы фронтов кристаллизации в методе горизонтальной направленной кристаллизации от режимов сопряженного конвективного теплообмена. Исследования проведены с использованием методов трассерной визуализации, цифровой видеосъемки, компьютерной обработки изображений, инфракрасной термографии.

Для достижения поставленной цели решались следующие **задачи**:

Выполнить анализ современного состояния исследований нестационарного сопряженного конвективного теплообмена в ограниченных полостях с вертикальными стенками.

Исследовать развитие термогравитационной и тепловой гравитационно-капиллярной конвекции при нестационарных граничных условиях.

Установить особенности формирования и эволюции пограничных слоев на нагреваемых и охлаждаемых вертикальных стенках.

Определить влияние структуры нестационарного конвективного течения на поля температуры и градиенты температуры в тонких стенках.

Исследовать влияние свободной поверхности жидкости на характер теплообмена и структуру течения.

Изучить особенности сопряженного теплообмена при наличии фазового перехода и установить его влияние на процесс продвижения фронта кристаллизации.

Получить экспериментальные данные, пригодные для сопоставления с результатами численного моделирования и верификации расчетных моделей.

Объект исследования – нестационарные процессы сопряженного конвективного теплообмена в прямоугольных полостях с вертикальными стенками, частично или полностью заполненных жидкостью.

Предмет исследования – закономерности формирования и развития пограничных слоев, структуры течения, температурных полей и градиентов температуры при термогравитационной и тепловой гравитационно-капиллярной конвекции, в том числе в условиях фазового перехода.

Актуальность исследований кристаллизации воды заключается в анализе условий выращивания кристаллов методом горизонтальной направленной кристаллизации из расплавов, обладающих инверсной зависимостью плотности от температуры.

На рисунке 1.1 видно, что плотность воды имеет инверсию в зависимости от температуры – в точке $T = 4\text{ }^{\circ}\text{C}$ наблюдается максимум. При этом, коэффициент объемного расширения $\beta(T)$ в этой точке меняет знак, что в свою очередь влияет на плавучесть расплава, т.к. число Грасгофа (Gr) зависит от $\beta(T)$.

Похожая инверсия наблюдается и в других реальных расплавах, например – расплав теллурида кадмия-ртути (HgCdTe, рисунок 1.2.), который широко используется в монокристаллах для производства инфракрасных детекторов

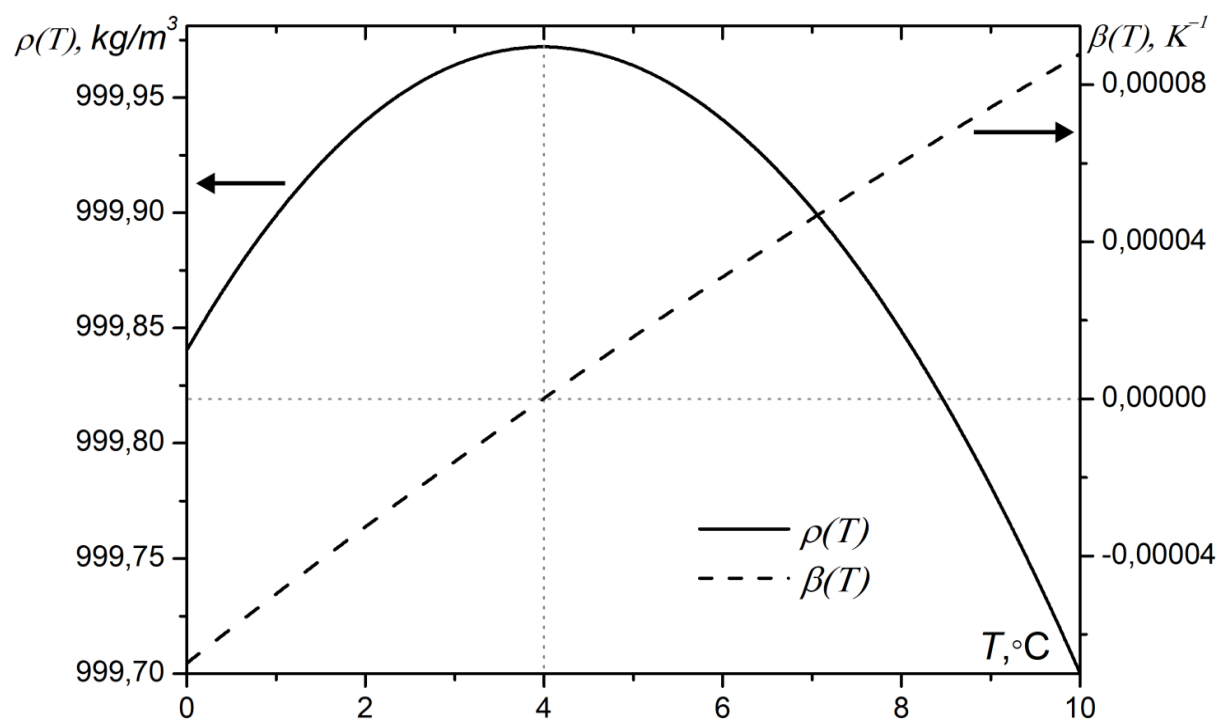


Рисунок 1.1 – Зависимости плотности воды и ее коэффициента объемного теплового расширения от температуры

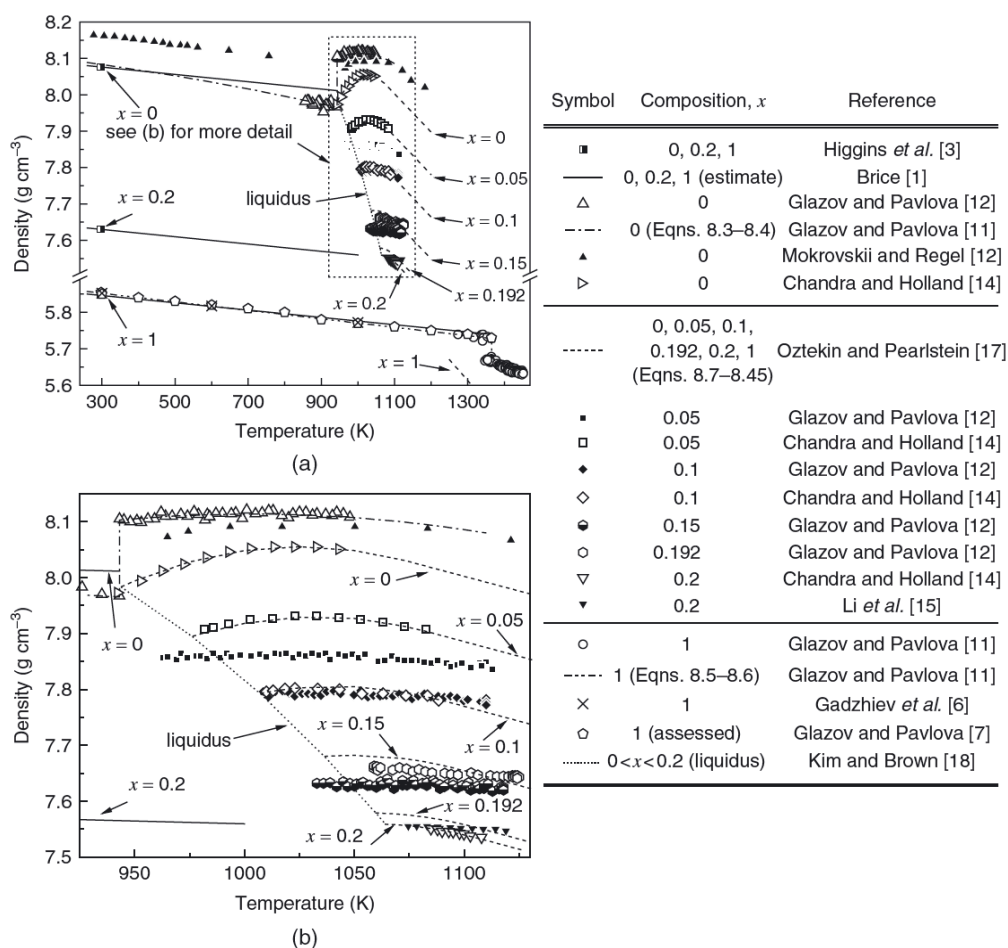


Рисунок 1.2 – Зависимость плотности расплавов HgCdTe от температуры

На защиту выносятся:

Получены новые экспериментальные данные о развитии нестационарных пограничных слоев на вертикальных стенках в условиях сопряженного конвективного теплообмена.

Установлены особенности влияния термогравитационной и тепловой гравитационно-капиллярной конвекции на распределение температуры в тонких стенках.

Выявлены закономерности изменения структуры течения и температурных полей при наличии свободной поверхности жидкости в нестационарных режимах.

Получены новые данные о влиянии сопряженного конвективного теплообмена на процесс продвижения фронта кристаллизации в модельных системах.

Теоретическая значимость работы заключается в расширении представлений о механизмах нестационарного сопряженного конвективного теплообмена, о закономерностях развития пограничных слоев на вертикальных стенках, а также о взаимосвязи между структурой течения, температурными полями в стенках и процессами кристаллизации.

Практическая значимость работы определяется возможностью использования полученных результатов:

при расчете теплового состояния и термических напряжений в тонкостенных резервуарах и топливных баках летательных аппаратов;

при совершенствовании методов расчета сопряженного теплообмена в системах с частично заполненными жидкостями;

при разработке и оптимизации технологий выращивания монокристаллов методом направленной и горизонтальной направленной кристаллизации;

при верификации численных моделей нестационарного сопряженного теплообмена и фазовых переходов.

2. Экспериментальные установки и методики исследований

Рабочий участок экспериментальной установки "Кристаллизатор-Г" представляет собой прямоугольную полость (рисунок 2.1). Рабочий объем полости заполнен жидкостью (дистиллированная вода). Размеры: высота $H = 105$ мм, толщина $L = 30$ мм, ширина $W = 105$ мм. Торцевые стенки полости являются теплообменниками, (2, 3) выполненными из меди. В полостях теплообменников прокачивается термостатированная вода при различных температурах. Рабочий участок помещен внутри прозрачного кожуха из оргстекла, который защищает от тепловых утечек через боковые стенки и образования конденсата.

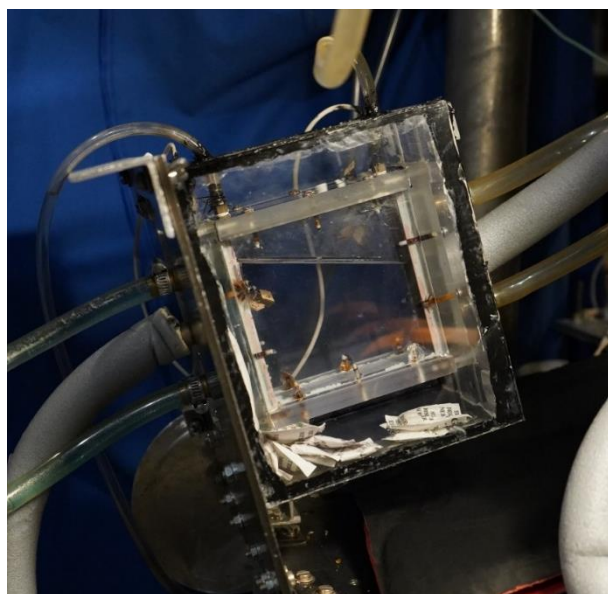
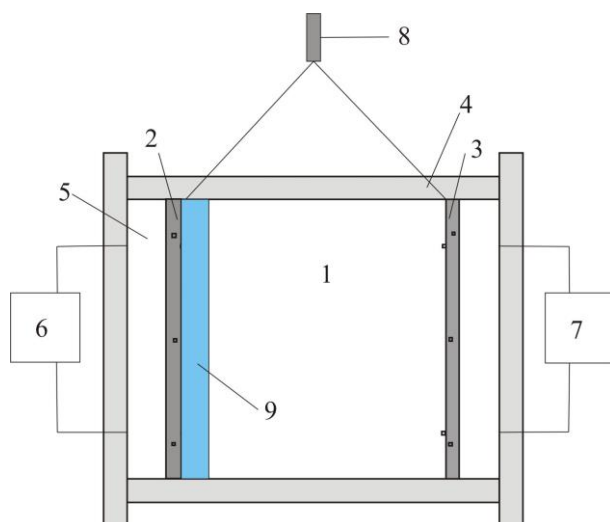


Рисунок 2.1 – Рабочий участок экспериментального стенда «Горизонтальная направленная кристаллизация»: 1 – вода, 2 – охлаждаемая медная пластина, 3 – подогреваемая медная пластина, 4 – прозрачные стенки, 5 – полость теплообменника, 6 – криотермостат, 7 – термостат, 8 – световой нож, 9 – кристалл

Для поддержания определенной температуры в теплообменниках вода прокачивается при помощи термостатов (6, 7). Оба термостата могут работать в режиме нагрева и охлаждения, поддерживая постоянную температуру. Контроль за температурой на поверхностях теплообменников осуществляется при помощи нихром-константановых термопар с диаметром проволочек 0,1 мм. Для

визуализации потоков течения жидкости используется добавка частиц-трассеров – полиамидные шарики (эффективный размер 20 .. 50 мкм). Видеосъемка течения жидкости проводилась цифровой видеокамерой Sony Alpha 7 III в центральном сечении рабочего участка в высвеченной плоским пучком света области. Использовался для подсветки лазерный световой нож (8). Плоский пучок света выставляется параллельно боковым стенкам, таким образом подсвечивая только частицы в тонком слое жидкости.

Для измерения полей скорости потоков жидкости, использовался метод PIV (particle image velocimetry), который использует кросскорреляционные алгоритмы обработки изображений. Обработка производится при помощи программного обеспечения TorchPIV. Записанный видеофильм разбивается на кадры и загружается в программу, в результате обработки получается векторное распределение скоростей по всему сечению в полости. В дальнейшем возможно построение профилей вертикальных, горизонтальных компонент скорости, а также их производных.

Для исследования процесса выращивания кристалла из расплава гептадекана, были проведены эксперименты на установке, схема рабочего участка которой показана на рисунке 2.2. Как и в предыдущей установке, по торцам кюветы слой жидкости ограничен «холодной» и «теплой» вертикальными стенками. Температура горячей стенки поддерживается выше температуры кристаллизации гептадекана с помощью прокачки воды из термостата. Противоположная стенка охлаждается Пельтье-модулем. После включения тока через модуль и начала охлаждения стенки создается продольный градиент температуры. При достижении температуры ниже температуры кристаллизации гептадекана формируется фронт кристаллизации. На вертикальных стенках и вдоль свободной поверхности установлены контрольные термопары (рисунок 2.3).

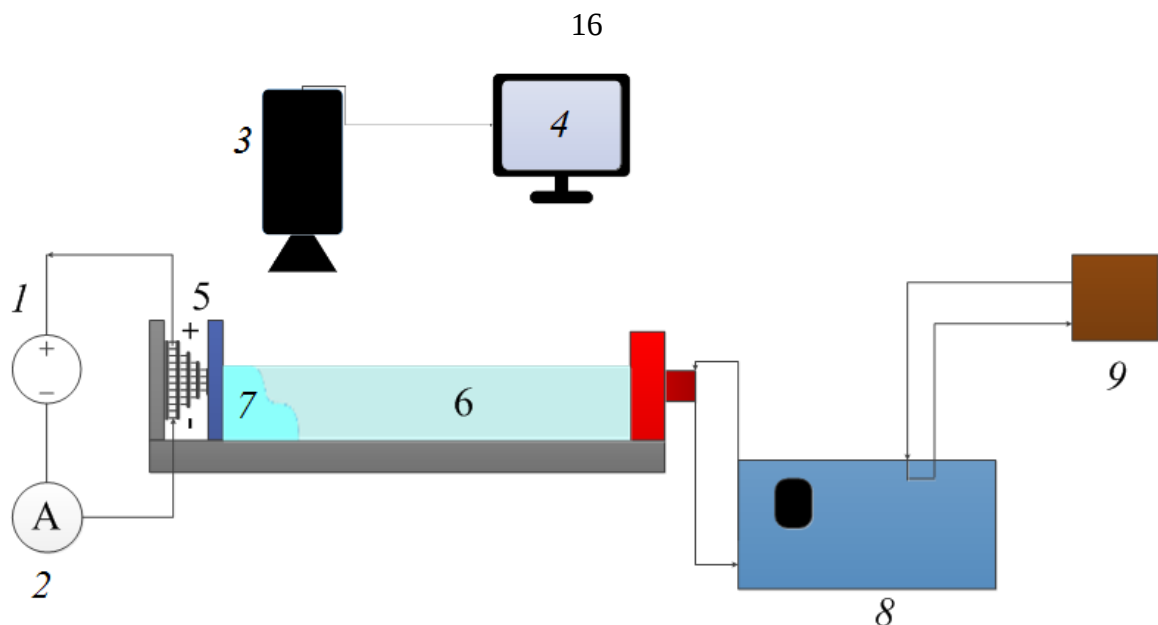


Рисунок 2.2 – Схема рабочего участка «ГНК - гептадекан».

1 – источник тока, 2 – амперметр, 3 – тепловизор, 4 – ПК, 5 – модуль Пельтье, 6 – слой гептадекана, 7 – кристалл, 8 – термостат, 9 – контроллер

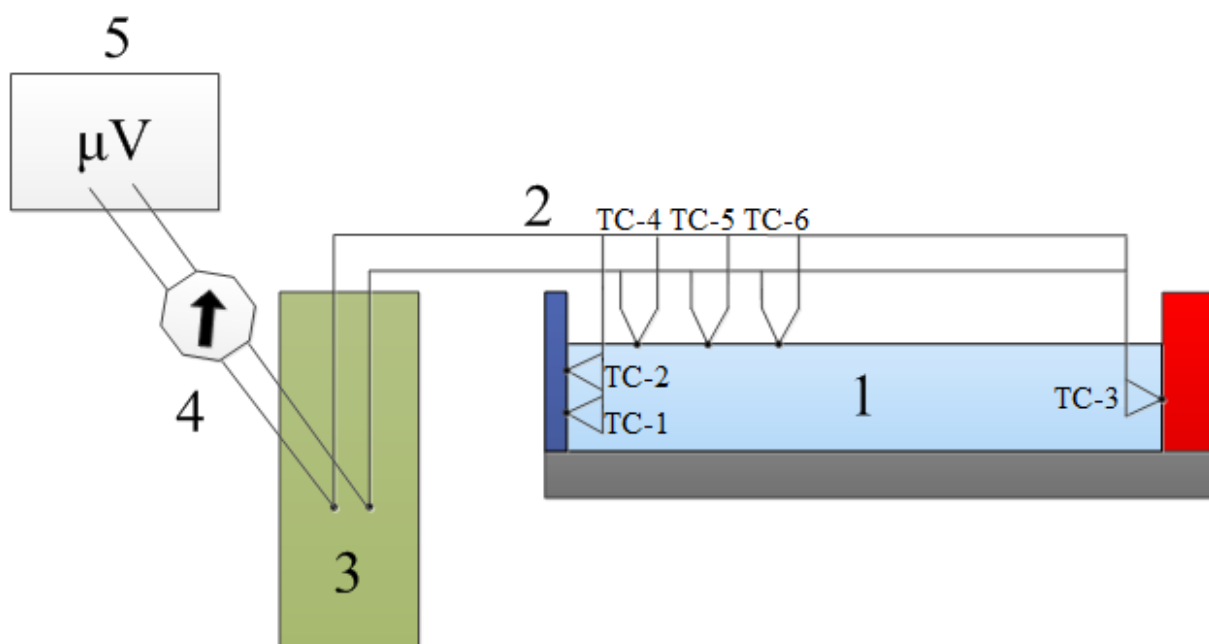


Рисунок 2.3 – Схема подключения термопар на рабочем участке «ГНК - гептадекан».

1 – слой жидкости, 2 – термопары, установленные на стенках и на свободной поверхности жидкости, 3 – «ледяная баня», 4 – галетный переключатель, 5 – микроомметр

Термопары изготовлены из нихром-константановой проволоки диаметром 0,1 мм. Поля температуры на свободной поверхности жидкости измеряются тепловизором. В режиме монотонного охлаждения стенки получены тепловизионные filmy. Для тепловизионной съемки использовался

тепловизор FLIR X6350sc. Он имеет матрицу 640х512 с детекторами из теллурида кадмия-ртути (HgCdTe), что позволяет измерять поля температуры с высоким пространственным разрешением. Погрешность измерения не превышает 1%. Максимальная частота кадров съемки может составлять 300 Гц. Управляется прибор при помощи программного обеспечения FLIR ResearchIR. Через боковую прозрачную стенку кюветы цифровой камерой снят процесс продвижения фронта кристаллизации. Обработка видео фильма позволила определить формы фронта кристаллизации в процессе его продвижения.

Рабочий участок экспериментальной установки «Модель топливного бака» представляет собой прямоугольную полость размерами $265 \times 95 \times 180 \text{ мм}^3$ (см. рисунок 2.4).

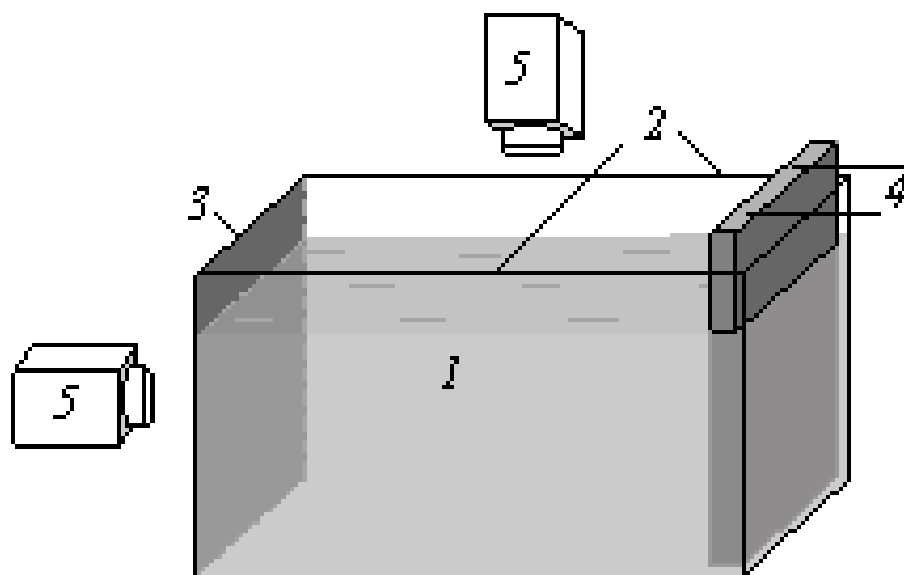


Рисунок 2.4 – Схема рабочего участка «Модель топливного бака».

1 – этанол (имитатор топлива), 2 – стенки из поликарбоната, 3 – тонкая (холодная) стенка из нержавеющей стали 12Х13 (толщина 0.58 мм), 4 – нагреватель из нержавеющей стали ($220 \times 95 \text{ мм}^2$), сопротивление $R = 0.014 \text{ Ом}$, 5 – тепловизор

Боковые стенки выполнены из прозрачного поликарбоната, одна из торцевых стенок изготовлена в виде нагревателя, противоположная стенка выполнена из авиационной стали марки 12Х13 толщиной 0.58 мм. Полость заполнена этиловым спиртом, высота слоя которого достигает 170 мм. Этанол в данном случае служит имитатором авиационного топлива (например, марки Т-

1). Прозрачные боковые стенки позволяют наблюдать за гидродинамикой жидкости методом трассерной визуализации: в жидкость добавляются частицы, которые подсвечиваются тонким лазерным пучком света, видео записывается на цифровую видеокамеру. Для измерения полей скорости потоков жидкости применялся метод PIV (Particle Image Velocimetry), в котором используются кросскорреляционные алгоритмы обработки изображений.

Поля температуры на торцевой вертикальной стенке и на свободной поверхности слоя жидкости измерялись тепловизором FLIR x6530sc. Прибор оснащен матрицей из теллурида кадмия ртути (МСТ), которая способна регистрировать излучение с длинами волны от 1.5 до 5.1 мкм. Съемка проводилась при частоте кадров 60 Гц и размере кадра 640×512 пикселей. Данные с тепловизора записывались на персональный компьютер. Для измерения поля температуры в скрытых областях использовалось зеркало Edmund Optics Al 25.4 mm (см. рисунок 2.5).

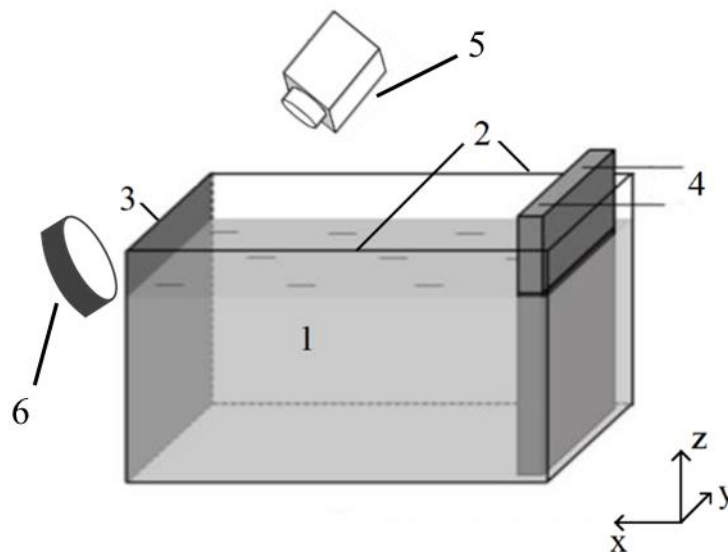


Рисунок 2.5 – Схема рабочего участка «Модель топливного бака» для исследования пульсаций температуры на внутренней и внешней поверхности тонкой стенки:

1 – этиловый спирт (имитатор топлива), 2 – прозрачные боковые стенки полости из поликарбоната, 3 – тонкая стенка из нержавеющей стали, 4 – нагреватель, 5 – тепловизор, 6 – зеркало с алюминиевым покрытием

3. Результаты исследований развития нестационарных пограничных слоев на разогреваемой и охлаждаемой стенках

Проведен эксперимент по исследованию развития пограничного слоя на разогреваемой вертикальной стенке. В начале эксперимента температуры стенок и жидкости находились на одном уровне при комнатной температуре ($T_{\text{нач}} = 18,5\text{ }^{\circ}\text{C}$). Затем левая стенка при помощи термостата с постоянной скоростью нагревалась до $40\text{ }^{\circ}\text{C}$. Температура стенки изменялась за счет разогрева жидкости в термостате. При этом температура на правой стенке поддерживалась постоянной на уровне $20\text{ }^{\circ}\text{C}$. На рисунке 3.1 представлен график зависимости температуры на стенках от времени.

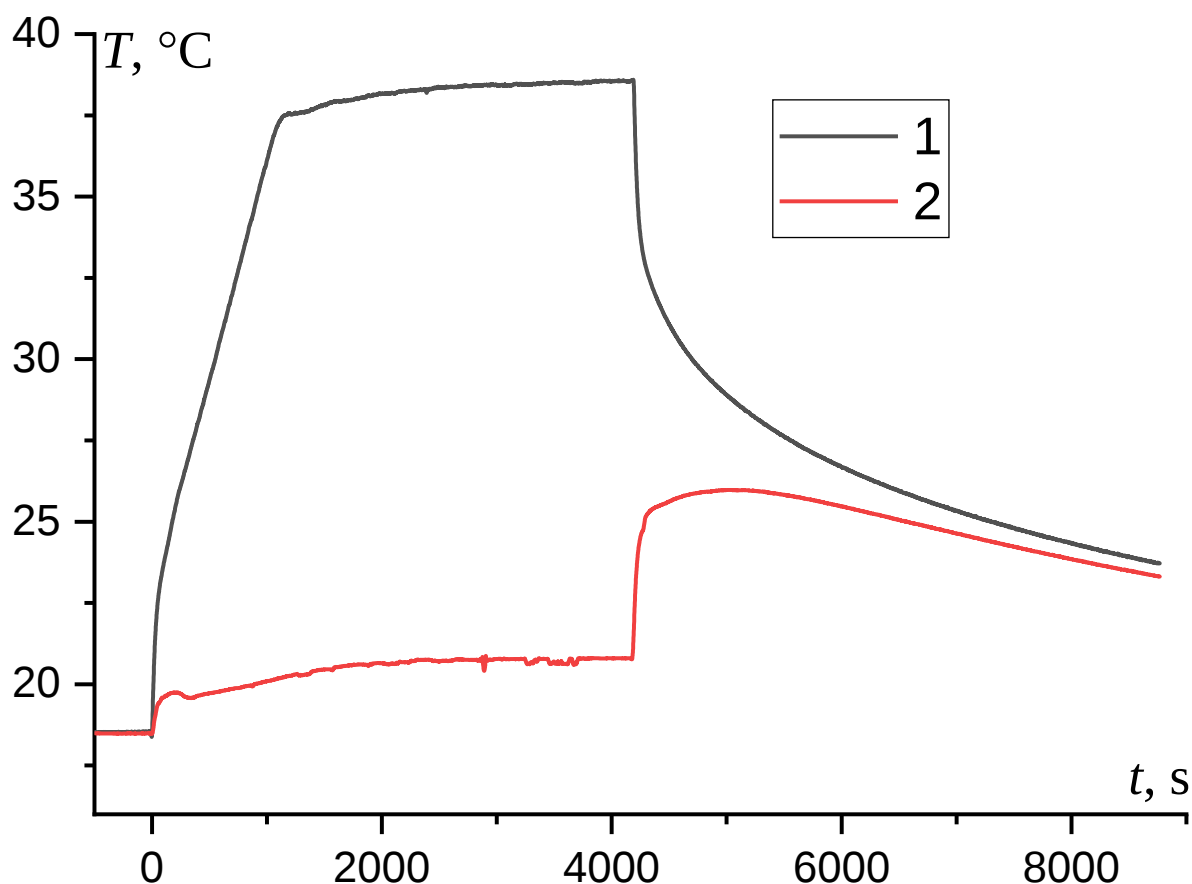


Рисунок 3.1 – Зависимость температуры стенки от времени: 1 – температура на левой разогреваемой стенке; 2 – температура на правой стенке

Как видно, на рисунке 3.1, температура на поверхности разогреваемой стенки менялась практически по линейному закону в интервале времени

1200 секунд. На следующем этапе в слое жидкости устанавливается почти стационарное расслоение по температуре по высоте слоя.

Цифровой видеокамерой проведена видеосъемка эволюции пространственной формы течения. На рисунках 3.2 – 3.3 показаны пространственные формы течения в 2 момента времени. Изображения получены в результате сложения трехсот кадров, что соответствует десяти секундам видеофильма. Треки частиц-трассеров в подсвечиваемой области в результате обработки видеофильма с вычетом постоянной составляющей изображения. На рисунках 3.2 и 3.3 представлены треки в моменты времени 1200 и 4190 секунд после включения нагрева левой стенки.

При помощи обработки видеофильмов PIV-методами были получены распределения компонент скорости течения жидкости в различные моменты времени по всей исследуемой плоскости. На рисунках 3.4 – 3.7 приведены профили скорости вблизи вертикальных стенок. Как видно, на данных рисунках из-за медленного изменения температуры в окружающей среде и изменения перепада температуры между стенками полости и ядром слоя жидкости в объеме возникает низкоскоростное конвективное течение. Таким образом, при включении нагрева левой стенки, развитие пограничного слоя происходит при наличии слабого шума.

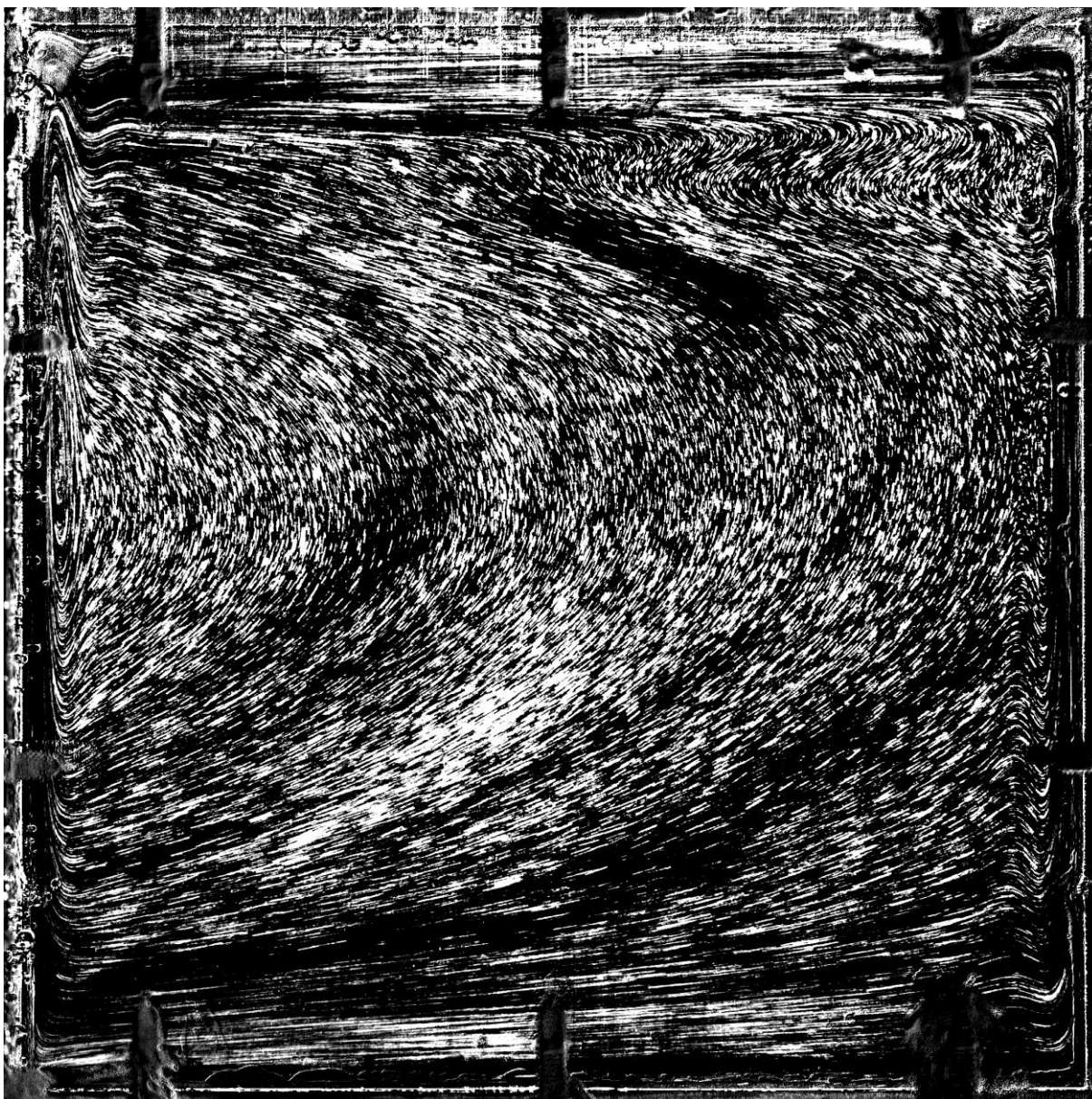


Рисунок 3.2 – Форма течения жидкости в момент времени $t = 1200$ с от начала нагрева стенки

По мере разогрева левой стенки, влияние шума исчезает и развитие пограничного слоя происходит практически в условиях отсутствия начального течения в ядре слоя жидкости. По данным на рисунках 3.4 – 3.7 видно, что на левой стенке через 1200 с формируется пограничный слой, который практически не меняется во времени. На правой стенке, поддерживаемой при почти постоянной температуре, близкой к начальной, пограничный слой начинает развиваться с задержкой по времени. В интервале между 600 с и 1200 с амплитуда скорости нарастает, приобретает максимальное значение и затем понижается до уровня, наблюдаемого при $t = 600$ с. Обусловлен этот процесс

всплыванием в верхнюю часть слоя нагретой жидкости и установления устойчивой стратификации слоя жидкости по температуре и плотности. Т. е. холодная жидкость натекает во все более холодные части слоя и амплитуда скорости снижается. На рисунках 3.4 – 3.5 профили вертикальной компоненты скорости показаны на уровне $y = H/2 = 52,5$ мм.

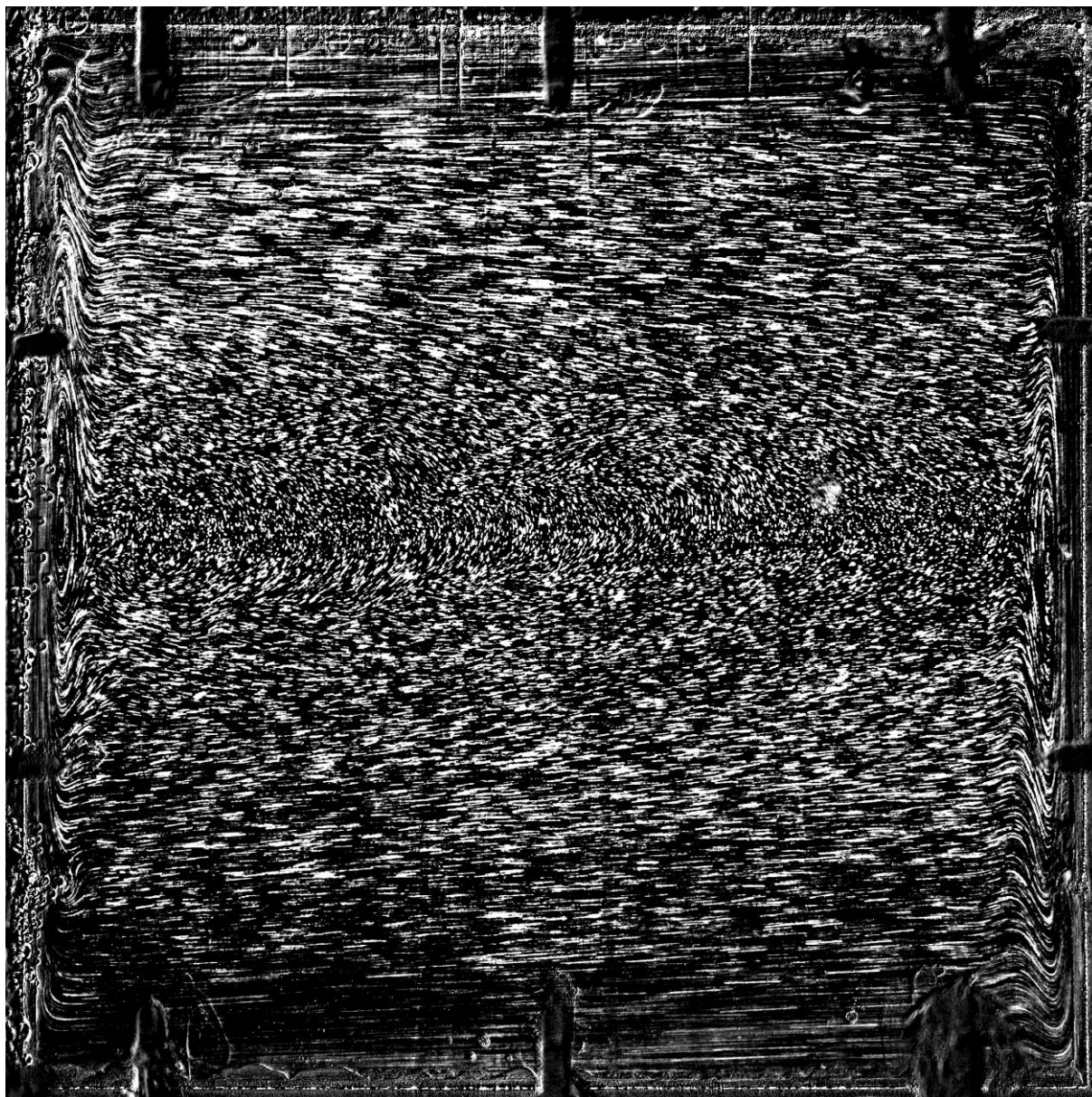


Рисунок 3.3 – Форма течения жидкости в момент времени $t = 4190$ с от начала нагрева стенки

На рисунках 3.6 и 3.7 показана эволюция профилей вертикальной компоненты скорости по высоте слоя в заданный момент времени, соответствующий отключению нагрева левой стенки. В дальнейшем идет

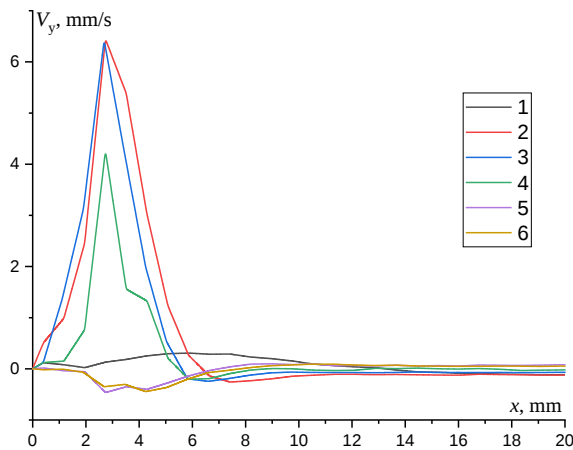


Рисунок 3.4 – Профили вертикальной

компоненты скорости вблизи левой стенки

в различные моменты времени: 1 – $t = 0$ с от включения нагрева; 2 – $t = 600$ с; 3 – $t = 1200$ с; 4 – $t = 4190$ с; 5 – $t = 6410$ с; 6 – $t = 8630$ с

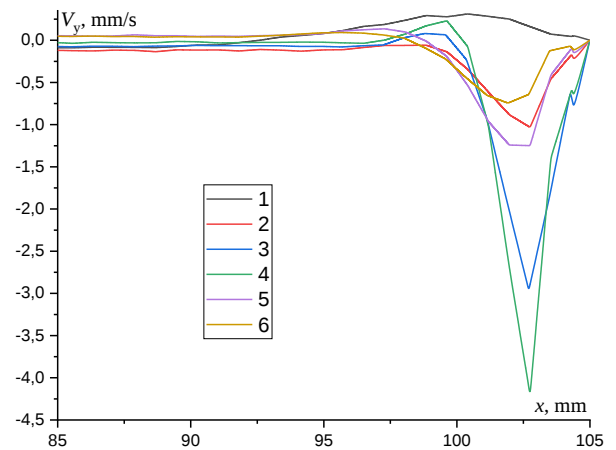


Рисунок 3.5 – Профили вертикальной

компоненты скорости вблизи правой

стенки в различные моменты времени: 1 – $t = 0$ с от начала включения; 2 – $t = 600$ с; 3 – $t = 1200$ с; 4 – $t = 4190$ с; 5 – $t = 6410$ с; 6 – $t = 8630$ с

монотонное охлаждение рабочего участка за счет теплоотдачи в окружающую среду. Изменение температуры на поверхностях теплообменников во времени показано на рисунке 3.1. Падение амплитуды скорости показано на рисунках 3.4. и 3.5. Видно, что идет процесс монотонного затухания течения.

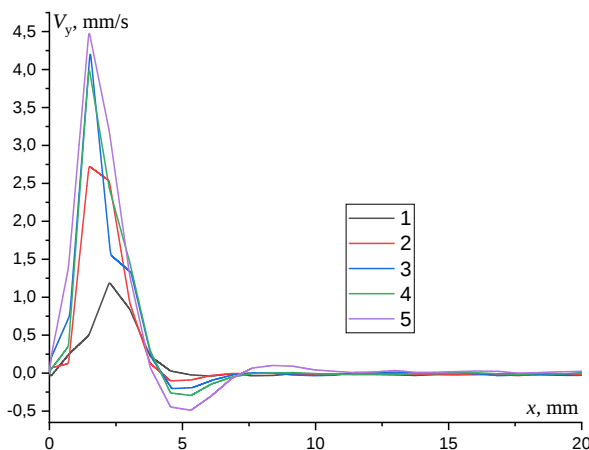


Рисунок 3.6 – Профили вертикальной

компоненты скорости вблизи левой стенки в

момент времени $t = 4190$ с: 1 – на уровне $y = 17,5$ мм; 2 – $y = 35$ мм; 3 – $y = 52,5$ мм; 4 – $y = 70$ мм; 5 – $y = 87,5$ мм

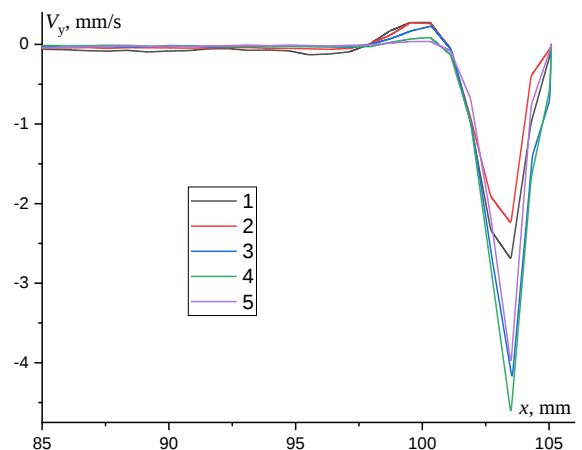


Рисунок 3.7 – Профили вертикальной

компоненты скорости вблизи правой

стенки в момент времени $t = 4190$ с: 1 – на уровне $y = 17,5$ мм; 2 – $y = 35$ мм; 3 – $y = 52,5$ мм; 4 – $y = 70$ мм; 5 – $y = 87,5$ мм

На рисунке 3.8. показана эволюция пространственной формы течения вблизи левой нагреваемой стенки. Здесь видна характерная особенность развития нестационарного пограничного слоя: всплывающая масса жидкости за счет вязкого трения затягивает вверх относительно холодную жидкость из ядра. На некоторой стадии процесса происходит процесс погружения относительно холодной жидкости, т. е. возникает обратное течение. В результате появляется граница раздела подъемного потока вблизи разогреваемой стенки и опускного потока на периферии формирующегося пограничного слоя. В результате, здесь возникает вторичные мелкомасштабные вихри. Эти особенности развития пограничных слоев важны при анализе эволюции локальных тепловых потоков и их флуктуаций. С ростом перепадов температуры в результате развития вторичных течений, амплитуды пульсаций температуры и локальных тепловых потоков могут приобретать большие значения, и тепловые волны могут проникать в обтекаемую стенку.

Кроме экспериментальных исследований было выполнено численное моделирование развития течений методом конечных элементов. Программа и расчеты выполнены Кислицыным С. А. Частично данные представлены на рисунках 3.9 – 3.10. Эти данные существенно дополняют выше представленные результаты исследований гидродинамики. Численное моделирование позволило получить поля температуры в виде полей изотерм (рисунок 3.9 слева) и полей изолиний функции тока, которые соответствуют траекториям движения жидкости (рисунок 3.9 справа).

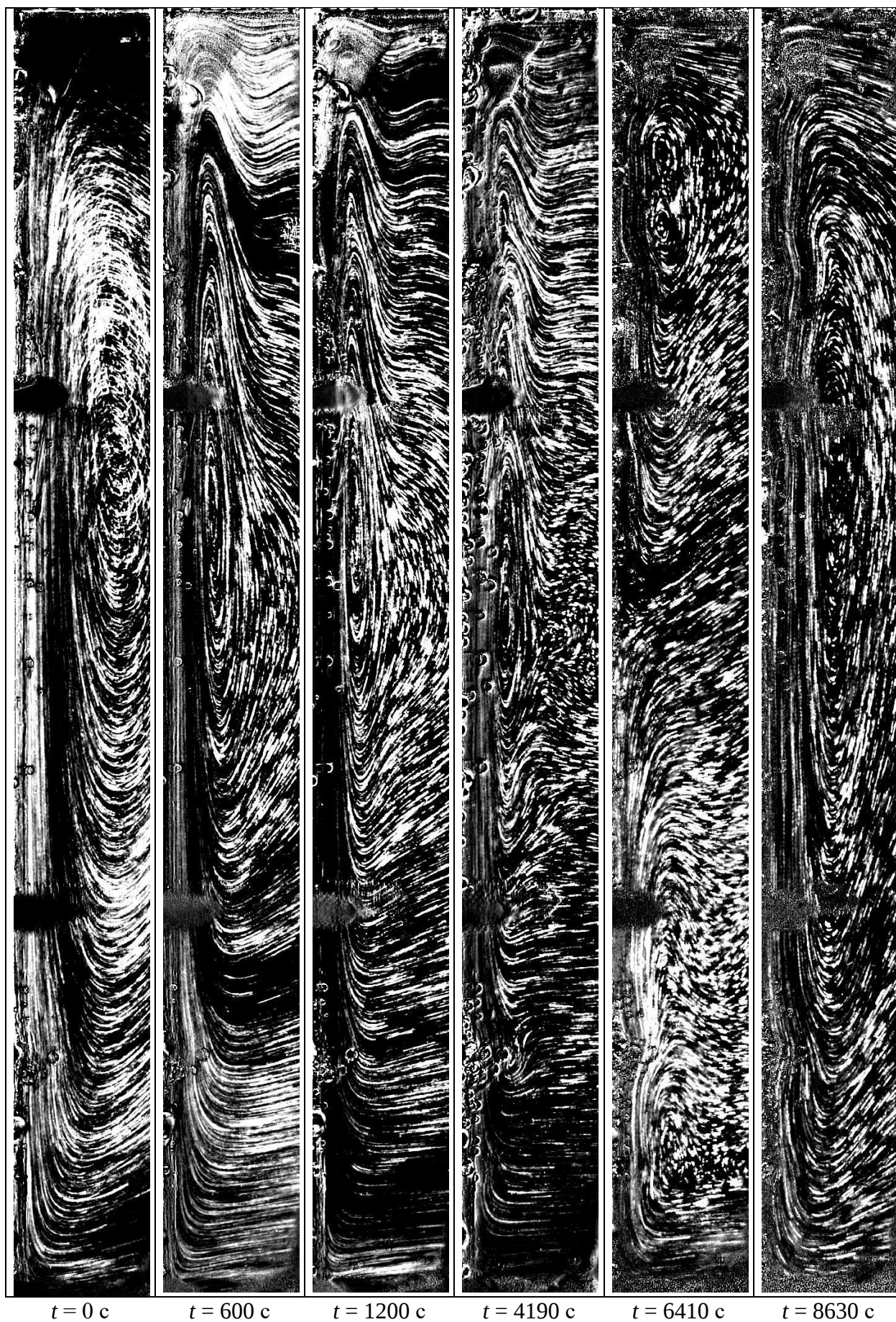
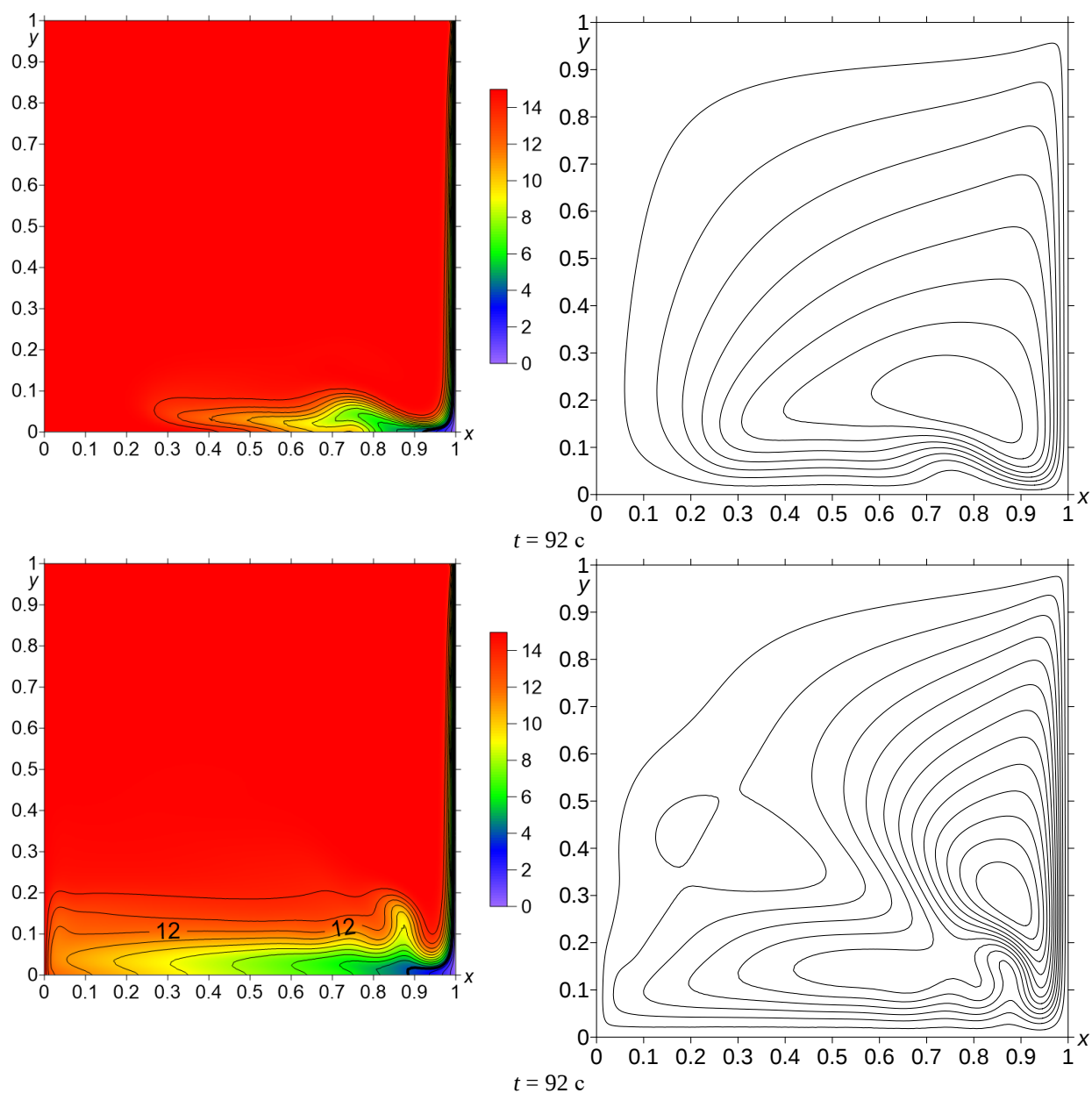
 $t = 0$ с $t = 600$ с $t = 1200$ с $t = 4190$ с $t = 6410$ с $t = 8630$ с

Рисунок 3.8 – Развитие пограничных слоев вдоль нагреваемой стенки

Развитие течения вблизи стенки также изучено при помощи решения численной задачи с теми же геометрическими параметрами, что и в эксперименте. Эволюция полей изотерм и изолиний функций тока при развитии течения представлена на рисунке 3.9 после внезапно приложенного перепада температуры между вертикальными стенками. Здесь течение развивается при заданных на вертикальных стенках граничных условиях: температура на левой стенке $T_1 = 0$ °С и температура на правой стенке $T_2 = 15$ °С. Рабочая жидкость – дистиллированная вода.



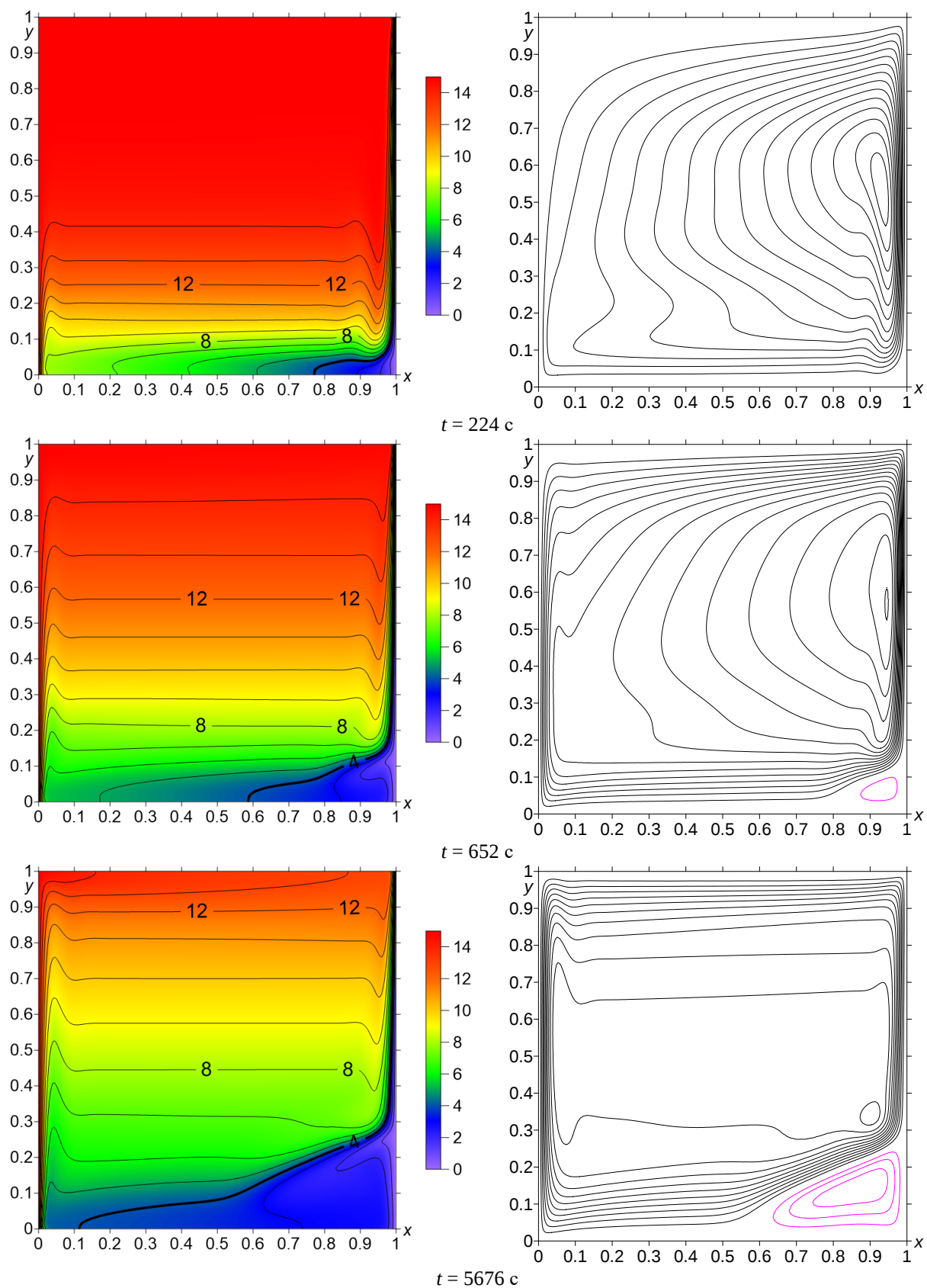
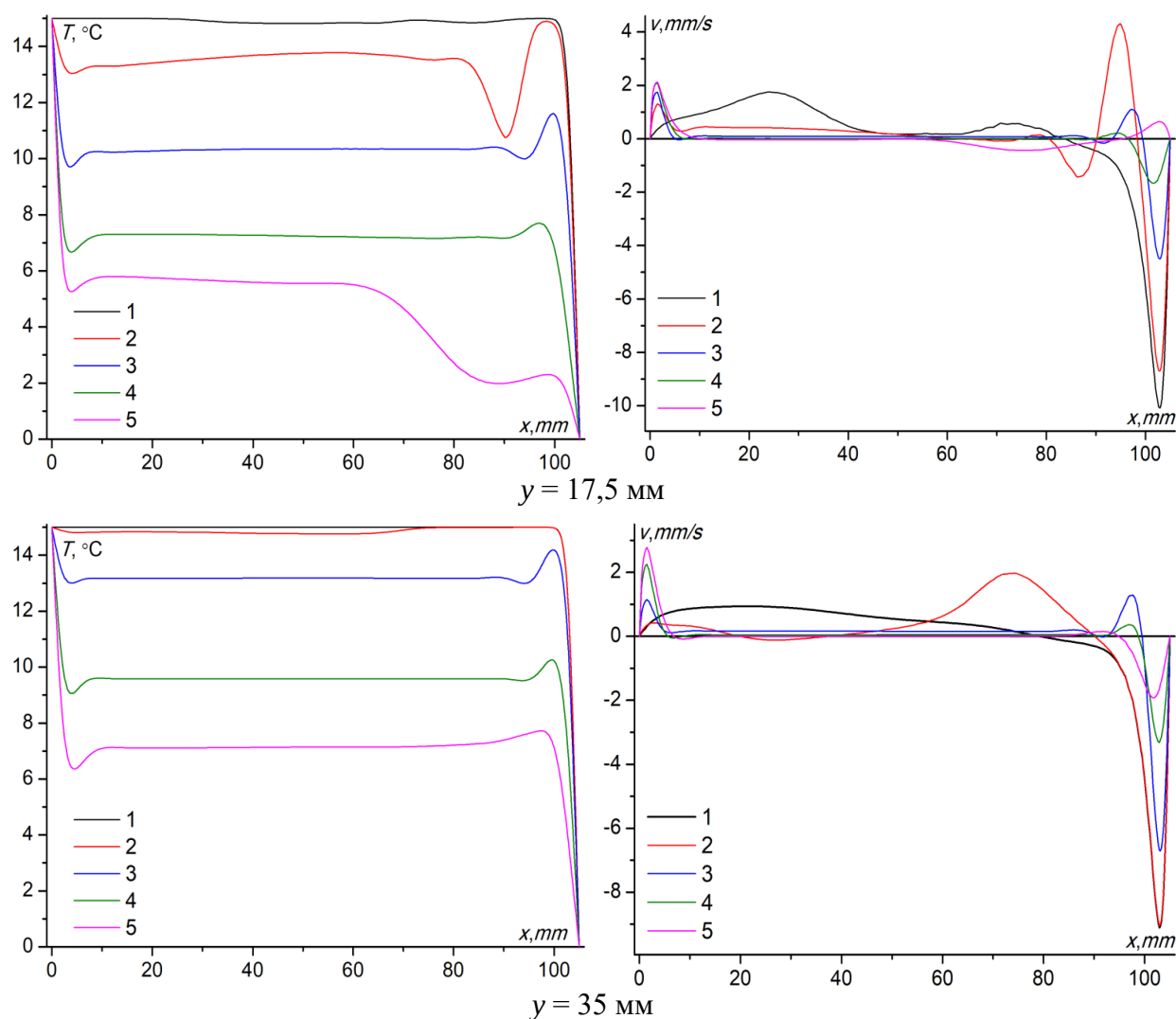


Рисунок 3.9 – Эволюция полей изотерм (слева) и изолиний функции тока (справа). $T_1 = 15 \text{ }^{\circ}\text{C}$, $T_2 = 0 \text{ }^{\circ}\text{C}$

В результате обработки исходных данных были получены распределения температуры на разных высотах от дна полости. Результаты представлены на рисунке 3.10. Эти данные позволяют проследить эволюцию тепловых пограничных слоев, что существенно дополняет данные об эволюции гидродинамических пограничных слоев. По результатам на рисунке 3.10 можно видеть также процесс формирования устойчиво стратифицированного ядра слоя жидкости. Совместный анализ данных о гидродинамике и о полях температуры позволяет понять особенности развития пограничных слоев. В частности, становится понятно, почему в начале растет амплитуда скорости восходящего течения, а затем медленно падает.



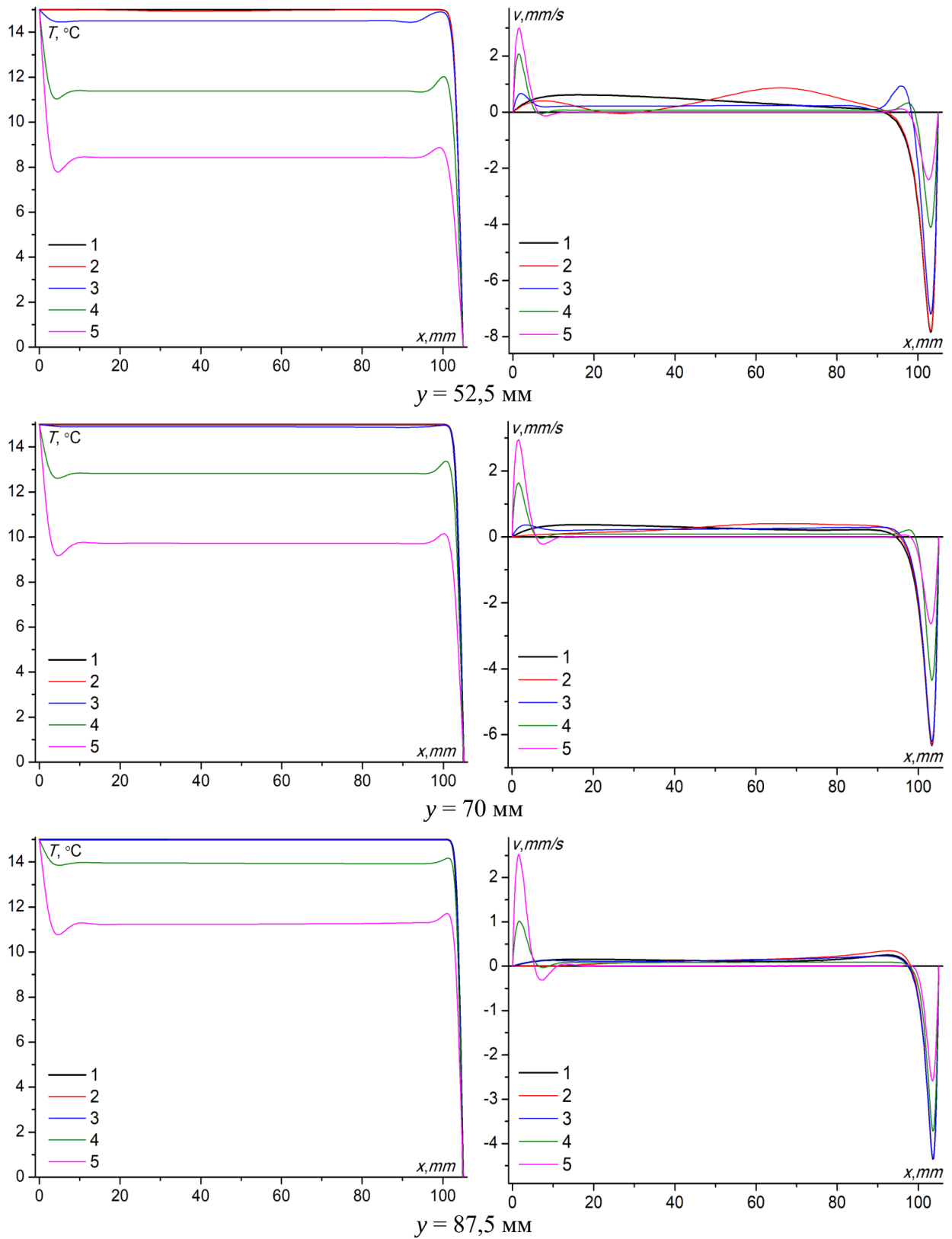


Рисунок 3.10 – Распределения температуры и профили вертикальной компоненты скорости в различных сечениях и в различные моменты времени: 1 – $t = 32 \text{ с}$; 2 – 92 с ; 3 – 224 с ; 4 – 652 с ; 5 – 5676 с

Также эксперименты со слоями воды проведены в диапазоне температур от 0 °С до +10°С. В данном случае на особенности развития течения влияет инверсная зависимость плотности воды от температуры. В области от 0 °С до +4 °С плотность воды возрастает, поэтому вблизи холодной стенки, на которой поддерживается температура $T = 0$ °С появляется точка изменения знака вертикальной компоненты скорости. В верхней части течения имеет нормальное опускное направление, в нижней части появляется область жидкости с температурой от 0 °С до +4 °С и в этой части устанавливается восходящее течение.

На рисунках 3.11 – 3.12 показаны поля скоростей движения жидкости в полости при установленных температурах $T_1 = 0$ °С на левой стенке; $T_2 = 10$ °С на правой стенке. Скорости измерены в установившемся (стационарном) режиме течения жидкости, когда температуры на стенках не изменялись во времени. Полученные картины течения качественно хорошо совпадают с результатами численного моделирования. Но в физическом эксперименте холодной была левая стенка, а в численном эксперименте эта стенка расположена справа. Данные, полученные при тех же температурах на стенках, представлены на рисунках 3.15, 3.17, 3.18, 3.21. Пространственные формы и пространственные распределения компонент скорости качественно совпадают, но в физическом эксперименте амплитуды скорости ниже, чем в численном. Объяснить это можно тем, что в физическом эксперименте расстояние между боковыми стенками равно 30 мм, а в численном эксперименте расчетная область двумерная и бесконечна в направлении по нормали к плоскости рисунков. В физическом эксперименте также возможны утечки тепла через боковые стенки.

На рисунках 3.13, 3.14, 3.16 представлены аналогичные данные для физического эксперимента при температурах $T_1 = 0$ °С и $T_2 = 5$ °С. А на рисунках 3.19, 3.20, 3.22 аналогичные данные, полученные численно. Анализ данных показывает, что размеры областей, ограниченных изотермой $T = 4$ °С резко меняются в сравнении со случаем $T_1 = 0$ °С и $T_2 = 10$ °С.

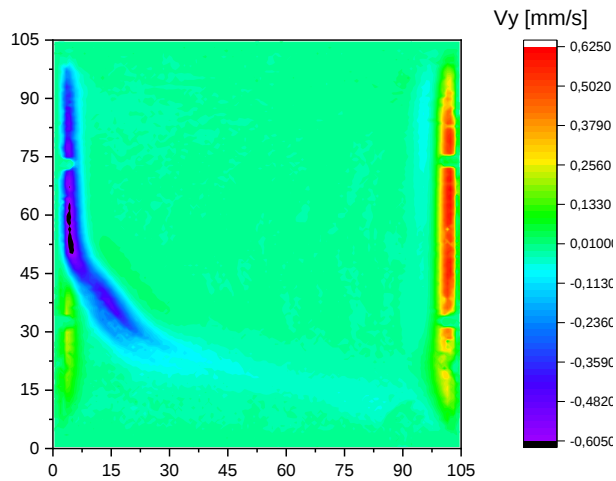


Рисунок 3.11 – Поле вертикальной компоненты скорости (эксперимент, $T_1 = 0\text{ }^{\circ}\text{C}$; $T_2 = 10\text{ }^{\circ}\text{C}$)

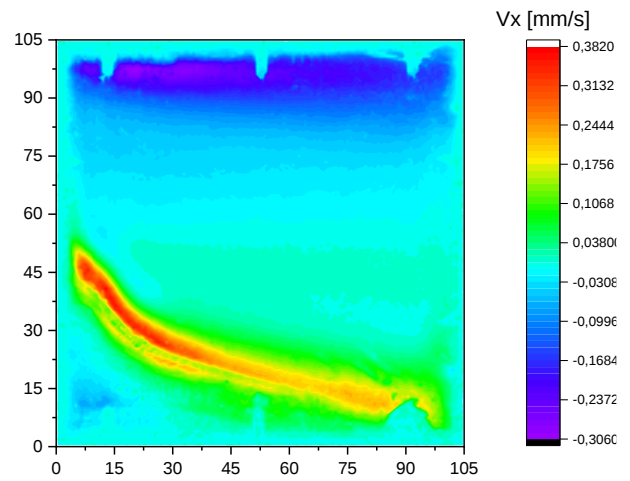


Рисунок 3.12 – Поле горизонтальной компоненты скорости (эксперимент, $T_1 = 0\text{ }^{\circ}\text{C}$; $T_2 = 10\text{ }^{\circ}\text{C}$)

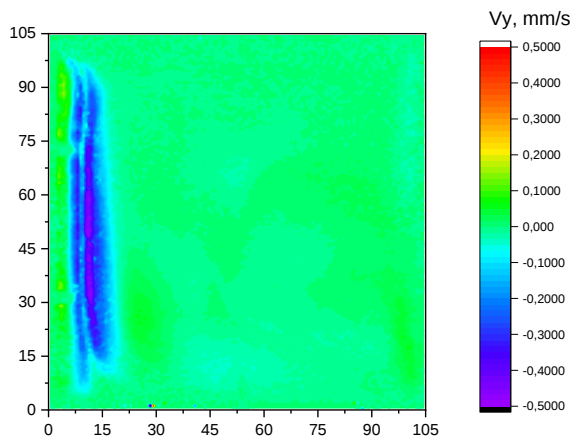


Рисунок 3.13 – Поле вертикальной компоненты скорости (эксперимент, $T_1 = 0\text{ }^{\circ}\text{C}$; $T_2 = 5\text{ }^{\circ}\text{C}$)

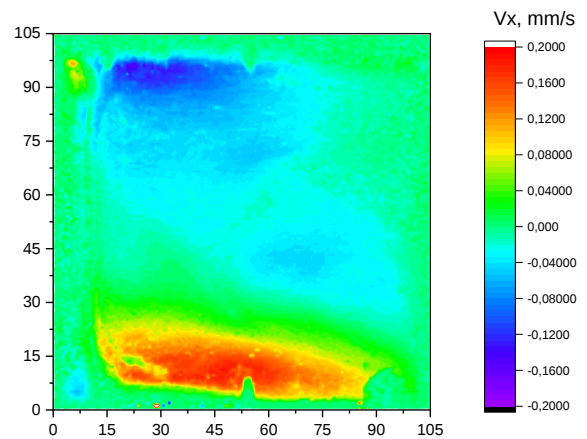


Рисунок 3.14 – Поле горизонтальной компоненты скорости (эксперимент, $T_1 = 0\text{ }^{\circ}\text{C}$; $T_2 = 5\text{ }^{\circ}\text{C}$)

Соответственно меняются пространственная форма течения (рисунки 3.23 – 3.24), направления и интенсивности течения (рисунки 3.21 – 3.22), а также закономерности расслоения ядра жидкости по температуре и плотности (3.25 – 3.28).

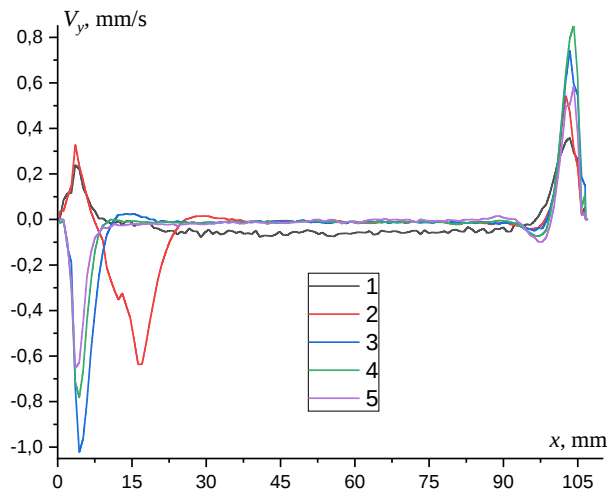


Рисунок 3.15 – Профили вертикальной компоненты скорости: 1 – на уровне $y = 17,5$ мм; 2 – $y = 35$ мм; 3 – $y = 52,5$ мм; 4 – $y = 70$ мм; 5 – $y = 87,5$ мм (эксперимент, $T_1 = 0$ °C; $T_2 = 10$ °C)

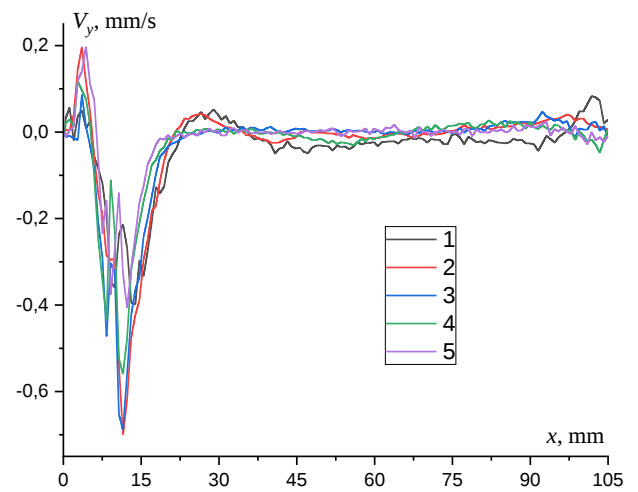


Рисунок 3.16 – Профили вертикальной компоненты скорости: 1 – на уровне $y = 17,5$ мм; 2 – $y = 35$ мм; 3 – $y = 52,5$ мм; 4 – $y = 70$ мм; 5 – $y = 87,5$ мм (эксперимент, $T_1 = 0$ °C; $T_2 = 5$ °C)

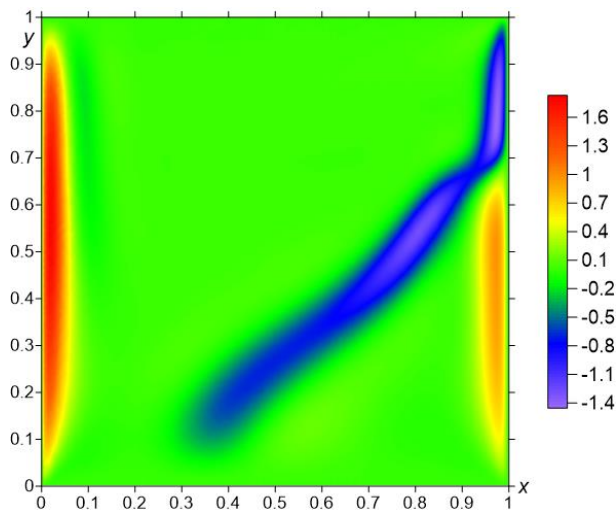


Рисунок 3.17 – Поле вертикальной компоненты скорости (численное моделирование, $T_1 = 10$ °C; $T_2 = 0$ °C)

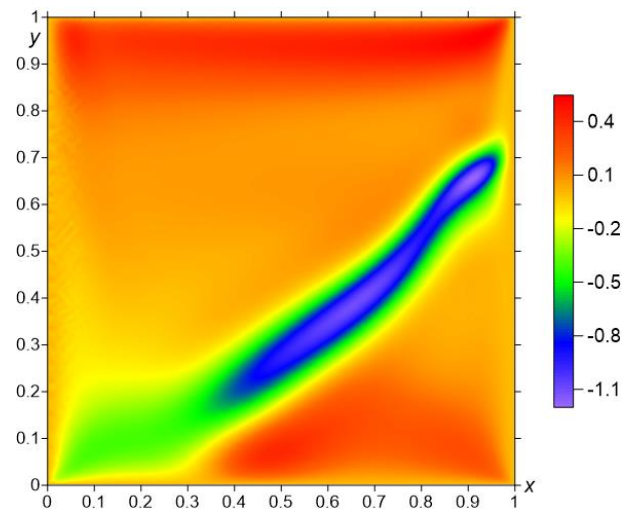


Рисунок 3.18 – Поле горизонтальной компоненты скорости (численное моделирование, $T_1 = 10$ °C; $T_2 = 0$ °C)

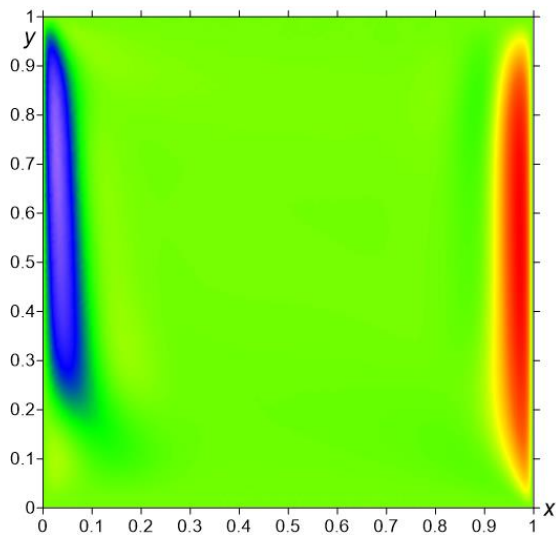


Рисунок 3.19 – Поле вертикальной
компоненты скорости (численное
моделирование, $T_1 = 5\text{ }^{\circ}\text{C}$; $T_2 = 0\text{ }^{\circ}\text{C}$)

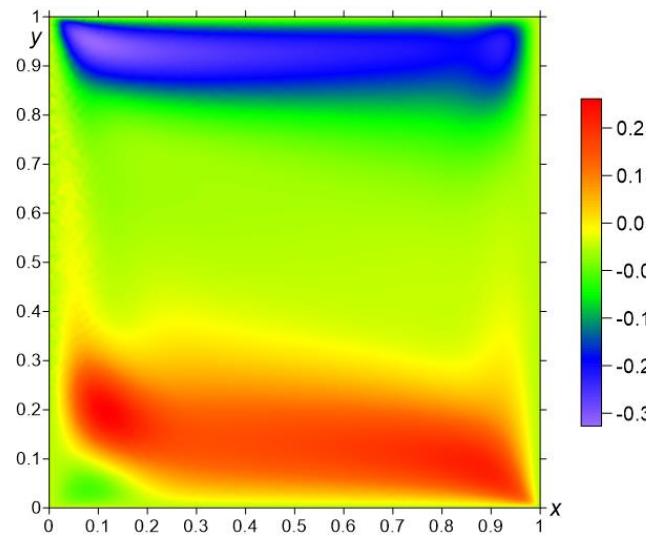


Рисунок 3.20 – Поле горизонтальной
компоненты скорости (численное
моделирование, $T_1 = 5\text{ }^{\circ}\text{C}$; $T_2 = 0\text{ }^{\circ}\text{C}$)

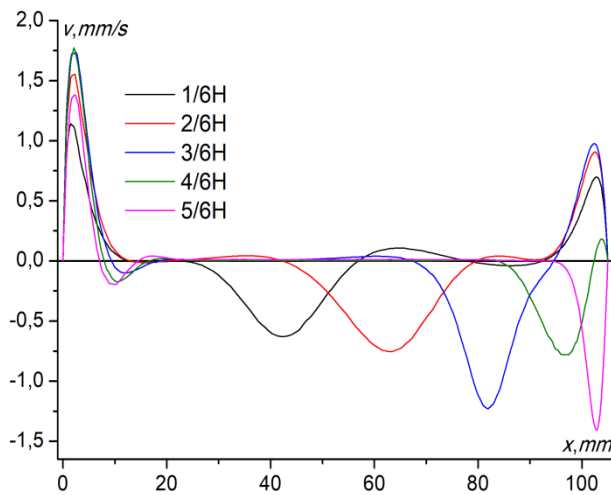


Рисунок 3.21 – Профили вертикальной
компоненты скорости: 1/6H – на уровне $y = 17,5\text{ мм}$; 2/6H – $y = 35\text{ мм}$; 3/6H – $y = 52,5\text{ мм}$; 4/6H – $y = 70\text{ мм}$; 5/6H – $y = 87,5\text{ мм}$; (численное моделирование, $T_1 = 10\text{ }^{\circ}\text{C}$; $T_2 = 0\text{ }^{\circ}\text{C}$)

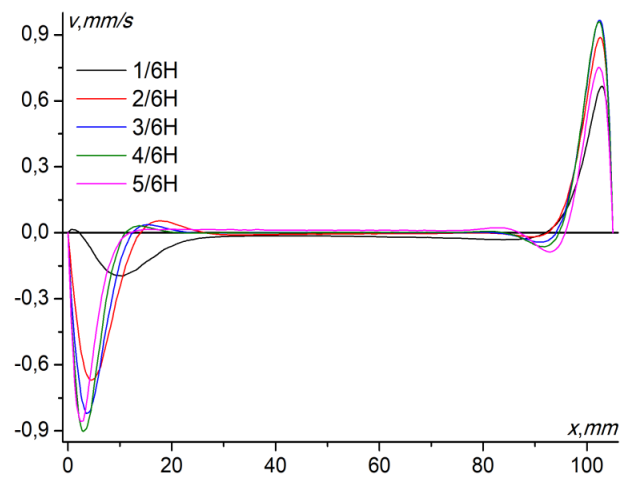


Рисунок 3.22 – Профили вертикальной
компоненты скорости: 1/6H – на уровне $y = 17,5\text{ мм}$; 2/6H – $y = 35\text{ мм}$; 3/6H – $y = 52,5\text{ мм}$; 4/6H – $y = 70\text{ мм}$; 5/6H – $y = 87,5\text{ мм}$; (численное моделирование, $T_1 = 5\text{ }^{\circ}\text{C}$; $T_2 = 0\text{ }^{\circ}\text{C}$)

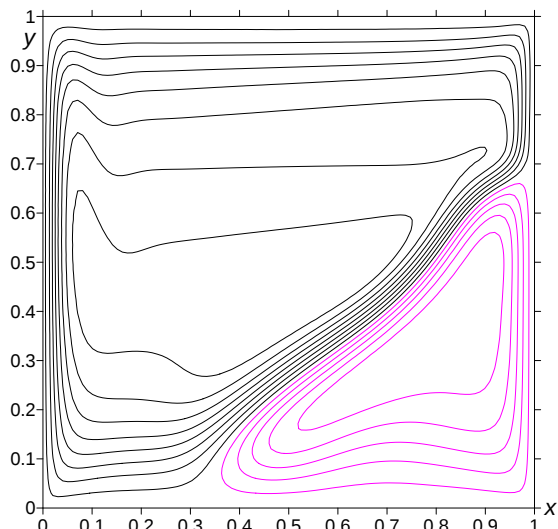


Рисунок 3.23 – Поле изолиний функции

тока (численное моделирование, $T_1 = 10\text{ }^{\circ}\text{C}$;
 $T_2 = 0\text{ }^{\circ}\text{C}$, шаг $h_{\psi} = 0,6$)

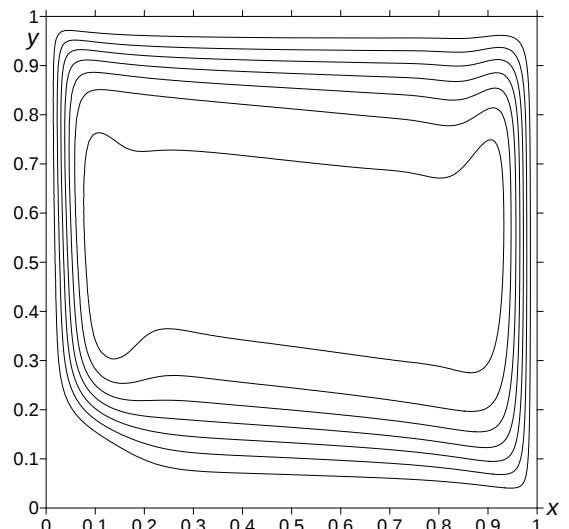


Рисунок 3.24 – Поле изолиний функции

тока (численное моделирование, $T_1 = 5\text{ }^{\circ}\text{C}$;
 $T_2 = 0\text{ }^{\circ}\text{C}$, шаг $h_{\psi} = 0,4$)

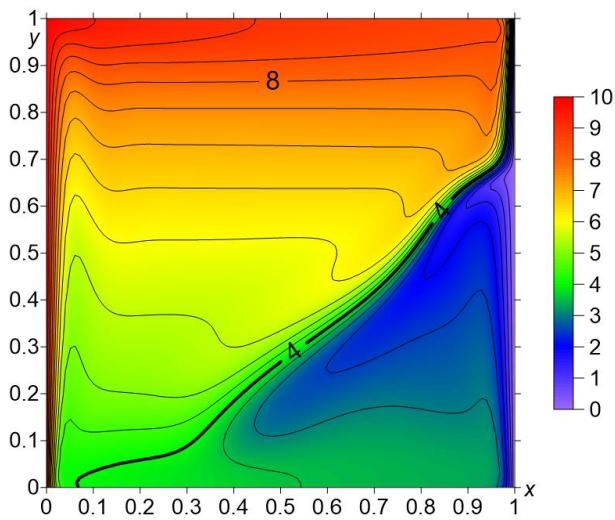


Рисунок 3.25 – Поле температуры

(численное моделирование, $T_1 = 10\text{ }^{\circ}\text{C}$; $T_2 =$
 $0\text{ }^{\circ}\text{C}$)

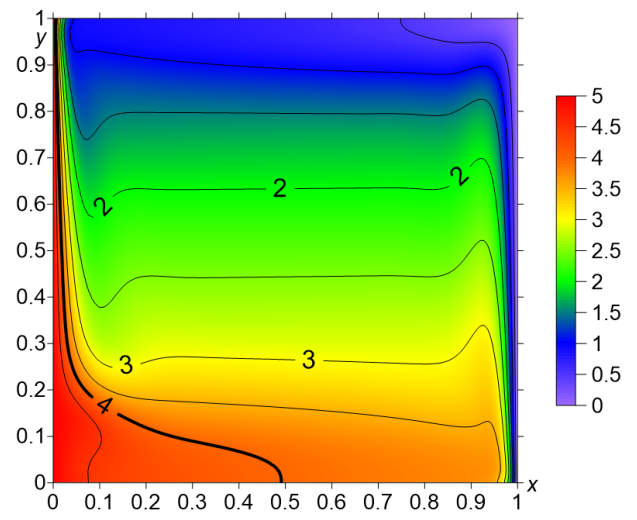


Рисунок 3.26 – Поле температуры

(численное моделирование, $T_1 = 5\text{ }^{\circ}\text{C}$; $T_2 =$
 $0\text{ }^{\circ}\text{C}$)

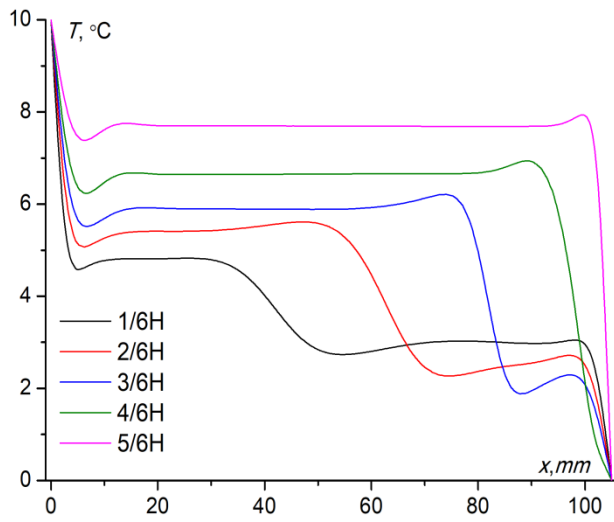


Рисунок 3.27 – Профили температуры вдоль оси x : 1/6H – на уровне $y = 17,5$ мм; 2/6H – $y = 35$ мм; 3/6H – $y = 52,5$ мм; 4/6H – $y = 70$ мм; 5/6H – $y = 87,5$ мм; (численное моделирование, $T_1 = 10$ °C; $T_2 = 0$ °C)

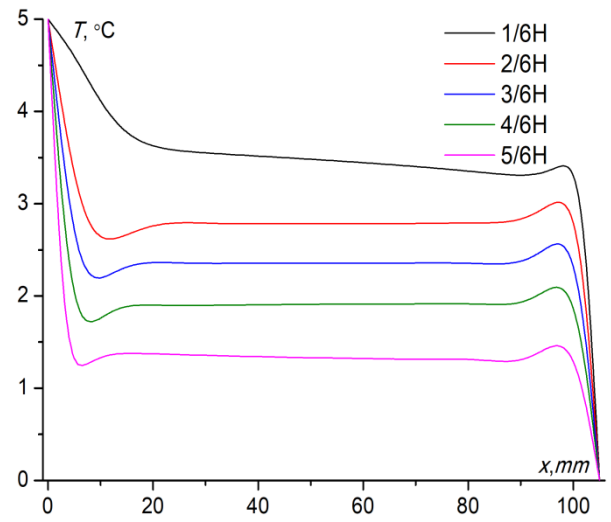


Рисунок 3.28 – Профили температуры вдоль оси x : 1/6H – на уровне $y = 17,5$ мм; 2/6H – $y = 35$ мм; 3/6H – $y = 52,5$ мм; 4/6H – $y = 70$ мм; 5/6H – $y = 87,5$ мм; (численное моделирование, $T_1 = 5$ °C; $T_2 = 0$ °C)

4. Влияние конвективного течения на форму фронта кристаллизации воды на вертикальной стенке

При охлаждении одной из стенок ниже $T = 0\text{ }^{\circ}\text{C}$, на ней начинается кристаллизация воды. На форму фронта кристаллизации значительно влияет структура течения, которая в свою очередь зависит от приложенного перепада температур между вертикальными стенками полости (рисунок 4.1). Проведены эксперименты по кристаллизации воды при заданных температурах на стенках: T_1 (на левой стенке) от 0 до $-25\text{ }^{\circ}\text{C}$ и фиксированной $T_2 = 10\text{ }^{\circ}\text{C}$ (на правой). Температура T_1 сначала поддерживалась при $0\text{ }^{\circ}\text{C}$, а затем охлаждалась путем включения охлаждения при прокачке теплоносителя через теплообменник из криостата. Зависимость температуры на стенках показана на рисунке 4.1 (а). Здесь отчетливо виден момент начала кристаллизации – момент времени $t = 4650\text{ с}$.

Обработав видеофильмы, были изучены пространственные формы течения жидкости перед началом кристаллизации. Охлаждая левую вертикальную стенку, вихрь вблизи этой стенки начинал подниматься вверх (рисунок 4.2, а). Спустя 3600 с, вихрь локализовался в левом верхнем углу рабочего объема и начал распространяться в сторону противоположной стенки (рисунок 4.2, б). В момент кристаллизации вихрь начал быстро смещаться обратно в сторону холодной стенки (рисунок 4.2, в) и опустился вниз (видно на рисунке 4.3). Кадры на вышеуказанных рисунках получены сложением и нормированием по 300 штук, что эквивалентно 10 секундам реального времени. Это позволяет получить треки, совокупность которых позволяет хорошо отразить пространственную форму течения. На рисунке 4.2 (г) представлена зависимость положения передних границ вихрей от времени вдоль вертикального и горизонтального направлений. Такое поведение вихрей указывает на влияние инверсной зависимости плотности воды от температуры.

Всплеск температуры на охлаждаемой стенке в момент кристаллизации вызван быстрым процессом кристаллизации и выделением тепла

кристаллизации. Надо отметить, что кристаллизация на стенке начинается при переохлаждении жидкости до примерно $-4\text{ }^{\circ}\text{C}$.

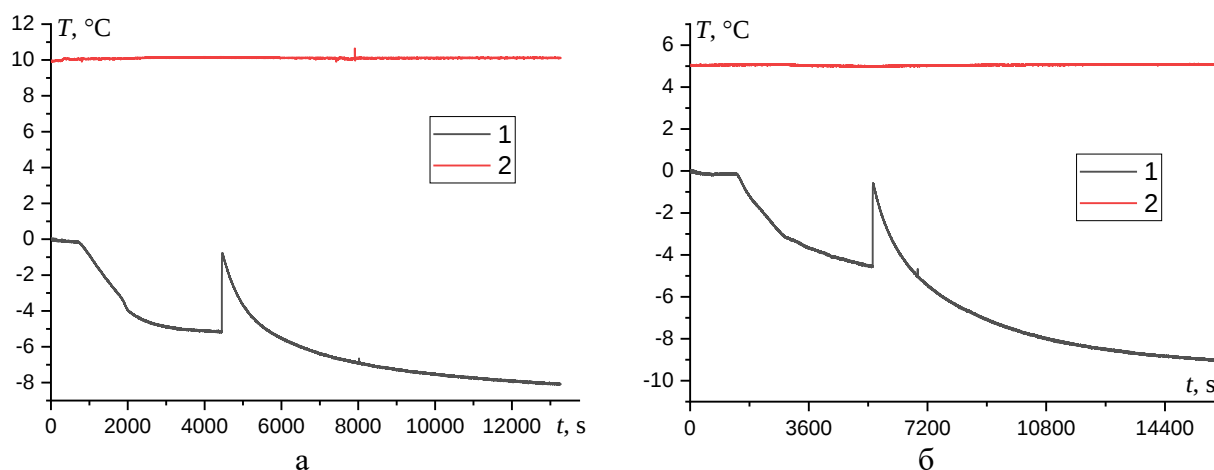


Рисунок 4.1 – Зависимость температуры на стенках от времени: а – $T_2 = 10\text{ }^{\circ}\text{C}$; б – $T_2 = 5\text{ }^{\circ}\text{C}$; 1 – охлаждаемая левая вертикальная стенка; 2 – правая вертикальная стенка

Процесс кристаллизации был также зафиксирован при помощи видеокамеры. Обработав кадры, были получены геометрические формы фронта в различные моменты времени, они представлены на рисунке 4.5.

Эксперимент был проведен также для T_1 от 0 до $-25\text{ }^{\circ}\text{C}$ и $T_2 = 5\text{ }^{\circ}\text{C}$. (рисунок 4.1 (б)). На качественном уровне процесс аналогичен описанному выше. Но в данном случае охлаждение стенки было более глубоким, что вызвано менее нагретой противоположной стенкой и, соответственно, натеканием нагретой жидкости на фронт кристаллизации при более низкой температуре. На рисунке 4.5 показаны формы фронта в различные моменты времени, которые были использованы для построения геометрических форм на рисунке 4.4.

Обработав видеофильмы при помощи PIV-алгоритмов, были получены поля скорости. На рисунке 4.6 (а, б, в) представлены поля скорости течения жидкости в момент кристаллизации: поле вертикальной скорости, горизонтальной скорости и модуля скорости. Структура течения в момент кристаллизации (рисунок 4.6, г) получена путем усреднения 300 кадров (10 секунд видео) с вычитанием постоянной составляющей.

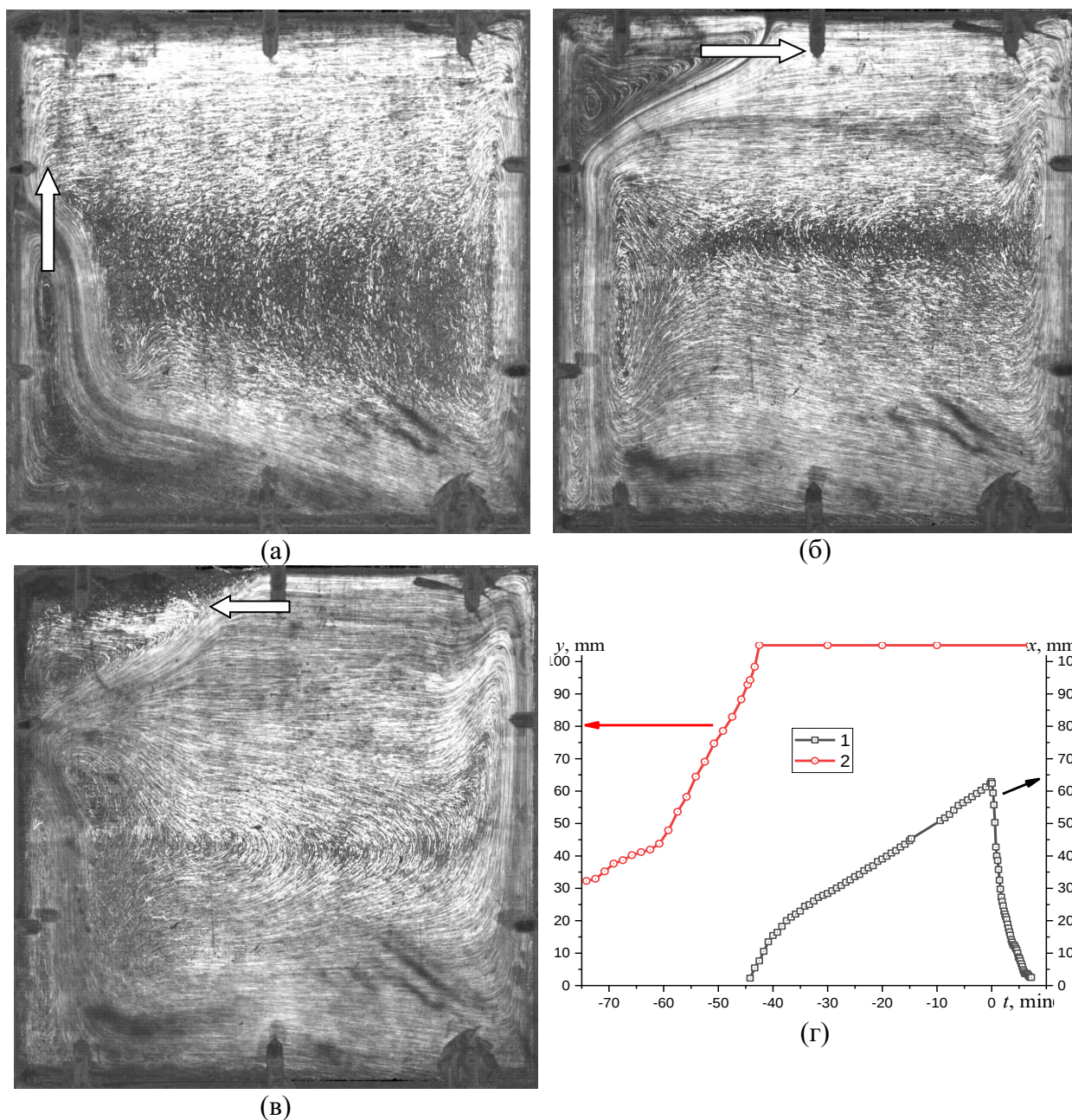


Рисунок – 4.2. Развитие конвективного вихря перед кристаллизацией (а, б, в) и зависимость положения передних границ вихрей от времени (г) для $T_2 = 10^\circ\text{C}$

Обработав поля скорости, получены профили вертикальной компоненты скорости. На рис. 4.7 представлены профили вблизи левой вертикальной стенки вдоль оси x на разных высотах от дна полости. По этим графикам можно оценить развитие свободноконвективного пограничного слоя по высоте слоя жидкости. Развитие этого пограничного слоя будет влиять в дальнейшем на получившуюся форму фронта кристаллизации.

На рисунке 4.8 приведены отдельные кадры видеофильма, демонстрирующие эволюцию формы фронта кристаллизации во времени при изменении T_1 от 0 °С до -25 °С и $T_2 = 5$ °С. Видно, что натекание менее нагретой жидкости на фронт кристаллизации приводит к более плоской форме фронта.

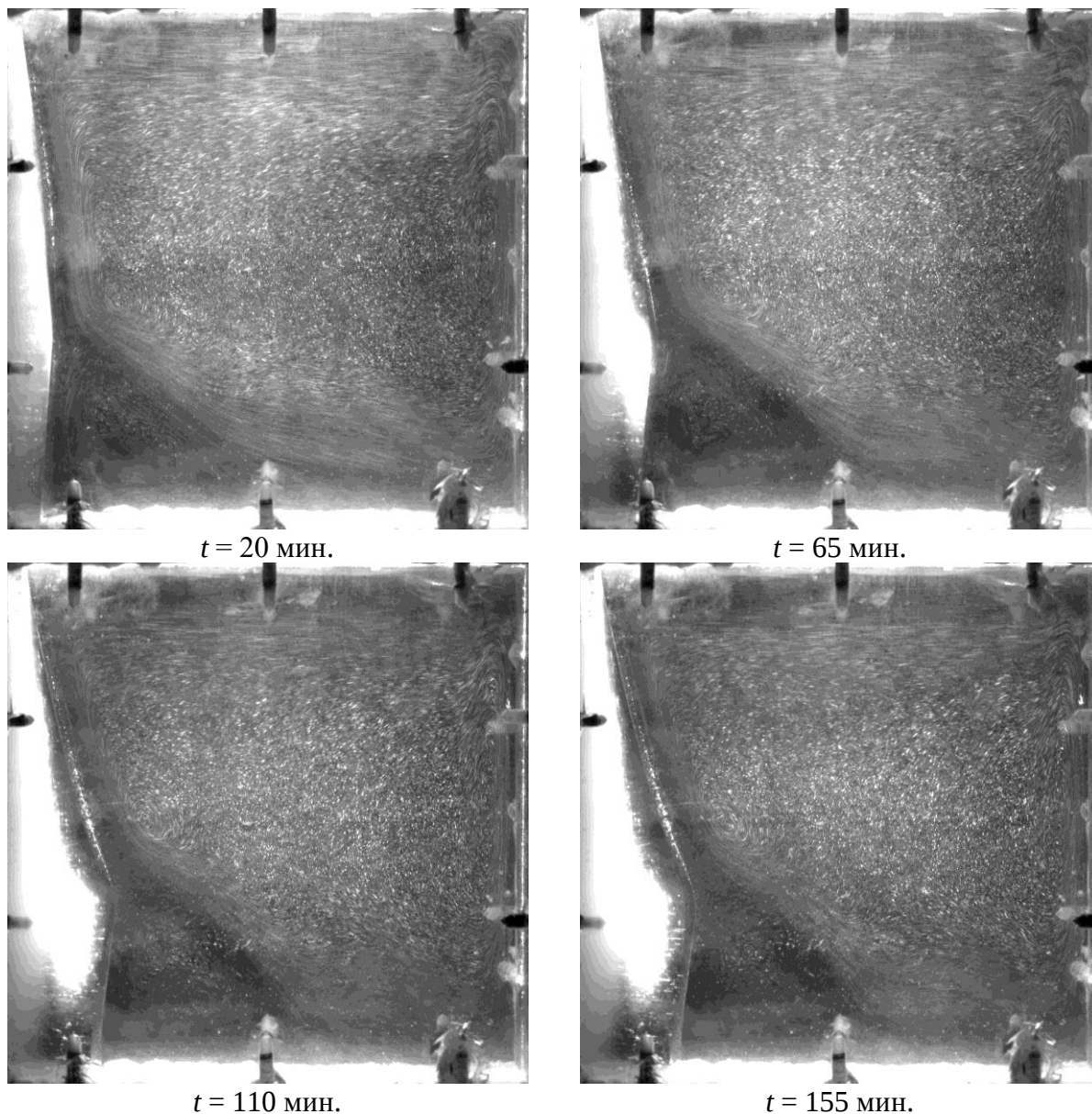


Рисунок 4.3 – Формы течения в различные моменты времени ($T_2 = 10$ °С)

Это вызвано тем, что меняется пространственная форма конвективного течения и интенсивность течения вблизи фронта кристаллизации в сравнении с данными, приведенными на рисунке 4.9. На рисунке 4.9 представлена эволюция формы фронта во времени при изменении T_1 от 0 до -25 °С и $T_2 = 5$ °С. В данном случае течение, обусловленное инверсной зависимостью плотностью воды от

температуры, захватывает область вблизи фронта кристаллизации по всей его высоте, в отличие от данных, представленных на рисунках 4.2 – 4.4.

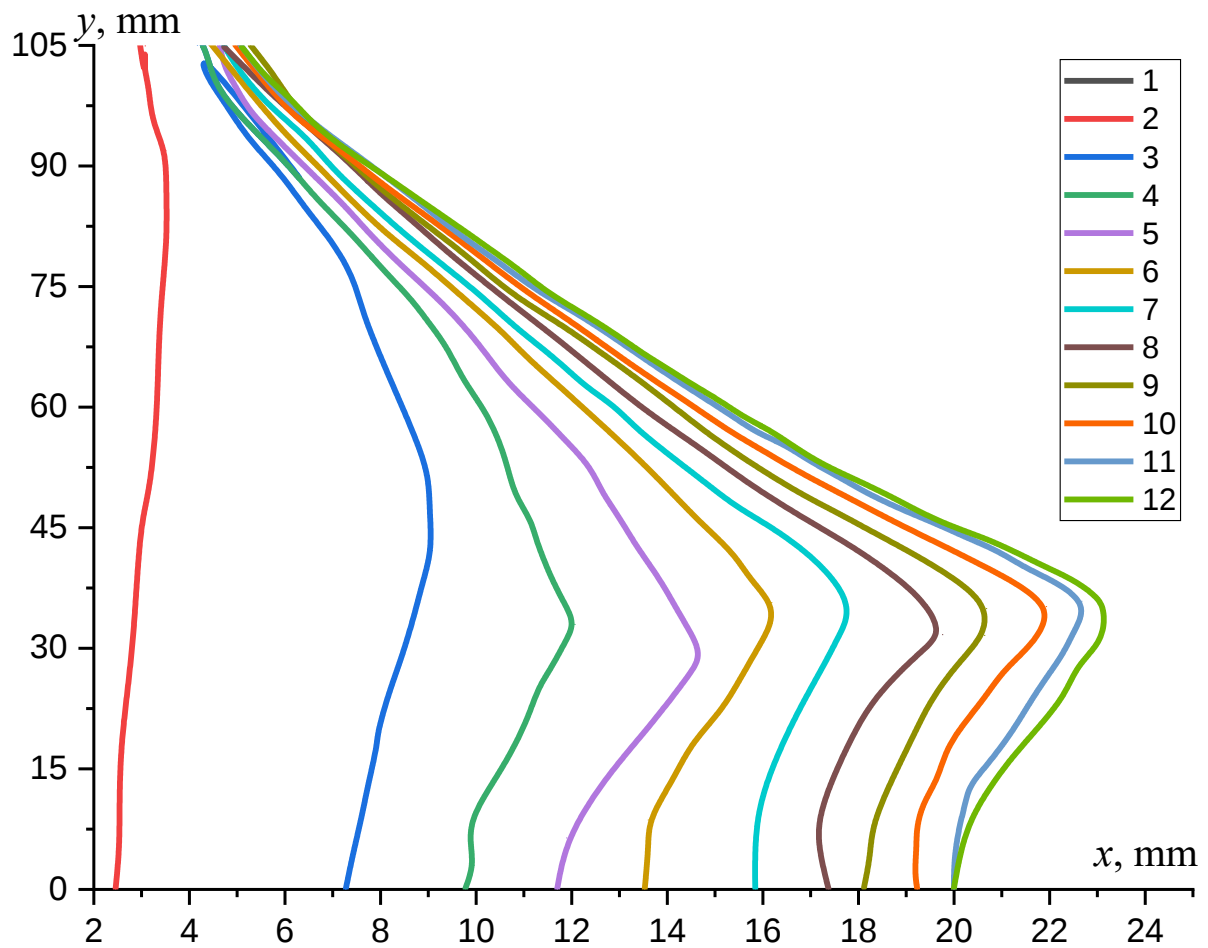
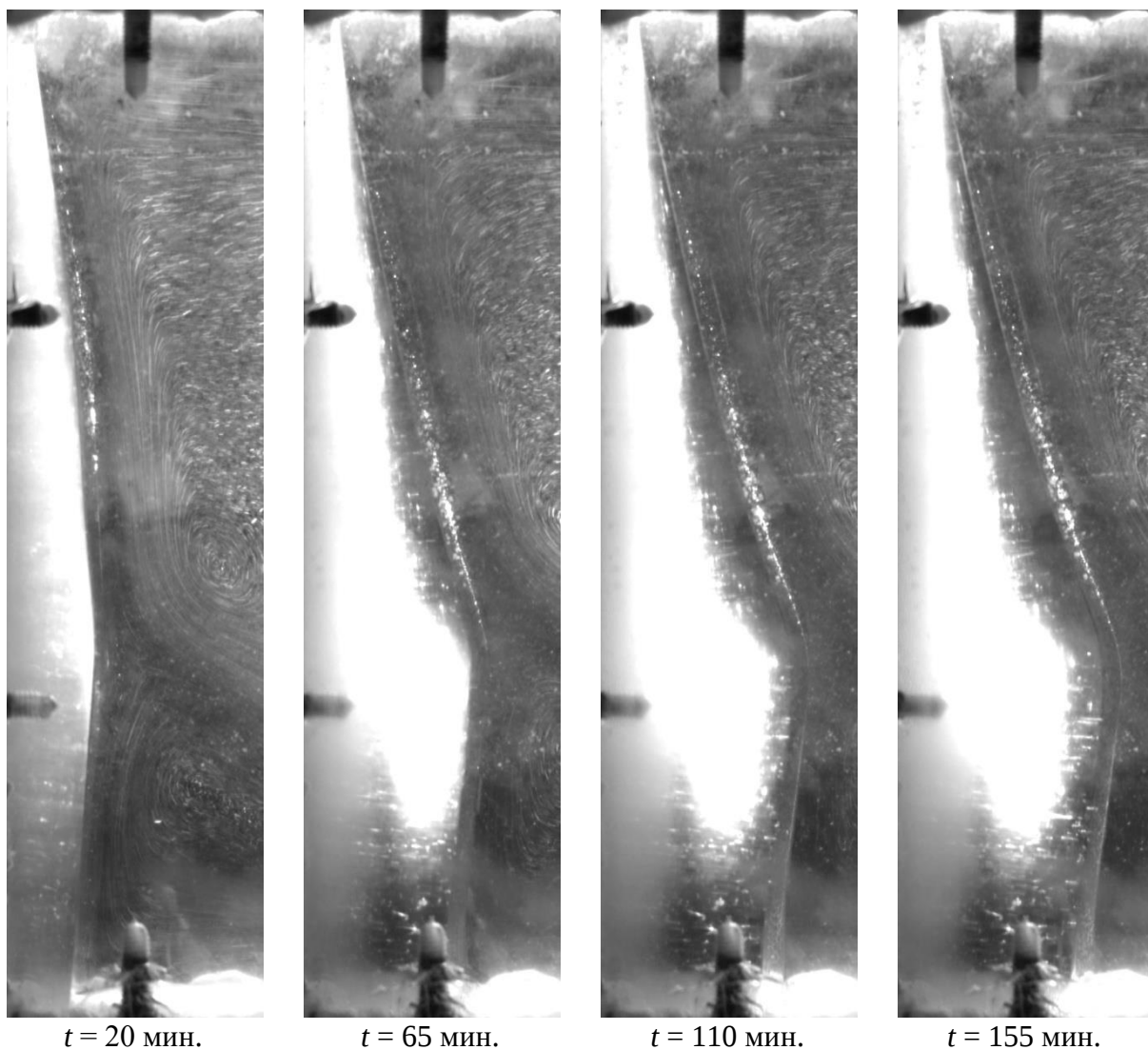


Рисунок 4.4 – Формы фронта кристаллизации в различные моменты времени: 1 – $t = 0$ мин. после начала кристаллизации; 2 – $t = 5$ мин.; 3 – $t = 20$ мин.; 4 – $t = 35$ мин.; 5 – $t = 50$ мин.; 6 – $t = 65$ мин.; 7 – $t = 80$ мин.; 8 – $t = 95$ мин.; 9 – $t = 110$ мин.; 10 – $t = 125$ мин.; 11 – $t = 140$ мин.; 12 – $t = 155$ мин. ($T_2 = 10^\circ\text{C}$)



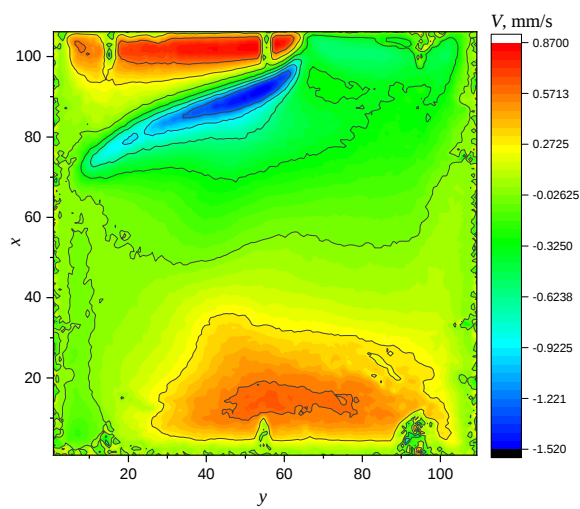
$t = 20$ мин.

$t = 65$ мин.

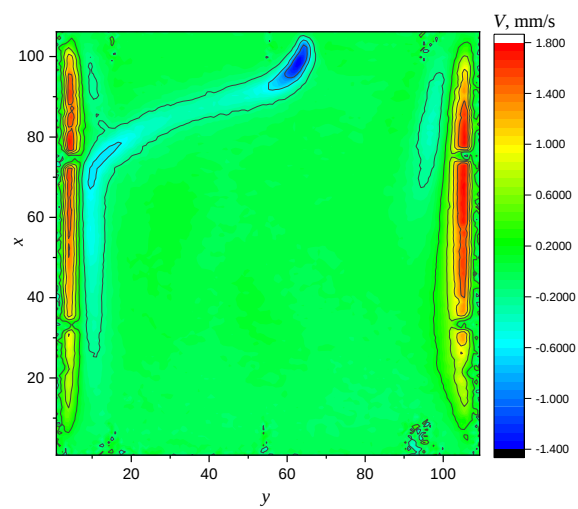
$t = 110$ мин.

$t = 155$ мин.

Рисунок 4.5 – Процесс кристаллизации вблизи охлаждаемой стенки в различные моменты времени ($T_2 = 10^\circ\text{C}$)



(a)



(б)

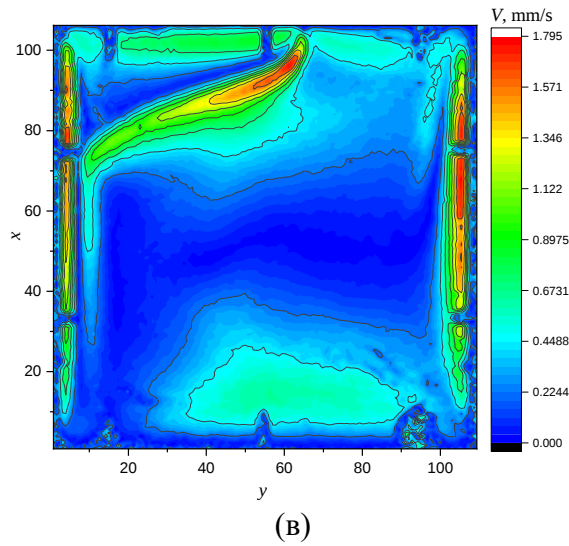
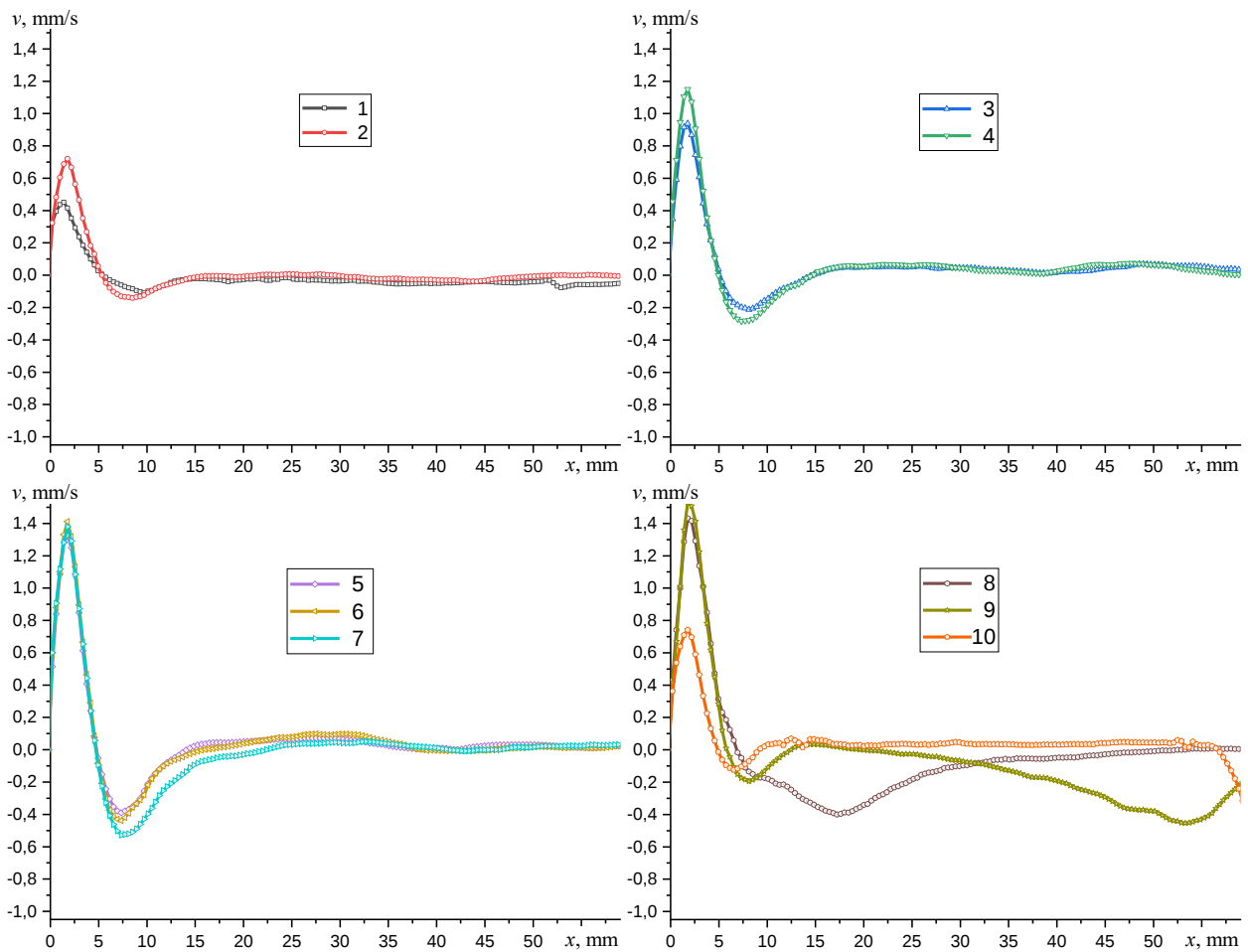
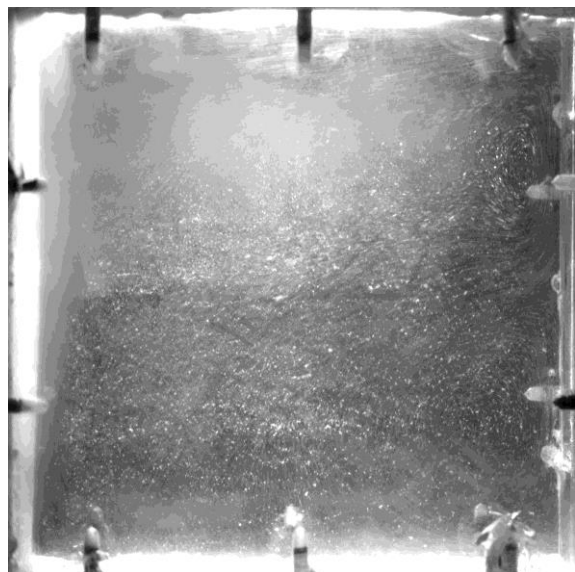
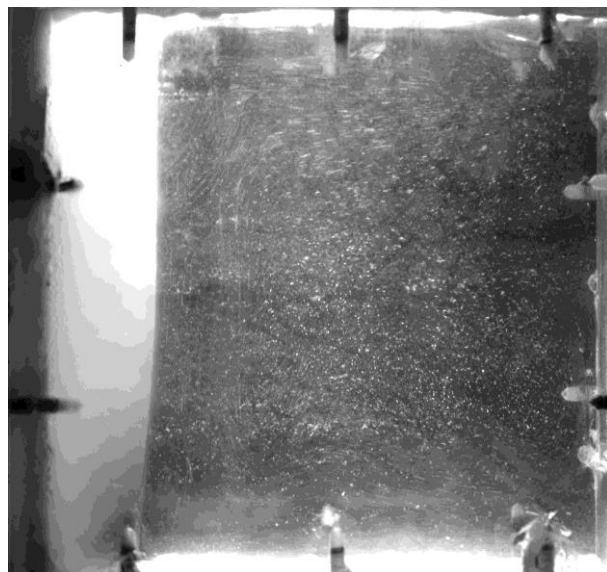


Рисунок 4.6 – Поля скорости в момент времени $t = 0$ с от начала кристаллизации (а – V_x ; б – $-V_y$; в – $|V|$) и структура течения в момент кристаллизации (г)

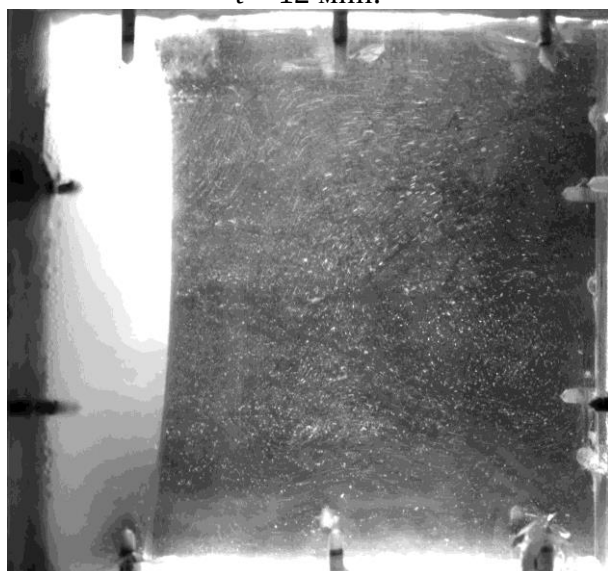




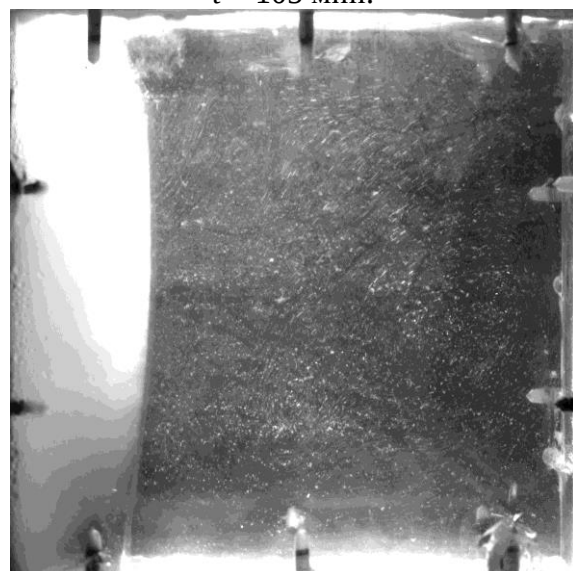
$t = 12$ мин.



$t = 105$ мин.



$t = 137$ мин.



$t = 167$ мин.

Рисунок 4.8 – Формы течения в различные моменты времени ($T_2 = 5$ °C)

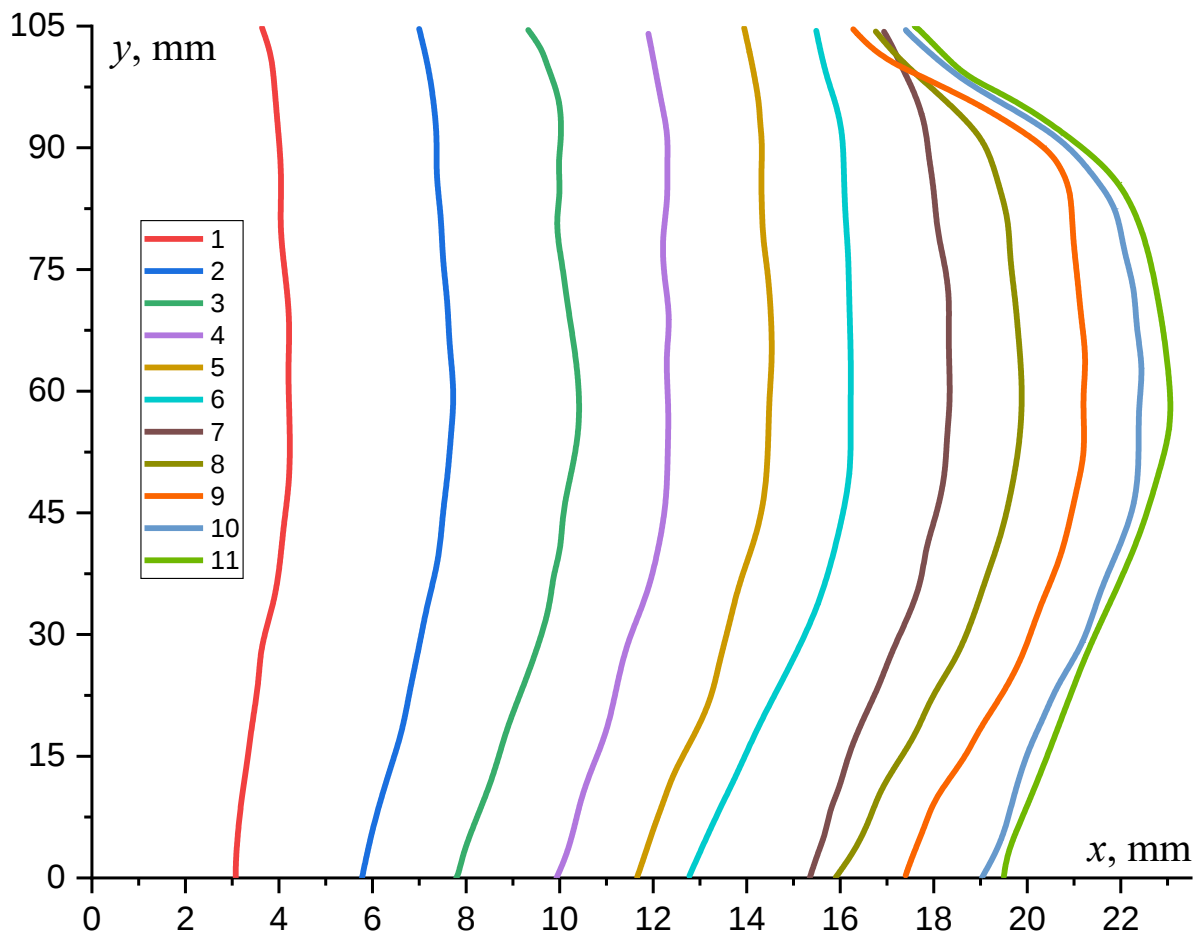


Рисунок 4.9 – Формы фронта кристаллизации в различные моменты времени: 1 – $t = 5$ мин. после начала кристаллизации; 2 – 12 мин.; 3 – 27 мин.; 4 – 42 мин.; 5 – 57 мин.; 6 – 71 мин.; 7 – 86 мин.; 8 – 105 мин.; 9 – 120 мин.; 10 – 137 мин.; 11 – 152 мин. ($T_2 = 5^\circ\text{C}$)

Форма фронтов кристаллизации, как видно, существенно зависит от пространственной формы и интенсивности течения нагретой жидкости, натекающей на фронт. Понижение перепада температуры между вертикальными стенками, как видно, сопровождается снижением амплитуды горизонтальной компоненты скорости в потоке, натекающим на фронт. Это видно по данным, представленным на рисунках 4.8 и 4.9. Поля скорости были измерены в моменты времени, когда продвижение фронта кристаллизации значительно замедлилось.

5. Результаты исследований процесса кристаллизации из расплава гептадекана

Одним из основных методов получения монокристаллов из расплавов является метод направленной горизонтальной кристаллизации. В нем, как и в остальных методах, плохо изучены процессы сопряженного конвективного теплообмена вблизи фронта кристаллизации. От этих процессов зависит темп кристаллизации, форма фронта кристаллизации, поля температуры в твердом теле. Эти факторы определяют качество полученных монокристаллов. Изучать гидродинамику расплавов и измерять распределения температуры в высокотемпературных расплавах практически невозможно. Поэтому основными методами изучения процессов конвективного теплообмена являются физическое и численное моделирование. Объясняется это тем, что тепловой узел закрыт многослойной системой экранов для снижения потерь тепла. Измерять распределения температуры на свободных поверхностях расплавов, используя оптические методы, часто практически невозможно. Высокотемпературные расплавы, как правило, агрессивны. Реальные технологии требуют высокой чистоты исходного вещества – расплава. Внесение термопар недопустимо, так как они могут расплавиться. Использование защитных оболочек приводят к увеличению размеров зонда и к невозможности получения адекватной информации. Используя физические модели методов кристаллизации, можно подробно изучить процесс не только качественно, но и количественно, используя современные методы измерений. Данная глава посвящена исследованию продвижения фронта кристаллизации жидкости-имитатора расплавов в горизонтальном контейнере при помощи тепловизора и цифровой видеосъемки. На свободной границе жидкости и на стенках контейнера температура измерялась так же микротермопарами.

Физические свойства гептадекана приведены в таблице 5.1.

Таблица 5.1 – Свойства гептадекана

Число Прандтля	$Pr = \nu/a = 45.581$
Число Рэлея	$Ra = (\beta g/a\nu)\Delta TH^3 = 1.102 \cdot 10^5$
Число Марангони	$Ma = (-d\sigma/dT) \cdot (\Delta TH/a\mu) = 1.603 \cdot 10^4$
Плотность	$\rho = 777.8 \text{ кг/м}^3$
Коэффициент теплового объемного расширения	$\beta = 0.935 \cdot 10^{-3} \text{ 1/K}$
Коэффициент динамической вязкости	$\mu = 4.09 \cdot 10^{-3} \text{ Н} \cdot \text{с/м}^2$
Коэффициент кинетической вязкости	$\nu = 5.259 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с}$
Коэффициент теплопроводности	$\lambda = 0.145 \text{ Вт/м} \cdot \text{К}$
Изобарная теплоемкость	$c_p = \text{Дж/кг} \cdot \text{К}$
Коэффициент температуропроводности	$a = 1.154 \cdot 10^{-7} \text{ м}^2/\text{с}$
Коэффициент поверхностного натяжения	$\sigma = 2.806 \text{ Н/м}^2$
Температура кристаллизации	$T_{кр} = 22 \text{ }^\circ\text{C}$

На рисунке 5.1 представлена эволюция пространственной формы течения расплава гептадекана после того, как торцевые стенки прямоугольной полости начинают охлаждаться. В начальный момент времени вся система имела температуру выше комнатной. Комнатная температура была выше температуры кристаллизации гептадекана $T_{кр} = 19,98 \text{ }^\circ\text{C}$, но ниже температуры расплава. Из-за теплоотдачи со свободной поверхности в окружающую среду в охлаждаемой жидкости формируется опускное течение в центре полости (рисунок 5.1 строка 1). На начальном этапе, условно принятом за точку отсчета времени $t = 0 \text{ с}$, наблюдаются подъемные потоки расплава вблизи торцевых стенок, и формируются два симметрично расположенных вихря с противоположным направлением вращения (рисунок 5.1 строка 1).

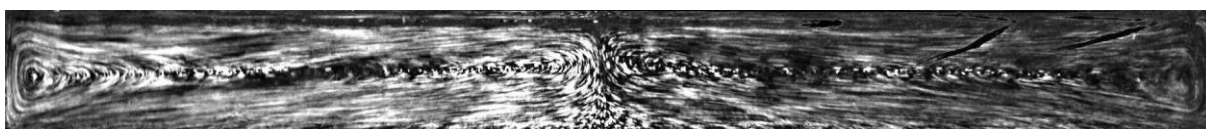
Профили вертикальной компоненты скоростей V_y , усредненной по центральной полосе 2 мм в различные моменты времени представлены на рисунке 5.2. Здесь отчетливо видны гидродинамические пограничные слои

вблизи стенок. В процессе перестройки пространственной формы течения направление течения у стенки менялось. Сначала у холодной стенки - движение против часовой (вверх у стенки), затем у горячей стенки вверх, перед началом кристаллизации вблизи стенки образовался вихрь с течением вниз вдоль стенки)

У правой стенки вихрь вращается против часовой стрелки (рисунок 5.2, кривая 1). В момент времени $t = 768$ с у охлаждаемой правой стенки возникает нисходящее течение (рисунок 5.2, кривая 2), формируется и увеличивается в размерах вихрь с вращением по часовой стрелке, который оттесняет первоначальный вихрь от стенки. К моменту времени $t = 1088$ с оттесненный вихрь достигает минимального горизонтального размера (рисунок 5.2, кривая 3).

К моменту $t = 1808$ с исчезает двухвихревая система и наблюдается один крупномасштабный вихрь с вращением по часовой стрелке (рисунок 5.2, кривая 4). На охлаждаемую стенку в этом режиме натекает нагретая жидкость непосредственно с нагретой стенки. При $t = 2088$ с вблизи левой стенки возникает опускное течение. При $t = 2528$ с вновь наблюдается двухвихревая структура течения (рисунок 5.2, кривая 5), в правом вихре вращение по часовой стрелке с опускным потоком у правой стенки, на которой начинается кристаллизация гептадекана.

В этом состоянии натекающий на фронт кристаллизации поток блокирован от нагретой левой стенки вихрем с циркуляцией против часовой стрелки. К моменту $t = 4864$ с левый вихрь имеет максимальный размер. Затем он начинает сжиматься в сторону левой стенки и в момент $t = 6488$ с. исчезает, что приводит к подъёму температуры на левой стенке (кривые 3,4 на рисунке 5.8). Поток нагретого расплава непосредственно от левой стенки натекает на формирующийся фронт кристаллизации.



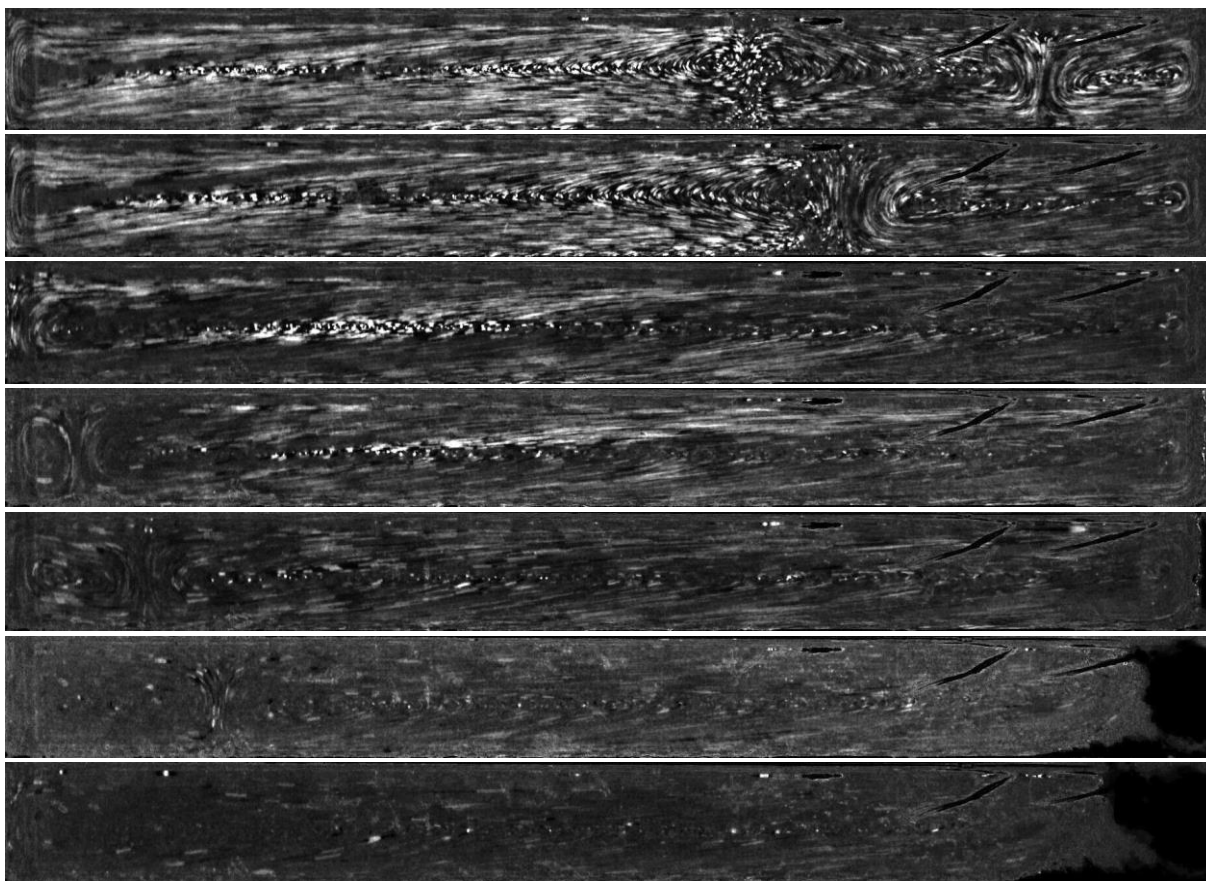


Рисунок 5.1 – Эволюция пространственной формы течения в расплаве гептадекана после включения охлаждения торцевых стенок полости в моменты времени: 0 с, 768 с, 1088 с, 1808 с, 2088 с, 3104 с, 4864 с, 6488 с.

Измерения термопарами проводились при токе 0,5 А на термоэлектрическом модуле с теплоотводом с горячей стороны модуля. На рисунке 5.3 представлены зависимости температуры от времени, измеренные термопарами, расположенными на свободной поверхности расплава гептадекана и на различных расстояниях от холодной стенки. Нагретая торцевая стенка поддерживалась при постоянной температуре за счет прокачки воды из термостата с температурой 25°C.

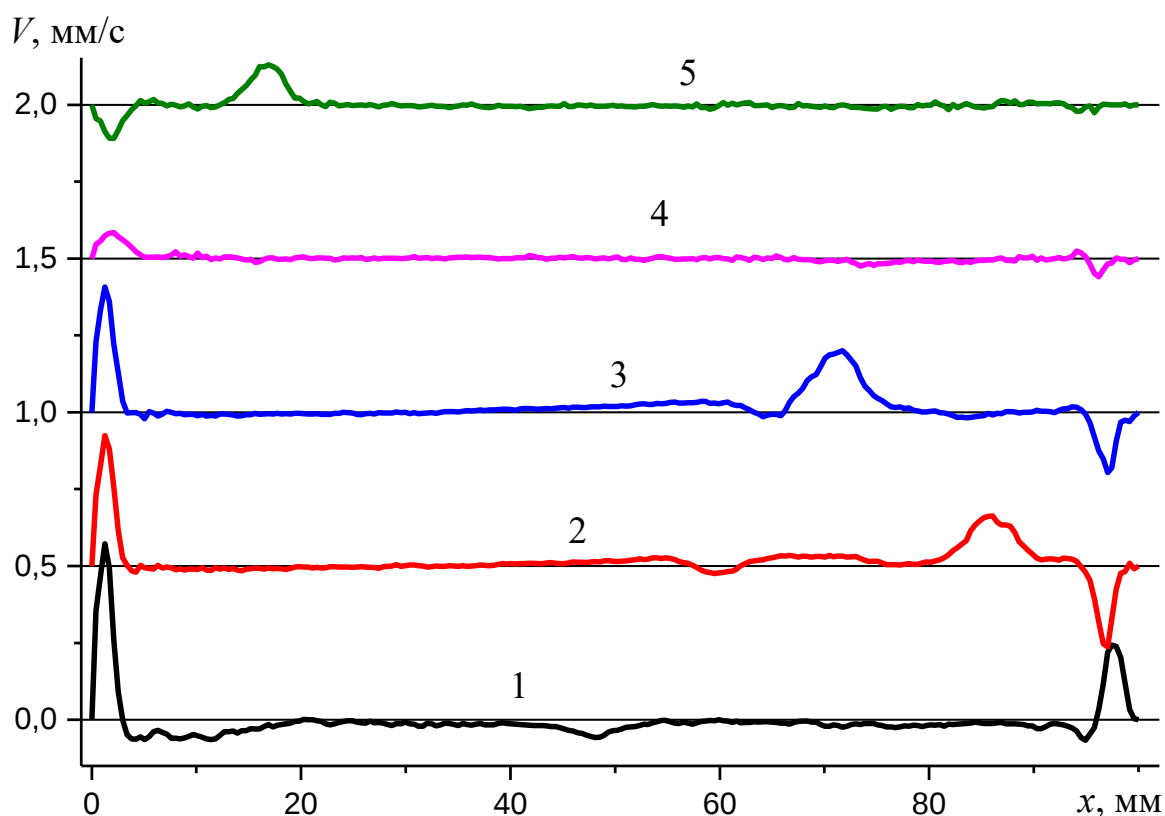


Рисунок 5.2 – Профили вертикальной компоненты скорости в различные моменты времени.

1 – $t = 0$ с; 2 – $t = 768$ с; 3 – $t = 1088$ с; 4 – $t = 1808$ с; 5 – $t = 2528$ с.

Эволюция полей температуры на свободной поверхности во времени контролировалась тепловизором. Отдельные кадры тепловизионного фильма представлены на рисунке 5.5. Компьютерная обработка тепловизионных фильмов позволяет построить поля изотерм и распределений температуры вдоль свободной поверхности расплава. На рисунке 5.2 представлены поля изотерм в разных масштабах, построенные при компьютерной обработке тепловизионного фильма. Поля изотерм на свободной поверхности были построены в программе ORIGIN. Цифрами помечены изотермы с различными значениями.

Таким образом в экспериментах можно контролировать условия роста кристалла и объяснить особенности скорости роста на разных этапах процесса и особенности формы фронта кристаллизации, зависящие от локального сопряженного конвективного теплообмена. Распределения температуры на поверхности расплава в дискретных точках контролировались нихром-

константовыми термопарами диаметром 0,1 мм, в том числе в процессе вмерзания в кристалл.

Полученные данные позволяют сравнить термопарный и тепловизионный способ измерения температуры. Обработка тепловизионного фильма позволила построить распределения температуры на свободной поверхности в зависимости от времени (рисунок 5.8).

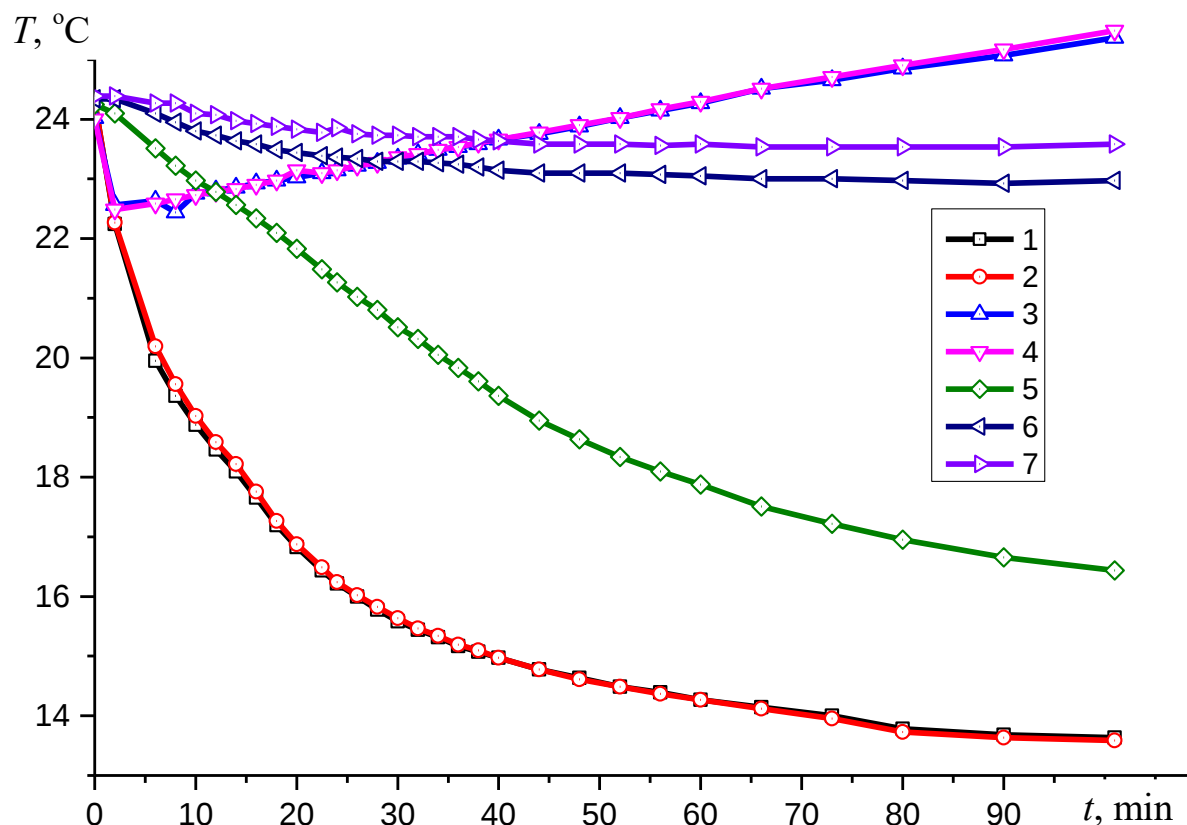


Рисунок 5.3 – Значения температуры от времени полученные с термопар расположенных: кривая 1, 2 на охлаждаемой стенке, 3, 4 на противоположной стенке 5, 6, 7 вдоль поверхности на разных расстояниях от охлаждаемой стенки 30 мм, 16 мм, 3 мм соответственно.

На рис. 5.4 показана эволюция формы фронта кристаллизации во времени, сделанная при помощи цифровой видеосъемки. Здесь отчетливо видно влияние натекания нагретого расплава в верхней части фронта. В эксперименте на форму фронта влияет также наличие мениска на смачиваемой холодной стенке. Заметно также влияние конечной теплопроводности дна кюветы.

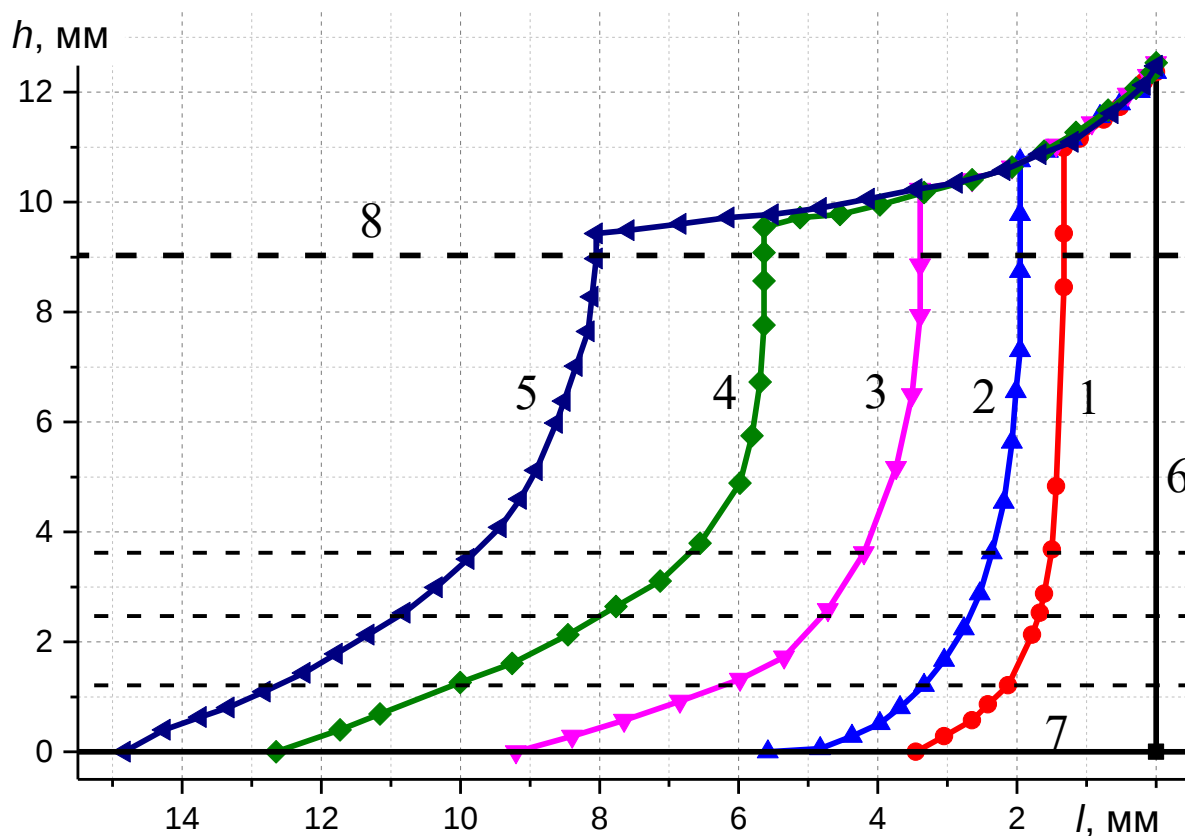


Рисунок 5.4 – Форма закристаллизовавшегося гептадекана в разные моменты времени: 1 - 4,4 мин. после начала кристаллизации; 2 - 9,6 мин. после начала кристаллизации; 3 - 23,9 мин. после начала кристаллизации; 4 - 51,4 мин. после начала кристаллизации; 5 - 98,4 мин. после начала кристаллизации. 6 - медная стенка. 7 - дно кюветы. 8 - уровень жидкости без мениска.

На рис. 5.6 представлены поля изотерм в практически установившемся состоянии. Положение фронта кристаллизации обозначено чёрной жирной линией. Видно, что фронт кристаллизации продвинулся примерно на 10 мм. Полученные данные позволяют сравнить термодарный и тепловизионный способ измерения температуры. Обработка тепловизионного фильма позволила построить распределения температуры на свободной поверхности в зависимости от времени (рис. 5.7).

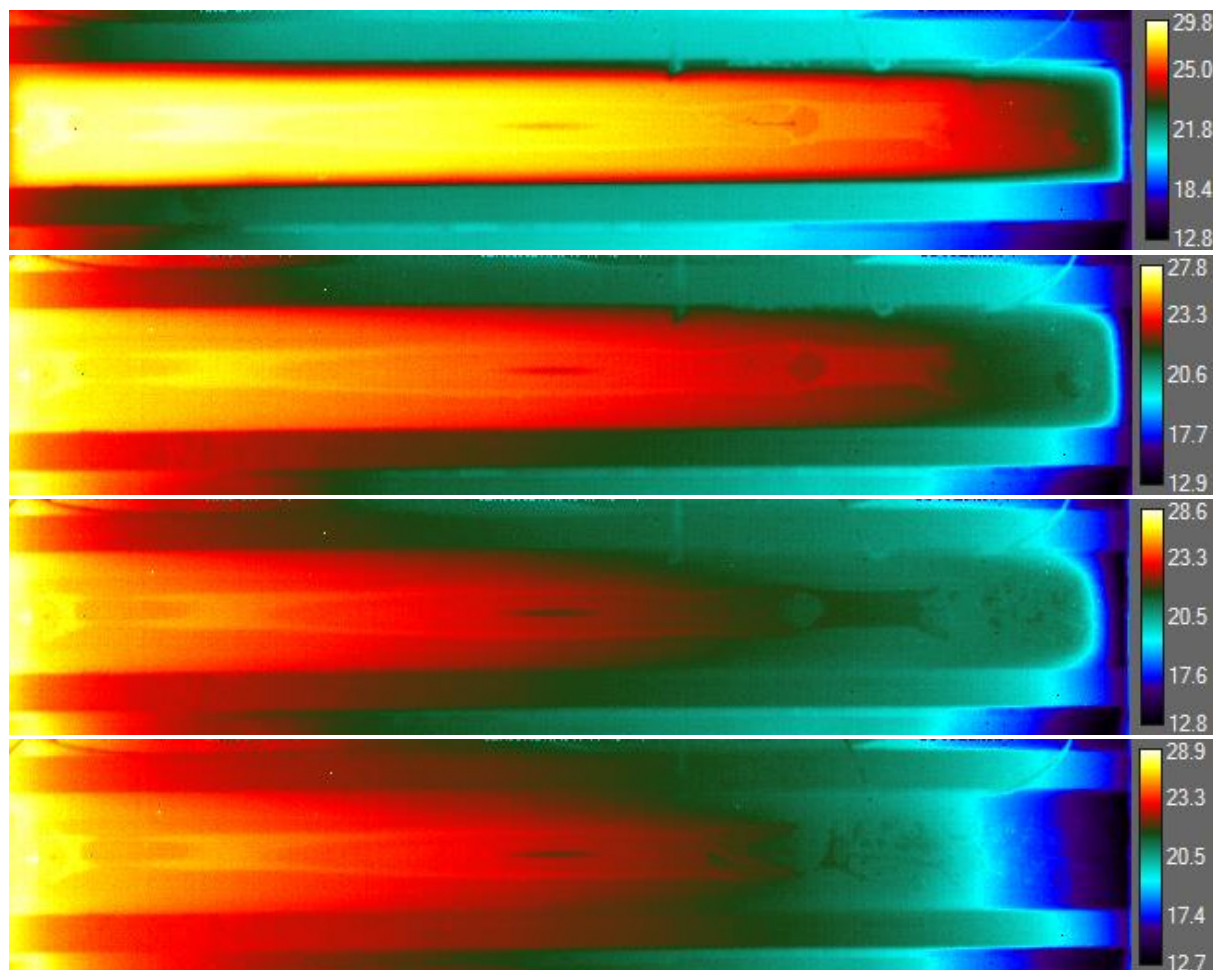


Рисунок 5.5 – Поля температуры на свободной поверхности расплава гептадекна в моменты времени: $t = 0$ с, $t = 188$ с, $t = 538$ с, $t = 4659$ с.

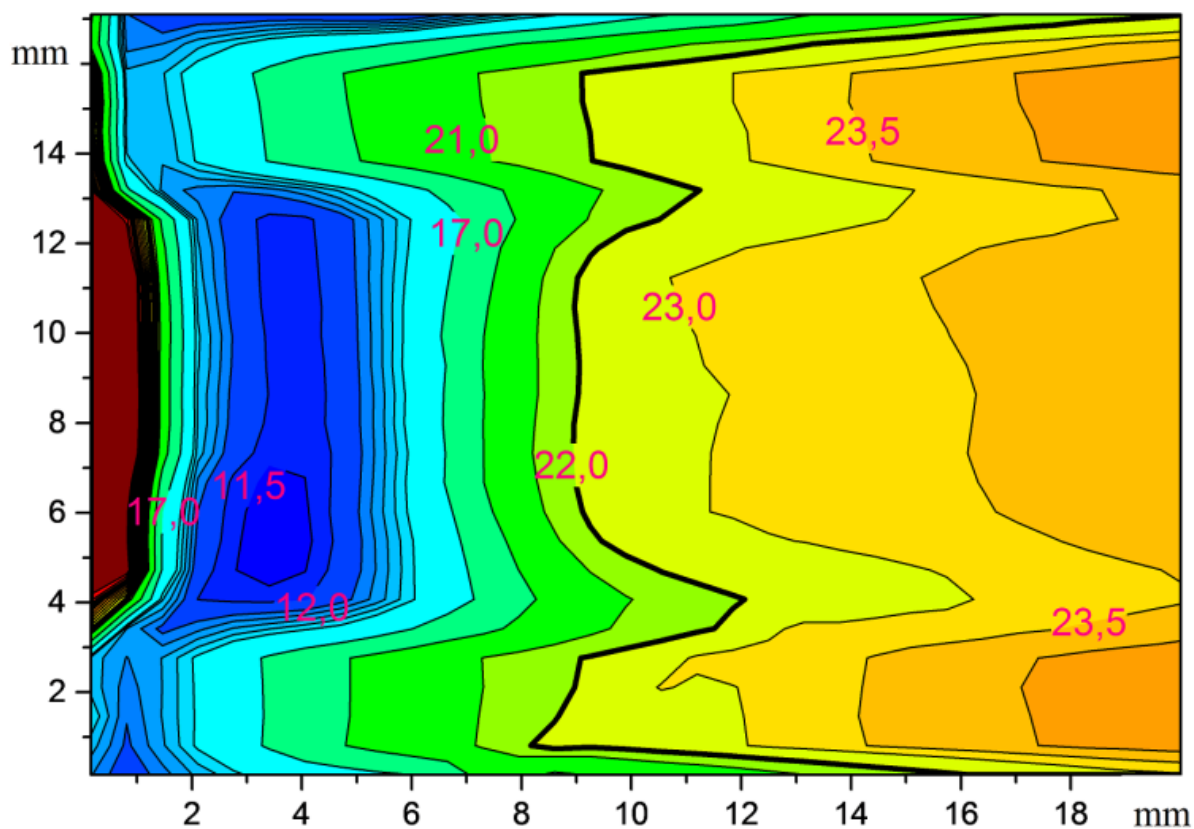
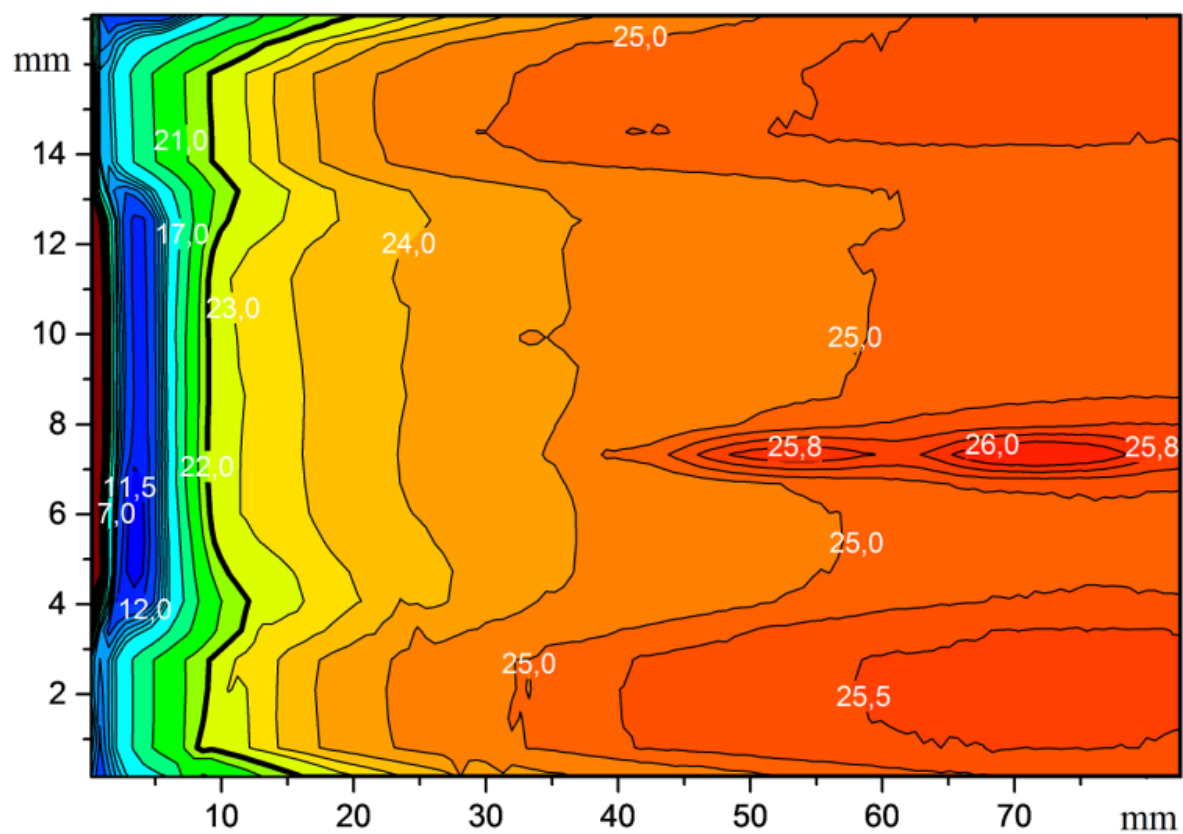


Рисунок 5.6 – Поля изотерм на поверхности расплава и боковых стенках кюветы

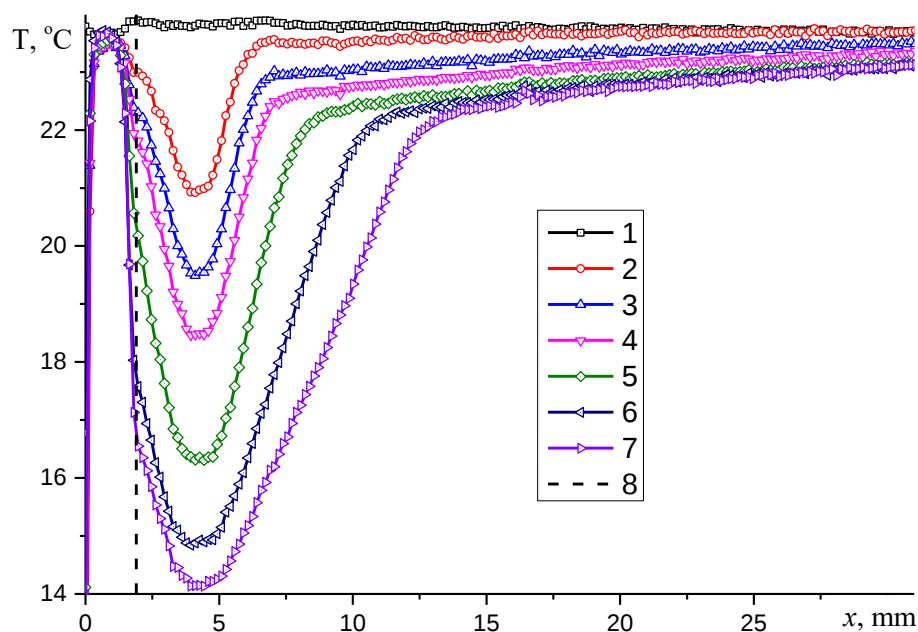


Рисунок 5.7 – Распределения температуры вдоль поверхности по центру кюветы, усреднённое в полосе 2 мм: 1 – $t = 0$ мин; 2 – $t = 3.8$ мин (начало кристаллизации); 3 – $t = 8.2$ мин; 4 – $t = 13.4$ мин; 5 – $t = 27.7$ мин; 6 – $t = 55.2$ мин; 7 – $t = 102.2$ мин; 8 – передняя поверхность медной стенки.

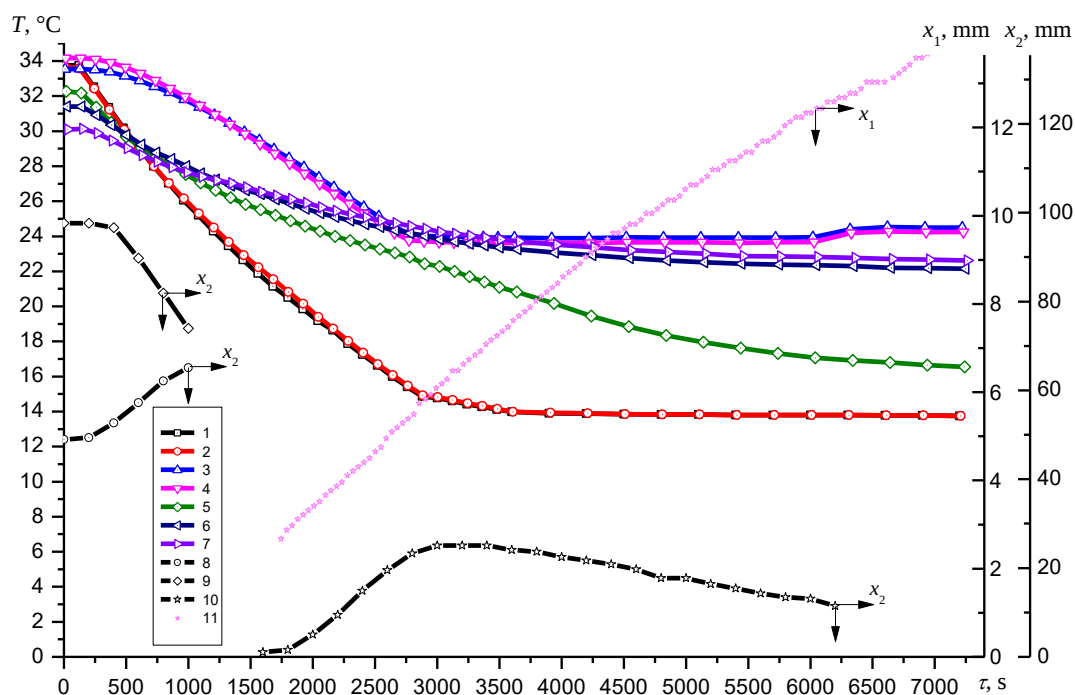


Рисунок 5.8 – Сводный график: 1, 2 – зависимости температур на холодной стенке от времени; 3, 4 – зависимости температур на горячей стенке от времени; 5, 6, 7 – зависимости температуры на поверхности жидкости на расстоянии 30 мм, 16 мм, 3 мм от холодной стенки от времени; 8, 9, 10 – зависимости от времени этапы развития и размеров вихрей; 11 – зависимость от времени толщины слоя затвердевшего гептадекана.

На вертикальных торцевых стенках установлены по две термопары, поэтому температуры нагретой и охлаждаемой стенки контролировались в течение всего процесса. Результаты термопарного контроля и наблюдений за перестройкой формы течения, измерений толщины слоя затвердевшего вещества систематизированы и представлены на рисунке 5.8. Кривые 8 – 10 показывают зависимость от времени координат границ между вихрями

В итоге, были проведены экспериментальные исследования нестационарных полей температуры на свободной поверхности расплава гептадекана после включения охлаждения вертикальной стенки контейнера и начала процесса кристаллизации на физической модели выращивания кристаллов методом горизонтально направленной кристаллизации. С использованием тепловизора изучена монотонная зависимость от времени полей температуры на свободной поверхности. Обработка тепловизионных фильмов позволила получить распределения температуры вдоль свободной поверхности в различные моменты времени. Построены поля изотерм на свободной поверхности. С помощью термопар получены зависимости температуры от времени в дискретных точках. Сравнены тепловизионный и термопарный метод измерения температуры. Полученные данные будут использованы для планирования дальнейших экспериментов и как тест результатов численного моделирования кристаллизации гептадекана при тех же граничных условиях.

6. Результаты исследований влияния тепловой гравитационно-капиллярной конвекции на поля температуры в тонких стенках

Эксперименты проведены при высотах слоя жидкости от 50 до 170 мм и плотностях теплового потока от 800 до 5600 Вт/м². На рис. 6.1. представлена эволюция поля амплитуды скорости во времени. Видно, как сначала течение распространяется вдоль левой вертикальной нагреваемой стенки, образуются пограничные слои. Затем течение под действием термокапиллярного эффекта ускоряется вдоль свободной поверхности, далее поток жидкости сталкивается с тонкой правой стенкой, опускается и образуется обратный поток в сторону нагревателя. С ростом тепловых потоков на разогреваемой стенке и ростом скорости течения на границе встречных потоков образуются вторичные вихри и наблюдается турбулизация приповерхностного течения.

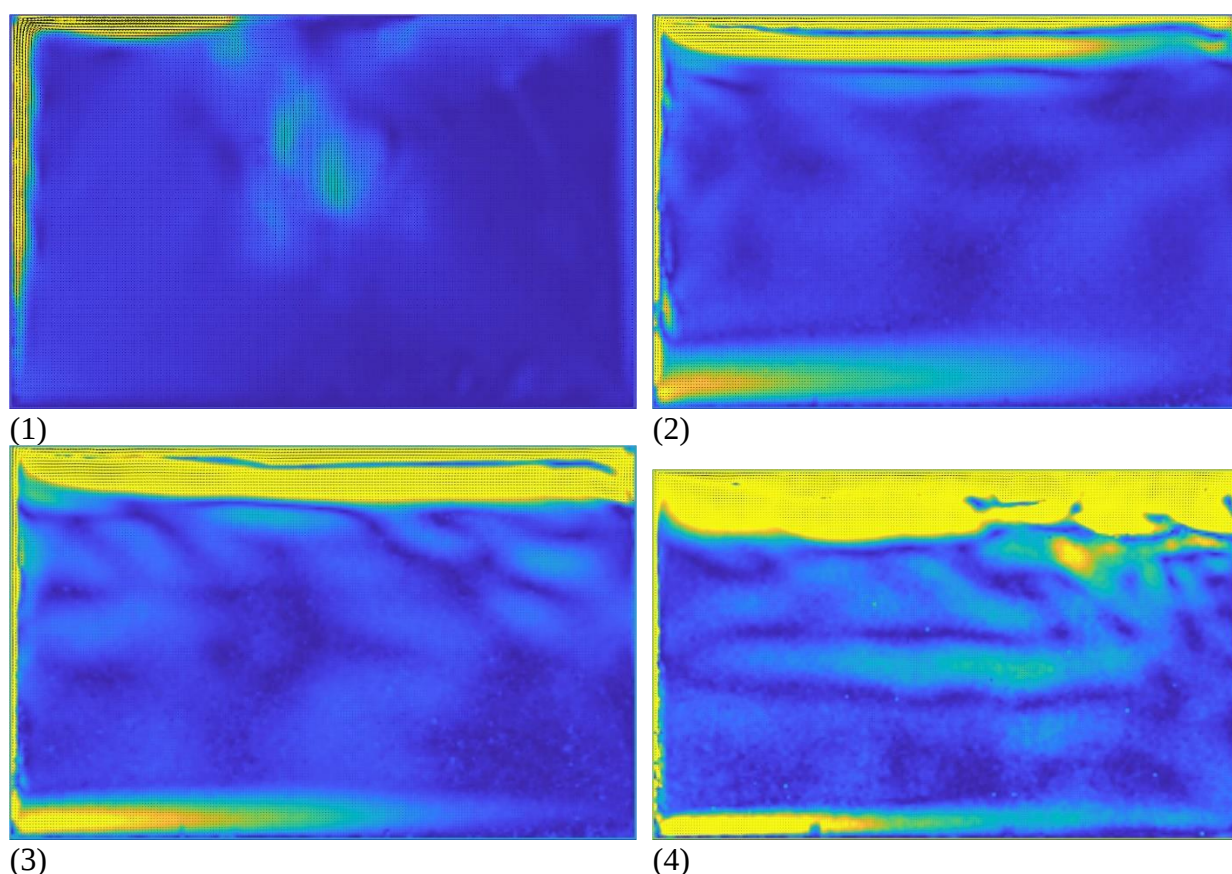


Рисунок 6.1 – Эволюция поля скорости во времени в режиме разогрева левой вертикальной стенки при плотности теплового потока на разогреваемой стенке $q = 5400 \text{ Вт/м}^2$

Моменты времени: 1 – $t = 100 \text{ с}$, 2 – $t = 830 \text{ с}$, 3 – $t = 1260 \text{ с}$, 4 – $t = 1715 \text{ с}$

Обработка цифровых видеофильмов позволила получить профили компонент скорости в различные моменты времени и в разных сечениях. На рис. 6.2 (слева) представлены профили вертикальной компоненты скорости вблизи нагреваемой стенки.

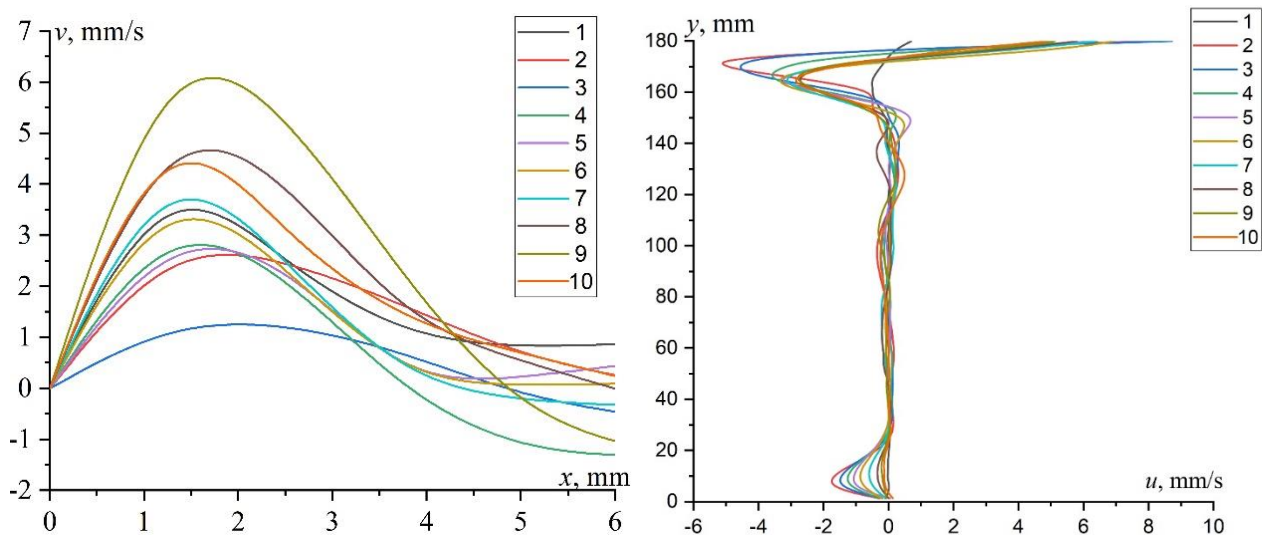


Рисунок 6.2 – Профили вертикальной и горизонтальной компонент скорости в момент времени $t = 1000$ с при плотности теплового потока $q = 5400$ Вт/м²

Слева: на высоте 1 – $y = 17$ мм, 2 – 34 мм, 3 – 52 мм, 4 – 69 мм, 5 – 85 мм, 6 – 102 мм, 7 – 119 мм, 8 – 136 мм, 9 – 153 мм, 10 – 170 мм.; справа: на расстоянии 1 – $x = 26,3$ мм, 2 – 52,7 мм, 3 – 79,1 мм, 4 – 105,4 мм, 5 – 131,8 мм, 6 – 158,2 мм, 7 – 184,6 мм, 8 – 210,9 мм, 9 – 237,3 мм, 10 – 263,7 мм.

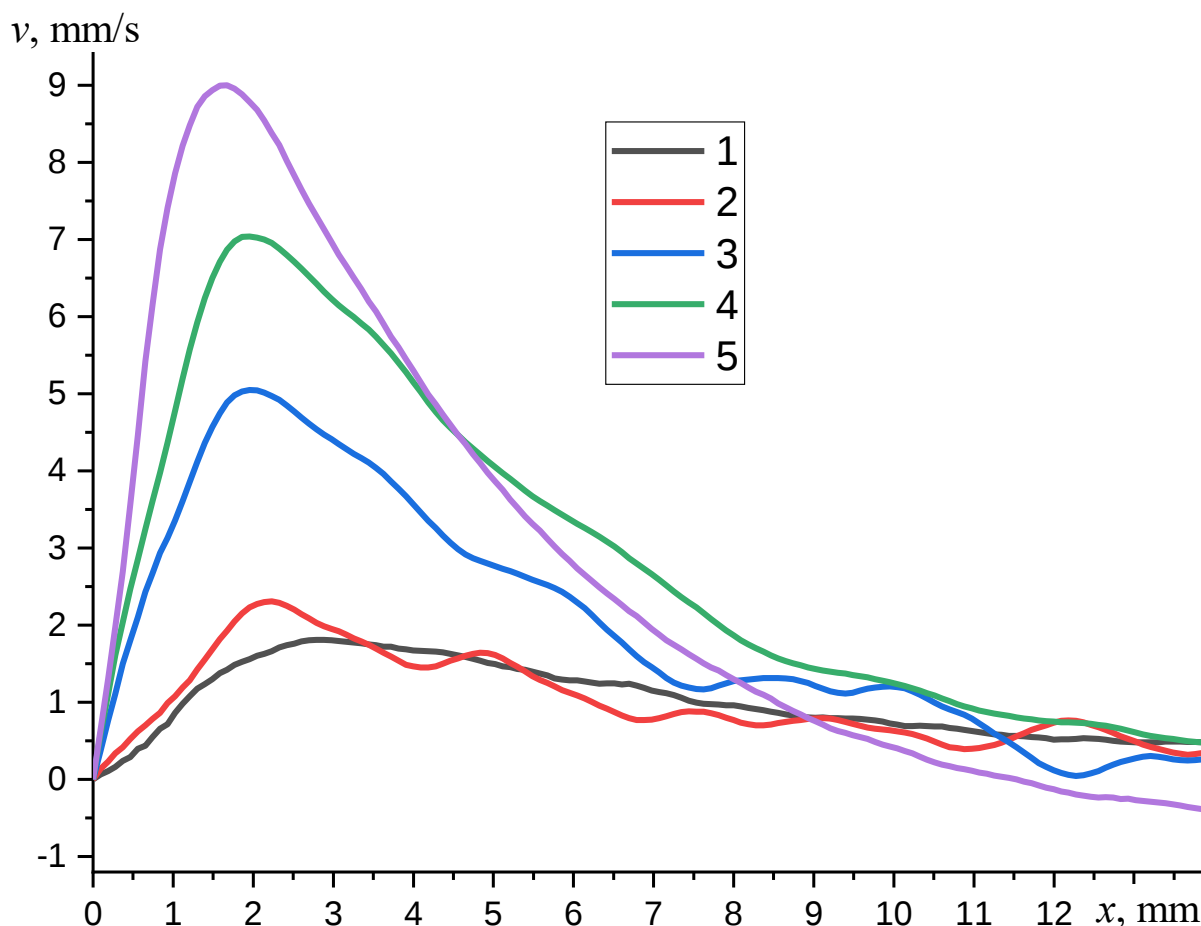


Рисунок 6.3 – Профили вертикальной компоненты скорости у разогреваемой стенки в сечении $y = 85$ мм в моменты времени: 1 – $t = 0$ с, 2 – $t = 3$ с, 3 – $t = 9$ с, 4 – $t = 18$ с, 5 – $t = 168$ с, при высоте слоя этилового спирта $H = 170$ мм, при плотности теплового потока на разогреваемой стенке $q = 1710$ Вт/м²

По этим данным можно проследить эволюцию толщины пограничного слоя по высоте стенки. Профили горизонтальной компоненты скорости в сечениях по длине полости представлены на рис. 6.2, справа. Форма профилей с максимальным значением на свободной поверхности указывает на наличие термокапиллярного эффекта. Вдоль дна со временем устанавливается обратный поток.

На рисунках 6.3 и 6.4. показана эволюция во времени профилей вертикальной компоненты скорости в центральном сечении по высоте слоя $y = 85$ мм. На начальном этапе амплитуда скорости нарастает со временем. При плотности теплового потока на нагреваемой стенке $q = 1710$ Вт/м² в момент времени $t = 336$ с амплитуда скорости достигает максимального значения $V_{max} = 9,54$ мм/с.

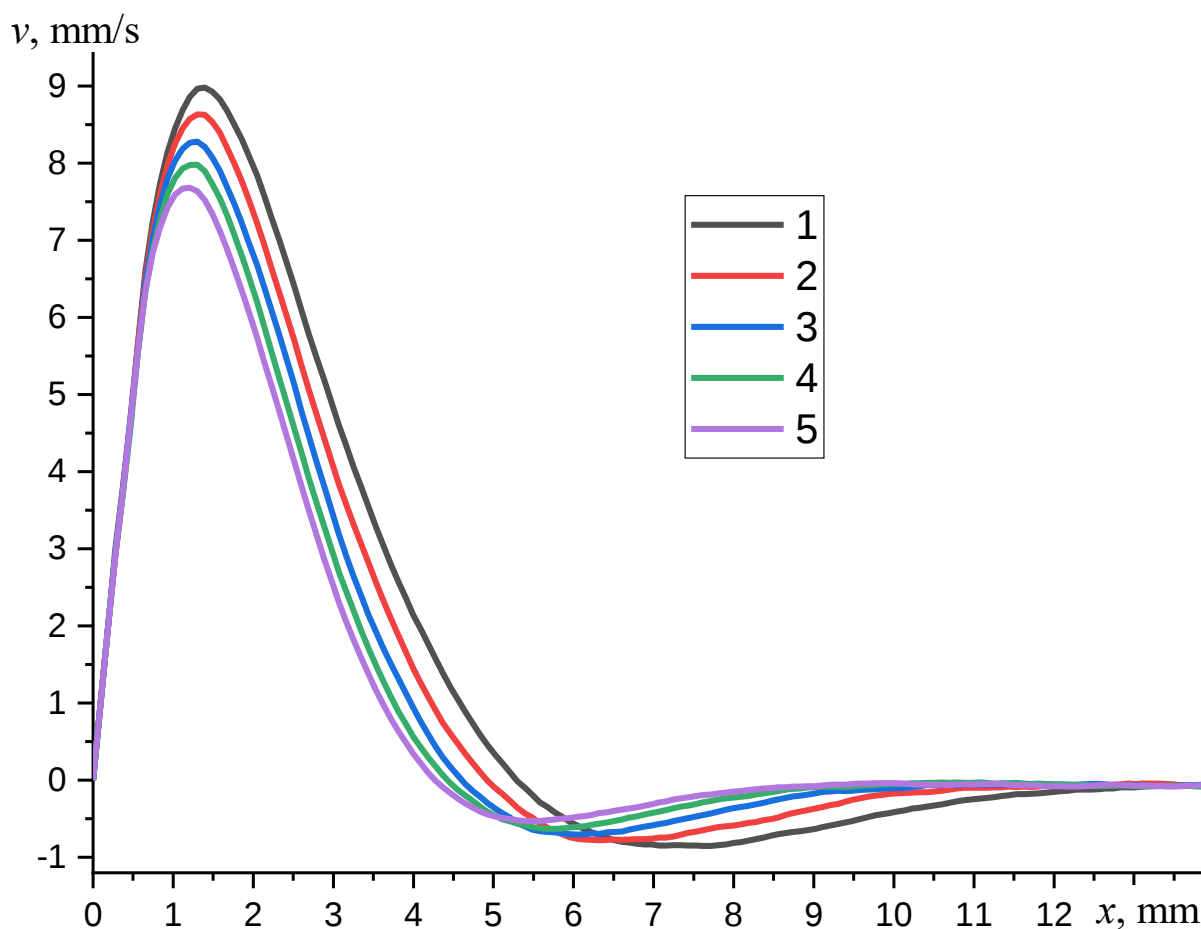


Рисунок 6.4 – Профили вертикальной компоненты скорости у разогреваемой стенки в сечении $y = 85$ мм в моменты времени: 1 – $t = 835$ с, 2 – $t = 1000$ с, 3 – $t = 1170$ с, 4 – $t = 1330$ с, 5 – $t = 1540$ с, при высоте слоя этилового спирта $H = 170$ мм, при плотности теплового потока на разогреваемой стенке $q = 1710$ Вт/м²

Максимум скорости находится на расстоянии $x_{\max} = 6.32$ мм от стенки. Это расстояние (координата положения $V_{\max}$) наиболее естественное определение толщины свободноконвективного гидродинамического пограничного слоя. Затем амплитуда скорости начинает монотонно снижаться (рисунок 6.3), а положение максимального значения скорости приближается к стенке: при $t = 500$ с $V_{\max} = 9,50$ мм/с, $x_{\max} = 5,95$ мм; при $t = 1000$ с $V_{\max} = 9,50$ мм/с, $x_{\max} = 5,21$ мм; при $t = 1540$ с $V_{\max} = 7.68$ мм/с, $x_{\max} = 4.84$ мм.

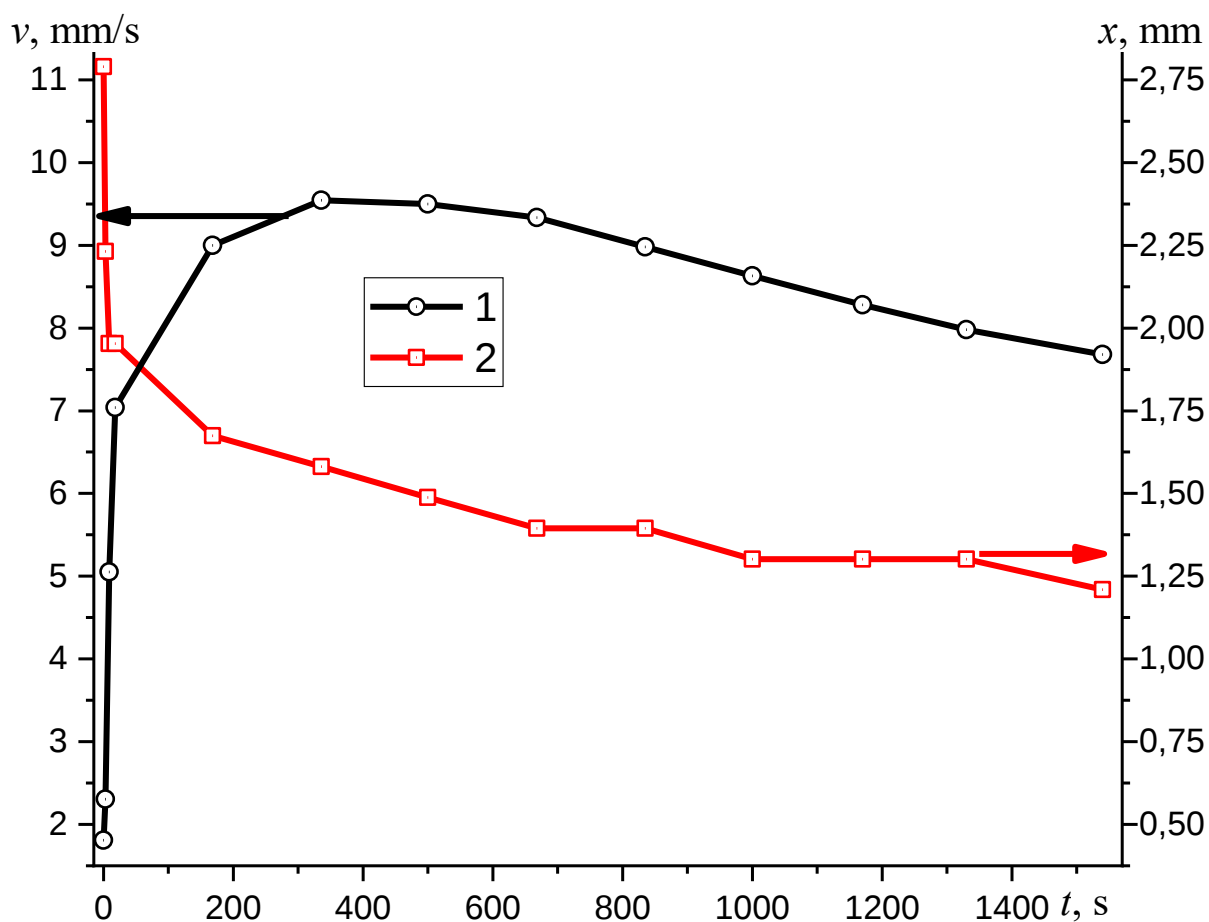


Рисунок 6.5 – Зависимость от времени амплитуды скорости (1) и толщины гидродинамического пограничного слоя (2)

Зависимость от времени амплитуды вертикальной компоненты скорости при плотности теплового потока на нагреваемой стенке $q = 1710 \text{ Вт/м}^2$ на уровне $y = 85 \text{ мм}$ показана на рисунке 6.5 (кривая 1). На качественном уровне объяснить такую зависимость амплитуды скорости можно формированием устойчиво стратифицированного по температуре ядра слоя жидкости. Нагретая жидкость, всплывающая у разогреваемой стенки, втекает в слой все более нагретой жидкости. Соответственно, амплитуда скорости снижается.

Общая тенденция снижения амплитуды скорости со временем после достижения максимального значения сохраняется при данной плотности теплового потока на нагреваемой стенке. Но снижение в меньшей степени, чем при более низких плотностях теплового потока на нагреваемой стенке. Это обусловлено разными скоростями выноса нагретой жидкости в верхнюю часть слоя и разными временами формирования устойчиво стратифицированного ядра слоя. Также различны установившиеся перепады температуры между

приповерхностным и придонными частями слоя жидкости. На рисунке 6.5 (кривая 2) показано изменение во времени толщины пограничного слоя на уровне $y = 85$ мм.

Дополнительные данные о распределениях по высоте стенки амплитуд вертикальной компоненты скорости в зависимости от времени после включения нагрева представлены на рисунке 6.6. Данные получены при высоте слоя $H = 170$ мм и при плотности теплового потока на нагреваемой стенке $q = 1710$ Вт/м².

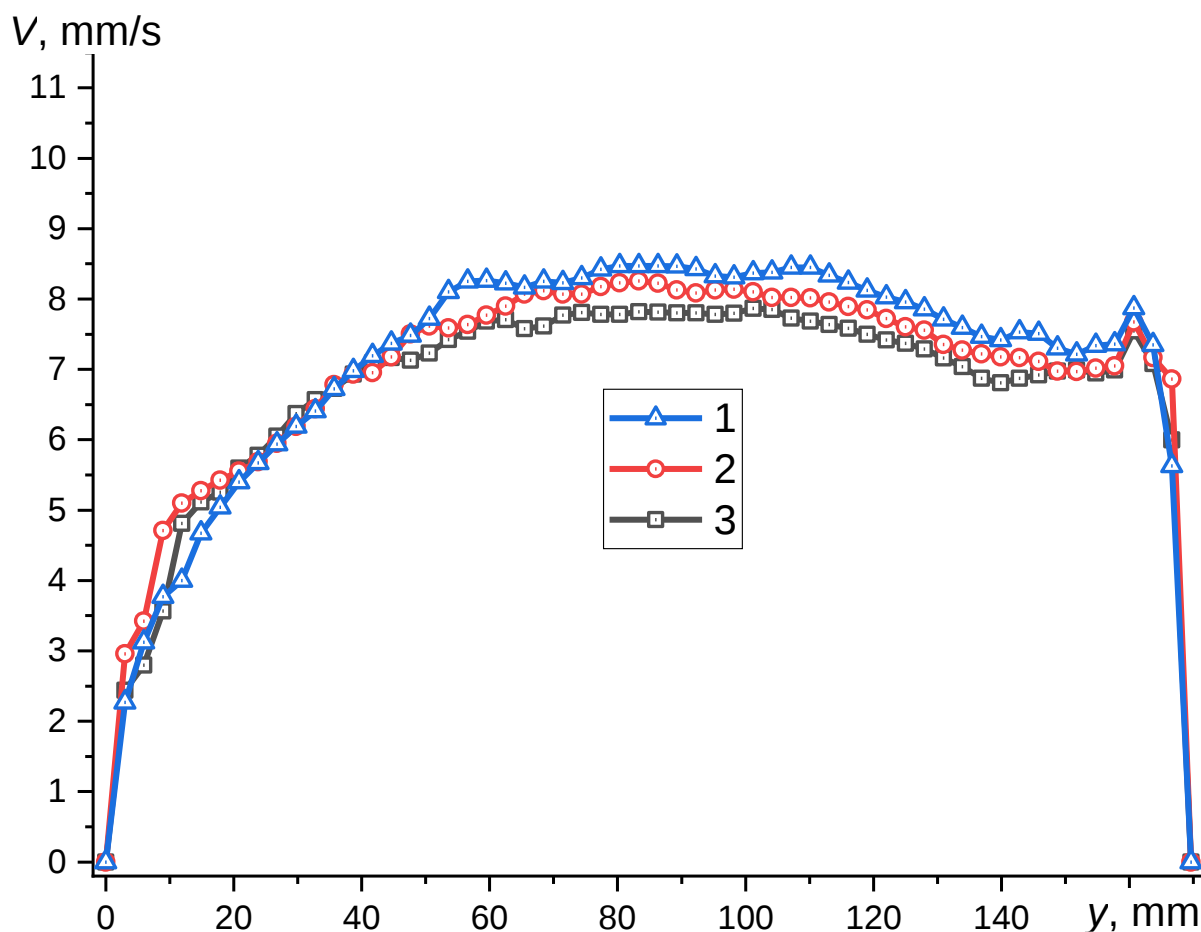


Рисунок 6.6 – Распределение максимального значения вертикальной компоненты скорости V по высоте слоя: 1 – через $t = 1170$ с, 2 – 1330 с, 3 – 1540 с после включения нагрева левой стенки

Процесс формирования устойчивой стратификации слоя жидкости здесь явно виден по появлению перегиба распределений амплитуд скорости и по его смещению ко дну полости. Скорость восходящего потока снижается, так как нагретая жидкость всплывает в слой нагретой до все большей температуры жидкости.

После выхода потока нагретой вблизи вертикальной стенки жидкости на свободную поверхность слоя развивается поток вдоль свободной поверхности к противоположной тонкой стенке. Толщину и скорость потока жидкости вдоль свободной поверхности можно оценить по данным на рисунке 6.2 (справа). Здесь представлены профили горизонтальной компоненты скорости в момент времени $t = 1000$ с на различных расстояниях от разогреваемой стенки, т. е. в различных сечениях по продольной координате x . Из-за зависимости поверхностного натяжения жидкости от температуры на свободной поверхности действует термокапиллярный эффект, характерным признаком его наличия служит существенный градиент продольной компоненты скорости u свободной поверхности на профилях на рисунке 6.2 (справа). Развивающееся течение имеет тепловую гравитационно-капиллярную природу. Дополнительно к силам плавучести, создающим восходящий поток u разогреваемой стенки, вдоль неизотермической свободной поверхности действует термокапиллярный механизм, заставляющий жидкость двигаться от нагретой стенки. В результате, на холодную стенку натекает более компактный поток горячей жидкости, чем при наличии жесткой верхней стенки или при отсутствии термокапиллярного эффекта.

Поток жидкости вдоль свободной поверхности развивается с четко выраженным тепловым фронтом. Тепловизионная съемка нестационарных полей температуры на свободной поверхности и компьютерная обработка тепловизионных фильмов позволили получить распределения температуры и градиентов температуры вдоль поверхности в зависимости от времени после включения разогрева левой стенки. На Рисунке 6.7 представлены профили температуры в различные моменты времени, полученные при $H = 170$ мм, $q = 1385$ Вт/м², и температуре окружающей среды $T_{\text{окр}} = 16,5$ °С.

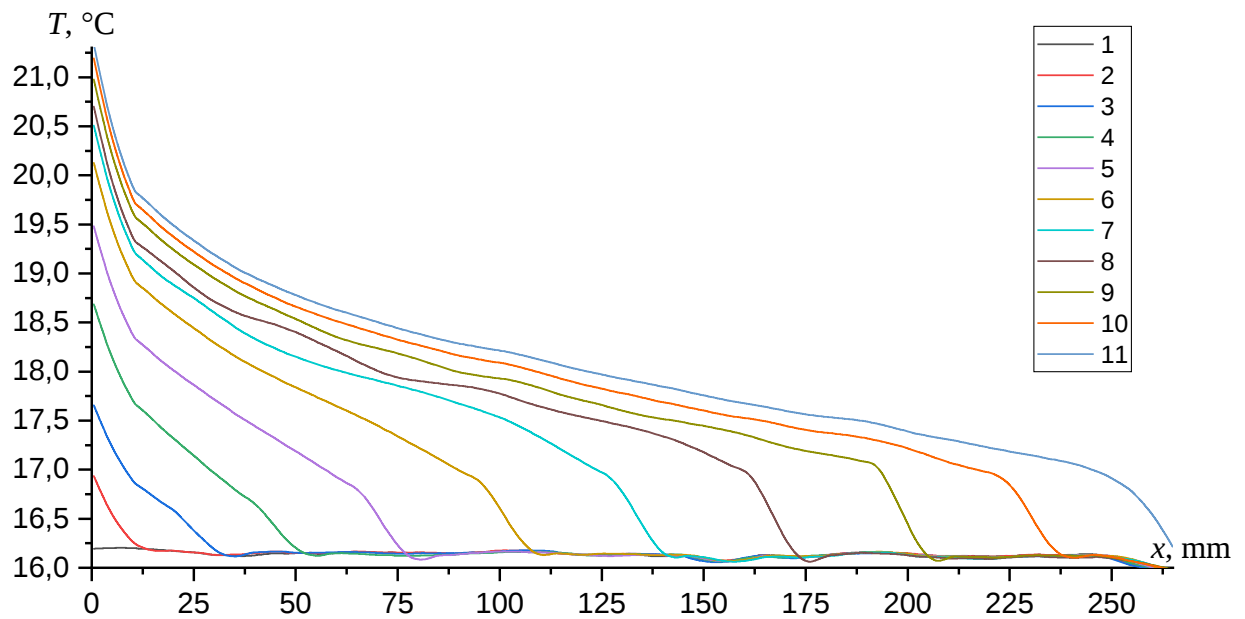


Рисунок 6.7 – Распределения температуры вдоль свободной поверхности жидкости в различные моменты времени: 1 – $t = 0$ с, 2 – 39 с, 3 – 78 с, 4 – 117 с, 5 – 156 с, 6 – 195 с, 7 – 234 с, 8 – 273 с, 9 – 312 с, 10 – 351 с, 11 – 390 с от включения нагревателя. Высота слоя жидкости $H = 170$ мм, плотность теплового потока $q = 1385 \text{ Вт/м}^2$

Интервал времени между включением нагрева левой стенки полости и достижением фронтом нагретой жидкости противоположной тонкой стенки зависит от плотности теплового потока на разогреваемой стенке (рисунок 6.8).

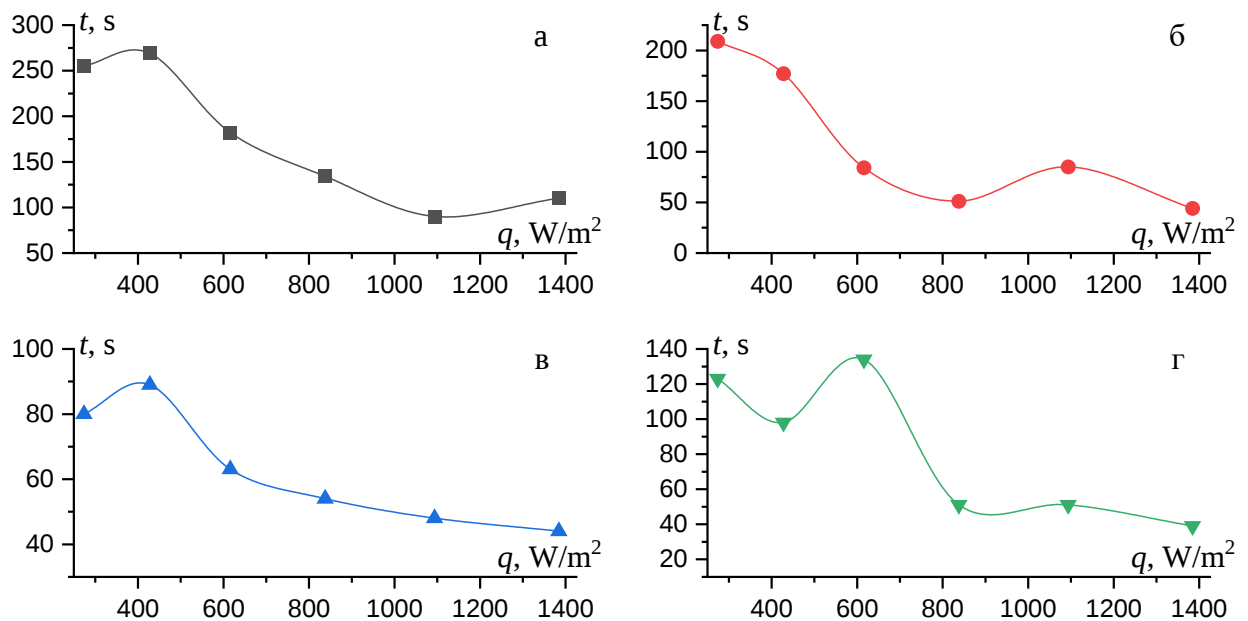


Рисунок 6.8 – Зависимости промежутка времени от включения нагрева левой стенки до момента достижения тепловым фронтом противоположной тонкой стенки от плотности теплового потока на разогреваемой стенке и высоты слоя этилового спирта.

Высоты слоя жидкости: а – $H = 50$ мм, б – $H = 100$ мм, в – $H = 140$ мм, г – $H = 170$ мм

При помощи тепловизора также были получены нестационарные поля температуры на внешней поверхности тонкой стенки. Большое пространственно-временное разрешение матрицы тепловизора позволяет исследовать всю стенку сразу с хорошей детализацией. Стенка имеет размеры 180×95 мм, для исключения краевых эффектов исследовалась центральная полоса размером 180×30 мм. Эволюция поля температуры показана на рисунках 6.9 – 6.10. Усредняя температуру по горизонтали, были получены распределения температуры по высоте стенки (рис. 6.11, слева) в различные моменты времени. Видно, что вследствие теплоотдачи от свободной поверхности в окружающую среду максимум температуры находится ниже уровня жидкости. Со временем, максимум температуры движется вниз по стенке, при этом размер нагретой области растет.

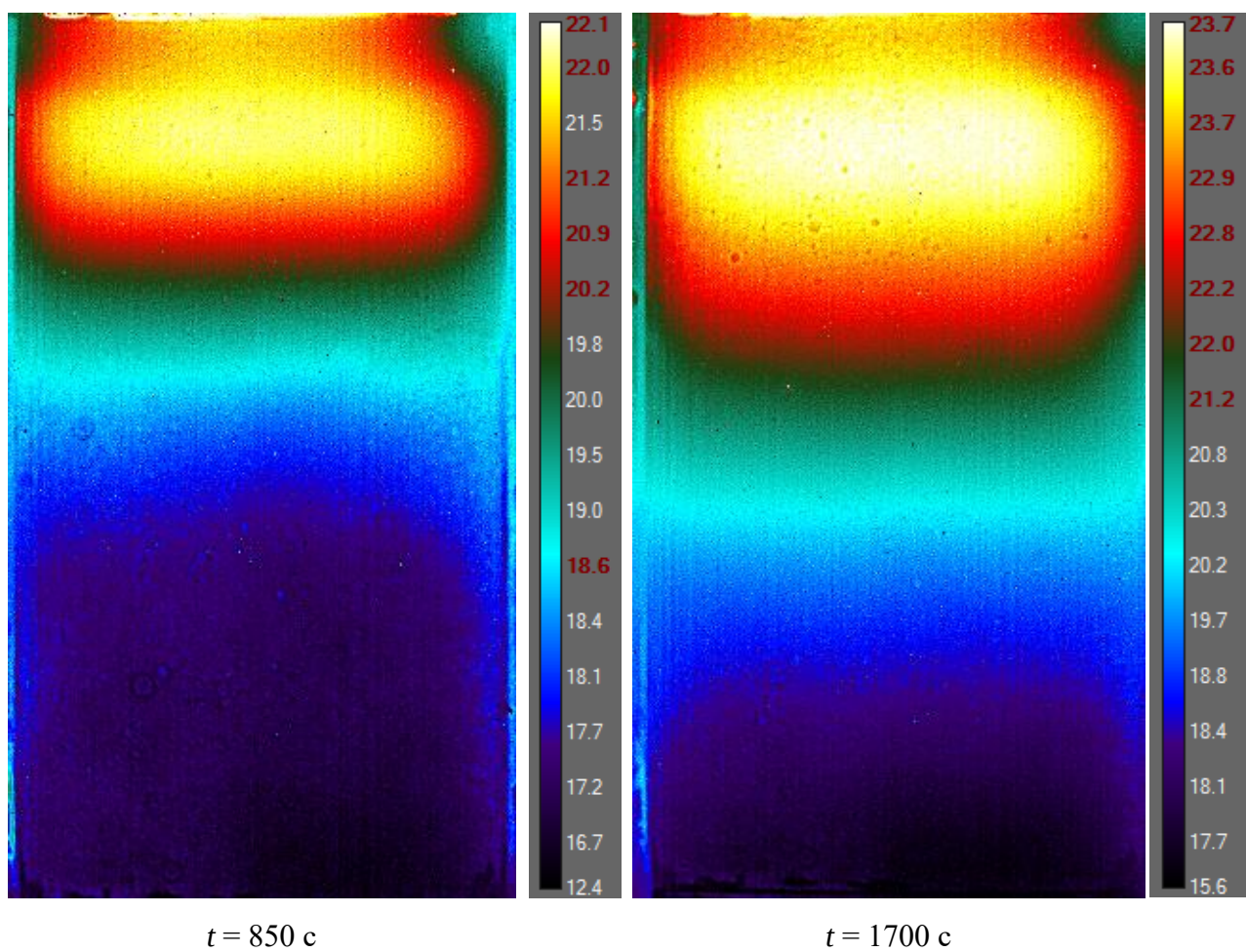


Рисунок 6.9 – Эволюция во времени поля температуры на внешней стороне тонкой металлической стенки после натекания потока горячей жидкости.

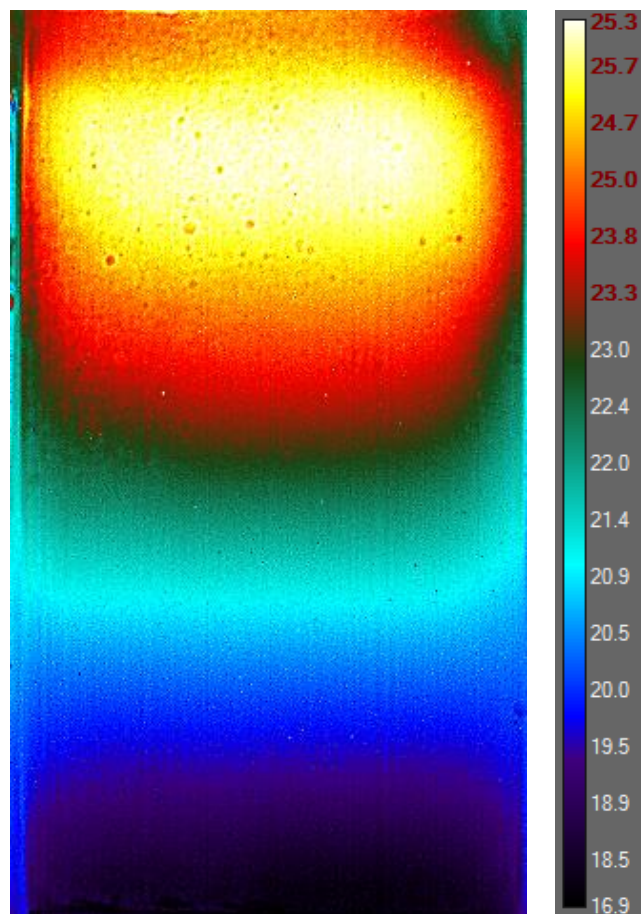


Рисунок 6.10 – Эволюция во времени поля температуры на внешней стороне тонкой металлической стенки после натекания потока горячей жидкости. Момент времени $t = 2550$ с

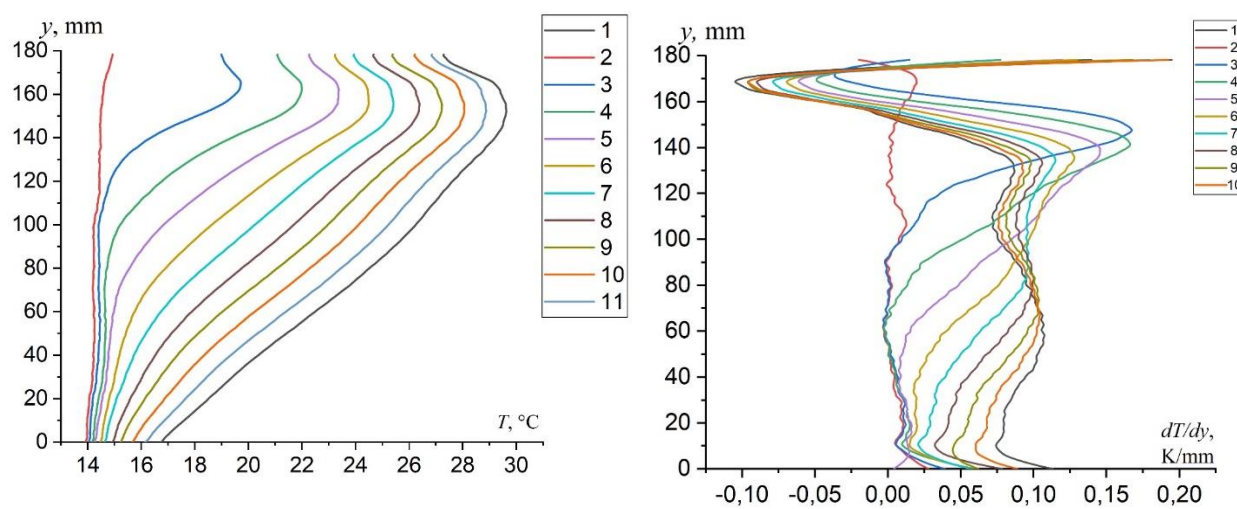


Рисунок 6.11 – Распределения температуры (слева) и градиентов температуры (справа) по высоте стенки в различные моменты времени при плотности теплового потока $q = 5400 \text{ Вт/м}^2$

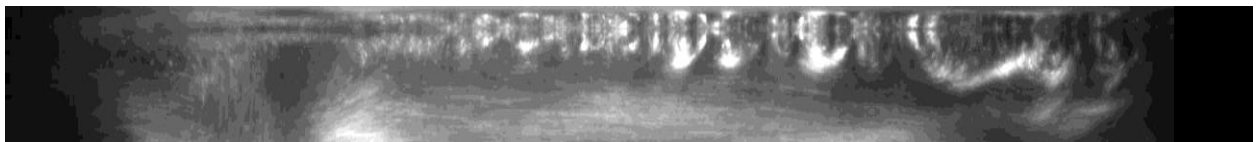
Моменты времени: 1 – $t = 0 \text{ с}$, 2 – 100 с , 3 – 105 с , 4 – 110 с , 5 – 11 с , 6 – 120 с , 7 – 125 с , 8 – 130 с , 9 – 135 с , 10 – 140 с , 11 – 145 с .

На рис. 6.11 (справа) представлены рассчитанные градиенты температуры по высоте стенки в различные моменты времени. Видно, что максимальное значение градиент температуры имеет в момент времени $t = 100 \text{ с}$, то есть в момент сразу после ударения фронта нагретой жидкости о тонкую стенку. Этот факт подтверждает важность исследования такой задачи именно в нестационарной постановке: по мере перехода течения жидкости в стационарный режим, градиенты температуры уменьшаются.

Через прозрачную боковую стенку рабочего участка была проведена цифровая съемка, используя частички-трассеры для визуализации течения, подсветка осуществлялась плоским световым ножом в центральном сечении. На рисунке 6.12 изображена область течения вблизи свободной поверхности жидкости, высота слоя жидкости $H = 170 \text{ мм}$. Нагрев жидкости проведен при плотности теплового потока на нагревателе $q = 1720 \text{ Вт/м}^2$.



$t=250\text{с}$



$t=300\text{с}$



$t=350\text{с}$



$t=400\text{с}$



$t=450\text{с}$



$t=500\text{с}$

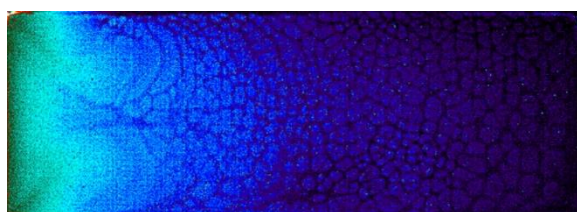
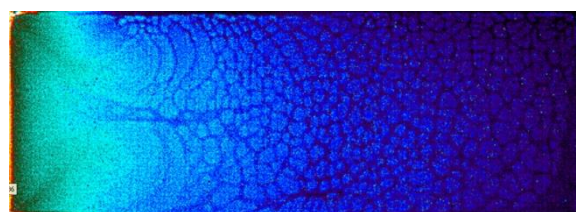
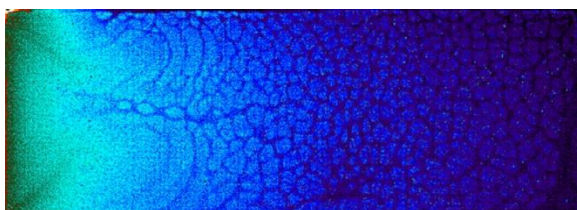
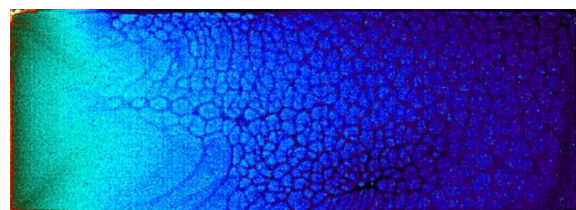
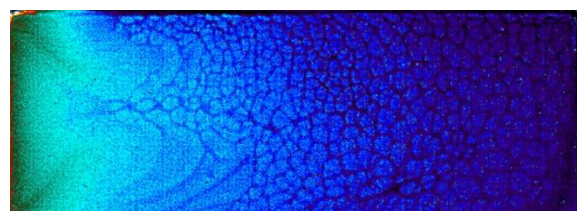
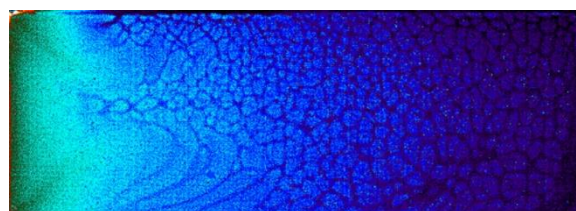
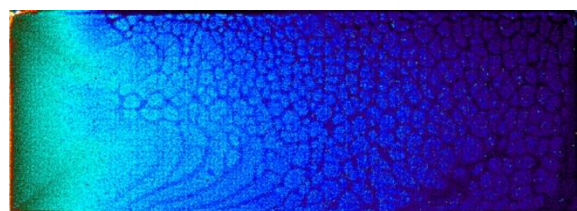
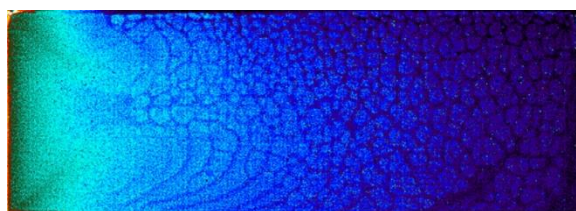
Рисунок 6.12 – Эволюция конвективных ячеек на свободной поверхности жидкости

По данным кадрам видеофильма можно наблюдать эволюцию конвективных ячеек у свободной поверхности жидкости. При удалении ячеек от нагреваемой стенки размер ячеек увеличивается, вследствие увеличения толщины неустойчиво стратифицированного слоя под свободной поверхностью жидкости. Увеличение толщины этого слоя жидкости происходит за счет перемешивания развивающимся ячеистым течением и сносом ячеек вдоль свободной поверхности от нагретого торца полости к изначально холодному противоположному торцу.

С помощью тепловизора было выполнено тепловизионное сканирование свободной поверхности жидкости в процессе ее охлаждения. После отключения нагревателя рабочая жидкость перемешивалась и постепенно охлаждалась за счет теплоотдачи в окружающую среду. На рисунке 6.13 представлена эволюция поля температуры на свободной поверхности этилового спирта во время охлаждения. На данных кадрах тепловизионных фильмов более светлые области соответствуют более высокой температуре. По данным полям температуры можно наблюдать за образованием конвективных валов вблизи остывающей стенки. При удалении от стенки конвективные валы дробятся на более мелкомасштабные ячеистые структуры. Пространственная форма течения в

конвективной ячейке представляет собой восходящие потоки в центральной части ячейки и нисходящие на ее периферии. Также по данным фрагментам можно проследить за дрейфом отдельных мелкомасштабных ячеек и изменением их пространственной формы и размеров. В качестве основных движущих сил конвективных ячеек выступают продольный (вдоль оси x от левого торца к правому) и поперечный (вдоль оси y по нормали к боковой стенке) градиенты температуры.

На рисунке 6.14 выделены продольная полоса и поперечные полосы 1, 2 и 3, расположенные по мере удаления от нагреваемой стенки. Также на рисунке 6.14 в поперечной полосе 1 выбиралась исследуемая ячейка и рассматривалось ее продвижение до поперечных полос 2 и 3.

 $t = 250c$  $t = 254c$  $t = 258c$  $t = 262c$  $t = 266c$  $t = 270c$  $t = 274c$  $t = 278c$

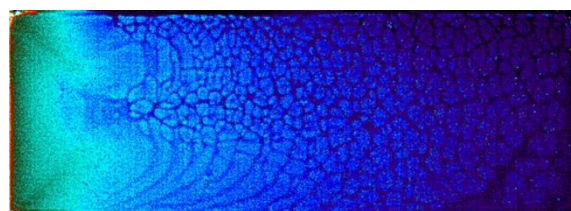
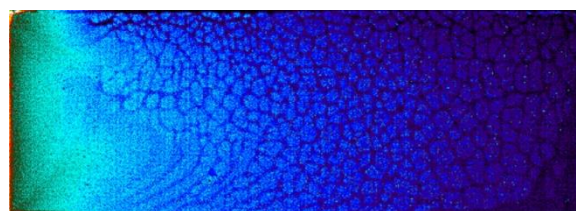
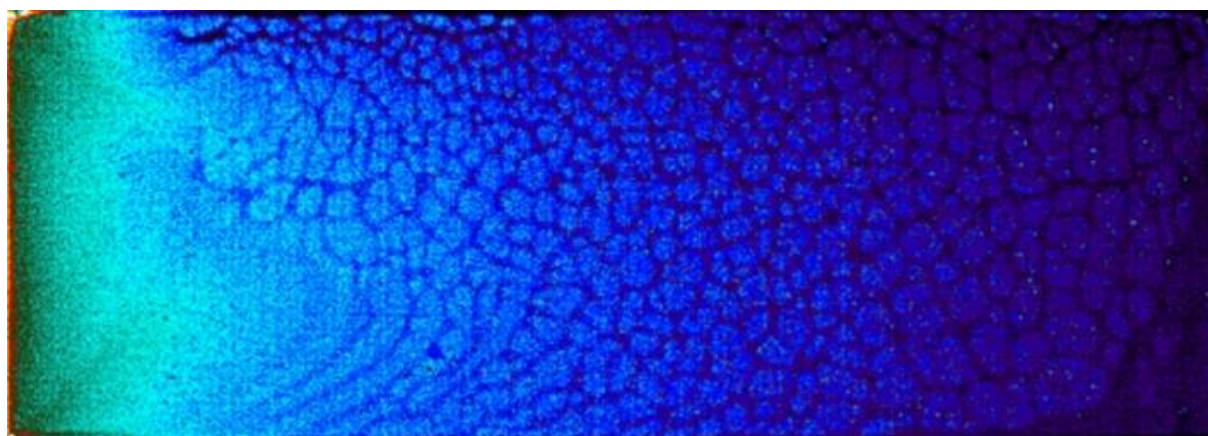
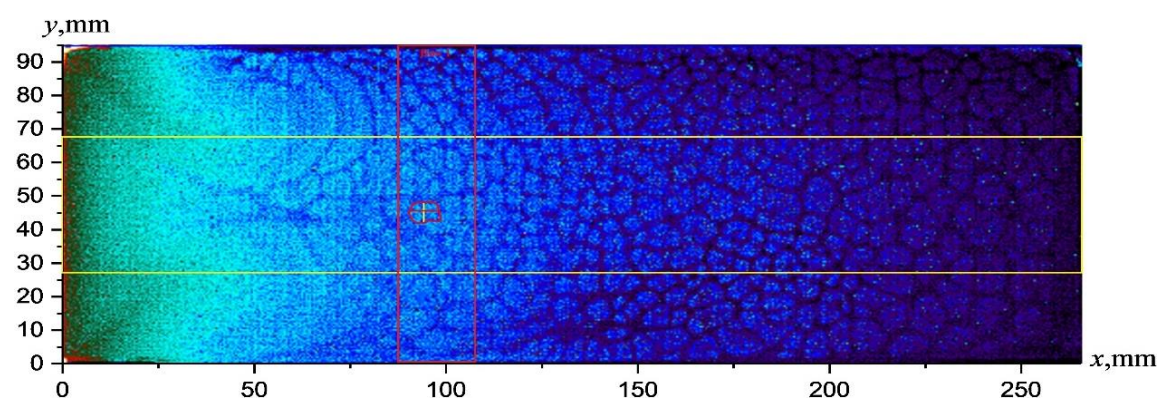
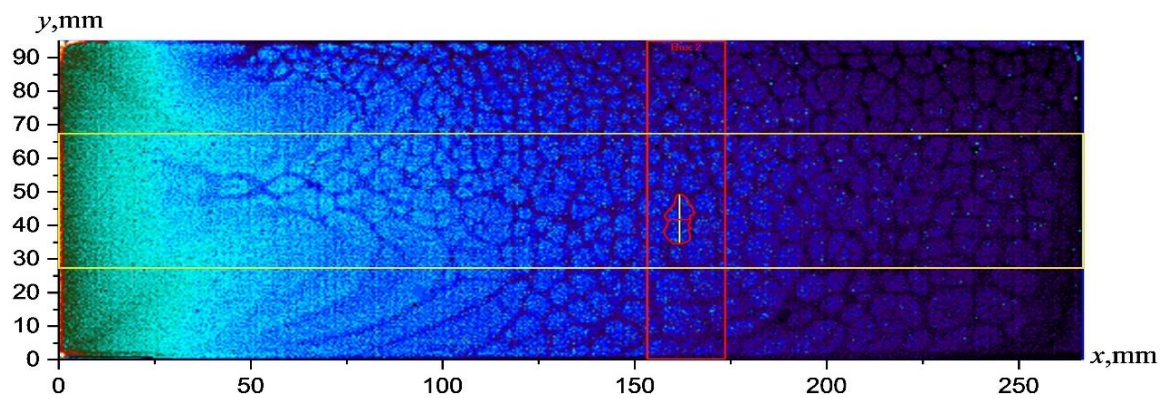
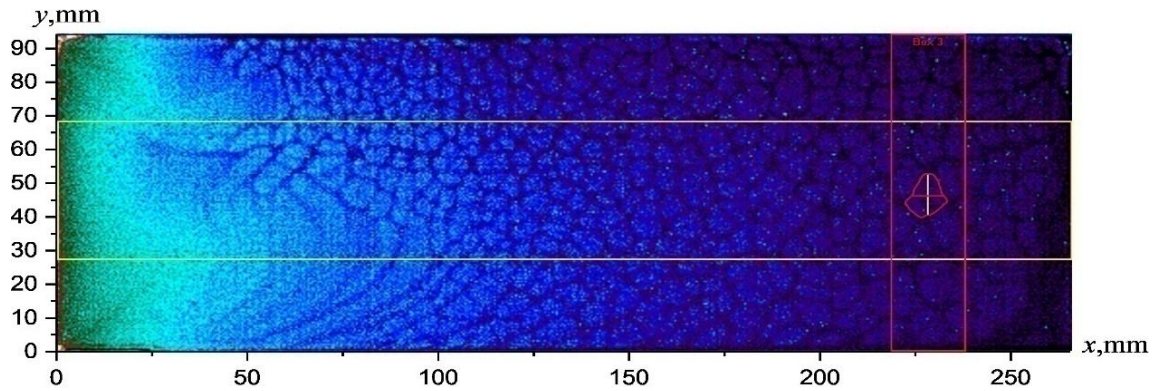

 $t = 282\text{c}$

 $t = 286\text{c}$

 $t = 290\text{c}$

Рисунок 6.13 – Эволюция поля температуры во времени на свободной поверхности слоя жидкости после выключения нагрева (при плотности теплового потока $q = 1720 \text{ Вт/м}^2$) и перемешивания рабочей жидкости, высота слоя $H = 170 \text{ мм}$


 $t = 250\text{c}$


$t = 268,6\text{с}$



$t = 297,8\text{с}$

Рисунок 6.14 – Свободная поверхность рабочей жидкости, с обозначенными на ней полосами, вдоль которых производилось усреднение, и выделенной наблюдаемой ячейкой, начало отсчета времени – момент выключения нагрева, высота слоя $H=170\text{ мм}$ при плотности теплового потока $q = 1720\text{ Вт/м}^2$

Были определены локальные характеристики выделенной исследуемой мелкомасштабной ячейки. В первую очередь, были определены границы ячейки. Поскольку граница ячейки состоит из нисходящих потоков, температура в которых ниже, чем в центральной части, состоящей из восходящих потоков, то на границе ячейки будут достигаться минимумы температуры. Для исследуемой мелкомасштабной ячейки были построены поля изотерм (рис. 6.15).

Этиловый спирт непрозрачен для инфракрасного (ИК) излучения, поэтому температура измерялась именно на поверхности. Конвективные ячейки Рэлея – Бенара представляют собой торообразную структуру, у которой в центре располагается восходящее к свободной поверхности течение, по периферии — опускное. Соответственно, на изображении поля температуры видно, что у ячеек наблюдается повышенная температура в центре ячеек и пониженная — по периферии. Эволюция поля температуры (представлено в виде поля изотерм) для отдельной ячейки изображена на рис. 6.15. Под действием крупномасштабной гравитационно-капиллярной конвекции ячейки движутся в сторону тонкой стенки. Можно также заметить, что уровень температуры вниз по потоку вследствие теплоотдачи в окружающую среду постепенно падает. Натекающая

на стенку ячеистая структура вызывает модуляцию температуры на внутренней поверхности стенки на высоте, равной высоте слоя жидкости.

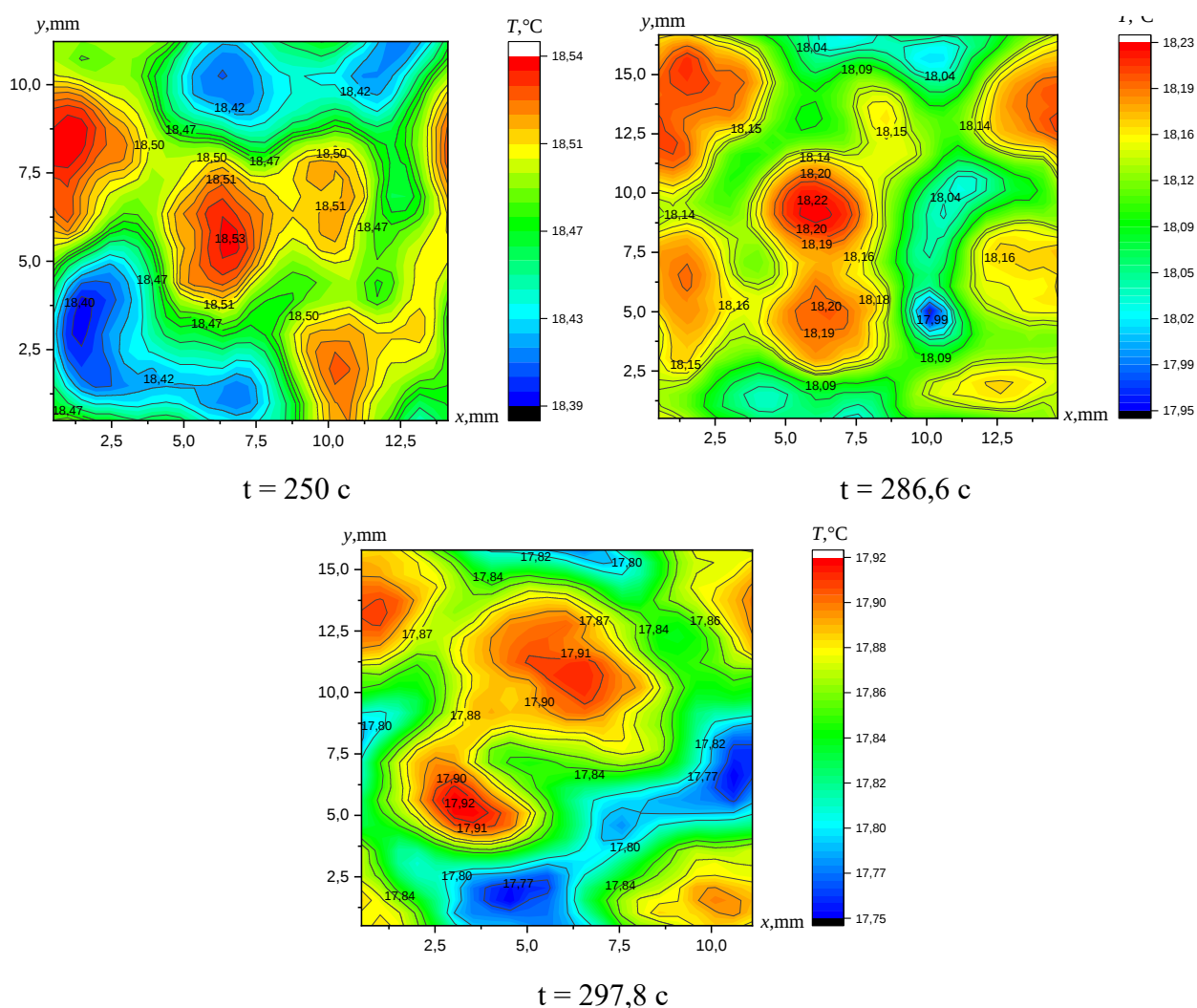


Рисунок 6.15 – Эволюция полей изотерм для исследуемой мелкомасштабной ячейки, начало отсчета времени – момент выключения нагрева

Обработка тепловизионных фильмов также позволила получить зависимости температуры на внутренней поверхности стенки от времени. Используя ИК-зеркало (рис. 6.16), аналогичная зависимость была получена синхронно и для внешней поверхности стенки. Применяя быстрое преобразование Фурье к этим зависимостям (рис. 6.17 и 6.18), были получены спектры мощности пульсаций температуры на обеих поверхностях стенки (рис. 6.19 и 6.20). Числами на рис. 6.19 и 6.20 выделены основные частоты пульсаций.

Некоторые высокие частоты, наблюдаемые на внутренней поверхности, на внешней поверхности отсутствуют. Таким образом, стенка является своего рода «фильтром» частот пульсаций температуры.

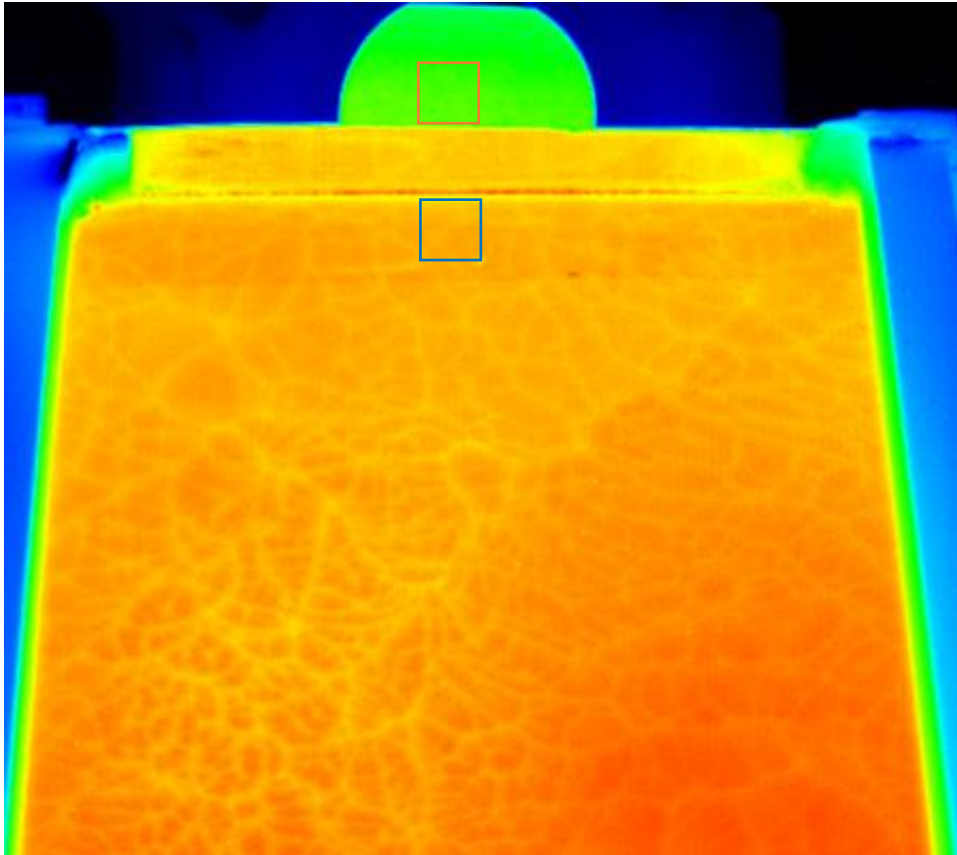


Рисунок 6.16 – Конвективная ячеистая структура, натекающая на стенку из тонкой нержавеющей стали. Красная область – отражение внешней поверхности стенки, синяя – фрагмент свободной поверхности жидкости вблизи тонкой стенки.

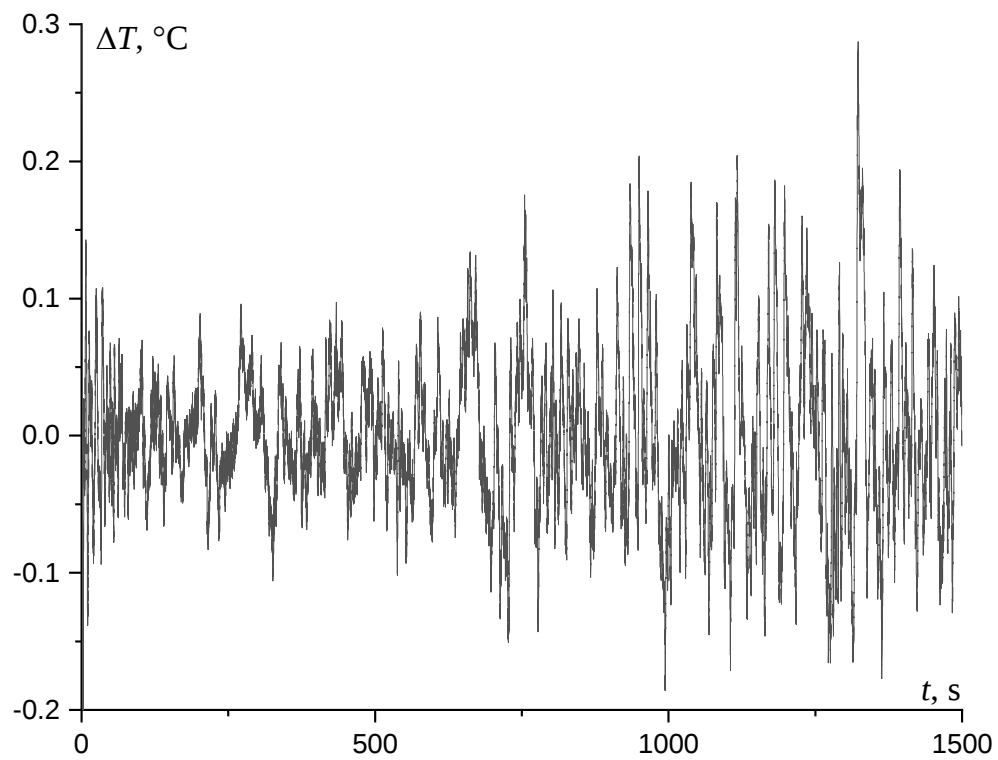


Рисунок 6.17 – Пульсации температуры на свободной поверхности жидкости вблизи тонкой стенки

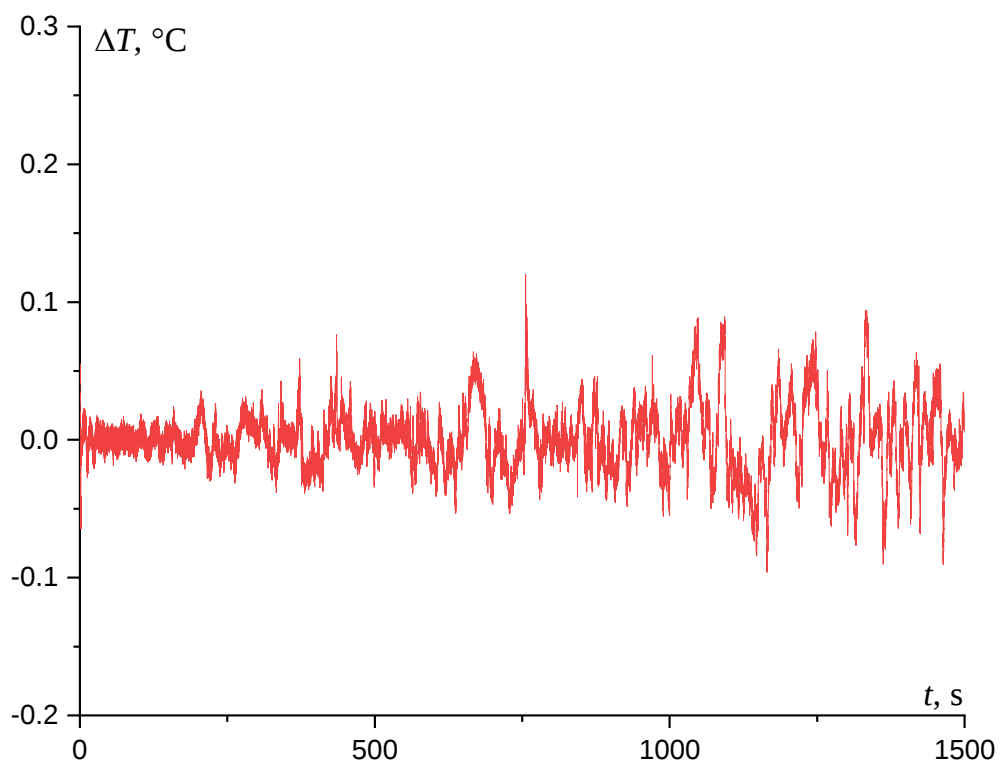


Рисунок 6.18 – Пульсации температуры на внешней поверхности тонкой стенки

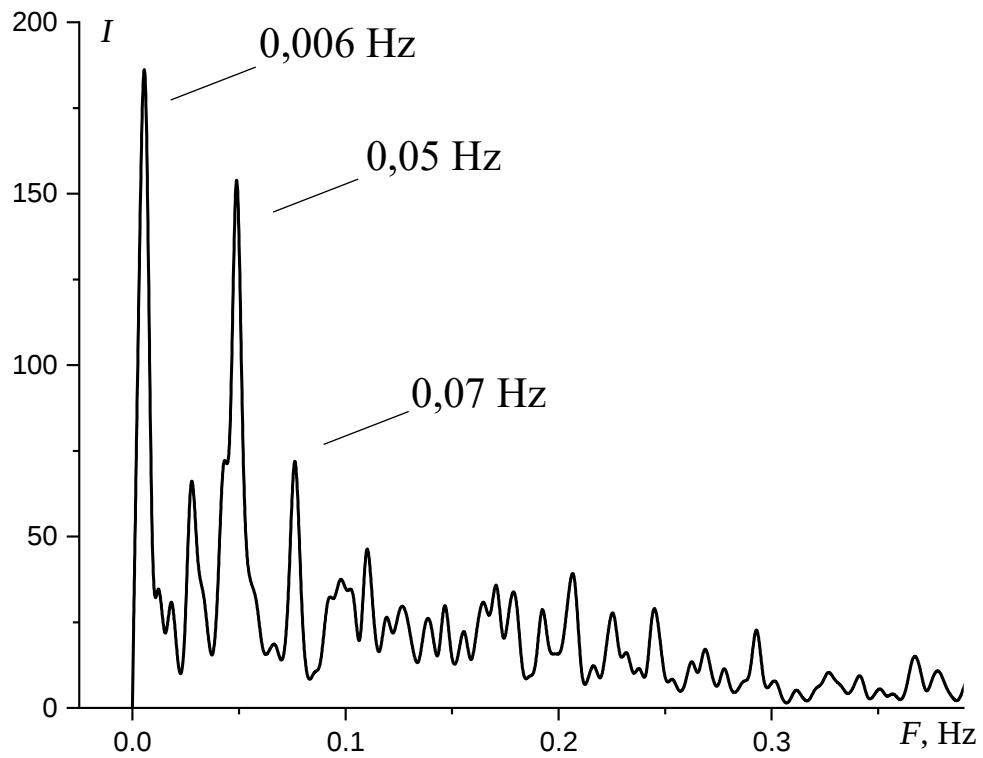


Рисунок 6.19 – Спектр мощности пульсаций температуры на свободной поверхности
вблизи тонкой стенки

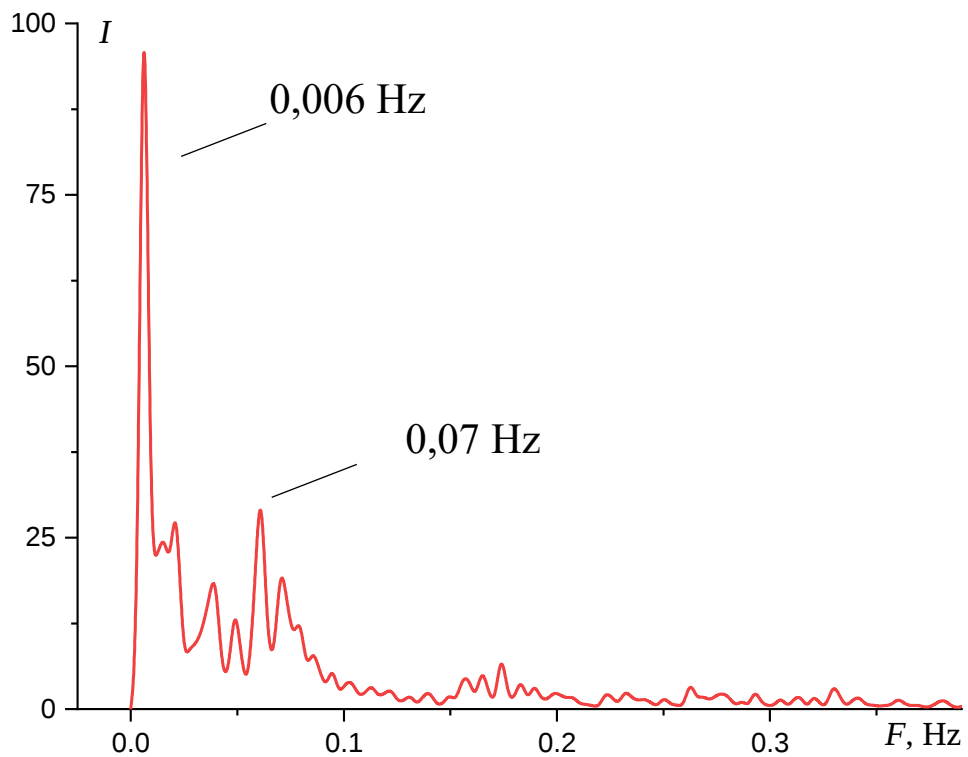


Рисунок 6.20 – Спектр мощности пульсаций температуры на внешней поверхности
тонкой стенки

Для исследования влияния набегающего потока построены профили температуры вдоль сечений по оси x (рис. 6.21 и 6.22). Видны характерные подъемы температуры, когда профиль пересекает центр ячеек и спады на границах ячеек.

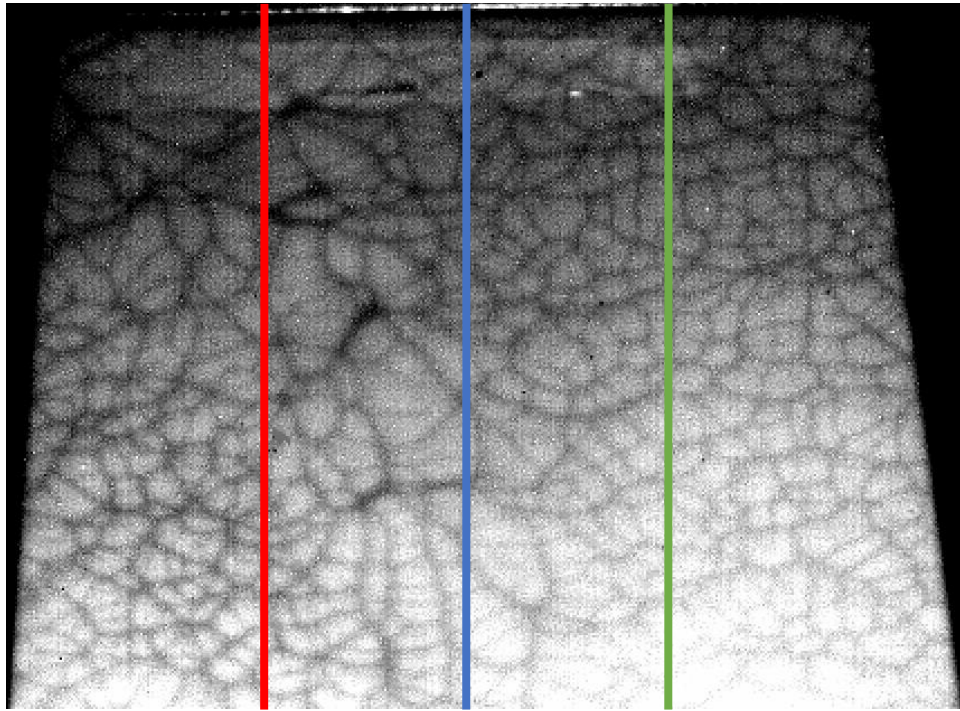


Рисунок 6.21 – Поле температуры на свободной поверхности вблизи тонкой стенки

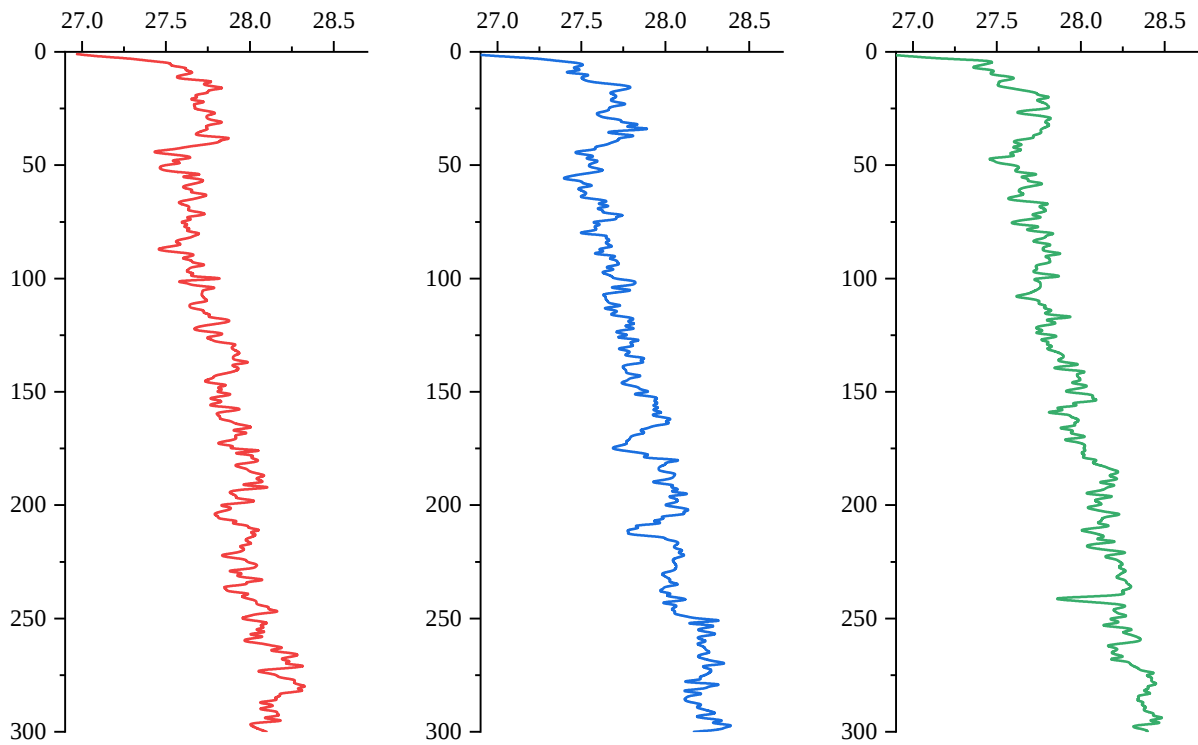
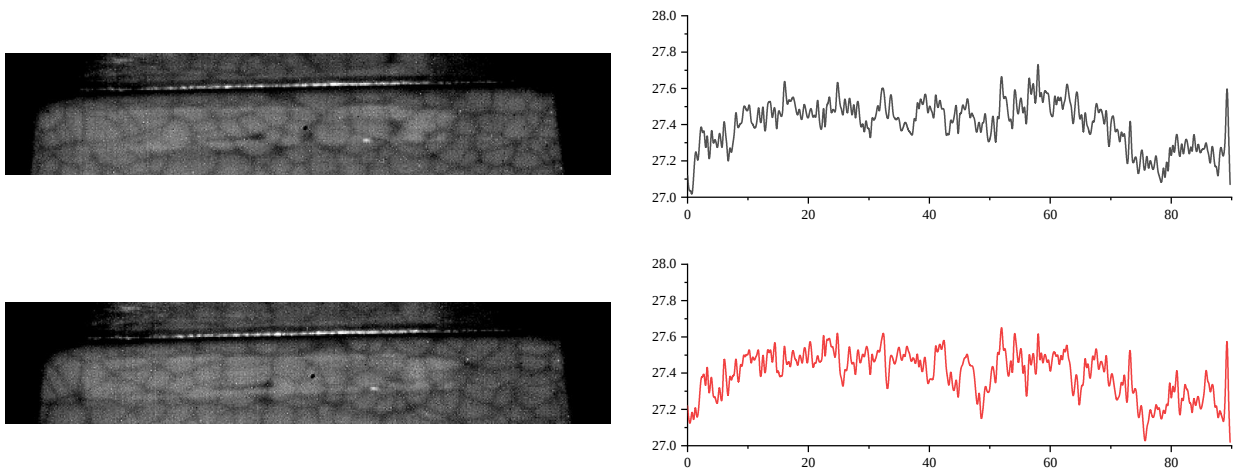


Рисунок 6.22 – Продольные профили температуры на свободной поверхности вблизи тонкой стенки

Также построены продольные распределения вдоль оси y , в различные моменты времени (рис. 6.23). Поэтому модуляция температуры происходит как по времени, так и в пространстве.



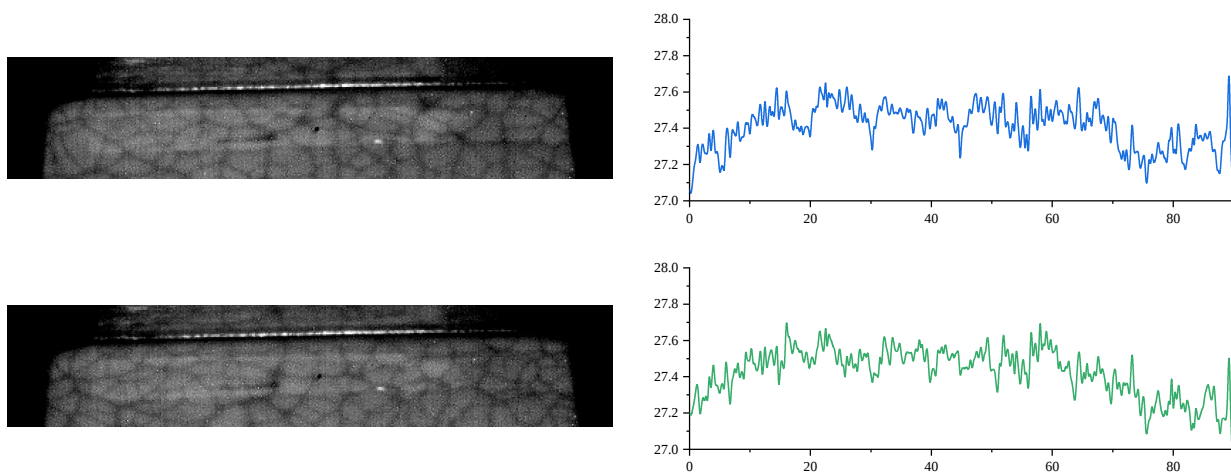


Рисунок 6.23 – Поперечные профили температуры на свободной поверхности вблизи тонкой стенки

Список литературы

1. Белов В.К., Белов В.В. Прочность и устойчивость ракетных и авиационных конструкций при термосиловом нагружении. Новосибирск: Изд-во НГТУ, 2011. 491 с.
2. Забродин В.С. Температурные поля в конструкции летательных аппаратов (Методы расчета). М.: Машиностроение, 1978. 184 с.
3. Свободноконвективные течения, тепло- и массообмен / Б. Гебхарт, Й. Джалурия, Р. Махаджан, Б. Саммакия. В 2 кн. Кн. 1. Пер. с англ. М.: Мир, 1991. 678 с.
4. Моллендорф, Гебхарт. Экспериментальное исследование интенсивной неустановившейся естественной конвекции //Теплопередача. 1970. № 4. С. 55–61.
5. Гершуни Г.З., Жуховицкий Е.М. Конвективная устойчивость несжимаемой жидкости. М.: Наука, 1972. 392 с.
6. Гершуни Г.З., Жуховицкий Е.М., Непомнящий А.А. Устойчивость конвективных течений. М.: Наука, 1989. 320 с.
7. Полежаев В.И. Нестационарная ламинарная тепловая конвекция в замкнутой области при заданном потоке тепла //Изв. АН СССР. МЖГ. 1970. № 4. С. 109–117.
8. Андерсон, Бежан. Свободная конвекция на боковых поверхностях вертикальной стенки, разделяющей жидкости с разными температурами //Теплопередача. 1980. Т. 102. № 4. С. 49–55.
9. Полежаев В.И. Конвективное взаимодействие в цилиндрическом сосуде, частично заполненном жидкостью, при подводе тепла к боковой и свободной поверхностям и дну //Изв. АН СССР. МЖГ. 1983. № 4. С. 77–88.
10. Черкасов С.Г. Естественная конвекция в вертикальном цилиндрическом сосуде при подводе тепла к боковой и свободной поверхности //Изв. АН СССР. МЖГ. 1984. № 6. С. 51–56.

11. Черкасов С.Г. Квазистационарный режим естественной конвекции в вертикальном цилиндрическом сосуде //Изв. АН СССР. МЖГ. 1986. № 1. С. 146–152.
12. Моисеева Л.А., Черкасов С.Г. Теоретические исследования влияния теплопроводности стенки на процессы свободноконвективного теплообмена в вертикальной цилиндрической емкости //Теплофизика высоких температур. 2002. Т. 40. № 3. С. 485–493.
13. Бердников В.С., Гришков В.А. Структура течения и теплообмен в вертикальных слоях жидкости в режимах термогравитационной и тепловой гравитационно-капиллярной конвекции //Сб. тр. Всерос. конф. по аэродинамике летательных аппаратов и прочности авиационных конструкций. Новосибирск, 2009. С. 124–131.
14. Бердников В.С., Гапонов В.А., Гришков В.А., Лиханский П.М., Марков В.А. Влияние нестационарной тепловой гравитационно-капиллярной конвекции на распределение температуры в тонкой вертикальной стенке //Теплофизика и аэромеханика. 2010. Т. 17. № 2. С. 197–208.
15. Киргинцев А.Н., Исаенко Л.И., Исаенко В.А. Распределение примеси при направленной кристаллизации. Новосибирск: Наука, 1977. 256 с.
16. Мюллер Г. Выращивание кристаллов из расплава. Конвекция и неоднородности. М.: Мир, 1991. 143 с.
17. Багдасаров Х.С., Горяинов Л.А. Тепло- и массоперенос при выращивании монокристаллов направленной кристаллизацией. М.: Физматлит, 2007. 224 с.
18. Лебедев Г.А., Малюков С.П., Стефанович В.А., Чередниченко Д.И. Теплофизические процессы при получении кристаллов лейкосапфира методом горизонтальной направленной кристаллизации //Кристаллография. 2008. Т. 53. № 2. С. 356–360.
19. Антонов П.И., Бахолдин С.И., Куандыков Л.Л., Лингарт Ю.К. Явление скачков теплового поля при кристаллизации монокристаллических лент

- сапфира по способу Степанова и методом ГНК //Кристаллография. 2004. Т. 49. № 2. С. 300–309.
20. Berdnikov V.S., Zabrodin A.G., Markov V.A. Thermogravitational and thermocapillary convection in a rectangular cavity //Fluid Mechanics – Soviet Research. 1986. Vol. 15. No. 3. P. 118–133.
 21. Бердников В.С., Гапонов В.А., Коврижных Л.С. Тепловая гравитационно-капиллярная конвекция в полости с продольным градиентом температуры //Инженерно-физический журнал. 2001. Т. 74. № 4. С. 116–121.
 22. Бердников В.С., Забродин А.Г. Экспериментальные исследования структуры тепловой гравитационной и гравитационно-капиллярной конвекции на модели метода горизонтальной направленной кристаллизации //Теплофизические процессы при кристаллизации веществ. Новосибирск, 1987. С. 67–99.
 23. Бердников В.С., Гришков В.А., Кислицын С.А., Митин К.А. Влияние граничных условий на рост кристаллов в методе горизонтальной направленной кристаллизации в режимах тепловой гравитационно-капиллярной конвекции //Труды седьмой Российской национальной конференции по теплообмену. 2018. С. 293–297.
 24. Бердников В.С., Кислицын С.А., Митин К.А. Численное моделирование процессов роста кристаллов методом горизонтальной направленной кристаллизации из расплавов с различными числами Прандтля //Известия РАН. Серия физическая. 2017. Т. 81. № 10. С. 1389–1394.
 25. Kutateladze S.S., Berdnikov V.S. Structure of thermogravitational convection in flat variously oriented layers of liquid and on a vertical wall //International Journal of Heat and Mass Transfer. 1984. Vol. 27. No. 9. P. 1595–1611.
 26. Соковишин Ю.А., Мартыненко О.Г. Введение в теорию свободно-конвективного теплообмена. Л.: ЛГУ, 1982. 224 с.
 27. Gebhart B. Natural convection flow and stability //Advances in Heat Transfer. 1973. Vol. 9. P. 273–348.

28. Бердников В.С., Гришков В.А., Шумилов Н.А. Развитие нестационарной конвекции в прямоугольной полости при внезапном нагреве вертикальной стенки //Теплофизика и аэромеханика. 2020. Т. 27. № 4. С. 555–564.
29. Субботин В.И., Ибрагимов М.Х., Меркулов В.И., Номофилов Е.В., Тычинский Н.А. Пульсации температуры стенки трубы в условиях интенсивного конвективного теплообмена //Атомная энергия. 1965. Т. 18. № 5. С. 525–527.
30. Петухов Б.С., Поляков А.Ф. Теплообмен при смешанной турбулентной конвекции. М.: Наука, 1986. 191 с.
31. Поляков А.Ф. Реализация устойчивой термической стратификации в трубах и подавление пристенной турбулентности //ТВТ. 2017. Т. 58. № 4. С. 589.
32. Поляков А.Ф. Турбулентный теплоперенос при подавлении пристенной турбулентности и соотношение между теплоотдачей и сопротивлением трения //ТВТ. 2019. Т. 57. № 1. С. 94–100.
33. Формалев В.Ф., Колесник С.А., Кузнецова Е.Л. О волновом теплопереносе на временах, сравнимых с временем релаксации при интенсивном конвективно-кондуктивном нагреве //ТВТ. 2018. Т. 56. № 3. С. 412–416.
34. Арбузов В.А., Арбузов Э.В., Дубнищев Ю.Н., Бердников В.С., Мелёхина О.С. Визуализация фазовой структуры термогравитационной струи с реконструкцией температурного поля //Научная визуализация. 2017. Т. 9. № 1. С. 112–123.
35. Бердников В.С., Марков В.А. Исследование процесса образования льда на горизонтальной охлажденной пластине //Вестник СГУПС. 2017. № 2(41). С. 54–62.
36. Арбузов В.А., Арбузов Э.В., Дубнищев Ю.Н., Бердников В.С., Мелехина О.С. Оптическая диагностика фронта кристаллизации, индуцированного

- температурным градиентом на верхней границе горизонтального слоя жидкости //Автометрия. 2017. Т. 53. № 2. С. 39–44.
37. Дубнищев Ю.Н., Арбузов В.А., Арбузов Э.В., Бердников В.С., Кислицын С.А., Мелёхина О.С. Оптическая диагностика конвективных структур, индуцированных нестационарными граничными условиями в вертикальном слое воды //Научная визуализация. 2018. Т. 10. № 4. С. 123–133.
 38. Кислицын С.А., Митин К.А., Бердников В.С. Моделирование процессов теплообмена при росте монокристаллов методом Бриджмена–Стокбаргера в неподвижных и вращающихся тиглях //Вычислительные технологии. 2021. Т. 26. № 1. С. 21–32.
 39. Berdnikov V.S., Kislitsyn S.A., Grishkov V.A. Dependence of the form of crystallization front on boundary conditions in a method of the horizontal unidirectional solidification //Journal of Physics: Conference Series. 2018. Vol. 1105. P. 012052.
 40. Berdnikov V.S., Kislitsyn S.A., Mitin K.A. The influence of Prandtl numbers of melts and crucible materials on the features of crystal growth by the Bridgman method //Journal of Physics: Conference Series. 2019. Vol. 1382. P. 012120.
 41. Mikhaylov A.V., Grishkov V.A., Ermolayev K.Y., Berdnikov V.S. Experimental research of the process of crystallization front propagation from a cooled vertical side in a horizontal fluid layer //EPJ Web of Conferences. 2019. Vol. 196.
 42. Berdnikov V.S., Grishkov V.A., Mikhajlov A.V. Experimental studies of the evolution of non-stationary natural convective boundary layers at different heat flux densities on a vertical wall //Journal of Physics: Conference Series. 2020. Vol. 1677. P. 012181.
 43. Mikhaylov A.V., Grishkov V.A., Berdnikov V.S. Dependence of the temperature fields of a thin vertical wall on the intensity of the oncoming flow

- of a heated liquid //Journal of Physics: Conference Series. 2021. Vol. 1867. P. 012040.
44. Михайлов А.В., Бердников В.С., Гришков В.А., Рыбин Н.М., Юровских Е.А. Влияние интенсивности тепловой гравитационно-капиллярной конвекции на поля температуры в тонких стенках //Теплофизика и аэромеханика. – 2026. – Т. 33, № 1. – С. 61-66.
 45. Bodneva N.I., Berdnikov V.S., Grishkov V.A., Mikhailov A.V. Influence of thermal gravitational-capillary convection on temperature fields in a thin wall //Journal of Physics: Conference Series. 2021. Vol. 2119. P. 012162.
 46. Berdnikov V.S., Grishkov V.A., Mikhailov A.V., Ryabov V.O. Laminar-turbulent transitions during thermal gravitational-capillary convection in horizontal liquid layers heated from below //Journal of Physics: Conference Series. 2021. Vol. 2119. P. 012166.
 47. Hölling M., Herwig H. Asymptotic analysis of the near-wall region of turbulent natural convection flows //Journal of Fluid Mechanics. – 2005. – Т. 541. – С. 383-397.
 48. Wells A. J., Worster M. G. A geophysical-scale model of vertical natural convection boundary layers //Journal of Fluid Mechanics. – 2008. – Т. 609. – С. 111-137.
 49. Xin S., Quéré P. L. Natural-convection flows in air-filled, differentially heated cavities with adiabatic horizontal walls //Numerical Heat Transfer, Part A: Applications. – 2006. – Т. 50. – №. 5. – С. 437-466.
 50. Xin S., Quéré P. L. Stability of two-dimensional (2D) natural convection flows in air-filled differentially heated cavities: 2D/3D disturbances //Fluid Dynamics Research. – 2012. – Т. 44. – №. 3. – С. 031419.
 51. Gao Z. et al. Transition to chaos of natural convection between two infinite differentially heated vertical plates //Physical Review E—Statistical, Nonlinear, and Soft Matter Physics. – 2013. – Т. 88. – №. 2. – С. 023010.

52. Gao Z. et al. Chaotic dynamics of a convection roll in a highly confined, vertical, differentially heated fluid layer //Physical Review E. – 2015. – T. 91. – №. 1. – C. 013006.
53. Gao Z. et al. Three-dimensional instabilities of natural convection between two differentially heated vertical plates: linear and nonlinear complementary approaches //Physical Review E. – 2018. – T. 97. – №. 5. – C. 053107.
54. Zhao Y., Lei C., Patterson J. C. The K-type and H-type transitions of natural convection boundary layers //Journal of Fluid Mechanics. – 2017. – T. 824. – C. 352-387.
55. Ke J. et al. Law of the wall for a temporally evolving vertical natural convection boundary layer //Journal of Fluid Mechanics. – 2020. – T. 902. – C. A31.
56. Ke J. et al. High Grashof number turbulent natural convection on an infinite vertical wall //Journal of Fluid Mechanics. – 2021. – T. 929. – C. A15.
57. Ke J. et al. The turbulence development of a vertical natural convection boundary layer //Journal of Fluid Mechanics. – 2023. – T. 964. – C. A24.
58. Ke J., Armfield S. W., Williamson N. Non-Oberbeck–Boussinesq effects on the linear stability of a vertical natural convection boundary layer //Journal of Fluid Mechanics. – 2024. – T. 988. – C. A44.
59. Ng C. S. et al. Vertical natural convection: application of the unifying theory of thermal convection //Journal of Fluid Mechanics. – 2015. – T. 764. – C. 349-361.
60. Ng C. S. et al. Changes in the boundary-layer structure at the edge of the ultimate regime in vertical natural convection //Journal of fluid mechanics. – 2017. – T. 825. – C. 550-572.
61. Ng C. S. et al. Bulk scaling in wall-bounded and homogeneous vertical natural convection //Journal of fluid mechanics. – 2018. – T. 841. – C. 825-850..

62. Wang Q. et al. Regime transitions in thermally driven high-Rayleigh number vertical convection //Journal of Fluid Mechanics. – 2021. – T. 917.
63. Howland C. J. et al. Boundary layers in turbulent vertical convection at high Prandtl number //Journal of Fluid Mechanics. – 2022. – T. 930. – C. A32.
64. Ampofo F., Karayiannis T. G. Experimental benchmark data for turbulent natural convection in an air filled square cavity //International Journal of Heat and Mass Transfer. – 2003. – T. 46. – №. 19. – C. 3551-3572.
65. Yilmaz T., Fraser S. M. Turbulent natural convection in a vertical parallel-plate channel with asymmetric heating //International Journal of Heat and Mass Transfer. – 2007. – T. 50. – №. 13-14. – C. 2612-2623.
66. Kim K. M. et al. Experimental study of turbulent air natural convection in open-ended vertical parallel plates under asymmetric heating conditions //International Journal of Heat and Mass Transfer. – 2020. – T. 159. – C. 120135.
67. Nakao K. et al. Scaling high Rayleigh number natural convection boundary layer statistics: A vertical water tunnel experiment //Physics of Fluids. – 2023. – T. 35. – №. 11.
68. Zwirner L. et al. Dynamics and length scales in vertical convection of liquid metals //Journal of Fluid Mechanics. – 2022. – T. 932. – C. A9.
69. Zheng Z., Tuckerman L. S., Schneider T. M. Natural convection in a vertical channel. Part 1. Wavenumber interaction and Eckhaus instability in a narrow domain //Journal of Fluid Mechanics. – 2024. – T. 1000. – C. A28.
70. Zheng Z., Tuckerman L. S., Schneider T. M. Natural convection in a vertical channel. Part 2. Oblique solutions and global bifurcations in a spanwise-extended domain //Journal of Fluid Mechanics. – 2024. – T. 1000. – C. A29.
71. Zheng Z., Tuckerman L. S., Schneider T. M. Natural convection in a vertical channel. Part 3. Bifurcations of many (additional) unstable periodic orbits and

their dynamical relevance //Journal of Fluid Mechanics. – 2025. – T. 1022. – C. A42.