

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение
высшего образования «Национальный исследовательский университет
«МЭИ»

На правах рукописи



БУХАРОВ АЛЕКСАНДР ВАСИЛЬЕВИЧ

**ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИЕ ПРОБЛЕМЫ ПОЛУЧЕНИЯ
СТАБИЛЬНЫХ КАПЕЛЬНЫХ ПОТОКОВ С МИНИМАЛЬНЫМ
РАЗБРОСОМ ПО СКОРОСТИ И РАЗМЕРАМ КАПЕЛЬ**

Специальность 01.04 .14 – Теплофизика и теоретическая теплотехника

**Диссертация на соискание ученой степени
доктора технических наук**

Москва – 2016

ОГЛАВЛЕНИЕ

ВВЕДЕНИЕ.....	5
ГЛАВА 1. СОВРЕМЕННОЕ СОСТОЯНИЕ МОНОДИСПЕРСНЫХ ТЕХНОЛОГИЙ	
1.1. Монодисперсные технологии.....	34
1.2. Криогенные корпускулярные мишени.....	35
1.2.1. Принцип работы криогенных корпускулярных мишеней и возможные схемы применения.....	35
1.2.2. Теплофизические проблемы криогенных корпускулярных мишеней.....	45
1.2.3. Конструкционные проблемы криогенных корпускулярных мишеней.....	59
1.3. Капельные холодильники излучатели.....	62
1.3.1. Проблемы теплоотвода от космических аппаратов.....	62
1.3.2. Принцип работы капельных холодильников излучателей.....	67
1.3.3. Теплофизические проблемы капельных холодильников излучателей.....	69
1.3.4. Конструкционные проблемы создания капельных холодильников излучателей.....	79
1.3.5. Экспериментальные исследования капельных холодильников излучателей.....	89
1.4. Постановка задач исследования.....	92
1.4.1. Проблемы криогенных корпускулярных мишеней и постановка задач исследования.....	92
1.4.2. Проблемы капельных холодильников излучателей и постановка задач исследования.....	96

ГЛАВА 2. МЕТОДОЛОГИЯ ПРОВЕДЕНИЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

2. 1. Методология определения характеристик ВКРС.....	99
2. 2. Методология определения основных параметров капиллярного распада жидких струй.....	104
2.2.1. Методика получения и обработки изображений.....	105
2.2.2. Методика определения параметров ВКРС: длины нераспавшейся части струи, угла отклонения струи от вертикали, формы и диаметра струи и капель, скорости струи и капель.....	110
2.3. Описание программы определения основных параметров ВКРС.....	118
2.4. Тестирование методик и программного обеспечения.....	123
2.5. Выводы.....	124

ГЛАВА 3. КАПИЛЛЯРНЫЙ РАСПАД СТРУЙ ВЯЗКИХ ЖИДКОСТЕЙ

3.1. Экспериментальная установка для комплексного исследования теплофизических и конструкционных проблем получения стабильных капельных потоков.....	126
3.2. Исследование характеристик переходных режимов.....	149
3.2.1. Переходный режим от капельного к струйному.....	151
3.3. Капиллярный распад струй вязких жидкостей.....	165
3.3.1. Влияние вязкости на рост амплитуды возмущения.....	169
3.3.2. Влияние вязкости жидкости на оптимальную частоту распада.....	179
3.4. Влияние давления окружающей среды на поперечную и продольную устойчивость капельных потоков.....	186
3.4.1. Факторы, влияющие на изменение первоначальной структуры капельного потока.....	186
3.4.2. Экспериментальное исследование влияние давления окружающей среды на устойчивость капельных потоков.....	191
3.5. Выводы.....	200

ГЛАВА 4. РАСЧЁТНАЯ МОДЕЛЬ ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ ПОЛУЧЕНИЯ КРИОГЕННЫХ КОРПУСКУЛЯРНЫХ МИШЕНЕЙ

4.1. Инжекция жидких испаряющихся капиллярных струй в среду с низким давлением.....	206
4.2. Расчётная модель теплофизических процессов получения криогенных корпускулярных мишеней.....	218
4.3. Программа расчёта характеристик капель и гранул.....	225
4.4. Результаты расчёта характеристик капель и гранул.....	234
4.5. Выводы.....	241

ГЛАВА 5. КАПИЛЛЯРНЫЙ РАСПАД И ПОЛУЧЕНИЕ ТВЁРДЫХ ГРАНУЛ (МИШЕНЕЙ) ИЗ КРИОГЕННЫХ ЖИДКОСТЕЙ

5.1. Экспериментальная установка по комплексному исследованию теплофизических и конструкционных проблем получения криогенных корпускулярных мишеней.....	244
5.2. Получение жидких криогенных струй.....	283
5.2.1. Экспериментальная проверка результатов расчетов основных конструкционных элементов криогенной корпускулярной мишени.....	283
5.2.2. Влияние примесей на устойчивое получение жидких криогенных струй.....	294
5.3. Капиллярный распад и получение твёрдых гранул (мишеней) из криогенных жидкостей.....	307
5.3.1. Режимы получения криогенных струй.....	318
5.3.2. Капиллярный распад криогенных струй из жидкого водорода, азота и аргона.....	321
5.3.3. Получение твёрдых гранул из криогенных жидкостей.....	338
5.4. Выводы.....	344
ОСНОВНЫЕ ВЫВОДЫ ПО РЕЗУЛЬТАТАМ РАБОТЫ.....	350
Условные обозначения.....	358
Список использованных источников.....	363

ВВЕДЕНИЕ

Актуальность проблемы. В последние десятилетия возрос интерес к использованию дисперсных систем в различных технологических процессах. Результатом этого стало появление нового вида технологий, так называемых монодисперсных технологий или МД технологий. Основу МД технологий составляют монодисперсные потоки сферических частиц размером от нескольких микрон до одного миллиметра с разбросом по размерам и скорости, не превышающим 0,1%.

Исследованием проблем получения и практического использования монодисперсных потоков в последние годы занимаются многие ведущие исследовательские центры и фирмы как у нас в стране, так и за рубежом. В России в этом направлении работают учёные из Ракетно-космической корпорация «Энергия», ГНЦ ФГУП «Центр Келдыша», МАИ, МЭИ, МГТУ, ИТЭФ, С-ПбГПУ. Среди зарубежных научных центров можно отметить Институт ядерной физики в г. Юлих (FZJ, Германия), университет в г. Упсала (Швеция), Вашингтонский университет, НАСА, «Боинг» (Boeing), «Макдоннелл Дуглас Аэроспейс» (McDonnell Douglas Aerospace) и «Грумман»(Grumman).

В настоящее время МД технологии широко используются в следующих областях науки и техники: энергетике, машиностроении, химической промышленности, металлургии, медицине, биотехнологиях и т.д.

Кроме уже известных вариантов появились и новые технологические варианты. Среди них наиболее интересными и перспективными является использование монодисперсных потоков для решения проблем теплоотвода от космических аппаратов и для создания технологий, основанных на взаимодействии вещества в виде криогенных корпускулярных мишеней с высокоэнергетичными пучками.

В общем виде криогенные корпускулярные мишени представляют собой поток твёрдых монодисперсных гранул из криогенных жидкостей, обладающих следующими уникальными свойствами: высокой светимостью, ма-

лой дисперсией по скорости и размеру гранул (мишеней), возобновляемостью.

Благодаря уникальным свойствам, использование криогенных корпускулярных мишеней перспективно при исследовании фундаментальных проблем ядерной физики. Мишени такого типа уже являются элементом следующих научных программ: «WASA CELSIUS» (Швеция); программа исследований на протонном ускорителе ИТЭФ и ряд других. В ближайшее время создание криогенных корпускулярных мишеней планируются на ускорителях в г. Юлих (Германия) и в г. Ланьчжоу (Китай). Криогенная корпускулярная мишень рассматривается как наиболее важный элемент будущих экспериментов на новом европейском ускорителе ФАИР (Facility for Antiproton and Ion Research – FAIR) в Дармштадте (Германия). Ожидается, что эксперименты будут проводиться с высокоэнергетичными пучками энергией до 15 ГэВ и станут дополнением к исследованиям, осуществляемым на Большом адронном коллайдере в ЦЕРНе.

Развитие лазерных технологий сделало возможным получение ультракоротких лазерных импульсов высокой интенсивности. Взаимодействие таких импульсов с веществом мишени приводит к образованию плазмы и к появлению различных корпускулярных и электромагнитных излучений. Например, образующаяся в результате взаимодействия плазма может служить источником ультрафиолетового излучения с экстремально малой длиной волны $\lambda \approx 13$ нм (extreme ultra violet – EUV). Это означает, что плотность насыщения микросхем полупроводниковыми элементами при тех же размерах можно увеличить в 20 раз.

Из имеющихся экспериментальных данных следует, что длина волны излучения плазмы, вид корпускулярного и электромагнитного излучения зависят как от вещества мишени, так и от интенсивности, и длительности лазерных импульсов. Наиболее эффективное преобразование энергии лазерных импульсов в энергию электромагнитного излучения возможно при взаимодействии излучения с монодисперсными криогенными мишенями.

Использование криогенной корпускулярной мишени в качестве элемента лазерных технологий позволит: изучать вещество в экстремальном состоянии; создавать компактные ускорители заряженных частиц (электронов, протонов и тяжёлых ионов); даст возможность производить изотопы и разрабатывать новые методы в ядерной медицине; создавать новые источники излучения для микро и наноэлектроники.

В настоящее время изучением теплофизических и конструкционных проблем криогенных корпускулярных мишеней занимаются МЭИ, ИТЭФ, Институт ядерной физики в г. Юлих (FZJ, Германия) и университет в г. Упсала (Швеция).

Основными теплофизическими проблемами, влияющими на получение стабильных монодисперсных потоков капель и гранул (мишеней) из криогенных жидкостей являются: капиллярный распад тонких струй жидкого криоагента, охлаждение и замерзание капель, ускорение капель газовым потоком.

Особую важность для создания криогенных корпускулярных мишеней имеет капиллярный распад струй жидкого криоагента. Известно, что по своим теплофизическим характеристикам (вязкость и поверхностное натяжение) криогенные жидкости близки к маловязким жидкостям типа воды. Поэтому, можно было бы ожидать, что капиллярный распад струй криогенных жидкостей будет мало отличаться от распада струй обычных жидкостей при комнатной температуре, и для определения его основных характеристик можно использовать результаты, полученные в линейной теории Рэлея.

Экспериментальных работ по исследованию капиллярного распада тонких криогенных струй крайне мало. Однако даже в этих немногочисленных работах обнаружено существенное отклонение характеристик распада от характеристик, предсказанных линейной теорией Рэлея. Из экспериментов следует, что на развитие капиллярных поверхностных волн существенное влияние оказывает температура поверхности струи и внешнее давление. Как следствие этого, на поверхности струи могут возникнуть новые типы неус-

тойчивостей, отличающиеся от рэлеевской. Это может означать, что классическая теория Рэля для распада тонких струй из криогенных жидкостей не применима. Мало изученными остаются и вопросы охлаждения, замерзания капель и ускорение их газовым потоком. В силу этого, более подробное изучение теплофизических проблем получения капель и гранул из криогенных жидкостей актуально и имеет важное научное и практическое значение.

Основным элементом установок по получению криогенных корпускулярных мишеней является генератор монодисперсных капель с системой возбуждения и выходной насадкой. К сожалению, необходимо констатировать, что к настоящему времени ни конструкции генераторов, ни технологии производства выходных насадок так до конца и не отработаны. Мало изученными остаются и вопросы влияния низких температур на амплитудно-частотные характеристики генератора, и влияние примесей на длительную и стабильную работу генераторов.

Одной из важнейших проблем в области космических систем и технологий является создание новых перспективных систем теплоотвода от космических аппаратов. С точки зрения максимального теплоотвода особый интерес представляют радиационные капельные холодильники излучатели – КХИ, в которых для отвода тепла от космического аппарата используются монодисперсные потоки капель специального теплоносителя. Капли выбрасываются в космическое пространство в виде регулярной структуры (капельной пелены), излучают тепло, охлаждаются и собираются в сборнике капель. КХИ имеют следующие преимущества перед другими радиационными теплообменниками: высокую метеоритную безопасность; простой вывод и развёртывание в космосе; управляемый и стабильный теплоотвод; длительное время непрерывной работы. По величине теплоотвода и отношению полезного веса системы теплоотвода к излучаемой тепловой мощности КХИ превосходят все известные космические теплообменники. Особенно эффективно использование КХИ в тех случаях, когда мощность теплоотвода превышает 100 -500 кВт.

В настоящее время исследования теплофизических и конструкционных проблем КХИ ведутся во всех странах, развивающих космические технологии: США, Германии, Японии, России и Китае. В России такими исследованиями занимаются Ракетно-космическая корпорация «Энергия», ГНЦ ФГУП «Центр Келдыша», МАИ, МЭИ, МГТУ, С-ПбГПУ,.

Основными теплофизическими проблемами, влияющими на создание высокоэффективных КХИ, являются: капиллярный распад струй теплоносителя и получение капельной пелены с максимальным тепловым излучением.

Теоретическую основу получения стабильных монодисперсных потоков капель теплоносителя составляет теория Рэлея - Вебера. Однако, как показало сравнение имеющихся экспериментальных результатов с теоретическими данными, теория не в состоянии предсказать ни точные характеристики монодисперсного распада вязких струй, ни возможную дисперсию капель по скорости и размерам. Знание этих характеристик необходимо для обеспечения максимального теплоотвода от космического аппарата. Кроме того, в ряде экспериментальных работ обнаружено существенное отклонение экспериментальных данных от предсказаний теории Рэлея - Вебера. Вязкость оказывает более сильное влияние на рост инкремента неустойчивости капиллярного распада. Инкремент неустойчивости при уменьшении скорости струи не возрастает, как это следует из теории, а наоборот, убывает. Это свидетельствует о наличии дополнительных явлений, не учитываемых теорией Рэлея-Вебера. Мало изученными остаются и вопросы, связанные с получением стабильной монодисперсной капельной пелены с плотностью от 10^5 до 10^7 капель и максимальным тепловым излучением. В силу этого, более подробное изучение теплофизических проблем, влияющих на создание высокоэффективных КХИ, актуально и имеет важное научное и практическое значение.

Главным элементом КХИ является генератор монодисперсных капель с системой возбуждения и выходной насадкой. К сожалению, необходимо отметить, что к настоящему времени ни конструкции генераторов, ни технология производства насадок с большим количеством выходных соосных отвер-

ствий так до конца и не отработаны. Мало изученным остаётся и вопрос о влиянии высоких температур на амплитудно-частотные характеристики генератора.

Анализ литературы показал, что, несмотря на большую перспективность и накопленный экспериментальный и теоретический материал, создание установок по получению криогенных корпускулярных мишеней и высокоэффективных капельных теплообменников для отвода тепла от космических аппаратов всё ещё находится на начальной стадии. Главной нерешённой проблемой остаётся получение стабильных монодисперсных капельных потоков с разбросом по размерам и скорости, не превышающим 0,1%. Решение данной проблемы невозможно без усовершенствования существующих и развития новых методов измерений характеристик капельных потоков, без проведения дополнительных исследований капиллярного распада жидких струй в широком диапазоне температур (от 16 K до 400 K).

Целью работы является установление механизмов и физических закономерностей процессов получения стабильных капельных потоков с минимальным разбросом по скорости и размерам капель применительно к следующим задачам: созданию нового вида космических теплообменников и созданию установок по получению криогенных корпускулярных мишеней.

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

1. Разработка и создание на основе анализа изображений, получаемых от нескольких цифровых камер, методологии и программного обеспечения, необходимых для автоматизированной прецизионной диагностики характеристик ВКРС и капельных потоков.

2. Разработка и создание автоматизированной экспериментальной установки для комплексного исследования теплофизических и конструкционных проблем получения твёрдых монодисперсных гранул (мишеней) из криогенных жидкостей. Разработка и создание генератора монодисперсных капель, стабильно работающего при температурах от 16 K до 90 K, тестиро-

вание различных технологий изготовления выходных сопел насадок.

3. Исследование, применительно к установкам по получению криогенных корпускулярных мишеней, следующих теплофизических и конструкционных проблем: влияния на устойчивое получение жидких криогенных струй конструкции схемы ожижения и чистоты рабочего газа; влияния на характеристики твёрдых монодисперсных гранул (мишеней) режимов получения криогенных струй и параметров капиллярного распада.

4. Разработка и создание автоматизированной экспериментальной установки для комплексного исследования теплофизических и конструкционных проблем получения из вязких жидкостей стабильных капельных потоков с минимальным разбросом по скорости и размерам капель. Разработка генератора монодисперсных капель, стабильно работающего при температурах до 400 K, и тестирование различных технологий изготовления выходных сопел насадок.

5. Исследование, применительно к капельным холодильникам излучателям, следующих теплофизических и конструкционных проблем: влияния вязкости рабочей жидкости на характеристики режима перехода от капельного режима к струйному режиму; влияния вязкости на рост амплитуды возмущения и на оптимальную частоту распада; влияния давления окружающей среды на поперечную и продольную устойчивость капельных потоков.

Структура и краткое содержание диссертационной работы. Структурно работа состоит из введения, 5-и глав, основных выводов и списка литературы. Работа содержит 390 страницы текста, в том числе: 134 рисунка, 8 таблиц. Библиография насчитывает 286 наименований.

В первой главе представлен анализ литературы по вопросам, связанным с получением и использованием стабильных капельных потоков с минимальным разбросом по размерам и скорости для решения проблем теплоотвода от космических аппаратов и для создания технологий, основанных

на взаимодействии вещества в виде криогенных корпускулярных мишеней с высокоэнергетичными пучками. Дано описание принципа работы, преимуществ, основных характеристик, возможных конструкций установок по получению криогенных корпускулярных мишеней и систем теплоотвода от космических аппаратов – капельных холодильников излучателей. Сформулированы основные конструкционные и теплофизические проблемы криогенных корпускулярных мишеней и капельных холодильников излучателей. Отмечено, что экспериментальное исследование этих проблем осложнено следующими обстоятельствами: малым размером капель и гранул (от нескольких микрон до одного миллиметра); большими скоростями (до 100 м/с); высоким вакуумом; наличием низких температур (от 16 K до 90 K) при исследовании криогенных корпускулярных мишеней и высоких температур (до 400 K) при исследовании капельных холодильников излучателей. Показано, что главной нерешённой проблемой остаётся получение стабильных монодисперсных капельных потоков с разбросом по размерам и скорости, не превышающим 0,1%. Подчёркивается, что решение данной проблемы невозможно без усовершенствования существующих и развития новых методов измерений характеристик капельных потоков, без проведения дополнительных исследований капиллярного распада жидких струй в широком диапазоне температур (от 16 K до 400 K).

На основании анализа литературы сформулирована цель диссертационной работы и основные задачи для её достижения.

Во второй главе на основании анализа имеющейся литературы показано, что на момент начала исследований, представленных в диссертации, не существовало надёжных экспериментальных методик одновременного измерения основных характеристик вынужденного капиллярного распада струй (ВКРС) и характеристик, образующихся в результате распада струй монодисперсных капельных потоков. Представлено описание специально разработанной для решения задач, поставленных в диссертации, методологии автоматизированной прецизионной диагностики характеристик ВКРС и ка-

пельных потоков. Дано подробное описание методологии, рабочих алгоритмов, аппаратного оформления и программного обеспечения. С помощью специально поставленных экспериментов подтверждена работоспособность и эффективность автоматизированной прецизионной диагностики, и определена её погрешность. Отмечено, что разработанные оригинальные методики и программное обеспечение существенным образом расширяют возможности экспериментальных исследований струй и капельных потоков. Использование этих методик программного обеспечения в дальнейших исследованиях капельных потоков позволит повысить точность и надёжность экспериментальных результатов.

Третья глава посвящена результатам комплексного исследования теплофизических и конструкционных проблем получения стабильных капельных потоков применительно к задаче создания нового вида космических теплообменников – капельных холодильников излучателей (КХИ).

Дано подробное описание экспериментальной установки – макета КХИ и отдельных её систем: вакуумной, системы подачи теплоносителя, системы генерации монодисперсных капель и измерительной системы. Установка создана на кафедре низких температур МЭИ и предназначена для исследования проблем получения стабильных капельных потоков из вязких жидкостей. Представлены метрологические характеристики и особенности применения используемых датчиков давления, температуры и исполнительных элементов. Отмечено, что обработка показаний датчиков, контроль процесса получения капиллярных струй и капель, визуализация всей полученной информации и управление системами экспериментальной установки осуществляются в режиме «on line» с помощью автоматизированной системы управления и контроля. Для работы системы используется специально разработанное программное обеспечение.

Подробно описан разработанный генератор монодисперсных капель и отмечено, что основным достоинством генератора является постоянство амплитуды давления в различных точках насадки. Представлены результаты

тестирования различных технологий изготовления выходных насадок и экспериментов по определению амплитудно-частотной характеристики генератора и влияния на неё температур до 400 К. Подчёркнуто, что пренебрежение влиянием на величину начальной амплитуды частоты возбуждения и температуры может привести к получению некорректных физических результатов. Представлены результаты специально поставленных экспериментов по получению плотных струйных потоков с минимальным угловым отклонением осей струй друг от друга.

Отмечено, что у КХИ имеется ряд технических проблем, связанных со спецификой движения космических аппаратов в условиях вакуума и отсутствия сил тяжести. Эксперименты на космической станции «Мир» [150-152] показали, что в нестационарных режимах (начальный пуск и переход с одной орбиты на другую) возможен как переход струйного режима в капельный, так и переход капельного режима в струйный. В результате, струи теплоносителя становятся нестабильными, капельный поток разрушается, и большая часть теплоносителя не доходит до коллектора. Представлены методика и данные экспериментальных исследований по влиянию на смену одного режима другим: температуры рабочей жидкости, вязкости жидкости, скорости истечения и выходных диаметров сопел насадки.

Для диапазона изменения динамической вязкости η от 0,004 Па·с до 0,3 Па·с представлены результаты экспериментов по изучению влияния вязкости жидкости на рост амплитуды возмущения и на оптимальную частоту распада. Отмечено, что используемая в настоящее время для описания капиллярного распада вязких жидкостей теория Рэлея-Вебера основана на независимой эволюции отдельных гармоник, составляющих начальный гармонический сигнал. Подчёркнуто, что результаты экспериментов для жидкостей с малой вязкостью достаточно хорошо согласуются с теорией Рэлея-Вебера и с данными других авторов. Однако для жидкостей с большой вязкостью обнаружено существенное отклонение экспериментальных данных от предсказаний теории Рэлея-Вебера, что может служить свидетельством

влияния нелинейного взаимодействия гармоник друг на друга, не учитываемых теорией. Отмечено, что изучение нелинейных эффектов ВКРС важно с научной точки зрения, так как позволит определить: границы применимости теории Рэлея-Вебера для монодисперсного распада струй вязких жидкостей, основные параметры монодисперсного распада и возможный разброс капель по скорости и размерам. С практической точки зрения знание параметров монодисперсного распада необходимо для получения максимального теплоотвода и минимальных потерь теплоносителя капельной пелены. В результате обработки всей совокупности экспериментальных данных получена эмпирическая формула, связывающая оптимальное волновое число k_m с числами Re и Oh .

Представлен анализ литературы, посвящённой изучению факторов, влияющих на изменение первоначальной структуры капельного потока. Показано, что на изменение первоначальной структуры потока сильное влияние оказывают: внешнее давление, взаимодействие капель друг с другом в результате испарения и конденсации молекул на их поверхности и начальный разброс скоростей отдельных капель потока. Отмечено, что в большинстве проведённых расчётно-теоретических исследований нет сопоставления полученных результатов с опытными данными, поскольку экспериментальных работ в этой области из-за сложности проведения экспериментов крайне мало. Сделан вывод, что к настоящему моменту общая картина влияния давления окружающей среды и начального разброса скоростей капель на поперечную и продольную неустойчивость капельных потоков отсутствует.

Дано подробное описание методики, и приведены экспериментальные результаты по исследованию влияния давления окружающей среды на устойчивость капельных потоков. В результате обработки всей совокупности экспериментальных данных в диапазоне внешних давлений от 0 бар до 1 бар получены эмпирические формулы, связывающие относительные среднеквадратичные поперечное и продольное отклонения по скорости с величиной внешнего давления. Представлено сравнение экспериментальных резуль-

татов с данными других авторов, и отмечено достаточно хорошее качественное соответствие их друг другу. Подчёркнуто, что полученные эмпирические формулы можно использовать для оценки предельно достижимых геометрических характеристик капельных потоков: максимально возможной длины потока и максимально возможного расстояния между капельными струями в потоке.

В четвёртой главе представлены результаты экспериментальных исследований капиллярного распада струй в среде низкого давления. Дано подробное описание экспериментальной установки, методики проведения экспериментов и экспериментально обнаруженного эффекта отклонения струи от первоначального вертикального положения. Эффект впервые зафиксирован для водных струй и для струй из криогенных жидкостей. Эксперименты показали, что жидкая струя начинает отклоняться от вертикального положения при давлениях в вакуумной камере в четыре раза меньших давления насыщенного пара инжестируемой жидкости. В экспериментах изучено влияние на начало эффекта «загиба струи» и его дальнейшее развитие следующих параметров: диаметра струи, скорости струи и давления в вакуумной камере.

Полученные экспериментальные результаты были использованы при создании расчётной модели теплофизических процессов получения криогенных корпускулярных мишеней. В модели учтены следующие физические процессы: капиллярный распад струй жидкого криоагента, теплообмен капель с окружающей средой и получение твёрдых гранул (мишеней), взаимодействие мишеней с газовым потоком в шлюзе. Приведено описание модели и разработанной на её основе программы по определению теплофизических параметров капель в разных камерах криогенной корпускулярной мишени. Представлены результаты расчётов теплофизических характеристик мишеней из водорода в различных камерах установки по получению мишеней для детектора «PANDA» нового европейского ускорителя ФАИР (FAIR) в г. Дармштадт (Германия). Проведено сравнение результатов расчётов по разработанной модели с известными данными, и отмечено их хорошее согласие.

Сделан вывод, что разработанное на базе расчётной модели программное обеспечение в дальнейшем может быть использовано для определения параметров установок по получению стабильных криогенных корпускулярных мишеней, что существенным образом позволит сократить временные и финансовые затраты на их создание.

Пятая глава посвящена результатам комплексного исследования теплофизических и конструкционных проблем получения стабильных капельных потоков применительно к задаче получения стабильных криогенных корпускулярных мишеней. Отмечено, что минимизация воздействия внешних и внутренних шумов на процесс распада струй на капли достигается с помощью безвибрационной схемы получения криогенных мишеней, и дано её подробное описание.

Представлено описание экспериментальной установки и отдельных её элементов и систем: криостата, камеры тройной точки (КТТ) и вакуумных пролётных камер с разделительными шлюзами, ловушки гранул, вакуумной системы, системы охлаждения внутренней и внешней ванн, системы генерации монодисперсных капель и измерительной системы. Установка создана в результате совместной работы Московского энергетического института, Института теоретической и экспериментальной физики и Института ядерной физики г. Юлих (FZJ, Германия). Приведены метрологические характеристики и особенности применения используемых датчиков давления, температуры и исполнительных элементов. Отмечено, что обработка показаний датчиков, контроль процесса получения капиллярных струй и капель, визуализация всей полученной информации и управление системами экспериментальной установки осуществляются в режиме «on line» с помощью автоматизированной системы управления и контроля. Для работы системы используется специально разработанное программное обеспечение.

Подробно описан разработанный генератор монодисперсных капель и отмечено, что основным достоинством генератора является высокая стабильность характеристик, компактность и широкий диапазон рабочих частот.

Представлены результаты тестирования различных технологий изготовления выходных насадок, экспериментов по определению амплитудно-частотной характеристики генератора и стабильности его работы при температурах от 16 К до 90 К.

Отмечено, что установки по получению криогенных корпускулярных мишеней имеют ряд технических проблем, связанных со спецификой получения мишеней: влиянием конструкции схемы ожижения и влиянием примесей. Представлена методика и результаты проверки работоспособности программы, разработанной для определения теплофизических и геометрических характеристик элементов безвибрационной схемы ожижения. С помощью специально поставленных экспериментов показано, что расчётные и экспериментально измеренные расходы охлаждающего и охлаждаемого веществ хорошо согласуются друг с другом.

Представлен анализ литературы и сделан вывод, что экспериментальных работ по исследованию растворимости в жидком водороде, азоте и аргоне малого количества твёрдых примесей других газов мало, а экспериментальные работы по осаждению таких примесей в тонких капиллярах и вовсе отсутствуют. Отмечено, что наличие твёрдых растворённых примесей в сжиженном газе при длительной работе приводит к их осаждению на поверхности тонких сопел выходной насадки, уменьшая тем самым время непрерывной работы установок по получению криогенных мишеней. Дано подробное описание методики, и приведены результаты экспериментального исследования влияния примесей на стабильность криогенных струй из водорода, азота и аргона. В результате обработки всей совокупности экспериментальных данных для времени работы мишеней из водорода, азота и аргона получена эмпирическая формула, позволяющая определять время работы мишени с достаточной для практических применений точностью.

Основная часть главы посвящена исследованию проблем, связанных с капиллярным распадом и получением твёрдых гранул из криогенных жидкостей. Представлены результаты, полученные в период с 1996 г. по 2010 г.

совместной группой МЭИ, ИТЭФ и Института ядерной физики г. Юлих (FZJ, Германия). Показано, что на процесс получения монодисперсных капель существенное влияние оказывают как температура и давление внутри генератора капель, так и температура и давление внутри камеры, в которую инжектируется криогенная струя. Дано подробное описание методики, и приведены результаты экспериментов с водородными и азотными струями, на основании которых выделены следующие режимы: режим начального получения струи, режим неустойчивости струи и режим устойчивой криогенной струи. Получены эмпирические формулы, с помощью которых можно определить границу начала режима устойчивой криогенной струи водорода и азота с достаточной для практических применений точностью.

Представлены методика и данные экспериментальных исследований, в результате которых определены закономерности капиллярного распада тонких струй из водорода, азота и аргона диаметром от 5 мкм до 30 мкм. На основе анализа полученных результатов сделан вывод, что нижняя граница начала области рэлеевского распада струй из криогенных жидкостей смещается в область меньших скоростей и диаметров. Кроме того, обнаружено, что для струй азота и водорода с диаметром меньшим 30 мкм оптимальное волновое число непостоянно и уменьшается с уменьшением диаметра струи. В результате обработки всей совокупности экспериментальных данных получена эмпирическая формула, связывающая оптимальное волновое число и диаметр струи. Обнаруженная связь оптимального волнового числа с диаметром струи противоречит классической теории Рэлея, что может служить свидетельством неприменимости этой теории для распада тонких струй из криогенных жидкостей с диаметром меньшим 30 мкм.

Отдельный подраздел главы посвящён проблемам получения твёрдых гранул (мишеней) из криогенных жидкостей. Отмечено, что особую важность для создания криогенных корпускулярных мишеней имеет вопрос взаимодействия капель с газом при их ускорении в шлюзах, связывающих вакуумные камеры друг с другом. Согласно оценкам, на выходе из шлюза

может возникнуть скачок уплотнения. Если капли, вследствие переохлаждения, не успевают замёрзнуть при движении внутри шлюза, то при прохождении скачка уплотнения они могут взорваться. Отмечено, что точное значение величины возможного переохлаждения капель малого диаметра из криогенных жидкостей, в силу сложности экспериментальных исследований, в настоящее время неизвестно. Представлены методика и данные экспериментальных исследований влияния скачка уплотнения на разрушение капель водорода диаметром от 30 мкм до 50 мкм при прохождении капель через шлюзы разной длины и с разным выходным диаметром. Установлено, что капли с диаметром большим 50 мкм не успевают замёрзнуть в шлюзах длиной меньше 5 см и, в силу этого, разрушаются на выходе из шлюза. На основании сравнения экспериментальных результатов с результатами расчётов получена эмпирическая оценка температуры переохлаждения капель водорода, хорошо согласующаяся с расчётной оценкой температуры переохлаждения, основанной на вероятности образования зародышей новой фазы в среде переохлажденной жидкости. Используя шлюзы длиной более 12 см, получены высокоскоростные монодисперсные потоки твёрдых гранул, и впервые установлено, что распределения гранул по углу вылета из шлюза и по скорости соответствуют нормальному распределению.

На основании сравнения всей совокупности экспериментальных результатов с результатами численных расчётов с использованием модели теплофизических процессов получения криогенных корпускулярных мишеней сделан вывод, что модель, в целом, адекватно описывает теплофизические процессы и может быть использована для определения характеристик криогенных корпускулярных мишеней.

В выводах представлены наиболее важные научные результаты, полученные при выполнении всей диссертационной работы.

Методы исследования, достоверность и обоснованность полученных результатов. Основным методологическим подходом, реализованным

в диссертационной работе, является экспериментальное обоснование всех теоретических выводов и расчётных результатов.

При проведении экспериментальных исследований использовались как известные, так и специально разработанные методики. Используемые методики дополняли друг друга и обеспечивали независимый контроль экспериментальных данных.

Основной экспериментальной методикой являлась фиксация и запоминание исследуемых процессов с помощью современных методов высокоскоростной записи изображений. Фиксация процессов происходила в течение короткого времени экспозиции (порядка 0,1 мкс) с помощью двух цифровых видеокамер, расположенных под углом девяносто градусов друг к другу. Обработка записанных изображений осуществлялась в режиме «on line» с помощью специально разработанного программного обеспечения. Использование двух камер, короткого времени экспозиции и специального программного обеспечения позволяло определять параметры исследуемых процессов с высоким пространственным и временным разрешением.

Достоверность полученных основных положений и выводов в диссертации подтверждена: оценкой величины погрешности измерений, постановкой специальных тестовых экспериментов, сравнением с экспериментальными и теоретическими результатами других авторов.

Научная новизна работы заключается в следующем:

1. Проведены систематические исследования теплофизических и конструктивных проблем создания нового класса космических теплообменников – капельных холодильников излучателей.

2. Для широкого диапазона изменения динамической вязкости рабочей жидкости ($0,004 \text{ Па}\cdot\text{с} < \eta < 0,3 \text{ Па}\cdot\text{с}$) экспериментально исследовано влияние вязкости на основные характеристики капиллярного распада струй – на рост амплитуды возмущения и на оптимальную частоту распада:

– установлено, что при большой вязкости жидкости $\eta > 0,04 \text{ Па}\cdot\text{с}$ ско-

рость роста волны возмущения замедляется. Чем больше вязкость, тем больше волна возмущения становится нелинейной, причём начало нелинейных эффектов приближается к месту истечения струи. Рост волны возмущения перестаёт быть монотонным и не может быть описан в рамках линейной теории Рэлея-Вебера;

– впервые обнаружено, что при вязкости $\eta > 0,005 \text{ Па}\cdot\text{с}$ ($Oh^{-1} < 20$) и при малых скоростях ($Re < 20$) влияние вязкости и скорости жидкости на величину оптимального волнового числа оказывается более существенным, чем предсказывает теория. В этой области отличие между экспериментально измеренным оптимальным волновым числом и числом, рассчитанным по теории Рэлея-Вебера, может достигать сорока процентов.

3. Экспериментально исследовано влияние давления окружающей среды на устойчивость капельных потоков, и определены значения минимальных относительных среднеквадратичных начальных отклонений поперечной и продольной скоростей капель.

4. Для широкого диапазона изменения динамической вязкости рабочей жидкости ($0,004 \text{ Па}\cdot\text{с} < \eta < 0,3 \text{ Па}\cdot\text{с}$) экспериментально исследовано, применительно к нестационарным режимам КХИ (начальный пуск и переход с одной орбиты на другую), влияние вязкости рабочей жидкости на переход струйного режима в капельный и капельного режима в струйный:

– установлено, что общим для сопел с разными выходными диаметрами является превышение давления прямого перехода (от капельного режима к струйному) над давлением обратного перехода (от струйного режима к капельному);

– впервые обнаружено, что в области больших вязкостей $0,02 \text{ Па}\cdot\text{с} < \eta < 0,3 \text{ Па}\cdot\text{с}$ и малых скоростей струй ($Oh > 1, Re < 2$) границы начала области рэлеевского распада для обоих режимов перехода смещены в область больших чисел Вебера и по-разному зависят от числа Вебера.

5. В ходе экспериментов по инъекции жидких струй в среду с низким давлением обнаружен эффект отклонения струи от первоначального верти-

кального положения. Эффект впервые зафиксирован для водных струй и для струй из криогенных жидкостей. Эксперименты показали, что направление загиба выбирается струёй случайным образом. Однако выбранное направление при малой величине загиба со временем не меняется. При больших углах загиба наблюдается периодическое скачкообразное изменение направления, а также колебания нераспавшейся части струи;

– впервые экспериментально установлено, что эффект начинает проявляться при давлении окружающей среды в четыре раза меньше давления, соответствующего давлению насыщенных паров жидкости при данной температуре.

6. Проведены систематические исследования теплофизических и конструктивных проблем создания нового класса перспективных технологических установок по получению криогенных корпускулярных мишеней.

7. Впервые экспериментально исследованы режимы получения тонких криогенных струй водорода, азота и аргона – режим начального получения струи, режим неустойчивости струи и режим устойчивой криогенной струи:

– обнаружены новые нерэлеевские режимы неустойчивости струй, и определены параметры области их существования;

– определены параметры области устойчивого распада криогенных струй.

8. Исследовано влияние примесей, растворённых в сжиженном рабочем газе, на время работы установок по получению криогенных корпускулярных мишеней:

– впервые для сопел с диаметром меньше 30 *мкм* экспериментально обнаружена связь между суммарным количеством твёрдых примесей, растворённых в сжиженном рабочем газе, и временем работы.

9. Проведены систематические исследования капиллярного распада жидких криогенных струй:

– впервые получен монодисперсный распад тонких струй водорода, азота и аргона (диаметр от 5 *мкм* до 30 *мкм*), и определены параметры области

монодисперсного распада;

- впервые экспериментально установлено, что нижняя граница начала области рэлеевского распада для криогенных струй из водорода, азота и аргона смещается в область меньших скоростей и диаметров;

- впервые для струй азота и водорода с диаметром меньше 30 *мкм* экспериментально обнаружена зависимость между значением оптимального волнового числа k_m и диаметром струи D_j . Это означает, что классическая теория Рэля для распада тонких струй из криогенных жидкостей с диаметром меньше 30 *мкм* не применима.

10. Проведены экспериментальные исследования теплофизических процессов устойчивого прохождения каплями шлюзов и получения твёрдых гранул (мишеней):

- впервые экспериментально установлено, что капли с диаметром больше 50 *мкм* в результате переохлаждения не успевают замёрзнуть в шлюзах длиной меньше 5 *см* и, в силу этого, под влиянием скачка уплотнения разрушаются на выходе из шлюза. Для капель водорода получена эмпирическая оценка температуры переохлаждения;

- получены высокоскоростные монодисперсные потоки твёрдых гранул водорода, и для таких потоков впервые исследована функция распределения гранул по углу вылета из шлюза и вид распределения гранул по скорости. Установлено, что распределение гранул по углу вылета из шлюза и распределение гранул по скорости соответствуют нормальному распределению, и определены значения среднеквадратичного углового отклонения капель по углу вылета и относительное среднеквадратичное отклонение капель по скорости.

Научная ценность. Изучение закономерностей распространения колебаний по свободной жидкой поверхности является одной из важных научных проблем, частными случаями которой является изучение закономерностей распространения колебаний по свободной поверхности тонких струй из

вязких и из криогенных жидкостей. Однако экспериментальных работ в этой области относительно мало. Вызвано это сложностью как самого объекта исследования, малым размером капель и гранул (от нескольких микрон до одного миллиметра) и их большими скоростями (до 100 м/с), так и большими финансовыми затратами, необходимыми для создания экспериментального оборудования и проведения экспериментов в широком диапазоне температур от 16 K до 400 K и в условиях высокого вакуума.

В силу этого, научная ценность работы заключается в полученных экспериментальных результатах, которые дадут возможность развить существующие и предложить новые теоретические подходы. Кроме того, использование разработанных оригинальных методик в дальнейших исследованиях капиллярного распада струй и капельных потоков позволит повысить точность и надёжность экспериментальных результатов.

Практическая ценность заключается в том, что полученные экспериментальные результаты, разработанные математические модели и расчётные программы, а также полученные в результате обработки экспериментальных данных эмпирические формулы позволяют обоснованно выбирать для радиационных капельных космических теплообменников и установок по получению криогенных корпускулярных мишеней геометрические размеры и оптимальные теплофизические параметры.

Результаты работы были использованы при разработке нового метода очистки и дезактивации различных поверхностей [12, 278, 286]. В новом методе для очистки поверхностей вместо песка и дроби используются ускоренные монодисперсные потоки ледяных гранул. С помощью установок, создающих такие потоки, можно: эффективно удалять маслогрязевые отложения, устаревшие слои краски и ржавчину; проводить дезактивацию радиоактивно загрязнённых поверхностей. Наиболее высок коэффициент дезактивации γ - активности.

Разработанная на основе представленных в диссертации результатов

система генерации монодисперсных потоков использовалась в космических испытаниях макета капельного радиационного теплообменника. Испытания проводились в условиях микрогравитации и высокого вакуума в 2008 году на станции «Мир» (программа «Пелена-2») и в 2014 году на Международной космической станции (программа «Капля-2»).

Макет КХИ был создан в результате совместной работы следующих организаций: ГНЦ ФГУП «Центр Келдыша», Ракетно-космическая корпорация «Энергия», МАИ и МЭИ.

Методика автоматизированной прецизионной диагностики характеристик капель и капельных потоков, система генерации, эмпирические формулы, расчётная модель теплофизических процессов получения криогенных корпускулярных мишеней и программа расчёта характеристик основных конструктивных элементов криогенных мишеней — были использованы при создании прототипа криогенной корпускулярной мишени для нового европейского ускорителя ФАИР (FAIR) в г. Дармштадт (Германия). Созданный прототип является результатом совместной работы ИТЭФ, МЭИ и Института ядерной физики г. Юлих (FZJ, Германия).

Результаты работы были использованы в монографии:

Бухаров А.В. Криогенные корпускулярные мишени в энергетике / А.В.Бухаров, А.С.Дмитриев. – М.: МЭИ, 2013. – 144 с.

По результатам исследований получены: два российских патента, один международный патент и свидетельство о регистрации программного продукта:

1. Пат. 2298890 Российская Федерация, МПК Н 05 Н 3/00. Способ получения криогенной корпускулярной мишени и устройство для его осуществления / Бухаров А.В., Чернышев В.П., Чернецкий В.Д., Бюшер М.(Герм.); заявитель и патентообладатель Бухаров А.В. – № 2005132792; заявл.25.10.05; опубл. 10.05.07, Бюл. № 13. – 6 с.

2. Пат. WO 2008/125078 А3 Германия, МПК F 25J 1/02, H05H 1/22. Verfahren und Vorrichtung zur Kühlung eines Gases / Boukharov A. (RU), Büscher M. (DE);

патентообладатель Forschungszentrum Jülich.— № 102007017212.7; заявл. 12.04.07; опубл. 02.04.08. – 23 p.

3. Пат. 2309832 Российская Федерация, МПК В 24 С 3/00. Установка для очистки поверхности / Бухаров А.В., Дмитриев А.С., Аметистов Е.В.; заявитель и патентообладатель Бухаров А.В. – № 2005132791; заявл. 25.10.05; опубл.10.11.07, Бюл. №31. – 5 с.

4. Свид. о рег. № 2015619172 Российская Федерация. Программа для определения характеристик жидких струй и капель «JET-1»/ Бухаров А.В., Куканов С.И.; заявитель Нац. исслед. университет «МЭИ».– № 2015616003/69; заявл. 02.07.15; опубл. 25.08.15.

На защиту выносятся следующие обладающие научной новизной результаты:

1. Результаты разработанных методик автоматизированной прецизионной диагностики характеристик вынужденного капиллярного распада струй и капельных потоков.
2. Результаты исследования амплитудно-частотных характеристик генераторов монодисперсных капельных потоков и влияние на них высоких и низких температур.
3. Результаты экспериментальных исследований режима перехода от капельного к струйному и режима перехода от струйного к капельному.
4. Результаты экспериментальных исследований влияния вязкости жидкости на рост амплитуды возмущения и на оптимальную частоту распада.
5. Результаты экспериментальных исследований влияния давления окружающей среды на устойчивость капельных потоков.
6. Результаты экспериментальных исследований по инъекции жидких струй в среду с низким давлением.
7. Результаты экспериментальных исследований влияния на стабильность криогенных струй: примесей, растворённых в рабочем газе; температуры и

давления внутри генератора капель; температуры и давления внутри камеры, в которую инжектируется криогенная струя.

8. Результаты экспериментальных исследований капиллярного распада жидких криогенных струй и процесса получения твёрдых гранул (мишеней).

Апробация работы. Диссертационная работа является итогом научных исследований и разработок автора за период с 1995 года по настоящее время. Материалы работы были апробированы на более чем 45 российских и международных конференциях, включая такие крупные научные мероприятия, как: Шестая Российская Национальная конференция по теплообмену (Россия, Москва – 2014); XXIII Международный семинар по ускорителям заряженных частиц (Украина, Алушта – 2013); XXV Международная научная конференция «Дисперсные системы» (Украина, Одесса – 2012); 11-я Международная конференция «Авиация и космонавтика – 2012», (Россия, Москва – 2012); Национальная конференция «Повышение эффективности, надёжности и безопасности работы энергетического оборудования ТЭС и АЭС» (Россия, Москва – 2012); Пятая Российская Национальная конференция по теплообмену (Россия, Москва – 2010); The 11-th Cryogenics 2010 – IIR International Conference (Czech Republic, Prague – 2010); XXIV научная конференция стран СНГ «Дисперсные системы» (Украина, Одесса – 2010); XXI Международный семинар по ускорителям заряженных частиц (Украина, Алушта – 2009); The 7-th International Conference on Nuclear Physics at Storage Rings (STORI08) (Lanzhou, China – 2008); Третья Международная конференция «Тепломассообмен и гидродинамика в закрученных потоках» (Россия, Москва – 2008); XXIII научная конференция стран СНГ «Дисперсные системы» (Украина, Одесса – 2008); XXIV PANDA Collaboration Meeting, (Germany, Darmstadt – 2008); The 11-th International Conference on Meson-Nucleon Physics and the Structure of the Nucleon (MENU2007) (Germany, Jülich – 2007); IX Международная научно-техническая конференция «Оптические методы исследования потоков» (Россия, Москва – 2007); Четвертая Российская Национальная кон-

ференция по теплообмену (Россия, Москва – 2006); The Meeting on Magnets and Targets (Sweden, Uppsala – 2005); Hadron 05 - XI International Conference on Hadron Spectroscopy (Brazil, Rio de Janeiro – 2005); 6-th International Conference on Nuclear Physics at Storage Rings (Germany, Jülich – Bonn – 2005); XXI научная конференция стран СНГ «Дисперсные системы» (Украина, Одесса – 2004); VI Международная научно-техническая конференция «Оптические методы исследования потоков» (Россия, Москва – 2001); The 6-th International Conference Cryogenics 2000 (Czech Republic, Prague – 2000); The 5-th Cryogenics' 98 (Czech Republic, Prague – 1998); Вторая Российская Национальная конференция по теплообмену (Россия, Москва – 1998).

По теме диссертации опубликовано более 80 печатных работ, в том числе: одна монография, два российских патента, один международный патент, свидетельство о регистрации программного продукта, 19 печатных работ из перечня ВАК и международных систем цитирования Web of Science и Scopus. Ниже представлен перечень основных публикаций по теме диссертации:

1. Бухаров А.В. Теплофизические проблемы криогенных корпускулярных мишеней / А.В. Бухаров, А.Ф. Гиневский, А.Ю. Бурлакова // Вест. МЭИ. – 2015. – № 3. – С. 35–41.
2. Experimental Access to Transition Distribution Amplitudes with the PANDA Experiment at FAIR / V. P. Singh, A.V.Boukharov, S. Costanza et al. // The European Phys. J. – 2015. – V.51. – № 107. – P.1–19.
3. Бухаров А.В. Криогенные корпускулярные мишени в энергетике / А.В.Бухаров, А.С.Дмитриев. – М.: МЭИ, 2013. – 144 с.
4. Бухаров А.В. Влияние вязкости жидкости на волновое число, соответствующее максимальной неустойчивости струи / А.В. Бухаров, С. В. Пепа // Вест. МЭИ. – 2014. – № 2. – С. 24–28.
5. New Type of Metal Targets / V.B. Ankudinov, A.V.Boukharov, V.P. Ogorodnikov, Y.A. Marukhin // Problems of Atomic Sci. and Tech. Ser.

Nucl.- Phys. Research. – 2014. – № 3. – P. 190–192.

6. Technical design report for the PANDA (Anti Proton Annihilations at Darmstadt) Straw Tube Tracker Strong Interaction Studies with Antiprotons / W. Erni, I. Keshelashvili, A. Aab, A. Boukharov et al. // The European Phys. J. – 2013. – V.49. – № 2. – P. 25.
7. Heat-Physical Problems of Cryogenic Corpuscular Targets / A.V.Boukharov, E.V. Ametistov, A.F. Ginevsky, M.A. Bukharova // Вопр. атом. науки и техники. Сер. Ядерно-физ. иссл. – 2013. – № 6. – С. 205–208.
8. Экспериментальная установка по изучению процесса очистки и дезактивации загрязнённых поверхностей с помощью монодисперсных гранул льда / А.В.Бухаров, А.В.Балашов, Г.С.Сергеев и др. // Вест. МЭИ. – 2012. – № 3. – С.14–19.
9. Экспериментальная установка для изучения теплофизических процессов получения монодисперсных гранул льда / А.В.Бухаров, А.В.Балашов, В.Н. Могорычный, А.Д.Тимохин // Вест. МЭИ. – 2012. – № 1. – С. 49–53.
10. Search for New Forms of Matter in Antimatter–matter Interactions in the PANDA Experiment / A.V.Boukharov, A. N. Vasiliev, D. A. Morozov et al. // Atomic Energy. – 2012. – V. 112. – № 2. – P. 129–138.
11. Использование криогенной корпускулярной мишени для экспериментов по лазерному ускорению заряженных частиц / А.В. Бухаров, М. Бюшер, А.С. Герасимов, А.Ф. Гиневский // Вопр. атом. науки и техники. Сер. Ядерно-физ. иссл. – 2010. – № 2. – С. 60–63.
12. Иммобилизация защитных культур для биоконсервации термически обработанных мясных изделий / Е.А.Баранова, А.В. Бухаров, В.В. Хорольский, Н.Г.Машенцева // Пищевая промышленность. – 2009. – № 10. – С.54–58.
13. Production of Hydrogen, Nitrogen and Argon Pellet with the Moscow-Julich Pellet Target / A.Boukharov, M.Büscher, V.Balanutsa et al. // Int. J. of Modern Physics E, Nuclear Physics. – 2009. – V.18. – Is.2. – P.505–510.
14. Dynamics of Cryogenic Jets: Non-Rayleigh Breakup and Onset of Nonaxisymmetric Motions / A. Boukharov, M.Büscher, V.Balanutsa et al. //

Phys. Rev. Lett. – 2008. – V. 100. – P.174505-1–174505-3.

15. Бухаров А.В. Моделирование поля температур в системе каплегенерации водородной криомишени / А.В.Бухаров, И. Н. Марышев // Вест. МЭИ. – 2006. – № 4. – С. 16–19.

16. Бухаров А.В. Экспериментальная установка для получения монодисперсных потоков вязких жидкостей / А.В.Бухаров, А.В. Блюдов // Вест. МЭИ. – 2006. – № 4. – С. 11–15.

17. Экспериментальная установка для получения твёрдых гранул водорода / А.В. Бухаров, М. Бюшер, А.А. Семёнов и др.// Вест. МЭИ. – 2006. – № 2. – С. 16–24.

18. Эксперименты по получению гранул из твёрдого водорода / А.В. Бухаров, М. Бюшер, А.А. Семёнов и др.// Вест. МЭИ. – 2006. – № 3. – С. 34–40.

19. Зависимость гранулометрического состава микрогранул с витаминами от способа их получения / Т.В. Максимова, А.В.Бухаров, В.А. Быков и др.// Вест. Рос. Унив. Дружбы Народов. Сер. Медицина: «Фармация». – 2004. – №4 (28). – С.209–215.

20. Бухаров А.В. Исследование поведения капиллярных сильноиспаряющихся струй жидкости в условиях вакуума / А.В. Бухаров, А.А. Семёнов // Вест. МЭИ. – 2003. – № 4. – С. 40–42.

Личное участие автора. Данная работа выполнена на кафедре низких температур Национального Исследовательского Университета «МЭИ».

Экспериментальные результаты по исследованию теплофизических и конструкционных проблем нового вида космических теплообменников получены автором на экспериментальных стендах кафедры низких температур МЭИ. Личный вклад автора состоял: в разработке общей концепции и методики проведения экспериментов; в создании стендов и их отдельных систем; в разработке программного обеспечения, необходимого для работы стендов. Во всех работах по созданию стендов и проведению на них экспериментальных исследований соискатель принимал непосредственное участие либо

индивидуально, либо как руководитель с помощью студентов, аспирантов и сотрудников кафедры.

Экспериментальные результаты по исследованию теплофизических и конструкционных проблем криогенных корпускулярных мишеней получены автором на экспериментальных стендах кафедры низких температур МЭИ и на экспериментальной установке, созданной в результате совместной работы Института теоретической и экспериментальной физики (ИТЭФ), Московского энергетического института (МЭИ) и Институт ядерной физики в г. Юлих (Германия). Личный вклад автора состоял: в разработке общей концепции и методики проведения экспериментов; в разработке и создании отдельных систем (системы генерации капель, системы определения характеристик капель и струй, системы автоматизации); в разработке программного обеспечения, необходимого для работы стендов и установки.

Во всех работах по созданию стендов, установки и проведению экспериментальных исследований автор принимал непосредственное участие либо индивидуально, либо как руководитель группы, состоящей из студентов, аспирантов и сотрудников кафедры. Эксперименты проводились группой в составе сотрудников МЭИ и ИТЭФ.

Представленные в диссертации экспериментальные методики, результаты обработки экспериментальных данных, обобщения и эмпирические формулы получены автором.

Расчётная модель теплофизических процессов, происходящих при создании криогенных мишеней, разработана совместно с д.т.н. А.С. Дмитриевым и к.т.н. А.Ф. Гиневским и представлена в совместных публикациях.

Программное обеспечение для предварительной обработки записанных изображений и определения в режиме «on line» параметров капиллярного распада струй и параметров капель, для расчёта характеристик капель и гранул и для расчёта основных конструкционных элементов криогенной корпускулярной мишени создано под руководством автора диссертации совместно со следующими студентами и сотрудниками кафедры: А. Ю. Бурлако-

вой, А.В. Чемодановым и С.И. Кукановым. Результаты работы представлены в совместных публикациях. Личное участие автора: разработка алгоритмов, экспериментальное тестирование программ.

Благодарности. Автор глубоко признателен коллегам и друзьям А.С. Дмитриеву и А.Ф. Гиневскому за обсуждение работы, полезные замечания и за помощь в работе над диссертацией на разных этапах ее выполнения.

Автор благодарен действующим и бывшим сотрудникам МЭИ А.В. Балашову, А.Д. Тимохину, В.П. Огородникову, М.А. Бухаровой, А.А. Семёнову, С.И. Куканову и студентам А.Ю. Бурлаковой, А.В. Чемоданову за постоянное внимание к работе, конкретную помощь в создании экспериментального оборудования, программного обеспечения и полезное обсуждение полученных результатов.

Автор выражает признательность коллегам из Института ядерной физики (FZJ, Германия), Института теоретической и экспериментальной физики и ГНЦ ФГУП «Центр Келдыша» за участие в проведении совместных исследований.

Значительная часть результатов по теме диссертации получены в ходе выполнения исследовательских работ, поддержанных следующими грантами: проект МНТЦ №1966, INTAS 06-1000012-8787, РФФИ 07-08-00747а, DFG-РФФИ 08-08-91950-ННИОа, DFG-РФФИ 09-08-91331-ННИОа.

ГЛАВА 1. СОВРЕМЕННОЕ СОСТОЯНИЕ МОНОДИСПЕРСНЫХ ТЕХНОЛОГИЙ

В последние десятилетия возрос интерес к использованию дисперсных систем в различных технологических процессах. Дисперсные системы в виде порошков и гранул уже нашли применение в машиностроении, химической промышленности, металлургии, медицине и биотехнологии. К сожалению, существующие в настоящее время методы получения дисперсных систем позволяют получать порошки и гранулы со значительным разбросом по размерам, сферичности и физико-химическим свойствам. Эти недостатки сдерживают дальнейшее использование дисперсных технологий.

1.1. Монодисперсные технологии

Анализ литературы по данной тематике показывает, что дальнейшее развитие дисперсных технологий возможно только при использовании так называемых монодисперсных систем (МД систем). Основным и наиболее важным элементом этих систем являются потоки сферических частиц различного фазового состояния размером от нескольких микрон до одного миллиметра, с разбросом по размерам и скорости, не превышающим 0,1%. Малый разброс МД систем по размерам и скорости позволяет значительно улучшить уже существующие технологические процессы. А в ряде случаев даёт возможность создавать и совершенно новые технологические процессы, так называемые монодисперсные технологии или МД технологии.

В настоящее время МД системы и разработанные на их базе МД технологии используются в следующих областях науки и техники: научное приборостроение [1-3], космические технологии [4], энергетика и электроника [5-9], биология и медицина [10,11], экология [12,278,286]. Наиболее полное и подробное описание уже существующих монодисперсных технологий представлено в монографиях [13,14].

Кроме уже известных вариантов использования МД систем появились и

новые. Наиболее интересными и перспективными являются: использование МД систем для решения проблем теплоотвода от космических аппаратов и использование МД систем для создания технологий, основанных на взаимодействии вещества в виде криогенных корпускулярных мишеней с высокоэнергетичными пучками.

1.2. Криогенные корпускулярные мишени

В настоящее время наиболее перспективно применение криогенных корпускулярных мишеней в энергетике, физике высоких энергий и нанотехнологиях. Использование криогенных корпускулярных мишеней в качестве элемента этих технологий позволит: изучать вещество в экстремальном состоянии; создавать компактные ускорители электронов, протонов и тяжёлых ионов; даст возможность производить изотопы и разрабатывать новые методы в ядерной медицине; создавать новые источники излучения для микро и наноэлектроники.

1.2.1. Принцип работы криогенных корпускулярных мишеней и возможные схемы применения

В общем виде криогенные корпускулярные мишени представляют собой поток твёрдых монодисперсных гранул (мишеней) малых размеров, получаемых из предварительно сжиженного газа. Струя жидкого криоагента вытекает из генератора монодисперсных капель в камеру с низким давлением и под действием специального возмущения распадается на капли. Так как давление в камере ниже давления над поверхностью капель, происходит интенсивное поверхностное испарение жидкости. В результате капли охлаждаются, замерзают и становятся твёрдыми гранулами. Замёрзшие гранулы, проходя через систему шлюзов, ускоряются и поступают в рабочую камеру, где и взаимодействуют с ускорительным пучком или лучом лазера. Для уменьшения натекания газа в рабочую камеру и увеличения скорости гранул можно использовать несколько камер с низким давлением, разделённых ме-

жду собой шлюзами. После взаимодействия с высокоэнергетичным пучком гранулы попадают в охлаждаемую ловушку и осаждаются на её стенках.

Подробное описание принципа работы установок по получению криогенных корпускулярных мишеней приведено в работах [22-27] и на рисунках 1.1 и 1.2. На рисунке 1.1 изображён принцип работы, а на рисунке 1.2 — предполагаемый внешний вид установки по получению криогенных корпускулярных мишеней.

1.2.1.1. Криогенные мишени в физике высоких энергий

Развитие ускорительной техники сделало возможным получение высокоэнергетичных пучков элементарных частиц. Исследуя взаимодействие таких пучков с криогенными мишенями, можно изучать: пороговые эффекты рождения мезонов; мезонную спектроскопию в районе 1 ГэВ ; редкие распады мезонов; дибарионные резонансы; странные барионные резонансы и лёгкие гиперядра; осуществлять поиск новых частиц.

Однако криогенные мишени старых типов не позволяют реализовать все возможности новой ускорительной техники. Вызвано это тем, что такие мишени обладают рядом существенных недостатков.

Во-первых, большие размеры мишеней приводят к очень большим фоновым засветкам, при которых трудно отделить изучаемый процесс от фона. Кроме того, большие размеры мишени не позволяют точно восстановить место и характеристики произошедшего взаимодействия: энергию взаимодействия, импульс, тип вылетевших из мишени частиц и т.д.

Во-вторых, под действием высокоэнергетичного пучка мишень переходит из твёрдого состояния в газообразное, и для восстановления мишенью своего первоначального состояния требуется достаточно длительное время.

На основе анализа имеющихся научных программ [15-21] можно сформулировать следующие требования к криогенным мишеням:

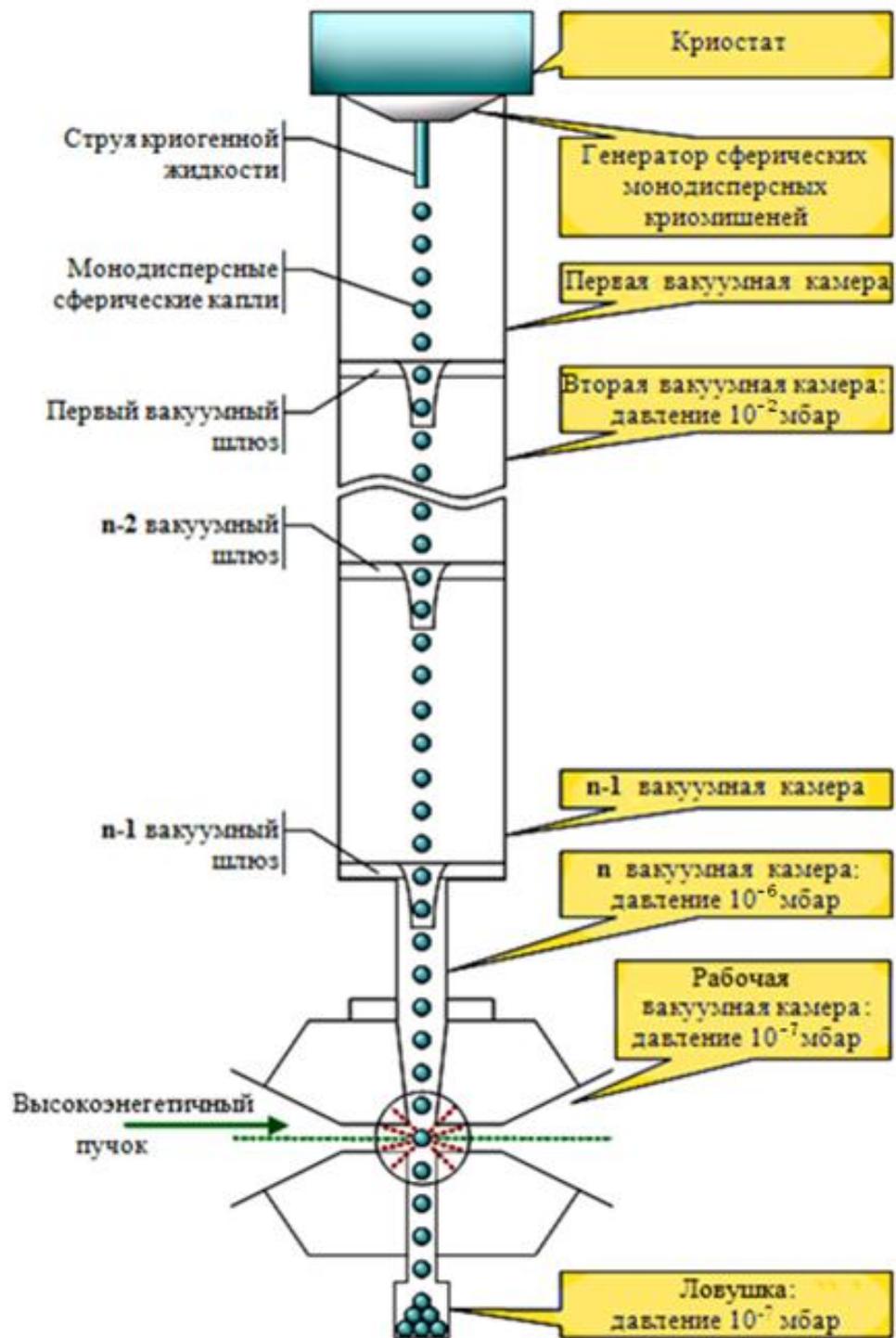


Рис. 1.1. Принцип работы криогенной корпускулярной мишени

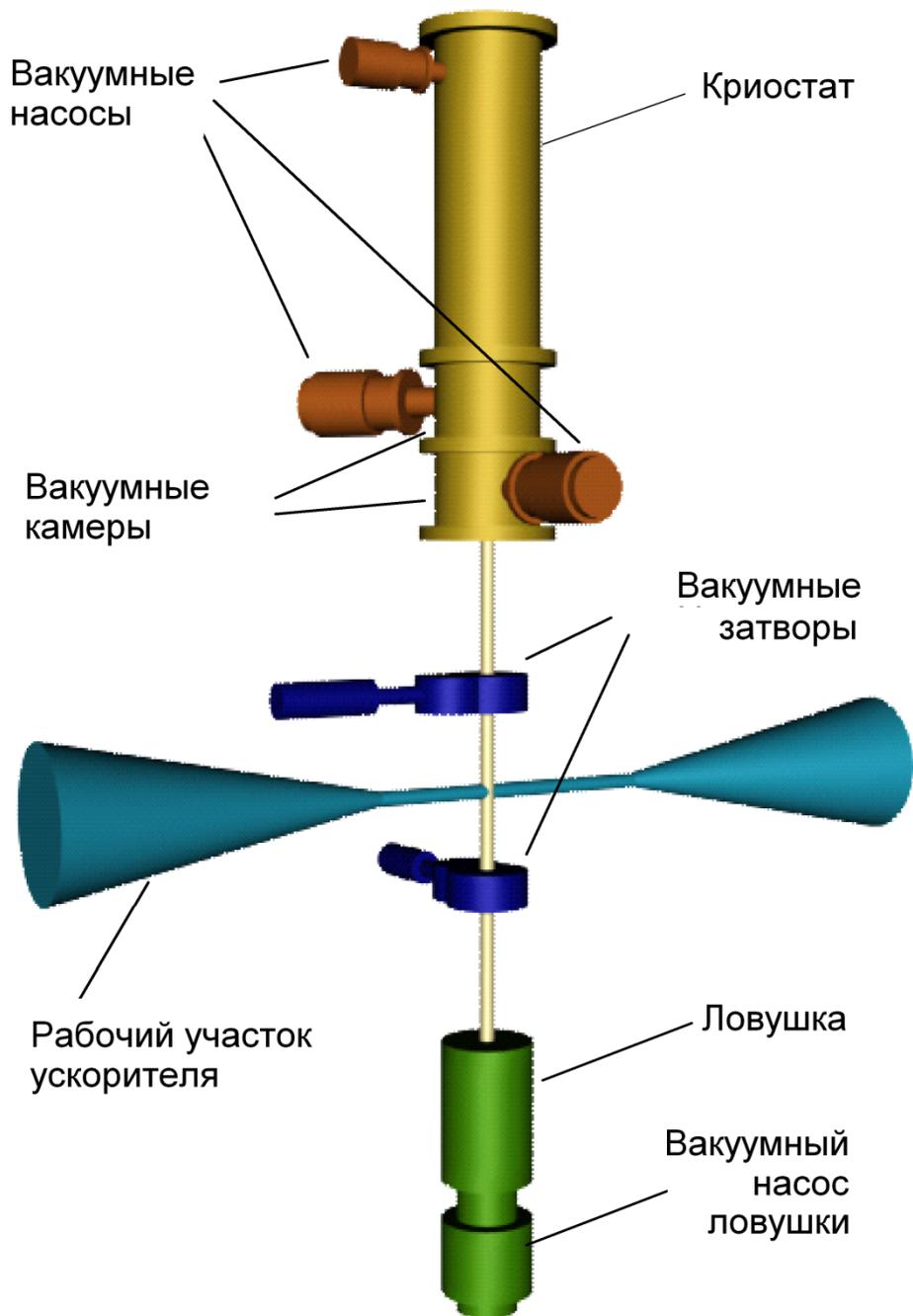


Рис. 1.2. Внешний вид установки для получения корпускулярных мишеней

1. Малый размер мишеней. Сечения большинства наиболее интересных эффектов лежат в диапазоне от 0,01 мбн до 0,1 мбн. В силу этого, для обеспечения светимости $\sim 10^{32} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ при интенсивности пучка $\sim 10^{11}$ толщина мишени должна быть порядка $\sim 10^{16} \text{ атомов} \cdot \text{см}^{-2}$.

2. Высокая светимость (до $10^{32} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$) и возможность регистрации разлёта частиц в угле 4π .

3. Возобновляемость мишени. Мишень должна проходить через сечение пучка в течение небольшого временного интервала. В этом случае не требуется время для восстановления мишени и в результате обеспечивается необходимая скорость срабатывания детекторов.

4. Для поддержания высокого вакуума в ускорителе мишень после взаимодействия с пучком должна выводиться из ускорителя.

Приведённым выше требованиям наиболее полно удовлетворяют криогенные корпускулярные мишени, представляющие собой поток монодисперсных гранул (мишеней) диаметром от 10 мкм до 100 мкм со скоростью до 100 м/с и частотой появления до 500 кГц из водорода или его изотопов, азота, аргона, неона, криптона и ксенона.

Благодаря своим уникальным свойствам, криогенные корпускулярные мишени перспективны при исследовании фундаментальных проблем ядерной физики и при поиске новых экстремальных форм материи. Мишени такого типа уже являются элементом следующих научных программ: «WASA CELSIUS» (Швеция); программа исследований на протонном ускорителе ИТЭФ и ряд других [15-18]. А в ближайшее время создание корпускулярных мишеней планируется на ускорителях в г.Юлих (Германия) и в г. Ланьчжоу (Китай).

В качестве примера на рисунках 1.3 и 1.4 приведены возможные варианты расположения криогенной корпускулярной мишени на протонном ускорителе ИТЭФ и на ускорителе в Юлихе (Германия). Пучок высокоэнергетических частиц инжектируется в кольцевой ускоритель, в котором с помощью системы магнитов частицы получают необходимую энергию

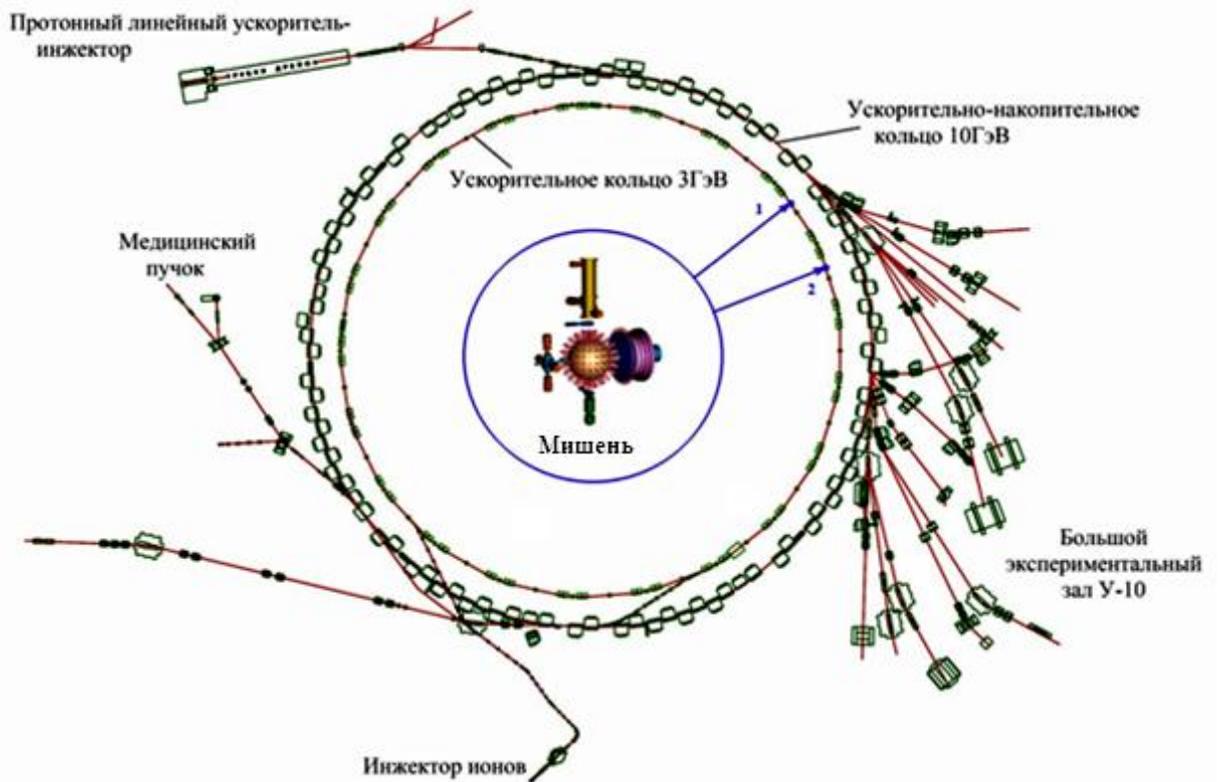


Рис. 1.3. Возможная схема расположения мишени на протонном ускорителе ИТЭФ

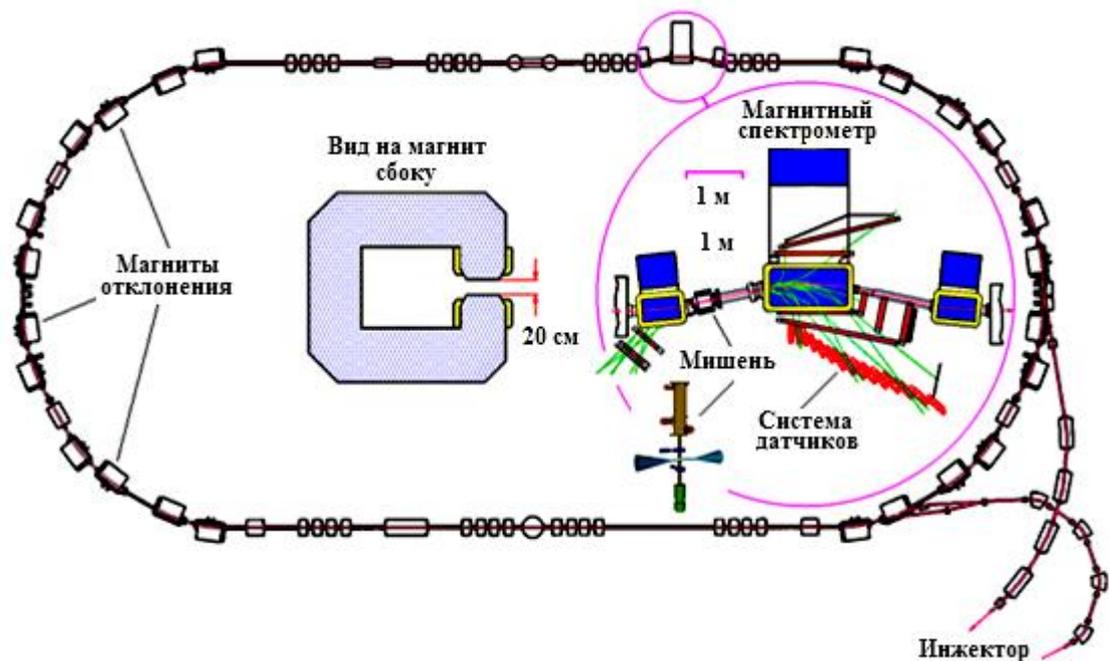


Рис.1.4. Схема расположения мишени на ускорителе в г. Юлих (FZJ, Германия)

и сталкиваются с мишенью. Анализ и определение характеристик частиц, образовавшихся в результате взаимодействия пучка с мишенью, осуществляется системой датчиков.

Криогенная корпускулярная мишень рассматривается как наиболее важный элемент эксперимента «PANDA» [19,20,279]. «PANDA» — это уникальный эксперимент в рамках проекта нового европейского ускорителя FAIR в г. Дармштадт (Германия). Физическая программа эксперимента направлена на исследование фундаментальных проблем адронной и ядерной физики, нахождение новых экстремальных форм материи, таких, например, как предсказываемые теорией экзотические адроны: глюболы и гибриды [21]. Поиск новых форм материи в эксперименте «PANDA» станет дополнением к исследованиям, проводимым при ультравысоких энергиях на Большом адронном коллайдере в ЦЕРНе. При аннигиляции протонов и антипротонов на установке «PANDA» не будет ограничений на квантовые числа рождающихся частиц в отличие от коллайдеров, где рождаются только частицы с квантовым числом равным единице. Исследования предполагается проводить на антипротонном пучке накопительного кольца «HESR» при энергиях антипротонов до 15 ГэВ. Ожидается рекордная в мире интенсивность антипротонного пучка, обеспечивающая до $2 \cdot 10^7$ взаимодействий в секунду на внутренней водородной мишени.

1.2.1.2. Корпускулярные мишени в лазерной физике и нанотехнологиях

В настоящее время возрос интерес к использованию в промышленности лазерных технологий. Основу этих технологий составляет взаимодействие высокоинтенсивных ультракоротких лазерных импульсов с веществом мишени.

Взаимодействие высокоинтенсивного ультракороткого лазерного излучения с поверхностью мишени приводит к образованию плазмы и появлению ультрафиолетового излучения с экстремально малой длиной волны (extreme

ultra violet – EUV). Использование EUV излучения в нанотехнологическом процессе изготовления микросхем позволит существенно повысить плотность насыщения микросхем полупроводниковыми элементами.

Известно, что полный цикл изготовления микросхем включает следующие основные этапы: литографию, ионную имплантацию, диффузию и окисление [28]. Наиболее сильное влияние на плотность насыщения микросхемы полупроводниковыми элементами оказывает литография. В настоящее время в литографическом процессе (перенос изображения с фотошаблона на поверхность полупроводниковой пластины) используются источники излучения с длиной волны $\lambda = 0,248$ мкм. Длина волны EUV излучения составляет $\lambda \approx 13$ нм. Это означает, что при тех же размерах микросхемы можно в 20 раз увеличить плотность её насыщения полупроводниковыми элементами. Источником стабильного EUV излучения может служить плазма, получаемая в результате взаимодействия мощного лазера (0,1-1 ТВт, 1000 нм, 100 Гц) с металлической или неметаллической мишенью.

В качестве металлических мишеней можно использовать монодисперсные гранулы Sn, Li, In, Ga, Na, K, Mg, Ca, Hg, Cd, Se, Gd, Tb или гранулы сплавов SnPb, SnIn, SnZnIn, SnAg [29-32, 280]. Для уменьшения массы, в качестве мишени можно использовать капли воды с небольшой добавкой металлической пыли [31]. Достоинство металлических мишеней — большой коэффициент выхода излучения. Однако воздействие лазера приводит к испарению вещества мишени и её локальному разрушению. В результате, частицы мишени попадают на рабочую оптику и сильно загрязняют её [33].

В качестве неметаллических мишеней можно использовать газовые или жидкие струи инертных газов Xe, N₂ и Ar [34-36]. Достоинство таких мишеней — отсутствие загрязнения рабочей оптики, а недостаток — малый коэффициент выхода излучения.

Наиболее перспективными для получения EUV излучения являются криогенные корпускулярные мишени из инертных газов. Такие мишени обладают достаточно большим коэффициентом выхода излучения и не загряз-

няют рабочую оптику [37-40]. На рисунке 1.5 по результатам работ [39,40] представлена возможная схема источника EUV излучения для литографии. Вариант промышленной установки фирмы «ASML» [41] представлен на рисунке 1.6. В этом варианте для получения EUV излучения предполагается использовать монодисперсные гранулы ксенона с диаметром 30 мкм. Ориентировочная стоимость установки 50 миллионов долларов.

В настоящее время работы по созданию новых источников EUV излучения проводятся в США (Intel, AMD, Micron Technology, Motorola, IBM), в Европе и Японии.

В результате взаимодействия высокоинтенсивных ультракоротких лазерных импульсов с веществом мишени, кроме образования плазмы, может происходить ускорение электронов и ионов. Причём в этом случае темп ускорения может достигать 100 МэВ/мм. Для сравнения, темп ускорения обычных ускорителей составляет 0,2-0,4 МэВ/м. Высокий темп ускорения позволяет существенно уменьшить размеры ускорителя и создавать так называемые настольные ускорители [42-45, 281].

В свою очередь, взаимодействуя с ускоренными электронами, плазма сама может стать источником различных видов ядерных излучений. Возможная схема получения ядерных излучений выглядит следующим образом: лазерное излучение, взаимодействуя с мишенью, сначала рождает плазму и ускоряет электроны в мишени, а затем, в результате воздействия ускоренных электронов на мишень, мишень сама становится источником различных видов ядерных излучений. Вид излучения зависит от интенсивности лазерного излучения и от вещества мишени. При высокой интенсивности лазерного излучения и специально выбранном веществе мишени возможен целый спектр термоядерных реакций с выходом нейтронов, гамма квантов, альфа частиц и других ядерных излучений [46-49].

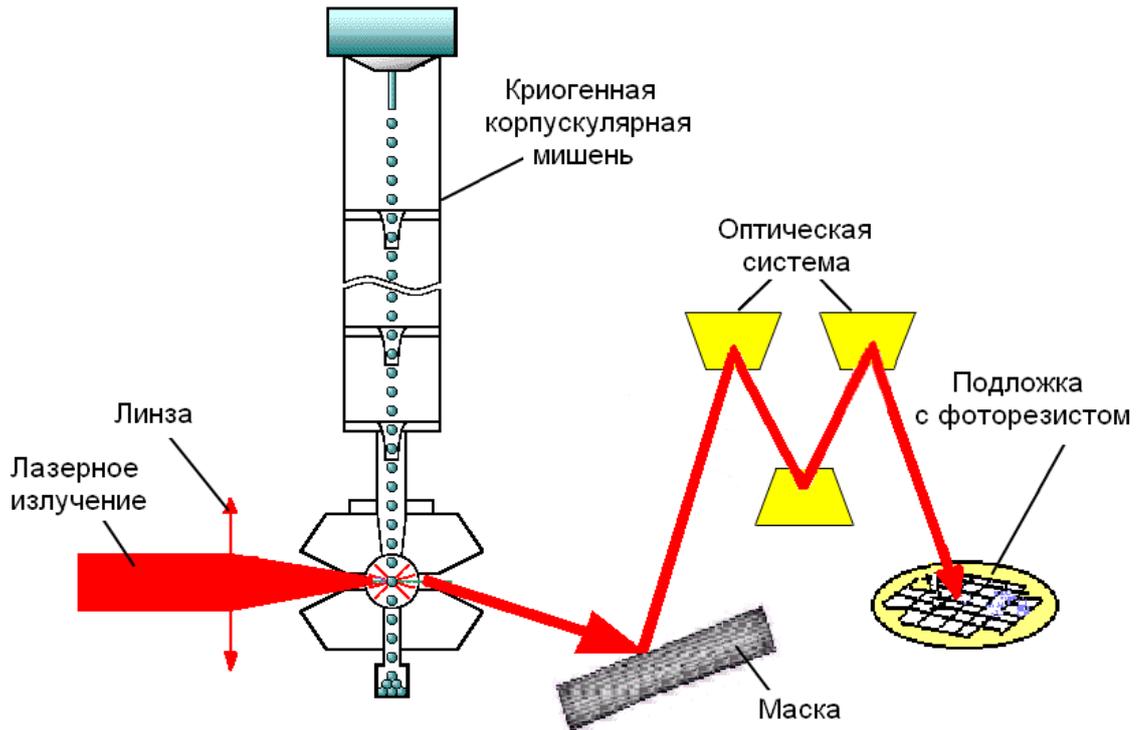


Рис. 1.5. Предлагаемая схема источника излучения в области экстремально-го ультрафиолета нового типа для литографии

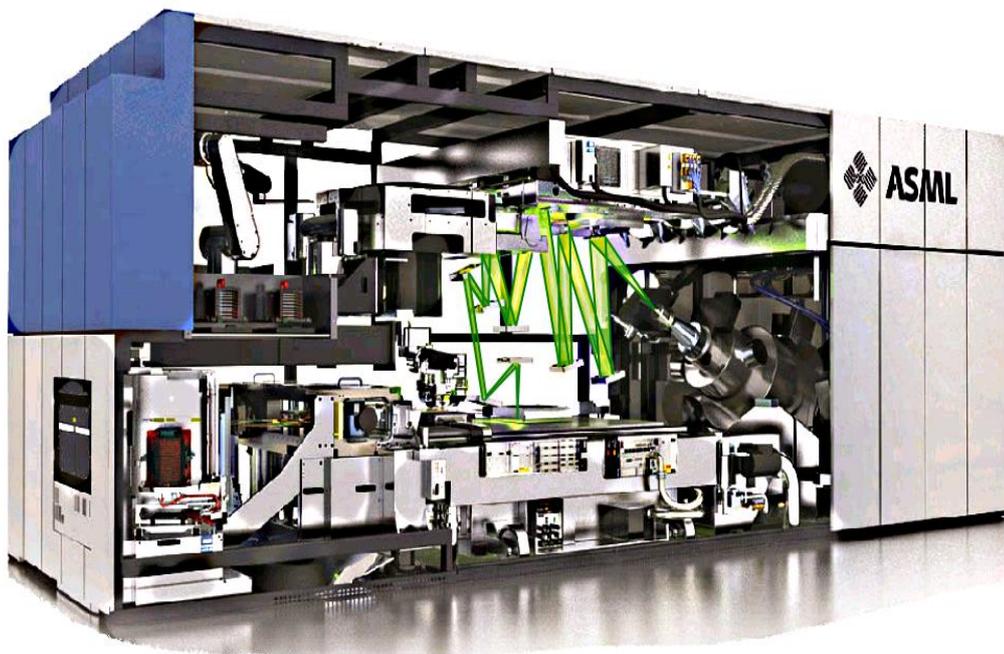


Рис. 1.6. Возможный вариант литографической промышленной установки фирмы «ASML» (свет источника экстремального ультрафиолетового излучения отмечен зеленым)

1.2.2. Теплофизические проблемы криогенных корпускулярных мишеней

В соответствии с методом получения, можно выделить следующие теплофизические процессы, влияющие на получение стабильных монодисперсных потоков капель и гранул (мишеней) из криогенных жидкостей: капиллярный распад струй жидкого криоагента, испарение с поверхности капель, конвективный теплообмен с окружающей средой, радиационный теплообмен, ускорение капель в газовом потоке, взаимодействие криогенных корпускулярных мишеней с высокоэнергетичным пучком. Необходимо отметить, что экспериментальное исследование этих процессов осложнено следующими обстоятельствами: малым размером капель и гранул (от нескольких микрон до одного миллиметра); большими скоростями (до 100 м/с); высоким вакуумом; наличием низких температур (от 16K до 90K).

Рассмотрим каждый из процессов в отдельности.

1.2.2.1. Капиллярный распад криогенных струй

Наиболее важным теплофизическим процессом, влияющим на получение стабильного потока криогенных корпускулярных мишеней с минимальным разбросом по параметрам, является капиллярный распад струй криогенных жидкостей. Известно, что при истечении во внешнюю среду жидкая струя становится неустойчивой и распадается на отдельные капли, различающиеся по размерам и по скорости. Такой вид распада жидких струй получил название спонтанного распада. Если на струе дополнительно имеется внешнее осесимметричное возмущение, то при определённых параметрах этого возмущения жидкая струя распадается на капли одинакового размера (монодисперсные капли). Такой вид распада получил название вынужденного капиллярного распада струй (ВКРС).

Первые подробные исследования капиллярной неустойчивости струи жидкости были проведены Саваром [50] в 1833 году. Изучая струи, истекающие из малых отверстий, Савар установил, что длина нераспавшейся час-

ти струи L_j зависит от величины внешнего начального возмущения δ_0 . Эксперименты Савара были продолжены Рэлеем, предложившим для объяснения полученных результатов линейную теорию устойчивости [51,52].

В соответствии с этой теорией, струя неустойчива лишь к осесимметричным возмущениям поверхности, длина волны которых удовлетворяет следующему условию:

$$\lambda > 2 \cdot \pi \cdot R_j \quad , \quad (1.1)$$

где: R_j – радиус невозмущённой струи.

При выполнении неравенства (1.1) амплитуда возмущения растёт с течением времени t по закону:

$$\delta(t) = \delta_0 \cdot e^{\gamma t} \quad , \quad (1.2)$$

где δ_0 – начальное возмущение, γ – инкремент неустойчивости.

Инкремент неустойчивости γ определяется следующим дисперсионным уравнением [13]:

$$\gamma^2 - \frac{\sigma}{R_j^2 \cdot \rho} \cdot (1 - \kappa^2 \cdot R_j^2) \cdot \kappa \cdot \frac{I_1(\kappa \cdot R_j)}{I_0(\kappa \cdot R_j)} = 0 \quad , \quad (1.3)$$

где: σ – поверхностное натяжение, R_j – радиус невозмущённой струи, ρ – плотность жидкости, κ – волновое число, $I_0(\kappa R_j)$ и $I_1(\kappa R_j)$ – модифицированные функции Бесселя мнимого аргумента нулевого и первого порядков, соответственно.

Обычно для удобства используются безразмерное волновое число k и безразмерный инкремент неустойчивости γ^* , определяемые следующим образом:

$$k = \kappa \cdot R_j = \frac{2 \cdot \pi \cdot R_j}{\lambda} \quad ; \quad (1.4)$$

$$\gamma^* = \gamma \cdot \frac{R_j^2 \cdot \rho}{\sigma} \quad . \quad (1.5)$$

С учётом (1.4) и (1.5) дисперсионное уравнение (1.3) может быть записано в следующем виде:

$$\gamma^* = \left[(1 - k^2) \cdot k \cdot \frac{I_1(k)}{I_0(k)} \right]^{0.5}. \quad (1.6)$$

В соответствии с линейной теорией Рэлея, максимальное значение инкремент неустойчивости $\gamma^* = \gamma_m$ достигает при волновом числе $k = k_m = 0,697$. При максимальном инкременте струя распадается на капли наиболее быстро и имеет минимальную длину.

Основываясь на теории Рэлея можно получить следующие важные характеристики: минимальную длину нераспавшейся части струи L_j и диаметр отрывающихся от струи капель D_c [14].

Диаметр капель:

$$D_c = 1,145 \cdot D_j^{0.7} \cdot (2 \cdot \pi / k_m)^{0.33} \approx 2 \cdot D_j. \quad (1.7)$$

Длина нераспавшейся части струи:

$$L_j = \frac{V_j}{\gamma_m} \cdot \ln \left[\frac{R_j}{\delta_0} \right] \approx 1,03 \cdot We^{0.5} \cdot \ln \left[\frac{R_j}{\delta_0} \right], \quad (1.8)$$

где: $We = \frac{\rho \cdot R_j \cdot V_c^2}{\sigma}$ – число Вебера.

В работах Шнейдера [92] и Эгерса [178] показано, что при отрыве капля от струи возникает дополнительное давление $P = 2\sigma/R_j$, обусловленное поверхностным натяжением жидкости σ . Это дополнительное давление препятствует отрыву капли от струи. Используя закон сохранения импульса, было получено следующее соотношение, связывающее скорость отрывающихся каплей V_c и скорость струи V_j :

$$V_c = V_j \cdot \left[1 - \frac{2 \cdot \sigma}{\rho \cdot R_j \cdot V_j^2} \right]. \quad (1.9)$$

Зная скорость струи V_j , можно также определить расстояние между каплями по следующей формуле:

$$l_c = \frac{\pi \cdot D_j}{2 \cdot k_m} \cdot \left[1 - \frac{2 \cdot \sigma}{\rho \cdot R_j \cdot V_j^2} \right] \approx 2,2 \cdot D_j. \quad (1.10)$$

Многочисленные эксперименты подтвердили справедливость теории Рэлея для слабовязких жидкостей — жидкостей с динамической вязкостью несильно отличающейся от вязкости воды $\eta \approx 0,001 \text{ Па}\cdot\text{с}$ [53-66, 172, 207-209].

По своим теплофизическим характеристикам (вязкость и поверхностное натяжение) криогенные жидкости относятся к слабовязким жидкостям. Поэтому, можно было бы ожидать, что капиллярный распад струй криогенных жидкостей будет мало отличаться от распада при комнатной температуре обычных жидкостей, и для определения основных характеристик капиллярного распада можно использовать результаты линейной теории Рэлея.

Однако в работе [67] монодисперсный распад тонких струй водорода и азота с минимальной длиной нераспавшейся части наблюдался при волновых числах $k_m = 0,53$ для водорода и $k_m = 0,60$ для азота. В соответствии с линейной теорией Рэлея, монодисперсный распад жидких струй с минимальной длиной нераспавшейся части должен происходить при волновом числе $k_m \approx 0,7$.

Из экспериментов также следует, что на развитие капиллярных поверхностных волн существенное влияние оказывает температура поверхности струи. В некоторых случаях капиллярный распад струй криогенных жидкостей в установках по получению криогенных мишеней может происходить либо при сильном перегреве струи относительно внешней среды, либо при существенной разнице между давлением окружающей среды и давлением насыщения. В первом случае из-за существования внутри жидкости газовой или паровой фазы может возникнуть мгновенное вскипание жидкости, приводящее к распаду струи на очень мелкие капли [68]. Во втором случае на поверхности струи могут возникнуть так называемые барокапиллярные неустойчивости [68,69].

Кроме того, на поверхности струи возможно появление неустойчивости, приводящей к нарушению исходной симметрии истечения [67, 68,70]. Так в работе [67,70] при малых скоростях истечения V_j от 1 м/с до 6 м/с и давле-

ниях, близких к давлению тройной точки, был обнаружен эффект отклонения струи от первоначального вертикального положения.

Эффект отклонения струи выглядит следующим образом. Если тонкая капиллярная струя вводится в камеру при нормальном давлении в камере, то струя вертикальна. С уменьшением давления в камере струя начинает отклоняться от вертикали, причём величина угла отклонения может быть значительна. Эффект наблюдался для капиллярных струй разного диаметра. Угол загиба струи на струях меньшего диаметра был больше. При уменьшении скорости струи и при уменьшении давления в вакуумной камере угол загиба струи увеличивается. К настоящему времени эффект отклонения цилиндрической струи от оси симметрии при сохранении гладкой поверхности струи не имеет надёжного объяснения, и для него отсутствует приемлемая математическая модель.

Таким образом, существуют экспериментальные результаты, которые не могут быть объяснены в рамках теории Рэлея. Это может означать, что классическая теория Рэлея для распада тонких струй криогенных жидкостей не применима. В силу этого, более подробное изучение процессов, происходящих при капиллярном распаде тонких струй из криогенных жидкостей, крайне необходимо.

1.2.2.2. Испарение с поверхности капель и теплообмен с окружающей средой

При движении внутри вакуумных камер установки, вследствие испарения вещества с поверхности, капли охлаждаются и становятся твёрдыми гранулами.

Исследованию свободномолекулярного режима испарения (число Кнудсена $Kn \gg 1$) и диффузионного ($Kn \ll 1$), без учёта влияния капель друг на друга, посвящено значительное количество работ [71-79].

Однако в случае монодисперсных капельных потоков, в результате малого расстояния между каплями, влияние капель друг на друга становится существенным. В настоящее время этот вопрос весьма скудно освещён в ли-

температуре, как в теоретическом, так и в экспериментальном плане.

Среди теоретических работ можно отметить работу Ю.И. Яламова и М.Ф. Баринаова [76], в которой рассмотрена задача об испарении двух капель, находящихся на малом расстоянии друг от друга. Используя уравнения переноса массы и тепла, авторы показали, что в этом случае потоки тепла и массы с поверхности капель уменьшаются. А это, в свою очередь, приводит к увеличению времени испарения капель.

Среди экспериментальных работ можно отметить работу Андерса [80], в которой для широкого диапазона чисел Kn экспериментально установлено, что расстояние между каплями в потоке существенно влияет на скорость испарения.

Так как изучение процессов испарения и теплообмена для получения стабильных потоков криогенных мишеней представляет крайнюю важность, а экспериментальных данных в этой области — недостаточно, проведение более подробных исследований в этой области крайне необходимо.

1.2.2.3. Ускорение капель в газовом потоке

Особую важность для создания криогенных корпускулярных мишеней имеет вопрос взаимодействия капель с газом при прохождении шлюза (рисунок 1.1).

Согласно исследованиям Б.М. Дейча [81], под влиянием сил вязкости при сверхкритических перепадах давления на выходе из шлюза может происходить перестройка газового потока. Вследствие этого, на выходе из шлюза резко увеличивается пограничный слой, причём перестройка слоя начинается уже внутри шлюза. Это влечёт за собой смещение поверхности перехода к сверхзвуковому режиму внутрь сопла. В результате, течение эффективно разделяется на две области: I – дозвуковое, II – сверхзвуковое, разделённые скачком уплотнения. Схема областей течения газа через вакуумный шлюз представлена на рисунке 1.7.

По оценкам из [26], прочности твёрдых криогенных мишеней вполне хватает, чтобы избежать адиабатного взрыва при попадании твёрдой гранулы в вакуум. Однако жидкая или не полностью замороженная гранула может разрушиться. Почти во всех имеющихся моделях предполагается, что замерзание капель происходит в момент достижения каплей температуры затвердевания. Однако для капель, образующихся в результате распада тонких струй криогенных жидкостей, из-за возможного переохлаждения жидкости это предположение может быть несправедливо.

Величину возможного переохлаждения однородной метастабильной фазы можно оценить, воспользовавшись результатами по оценке вероятности образования зародышей новой фазы в среде переохлажденной жидкости из работы В.С. Скрыпова [82].

Рассмотрим жидкую сферическую частицу с радиусом R , считая, что внутри неё образовался сферический центральный зародыш кристаллической фазы с радиусом r .

В соответствии с [26,82], для потенциала Гиббса системы «твёрдое ядро – жидкая оболочка» можно записать следующее соотношение:

$$\Phi(r) = \Phi_L(R) + 4 \cdot \pi \cdot r^2 \cdot \sigma_{jt} - \frac{4 \cdot \pi \cdot r^3}{3 \cdot v_s \cdot T_0} \cdot r_{frz} \cdot (T_0 - T), \quad (1.11)$$

где: r – радиус ядра, $\Phi_L(R)$ – потенциал полностью жидкой капли с радиусом R , σ_{jt} – поверхностное натяжение между жидкой и твёрдой фазами, T_0 – равновесная температура кристаллизации массивной фазы, v_s – удельный объём твёрдой фазы, r_{frz} – удельная теплота плавления.

Введём температуру T_t равную:

$$T_t = T_0 \cdot \left[1 - \frac{2 \cdot \sigma_{jt} \cdot v_s}{R \cdot r_{frz}} \right]. \quad (1.12)$$

При температуре $T \geq T_t$ функция $\Phi(r)$ является монотонно возрастающей, и, следовательно, единственным устойчивым состоянием системы будет полностью жидкая капля.

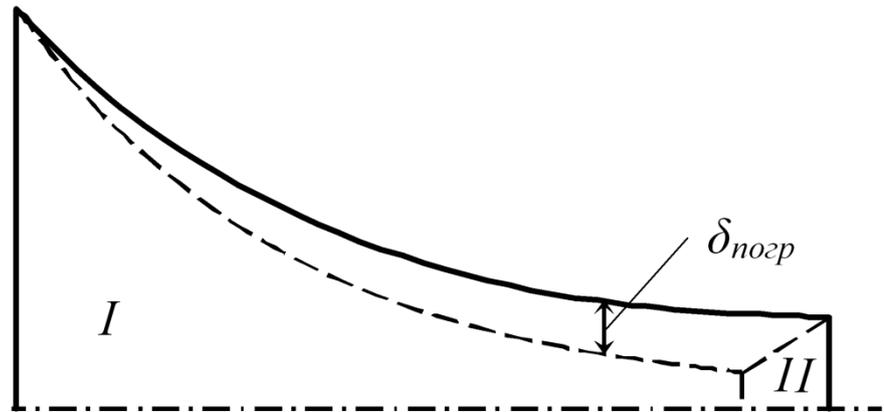


Рис. 1.7. Схема течения газа через вакуумный шлюз

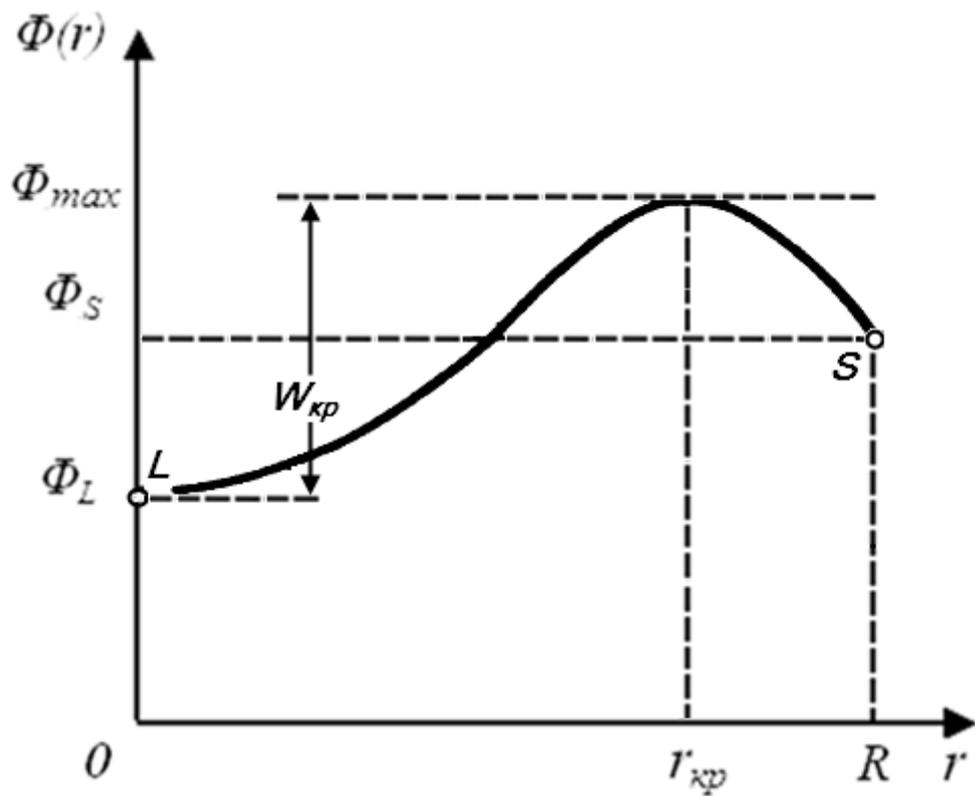


Рис.1.8. Вид функции $\Phi(r)$

При $T < T_t$ вид функции $\Phi(r)$ представлен на рисунке 1.8. В этом случае для $\Phi(r)$ характерно наличие локального максимума при радиусе $r = r_{кр} = 2 \cdot \sigma_{jt} \cdot v_s \cdot T_0 / r_{fz} \cdot (T_0 - T)$ и двух граничных минимумов. Следовательно, у частицы будет два устойчивых состояния: при $r=0$ – полностью жидкой капли (точка L на рисунке 1.8) и при $r = R$ – полностью твёрдой (точка S на рисунке 1.8).

Состояние частицы с промежуточным радиусом зародыша r — неустойчиво: при $r < r_{кр}$ кристаллический зародыш стремится расплавиться, при $r > r_{кр}$ начинает устойчиво расти до полной кристаллизации частицы.

Для достижения зародышем критического размера $r_{кр}$ необходимо преодоление энергетического барьера кристаллизации (работа образования критического зародыша $W_{кр}$):

$$W_{кр} = \Phi_{max} - \Phi_L = \Phi(r_{кр}) - \Phi(0). \quad (1.13)$$

Данный барьер в гомогенной частице, не находящейся в каком-либо внешнем силовом поле, преодолевается за счёт термических флуктуаций. Из работы [82] следует, что флуктуационным способом за более или менее короткое время преодолевается барьер $W_{кр} \approx 30 k_g T$.

Подставив в (1.13) соответствующие значения, получим:

$$W_{кр} = \frac{16}{3} \cdot \pi \cdot \sigma_{jt}^3 \frac{T_0^2 \cdot v_s^2}{(\Delta T)^2 \cdot (r_{fz})^2}, \quad (1.14)$$

$$W_{кр} = 1,33 \cdot \pi \cdot \sigma_{jt} \cdot r_{кр}^2 \approx 30 k_g T, \quad (1.15)$$

где: $\Delta T = T_0 - T$ – температура переохлаждения, k_g – постоянная Больцмана ($1,38 \cdot 10^{-23}$ Дж/К).

Необходимо отметить, что в соответствии с [82] переохлаждение ΔT слабо зависит от R и определяется только кинетическими факторами.

Формула (1.14) позволяет рассчитывать переохлаждение ΔT по известным значениям входящих в неё параметров. Однако точное определение двух параметров, а именно $W_{кр}$ и, особенно σ_{jt} представляет достаточно трудную

задачу. Анализируя все имеющиеся данные специально поставленных экспериментов по переохлаждению частиц разных размеров, в [82] сделан вывод, что σ_{jt} у всех веществ имеет значения: $\sigma_{jt} \geq 10^{-3}$ Н/м (взята самая низкая оценка, которая, в принципе, может быть и недостижима).

Воспользовавшись вышеизложенным, можно оценить возможную температуру переохлаждения жидких водородных криогенных мишеней. Из справочной литературы [237,238] известно: $r_{frz} = 117$ Дж/моль, $T_0 = 14$ К, $v_s = 23 \cdot 10^{-6}$ м³/моль, $\sigma_{jt} \geq 3 \cdot 10^{-3}$ Н/м.

Подставив в (1.14) соответствующие значения параметров, для переохлажденной водородной капли получим следующую оценку:

$$\Delta T = \Delta T_{min} = \frac{4 \cdot \sigma_{jt} \cdot T_0 \cdot v_s}{r_{frz}} \sqrt{\frac{\pi \cdot \sigma_{jt}}{3W_{кр}}} \approx 4,5 \text{ К}. \quad (1.16)$$

Полученное значение переохлаждения ΔT_{min} , очевидно, сильно занижено за счёт выбора $\sigma_{jt} = 10^{-3}$ Н/м. Что касается $W_{кр}$, то преодоление $W_{кр} > 30 k_B T$ флуктуационным способом маловероятно, да и это бы существенно не повлияло на численный результат из-за корневой зависимости от $W_{кр}$.

Таким образом, полученные оценки показывают, что при движении в шлюзе из-за возможного переохлаждения капли могут не замёрзнуть. Необходимо отметить, что полученные результаты по переохлаждению относятся к стационарному случаю. Учёт кинетики зародышеобразования может ещё больше увеличить температуру переохлаждения ΔT_{min} . В результате, вероятность адиабатического взрыва капель на выходе из шлюза ещё больше повысится.

К сожалению, экспериментальные данные по переохлаждению жидких капель и устойчивому прохождению их через вакуумные шлюзы полностью отсутствуют. В силу этого, проверка приведённых выше оценок требует проведения специальных экспериментов.

1.2.2.4. Взаимодействие криогенных корпускулярных мишеней с высокоэнергетичным пучком

Для устойчивой работы установок по получению криогенных корпускулярных мишеней необходимо поддерживать высокий вакуум в рабочей камере. Реализовать это требование можно, если диаметр и скорость мишеней таковы, что тепловое воздействие пучка на движущуюся мишень не будет приводить к изменению фазового состояния мишени.

В качестве примера на рисунках 1.9-1.12 представлены результаты расчёта теплового воздействия высокоэнергетичного пучка на водородную криогенную корпускулярную мишень из работы [26]. Расчёты были проведены для двух значений начального диаметра мишеней $D_c = 50$ мкм и $D_c = 200$ мкм. На рисунках 1.9 и 1.10 представлено изменение с течением времени, соответственно, температуры поверхности мишени и радиуса мишени. На рисунках 1.11 и 1.12 показано распределение температуры в мишени в разные моменты времени. Сплошными кривыми изображены результаты расчёта для частиц размером 50 мкм, а пунктиром — для частиц размером 200 мкм. Значение начальной температуры в рабочей вакуумной камере, в соответствии с требованиями предъявляемыми к криогенным мишеням со стороны спектрометра «PANDA», было выбрано равным $T = 6$ К.

Из рисунка 1.9 видно, что стационарное распределение температуры в мишенях устанавливается за время $t \leq 5 \cdot 10^{-5}$ с. Однако характер распределения температуры в мишенях разных размеров различен. Для мишеней размером 50 мкм результаты расчёта показывают, что градиент температуры внутри мишени достаточно мал, то есть теплопроводность успеваает отводить тепло на поверхность (рисунки 1.11 и 1.12). В этом случае уровень температуры поверхности мишени меньше температуры плавления. Мишень с начальным диаметром $D_c = 50$ мкм за время $t \approx 10^{-4}$ с успеваает измениться на величину $\Delta R/R_0 \approx 5\%$ (рисунок 1.10). Для мишеней с начальным диаметром $D_c = 200$ мкм ситуация несколько иная. Перепад температуры в мишени со-

ставляет 8 К. Температура поверхности мишени больше температуры плавления. В результате, испарение с поверхности мишени идёт значительно интенсивнее (рисунки 1.11 и 1.12), и за время $t \approx 10^{-4}$ с радиус гранулы успеет измениться на 18% (рисунок 1.10).

Таким образом, обеспечить высокий вакуум в рабочей камере можно только в том случае, если время взаимодействия мишени с высокоэнергетичным пучком не будет превышать $\sim 2 \cdot 10^{-5}$ с. Для пучков с диаметром до 1 мм это условие выполняется при следующих параметрах криогенных корпускулярных мишеней: диаметр мишеней D_c – не более 200 мкм и скорость мишеней V_c – не менее ~ 50 м/с. У мишеней с такими параметрами температура поверхности увеличивается всего лишь на несколько градусов без фазового перехода, а радиус мишени уменьшается на величину $\sim 1 \div 3\%$.

К сожалению, экспериментальные данные по влиянию интенсивных пучков на изменение температуры поверхности и размеры мишени полностью отсутствуют. В силу этого, проверка приведённых выше оценок требует проведения специальных экспериментов.

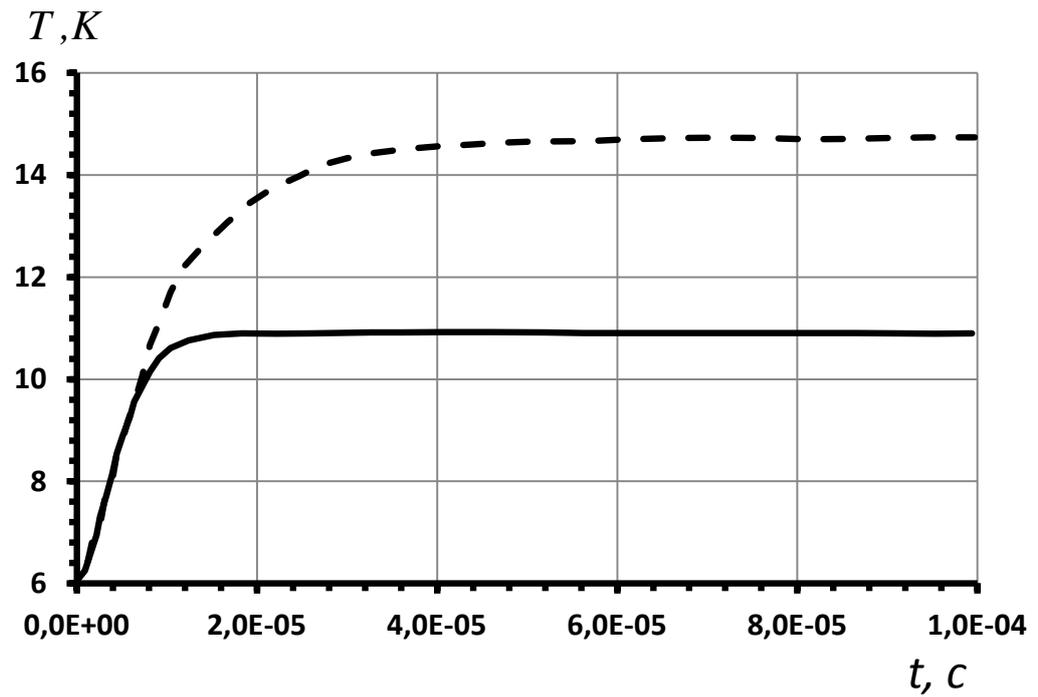


Рис.1.9. Зависимость температуры поверхности от времени
 — $D_0 = 50 \text{ мкм}$ --- $D_0 = 200 \text{ мкм}$

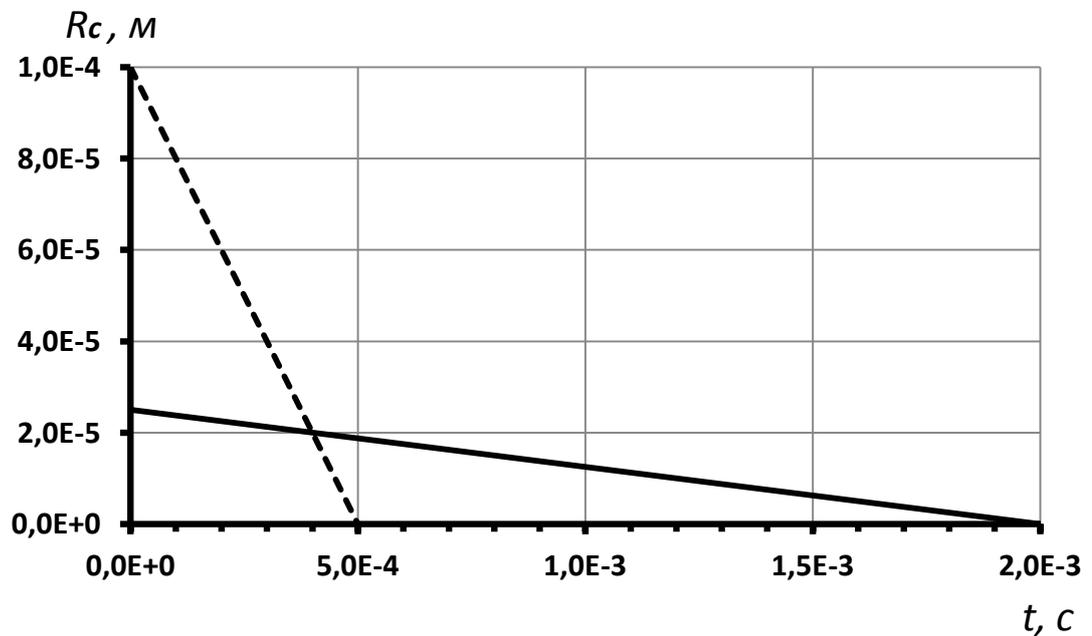


Рис.1.10. Зависимость радиуса мишени от времени
 — $D_0 = 50 \text{ мкм}$ --- $D_0 = 200 \text{ мкм}$

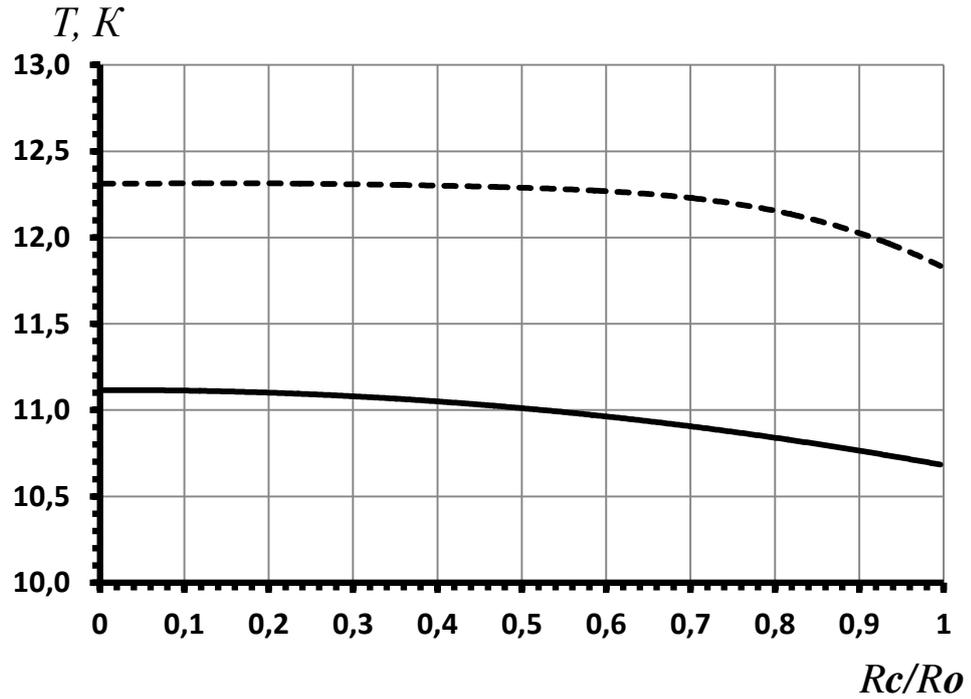


Рис.1.11. Профиль температуры в мишени в момент времени $t = 10^{-5} \text{ c}$

— $D_0 = 50 \text{ мкм}$ - - - $D_0 = 200 \text{ мкм}$

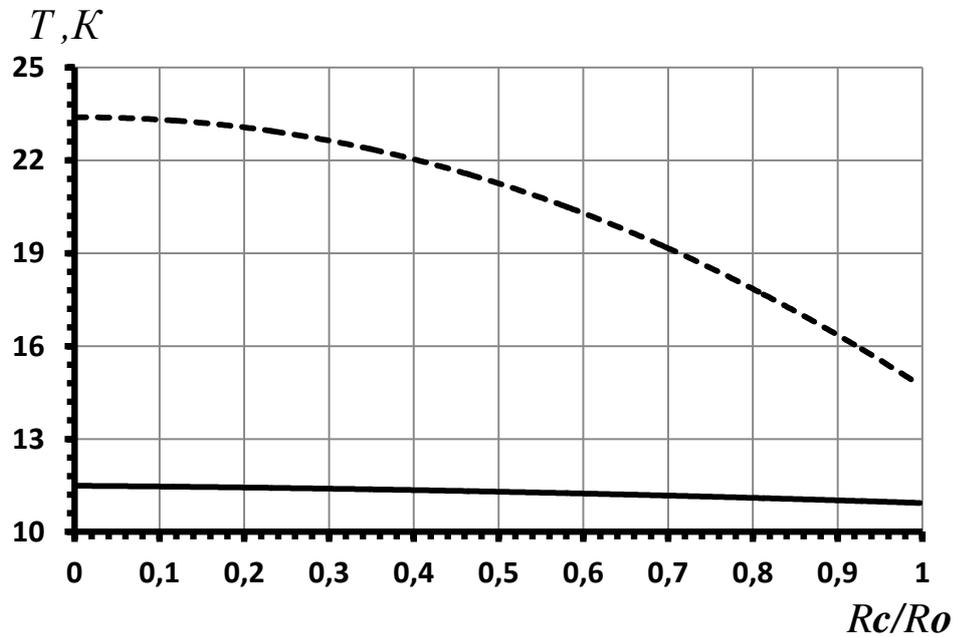


Рис.1.12. Профиль температуры в мишени в момент времени $t = 10^{-4} \text{ c}$

— $D_0 = 50 \text{ мкм}$ - - - $D_0 = 200 \text{ мкм}$

1.2.3. Конструкционные проблемы криогенных корпускулярных мишеней

Конструктивно и технологически установки по получению криогенных корпускулярных мишеней могут отличаться друг от друга, однако, они должны иметь следующие обязательные элементы: конденсатор с теплообменниками; генератор монодисперсных капель; камера тройной точки (КТТ); вакуумный шлюз, связывающий камеру тройной точки с вакуумными камерами.

Рассмотрим более подробно назначение этих элементов и основные предъявляемые к ним требования.

1.2.3.1. Конденсатор с теплообменниками

Для конденсации рабочего газа в конденсаторе и теплообменниках можно использовать различные методы охлаждения. Главное условие, чтобы используемые методы позволяли получать на выходе из конденсатора жидкую криогенную струю со стабильной температурой и не приводили к дополнительным низкочастотным вибрациям генератора монодисперсных капель. В противном случае, как следует из работ [83-86], сложение этих вибраций с основным сигналом может привести к увеличению разброса по параметрам криогенных корпускулярных мишеней.

В настоящий момент эксперименты по изучению проблем криогенных корпускулярных мишеней проводятся только на двух экспериментальных установках: в Институте ядерной физики в г. Юлих (FZJ, Германия) и в университете г. Упсала (Швеция).

На установке в Упсале, начиная с 1999 года, проводятся исследования мишеней из водорода и его изотопов [22,23,87]. Для конденсации водорода используется газовая холодильная машина, работающая по циклу Гиффорда-Мак-Магона. Однако наличие низкочастотных колебаний со стороны поршня и клапанов газовой машины не позволяет получать криогенные корпускулярные мишени с минимальным разбросом по параметрам.

Наиболее совершенной по своим возможностям является экспериментальная установка в научном центре Юлиха (FZJ, Германия). Установка создана в результате совместной работы научных коллективов ИТЭФ, МЭИ и FZJ и предназначена для получения криогенных корпускулярных мишеней из водорода, азота и инертных газов [20,90,243,244]. Для предотвращения влияния низкочастотных внешних вибраций выбрана схема безвибрационного ожижения [88-90]. Ожижение газа происходит в три этапа. На первом этапе для охлаждения газа используется жидкий азот. На втором этапе газ охлаждается парами гелия. Окончательное ожижение газа происходит в конденсаторе.

Работы по конструированию и созданию систем ожижения установок проходили методом проб и ошибок. Причина этого — отсутствие специального программного обеспечения по расчёту систем ожижения установок для получения криогенных корпускулярных мишеней. В результате, создание систем ожижения потребовало достаточно много времени и больших финансовых затрат.

1.2.3.2. Генератор монодисперсных капель

Главным конструкционным элементом криогенных корпускулярных мишеней является генератор монодисперсных капель с системой возбуждения и выходной насадкой. Из конденсатора жидкость попадает в генератор капель и через выходное отверстие насадки — в первую вакуумную камеру (камеру тройной точки (рисунок 1.1)). На истекающую из генератора тонкую струю с помощью специальной системы возбуждения накладываются механические колебания, и струя распадается на капли.

Первые генераторы монодисперсных капель были созданы Магарви и Тейлором [91] и использовались для получения монодисперсных капель воды диаметром от 300 *мкм* до 10 *мм*.

Дальнейшее развитие генераторов монодисперсных капель шло в следующих направлениях: отработка и совершенствование систем возбужде-

ния, отработка и совершенствование конструкций генераторов и технологий производства насадок и каналов истечения. Наиболее подробное описание различных систем возбуждения и конструкций генераторов приведено в [92-97]. К сожалению, необходимо констатировать, что к настоящему времени ни конструкции генераторов, ни технологии производства насадок и каналов истечения так до конца и не отработаны.

Вопрос о применимости тех или иных систем возбуждения при низких температурах от 20 K до 90 K исследован недостаточно. Особенно мало работ, посвящённых влиянию температуры на амплитуду механических колебаний, создаваемых системой возбуждения, и её амплитудно-частотные свойства. Поэтому для создания стабильно работающих при низких температурах систем возбуждения требуются дополнительные исследования.

Кроме того, в процессе экспериментов [98,99] выявился и ряд дополнительных проблем, существенным образом влияющих на длительную и стабильную работу генераторов монодисперсных капель.

Одной из них является проблема забивания выходного отверстия генератора каплей примесями. Обычно для получения корпускулярных мишеней используют чистые газы с минимальным содержанием примесей. Однако даже малое количество примесей, как показывают эксперименты, приводит к забиванию выходного отверстия генератора каплей. Обусловлено это тем, что в процессе длительной работы примеси вымораживаются, оседают и забивают выходное отверстие. В результате, работа генератора прекращается.

Второй важной проблемой является влияние внутренних температурных полей на работу генераторов монодисперсных капель [282]. Чем меньше градиент температурного поля, тем более стабильна струя, вытекающая из генератора каплей.

В настоящее время обе эти проблемы мало изучены. Поэтому более подробное исследование этих вопросов крайне необходимо.

1.2.3.3. Камера тройной точки (КТТ), вакуумный шлюз и вакуумные камеры

Проходя камеру тройной точки и шлюз, в результате интенсивного испарения капли замерзают и становятся твёрдыми гранулами (мишенями). Монодисперсные мишени через систему дополнительных вакуумных камер, соединённых шлюзами, поступают в рабочую камеру.

Основными требованиями, предъявляемыми к шлюзам, являются: ламинарность газового потока и минимальное натекание газа в вакуумные камеры. Только в этом случае газ в шлюзе будет ускорять криогенные корпускулярные мишени с минимальным среднеквадратичным отклонением по скорости и углу вылета. К настоящему времени конструкция шлюзов и технология их изготовления отработаны недостаточно.

Кроме того, полностью отсутствуют экспериментальные данные по устойчивому прохождению мишеней через шлюз и по определению функций распределения мишеней по углу вылета из шлюза и по скорости.

Учитывая, что шлюзы оказывают сильное влияние на формирование стабильных потоков криогенных мишеней, необходимы более подробные исследования в этой области.

1.3. Капельные холодильники излучатели

Одной из важнейших проблем в области космических систем и технологий является разработка и создание новых перспективных систем теплоотвода от космических аппаратов в условиях космического пространства. Подробный анализ этой проблемы и возможные пути её решения представлены в работах [14,100,101, 141].

1.3.1. Проблемы теплоотвода от космических аппаратов

Эффективность работы системы теплоотвода от космических аппаратов определяется следующими характеристиками: сбрасываемой тепловой мощностью, массой, метеоритной безопасностью, простотой вывода и развёрты-

вания, управляемостью теплоотвода, стабильностью в условиях космоса, длительностью времени работы.

Известно, что количество энергии Q , излучаемое через поверхность площадью S в единицу времени, связано с температурой поверхности тела T следующим соотношением (закон Стефана-Больцмана):

$$Q = \varepsilon \cdot \varepsilon_1 \cdot S \cdot T^4, \quad (1.17)$$

где: ε – степень черноты излучающего тела, ε_1 – коэффициент излучения абсолютно черного тела ($5,67 \cdot 10^{-8} \text{ Дж} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{м}^{-2} \cdot \text{К}^{-4}$).

Из (1.17) видно, что увеличение эффективности теплоотвода возможно путём увеличения или площади излучающей поверхности, или температуры поверхности. Однако если задана термодинамическая схема двигательной установки, то температуру излучающей поверхности можно изменять лишь в небольших пределах. В силу этого, увеличение эффективности возможно только путём увеличения площади излучающей поверхности. К сожалению, с возрастанием площади увеличивается масса системы теплоотвода и, как следствие этого, уменьшается полезная нагрузка, и увеличивается вероятность разрушения системы метеоритами.

В настоящее время существует несколько вариантов систем теплоотвода от космических аппаратов.

Наиболее технологически развитыми являются твёрдотельные холодильники излучатели: проточные радиаторы и радиаторы на тепловых трубах. Устройство и принцип работы радиаторов представлены на рисунках 1.13 и 1.14.

Конструктивно проточный радиатор представляет собой набор секций из параллельных металлических труб, соединённых перемычками. На вход радиатора из внутренних теплообменников космического аппарата поступает горячий теплоноситель. В результате движения теплоносителя внутри труб, поверхность радиатора нагревается и излучает тепло в окружающее пространство. Охлаждённый теплоноситель собирается на выходе радиатора и

поступает обратно во внутренние теплообменники космического аппарата. В настоящее время радиаторы подобного типа используются в системах теплоотвода небольших космических аппаратов. Например, в системе теплоотвода аппаратов типа Shuttle «Буран» проточный радиатор [100], состоящий из восьми секций, установлен на внутреннюю поверхность створок грузового отсека (рисунок 1.13). Общая эффективная площадь излучения при развёрнутых створках составляет 15 м^2 , а максимальная сбрасываемая мощность — 2 кВт .

Радиатор на тепловых трубах — герметичное устройство, работающее по замкнутому испарительно-конденсационному циклу. Принцип работы радиатора представлен на рисунке 1.14 и подробно описан Гровероном и Коттером в работах [101-103]. Источник тепла испаряет теплоноситель на одном конце трубы, а на другом в результате охлаждения происходит конденсация пара. Под действием капиллярных сил конденсат возвращается обратно в зону испарения. В соответствии с литературными данными, излучательная способность радиаторов на тепловых трубах, при массе $5 \text{ кг/м}^2 \cdot \text{с}$, может достигать 0,86, что позволяет эффективно отводить тепло от источников с температурой до 900 К . Тепловые трубы обладают следующими важными свойствами: возможностью передачи больших тепловых потоков при малых перепадах температур, способностью работать при произвольной пространственной ориентации, простотой монтажа, бесшумностью, долговечностью и надёжностью.

Необходимо отметить, что эффективность всех выше перечисленных радиаторов, в соответствии с (1.17), определяется площадью излучающей поверхности. С увеличением сбрасываемой тепловой мощности масса радиаторов быстро возрастает. Это связано с увеличением поверхности радиатора и с необходимостью дополнительного бронирования радиатора (защита от метеоритного пробоя).



Рис.1.13. Устройство проточного радиатора и пример расположения проточных радиаторов на космических аппаратах типа Shuttle «Буран»



Рис.1.14. Принцип работы радиатора типа «тепловая труба»

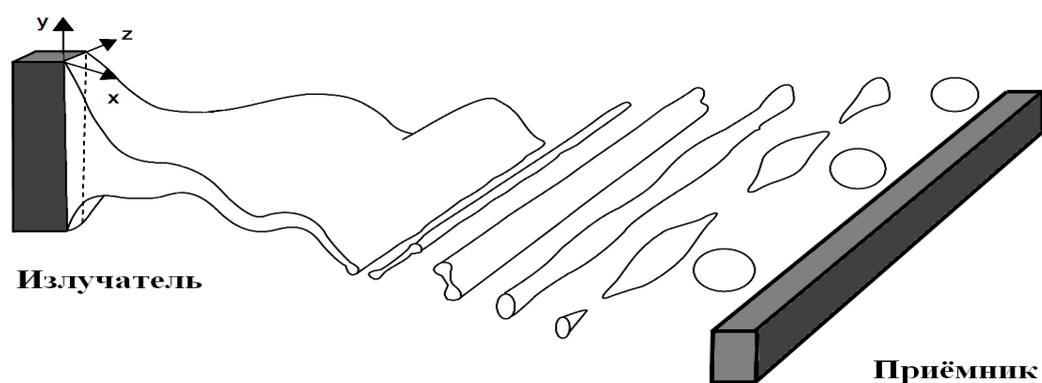


Рис.1.15. Принцип работы жидкостного плёночного радиатора

В соответствии с работой И.Г. Паневина [109], толщина стенки системы теплоотвода δ_{cm} , обеспечивающая полную защиту от пробоя метеоритным потоком, может быть определена по следующей формуле:

$$\delta_{cm} = C \cdot (S \cdot t / (1 - p))^{0,25}, \quad (1.18)$$

где: C – константа, зависящая от температуры излучателя и свойств материала, из которого он изготовлен; S – площадь излучающей поверхности; t – время работы в космосе; $p \approx 0,99...0,999$ – вероятность надёжной работы излучателя.

Оценки, представленные в [109], показывают, что, например, при $S = 5 \text{ м}^2$, $t = 8000 \text{ ч}$, $p = 0,99$ и $T = 800 \text{ К}$ стальная стенка канала радиатора должна иметь толщину $\delta_{cm} = 8 \text{ мм}$. В соответствии с оценками [109], при сбрасываемой тепловой мощности более 100 кВт , с учётом защиты от метеоритного пробоя, масса твёрдотельных холодильников излучателей может составлять почти 60% от полезной нагрузки.

В настоящее время в США, Германии, Японии, России и Китае в различной стадии проработки находятся следующие космические проекты: космические радары нового поколения, орбитальные атомные электростанции, новые системы космических вооружений, межпланетные космические станции. Для реализации этих проектов необходимы энергетические установки с мощностью от 100 кВт до 100 МВт и выше. Массы основных компонентов таких энергоустановок, по материалам работы Фейга [110], представлены в таблице 1. Из таблицы 1 видно, что с увеличением мощности масса твёрдотельных холодильников излучателей возрастает, и при мощностях больших 1000 кВт она значительно превышает массу всех остальных компонентов.

Таким образом, разработка эффективных систем теплоотвода с малой массой и с хорошей метеоритной защитой является крайне актуальной.

Таблица 1.1. Масса основных компонентов ядерной энергоустановки
в зависимости от вырабатываемой мощности по [110]

Мощность <i>MВт</i>	Ядерный реактор	Радиационная защита	Преобразователь	Холодильник излучатель	Капельный холодильник излучатель
0,1	835	835	1337	835	334
1	1420	2172	4679	1002	501
10	2089	1337	4679	17799	3426
40	3008	835	15626	27409	5431
	Масса, кг				

1.3.2. Принцип работы капельных холодильников излучателей

Помимо проточного радиатора и радиатора на тепловых трубах существуют и альтернативные проекты систем теплоотвода: жидкоплёночный радиатор, металлический ленточный радиатор, дисковый радиатор, мембранный радиатор и капельный холодильник излучатель.

В жидкостном плёночном радиаторе [104,105] для отвода тепла предлагается использовать тонкую плёнку теплоносителя, выбрасываемую в пространство между излучателем и приёмником (рисунок 1.15). Отсутствие тяжёлых металлических конструкций значительно повышает эффективность такого радиатора. Однако у такой системы теплоотвода имеется и ряд нерешённых до настоящего времени проблем. Главная из них — неустойчивость свободных границ плёнки. Экспериментально обнаружено, что уже на небольших расстояниях от точки истечения плёнка начинает сворачиваться и распадается на капли. К настоящему моменту вопросы стабилизации свободных границ плёнки мало изучены и требуют дальнейших исследований.

В работе Везерстоуна [106] предложена система теплоотвода, основанная на использовании для сброса избыточного тепла металлической ленты. Движущаяся лента предварительно нагревается в теплообменнике, а затем

охлаждается в открытом пространстве за счёт излучения. Преимущества такого радиатора — высокая метеоритная безопасность и конструкционная простота, недостатки — большие технические сложности в организации эффективного нагрева ленты.

Вместо металлической ленты Пренгером [107] было предложено использовать тонкие вращающиеся металлические диски. Основные элементы радиатора представлены на рисунке 1.16. На поверхность диска через специальные разбрызгиватели подаётся горячий теплоноситель. При вращении диска теплоноситель тонкой плёнкой растекается по поверхности диска, охлаждается и собирается в коллекторе. Главные преимущества такой системы — непосредственное излучение тепла в космическое пространство и отсутствие необходимости защищать плёнку от метеоритного пробоя. Недостатки — сложность устройства вращения, необходимость хорошей балансировки дисков и постоянство толщины жидкой плёнки.

Вместо вращающегося диска Вебб [108] предложил использовать для теплоотвода вращающуюся сферическую мембрану. Основным элементом радиатора (рисунок 1.17) сферическая мембрана 1 соединяется с космическим аппаратом крепёжным элементом 2. Нагретая жидкость через вращающийся вал 3 по трубопроводу 5 поступает в сопла 4 и распыляется на внутреннюю поверхность сферической мембраны. Двигаясь внутри мембраны, жидкость за счёт излучения охлаждается. Благодаря вращению мембраны, охлаждённая жидкость собирается в специальном сборнике 7 и по трубопроводам 8 и 9 возвращается обратно в систему охлаждения космического аппарата. Преимущества такой системы теплоотвода — непосредственное излучение тепла и хорошая метеоритная защищённость. Недостатки — необходимость разработки сложного устройства вращения мембраны и точная балансировка вращающихся элементов.

В настоящее время наибольший интерес представляют капельные холодильники излучатели (КХИ), в которых для сброса тепла используются предварительно нагретые капельные потоки.

Впервые система теплоотвода на основе капельных потоков была предложена в работе Матика и Херцберга [111]. Дальнейшее развитие идея КХИ получила в работах [112,113]. В обобщённом виде схема работы радиационного капельного космического теплообменника представлена на рисунке 1.18. Двигаясь по внутреннему теплообменнику КХИ, теплоноситель проходит последовательно все системы космического аппарата и нагревается от них избыточным теплом. Затем теплоноситель при помощи насоса поступает в контур теплоотвода. Через выходную насадку генератора монодисперсных капель теплоноситель выбрасывается в космическое пространство в виде потока монодисперсных капель, так называемой капельной пелены. Двигаясь в пространстве, капельная пелена за счёт излучения отдаёт тепло, остывает и собирается в гидросборнике или коллекторе капель. Из коллектора остывший теплоноситель поступает во внутренний теплообменник, и весь процесс повторяется. Преимущества такой системы теплоотвода — простота конструкции, непосредственное излучение тепла в окружающее пространство и отсутствие громоздких металлических элементов. В результате, можно значительно уменьшить массу системы теплоотвода и получить почти стопроцентную метеоритную защиту. Зависимость полной массы КХИ от сбрасываемой тепловой мощности, по материалам работы Фейга [110], представлены в таблице 1. Из таблицы 1 видно, что при любой мощности масса твёрдотельных холодильников излучателей значительно превышает массу КХИ.

К настоящему времени проведено достаточно большое число исследований КХИ [114-119], которые выявили основные теплофизические и конструкционные проблемы подобной системы теплоотвода.

1.3.3. Теплофизические проблемы капельных холодильников излучателей

Можно выделить следующие основные теплофизические процессы, влияющие на создание высокоэффективных капельных холодильников излучателей: капиллярный распад струй теплоносителя и получение капельной

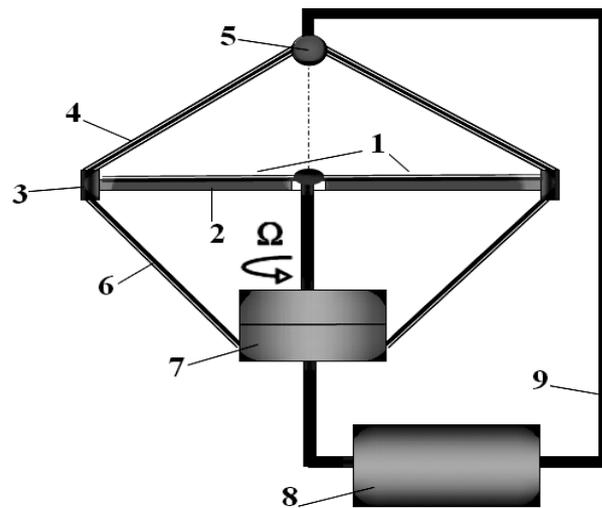


Рис.1.16. Схема жидкостного излучателя с вращающейся плёнкой [107]

1 – жидкая плёнка теплоносителя; 2 – металлический диск; 3 – плёночный коллектор теплоносителя; 4 – элемент конструкции; 5 – насос; 6 – элемент конструкции; 7 – вращающаяся платформа; 8 – внутренний теплообменник; 9 – трубопровод

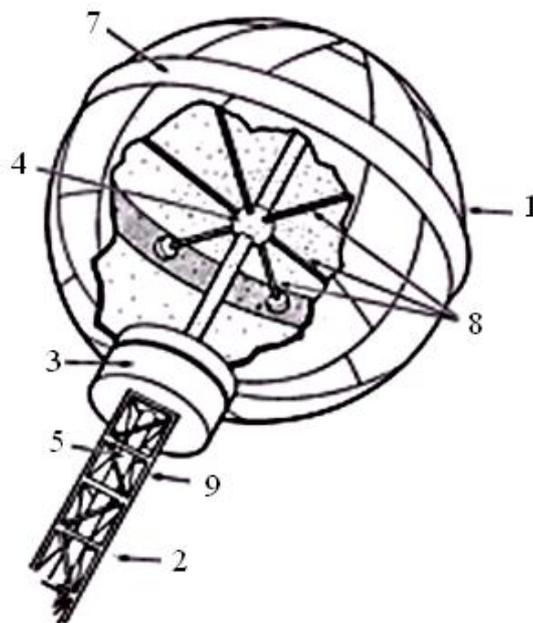


Рис.1.17. Схема радиатора с вращающейся сферической мембраной [108]

1– сферическая мембрана; 2 – крепёжный элемент; 3–центральный вращающийся вал; 4– сопла; 5,8 и 9 – трубопроводы; 7– сборник

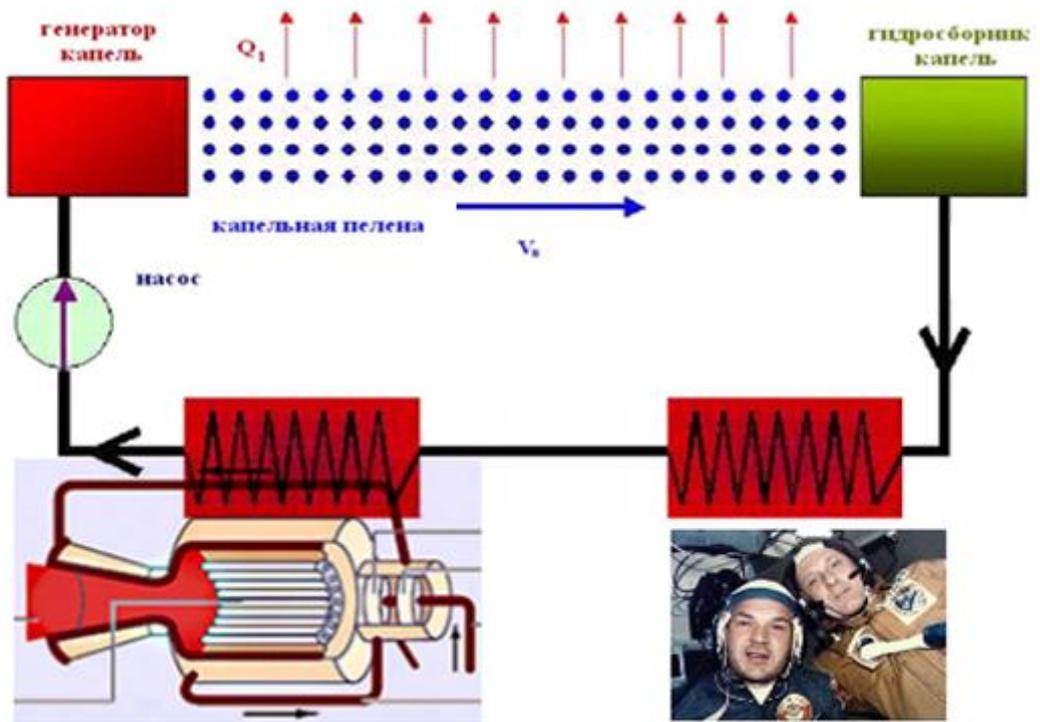


Рис.1.18. Принципиальная схема капельного холодильника излучателя

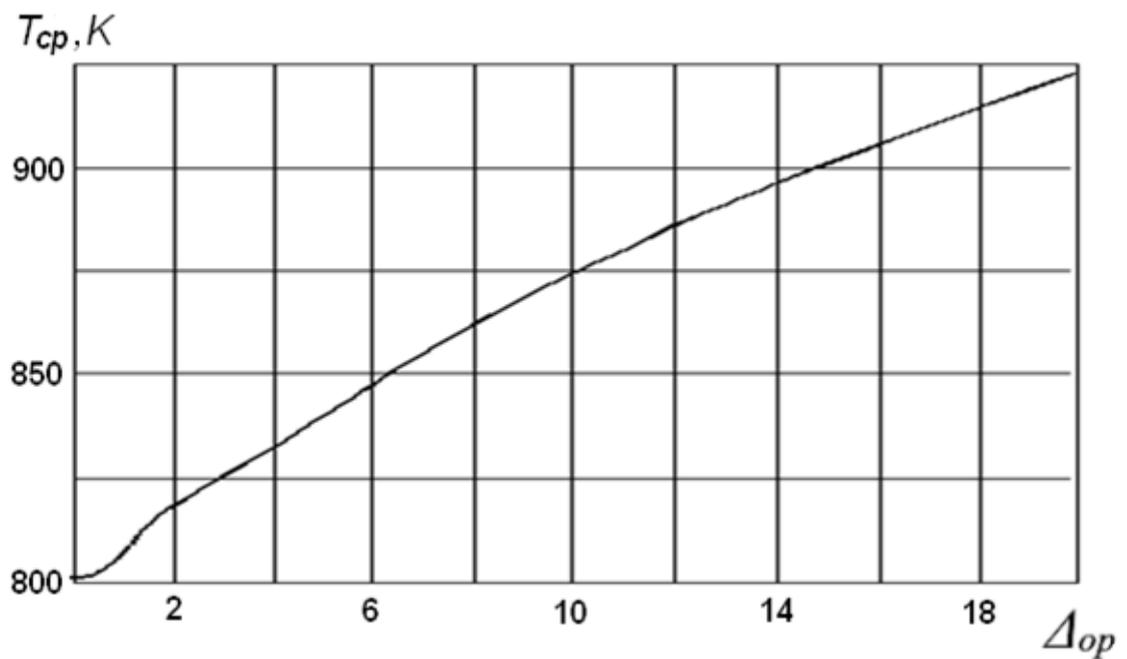


Рис. 1.19. Зависимость средней поперечной температуры потока капель T_{cp} от оптической толщины слоя Δ_{op} [145,146]

пелены с максимальным тепловым излучением.

Необходимо отметить, что экспериментальное исследование этих процессов осложнено следующими обстоятельствами: малым размером капель (от нескольких микрон до одного миллиметра), большими скоростями (до 100 м/с), высоким вакуумом, высокими рабочими температурами.

Рассмотрим каждый из процессов в отдельности.

1.3.3.1. Капиллярный распад струй теплоносителя

Наиболее важным теплофизическим процессом, влияющим на эффективность КХИ, является капиллярный распад вязких струй. Теория Рэлея достаточно хорошо описывает капиллярный распад жидких струй с малой вязкостью. Однако для распада струй вязких жидкостей эта теория не применима.

Для вязкой жидкости линейная теория капиллярной неустойчивости была развита Вебером и получила название теории Рэлея-Вебера [120-122]. В соответствии с ней безразмерный инкремент неустойчивости $\gamma^* = \gamma \cdot \frac{R_j^2 \cdot \rho}{\sigma}$

определяется следующим дисперсионным уравнением [13]:

$$\gamma^{*2} + 2 \cdot Oh \cdot \gamma^* \cdot k^2 \cdot \left[\frac{I_1(k)}{I_0(k)} - \frac{2 \cdot k \cdot l}{l^2 + k^2} \cdot \frac{I_1(k) \cdot I_1(l)}{I_0(k) \cdot I_0(l)} \right] -$$

$$- k \cdot \frac{I_1(k)}{I_0(k)} \cdot (l - k^2) \cdot \frac{(l^2 - k^2)}{(l^2 + k^2)} = 0, \quad (1.19)$$

где: $l^2 = \frac{\gamma^*}{Oh} + k^2$, $Oh = \frac{\eta}{\sqrt{\rho \cdot R_j \cdot \sigma}}$ – число Онезорге, $k = \frac{2 \cdot \pi \cdot R_j}{\lambda}$ – безраз-

мерное волновое число, σ – поверхностное натяжение, R_j – радиус невозмущённой струи, ρ – плотность жидкости, η – коэффициент динамической вязкости.

В длинноволновом приближении ($k < 1$) дисперсионное уравнение принимает следующий вид:

$$\gamma^{*2} + \frac{3 \cdot k^2 \cdot \eta}{\rho \cdot R_j^2} \cdot \gamma^* - \frac{\sigma}{2 \cdot \rho \cdot R_j^3} \cdot (1 - k^2) \cdot k^2 = 0. \quad (1.20)$$

В соответствии с теорией Рэлея-Вебера, максимальное значение инкремент неустойчивости $\gamma^* = \gamma_m$ достигает при волновом числе k_m равном:

$$k_m = \left[2 \cdot (1 + 3 \cdot \eta \cdot (\sigma \cdot \rho \cdot D_j)^{-0.5}) \right]^{-0.5}. \quad (1.21)$$

Для соответствующего этому числу максимального инкремента нарастания возмущения γ_m и длины нераспавшейся части струи L_j были получены следующие соотношения [13]:

$$\gamma_m = \left[\left(\frac{8 \cdot \rho \cdot R_j^3}{\sigma} \right)^{0.5} + \left(\frac{6 \cdot \eta \cdot R_j}{\sigma} \right) \right]^{-1}; \quad (1.22)$$

$$L_j = D_j \cdot \left[We^{0.5} + \frac{3 \cdot We}{Re} \right] \cdot \ln \left[\frac{D_j}{2 \cdot \delta_0} \right], \quad (1.23)$$

где: $Re = \frac{V_j \cdot \rho \cdot R_j}{\eta}$ – число Рейнольдса, $We = \frac{\rho \cdot R_j \cdot V_j^2}{\sigma}$ – число Вебера.

Из соотношений (1.21) и (1.22) хорошо видна стабилизирующая роль вязкости. С увеличением вязкости максимум инкремента уменьшается и смещается в сторону меньших безразмерных волновых чисел (больших длин волн).

Экспериментально показано [123-126, 204-209], что для жидкостей с вязкостью $\eta < 0,01$ Па·с результаты экспериментов достаточно хорошо согласуются с результатами теории Рэлея-Вебера. Эксперименты подтвердили линейную зависимость длины нераспавшейся части струи L_j от скорости струи V_j , зависимость L_j от вязкости жидкости и смещение волнового числа k_m в сторону меньших волновых чисел с увеличением вязкости.

Однако в ряде работ [127-130] обнаружено существенное отклонение экспериментальных данных от предсказаний теории Рэлея-Вебера. Вязкость оказывает более сильное влияние на рост инкремента неустойчивости капиллярного распада. Инкремент неустойчивости при понижении скорости, а сле-

довательно, при повышении волнового числа, не возрастает, как это следует из теории, а наоборот, – убывает. Это свидетельствует о наличии дополнительных явлений, не учитываемых линейной теорией Рэлея-Вебера. Кроме того, теория не в состоянии предсказать точные характеристики монодисперсного распада и возможную дисперсию капель по скорости и размерам. Точное знание этих характеристик крайне необходимо для получения максимального теплосброса и минимальных потерь теплоносителя капельной пелены.

Таким образом, к настоящему моменту имеются экспериментальные результаты, которые не могут быть объяснены в рамках существующей теории Рэлея-Вебера. В силу этого, более подробное изучение проблем капиллярного распада вязких струй, актуально и имеет важное научное и практическое значение.

1.3.3.2. Теплофизические проблемы капельной пелены

Капельная пелена представляет собой поток монодисперсных капель, излучающих тепло в окружающее пространство при движении от генератора к коллектору. Структура капельной пелены в КХИ может быть различной: плоской, цилиндрической, в виде расходящихся спиральных структур, в виде сложной структуры, состоящей из отдельных блоков [110-114]. Выбор той или иной структуры определяет эффективность применения КХИ.

Основными показателями эффективности применения КХИ являются: величина теплового излучения от капельной пелены, сбрасываемая тепловая мощность и стабильность при взаимодействии с метеоритными потоками.

В настоящее время существует несколько подходов к определению величины теплового излучения от капельной пелены.

Впервые анализ радиационного охлаждения капельной струи был проведён Сегелем [142]. Предположив, что распределение температуры по толщине однородно, ему удалось получить в аналитическом виде зависимость

температуры пелены от времени. Однако такой подход возможен только для оптически тонких потоков, у которых всё испускаемое излучение без внутреннего поглощения выходит за пределы исследуемой области.

В случае оптически толстых потоков, внешние струи могут закрывать внутреннюю часть пелены. Многократное внутреннее рассеяние и поглощение излучения приводит к тому, что распределение температуры внутри пелены становится неоднородным.

Аналізу радиационного охлаждения пелены с учётом возможного неоднородного распределения температуры внутри пелены посвящено достаточно много работ [143-146, 149].

В работах Брауна [143] и И.Г. Паневина [144] радиационное охлаждение пелены рассматривалось при условии фиксированного и неизменного с течением времени положение капель в пелене.

Произвольное расположение капель в пелене рассмотрено в работах Г.В.Конюхова и А.А. Коротева [145,146]. В этих работах задача радиационного охлаждения пелены решалась в квазитрёхмерной постановке. Авторы пренебрегали (в пределах малых элементов пелены) изменением значений спектральных коэффициентов и задавали граничные условия для пелены различной оптической толщины определяли температуру капель внутри пелены и на её границах. При расчётах предполагалось, что пелена состоит из монодисперсных капель олова с температурой $T_0 = 1000 \text{ K}$, диаметром $D_c = 0,2 \text{ мм}$ и скоростью $V_c = 5 \text{ м/с}$. Размер капельной пелены по оси y составлял $0,15 \text{ м}$, а по оси z – 10 м . Оптическая толщина Δ_{op} менялась путём изменения числа капель N_x , расположенных вдоль оси x .

Результаты расчётов средней поперечной температуры потока T_{cp} при различных оптических толщинах Δ_{op} представлены на рисунке 1.19. Из рисунка видно, что оптическая толщина существенно влияет на среднюю поперечную температуру пелены.

Весьма интересные результаты представлены в работе [147]. В этой работе изучалось охлаждение пелены, состоящей не из капель, а из ряда жид-

ких струй. При такой постановке радиационное охлаждение пелены удалось свести к задаче теплообмена излучением между неограниченной плоскостью и n рядом труб. Отличие результатов расчётов по такой струйной модели от результатов расчётов работы [145,146] составляет 2-16%. Однако струйная модель обладает большей наглядностью и простотой.

Оценка сбрасываемой тепловой мощности, влияния на неё структуры пелены и таких внешних факторов, как излучение солнца и угол наклона орбиты, представлены в работах [14,141,148,149].

В работе А.А. Сафронова [149] с учётом возможного экранирования капельных потоков друг другом получена аналитическая формула, связывающая сбрасываемую тепловую мощность с площадью КХИ, начальной и конечной температурами теплоносителя и размером капель.

В работах [141,148] представлены численные расчёты влияния на сбрасываемую тепловую мощность количества струй КХИ с учётом и без учёта взаимного экранирования капельных потоков. Результаты расчётов приведены на рисунке 1.20. Из рисунка видно, что увеличение количества струй приводит к увеличению оптической толщины и к взаимному экранированию капельных потоков. В результате, сбрасываемая тепловая мощность уменьшается.

Таким образом, из анализа литературы следует, что сбрасываемая тепловая мощность КХИ зависит от количества струй теплоносителя и геометрических размеров капельной пелены. Однако большое количество близко расположенных струй может привести к экранированию капельных потоков друг другом и к уменьшению сбрасываемой тепловой мощности. Поэтому необходимо правильно выбрать структуру пелены, её размеры и количество рабочих струй теплоносителя. Из литературы следует, что пелена имеет максимальное тепловое излучение при следующих характеристиках КХИ: плотность от 10^5 до 10^7 капель, диаметр капель $D_c > 50$ мкм и скорость капель V_c от 1 м/сек до 20 м/сек.

Существенное влияние внешних факторов на сбрасываемую тепловую мощность было отмечено в работе Е.В. Аметистова и А.С. Дмитриева [14], в которой численным методом решалась задача охлаждения за счёт излучения плоской капельной пелены со следующими характеристиками: ширина 60 см, толщина 6 см и начальная температура $T_0 = 360$ К. Расчёты проводились для двух типов теплоносителей: вакуумное масло ВМ-1 и ПФМС с учётом дополнительного внешнего облучения пелены солнцем на различных орбитальных высотах. Результаты расчётов для различных углов наклона орбиты, различных орбитальных высот и различного диаметра капель D_c пелены представлены на рисунке 1.21. Из рисунка видно, что облучение пелены солнцем существенно влияет на сбрасываемую тепловую мощность.

Кроме величины теплового излучения и сбрасываемой тепловой мощности, показателями эффективности применения КХИ являются потери капельной пелены связанные с испарением и взаимодействием с метеоритными потоками. В работе [14] приведены оценки потерь капельной пелены из-за взаимодействия с метеоритными потоками на примере орбитального комплекса мощностью 100 кВт с массой теплоносителя 2300 кг. Задавались параметры метеоритных потоков: скорость — от 20 до 50 км/с, размеры — от 1 мм до 10 мм и вероятность появления метеоритных потоков около Земли. Показано, что даже в случае полного выбивания капель из пелены суммарные годовые потери теплоносителя составят всего 0,072 % от общей массы теплоносителя. Полученный результат примерно совпадает с оценкой потерь пелены за счёт испарения, представленной в работе Маттика [111].

На основании малых потерь связанных с испарением и взаимодействием капельной пелены с метеоритными потоками можно утверждать, что из всех известных на сегодняшний день космических систем теплоотвода КХИ являются наиболее эффективными.

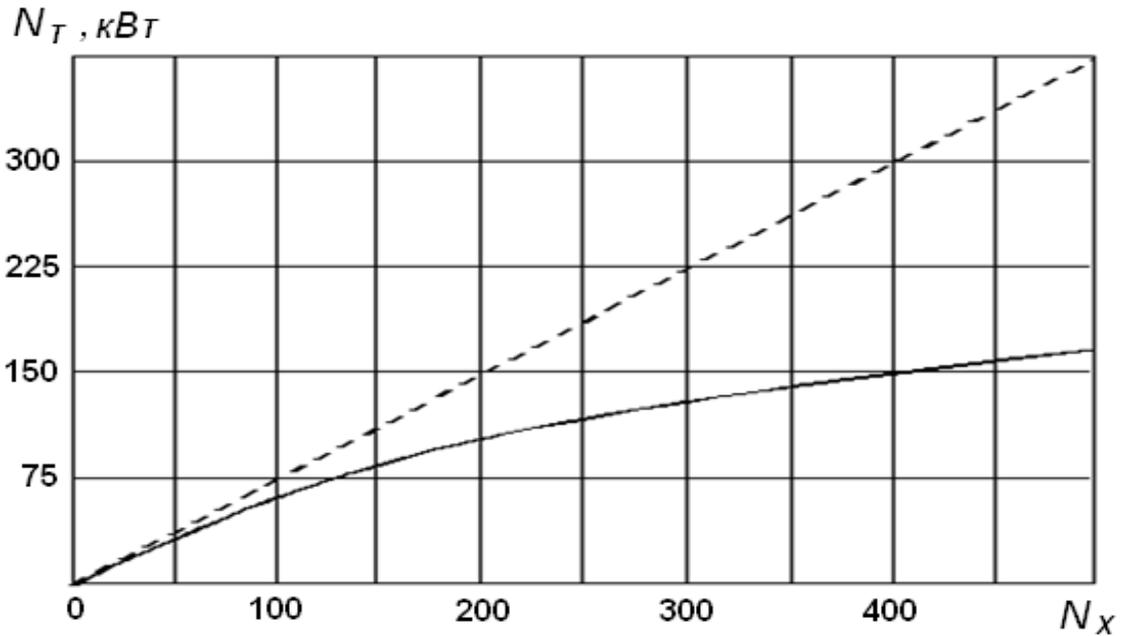


Рис. 1.20. Зависимость сбрасываемой тепловой мощности N_T от количества струй теплоносителя N_x [141,148]: — — без учёта взаимного экранирования капельных потоков; — с учётом взаимного экранирования

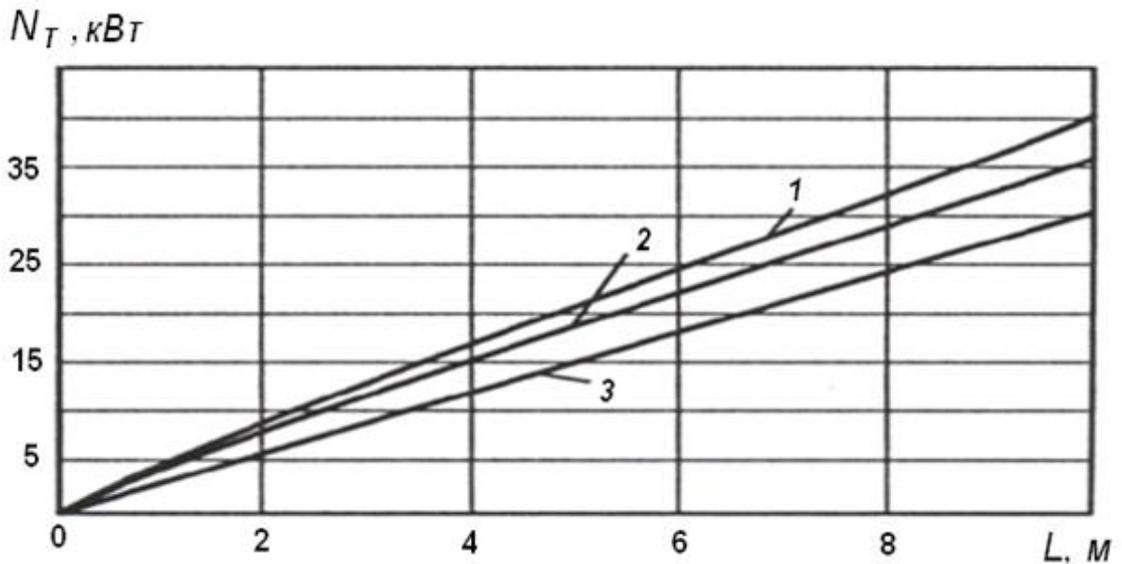


Рис. 1.21. Зависимости сбрасываемой тепловой мощности от длины пролёта капель на различных орбитальных высотах [14]. Капельная пелена расположена в тени Земли, угол наклона пелены к Земле равен 90° , угол «пелена–Земля–Солнце» – 180° : 1 – $H = 500$ км, $D_c = 360$ мкм; 2 – $H = 400$ км, $D_c = 400$ мкм; 3 – $H = 300$ км, $D_c = 500$ мкм

Таким образом, к настоящему моменту имеется достаточно много расчётных моделей, которые можно использовать при разработке и создании КХИ. Однако общим недостатком всех рассмотренных моделей является отсутствие экспериментальных данных, подтверждающих правомерность их использования.

1.3.4. Конструкционные проблемы создания капельных холодильников излучателей

Конструктивно и технологически установки КХИ могут отличаться друг от друга, однако, они должны иметь следующие обязательные элементы: генератор монодисперсных капель, капельная пелена, коллектор капель и системы контроля и управления.

1.3.4.1. Генератор монодисперсных капель

Главный элемент КХИ — генератор монодисперсных капель с системой возбуждения и выходной насадкой. Возможный вид генератора капель и отдельные его части представлены на рисунке 1.22а,б. Именно с помощью генератора из горячего теплоносителя создаётся устойчивая монодисперсная капельная пелена,двигающаяся от генератора к коллектору. Для получения пелены с максимальным тепловым излучением, как было отмечено в главе 1, разделе 1.3.3.2, генератор должен создавать монодисперсные капельные потоки с плотностью от 10^5 до 10^7 капель и стабильно работать при высоких температурах.

Теоретической основой конструирования генераторов монодисперсных капельных потоков из маловязких жидкостей является теория Рэлея-Вебера.

Однако, как было отмечено в главе 1, разделе 1.3.1.1, имеются экспериментальные результаты, которые не могут быть объяснены в рамках существующей теории Рэлея-Вебера. Эту проблему необходимо учитывать при конструировании генераторов капельных потоков из вязких жидкостей.

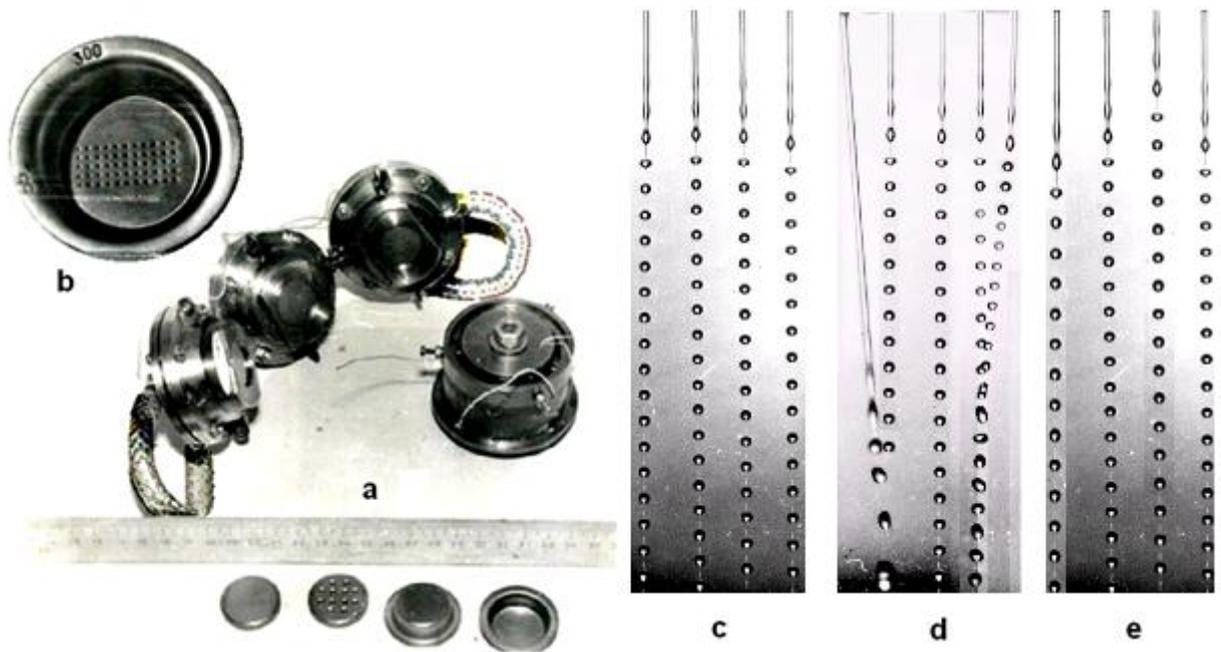


Рис.1.22. Генераторный модуль: а– генераторный модуль из четырёх отдельных генераторов; б – многодырочная фильера; с,d,e – вид капельных потоков на выходе из генератора

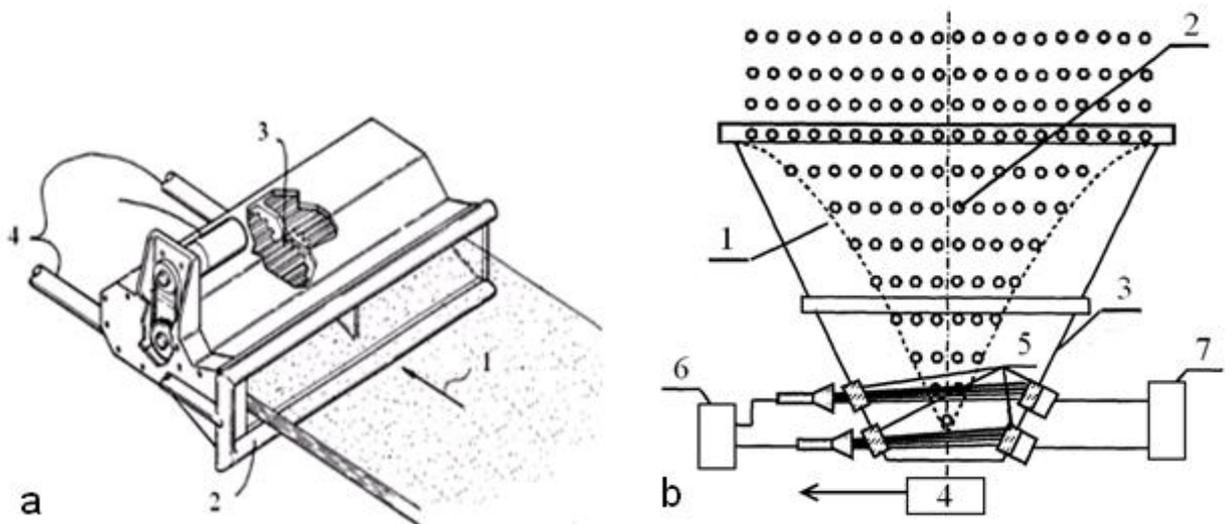


Рис. 1.23. Схемы работы и основные элементы пассивного коллектора: а – конструкция из работы [131]; б – конструкция из работы [132]

При конструировании генераторов КХИ необходимо учитывать и ряд дополнительных специфических проблем:

- влияние на работу генератора внешних вибраций со стороны корпуса космического аппарата. Внешний шум может привести к нарушению степени монодисперсности [14,22,66,84,86] и, как результат, к нестабильности капельной пелены и неработоспособности КХИ;
- влияние на работу генератора перегрузок при переходе космического аппарата с одной орбиты на другую;
- влияние на эффективность теплоотвода соосности выходных сопел насадок. Чем хуже соосность, тем быстрее происходит слияние соседних капельных потоков и тем хуже эффективность процесса теплоотвода;
- влияние на работу генератора засорения выходных сопел насадки, связанной с недостаточной фильтрацией и обезгаживанием теплоносителя (рисунки 1.22 d,e).

Дополнительными требованиями к генератору являются: компактность конструкции, широкий диапазон рабочих частот, одинаковая амплитуда возбуждения для всех струй теплоносителя.

В настоящее время в КХИ используются в основном два типа генераторов капель. Для первого типа характерно то, что все выходные отверстия насадок располагаются на одной пластине. Это значительно упрощает технологию изготовления насадок, однако теряется возможность изменять структуру капельной пелены. У генераторов второго типа часть выходных отверстий насадок объединяется, образуя так называемый генераторный модуль [13,14]. Типичный вид генераторного модуля представлен на рисунке 1.22а.

Главное преимущество генераторных модулей — возможность быстрого изменения структуры капельной пелены. Многодырочные выходные насадки генераторов и капельный поток на выходе генератора представлены на рисунках 1.22b и 1.22c.

К сожалению, необходимо констатировать, что к настоящему времени ни конструкции генераторов, ни технология производства насадок с большим количеством выходных соосных отверстий не отработаны.

Кроме того, мало исследовано влияние температуры на амплитуду механических колебаний, создаваемых системой возбуждения, и её амплитудно-частотные свойства.

Учитывая, что монодисперсные капельные потоки являются самым важным элементом КХИ, необходимо продолжение исследований по созданию стабильно работающего генератора с большим рабочим ресурсом.

1.3.4.2. Коллектор капель

Коллектор должен обеспечить сбор всего капельного потока. В противном случае, может произойти безвозвратная потеря теплоносителя, и резко уменьшится рабочий ресурс КХИ.

Конструктивно коллектор капель может быть либо пассивным, либо активным. Подробно проблемы исследования и разработок капельных коллекторов проанализированы в [140,141].

В пассивных коллекторах капли теплоносителя в результате взаимодействия с твёрдой поверхностью образуют сплошную жидкую плёнку, откачиваемую специальным насосом [118,111,131,132]. Наиболее простая конструкция пассивного коллектора была предложена Франком [131]. Схема работы и основные элементы этого коллектора представлены на рисунке 1.23а. Капельный поток 1 попадает на вход коллектора 2 и создаёт необходимое давление для работы шестерёнчатого насоса откачки 3. Собранный насосом теплоноситель с выхода коллектора 4 под давлением направляется во внутренний теплообменник энергетической системы космического аппарата. Работа такого коллектора возможна только при выполнении условия неразрывности жидкого теплоносителя на входе в насос. Однако в момент запуска КХИ и при выполнении космическим аппаратом различных манёвров жидкость на входе в насос может отсутствовать.

Наиболее удачно проблема постоянства жидкости на входе в насос пассивного коллектора решена Г.В. Конюховым и А.А. Коротеевым [132]. Схема и основные элементы этого коллектора представлены на рисунке 1.23б. Условие неразрывности потока выполняется за счёт сложения капельной пелены с постоянно текущей плёнкой теплоносителя 1. Капельный поток 2 попадает на плёнку теплоносителя, сливается с ней и движется к входу коллектора капель 3. С помощью насоса 4 теплоноситель собирается и под давлением направляется во внутренний теплообменник энергетической системы космического аппарата. Для поддержания постоянного расхода через насос авторы предлагают использовать специальную систему регулирования. Система, состоящая из иллюминаторов 5, блока подсветки 6 и оптических датчиков 7, постоянно следит за уровнем теплоносителя в коллекторе и при его изменении изменяет расход дополнительной текущей плёнки теплоносителя.

В активных коллекторах капли теплоносителя собираются или в результате взаимодействия капель с вращающейся поверхностью коллектора [110,111, 131,133-138,141], или в результате взаимодействия капель с внешним электрическим или магнитным полем. Электрическое поле используется, если капли теплоносителя предварительно заряжены, магнитное поле — если теплоноситель является магнитной жидкостью [139].

Наиболее проработанная схема активного коллектора капель приведена в работах [131,134,135,138,141]. Обобщённая схема такого коллектора изображена на рисунке 1.24 и представляет собой вращающийся корпус 1, который за счёт центробежного ускорения преобразует капельный поток 2 в непрерывную жидкость 3. Жидкость поднимается вверх и собирается во входной трубке насоса 4, создавая необходимое для работы давление на входе в насос 5. Для обеспечения устойчивого сбора капель скорость вращения барабана должна составлять несколько оборотов в минуту.

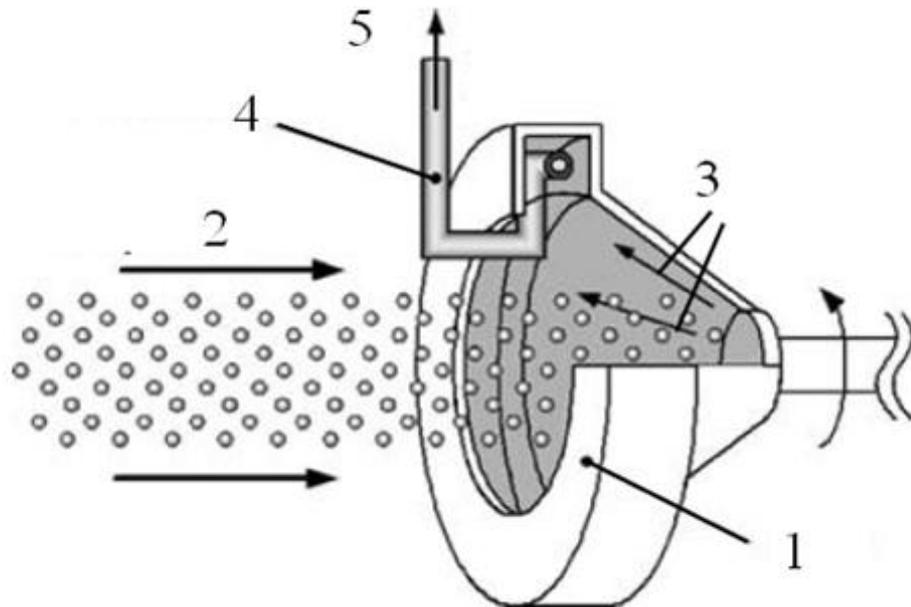


Рис.1.24. Обобщённая схема работы и основные элементы активного коллектора [138]: 1 – вращающийся барабан; 2 – капельный поток; 3 – непрерывная жидкость; 4 – входная трубка насоса; 5 – вход в насос

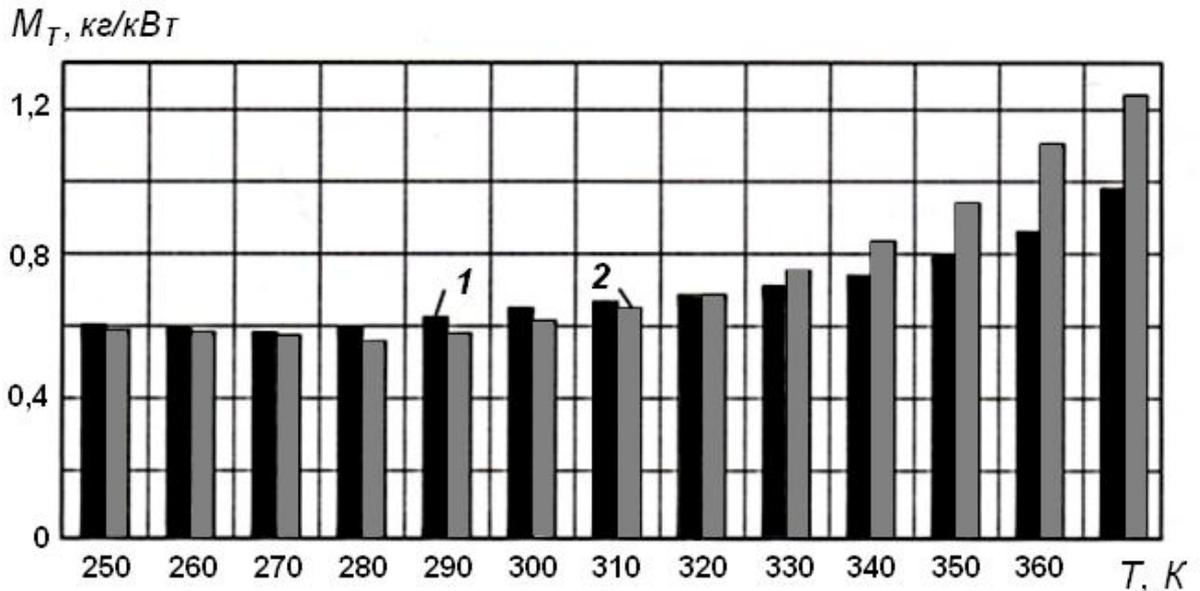


Рис. 1.25. Зависимости удельной массы системы КХИ от рабочей температуры теплоносителя [14]: 1 – вакуумное масло ВМ-1; 2 – вакуумное масло ПФМС

К сожалению, необходимо констатировать, что к настоящему времени ни конструкции коллекторов, ни технология их изготовления так до конца и не отработаны. Количество экспериментальных образцов коллекторов незначительно и рассчитано на сбор небольшого количества капельных потоков.

Учитывая, что коллектор является важным элементов КХИ, необходимо продолжить тщательное теоретическое и экспериментальное исследование всех проблем, связанных с созданием стабильно работающего коллектора капель с большим рабочим ресурсом.

1.3.4.3. Теплоносители для капельных холодильников излучателей

Для устойчивой работы КХИ теплоноситель должен удовлетворять следующим требованиям:

- температура плавления теплоносителя должна быть достаточно низкой, а температура кипения — как можно более высокой. Причём теплоноситель должен оставаться жидким во всем диапазоне рабочих температур КХИ;
- теплоноситель должен иметь низкое давление насыщенных паров, что обеспечивает минимальное испарение капельной пелены при длительной работе КХИ в космическом пространстве.

В соответствии с [110, 111,137], для выполнения условия минимальности испарения необходимо, чтобы давление насыщенных паров теплоносителя не превышало 10^{-5} Па. В этом случае, в соответствии с оценками Матика и Херцберга [111], время эксплуатации КХИ без существенной потери теплоносителя может достигать 30 лет.

Из работ [110, 111,137] следует, что наиболее полно требованиям, предъявляемым к теплоносителям для КХИ, удовлетворяют следующие материалы:

- для температур от 300 K до 400 K требованиям удовлетворяют силиконовые смазки и вакуумные масла. В качестве примера на рисунке 1.26 по результатам работы [14] представлена зависимость удельного теплосброса W_T

от рабочей температуры для вакуумных масел: ВМ-1, ПФМС, DC-705 и эвтектики Na + K. Хорошо видно, что по удельному теплосбросу ВМ-1 и ПФМС более эффективны чем кремнеорганика DC-705;

– для температур от 400 K до 550 K требованиям удовлетворяют жидкие металлы: литий, свинец и висмут;

– для высоких температур от 550 K до 1000 K лучшим теплоносителем является олово.

Таким образом, выбрав для КХИ соответствующий теплоноситель, можно эффективно отводить тепло не только от высокотемпературных двигательных установок (рабочая температура от 500 K до 1000 K), но и от низкотемпературных (рабочая температура от 300 K до 500 K).

Однако такие важные вопросы как: совместимость теплоносителей с генератором капель, коллектором и другими узлами КХИ; определение характеристик капиллярного распада струй различных теплоносителей – до сих пор почти не исследованы.

1.3.4.4. Общая эффективность КХИ

Для оценки общей эффективности конкретной системы теплоотвода и сравнения её с другими системами теплоотвода обычно используются следующие две характеристики: M_T – удельная масса системы теплоотвода и W_T – удельный теплосброс. Первая характеристика определяется как отношение полной массы системы теплоотвода M к величине сбрасываемой мощности N_T , вторая – как отношение величины сбрасываемой мощности N_T к полной массе системы теплоотвода M .

Для КХИ, в соответствии с принципом работы (глава 1, раздел 1.3.2), суммарная масса системы теплоотвода M состоит из масс следующих элементов: рабочей жидкости, генератора и коллектора.

Необходимо отметить, что работ, посвящённых оценке общей эффективности КХИ и сравнению её с другими типами систем охлаждения, крайне мало. Наиболее подробно этот вопрос рассмотрен в работах [14, 113, 148].

В работе [14] оценена общая эффективность КХИ при разных температурах, и проведено сравнение эффективности КХИ с эффективностью тепловой трубы. Результаты работы представлены на рисунках 1.25 и 1.26. На рисунке 1.25 показана зависимость удельной массы КХИ от рабочей температуры для двух теплоносителей ВМ-1 и ПФМС. Из рисунка видно, что M_T не превосходит $1,4 \text{ кг/кВт}$, что свидетельствует о высокой эффективности КХИ. Результаты работы хорошо согласуются с оценками M_T из работы [113]. На рисунке 1.26 представлена расчётная зависимость удельного теплосброса W_T от рабочей температуры для четырёх наиболее перспективных теплоносителей: ВМ-1, ПФМС, DC-705 и эвтектики Na + K. Кроме того, там же приведена и расчётная зависимость удельного теплосброса W_T от рабочей температуры для тепловой трубы. Расчёты проводились для КХИ и тепловой трубы одинаковой массы. Коэффициент серости для тепловой трубы был равен 0,85. Из представленных результатов хорошо видно, что по удельному теплосбросу КХИ более эффективен, чем тепловая труба.

Кроме сравнения систем теплоотвода по общей эффективности в работе [148] проведено сравнение по массе. При расчётах фиксировалось значение удельной массы теплоотвода, и для этого значения определялась масса проточного радиатора и масса КХИ. На рисунке 1.27 представлены зависимости разности масс ΔM между массой КХИ и массой проточного радиатора от сбрасываемой тепловой мощности. Масса проточного радиатора определялась для двух случаев: с учётом противометеоритного бронирования и без учёта. Хорошо видно, что при одной и той же сбрасываемой мощности КХИ значительно легче, чем проточный радиатор. При отводимой мощности 100 кВт разность масс проточного радиатора и КХИ составляет $200\text{-}500 \text{ кг}$, а при 10 МВт разность — $30\text{-}100 \text{ т}$.

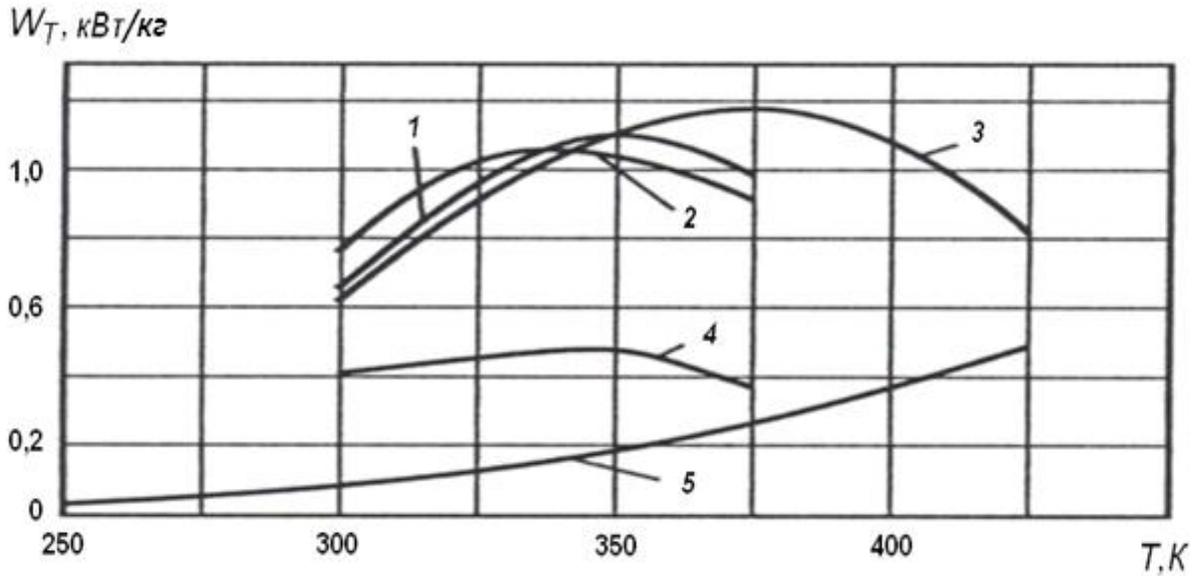


Рис. 1.26. Зависимости удельного теплосброса КХИ от рабочей температуры теплоносителя для различных рабочих жидкостей [14]: 1 – DC-705; 2 – вакуумное масло VM-1; 3 – ПФМС; 4 – эвтектика Na + K; 5 – радиатор на тепловых трубах (удельный вес 5-7 кг/м², степень серости радиатора 0,85)

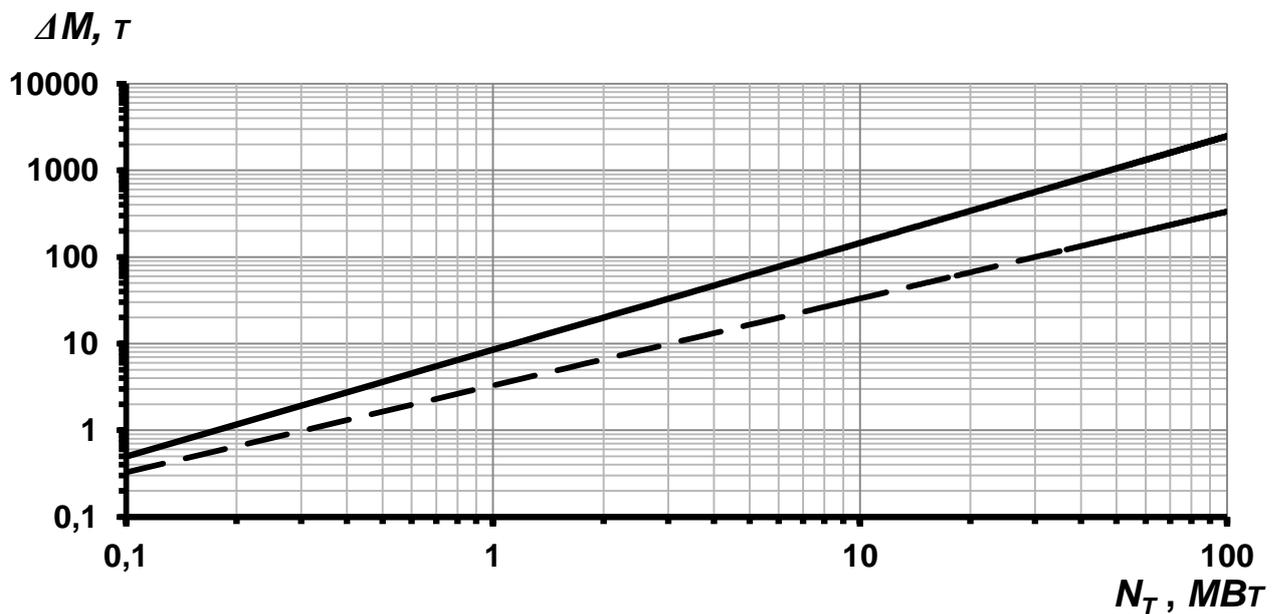


Рис. 1.27. Сравнение масс трубчато-ребристого и капельного холодильника излучателя с одинаковой удельной массой $M_T = 2$ кг/кВт [148]:

— $\Delta M = M_{\text{КХИ}} - M_{\text{ТР}}$ (проточный радиатор с бронированием);

--- $\Delta M = M_{\text{КХИ}} - M_{\text{ТР}}$ (проточный радиатор без бронирования)

Таким образом по общей эффективности и по массе КХИ являются более эффективными системами теплоотвода от космических аппаратов, чем тепловые трубы и проточные радиаторы. Наиболее перспективно использование КХИ при сбрасываемых тепловых мощностях начиная от 100 *кВт*, а при мощностях свыше 10 *МВт* конкуренцию КХИ не может составить ни одна из существующих систем теплоотвода.

1.3.5. Экспериментальные исследования капельных холодильников излучателей

Несмотря на перспективность использования КХИ для отвода тепла от космических аппаратов, экспериментальных работ по исследованию теплофизических и конструкционных проблем подобных систем крайне мало. Вызвано это сложностью самого объекта исследования и большими финансовыми затратами, необходимыми для создания экспериментального оборудования и проведения экспериментов в условиях, имитирующих космическое пространство.

В настоящее время экспериментальные исследования по созданию КХИ ведутся во всех странах, развивающих космические технологии: США, Германии, Японии, России и Китае. Наиболее широкомасштабные работы проводятся в США и России, а работы, связанные с изучением отдельных элементов КХИ — в Германии, Японии и Китае.

В США исследованиями занимаются Вашингтонский университет, НАСА, Boeing, McDonnell Douglas Aerospace и Grumman. В этих организациях созданы экспериментальные вакуумные стенды, на которых проходят исследования по генерации капельных потоков теплоносителя и по определению величины теплового излучения от капельной пелены. В Научно-исследовательском центре НАСА «Льюис» ведутся исследования по созданию многоструйных капельных генераторов. Фирма «Grumman» занимает

ся разработкой и исследованием различных режимов работы пассивных и активных коллекторов капельных потоков.

В России работы по изучению общих проблем создания КХИ и отработка отдельных элементов были начаты ещё в конце прошлого века. В настоящее время в этих работах принимают участие следующие организации: Ракетно-космическая корпорация «Энергия», ГНЦ ФГУП «Центр Келдыша», МАИ, МГТУ им Н.Э. Баумана и МЭИ.

Задачей первых трёх организаций является оценка всех возможных схемных вариантов КХИ и разработка наиболее эффективного коллектора для сбора капельной пелены. Задача МЭИ — разработка генераторов монодисперсных капель с минимальным относительным разбросом капель по скоростям для разных теплоносителей и исследование проблем, связанных с метрологией и транспортировкой капельного потока на большие расстояния.

К настоящему моменту в МЭИ разработан многоструйный генератор капельных потоков, эффективно работающий при высоких температурах. Отработана технология изготовления насадок с максимальной соосностью выходных сопел. На исследовательском стенде отработана методика определения основных характеристик распада, и проведены исследования влияния вязкости на эти характеристики, а также влияния давления окружающей среды на устойчивость капельных потоков.

На исследовательском стенде ГНЦ ФГУП «Центр Келдыша» прошли предварительные исследования пассивного и активного коллекторов капельных потоков [150]. Экспериментально подтверждена работоспособность пассивного и активного коллекторов капель для сбора капель теплоносителя из вакуумного масла ВМ-1 при температурах до 400 К. Для модели активного коллектора капель экспериментально определены режимы работы, при которых на выходе из коллектора создаётся статическое давление, необходимое для устойчивой работы насоса по откачке теплоносителя.

Первые эксперименты в условиях имитации космического пространства были проведены США в 1999 г. Используя возможности летающей ла-

боратории КС-135А «Vomet Comet», изучалось влияние невесомости на генерацию капельных потоков и их устойчивый сбор коллектором. Экспериментально была показана возможность создания КХИ с теплоносителем на основе галлия.

Начиная с 2004 г. в Японии проводятся экспериментальные исследования пассивного и активного коллекторов капель [135]. Эксперименты проводятся в условиях невесомости, создаваемой при падении исследовательской капсулы с элементами КХИ в шахту глубиной 100 м. Длительность каждого эксперимента составляет примерно 4,5 с. Экспериментально была показана возможность создания на выходе сборника капель статического давления, необходимого для устойчивой работы насоса по откачке теплоносителя.

В 2008 г. Россия на орбитальной станции «Мир» успешно провела космические испытания макета КХИ (программа «Пелена-2») [151,152]. Макет КХИ был создан в результате совместной работы следующих организаций: ГНЦ ФГУП «Центр Келдыша», Ракетно-космическая корпорация «Энергия», МАИ и МЭИ.

Конструктивно макет КХИ был выполнен в виде единого модуля. В состав модуля входили следующие элементы: вакуумная камера с двумя генераторами капель, коллектор капель, блок нагрева теплоносителя, блоки хранения и подачи теплоносителя, датчики давления и температуры, система видеоконтроля капельных потоков, насос и соединительные трубопроводы. Изучалось влияние невесомости на генерацию капельных потоков и их устойчивый сбор с помощью пассивного коллектора плёночного типа. Экспериментально был получен устойчивый монодисперсный капельный поток с $D_c = 350$ мкм и начальной температурой 400 К, и доказана возможность устойчивого сбора такого потока пассивным коллектором. Необходимо отметить, что такие почти полномасштабные космические испытания КХИ до настоящего времени аналогов не имеют.

Таким образом, проведённые экспериментальные исследования и в наземных условиях, и в условиях, имитирующих космическое пространство, показали принципиальную возможность создания космических систем теплоотвода на базе капельного холодильника излучателя.

Однако необходимо отметить, что полученные экспериментальные результаты являются скорее качественными: все эксперименты проводились для достаточно узкого круга теплоносителей (силиконовые масла); изучался сбор капельных потоков малой плотности; эксперименты проводились в течение малого времени.

В силу этого, для получения надёжных количественных результатов по исследованию теплофизических и конструкционных проблем КХИ необходимо проведение дополнительных экспериментов в условиях максимально приближенных к условиям реального космоса.

1.4. Постановка задач исследования

1.4.1. Проблемы криогенных корпускулярных мишеней и постановка задач исследования

Анализ литературы по данной тематике показал, что использование криогенных корпускулярных мишеней в энергетике, физике высоких энергий и нанотехнологиях крайне перспективно. С помощью криогенных корпускулярных мишеней: можно изучать вещество в экстремальном состоянии; создавать компактные ускорители заряженных частиц; производить изотопы и разрабатывать новые методы в ядерной медицине; создавать новые источники излучения для микро и наноэлектроники.

Основными теплофизическими проблемами, влияющими на получение стабильных монодисперсных потоков капель и гранул (мишеней) из криогенных жидкостей являются: капиллярный распад струй жидкого криоагента, охлаждение и замерзание капель, ускорение капель газовым потоком.

По своим теплофизическим характеристикам (вязкость и поверхностное натяжение) криогенные жидкости относятся к слабвязким жидкостям типа воды. Поэтому, можно было бы ожидать, что капиллярный распад струй криогенных жидкостей мало отличается от распада обычных жидкостей при комнатной температуре, и для определения основных характеристик капиллярного распада возможно использование результатов линейной теории Рэлея. Однако к настоящему моменту имеется ряд экспериментальных результатов, которые не могут быть объяснены в рамках теории Рэлея. Это может означать, что классическая теория Рэлея для распада тонких струй из криогенных жидкостей не применима. В силу этого, более подробное изучение процессов, происходящих при капиллярном распаде тонких струй из криогенных жидкостей имеет важное научное и практическое значение.

При движении внутри вакуумных камер установки, вследствие испарения вещества с поверхности, капли охлаждаются и становятся твёрдыми гранулами (мишенями). В случае монодисперсных капельных потоков, в силу малости расстояния между каплями, влияние капель на взаимное испарение становится существенным, и его необходимо учитывать. В настоящее время этот вопрос весьма скудно освещён в литературе, как в теоретическом, так и в экспериментальном плане. Так как изучение процессов испарения и теплообмена для получения стабильных потоков криогенных мишеней представляет большой интерес, а экспериментальных данных — недостаточно, проведение более подробных исследований в этой области крайне необходимо.

Особую важность для создания криогенных корпускулярных мишеней имеет вопрос о взаимодействии капель с газом при прохождении шлюза. Во всех имеющихся моделях считается, что замерзание капель происходит в момент достижения капель температуры затвердевания. Однако из-за возможного переохлаждения жидкости капли могут и не замёрзнуть. В результате, жидкая или не полностью замороженная гранула на выходе из шлюза может разрушиться. К сожалению, экспериментальные данные по пе-

реохлаждению жидких капель и устойчивому прохождению их через вакуумные шлюзы полностью отсутствуют. В связи с этим, несомненною важность приобретает проведение специальных экспериментальных исследований.

Конструктивно и технологически установки по получению криогенных корпускулярных мишеней могут отличаться друг от друга, однако, они должны иметь следующие обязательные элементы: конденсатор с теплообменниками; генератор монодисперсных капель, камера тройной точки (КТТ); вакуумный шлюз, связывающий камеру тройной точки с вакуумными камерами.

Наиболее важным элементом установок по получению криогенных корпускулярных мишеней является генератор монодисперсных капель. На истекающую из генератора тонкую струю с помощью специальной системы возбуждения накладываются механические колебания, и струя распадается на капли. Вопрос о применимости тех или иных систем возбуждения при низких температурах мало исследован. Особенно недостаточно изучен вопрос о влиянии температуры на амплитуду механических колебаний, создаваемых системой возбуждения, и её амплитудно-частотные свойства. Поэтому для создания стабильно работающих при низких температурах систем возбуждения требуются дополнительные исследования.

Кроме того, в процессе экспериментов выявился и ряд дополнительных проблем, существенным образом влияющих на длительную и стабильную работу генераторов монодисперсных капель.

Одной из таких проблем является забивание выходного отверстия генератора капель примесями. В результате длительной работы примеси вымораживаются внутри выходного отверстия генератора капель, что приводит к прекращению работы генератора. В настоящее время эта проблема мало изучена.

К сожалению, необходимо констатировать, что к настоящему времени ни конструкции генераторов, ни технологии производства выходных насадок

и шлюзов так до конца и не отработаны.

Анализ литературных источников показал, что, несмотря на большую перспективность, как для научных исследований, так и для использования в новых технологиях, создание установок по получению криогенных корпускулярных мишеней всё ещё находится на начальной стадии. В силу этого, более подробное изучение теплофизических и конструкторских проблем, возникающих при создании криогенных корпускулярных мишеней, актуально и имеет важное научное и практическое значение.

Для достижения этой цели были поставлены и решены следующие основные задачи:

1. Разработка и создание методологии и программного обеспечения, необходимых для автоматизированной прецизионной диагностики характеристик ВКРС и капельных потоков из криогенных жидкостей.

2. Разработка и создание автоматизированной экспериментальной установки для комплексного исследования теплофизических и конструкционных проблем получения твёрдых монодисперсных гранул из криогенных жидкостей.

3. Разработка и создание генератора монодисперсных капель, стабильно работающего при температурах от 16 K до 90 K , тестирование различных технологий изготовления выходных сопел насадок.

4. Экспериментальное исследование влияния на устойчивое получение жидких криогенных струй конструкции схемы ожижения и влияния примесей.

5. Экспериментальное исследование проблем капиллярного распада криогенных струй и получения твёрдых гранул (мишеней): режимов получения криогенных струй, капиллярного распада криогенных струй, режимов получения твёрдых гранул.

1.4.2. Проблемы капельных холодильников излучателей и постановка задач исследования

Анализ литературы по данной тематике показал, что по общей эффективности и по массе КХИ являются более перспективными системами теплоотвода от космических аппаратов, чем тепловые трубы и проточные радиаторы. По величине теплоотвода и отношению полезного веса системы теплоотвода к излучаемой тепловой мощности КХИ превосходят все известные космические теплообменники. Особенно эффективно использование КХИ в тех случаях, когда мощность теплоотвода от космического аппарата превышает 100 кВт , а при мощностях больших 10 МВт конкуренцию КХИ не может составить ни одна из существующих систем теплоотвода. Кроме того, КХИ превосходят все известные космические системы теплоотвода по следующим параметрам: метеоритной безопасности, простоте вывода и развёртывания в космосе, длительности и стабильности работы.

Основными теплофизическими проблемами, влияющими на создание высокоэффективных КХИ, являются: капиллярный распад струй теплоносителя и получение капельной пелены с максимальным тепловым излучением.

Теоретическую основу генерации капель теплоносителя составляет теория Рэлея-Вебера. Однако к настоящему моменту имеется ряд экспериментальных результатов, которые не могут быть объяснены в рамках этой теории. Вязкость оказывает более сильное влияние на рост инкремента неустойчивости капиллярного распада. Это свидетельствует о наличии дополнительных явлений, не учитываемых теорией Рэлея-Вебера. В силу этого, более подробное изучение процессов, происходящих при капиллярном распаде вязких струй имеет важное научное и практическое значение.

Важным для достижения максимальной сбрасываемой тепловой мощности является обоснованный выбор характеристик пелены: размеров, структуры пелены и количества рабочих струй теплоносителя. К настоящему моменту для определения этих характеристик имеется достаточно много рас-

чётных моделей. Однако основным недостатком моделей является отсутствие экспериментальных данных, подтверждающих правомерность их использования.

До сих пор не решены проблемы, связанные с выбором наиболее эффективного теплоносителя и с экспериментальным определением потерь теплоносителя за счёт испарения.

Конструктивно и технологически установки КХИ могут отличаться друг от друга, однако, они должны иметь следующие обязательные элементы: генератор монодисперсных капель, капельную плену и коллектор капель.

Главный элемент КХИ — генератор монодисперсных капель с системой возбуждения и выходной насадкой. Именно с помощью генератора из горячего теплоносителя создаётся устойчивая монодисперсная капельная пленка,двигающаяся от генератора к коллектору. К сожалению, необходимо отметить, что к настоящему времени ни конструкции генераторов, ни технология производства насадок с большим количеством выходных соосных отверстий так до конца и не отработаны.

Недостаточно исследованы вопросы влияния температуры на характеристики системы возбуждения: амплитуду механических колебаний и амплитудно-частотные свойства. Поэтому для создания стабильно работающих при высоких температурах систем возбуждения требуются дополнительные исследования.

Необходимо констатировать, что и конструкционные проблемы создания коллекторов капельных потоков исследованы недостаточно. Количество экспериментальных образцов коллекторов незначительно и рассчитано на сбор небольшого числа капель. Конструкции большинства коллекторов проработаны только на общем схемном уровне.

Всё ещё остаётся не решённой проблема создания полномасштабных действующих моделей и получение надёжных экспериментальных результатов по исследованию теплофизических и конструкционных проблем КХИ в условиях максимально близких к условиям реального космоса.

Анализ литературы показал, что, несмотря на большую перспективность и большой объём работ, проделанный в разных странах, разработка и создание КХИ всё ещё находятся в стадии концептуальной проработки. В силу этого, более подробное изучение теплофизических и конструкторских проблем, возникающих при создании капельных холодильников излучателей, актуально и имеет важное научное и практическое значение.

Для достижения указанной цели были поставлены и решены следующие основные задачи:

1. Разработка и создание методологии и программного обеспечения, необходимых для автоматизированной прецизионной диагностики характеристик ВКРС и капельных потоков из вязких жидкостей.

2. Разработка и создание автоматизированной экспериментальной установки для комплексного исследования теплофизических и конструкционных проблем получения из вязких жидкостей стабильных капельных потоков с минимальным разбросом по скорости и размерам капель.

3. Разработка и создание генератора монодисперсных капель, стабильно работающего при температурах от 300 K до 400 K , тестирование различных технологий изготовления выходных сопел насадок.

4. Экспериментальное исследование теплофизических проблем получения стабильных капельных потоков из вязких жидкостей: влияния вязкости рабочей жидкости на характеристики режима перехода от капельного режима к струйному режиму, влияния вязкости на рост амплитуды возмущения и на оптимальную частоту распада.

5. Экспериментальное исследование влияния давления окружающей среды на устойчивость капельных потоков.

ГЛАВА 2. МЕТОДОЛОГИЯ ПРОВЕДЕНИЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

В настоящее время существует много методов определения отдельных характеристик ВКРС: длины нераспавшейся части струи L_j , скорости струи V_j , формы поверхности струи, скорости капель V_c , размера капель D_c и формы капель.

Однако для решения задач, поставленных в диссертации, необходимо знать не отдельные характеристики ВКРС, а все основные характеристики ВКРС и капельных потоков одновременно. Поэтому был разработан ряд оригинальных методик автоматизированной прецизионной диагностики характеристик ВКРС и капельных потоков.

В данной главе дано описание как существующих методов определения характеристик ВКРС, так и новых разработанных методик.

2. 1. Методология определения характеристик ВКРС

К настоящему времени наиболее отработаны методы определения скорости и размера капель [153-163], которые можно разделить на контактные и бесконтактные.

В контактных методах отдельные капли сначала вырываются из потока, а затем определяются их характеристики. Для определения размера капель используется или метод осаждения, или тепловой метод.

В методе осаждения [153] капли предварительно осаждаются на твёрдую поверхность или на тонкую плёнку специальной жидкости, а затем с помощью микроскопа измеряется их размер.

Тепловые методы основаны на использовании нагреваемых тепловых зондов [154]. Попав на такой зонд, капли испаряются. Величина электрического сигнала от зонда зависит от времени испарения и, следовательно, от диаметра капли.

Недостатки всех контактных методов — большая погрешность (около

10 %) и невозможность одновременного определения размера и скорости капель.

К бесконтактным методам относятся: ёмкостные методы и оптические.

В ёмкостном методе размер и скорость капель определяются по изменению электрической ёмкости при прохождении капель между электродами ёмкостного датчика [155]. Диапазон измеряемых параметров: диаметр капель от 3 мкм до 1 мм и скорость капель до 180 м/с. Недостатки метода — высокая чувствительность к одиночным каплям большого размера и невозможность использования для измерения скорости плотных капельных потоков.

Наиболее часто для определения характеристик ВКРС используются оптические методы: методы малоуглового рассеяния; методы, основанные на эффекте Доплера и методы, основанные на обработке изображений.

В методах малоуглового рассеяния [153,156] используется связь между размерами капель и индикатрисой рассеянного ими когерентного света. Известно, что свет, падающий на капли, рассеивается на малые углы при выполнении следующего соотношения:

$$R_c^* = (2 \cdot \pi \cdot R_c) / \lambda \approx 10^2, \quad (2.1)$$

где: R_c — радиус капли, λ — длина волны падающего света.

При длине волны $\lambda = 0,6$ мкм условие (2.1) начинает выполняться для капель с радиусом $R_c > 3$ мкм.

В соответствии с теорией Ми [156], при выполнении условия (2.1) интенсивность света, рассеянного на малый угол φ от направления падающего луча, не зависит ни от показателя преломления, ни от формы капли и определяется следующим соотношением:

$$I(\varphi) = \frac{I_0 \cdot R_c^2 \cdot B_1^2(x)}{\varphi^2}, \quad (2.2)$$

где: I_0 — интенсивность падающего света, $B_1(x)$ — функция Бесселя первого рода первого порядка от переменной $x = R_c^* \cdot \varphi$.

Таким образом, зная интенсивность падающего света I_0 и интенсивность рассеянного под углом φ света $I(\varphi)$, можно определить размер капель.

При небольшой концентрации капель в потоке, полная интенсивность света, рассеянного под углом φ , определяется следующей формулой:

$$I(\varphi) = \frac{I_0}{\varphi^2} \int_0^{\infty} f(r) \cdot r^2 \cdot B_1^2(R_c^* \cdot \varphi) dr, \quad (2.3)$$

где: $f(r)$ – функция распределения капель по размерам.

В настоящее время для определения функции $f(r)$ используется стандартное серийное оборудование. Примером может служить оборудование, выпускаемое фирмой «Malvern».

В методах, основанных на эффекте Доплера (PDA) [157], для определения скорости капель V_c используется связь между V_c и доплеровским сдвигом частоты f_d между опорным оптическим лучём и отражённым. В измерительном объёме в результате пересечения под углом φ двух опорных лазерных лучей создаётся система интерференционных полос. Ширина полосы $h_{пол}$ связана с длиной волны λ и углом φ следующим выражением:

$$h_{пол} = \frac{\lambda}{2 \cdot \sin(0,5 \cdot \varphi)}. \quad (2.4)$$

При движении капли через измерительный объём в рассеянном каплей свете присутствует доплеровская частота f_d :

$$f_d = V_c / h_{пол} = 2 \cdot V_c \cdot \sin(0,5 \cdot \varphi) / \lambda. \quad (2.5)$$

Отсюда:

$$V_c = f_d \cdot \lambda / \sin(0,5 \cdot \varphi). \quad (2.6)$$

Таким образом, измерив с помощью фотодетектора доплеровскую частоту и зная угол между опорными лучами, можно определить скорость капли. В настоящее время на основе эффекта Доплера создано измерительное оборудование, позволяющее измерять скорости капель в диапазоне от 1мм/мин до 5км/с. Примером может служить оборудование, фирмы «Dantec».

Главный недостаток методов малоуглового рассеяния и методов, основанных на эффекте Доплера — локальное измерение характеристик капель. Кроме того, оба метода не позволяют одновременно измерять скорость капель и их размер и требуют для своей реализации сложного и дорогостоящего оборудования.

Интенсивное развитие вычислительной техники и программного обеспечения привело к появлению в середине девяностых годов прошлого века новых методов определения характеристик капельных потоков [158-163]: метода Interferometric Particle Imaging (IPI), метода Planar Fluorescence for Bubble Imaging (PFBI). Общим для них является цифровая обработка изображений капель, полученных при малых выдержках.

Метод Interferometric Particle Imaging (IPI) позволяет одновременно измерять скорость и размер каждой капли, находящейся в измерительном объёме. В этом методе при освещении капли наблюдается интерференция между отражённым и преломлённым каплей светом. Измерив интерференционный период, можно определить диаметр капель. Скорость капель определяется по результату сравнения двух изображений одних и тех же капель в моменты времени t_2 и t_1 и расстоянию S , пройденному каплями за это время. Простые оценки показывают, что при $V_c = 10$ м/с для получения несмазанного изображения время экспозиции кадра не должно превышать 10^{-7} с. При более длительных экспозициях (до 10^{-3} с) изображение капли смазывается, превращаясь в трек.

Метод PFBI основан на отражающих свойствах межфазной границы капель и окружающей среды. В капли добавляется флуоресцентный краситель, который освещается тонким лазерным лучом. С помощью цифровой камеры регистрируется диффузионное излучение красителя, отражённое и преломлённое каплями. Использование цифровой обработки изображений позволяет определить размер и положение капель. Измерение скорости происходит так же, как и в методе IPI.

Главным достоинством этих методов является возможность одновременного измерения скорости и размера каждой капли, находящейся в измерительном объёме.

В отличие от методов определения скорости и размера капель, методы определения длины нераспавшейся части струи, формы капель и формы поверхности струи менее отработаны. До середины девяностых годов прошлого века определение этих параметров осуществлялось или визуально в стробоскопическом освещении [164-170], или с помощью фотопреобразователя с тонкой освещаемой щелью. Методика, представленная в [169], позволяет не только определять длину нераспавшейся части струи, но и фиксировать изменение с течением времени формы поверхности струи. В этой методике свет от лазера проходит через струю и через тонкую щель поступает на вход фотоумножителя. В результате, на выходе фотоумножителя появляется сигнал, однозначно связанный с изменением формы струи. В [170] для измерения формы поверхности, диаметра струи и длины нераспавшейся части струи использовался оптический многоканальный анализатор с лазерной подсветкой. Анализатор представлял собой линейную цифровую камеру с 2048 чувствительными элементами. Погрешность измерения длины струи $\sim 0,1$ мм.

Большие технологические успехи в создании цифровых камер большого разрешения привели к тому, что, начиная с конца прошлого века, метод теневой фотографии стал наиболее популярным при определении скорости, размера капель и длины нераспавшейся части струи [171-175]. Метод основан на регистрации теневой фотографии струи и капель и последующем её цифровом анализе. Для получения качественной фотографии используется цифровая камера и источник света с равномерным пространственным распределением интенсивности и коротким временем вспышки. Последующий цифровой анализ теневого изображения позволяет определить положение и границу объекта, а использование двух и более камер даёт возможность определить положение и форму объекта в трёхмерном пространстве [174,175]. Измерение скорости происходит так же, как и в методе IPI. С помощью ме-

тогда теневой фотографии и последующего цифрового анализа изображений можно определить: длину струи, диаметр капель и скорость струи и капель.

К недостаткам метода можно отнести необходимость использования источников света с малой длительностью вспышки и отсутствие до настоящего времени стандартного программного обеспечения, необходимого для анализа изображений и определения основных характеристик вынужденного капиллярного распада струй (ВКРС) и капельных потоков.

Таким образом, на основании анализа имеющейся литературы можно сделать вывод, что на момент начала представленных в диссертации исследований (середина 90-х годов прошлого века) не существовало надёжных экспериментальных методик и программного обеспечения, необходимых для одновременного измерения основных характеристик вынужденного капиллярного распада струй (ВКРС) и характеристик, образующихся в результате распада струй капельных потоков.

2. 2. Методология определения основных параметров капиллярного распада жидких струй

Для решения экспериментальных задач, поставленных в первой главе диссертации, была разработана специальная методология автоматизированной прецизионной диагностики характеристик ВКРС и капельных потоков. С её помощью можно одновременно определить все основные характеристик ВКРС и капельных потоков: скорость струи V_j , скорость капель V_c , длину нераспавшейся части струи L_j , диаметр струи D_j , диаметр капель D_c , изменение с течением времени амплитуды капиллярных волн δ , форму поверхности струи, форму капель, угловое отклонения оси струи от вертикали φ [174,175].

2.2.1. Методика получения и обработки изображений

Для определения характеристик ВКРС используются две цифровые видеокамеры типа PCO-PixelFly фирмы «Pro.imaging», расположенные под уг-

лом девяносто градусов друг к другу, и система подсветки, состоящая из двух строботометров СТ-МЭИ. Расположение камер и элементов системы подсветки представлено на рисунке 2.1. Одна из камер фиксирует характеристики ВКРС и монодисперсных капель в плоскости X, другая — в плоскости Y. В результате, можно определить реальные пространственные характеристики ВКРС и монодисперсных капель. Основные характеристики камер приведены в таблице 2.1.

Таблица.2.1. Основные характеристики камер

Характеристика	Значение
Размер матрицы по диагонали (мм)	7,86
Количество пикселей:	
по горизонтали	1360
по вертикали	1024
Размер пикселя, (мкм ²)	6 x 6
Динамический диапазон АЦП, (бит)	12
Время запоминания	5 мкс ÷ 65 с
Время считывания (мс)	40
Частота сканирования (МГц)	16
Спектральный диапазон (нм)	290 ÷ 1100

Внутри видеокамеры имеются следующие элементы: видеопередатчик, CCD-матрица, коррелятор шума (CDS), 12-битный аналого-цифровой преобразователь и быстрая внутренняя память EEPROM. С помощью интерфейса RS-232 камера соединяется с видеоконтроллером. Подключение видеоконтроллера к системной плате компьютера осуществляется с помощью интерфейса PCI.

Система подсветки состоит из двух импульсных источников света. Синхронная работа камер и источников света осуществляется с помощью

внешнего или внутреннего генератора, который одновременно посылает сигналы запуска и на видеокамеры, и на систему подсветки и формирует полный цикл работы камер. Полный временной цикл работы камер состоит из двух частей: режим запоминания изображения и режим считывания.

В режиме запоминания изображение от струи, капельного потока и ряда дополнительных объектов фокусируется объективами и поступает на матрицы видеокамер. Для фокусировки используются объективы «Sigma AF» с фокусным расстоянием 180 мм и углом обзора 13,7 градусов. Аналоговые сигналы с матриц преобразуются аналого-цифровым преобразователем в цифровой код и запоминаются в быстрой памяти. В случае коротких импульсов подсветки минимальное время запоминания определяется длительностью импульсов подсветки и составляет $\sim 0,1$ мкс. Благодаря короткому времени запоминания и синхронной работе камер и системы подсветки, струя и капли смещаются в пространстве незначительно, и изображение получается ярким и контрастным.

В режиме считывания видеоконтроллер считывает изображение из внутренней памяти камер и пересылает его в память компьютера. Минимальное время считывания полного изображения составляет 40 мс.

Таким образом, в памяти компьютера накапливаются изображения, содержащие информацию для плоскости X и плоскости Y обо всех параметрах ВКРС: амплитуде колебаний внешнего возмущения по длине струи, длине нераспавшейся части струи, диаметре струи, скорости струи и капель.

Для выделения из изображения информации о параметрах ВКРС, изображение от каждой плоскости подвергается специальной обработке, которая состоит из следующих этапов: контрастирование изображения, выделение замкнутых тёмных тел, идентификация выделенных тел и масштабирование.

На первоначальном этапе производится контрастирование изображения. Эта операция необходима для получения чёткой границы между фоном и изучаемыми объектами: струями, каплями и другими вспомогательными

объектами. Возможны следующие варианты контрастирования: фоновое, построчное и секторное.

Контрастирование по фону заключается в анализе значения яркости изображения и фона в каждой точке изображения. Если яркость точки изображения меньше яркости фона, то эта точка определяется как чёрная. В противном случае, точка определяется как белая.

При построчном контрастировании сначала определяется среднее значение яркости строки. Если яркость точки меньше или равна среднему значению яркости строки, то эта точка определяется как чёрная. В противном случае, точка определяется как белая.

При секторном контрастировании определяется среднее значение яркости некоторой части изображения (сектор). Если яркость точки меньше или равна среднему значению яркости строки, то эта точка определяется как чёрная. В противном случае, точка определяется как белая.

Выбор того или иного метода контрастирования обусловлен качеством исходного изображения и параметрами ВКРС, которые необходимо измерить экспериментально. Однако при любом методе контрастирования граница объекта на изображении определяется с некоторой ошибкой. Эта ошибка связана с дифракцией света на границе объёмного тела. В результате, граница тела размывается и теряет чёткие очертания. В силу этого, обычно граница задаётся некоторым значением яркости, промежуточным между яркостью фона и яркостью изображения тела. Отношение этого уровня яркости к уровню яркости тела называется уровнем привязки к границе объекта. В качестве примера на рисунке 2.2. приведено влияние уровня привязки K на точность определения границы сопла x_m . Из рисунка видно, что при изменении уровня привязки от 0,5 до 0,9 ошибка в определении границы может достигать 20 мкм.

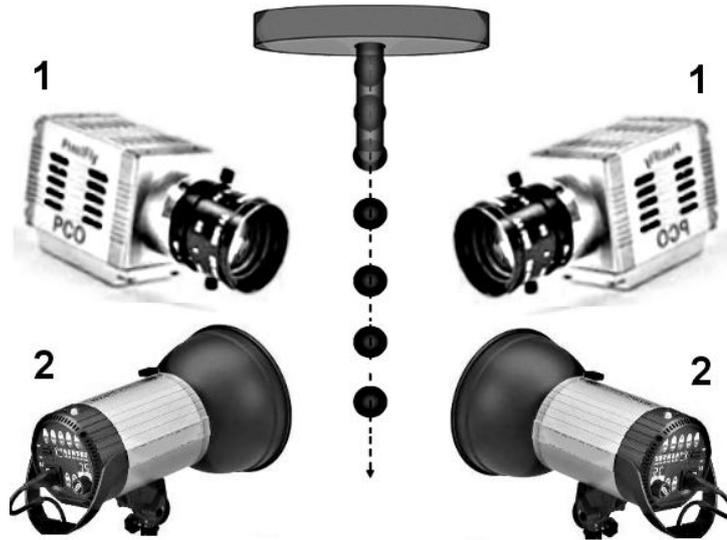


Рис. 2.1. Расположение элементов оптической системы по определению характеристик ВКРС и монодисперсных капель: 1 – цифровые видеокамеры, 2 – строботахометры

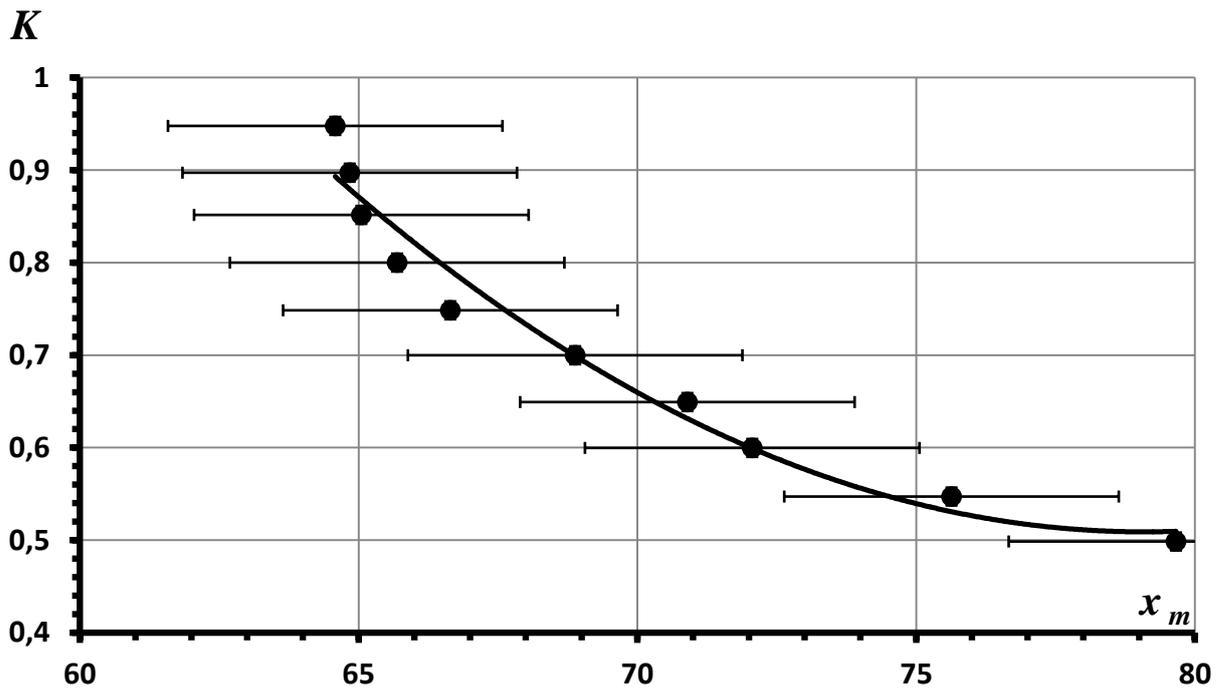


Рис.2.2 Влияние величины уровня привязки K на точность определения границы сопла x_m : ● – экспериментальные результаты, — аппроксимационная кривая

После контрастирования начинается поиск замкнутых тёмных тел, удовлетворяющих определённым параметрам: сопло, струя, капли, шлюз.

Так как теневое изображение сопла, струи капель и шлюза составляет одно тело, то для выделения отдельных тел необходимо провести рассечение изображения на фрагменты. Рассечение на отдельные тела производится при обнаружении перепада ширины изображения большего или равного заданному. После выделения отдельных тел производится идентификация этих тел.

Выделение сопла и шлюза производится на основе анализа отношения вертикального размера к горизонтальному размеру. Под соплом понимается тело, касающееся верхней границы изображения и имеющее коэффициент большой ширины (отношение ширины тела к ширине изображения) больше заданного. Под шлюзом понимается тело, касающееся нижней границы изображения и имеющее коэффициент большой ширины больше заданного.

Если у нижней границы сопла происходит уменьшение ширины в N раз, то вся нижняя часть признаётся струёй.

Объекты в виде капли не имеют соприкосновений с границами изображения, для их выделения накладывается дополнительное условие отбора – коэффициент округлости. Коэффициент округлости капли указывает на близость контура найденного тела к эллипсу с такими же размерами по вертикали и горизонтали.

Заключительным этапом обработки является масштабирование. Размерной единицей выделенных на изображении тел является пиксель. Для определения реальных размеров необходимо определить, сколько пикселей содержится в единице длины. Для определения масштабного коэффициента в фокусе объектива видеокамеры помещается объект с известными размерами, и определяются его размеры в пикселях. В нашем случае объектами с известными размерами являются сопло и шлюз. Погрешность определения масштабного коэффициента определяется точностью определения границ сопла и шлюза. Выше было показано, что погрешность определения границы зави-

сит от величины уровня привязки.

В результате проведённых экспериментов наиболее оптимальным оказалось определение масштабного коэффициента (при уровне привязки равном 0,7) по известным размерам двух тел (сопло и шлюз) и фиксированному расстоянию между ними. В этом случае границы всех тел определяются устойчиво, и при единичном коэффициенте увеличения погрешность определения границ Δx_m , Δy_m и Δz_m составляет ± 3 мкм.

Таким образом, определив масштабный коэффициент, можно определить основные параметры ВКРС: длину нераспавшейся части струи, диаметр струи, скорости струи и капель.

2.2.2. Методика определения основных параметров ВКРС: длины нераспавшейся части струи, угла отклонения струи от вертикали, формы и диаметра струи и капель, скорости струи и капель

2.2.2.1. Методика определения длины нераспавшейся части струи

Длина нераспавшейся части струи определяется по результатам анализа изображений струи, полученных в плоскостях X и Y.

За начало струи принимается строка, в которой происходит резкое изменение ширины изображения. За конец струи принимается строка, в которой правая и левая границы изображения совпадают. Начальному значению присваивается нулевое значение. Конечным значениям в плоскости X и в плоскости Y присваиваются значения $X_{\max}(x_m, z_m)$ и $Y_{\max}(y_m, z_m)$, соответственно.

Длина нераспавшейся части струи определяется следующим соотношением:

$$L_j = k_M \cdot \sqrt{x_m^2 + y_m^2 + z_m^2}, \quad (2.7)$$

где: k_M – масштабный коэффициент.

В работах [176, 177] показано, что погрешность методики измерения Δ может быть представлена в следующем виде:

$$\Delta = \sqrt{\sum_i^n \left(\frac{\partial f}{\partial x_i} x_i \right)^2} \cdot \Delta_i^2, \quad (2.8)$$

где: $f(x_i)$ – функция от величин, измеряемых прямым методом, Δ_i – погрешность определения величины x_i .

Воспользовавшись (2.8), после несложных преобразований для относительной погрешности определения длины нераспавшейся части струи получим следующее выражение:

$$\frac{\Delta}{L_j} \approx \pm \sqrt{\left(\frac{\Delta x_m}{x_m} \right)^2 + \left(\frac{\Delta y_m}{y_m} \right)^2 + \left(\frac{\Delta z_m}{z_m} \right)^2}, \quad (2.9)$$

где: Δx_m , Δy_m и Δz_m – погрешности определения соответствующих координат струи.

В соответствии с методикой определения длины нераспавшейся части струи, погрешности Δx_m , Δy_m и Δz_m определяются погрешностью определения масштабного коэффициента Δk_M . Выше было показано, что при единичном коэффициенте увеличения погрешность определения границ Δx_m , Δy_m и Δz_m составляет ± 3 мкм.

Подставив эти значения в (2.9), для относительной погрешности определения длины нераспавшейся части струи получим следующую оценку:

$$\frac{\Delta}{L_j} \approx \pm \sqrt{\left(\frac{\Delta x_m}{x_m} \right)^2 + \left(\frac{\Delta y_m}{y_m} \right)^2 + \left(\frac{\Delta z_m}{z_m} \right)^2} \approx \pm \frac{\sqrt{3} \cdot \Delta k_M}{L_j} \approx \pm \frac{5}{L_j}. \quad (2.10)$$

Из (2.10) следует, что для струй длиной в несколько миллиметров относительная погрешность определения длины нераспавшейся части струи не превосходит $\pm 0,5\%$. Для более коротких струй погрешность возрастает и для струй длиной $L_j = 100$ мкм достигает $\pm 5\%$.

2.2.2.2. Методика определения угла отклонения струи от вертикали

В общем случае ось струи может располагаться под углом φ к вертикальной оси z , образуя с плоскостями X и Y углы α и β . С помощью предва-

рительной юстировки камер относительно вертикали можно сделать углы α и β достаточно малыми.

Определение угла отклонения оси струи от вертикали для каждой из плоскостей происходит по следующему алгоритму. Сначала для каждой строки изображения определяются правая R_i и левая L_i границы струи. Зная для каждой строки R_i и L_i , положение центра струи в плоскости X и Y можно определить по следующим формулам:

$$X_i = (R_i - L_i)/2; \quad (2.11)$$

$$Y_i = (R_i - L_i)/2.$$

Все полученные таким образом значения X_i и Y_i для каждой плоскости аппроксимируются с помощью метода наименьших квадратов линейными зависимостями вида:

$$X = k_x z = \operatorname{tg} \alpha \cdot z; \quad (2.12)$$

$$Y = k_y z = \operatorname{tg} \beta \cdot z.$$

В результате, получаем следующие уравнения для определения углов α и β :

$$\alpha = \operatorname{arctg}(X/z) \approx \operatorname{arcsin}(x_m/L_{jx}) \quad (2.13)$$

$$\beta = \operatorname{arctg}(Y/z) \approx \operatorname{arcsin}(y_m/L_{jy})$$

где: L_{jx} и L_{jy} – проекции L_j на плоскости X и Y.

Воспользовавшись (2.8) и учитывая малую величину угла α , для погрешности определения угла $\Delta\alpha$ получим следующее выражение:

$$\Delta\alpha = \pm \sqrt{\left(\frac{\Delta x_m}{L_{jx}}\right)^2 + \left(\frac{x_m \cdot \Delta L_{jx}}{L_{jx} \cdot L_{jx}^2}\right)^2} \approx \pm \frac{\Delta x_m}{L_{jx}}. \quad (2.14)$$

В соответствии с методикой определения длины нераспавшейся части струи, погрешность Δx_m определяется погрешностью определения масштабного коэффициента Δk_M и составляет ± 3 мкм.

Относительная погрешность определения угла α составляет:

$$\frac{\Delta_\alpha}{\alpha} \approx \pm \frac{\Delta x_m \cdot L_{jx}}{L_{jx} \cdot x_m} \approx \pm \frac{\Delta x_m}{x_m} \approx \pm \frac{3}{L_j} . \quad (2.15)$$

Аналогичный результат можно получить и для погрешности определения угла β .

Известно, что пространственный угол φ связан с углами α и β следующим соотношением:

$$\varphi = \arctg(\sqrt{(tg\alpha)^2 + (tg\beta)^2}) . \quad (2.16)$$

В случае малых углов α и β соотношение (2.16) можно представить в следующем виде:

$$\varphi \approx (\sqrt{\alpha^2 + \beta^2}) . \quad (2.17)$$

Воспользовавшись (2.8) и учитывая результаты, полученные при определении погрешностей определения углов α и β , для относительной погрешности определения пространственного угла φ получим следующее выражение:

$$\frac{\Delta_\varphi}{\varphi} \approx \pm \sqrt{\left(\frac{\Delta_\alpha}{\alpha}\right)^2 + \left(\frac{\Delta_\beta}{\beta}\right)^2} \approx \pm \frac{\Delta_\alpha \cdot \sqrt{2}}{\alpha} \approx \pm \frac{5}{L_j} . \quad (2.18)$$

Таким образом, из (2.14) следует, что для струй длиной в несколько миллиметров при единичном коэффициенте увеличения погрешность определения углов α , β и полного угла φ не превышает 0,003 рад. Для более коротких струй погрешность возрастает и для струй длиной $L_j = 100$ мкм достигает 0,03 рад.

2.2.2.3. Методика определения амплитуды капиллярных волн в разных точках струи, формы и диаметра струи

Зная для i строки правую R_i и левую L_i границы струи, можно определить для этой строки диаметр струи по следующей формуле:

$$D_{ji} = k_M \cdot (R_i - L_i) \cdot \cos \alpha . \quad (2.19)$$

Однако в силу того, что по поверхности струи распространяются капиллярные волны, диаметры струи, измеренные для разных строк, могут сильно отличаться, и для них справедливо следующее соотношение:

$$D_{ji} = \delta_i + D_j, \quad (2.20)$$

где: δ_i – значение амплитуды волны в строке i , D_j – диаметр струи.

Таким образом, зная D_{ji} и D_j , можно определить амплитуду волны δ_i в разных точках струи и, тем самым, определить форму поверхности струи.

Аппроксимируя значения δ_i экспоненциальной зависимостью, можно определить начальную амплитуду возмущения δ_0 и инкремент неустойчивости γ .

Определение среднего диаметра струи происходит по следующему алгоритму. Для каждой строки изображения определяется разность правой R_i и левой L_i границы струи. Зная разность для каждой строки R_i и L_i , средний диаметр струи можно определить по следующей формуле:

$$D_j = \frac{k_M}{z_{max}} \cdot \cos \alpha \cdot \sum_{i=z_{min}}^{z_{max}} (R_i - L_i) = k_M \cdot D_x^{cp} \cdot \cos \alpha, \quad (2.21)$$

где: k_M – масштабный коэффициент, α – угол отклонения струи от вертикали в плоскости X , D_x^{cp} – среднее значение диаметра струи в плоскости X .

Для струй длиной несколько сотен микрон количество строк, по которым производится усреднение, с учётом обработки нескольких кадров, может достигать десятков тысяч. Поэтому погрешностью, связанной с усреднением, можно пренебречь.

Воспользовавшись (2.8) и учитывая результаты, полученные при определении погрешности длины струи и погрешности углов α и β , для относительной погрешности определения среднего диаметра струи получим следующее выражение:

$$\frac{\Delta_D}{D_j} \approx \pm \sqrt{\left(\frac{\Delta x_m}{x_m}\right)^2 + \left(\frac{\sin \alpha \cdot \Delta_\alpha}{\cos \alpha}\right)^2} \approx \pm \frac{\Delta x_m}{x_m} \approx \pm \frac{3}{L_j}. \quad (2.22)$$

Таким образом, из (2.22) следует, что для струй длиной в несколько миллиметров относительная погрешность определения диаметра струи не превосходит $\pm 0,3\%$. Для более коротких струй погрешность возрастает и для струй длиной $L_j = 100$ мкм достигает $\pm 3\%$.

2.2.2.4. Методика определения размера, формы и скорости капель

Размер, форма и скорость капель определяются по результатам анализа изображений от каждой из плоскостей X и Y.

За капли принимаются тела, не имеющие соприкосновений с границами изображения и обладающие определённым коэффициентом округлости. Сначала для каждого такого объекта построчно в каждой плоскости определяются правая R_i и левая L_i границы. Затем граничные точки для каждой плоскости аппроксимируются с помощью метода наименьших квадратов окружностями и эллипсами.

В результате аппроксимации эллипсами для каждой капли получаем следующие характеристики: значение большой оси эллипса $A_{эn}$, значение малой оси $B_{эn}$ и коэффициент несферичности K_{nc} . Окончательные значения $A_э$, $B_э$ и коэффициента несферичности K_{nc} определяются путём усреднения по следующим формулам:

$$A_э = \frac{k_M}{N} \cdot \sum_{n=1}^N A_{эn} ; \quad (2.23)$$

$$B_э = \frac{k_M}{N} \cdot \sum_{n=1}^N B_{эn} ; \quad (2.24)$$

$$K_{nc} = A_э / B_э , \quad (2.25)$$

где: k_M – масштабный коэффициент, N – число капель.

В результате аппроксимации окружностями получаем следующие характеристики: диаметр капли D_{cn} и координаты центра каждой капли.

Окончательный средний диаметр капель D_c определяется путём усреднения диаметров по следующей формуле:

$$D_c = \frac{k_M}{N} \cdot \sum_{n=1}^N D_{cn} . \quad (2.26)$$

Количество капель, по которому производится определение среднего диаметра, с учётом обработки нескольких кадров, может достигать десятков тысяч. Поэтому погрешностью, связанной с усреднением, можно пренебречь.

Воспользовавшись (2.26) и учитывая результаты, полученные при определении погрешности длины струи, для относительной погрешности определения среднего диаметра капель получим следующее выражение:

$$\frac{\Delta_c^{cp}}{D_c} \approx \pm \frac{\Delta k_M}{D_c} \approx \pm \frac{3}{D_c} . \quad (2.27)$$

Из (2.27) следует, что для капель диаметром в несколько миллиметров относительная погрешность определения диаметра не превосходит $\pm 0,3\%$. Для капель с меньшим диаметром погрешность возрастает и для капель диаметром $D_c = 20$ мкм достигает $\pm 15\%$.

Аналогичную оценку можно получить и для погрешности определения осей и коэффициента несферичности.

Зная средний диаметр капель D_c и плотность жидкости ρ , можно определить средний объём W и среднюю массу капель m :

$$W = \pi \cdot (D_c)^3 / 6 ; \quad (2.28)$$

$$m = W \cdot \rho . \quad (2.29)$$

Координаты центров соседних капель используются для определения скорости капли V_x в плоскости X, скорости капли V_y в плоскости Y и полной скорости капли V_{cn} с помощью следующих формул:

$$V_x = k_M \cdot f_g \cdot \sqrt{(z_{i+1} - z_i)^2 + (x_{i+1} - x_i)^2} ; \quad (2.30)$$

$$V_y = k_M \cdot f_g \cdot \sqrt{(z_{i+1} - z_i)^2 + (y_{i+1} - y_i)^2} ; \quad (2.31)$$

$$V_{cn} = \sqrt{V_x^2 + V_y^2} , \quad (2.32)$$

где: k_M – масштабный коэффициент, f_g – частота возбуждения, (z_i, x_i, y_i) – координаты центра капли, $(z_{i+1}, x_{i+1}, y_{i+1})$ – координаты центра следующей капли.

Средняя скорость капель V_c получается как результат усреднения скоростей всех капель, зафиксированных на изображении, с помощью следующей формулы:

$$V_c = \frac{1}{N} \cdot \sum_{n=1}^N V_{cn} = \frac{L \cdot f_e}{N}, \quad (2.33)$$

где: L – длина капельного потока (расстояние между центрами первой и N капель), N – число капель, f_e – частота возбуждения.

Воспользовавшись (2.8) и учитывая (2.33), для относительной погрешности определения средней скорости капель получим следующее выражение:

$$\frac{\Delta V_c}{V_c} \approx \pm \sqrt{\left(\frac{\Delta x_m}{x_m}\right)^2 + \left(\frac{\Delta y_m}{y_m}\right)^2 + \left(\frac{\Delta z_m}{z_m}\right)^2} \approx \pm \frac{\sqrt{3} \cdot \Delta k_M}{L} \approx \pm \frac{5}{L}. \quad (2.34)$$

Таким образом, при длине капельного потока равной нескольким миллиметрам относительная погрешность определения средней скорости капель не превосходит $\pm 0,5\%$.

2.2.2.5. Методика определения скорости струи

В момент отрыва капли от струи возникает дополнительная сила, обусловленная поверхностным натяжением и препятствующая отрыву капли от струи. В результате, скорость отрывающихся капель становится меньше скорости струи. В работах Эгерса и Дреслера [178,179] был проведён анализ влияния сил поверхностного натяжения, и получена следующая формула, связывающая скорость струи и скорость капель:

$$V_c = V_j - V_k^2 / V_j = V_j - (2\sigma) / (\rho D_j V_j), \quad (2.35)$$

где: V_k – капиллярная скорость, σ – поверхностное натяжение жидкости, ρ – плотность жидкости, D_j – диаметр струи.

Воспользовавшись (2.8), для относительной погрешности определения средней скорости струи получим следующее выражение:

$$\frac{\Delta V_j}{V_j} \approx \frac{\Delta V_c}{V_c} \approx \pm \frac{5}{L}. \quad (2.36)$$

Из (2.36) следует, что при длине капельного потока равной нескольким миллиметрам относительная погрешность определения средней скорости струи по измеренной скорости капель не превосходит $\pm 0,5\%$.

2.3. Описание программы определения основных параметров ВКРС

Программа предназначена для обработки изображений и реализации в режиме «on line» описанной выше методики по определению основных параметров ВКРС [180, 277]. Программа одновременно обрабатывает изображения с двух камер, которые условно названы X и Y. Блок-схема и рабочее окно программы представлены на рисунках 2.3 и 2.4.

Блок-схема программы на рисунке 2.3 включает в себя следующие этапы: задание начальных параметров, получение изображения от камеры, определение точки перехода от светлого к тёмному для каждой строки, анализ точек перехода и определение полной границы всех тёмных тел, определение вида тел, определение параметров струи и капель, вывод результатов.

У каждой камеры можно настроить следующие параметры: разрешение по горизонтали, разрешение по вертикали, чувствительность, вид запуска (внешний или внутренний), разрядность получаемого кода в битах, экспозицию, масштаб, интервал между кадрами, режим работы (покадровый или видеорежим), запись изображения, параметры обработки изображения. Выбор необходимых параметров производится в соответствующем окне программы (рисунок 2.4).

В верхнем окне программы можно настроить следующие параметры: разрешение, чувствительность, вид запуска, разрядность в битах и экспозицию.

Для изменения масштаба изображения в окне программы используются кнопки со знаками плюс (увеличение) и минус (уменьшение).

В нижнем правом окне программы можно выбрать режим работы камер. Кнопка «Кадр» позволяет получить одиночное изображение, кнопка «Видео» — изображение с камер через определённый интервал времени. Временной интервал между кадрами указывается в нижней части окна.

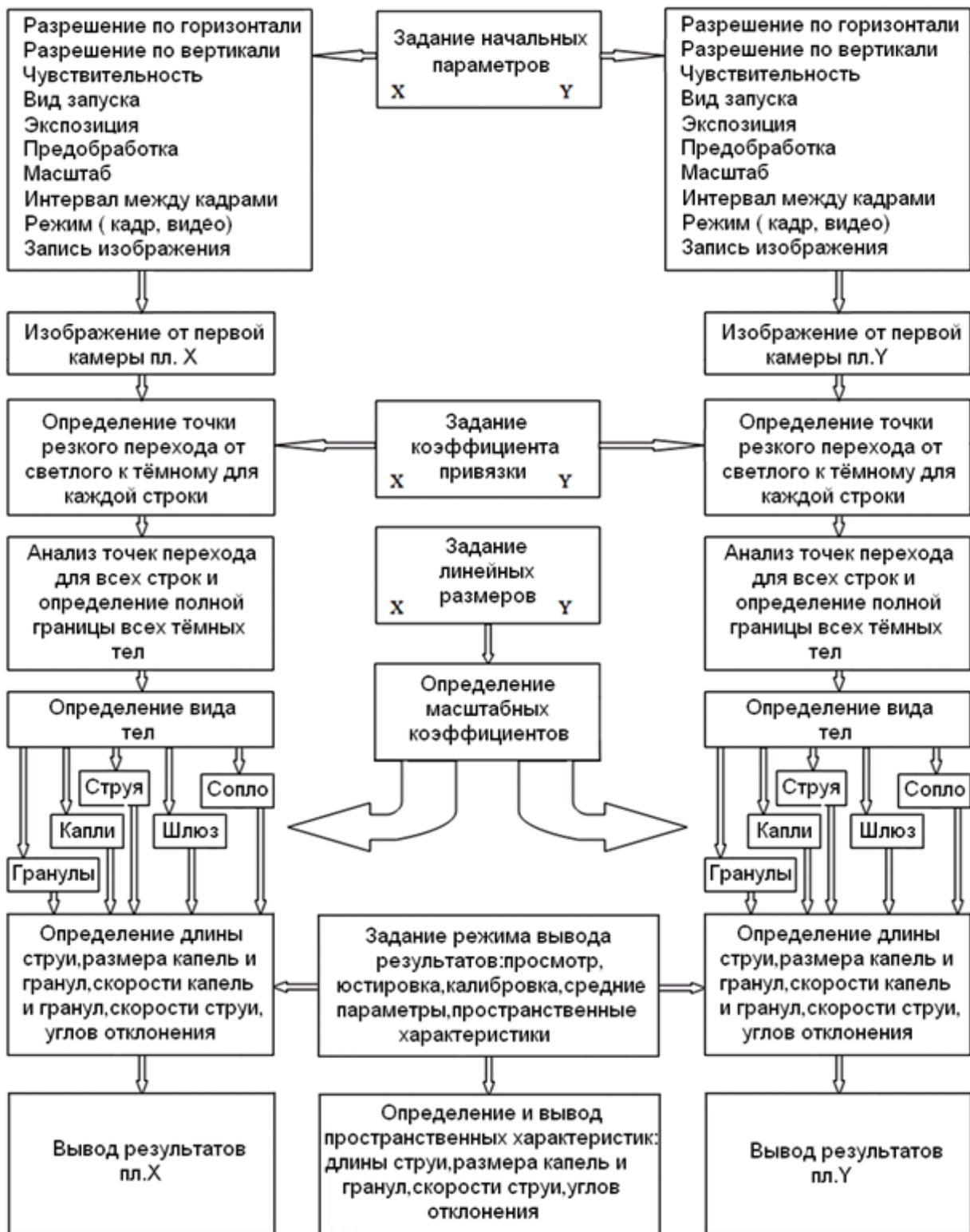


Рис.2.3. Блок- схема программы по определению основных параметров

ВКРС

Изображение X

камера 1.SVGA,BIK\Wht

Запуск: Внешний 1280 X 1024 Высокая чув. Программный 8 бит Множ. 1

Экспозиция, мкс: 10 50°C 100%

Изображение Y

камера 2.SVGA,BIK\Wht

Запуск: Внешний 1280 X 1024 Высокая чув. Программный 8 бит Множ. 1

Экспозиция, мкс: 10 50°C 100%

Просмотр: Юстировка камер | Юстировка сопла | Юстировка струи | Калибровка

Средние параметры капель | Разброс капель

D:\Мои документы\HP\Pellet\Source\

Кол-во изображений: 100000

Запись на диск Прервать Удалить

Просмотр: Юстировка камер | Юстировка сопла | Юстировка струи | Калибровка

Размер струи, мкм: 20

Смещение X, мкм: 413

Смещение Y, мкм: 0

Прогноз смещения через, мкм: 1000

Смещение X, мкм: 515

Смещение Y, мкм: 20

ДНЧ X, мкм: 992 Усреднять ДНЧ

ДНЧ Y, мкм: 984

Юстировка струи | Калибровка | Средние параметры капель | Разброс капель

Капель для усредн: 100 Отношение площадей не менее: 0,1

S, пикс.	V, см ³ E+6	m, г E+6	v, м/с	Dx, мкм	Dy/Dx
39	0	0	0	0	0
32	0,052593	0,052593	15,895	40,258	1,176
27	0,040846	0,040846	13,675	36,204	1,2

Распределение капель по проекции X

15:21:53.984 Начали обработку изображений

15:21:53.984 Изображение X : Удачно обработано : Нет ошибок

15:21:53.984 Изображение Y : Удачно обработано : Нет ошибок

15:22:05.093 Изображение X получено

15:22:05.265 Изображение Y получено

15:22:05.265 Начали обработку изображений

15:22:05.265 Изображение X : Удачно обработано : Нет ошибок

15:22:05.265 Изображение Y : Удачно обработано : Нет ошибок

Кадр Видео Выход

Между кадрами, мс: 100

Синхронизировать изображения

Отрисовывать контуры объектов

Циклировать процесс воспроизведения

Рис.2.4. Рабочее окно программы по определению основных параметров ВКРС

Для настройки параметров обработки изображения выбирается режим «Параметры обработки» в верхнем рабочем окне программы. В этом режиме можно настроить следующие параметры: предобработка, параметры, работа с объектами.

Предобработка позволяет вырезать из полного кадра наиболее информативный фрагмент изображения и использовать только этот фрагмент в процессе дальнейшей обработки изображения. Для удобства последующей обработки этот фрагмент можно дополнительно преобразовать. В программе предусмотрены следующие возможности: поворот фрагмента на угол, кратный 90 градусам, и отражение этого фрагмента по горизонтали или вертикали.

Кнопка «Параметры» позволяет выбрать способ контрастирования изображения. Возможны следующие варианты контрастирования: фоновое, строочное и секторное. Для выбранного способа контрастирования необходимо указать уровень привязки к границе объекта в редакторе ниже выбранного алгоритма.

После контрастирования изображения программа осуществляет поиск замкнутых тёмных тел и их идентификацию. При поиске тел и их идентификации как сопла, шлюза, капель или струи используются алгоритмы, описанные в главе 2, разделе 2.1. Для корректного выполнения алгоритмов в разделе «Работа с объектами» нужно указать следующие параметры: минимальную площадь, коэффициент прямоугольности, отношение ширины тела к его высоте, коэффициент изменения ширины тела, коэффициент округлости.

Режим «Калибровка» предназначен для определения масштабных коэффициентов по каждой плоскости. Дополнительно надо указать плотность жидкости и частоту возбуждения, необходимые для определения массы, объёма и скорости капель. Масштабный коэффициент определяется путём сравнения известных размеров сопла, шлюза и фиксированного расстояния между ними в микронах с соответствующими размерами в пикселях. Разме-

ры сопла, шлюза и фиксированного расстояния между ними вводятся в редактор, расположенный ниже на закладке. При необходимости можно задать масштаб вручную, для этого нужно поставить флажок «Указать вручную». Полученные масштабные коэффициенты используются для определения длины нераспавшейся части струи, диаметра струи и капель, скорости струи и капель, величины отклонения оси сопла и оси шлюза, величины отклонения оси струи и оси шлюза.

Набор закладок в левой нижней части главного окна программы позволяет выбрать текущий режим вывода результатов работы программы. Вид закладок для некоторых режимов представлен на рисунке 2.4.

Закладка «Просмотр» позволяет просматривать изображения, получаемые с камер без их обработки. С помощью кнопки «Запись на диск» можно записать указанное количество файлов изображений на диск в указанную папку (папка выбирается кнопкой с изображением папки). Имена файлов формируются из даты и времени получения изображения. В конце имени указывается плоскость, в которой расположена камера (X или Y). Прервать последовательность записи можно кнопкой «Прервать».

Режим «Юстировка камер» предназначен для выравнивания изображений и масштабов обеих камер. В этом режиме программно определяются и выводятся следующие данные: данные о высоте сопла в пикселях, ширине сопла в пикселях, ширине струи в пикселях, угле отклонения струи или сопла от вертикали. При совпадении размеров на изображениях обеих камер и углах равных 0, камеры считаются выровненными.

В режиме «Юстировка сопла» программно определяются и выводятся величины пространственного смещения оси сопла от оси шлюза.

В режиме «Юстировка струи» программно определяются и выводятся величины пространственного смещения оси струи от оси шлюза. Кроме этого, определяется и выводится средняя длина нераспавшейся части струи.

Режим «Средние параметры капель» предназначен для определения средних значений объёма, массы, скорости, диаметра по горизонтали и диа-

метра по вертикали. Для определения массы, объёма и скорости капель на соответствующей вкладке необходимо дополнительно указать плотность жидкости и частоту возбуждения. Количество капель для усреднения задаётся в соответствующем редакторе. Все параметры усредняются по группам, которые формируются на основании площади капли в пикселях. Разброс площадей капель в пикселях в группе задаётся коэффициентом.

Режим «Разброс капель» предназначен для накопления статистики и определения разброса по диаметрам капель. В этом режиме индивидуальные данные каждой капли с изображений X и Y накапливаются в памяти. Папка для сохранения файла с данными выбирается с помощью кнопки с изображением папки на этой закладке. Количество капель для усреднения и отношение площадей капель указывается в соответствующих редакторах. Предварительные результаты выводятся в правой нижней части главного окна программы (рисунок 2.4).

Флажок «Отрисовывать контуры объектов» в нижней части главного окна программы позволяет наносить контуры и оси получаемых тел на изображение.

Кнопка «Выход» предназначена для завершения работы с программой.

2. 4. Тестирование методик и программного обеспечения

Для тестирования методик и программного обеспечения в фокусе объектива видеокамер (рисунок 2.1) помещался объект с известными размерами, и экспериментально определялись его геометрические размеры. Зная разность между экспериментально измеренными геометрическими размерами объекта и его точными размерами, можно определить погрешность разработанных методик и программного обеспечения. В качестве экспериментальных объектов использовались стеклянные световодные волокна разного диаметра (от 100 мкм до 400 мкм) и разной длины (от 500 мкм до 1 мм). Погрешность определения длины и диаметра составила $\pm 0,1$ мкм. Верхний конец волокна крепился к генератору капель, а нижний соединялся с небольшим грузом.

С помощью специальных юстировочных винтов, установленных на генераторе капель, в режиме «Юстировка камер» осуществлялось максимальное совпадение осей камер с осью генератора капель и с осью волокна. Затем в режиме «Юстировка струи» определялись: средний диаметр волокна D , длина L и погрешность измерения.

Так как оптические свойства световодного волокна совпадают с оптическими свойствами струи и капель, то можно считать, что погрешность измерения геометрических размеров волокон совпадает с погрешностью измерения геометрических параметров струй и капель.

В результате обработки экспериментальных данных при единичном коэффициенте увеличения и уровне привязки 0,7 установлено, что относительная погрешность определения длины для струй длиной свыше одного миллиметра не превосходит $\pm 0,5\%$. Для более коротких струй погрешность возрастает и для струй длиной 100 мкм достигает $\pm 5\%$.

Таким образом, тестирование методик и программного обеспечения подтвердило работоспособность и эффективность разработанных методик.

2.5. Выводы

Для решения экспериментальных задач, сформулированных в первой главе диссертации, разработан ряд оригинальных методик автоматизированной прецизионной диагностики характеристик ВКРС и капельных потоков: длины нераспавшейся части струи, скорости капель, размера капель, формы капель, скорости струи, формы поверхности струи.

В основе методик лежит анализ изображений струи и капель, получаемых от цифровых камер, расположенных под углом девяносто градусов друг к другу. С помощью специально разработанного программного обеспечения в режиме «on line» можно определить следующие характеристики: скорость струи V_j , скорость капель V_c , длину нераспавшейся части струи L_j , диаметра струи D_j , диаметра капель D_c , изменение с течением времени амплитуды капиллярных волн δ , угловое отклонения оси струи от вертикали φ .

Для струй длиной в несколько миллиметров относительная погрешность определения длины нераспавшейся части струи, скорости капель, размера капель, скорости струи не превосходит 0,5%. Для более коротких струй погрешность возрастает и для струй длиной $L_j = 100$ мкм достигает 5%.

Погрешность определения углового отклонения оси струи от вертикали для струй длиной в несколько миллиметров не превышает 0,003 рад. Для более коротких струй погрешность возрастает и для струй длиной 100 мкм достигает 0,03 рад.

Тестирование методик и программного обеспечения при определении геометрических размеров известных объектов подтвердило их работоспособность и эффективность. Разработанные оригинальные методики и программное обеспечение существенным образом расширяют возможности экспериментальных исследований струй и капельных потоков. Использование разработанных методик в дальнейших исследованиях капельных потоков позволит повысить точность и надёжность экспериментальных результатов.

ГЛАВА 3. КАПИЛЛЯРНЫЙ РАСПАД СТРУЙ ВЯЗКИХ ЖИДКОСТЕЙ

Одной из целей настоящей работы является комплексное исследование теплофизических и конструкционных проблем получения стабильных капельных потоков с минимальным разбросом по скорости и размерам капель применительно к задаче создания нового вида космических теплообменников – капельных холодильников излучателей.

Для достижения указанной цели в диссертации решались следующие задачи:

1. Разработка и создание автоматизированной экспериментальной установки для комплексного исследования теплофизических и конструкционных проблем получения из вязких жидкостей стабильных капельных потоков с минимальным разбросом по скорости и размерам капель.

2. Разработка и создание генератора монодисперсных капель, стабильно работающего при температурах от 300 K до 400 K , тестирование различных технологий изготовления выходных сопел насадок.

3. Экспериментальное исследование теплофизических проблем получения стабильных капельных потоков из вязких жидкостей: влияния вязкости рабочей жидкости на характеристики режима перехода от капельного режима к струйному; влияния вязкости на рост амплитуды возмущения и на оптимальную частоту распада.

4. Экспериментальное исследование влияния давления окружающей среды на поперечную и продольную устойчивость капельных потоков.

Решению этих задач и посвящена настоящая глава.

3.1. Экспериментальная установка для комплексного исследования теплофизических и конструкционных проблем получения стабильных капельных потоков

Для исследования теплофизических и конструкционных проблем получения стабильных капельных потоков была создана экспериментальная уста-

новка – макет КХИ. Установка создана на кафедре низких температур МЭИ и предназначена для исследования проблем получения стабильных капельных потоков из вязких жидкостей. Подробное описание установки приведено в [128,181].

Установка состоит из следующих систем: вакуумной системы ВС, системы подачи теплоносителя СПТ, системы генерации монодисперсных капель СГМК и измерительной системы ИС. Внешний вид установки и расположение отдельных систем представлены на рисунках 3.1 и 3.2.

Остановимся более подробно на описании отдельных частей установки.

3.1.1. Вакуумная система

Подробное расположение элементов вакуумной системы представлено на рисунке 3.3. Главным элементом ВС является вакуумная камера ВК, состоящая из четырёх цилиндрических обечаек, изготовленных из нержавеющей стали 12Х18Н10Т. Каждая обечайка по бокам имеет четыре съёмных иллюминатора, предназначенных для наблюдения за процессами, происходящими внутри обечайки. К верхнему фланцу ВК крепится генератор монодисперсных капель, а к нижнему — вакуумный затвор, отделяющий вакуумную камеру от сборника жидкости. Внутренний диаметр ВК равен 0,4 м, а длина — 1,5 м. Откачка ВК осуществляется с помощью вакуумных насосов ВН1 и ВН2 пластинчато-роторного типа 2НВР-5ДМ с быстротой откачки $0,05 \text{ м}^3/\text{с}$ и предельным остаточным давлением $0,67 \text{ Па}$. Для регулирования величины давления внутри ВК используется натекатель НТ. Изоляция вакуумной камеры ВК от других частей системы ВС осуществляется с помощью следующих элементов: электромагнитных вакуумных клапанов с дистанционным управлением К1 и К2, ручного вентиля В1 и вакуумного затвора ВЗТ типа 23ВЭ-160. Основные характеристики вакуумных клапанов: диаметр условного прохода 0,025 м, натекание $10^{-8} \text{ Па}\cdot\text{м}^3/\text{с}$ и время срабатывания 0,1 с. Основные характеристики вакуумного затвора: диаметр условного прохода 0,16 м и натекание $2,66\cdot 10^{-7} \text{ Па}\cdot\text{м}^3/\text{с}$.



Рис. 3.1. Внешний вид экспериментальной установки

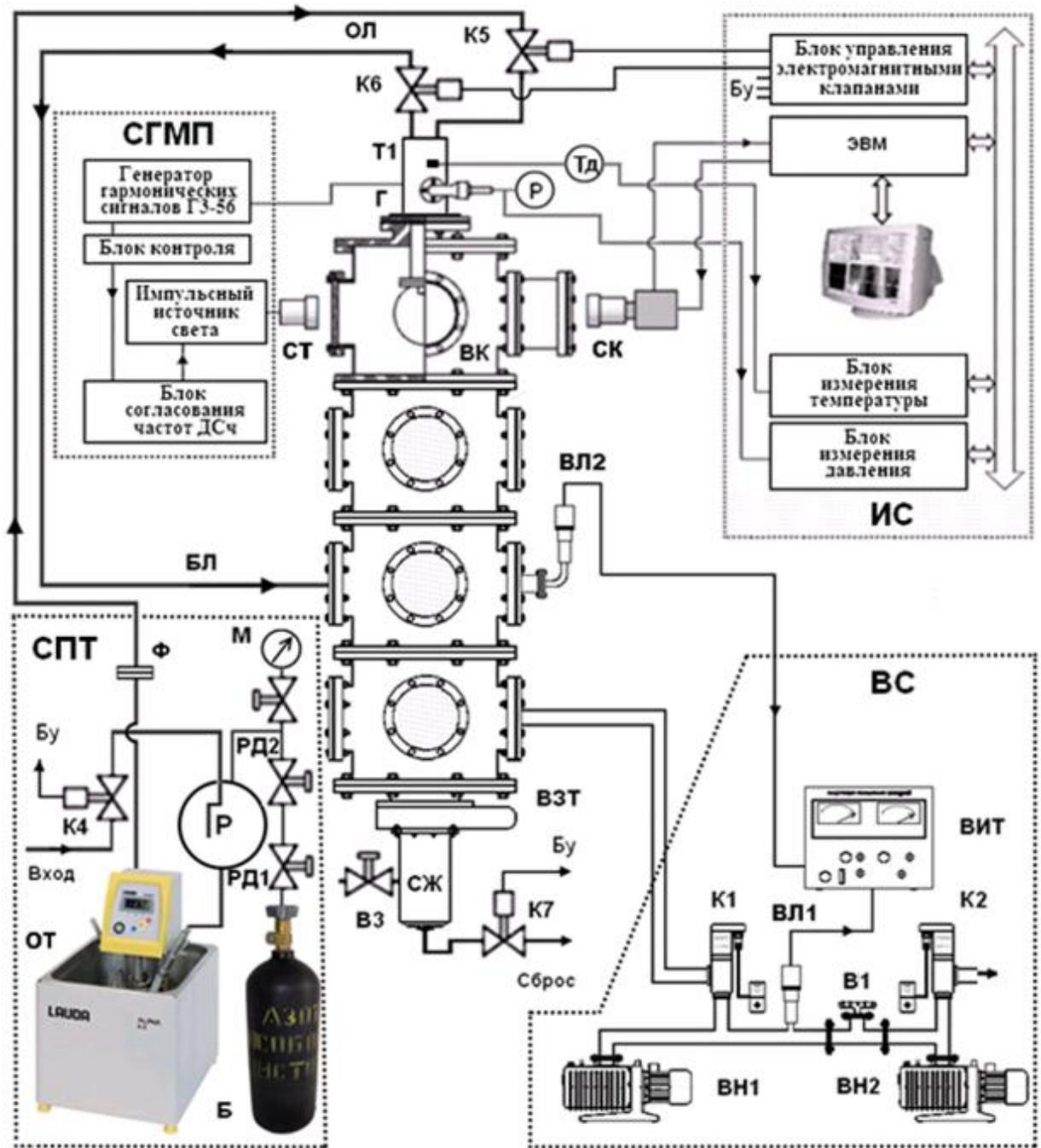


Рис. 3.2. Расположение отдельных систем установки: ВС– вакуумная система, СПТ – системы подачи теплоносителя, СГМК – система генерации монодисперсных капель, ИС – измерительная система

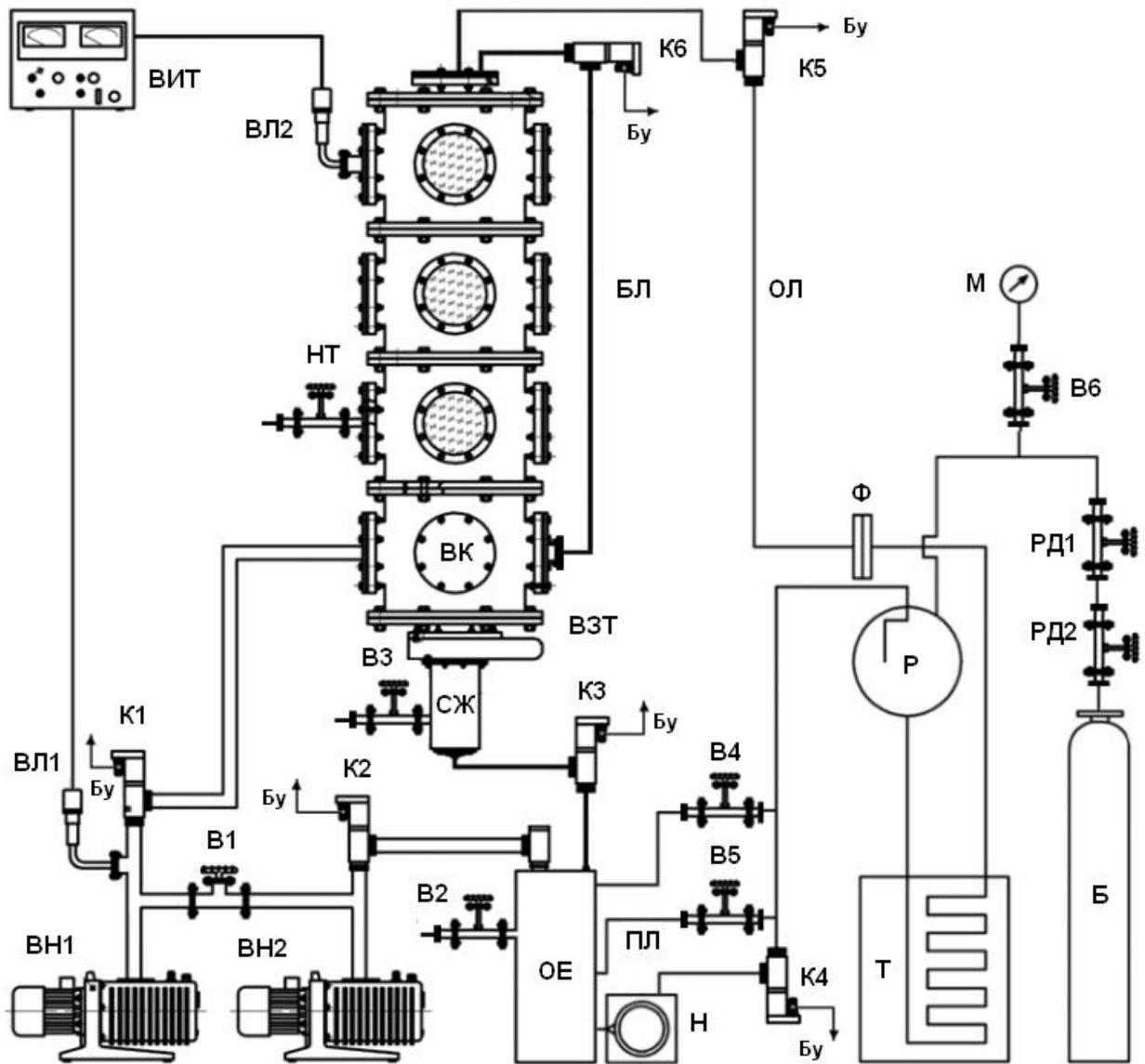


Рис. 3.3. Подробное расположение элементов систем ВС и СПТ

Основные элементы системы ВС: ВК – вакуумная камера; ВЗТ – вакуумный затвор; СЖ – сборник жидкости; ВН1 и ВН2 – вакуумные насосы; К1 и К2 – электромагнитные клапаны; В1 – ручной вентиль; НТ – натекатель; ВЛ1– ВЛ2 – манометрические преобразователи; ВИТ – вакуумметр.

Основные элементы СПТ: Р – основная ёмкость; ОЕ – вспомогательная ёмкость, К3-К6 – электромагнитные клапаны; В2-В6 – ручные вентили; Н – насос; Т – термостат; Б – баллон; РД1 и РД2 – редукторы; Ф – фильтр; ОЛ – основная линия; БЛ – байпасная линия; ПЛ – перепускная линия; Г – генератор капель; М – манометр с ручным вентилем В6

Предельное остаточное давление вакуумных насосов и давление в вакуумной камере измеряется с помощью преобразователей ВЛ1 и ВЛ2, соединённых с вакуумметром ВИТ-2. Диапазон измеряемых ВИТ-2 давлений составляет (0,133-13) Па. Относительная погрешность измерения давления $\pm 15\%$.

3.1.2. Система подачи теплоносителя

В состав системы СПТ входят следующие элементы: основная ёмкость для хранения теплоносителя Р, вспомогательная ёмкость ОЕ с насосом для перекачки Н, основной термостат Т с оборудованием подогрева, фильтр Ф, клапаны с дистанционным управлением К4-К6, ручные вентили В2-В5, баллон со сжатым инертным газом Б, понижающие редукторы РД1 и РД2, контрольный манометр М с ручным вентиляем В6. Подробное расположение элементов системы представлено на рисунке 3.3.

Основная ёмкость Р представляет собой медный шар с диаметром 0,27 м, избыточное давление в котором создаётся с помощью баллона с азотом Б. Для регулировки давления используются два редуктора РД1 и РД2. Редуктор РД1 служит для предварительной установки давления, РД2 — для более точной установки давления.

Под действием избыточного давления теплоноситель поступает в термостат Т типа ТС-16А, затем через фильтр Ф и клапан К5 по основной линии ОЛ в систему генерации монодисперсных потоков СГМК. Максимальная температура теплоносителя на выходе из термостата может достигать 400 К.

Для сброса газа из генератора капель Г и трубопроводов системы СПТ предусмотрена байпасная линия БЛ, подключение и отключение которой осуществляется с помощью клапана К6.

Из генератора капель через выходную насадку теплоноситель поступает в камеру ВК, проходит через неё и собирается в сборнике СЖ.

Для возвращения теплоносителя в основную ёмкость Р используются следующие элементы: вспомогательная ёмкость ОЕ, шестерёнчатый насос Н,

ручные клапаны В2, В4, В5, электромагнитные клапаны К2, К3 и К4. Основные характеристики вакуумных клапанов: диаметр условного прохода 0,025 м, натекание 10^{-8} Па·м³/с и время срабатывания 0,1 с.

3.1.3. Система генерации монодисперсных потоков

Система генерации монодисперсных потоков СГМП предназначена для получения монодисперсных капельных потоков с необходимыми параметрами: диаметром капель, скоростью и температурой. В состав системы входят следующие элементы: дополнительный термостат Т1, генератор монодисперсных капель Г и электронное оборудование, необходимое для работы генератора капель. Подробное расположение элементов системы представлено на рисунке 3.2.

Размер монодисперсных капель определяется диаметром сопловых отверстий выходной насадки, а так же амплитудой и частотой внешнего сигнала, подаваемого на вход системы возбуждения генератора капель Г с выхода генератора гармонических сигналов ГЗ-56/1. Основные характеристики генератора: диапазон частот до $2 \cdot 10^6$ Гц, максимальная амплитуда 130 В. Контроль формы и частоты подаваемого сигнала осуществляется с помощью блока контроля в составе: осциллографа С1-74 и частотомера типа ЧЗ-54. Относительная погрешность определения частоты не превышает $\pm 5 \cdot 10^{-7}$.

Внешний вид дополнительного термостата Т1 и генератора капель Г представлен на рисунке 3.4. Внутренняя часть термостата приведена на рисунке 3.5. Термостат Т1 состоит из двух полых цилиндров 10 разного диаметра, приваренных к внешним фланцам таким образом, что между цилиндрами имеется межстеночное пространство, которое может использоваться или для охлаждения термостата внешней жидкостью, или как дополнительная вакуумная изоляция. Цилиндры и фланцы изготовлены из нержавеющей стали. Нижний фланец 8 служит для соединения термостата с генератором капель 1-7. С помощью верхнего фланца 9 термостат вместе с генератором герметически соединяется с верхним фланцем вакуумной камеры ВК. В

верхнем фланце термостата имеются два основных входных отверстия 12,13 и два дополнительных 14. Через входное отверстие 12 в термостат поступает теплоноситель, а через входное отверстие 13 осуществляется отвод теплоносителя из объёма генератора в байпасную линию БЛ. Для входа в межстеночное пространство используются дополнительные входы 14.

Основной нагрев теплоносителя происходит в основном термостате Т (рисунок 3.3). Максимальная температура теплоносителя на выходе из Т может достигать 400 К. Однако из-за теплотерь в дополнительный термостат Т1 и генератор капель Г теплоноситель поступает при более низкой температуре. Для дополнительного нагрева теплоносителя внутри термостата Т1 установлен дополнительный нагреватель. Теплоноситель через отверстие 12 попадает в Т1, нагревается нагревателем 11 и вытекает через сопла насадки 7 в вакуумную камеру. Теплообмен термостата с внешней средой осуществляется за счёт естественной конвекции.

Коэффициент теплоотдачи α при конвективном теплообмене вертикальной и горизонтальной стенок термостата с внешней средой может быть определён по следующей формуле [183]:

$$\alpha = Nu \cdot \lambda_T / L_{cm}, \quad (3.1)$$

где: Nu – число Нуссельта, λ_T – коэффициент теплопроводности, L_{cm} – длина стенки.

Число Нуссельта, в соответствии с [182], может быть найдено по следующей формуле:

$$Nu = C \cdot (Gr \cdot Pr)^n \cdot \varepsilon, \quad (3.2)$$

где: Gr – число Грасгофа; Pr – число Прандтля; C, n, ε – коэффициенты, определяемые видом пограничного слоя.

В соответствии с [182-184]:

$$Gr = (g \cdot \beta \cdot \Delta T \cdot L^3) / \nu^2; \quad (3.3)$$

$$Pr = \nu / a; \quad (3.4)$$



Рис. 3.4. Внешний вид дополнительного термостата и генератора монодисперсных капель

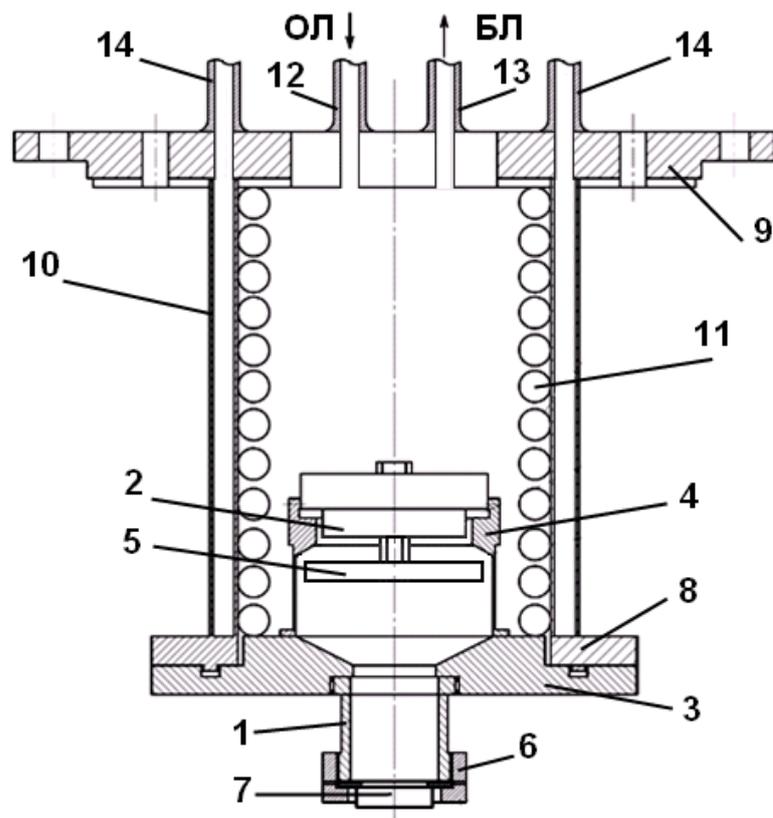


Рис. 3.5. Внутренняя часть термостата: 1-7– элементы генератора капель Г, 8-11– элементы дополнительного термостата Т1, 12 – вход теплоносителя из основной линии ОЛ, 13 – отвод теплоносителя в байпасную линию БЛ, 14 – вход в межстеночное пространство

$$\varepsilon = \left[1 + (1 + Pr^{-0,5})^2 \right]^{-0,25}, \quad (3.5)$$

где: g – ускорение свободного падения; β – коэффициент объёмного расширения; ΔT – разность температур между температурой стенки T_{cm} и температурой окружающей среды T ; ν – кинематическая вязкость воздуха; a – коэффициент температуропроводности.

Для ламинарного пограничного слоя необходимо выполнение следующего неравенства [183-185]:

$$Gr \cdot Pr = \frac{g \cdot \beta \cdot \Delta T \cdot L_{cm}^3}{\eta \cdot a} \leq 10^9. \quad (3.6)$$

Подставив в (3.6) $g = 9,8 \text{ м/с}^2$, $\Delta T = 73$ градуса, L_{cm} и значения η, a, β из [188], для вертикальной стенки получим:

$$Gr \cdot Pr = \frac{9,8 \cdot 3,33 \cdot 10^{-3} \cdot 73 \cdot 0,12^3}{15,8 \cdot 10^{-6} \cdot 22,5 \cdot 10^{-6}} = 3,2 \cdot 10^6. \quad (3.7)$$

Аналогично, для горизонтальной стенки:

$$Gr \cdot Pr = \frac{9,8 \cdot 3,33 \cdot 10^{-3} \cdot 73 \cdot 0,05^3}{15,8 \cdot 10^{-6} \cdot 22,5 \cdot 10^{-6}} = 2,62 \cdot 10^6. \quad (3.8)$$

Таким образом, и для вертикальной стенки, и для горизонтальной, пограничный слой является ламинарным.

В этом случае, в соответствии с [184,185], выражение (3.2) для вертикальной и горизонтальной стенки может быть записано в следующем виде:

$$Nu_{\text{вс}} = 0,8 \cdot (Gr \cdot Pr)^{0,25} \cdot \varepsilon; \quad (3.9)$$

$$Nu_{\text{зс}} = 0,5 \cdot (Gr \cdot Pr)^{0,25} \cdot \varepsilon. \quad (3.10)$$

Подставив в (3.9) значения из (3.7) и (3.5), а в (3.10) — из (3.8) и (3.5), получим:

$$Nu_{\text{вс}} = 21,75; \quad (3.11)$$

$$Nu_{\text{зс}} = 18,41. \quad (3.12)$$

С учётом λ_T из [188], (3.11) и (3.12), для коэффициента теплоотдачи вертикальной и горизонтальной стенок получим:

$$\alpha_{ec} = 4,79; \quad (3.13)$$

$$\alpha_{zc} = 4,86. \quad (3.14)$$

Значения коэффициентов теплоотдачи α_{ec} и α_{zc} были использованы при решении задачи о распределении температуры внутри термостата при различных расходах теплоносителя.

С этой целью, с помощью прикладного программного пакета «Phoenics» [186,187], численным методом решалось нестационарное трёхмерное уравнение теплопроводности в цилиндрических координатах. При расчётах использовалась реальная геометрия термостата и нагревателя. Высота термостата – 120 мм, ширина – 100 мм, диаметр входного отверстия термостата – 5 мм. На боковой поверхности термостата моделировался кольцеобразный нагреватель с температурой $T = 373 \text{ K}$. Коэффициенты теплоотдачи на внешних стенках определялись по формулам (3.13) и (3.14). Теплофизические свойства теплоносителя соответствовали свойствам вакуумного масла ВМ-1. Табличные данные по плотности, поверхностному натяжению и динамической вязкости вакуумного масла ВМ-1 из [188,189] с погрешностью $\pm 2\%$ аппроксимировались непрерывными функциями следующего вида:

$$\rho(T) = -0,613 \cdot T + 1060; \quad (3.15)$$

$$\sigma(T) = -0,126 \cdot T^{-3} + 0,076; \quad (3.16)$$

$$\eta(T) = 2,15 \cdot 10^{-8} \cdot e^{\frac{4842}{T}}, \quad (3.17)$$

где: $\rho(T)$ – плотность ($\text{кг}/\text{м}^3$), $\sigma(T)$ – поверхностное натяжение ($\text{Н}/\text{м}$), $\eta(T)$ – динамическая вязкость ($\text{Па} \cdot \text{с}$), T – температура (K).

Расчёты проводились для сопел выходной насадки разного диаметра и при различных скоростях истечения. Диаметр сопел D_N менялся от 50 мкм до 800 мкм, скорость истечения V_j — от 1 м/с до 10 м/с. Некоторые из полученных результатов представлены на рисунках 3.6 и 3.7. На рисунке 3.6 показано распределение температуры внутри термостата для разных выходных диаметров при постоянной скорости истечения $V_j = 2 \text{ м/с}$. На рисунке 3.7 —

распределение температуры внутри термостата при постоянном диаметре $D_N = 400$ мкм и различных скоростях истечения.

Из полученных результатов видно, что вследствие большой вязкости и малой теплопроводности вакуумного масла, между внешними стенками термостата и его осью имеется большой градиент температур. Однако, несмотря на это, использование термостата для дополнительного нагрева рабочей жидкости позволяет получать тонкие струи жидкости с температурой от 330 К до 400 К. Нагретая рабочая жидкость из термостата поступает в генератор монодисперсных капель.

В главе 1 раздел 1.3.3.2 приведены основные требования к параметрам капельных холодильников излучателей: количество капель в потоке от 10^5 и больше, диаметр капель $D_c > 50$ мкм, скорость V_c от 1 м/сек до 20 м/сек, Дополнительными требованиями к генератору являются: компактность конструкции, широкий диапазон рабочих частот, хорошая соосность между соседними выходными соплами насадки генератора, одинаковая амплитуда возбуждения для всех струй теплоносителя.

На основании требований к параметрам капельных холодильников излучателей и к конструкции генератора капель был разработан специальный генератор монодисперсных капель для капельных холодильников излучателей, работающих в диапазоне температур от 300 К до 400 К.

Требованиям компактности конструкции генератора и одинаковости амплитуд возбуждения для всех струй теплоносителя наиболее удовлетворяет способ передачи механических колебаний от системы возбуждения на рабочую жидкость через мембрану. Колебания мембраны приводят к появлению плоской волны давления внутри всего объёма генератора. Причём амплитуда волны давления в различных точках насадки одинакова.

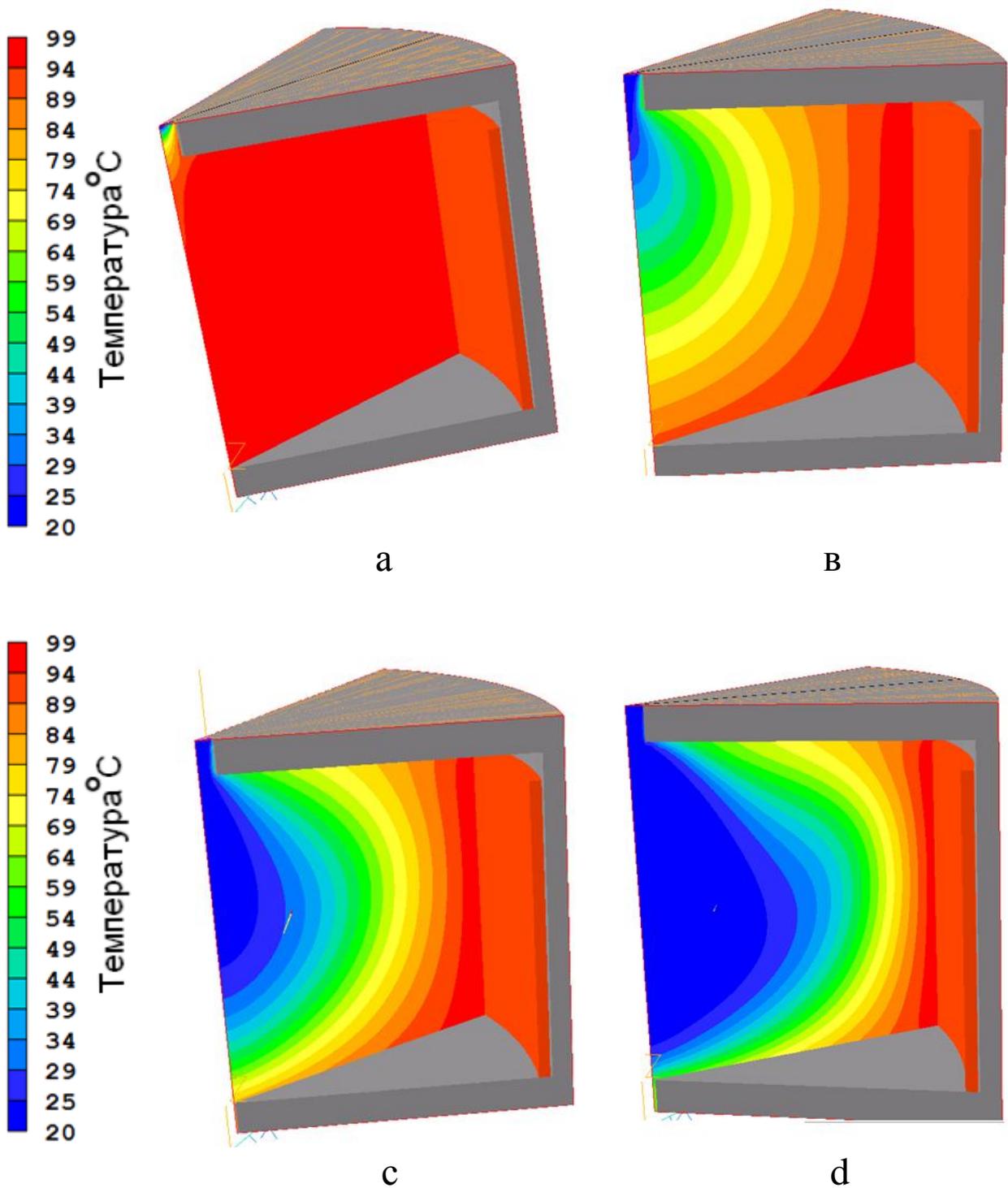


Рис. 3.6. Результаты расчёта распределения температуры внутри термостата при постоянной скорости истечения $V_j = 2 \text{ м/с}$ для разных выходных диаметров: а – $D_N = 50 \text{ мкм}$, $T_j = 373 \text{ К}$; б – $D_N = 200 \text{ мкм}$, $T_j = 362 \text{ К}$; с – $D_N = 400 \text{ мкм}$, $T_j = 356 \text{ К}$; д – $D_N = 800 \text{ мкм}$, $T_j = 342 \text{ К}$

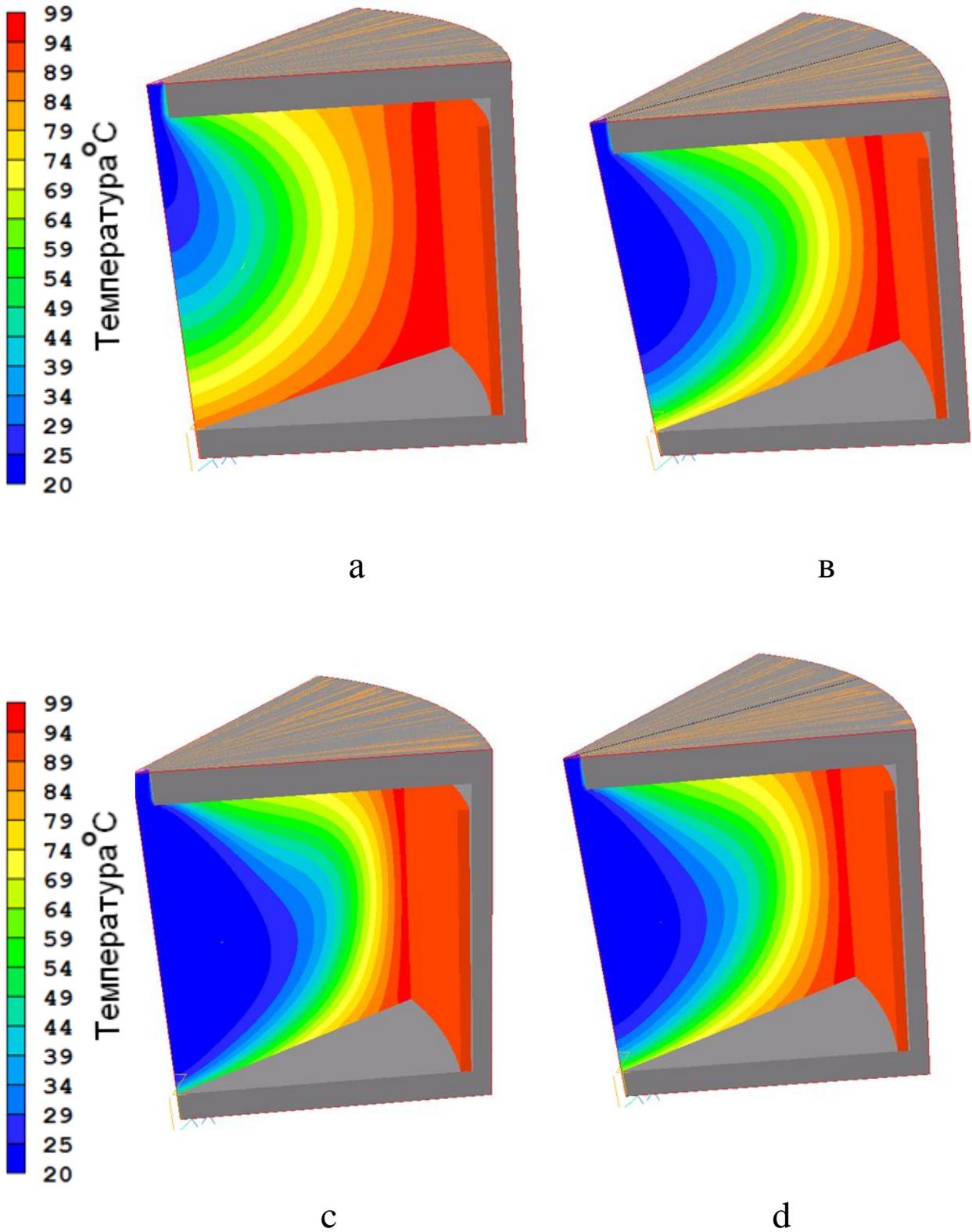


Рис. 3.7. Результаты расчёта распределения температуры внутри термостата при постоянном выходном диаметре насадки $D_N = 400 \text{ мкм}$ и различных скоростях истечения: а – $V_j = 1 \text{ м/с}$, $T_j = 358 \text{ К}$; б – $V_j = 3 \text{ м/с}$, $T_j = 348 \text{ К}$; с – $V_j = 5 \text{ м/с}$, $T_j = 345 \text{ К}$; д – $V_j = 10 \text{ м/с}$, $T_j = 333 \text{ К}$

Как следствие этого, амплитуда начального возбуждения для всех струй теплоносителя будет одинакова, и все струи при определённой частоте возбуждения будут распадаться на одинаковые капли.

В качестве системы возбуждения была выбрана пьезоэлектрическая система возбуждения. Основанием для такого выбора послужил анализ литературы [190-193] и предварительные эксперименты. По сравнению с другими системами возбуждения, пьезоэлектрические системы обладают более высоким коэффициентом полезного действия, более высокой стабильностью характеристик, лучшей компактностью и широким диапазоном рабочих частот. Внешний вид генератора и отдельные его элементы представлены на рисунках 3.5 и 3.8. Корпус генератора 1 изготовлен из нержавеющей стали. Нижний фланец 3 служит для соединения генератора с термостатом. К верхнему фланцу 4 крепится система возбуждения 2 и мембрана 5. К нижней части генератора с помощью накидной гайки 6 крепится насадка 7 с сопловыми отверстиями. Работа генератора основана на методе ВКРС.

На основании анализа имеющихся технологических возможностей были экспериментально протестированы различные технологии изготовления выходных сопел насадок. По результатам тестирования можно сделать следующие выводы:

1. Экспериментально установлено, что наилучшее качество внутренней поверхности сопловых каналов насадок обеспечивают только две технологии их изготовления: технология выдавливания отверстий профильными пуансонами и технология электроэрозии с предварительным продавливанием.

2. Для получения капельных потоков малой плотности с диаметром капель $D_c \leq 100$ мкм наиболее подходит технология изготовления насадок путём выдавливания. На рисунке 3.8а представлена насадка с одним отверстием в центре диаметром $D_N = 100$ мкм. На рисунке 3.8в — насадка с двадцатью четырьмя отверстиями диаметром $D_N = 40$ мкм, равномерно распределёнными по окружности на расстоянии 9 мм от центра. На рисунке 3.6с — насадка с двадцатью двумя отверстиями диаметром $D_N = 50$ мкм, располо-

женными в два ряда по 11 отверстий с расстоянием между отверстиями в каждом ряду и между рядами 2 мм. Основные достоинства технологии — высокое качество каналов истечения насадки и хорошая воспроизводимость выходных диаметров каналов истечения. Однако при больших геометрических размерах насадок у струй, расположенных на границах насадки, возможно существенное угловое отклонение от оси генератора.

3. Для получения капельных потоков большой плотности с диаметром капель $D_c \geq 100$ мкм наиболее подходит технология изготовления насадок с помощью электроэрозии с предварительным выдавливанием. На рисунке 3.8 d,e представлен внешний вид и разрез выходной части одной из насадок, изготовленной по технологии электроэрозии, с равномерно расположенными по поверхности 208 отверстиями диаметром $D_N = 200$ мкм. Расстояние между отверстиями 2 мм. Основные достоинства технологии — высокое качество каналов истечения и хорошая соосность струй не только друг с другом, но и с осью генератора, недостатки — сложность и необходимость отбраковки большого количества насадок.

Оценка качества изготовления насадок определялась по совпадению осей струй с осью генератора. Отбирались только те насадки, которые удовлетворяли требуемым параметрам по геометрии отверстия и обладали угловым отклонением осей струй от оси генератора, меньшим погрешности измерения углового отклонения оси струи. Для определения угловых отклонений осей струй от оси генератора использовалась методика, основанная на обработке видеоизображений струй и генератора капель. Подробное описание методики и программы обработки видеоизображений приведено в главе 2, разделах 2.2 и 2.3. При оценке качества изготовления насадок максимальный размер изображения определялся размером матрицы цифровой камеры и был равен 6 мм. В соответствии с (2.14), в этом случае погрешность измерения углового отклонения не превышала 0,0005 рад.

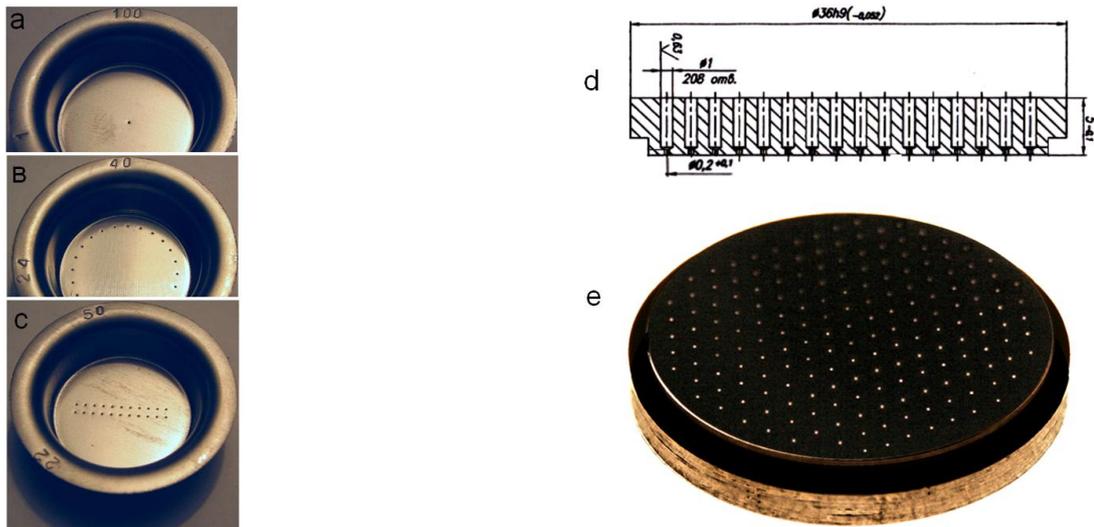


Рис. 3.8. Внешний вид насадок: а, в, с – насадки, изготовленные по технологии выдавливания; d, e – внешний вид и разрез выходной часть насадки, изготовленной по технологии электроэрозии

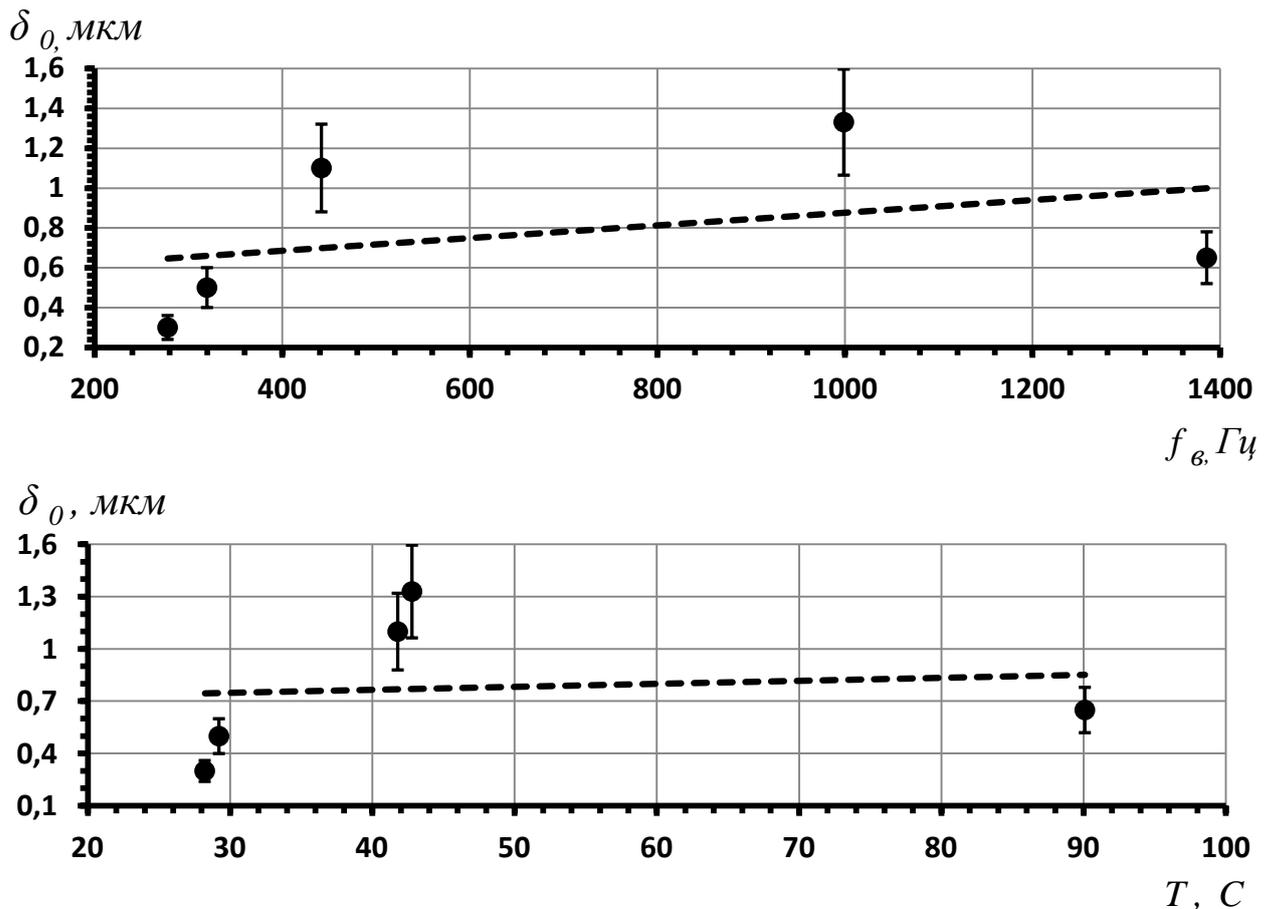


Рис. 3.9. Влияние на амплитуду начального возмущения δ_0 частоты внешнего возбуждения f_v и рабочей температуры T : ● – экспериментальные результаты, – – аппроксимационная кривая

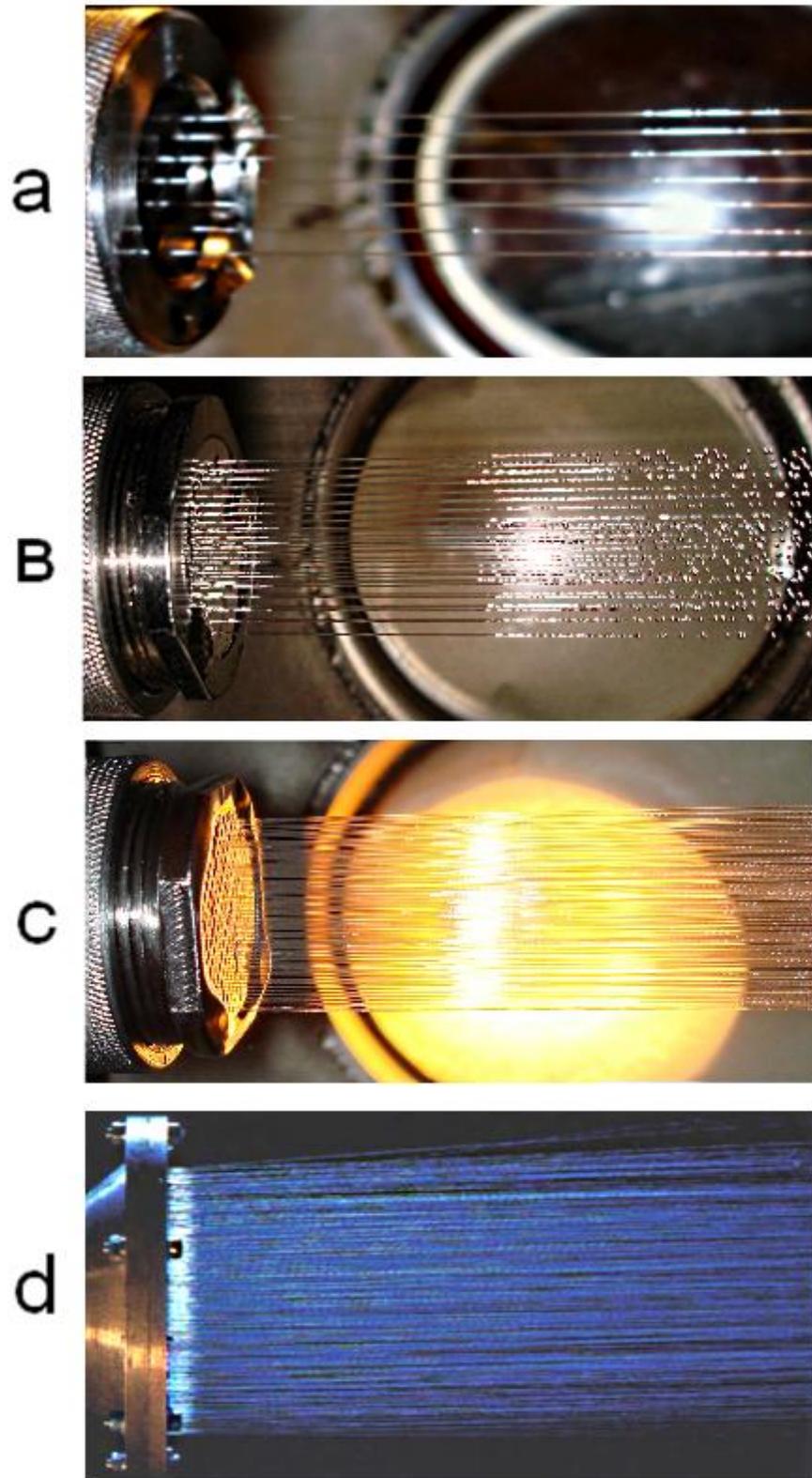


Рис. 3.10. Результаты экспериментов по получению потоков большой плотности: а – поток из 7 струй, в – поток из 47 струй, с – поток из 208 струй, d – поток из 613 струй из работы Брена [194]

Отобранные насадки использовались в экспериментах по получению потоков большой плотности. Впервые с помощью разработанного генератора монодисперсных капель были получены потоки из 208 струй диаметром $D_j=200$ мкм с угловым отклонением осей струй, не превышающим $0,0005$ рад. В качестве рабочей жидкости использовалось вакуумное масло ВМ-1. На рисунке 3.10а представлен поток, полученный при использовании насадки с равномерно расположенными по поверхности семью параллельными сопловыми отверстиями диаметром $D_N = 200$ мкм. Расстояние между отверстиями 2 мм. На рисунке 3.8в — поток, полученный при использовании насадки с равномерно расположенными по поверхности 47 параллельными сопловыми отверстиями диаметром $D_N = 200$ мкм. Расстояние между отверстиями 2 мм. На рисунке 3.8с — поток, полученный при использовании насадки с равномерно расположенными по поверхности 208 отверстиями диаметром $D_N = 200$ мкм. Расстояние между отверстиями 2 мм. Угловое отклонение осей струй для всех насадок не превышает $0,0005$ рад.

Для сравнения на рисунке 3.8d представлены результаты из работы Брена [194], полученные для насадки с равномерно расположенными по поверхности 613 параллельными сопловыми отверстиями диаметром $D_N=76$ мкм. В качестве рабочей жидкости использовалась вода. К сожалению, автором не указан ни материал, ни методика изготовления насадки. В силу этого, сравнение полученных им результатов с нашими экспериментальными данными крайне затруднительно. Однако из рисунка видно, что угловое отклонение осей струй значительно превышает полученные нами результаты. Особенно хорошо это видно для струй, истекающих из крайних сопел насадки.

Качество работы генераторов монодисперсных капель определяется амплитудно-частотной характеристикой. К сожалению, работ, посвящённых исследованию амплитудно-частотных характеристик генераторов монодисперсных капель, недостаточно [97,195,196]. Из представленных в этих работах результатов можно сделать вывод, что амплитудно-частотные характе-

ристики генераторов являются нелинейными и зависят от конкретной конструкции генератора и рабочей температуры.

Впервые для генератора монодисперсных капель, разработанного для капельных холодильников излучателей, были проведены экспериментальные исследования влияния высоких температур на амплитудно-частотную характеристику генератора. Исследовалось влияние на амплитуду начального возмущения δ_0 частоты внешнего возбуждения f_e и рабочей температуры. Подробное описание методики определения δ_0 приведено в главе 2, разделе 2.2.2.3.

Эксперименты проводились со струями вакуумного масла VM-1 при температурах от 300 K до 400 K. Диаметр струй D_j менялся от 200 мкм до 600 мкм, а скорости V_j — от 3 м/сек до 20 м/сек. В ходе экспериментов было получено, что при изменении частоты f_e от 200 Гц до 2000 Гц амплитуда δ_0 возрастает на 30-40 %, а при изменении температуры от 300 K до 400 K амплитуда δ_0 возрастает на 10 %. Результаты экспериментов представлены на рисунке 3.9. Установлено, что в генераторах этого типа только 30 % амплитуды колебаний пьезоэлементов преобразуется в амплитуду начального возмущения.

Многочисленные эксперименты показали, что разработанный генератор при высоких температурах может работать в течение длительного времени, сохраняя стабильными свои характеристики. Эксперименты проводились при температурах от 330 K до 400 K. Длительность каждого эксперимента составляла примерно восемь часов.

3.1.3. Измерительная система

Контроль процесса получения капиллярных струй и капель, обработка показаний датчиков от различных систем установки, визуализация всей полученной информации и управление системами экспериментальной установки осуществляются в режиме «on line» с помощью автоматизированной сис-

темы управления и контроля ИС. Подробное расположение элементов системы представлено на рисунке 3.2.

Температура теплоносителя внутри дополнительного термостата Т1 и в генераторе контролируется с помощью двух термометров сопротивления Тд. Первый термометр установлен внутри дополнительного термостата, а второй находится непосредственно вблизи места истечения теплоносителя из отверстия насадки. С выхода термометров сигналы сначала поступают на вход блока измерения температуры, а затем записывается в память ЭВМ. В качестве термометров сопротивления используются платиновые терморезисторы ТСП/1-1088. Диапазон измеряемых температур от -200°C до $+500^{\circ}\text{C}$. Погрешность измерения температуры меньше 1% ($\pm 0,7^{\circ}\text{C}$).

Для контроля давления используется датчик давления Р типа SML фирмы «NAGANO». Диапазон измеряемых давлений до $2,5 \text{ атм}$. Погрешность измерения давления $\pm 0,005 \text{ атм}$. С выхода датчика сигнал сначала поступает на вход блока измерения давления, а затем записывается в память ЭВМ.

Предельное остаточное давление вакуумных насосов и давление в вакуумной камере измеряется с помощью преобразователей ВЛ1 и ВЛ2, соединённых с вакуумметром ВИТ-2. Диапазон измеряемых ВИТ-2 давлений составляет $(0,133-13) \text{ Па}$. Относительная погрешность измерения давления $\pm 15\%$.

Обработка и визуализация информации от датчиков производится с помощью специальной программы.

Для фиксации процессов, происходящих при образовании капель, используются две цифровые видеокамеры СК типа PCO-PixelFly фирмы «Pro.imaging», расположенные под углом девяносто градусов друг к другу, и система подсветки, состоящая из двух строботометров СТ-МЭИ. Расположение камер и элементов системы подсветки представлено на рисунках 3.11 и 3.12. Одна из камер фиксирует характеристики ВКРС и монодисперсных капель в плоскости X, другая — в плоскости Y. Камера, фиксирующая характеристики ВКРС в плоскости Y закреплена на катетометре типа В630 и

может перемещаться в вертикальной плоскости. Благодаря этому можно определять характеристики капельных потоков не только в точке распада струй на капли, но и на значительном расстоянии от точки распада. Последнее крайне важно при исследовании устойчивости капельных потоков. Погрешность определения линейных размеров составляет ± 10 мкм.

Цифровые камеры используются не только для фиксации процессов, происходящих при образовании капель, но и для определения следующих величин: скорости струи V_j , длины нераспавшейся части струи L_j , диаметра струи D_j и диаметра капель D_c . Подробное описание методики и программы по определению основных параметров ВКРС дано в главе 2, разделах 2.2 и 2.3.

Система подсветки состоит из двух импульсных источников света (строботахометры СТ-МЭИ). Одновременный запуск камер и источников света осуществляется блоком согласования частот ДСч с частотой, синхронной частоте сигнала, подаваемого на генератор капель от генератора ГЗ-56/1. Для определения частоты каплеобразования используются лазер ЛГ 52/3 и фотоумножитель ФЭУ.

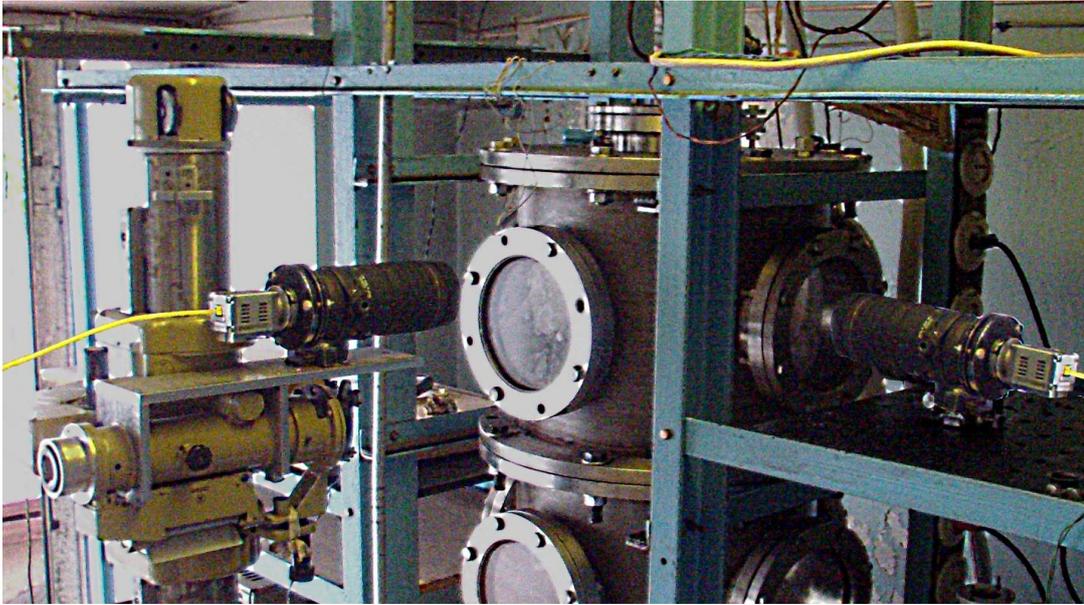


Рис. 3.11. Расположение камер и элементов системы подсветки

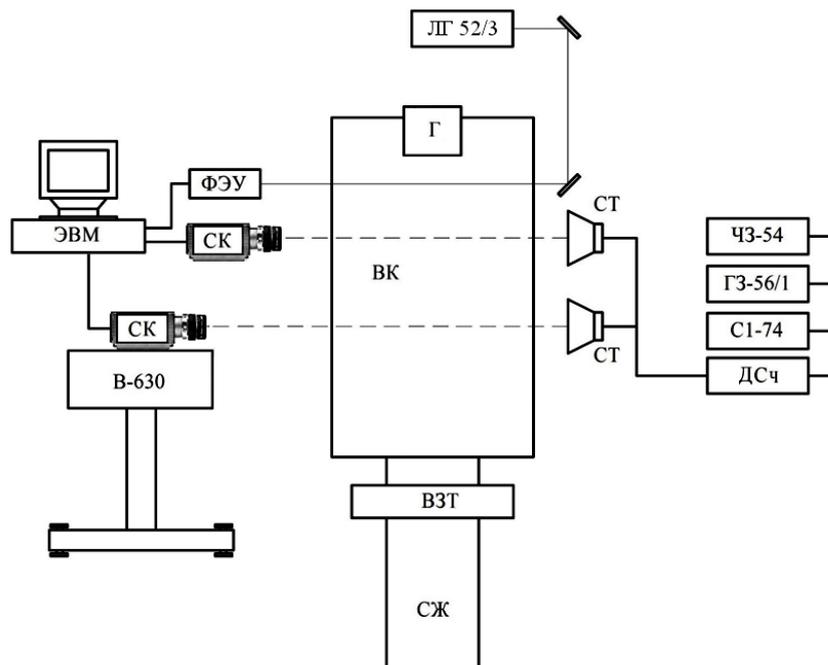


Рис. 3.12. Расположение элементов измерительной системы для определения характеристик распада: ДСч – делитель счётчиковый типа ИКЗ -15, ЛГ-52/3 – лазер, ГЗ-56/1 – генератор гармонического сигнала, С1-74 – осциллограф, ЧЗ-54–частотомер, ФЭУ – фотоумножитель, ЭВМ – электронно-вычислительная машина, СТ – строботахометр, СК – цифровые видеокамеры, В-630 – катетометр

3.2. Исследование характеристик переходных режимов

При создании КХИ возникает ряд новых технических проблем, связанных со спецификой движения космических аппаратов в условиях вакуума и отсутствия сил тяжести. Одна из наиболее важных — проблема влияния на стабильность капельного потока нестационарных режимов работы КХИ.

К нестационарным режимам работы КХИ относятся: режим начального пуска и режимы, при которых космический аппарат переходит с одной орбиты на другую. Эксперименты на космической станции «Мир» [150-152] показали, что в нестационарных режимах возможен как переход струйного режима в капельный, так и переход капельного режима в струйный. В результате растекания теплоносителя по внешней поверхности насадки генератора капля, струи теплоносителя становятся нестабильными, капельный поток разрушается, и большая часть теплоносителя не доходит до коллектора.

Исследованию капельного режима истечения и переходу капельного режима в струйный посвящён ряд экспериментальных и теоретических работ [197-204].

На основании проведённых исследований было установлено, что существует некоторое критическое давление $P_{кр}$, начиная с которого капля, висятая на выходном сопле капиллярной насадки, теряет устойчивость и отрывается от сопла. Величину $P_{кр}$ можно приближённо найти по следующей формуле:

$$P_{кр} \approx \frac{2 \cdot \sigma}{R_N}, \quad (3.18)$$

где: σ – поверхностное натяжение, R_N – радиус насадки.

При увеличении давления выше $P_{кр}$ частота отрывающихся капель возрастает, перемычки между соседними каплями перестают разрываться и при достижении некоторого давления P происходит переход от капельного режима к струйному режиму. Начиная с этого давления, становится возможным так называемый рэлеевский распад струи, при котором струя становится

чувствительной к осесимметричным внешним возмущениям и может распадаться на одинаковые монодисперсные капли. В работе Лина и Рейца [204] показано, что для начала рэлеевского распада необходимо равенство статического давления внутри капли и динамического давления.

Статическое давление определяется силами поверхностного натяжения и может быть найдено по формуле:

$$P_{ст} = \frac{2 \cdot \sigma}{R_j}. \quad (3.19)$$

Динамическое давление связано со скоростью жидкости соотношением:

$$P_v = \frac{\rho \cdot V_j^2}{2}. \quad (3.20)$$

Равенство статического и динамического давлений означает:

$$\frac{P_{ст}}{P_v} = \frac{4 \cdot \sigma}{R_j \cdot \rho \cdot V_j^2} = \frac{4}{We} = 1, \quad (3.21)$$

где: $We = \frac{\rho \cdot R_j \cdot V_j^2}{\sigma}$ – число Вебера.

Из (3.21) следует, что началу области рэлеевского распада соответствует $We_{кр} = 4$. При $We_{кр} > 4$ динамическое давление преобладает над статическим, струя становится чувствительной к осесимметричным внешним возмущениям и может распадаться на одинаковые монодисперсные капли.

Экспериментальных работ по исследованию капельного режима и перехода капельного режима в струйный крайне мало. Среди наиболее значимых можно отметить работы [197-199], в которых изучался капельный распад следующих вязких жидкостей: раствора глюкозы, ртути, автола, глицерина, дизельного топлива. Результаты экспериментальных исследований в переменных Oh и Re представлены на рисунке 3.13. Хорошо видно, что для малых скоростей капельных потоков (малые числа Re) и больших вязкостей рабочих жидкостей (большие числа Oh) экспериментальные результаты отсутствуют. Однако для капельных холодильников излучателей область малых скоростей является крайне интересной. Чем меньше скорость капельных

потоков, тем больше тепла на той же пролётной базе можно сбросить.

Одной из целей данной работы является исследование проблем получения стабильных капельных потоков с минимальным разбросом по скорости и размерам капель применительно к задаче создания нового вида космических теплообменников – капельных холодильников излучателей.

В силу сильного влияния на стабильность капельного потока нестационарных режимов работы КХИ и недостаточной изученностью этой проблемы были проведены дополнительные экспериментальные исследования.

3.2.1. Переходный режим от капельного к струйному

Экспериментальные исследования проводились на установке, подробно описанной в главе 3, разделе 3.1.

В экспериментах изучалось влияние на начальный запуск генератора капель и на характеристики режима перехода от капельного к струйному следующих параметров: температуры рабочей жидкости, скорости истечения и выходных диаметров сопел насадки. Исследуемая область в переменных Oh и Re представлена на рисунке 3.13.

Эксперименты проводились следующим образом. Рабочая жидкость из основной ёмкости P под действием избыточного давления подавалась в термостаты T и $T1$. После нагрева в термостатах рабочая жидкость поступала в генератор монодисперсных капель (рисунки 3.2 и 3.3). Использование для нагрева основного и дополнительного термостатов позволило получать рабочую жидкость со стабильной температурой до 400 K . В качестве рабочей жидкости использовалось вакуумное масло ВМ-1.

При изменении температуры от 293 K до 400 K теплофизические параметры ВМ-1 изменялись следующим образом: динамическая вязкость η от $0,3\text{ Па}\cdot\text{с}$ до $0,004\text{ Па}\cdot\text{с}$, плотность ρ от 880 кг/м^3 до 815 кг/м^3 , поверхностное натяжение σ от $0,039\text{ Н/м}$ до $0,025\text{ Н/м}$.

В экспериментах по исследованию прямого режима перехода, при фиксированной температуре внутри генератора капель, с помощью редуктора.

РД1, давление внутри генератора капле плавно увеличивалось. В результате, на поверхности выходной насадки сначала появлялись отдельные капли, а затем устойчивый капельный поток. При дальнейшем повышении давления капельный режим истечения сменялся струйным. В момент перехода капельного режима в струйный измерялись температура и давление внутри генератора капле. В качестве примера для насадки с диаметром выходного сопла 400 мкм на рисунке 3.14а,б представлена временная последовательность фаз перехода из капельного режима истечения в струйный.

В экспериментах по исследованию обратного режима перехода, при фиксированной температуре внутри генератора капле и струйном режиме истечения, давление внутри генератора капле с помощью редуктора РД1 плавно уменьшалось. В момент перехода струйного режима в капельный измерялись температура и давление внутри генератора капле. В качестве примера для насадки с диаметром выходного сопла 400 мкм на рисунке 3.14с представлена временная последовательность фаз перехода из струйного режима истечения в капельный.

Эксперименты проводились с насадками из нержавеющей стали с выходным диаметром сопел: 200 мкм, 250 мкм, 400 мкм и 500 мкм.

Для каждой выходной насадки при различных давлениях внутри генератора и различных температурах рабочей жидкости измерялся массовый расход рабочей жидкости. С этой целью рабочая жидкость собиралась в течение определённого времени в специальный пробозаборник, а затем взвешивалась с помощью лабораторных весов ВЛ-1.

Зная массовый расход, можно определить скорость истечения рабочей жидкости по следующей формуле:

$$V_j(P, D_N, T) = \frac{4 \cdot M}{t \cdot \rho(T) \cdot \pi \cdot D_N^2}, \quad (3.22)$$

где: M – масса рабочей жидкости, собранная за время t , $\rho(T)$ – плотность жидкости, D_N – выходной диаметр сопла насадки.

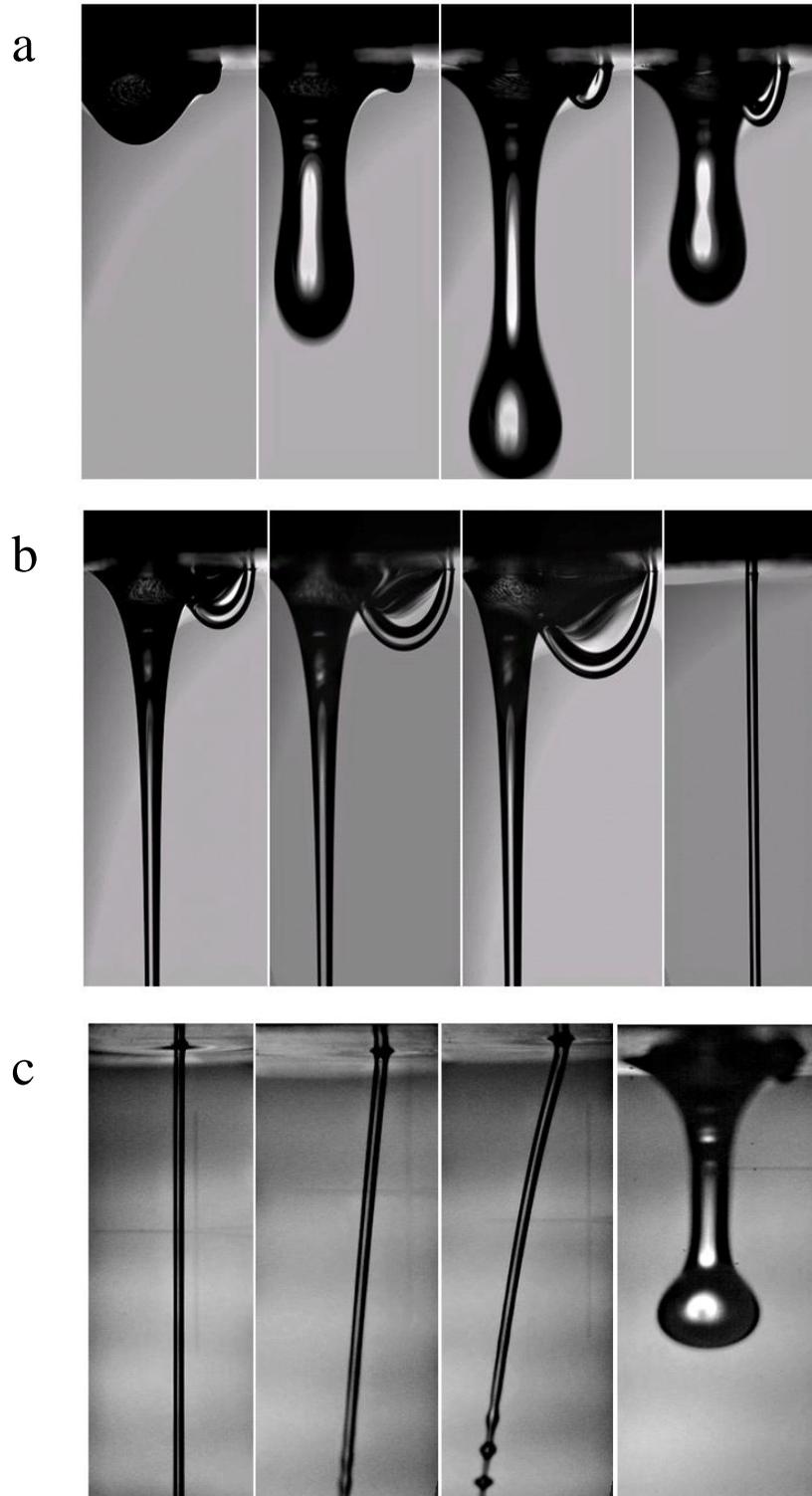


Рис.3.14. Временная последовательность фаз перехода из капельного режима истечения в струйный и из струйного режима в капельный для насадки с диаметром выходного сопла $D_N = 400$ мкм: а – капельный режим, б – переход из капельного режима истечения в струйный, с – переход из струйного режима истечения в капельный

Используя результаты расчётов по (3.22), для каждой выходной насадки были получены расходные характеристики следующего вида:

$$V_j = f(P, D_N, T). \quad (3.23)$$

Зная выходной диаметр сопла, давление и температуру внутри генератора капель, по (3.23) можно найти скорость истечения рабочей жидкости. Относительная погрешность определения скорости истечения по расходным характеристикам определяется относительной погрешностью измерения массового расхода и не превышает $\pm 2\%$.

Температура теплоносителя внутри дополнительного термостата и в генераторе контролировалась с помощью двух термометров сопротивления Тд. Первый термометр установлен внутри дополнительного термостата, а второй — непосредственно вблизи места истечения теплоносителя из отверстия насадки. В качестве термометров сопротивления использовались платиновые терморезисторы ТСП/1-1088, с погрешностью измерения температуры меньше 1% ($\pm 0,7^\circ\text{C}$). Для контроля давления — датчик давления Р типа SML фирмы «NAGANO», с погрешностью измерения давления $\pm 0,005 \text{ атм.}$ С выхода датчиков температуры и давления сигналы сначала поступали на вход блоков измерения давления и температуры, а затем записывались в память ЭВМ. Расположение датчиков давления и температуры и их связь с измерительной системой ИС представлены на рисунке 3.2. Обработка и визуализация информации от датчиков производилась с помощью специальной программы.

Наблюдение и фиксация момента перехода из одного режима истечения в другой осуществлялись с помощью двух цифровых видеокамер СК типа PCO-PixelFly фирмы «Pro.imaging», расположенных под углом девяносто градусов друг к другу, и системы подсветки, состоящей из двух стробоскопов СТ-МЭИ. Расположение камер и элементов системы подсветки представлено на рисунке 3.11. Подробное описание методики получения изображений дано в главе 2, разделах 2.2 и 2.3.

Результаты экспериментов приведены на рисунках 3.15-3.20.

На рисунке 3.15 для сопел с разным выходным диаметром D_N представлены температуры и давления, соответствующие прямому режиму перехода (от капельного к струйному) и обратному режиму перехода (от струйного к капельному). На этом же рисунке для сравнения представлена граница начала капельного режима, рассчитанная по (3.19). На рисунке 3.16 показаны температуры и разность давлений между давлением обратного режима перехода и давлением прямого режима перехода.

Те же самые экспериментальные результаты, но в переменных P (давление) и Oh (число Онезорге), представлены на рисунках 3.17 и 3.18. При переходе к переменной Oh были использованы формулы (3.15)-(3.17), связывающие вязкость, плотность и поверхностное натяжение с температурой рабочей жидкости. Погрешность определения числа Онезорге определяется погрешностью определения вязкости, плотности и поверхностного натяжения и не превышает $\pm 6\%$.

Полученные экспериментальные данные в диапазоне $0,1 < Oh < 1,7$ для прямого режима перехода (от капельного режима к струйному) $P \uparrow$, обратного режима перехода (от струйного режима к капельному) $P \downarrow$ и разности давлений $\Delta P \uparrow \downarrow$ удалось аппроксимировать следующими выражениями:

$$P \uparrow = 1,296 \cdot 10^{-9} \cdot D_j^{-2,38} \cdot Oh + 95 \cdot D_j + 0,05; \quad (3.24)$$

$$P \downarrow = 7,873 \cdot 10^{-9} \cdot D_j^{-2,1} \cdot Oh - 47,934 \cdot D_j + 0,118; \quad (3.25)$$

$$\Delta P \uparrow \downarrow = 1,14710^{-11} \cdot D_j^{-2,83} \cdot Oh + 2 \cdot 10^{-13} \cdot D_j^{-2,958}, \quad (3.26)$$

где: $P \uparrow$, $P \downarrow$ и $\Delta P \uparrow \downarrow$ – давления (атм), D_j – диаметр струи (м).

Относительное среднеквадратическое отклонение экспериментальных результатов от аппроксимационных кривых составило $\sigma \approx \pm 3\%$.

В качестве примера на рисунке 3.19 представлены экспериментальные результаты по изучению прямого режима перехода и обратного режима для сопла насадки с выходным диаметром $D_N = 400$ мкм в переменных Re и Oh . Скорость струи определялась по расходным характеристикам. Для сравнения

на этом же рисунке приведена граница начала области рэлеевского распада, соответствующая $We_{кр} = 4$. Видно, что в области малых чисел $Oh < 1$ и чисел $Re > 2$ (малая вязкость, малый диаметр струй и большие скорости) экспериментальные границы обоих переходов совпадают и достаточно хорошо согласуются с границей, соответствующей значению числа $We_{кр} = 4$. Отличие экспериментальной границы от $We_{кр} = 4$ не превышает 15 %.

Более подробно экспериментальные результаты для прямого и обратного режимов перехода в переменных $We/We_{кр}$ и Oh представлены на рисунке 3.20. Хорошо видно, что в области больших чисел $Oh > 1$ и чисел $Re < 2$ (большая вязкость, малый диаметр струй и малые скорости) границы начала области рэлеевского распада для обоих режимов перехода смещены в область больших чисел Вебера и по-разному зависят от числа We .

Для прямого перехода зависимость $We/We_{кр}$ от Oh может быть представлена в следующем виде:

$$We/We_{кр} = 1 + 0,6(Oh - 0,65)^{1,6} . \quad (3.27)$$

Для обратного перехода:

$$We/We_{кр} = 1 + 0,34(Oh - 0,65)^{1,6} . \quad (3.28)$$

Относительное среднеквадратическое отклонение экспериментальных результатов от аппроксимационных кривых $\sigma \approx \pm 2$ %.

С учётом того, что наиболее сильно изменение температуры влияет на изменение вязкости, на основе анализа полученных экспериментальных результатов можно сделать следующие выводы:

1. Общим для сопел с разными выходными диаметрами является превышение давления прямого режима перехода $P \uparrow$, (от капельного к струйному) над давлением обратного режима перехода $P \downarrow$ (от струйного к капельному).

2. Чем больше вязкость рабочей жидкости и, чем меньше диаметр выходного сопла, тем больше разность давления между обратным и прямым режимом перехода.

3. Для сопел с большим выходным диаметром при уменьшении вязкости разность давления между обратным и прямым режимом перехода быстро уменьшается до нуля. Для сопел с малым выходным диаметром эффект становится менее выражен и меньше зависит от вязкости, чем от диаметра сопла.

4. В области вязкостей $\eta < 0,02 \text{ Па}\cdot\text{с}$ экспериментально полученные границы прямого перехода и обратного перехода совпадают и достаточно хорошо согласуются с границей, соответствующей $We_{кр} = 4$. Однако в области больших вязкостей $0,02 \text{ Па}\cdot\text{с} < \eta < 0,3 \text{ Па}\cdot\text{с}$ и малых скоростей струй ($Oh > 1, Re < 2$) границы начала области рэлеевского распада для обоих режимов перехода смещены в область больших чисел Вебера и по-разному зависят от числа We .

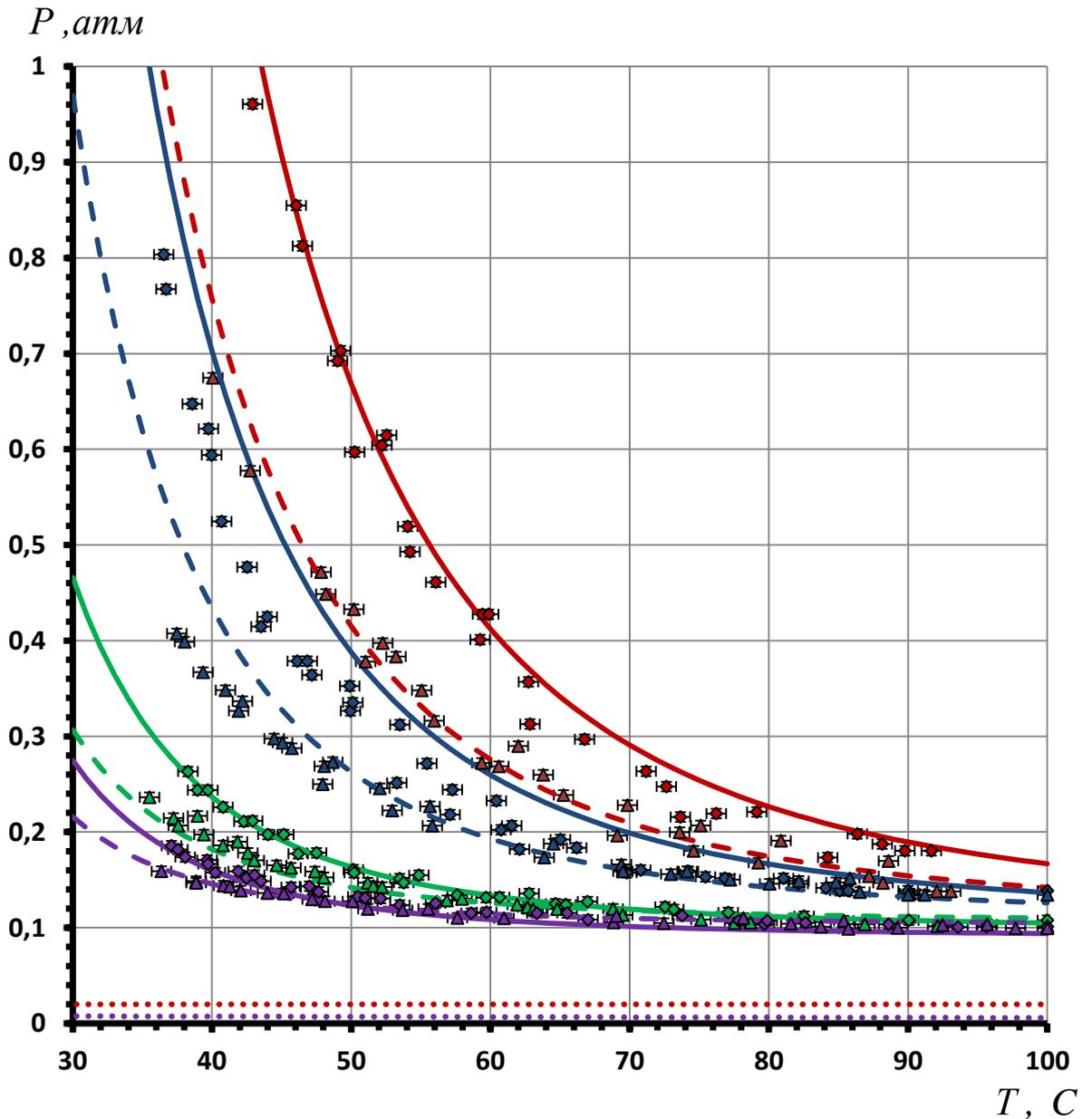


Рис.3.15. Температуры и давления, соответствующие прямому режиму перехода $P \uparrow$ и обратному режиму перехода $P \downarrow$

$D_N = 200$ мкм,	$P \uparrow$	◆ - exper. результаты	— - аппрокс. кривая
	$P \downarrow$	▲ - exper. результаты	- - - - - аппрокс. кривая
	 - граница начала капельного режима, рассчитанная по (3.19)	
$D_N = 250$ мкм,	$P \uparrow$	◆ - exper. результаты	— - аппрокс. кривая
	$P \downarrow$	▲ - exper. результаты	- - - - - аппрокс. кривая
$D_N = 400$ мкм,	$P \uparrow$	◆ - exper. результаты	— - аппрокс. кривая
	$P \downarrow$	▲ - exper. результаты	- - - - - аппрокс. кривая
$D_N = 500$ мкм,	$P \uparrow$	◆ - exper. результаты	— - аппрокс. кривая
	$P \downarrow$	▲ - exper. результаты	- - - - - аппрокс. кривая
	$P \downarrow$	▲ - exper. результаты	- - - - - аппрокс. кривая
	 - граница начала капельного режима, рассчитанная по (3.19)	

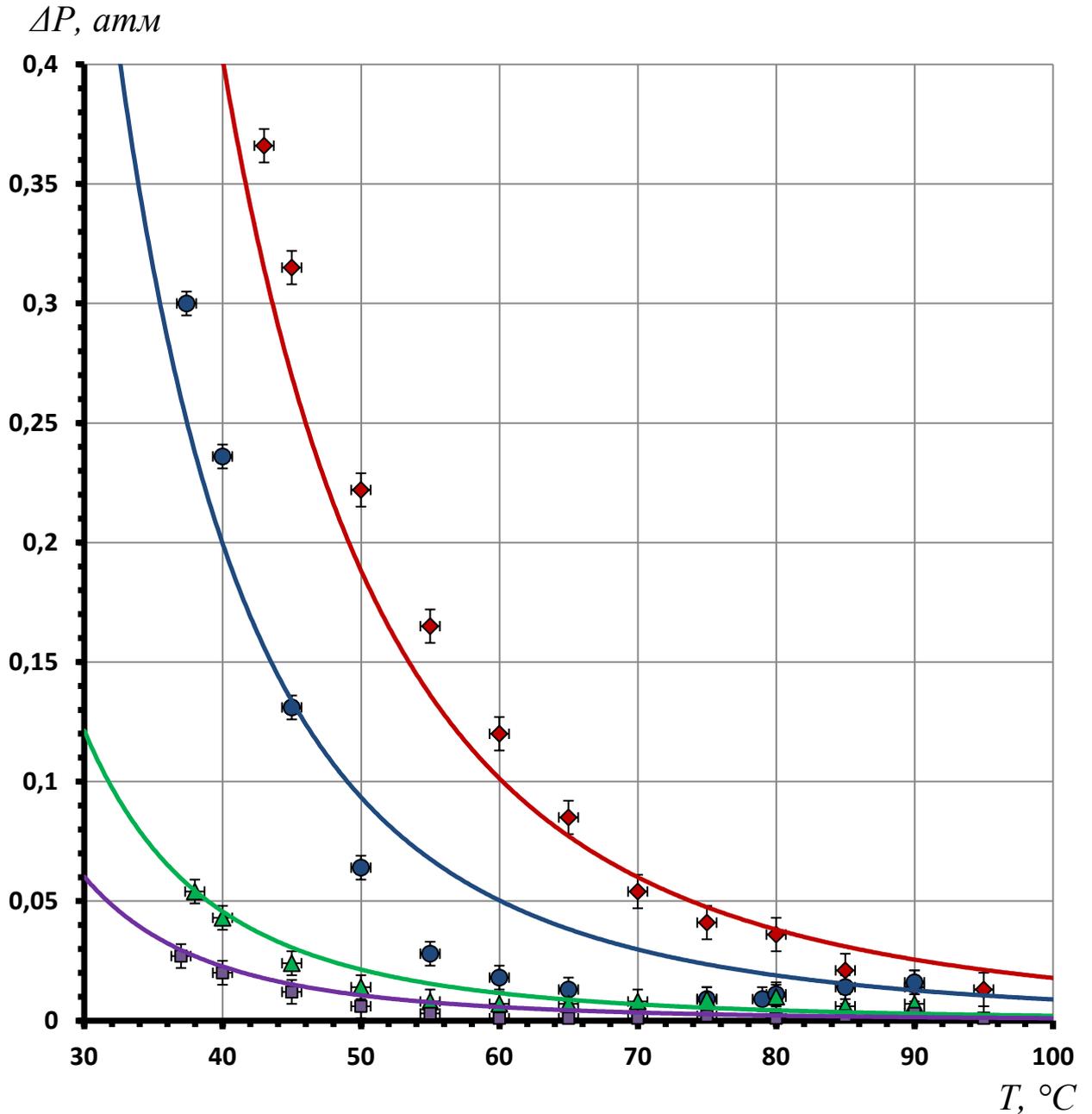


Рис.3.16. Температуры и разность давлений между давлением прямого режима перехода и давлением обратного режима перехода

$D_N = 200 \text{ мкм}, \Delta P_{\uparrow\downarrow}$	◆ - exper. результаты	— - аппрокс. кривая
$D_N = 250 \text{ мкм}, \Delta P_{\uparrow\downarrow}$	● - exper. результаты	— - аппрокс. кривая
$D_N = 400 \text{ мкм}, \Delta P_{\uparrow\downarrow}$	▲ - exper. результаты	— - аппрокс. кривая
$D_N = 500 \text{ мкм}, \Delta P_{\uparrow\downarrow}$	■ - exper. результаты	— - аппрокс. кривая

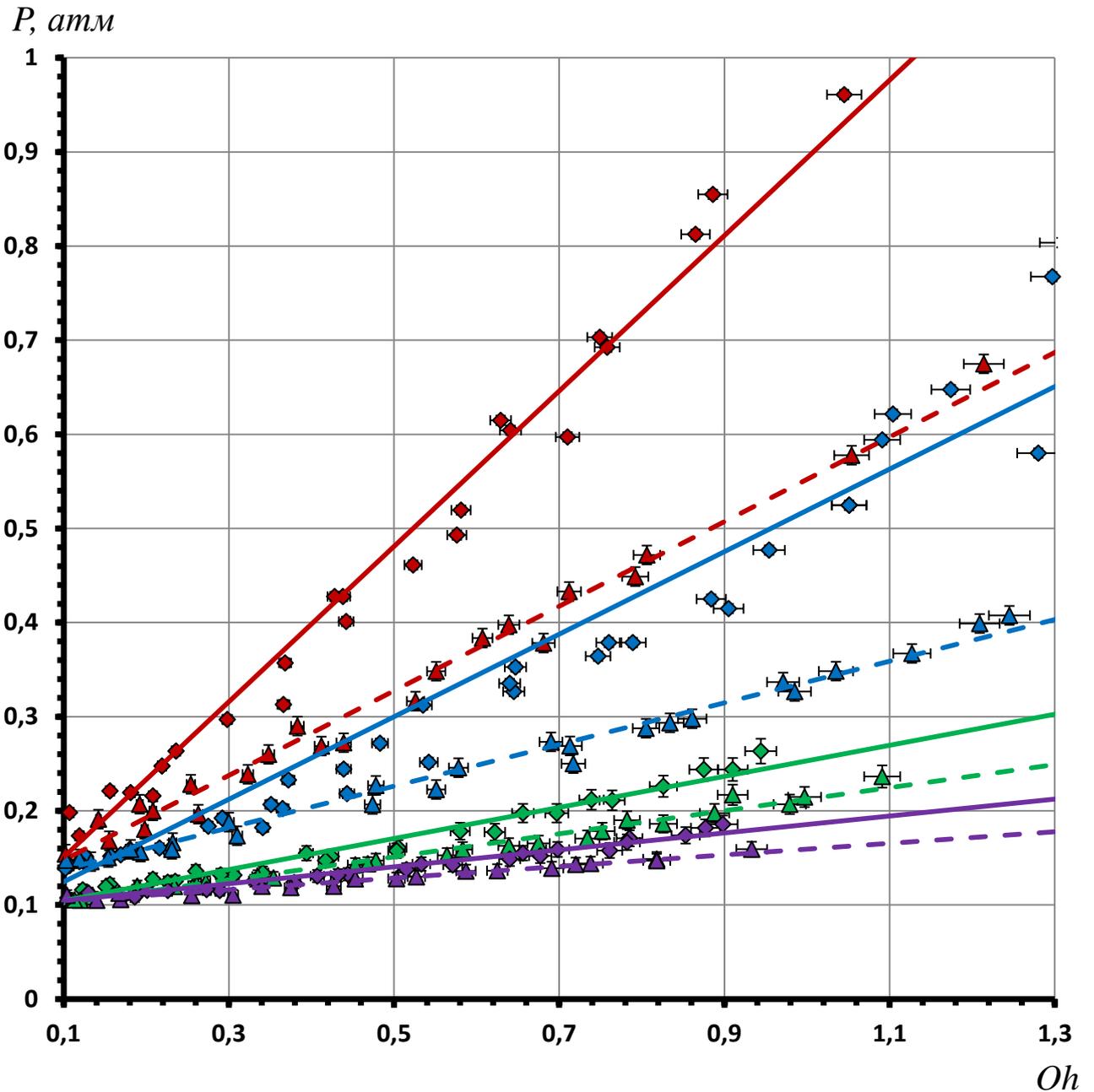


Рис. 3.17. Зависимость давления, соответствующего прямому режиму перехода P_{\uparrow} и обратному режиму перехода P_{\downarrow} , от числа Oh

$D_N = 200$ мкм, P_{\uparrow}	◆ - exper. результаты	— - аппрокс. кривая
P_{\downarrow}	▲ - exper. результаты	- - - аппрокс. кривая
$D_N = 250$ мкм, P_{\uparrow}	◆ - exper. результаты	— - аппрокс. кривая
P_{\downarrow}	▲ - exper. результаты	- - - аппрокс. кривая
$D_N = 400$ мкм, P_{\uparrow}	◆ - exper. результаты	— - аппрокс. кривая
P_{\downarrow}	▲ - exper. результаты	- - - аппрокс. кривая
$D_N = 500$ мкм, P_{\uparrow}	◆ - exper. результаты	— - аппрокс. кривая
P_{\downarrow}	▲ - exper. результаты	- - - аппрокс. кривая
P_{\downarrow}	▲ - exper. результаты	- - - аппрокс. кривая

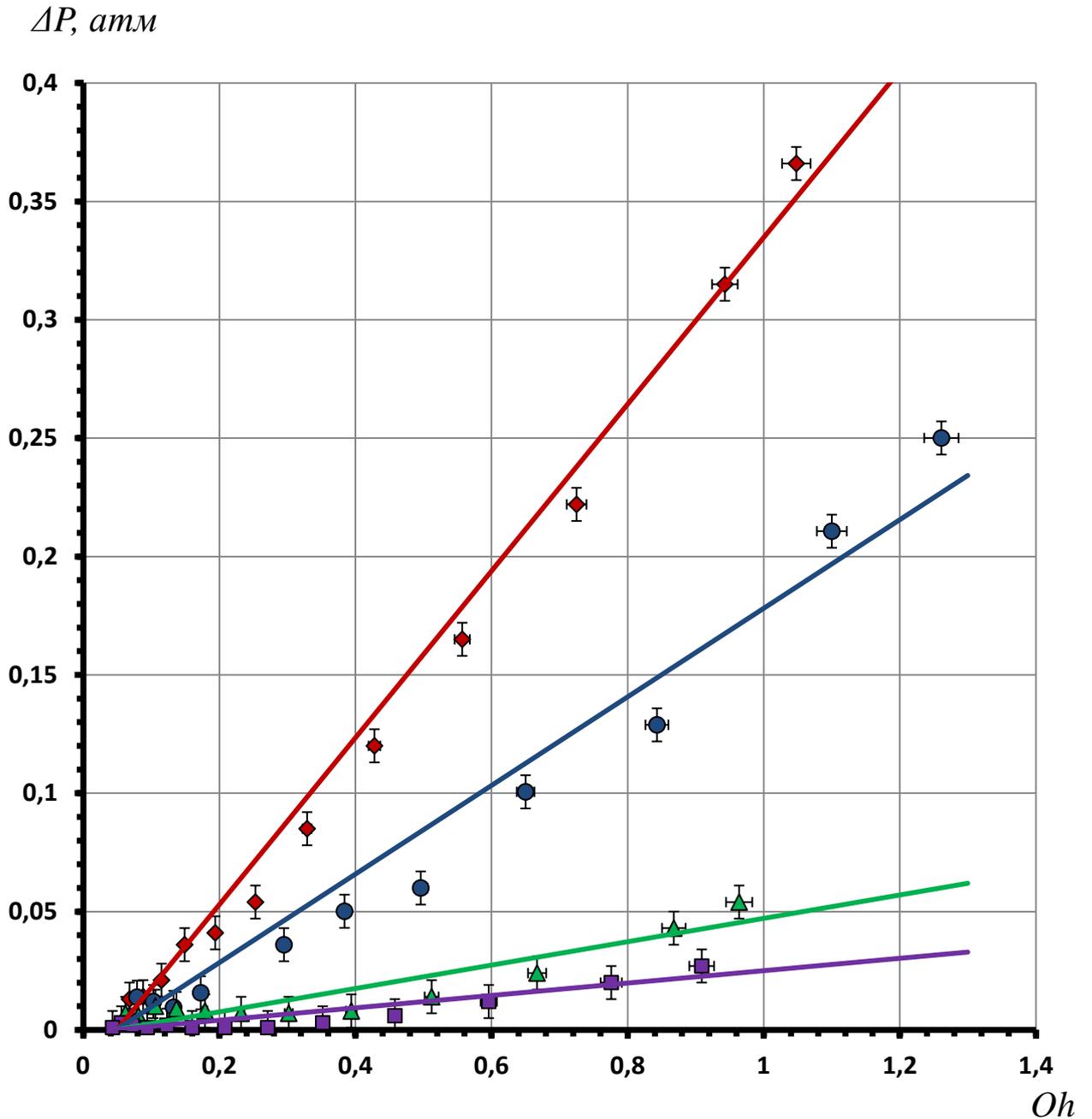


Рис. 3.18. Зависимость разности давлений между давлением прямого режима перехода и давлением обратного режима перехода от числа Oh

$D_N = 200 \text{ мкм}, \Delta P_{\uparrow\downarrow}$	◆ - exper. результаты	— - аппрокс. кривая
$D_N = 250 \text{ мкм}, \Delta P_{\uparrow\downarrow}$	● - exper. результаты	— - аппрокс. кривая
$D_N = 400 \text{ мкм}, \Delta P_{\uparrow\downarrow}$	▲ - exper. результаты	— - аппрокс. кривая
$D_N = 500 \text{ мкм}, \Delta P_{\uparrow\downarrow}$	■ - exper. результаты	— - аппрокс. кривая

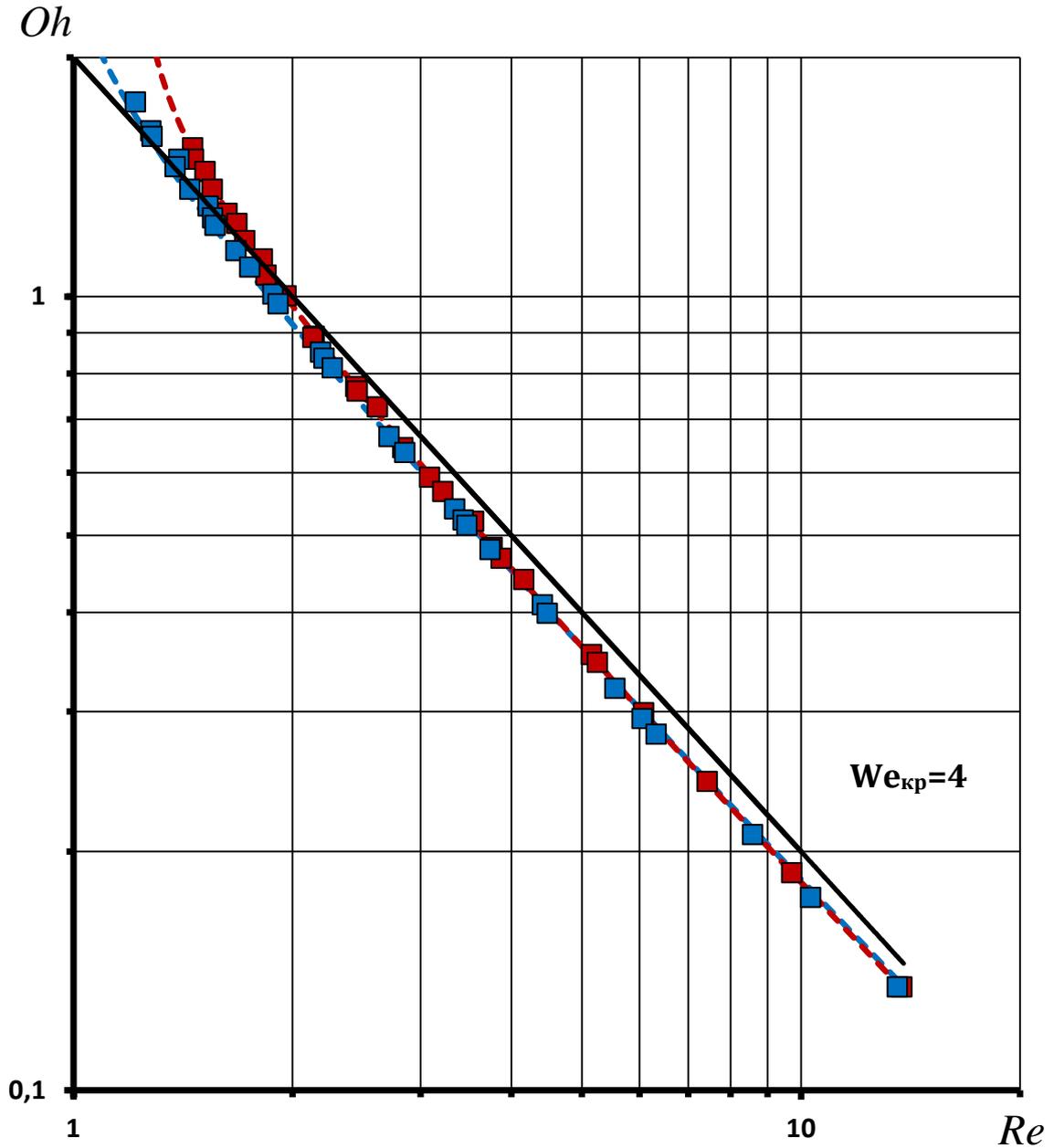


Рис. 3.19. Экспериментальные результаты по изучению прямого режима перехода и обратного режима перехода для сопла с выходным диаметром $D_N=400$ мкм в переменных Re и Oh

- - аппроксимационная кривая для прямого режима перехода
- - аппроксимационная кривая для обратного режима перехода
- - граница начала области рэлеевского распада $We_{кр}=4$

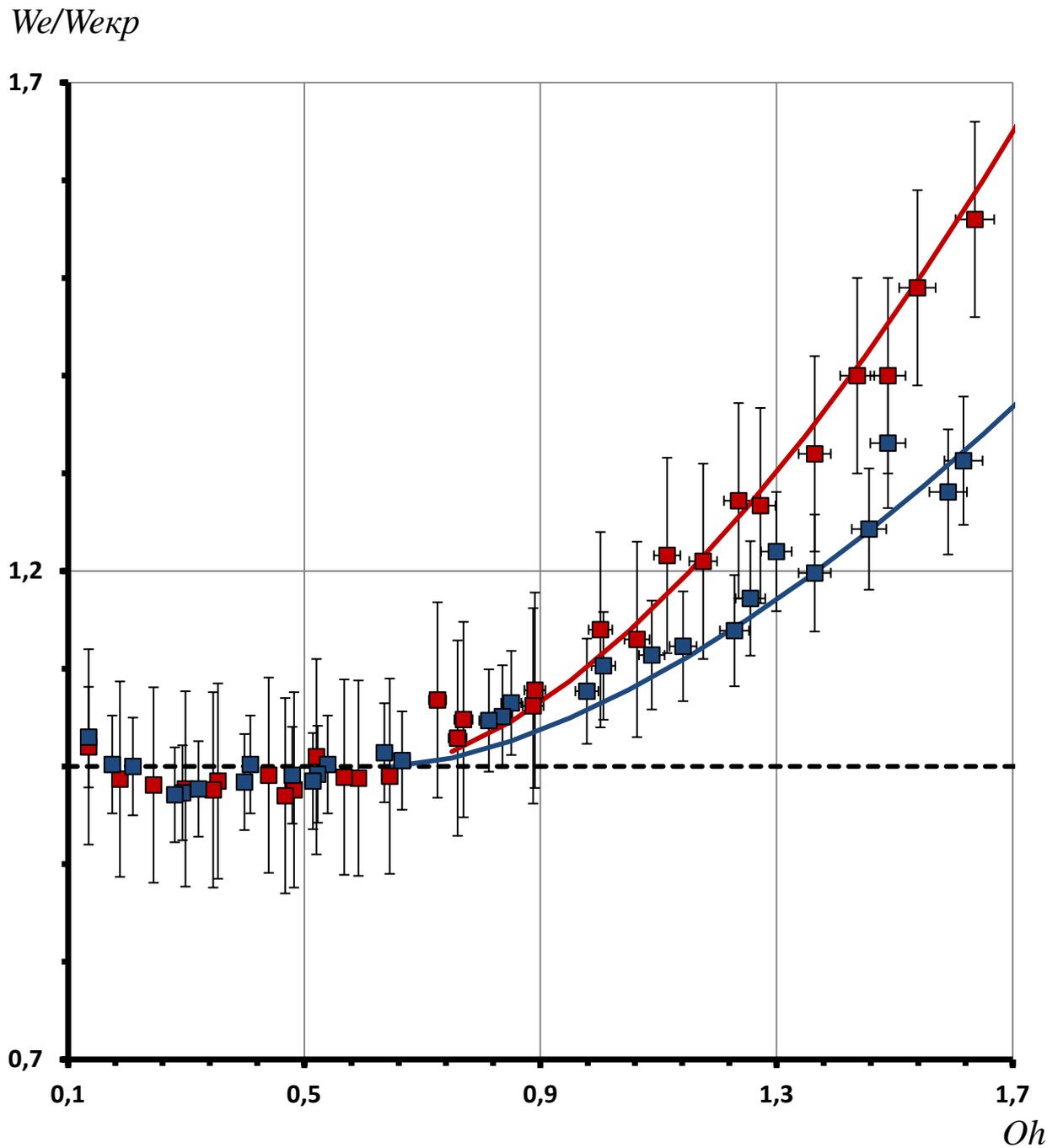


Рис. 3.20. Зависимость отношения $We/We_{кр}$ от Oh для прямого и обратного режимов перехода

$D_N = 400$ мкм, $P \uparrow$ ■ - exper. результаты — (красная) - аппрокс. кривая
 $P \downarrow$ ■ (синий) - exper. результаты — (синяя) - аппрокс. кривая

3.3. Капиллярный распад струй вязких жидкостей

В области рэлеевского распада ($We_{кр} > 4$) динамическое давление преобладает над статическим давлением, и струя, под действием осесимметричных внешних возмущений, может распадаться на монодисперсные капли.

В работах [204-206] показано, что струя достигает своей максимальной длины тогда, когда силы инерции со стороны окружающего газа составляют примерно 10% от сил поверхностного натяжения. С этого момента аэродинамические силы начинают оказывать всё большее и большее воздействие на струю. Область рэлеевского распада оканчивается, и струя становится чувствительной как к продольным, так и к поперечным возмущениям. В результате, длина струи начинает уменьшаться, и возрастает разброс по скоростям и диаметрам отрывающихся капель. Для невязких жидкостей верхней границе рэлеевского распада соответствует число Вебера для газа $We_g = 0,2$. Учёт сил вязкости, проделанный Стерлингом [57], показал, что для вязких жидкостей верхняя граница рэлеевского распада зависит от свойств жидкости и определяется числом Вебера $We = 6(1 + 1,87Oh^{1,6})$.

Наиболее полно классификация различных режимов распада струи на капли представлена в работе Лина и Рейца [204]. В соответствии с этой работой, границы области рэлеевского распада определяются следующим образом:

$$We_{кр} = 4 < We < We_g = \frac{\rho_g}{\rho} \cdot We = 0,2; \quad (3.29)$$

$$We_{кр} = 4 < We < 6 \cdot (1 + 1,87 \cdot Oh^{1,6}).$$

Подставив в (3.29) соответствующие значения для границ области рэлеевского распада слабовязких струй в воздухе при нормальных условиях можно получить следующую оценку: $4 < We < 200$.

Теоретическую основу генерации капель теплоносителя в области рэлеевского распада составляет теория Рэля-Вебера (глава 1, раздел 1.3.3.1).

В соответствии с этой теорией, жидкая струя неустойчива по отношению к осесимметричным возмущениям поверхности, возрастающим по за-

кону:

$$\delta(t) = \delta_0 \cdot e^{\gamma t}, \quad (3.30)$$

где: δ_0 – начальное возмущение, γ – инкремент неустойчивости.

Максимальная неустойчивость струи достигается при оптимальном волновом числе k_m и максимальном инкременте нарастания возмущения γ_m :

$$k_m = \left[2 \cdot (1 + 3 \cdot \eta \cdot (\sigma \cdot \rho \cdot D_j)^{-0.5}) \right]^{-0.5}; \quad (3.31)$$

$$\gamma_m = \left[\left(\frac{8 \cdot \rho \cdot R_j^3}{\sigma} \right)^{0.5} + \left(\frac{6 \cdot \eta \cdot R_j}{\sigma} \right) \right]^{-1}, \quad (3.32)$$

где: D_j – диаметр струи, D_c – диаметр капли, V_j – скорость струи, σ – поверхностное натяжение, R_j – радиус невозмущённой струи, ρ – плотность жидкости, η – вязкость.

При максимальной неустойчивости струи для расстояния между каплями l_c справедливо следующее соотношение:

$$l_c = \lambda \left[1 - \frac{2 \cdot \sigma}{\rho \cdot R_j \cdot V_j^2} \right] \approx 4,5 \cdot D_j \approx 2,2 \cdot D_c. \quad (3.33)$$

Экспериментально показано [123-125, 204-209], что для жидкостей с малой вязкостью $\eta < 0,01$ Па·с результаты экспериментов согласуются с результатами теории Рэлея-Вебера. Наиболее важные экспериментальные результаты, полученные в [172, 204-209], и области, в которых эти работы проводились, представлены на рисунке 3.13.

На том же рисунке в переменных Oh и Re представлены границы рэлеевского распада и рабочая область КХИ. Из рисунка видно, что рабочая область КХИ, соответствующая распаду жидкостей с большой вязкостью, исследована недостаточно.

Необходимо отметить, что линейная теория Рэлея-Вебера основана на независимой эволюции отдельных гармоник, составляющих начальный гармонический сигнал. Гармоники с волновыми числами $k > 1$ затухают, а гармоники с волновыми числами $0 < k < 1$ экспоненциально растут. В реальной

ситуации отдельные гармоники могут нелинейно взаимодействовать друг с другом. В результате, общий экспоненциальный рост может отсутствовать.

Кроме того, при изучении распада жидкостей с большой вязкостью в ряде работ [126-130] было обнаружено существенное отклонение экспериментальных данных от предсказаний теории Рэлея-Вебера. В частности, теория не в состоянии объяснить образование капель-спутников и сильное влияние вязкости на характеристики капиллярного распада. Возможным объяснением отклонения экспериментальных данных от предсказаний теории Рэлея-Вебера может служить влияние нелинейного взаимодействия гармоник друг на друга, не учитываемых теорией.

Количество работ, посвящённых нелинейному взаимодействию гармоник, немногочисленно. Среди теоретических работ можно отметить работы [210-216], а среди экспериментальных — [65,165,168,169, 195,217-219].

В [210-215] задача о нелинейной эволюции отдельных гармоник под действием капиллярных сил решалась как нелинейная двумерная задача с неопределёнными границами. В работе [216] с целью упрощения использовалось разложение гармоник в ряды Фурье с последующим численным интегрированием. Несмотря на разный подход к решению задачи о нелинейной эволюции гармоник вдоль струи, в работах был получен ряд важных результатов. Однако сравнение полученных расчётных результатов с экспериментальными крайне затруднительно.

В экспериментальных работах [168,169] эволюция гармоник на поверхности струи первоначально изучалась с помощью скоростной съёмки с последующей обработкой полученных изображений. Обнаружено, что основную роль в распаде струи на капли играют основная гармоника и две кратные.

Среди более поздних экспериментальных работ можно отметить работы [65,195,219], в которых для изучения эволюции гармоник использовался электронно-оптический метод. В экспериментах Хинга и Богуславского [65] распадающаяся струя освещалась гелий-неоновым лазером. С помощью лин-

зы увеличенное изображение струи фокусировалось на щель, расположенную перед фотоумножителем. В результате электрический сигнал на выходе фотоумножителя имел тот же спектральный состав, что и поверхность струи. Для анализа спектрального состава электрического сигнала использовался анализатор спектра.

Дальнейшее развитие эта методика получила в работах В. В. Блаженкова и В. Ф. Гунбина [195,219]. В этих работах для регистрации эволюции гармоник по поверхности струи применялся специально разработанный оптический многоканальный анализатор. Это позволило существенно повысить точность измерений.

Необходимо отметить, что почти все экспериментальные исследования проводились на струях воды или слабвязких растворах глицерина.

На основании результатов, полученных для воды и слабвязких растворов глицерина, можно выделить два основных режима распространения гармоник вдоль струи: режим малых амплитуд начального возбуждения (одномодовый режим) и режим больших амплитуд начального возбуждения (многомодовый режим).

В одномодовом режиме вклад в капиллярные поверхностные волны кратных гармоник значительно меньше вклада основной гармоники. Инкременты нарастания основной и первой гармоник экспоненциально растут от начала струи до места её распада. Для режима характерно наилучшее согласие экспериментальных результатов с результатами теории Рэлея-Вебера.

В многомодовом режиме возмущение по поверхности струи распространяется сложным образом. Для режима характерно то — с увеличением амплитуды начального возбуждения начало резкого роста волны возмущения смещается к месту истечения струи.

Таким образом, к настоящему моменту имеются экспериментальные результаты, которые не могут быть объяснены в рамках существующей теории Рэлея-Вебера. В силу этого, более подробное изучение нелинейных эффектов, влияющих на капиллярный распад вязких струй, крайне необходимо.

Изучение нелинейных эффектов ВКРС позволит определить границы применимости линейной теории для монодисперсного распада струй сильновязких жидкостей. Кроме того, это позволит определить величину основных параметров монодисперсного распада струй сильновязких жидкостей и возможную дисперсию капель по скорости и размерам. Точное знание этих параметров важно для получения максимального теплоотода и минимальных потерь теплоносителя капельной пленки.

3.3.1. Влияние вязкости на рост амплитуды возмущения

Первоначально были проведены предварительные качественные эксперименты по изучению влияния вязкости на рост амплитуды возмущения [127-130,181]. Результаты некоторых экспериментов представлены на рисунке 3.21. Из рисунка видно, что распад вязких жидкостей может быть похож на распад невязкой жидкости (рисунок 3.21.1-2), а может происходить с образованием перешейков (рисунок 3.21.3-9). Причём, чем больше вязкость жидкости, тем больше количество перешейков и тем длиннее нераспавшаяся часть струи (рисунок 3.21.7). В некоторых случаях наблюдается следующая картина распада: волна распространяется по струе как при регулярном распаде, но на некотором расстоянии от точки истечения струя начинает колебаться с частотой, отличающейся от частоты внешнего возмущения (рисунок 3.21.10-11). Такой режим распада жидких струй впервые был описан в [128,129] и получил название переходного режима. Режим характерен для капиллярного распада струй с большой вязкостью и не наблюдается для маловязких струй.

Многочисленные предварительные эксперименты показали, что капиллярный распад вязких струй является достаточно сложным явлением. На основе анализа экспериментальных результатов можно выделить два основных процесса, приводящих к распаду струй вязких жидкостей.

Для первого процесса характерен монотонный рост амплитуды возмущения. Длина нераспавшейся части струи L_j определяется моментом дости-

жения амплитудой возмущения значения равного радиусу струи. Влияние вязкости на инкремент неустойчивости γ и на максимальное волновое число k_m соответствует теории Рэлея-Вебера.

Второй процесс связан с наличием сил, препятствующих распаду струи на капли. С увеличением вязкости рост амплитуды возмущения становится немонотонным. После достижения длины L_j капли не отрываются от струи, а образуют длинную цепочку капель, связанных перешейками. Распад не соответствует теории Рэлея-Вебера.

Для более подробного изучения влияния вязкости на рост амплитуды возмущения были проведены дополнительные исследования. Экспериментально изучалось влияние на рост амплитуды возмущения: вязкости жидкости, скорости истечения, частоты возбуждения и различных начальных амплитуд возбуждения. Исследования проводились на установке, подробно описанной в главе 3, разделе 3.1. В качестве рабочей жидкости использовалось вакуумное масло ВМ-1.

Изменение вязкости жидкости достигалось изменением температуры жидкости. Вязкость рабочей жидкости определялась по формуле (3.17).

Температура рабочей жидкости в генераторе контролировалась с помощью двух термометров сопротивления T_d , в качестве которых использовались платиновые терморезисторы ТСП/1-1088. Погрешность измерения температуры ΔT меньше 1% ($\pm 0,7^\circ\text{C}$). Давление контролировалось датчиком давления P типа SML фирмы «NAGANO». Погрешность измерения давления не превышала $\pm 0,005 \text{ атм}$. Расположение датчиков давления и температуры и их связь с измерительной системой ИС представлены на рисунке 3.2. Обработка и визуализация информации от датчиков производилась с помощью специальной программы.

Изменение начальной амплитуды δ_0 достигалось изменением напряжения, подаваемого на систему возбуждения генератора капель.

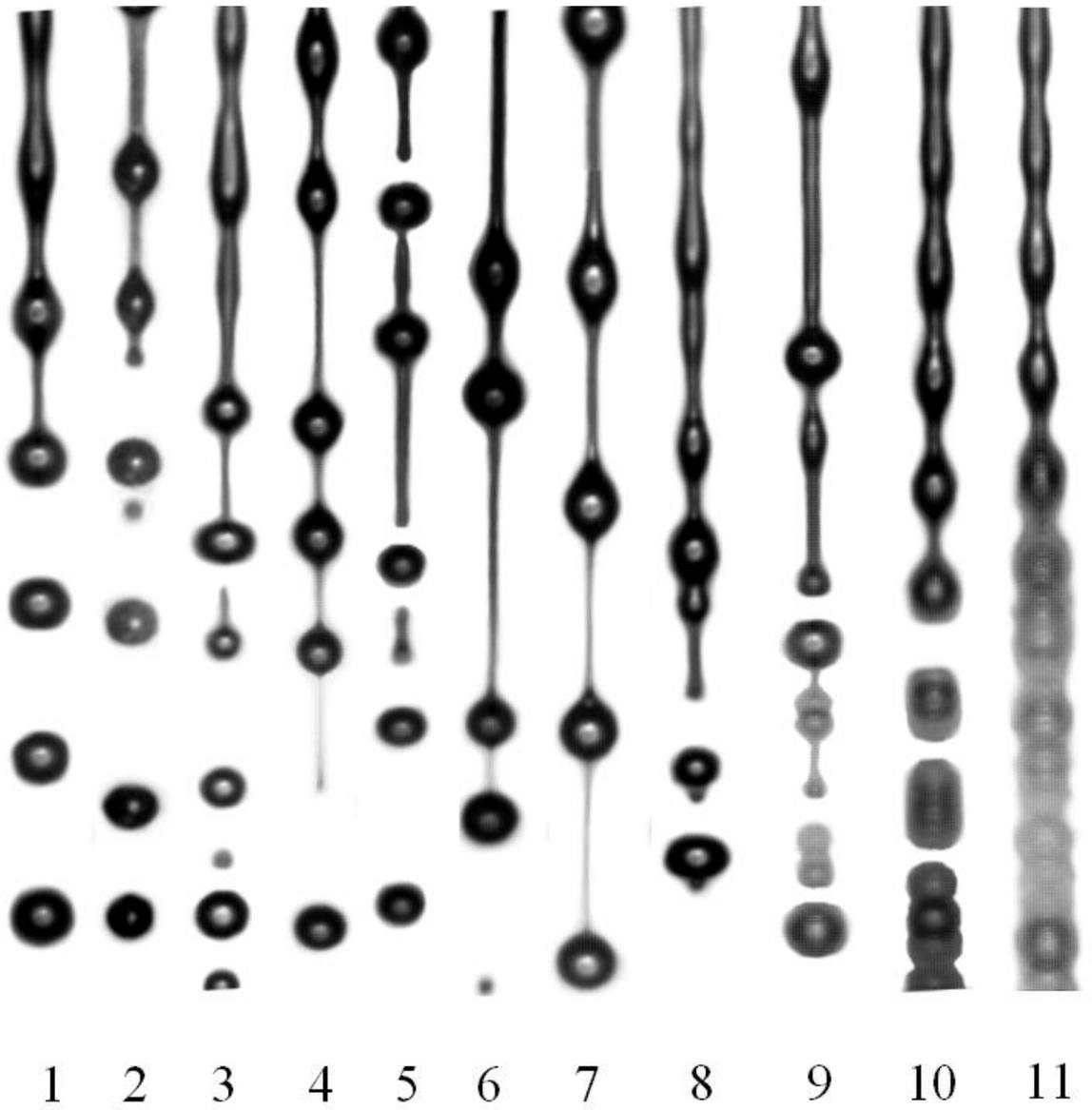


Рис. 3.21. Результаты предварительных экспериментов по изучению капиллярного распада вязких струй

Необходимо отметить, что начальная амплитуда возмущения δ_0 является фиктивным параметром. В теории распада Рэлея-Вебера этот параметр введён для обоснования монотонного роста волны возмущения. Прямыми измерениями начальную амплитуду возмущения, в виду её малости, измерить практически невозможно. Возможно, начальная амплитуда возмущения фактически отсутствует, а волна появляется на поверхности струи лишь в результате перестройки внутреннего профиля скорости. Вопрос на сегодняшний день открыт и требует для своего решения дополнительных исследований.

Амплитуда возмущения в различных точках струи δ и начальная амплитуда δ_0 определялись по изображению струи. Подробное описание методики получения и обработки изображений дано в главе 2, разделах 2.2 и 2.3. В соответствии с методикой, по изображению струи определялась амплитуда волны δ_i в разных точках вдоль струи. За максимальное значение амплитуды принималось значение амплитуды равное радиусу струи. Этого значения амплитуда достигает на расстоянии равном L_j . Начальная амплитуда возмущения δ_0 и инкремент неустойчивости γ определялись как результат аппроксимации экспоненциальной зависимостью значения δ_i .

Для определения границы применимости линейной теории к монодисперсному распаду струй сильновязких жидкостей была выбрана область малых начальных амплитуд возмущения (одномодовый режим возбуждения). Именно в этой области, как было показано в главе 3, разделе 3.3, наблюдается хорошее согласие экспериментальных результатов для жидкостей малой вязкости с теорией Рэлея-Вебера. Выбор области малых амплитуд проводился следующим образом. Рабочая жидкость нагревалась до температуры 363 K. При этой температуре вязкость рабочей жидкости $\eta = 0,013 \text{ Па}\cdot\text{с}$ не сильно отличается от вязкости воды $\eta = 0,001 \text{ Па}\cdot\text{с}$. Затем, подавая различные начальные амплитуды, изучался рост волны возмущения вдоль струи.

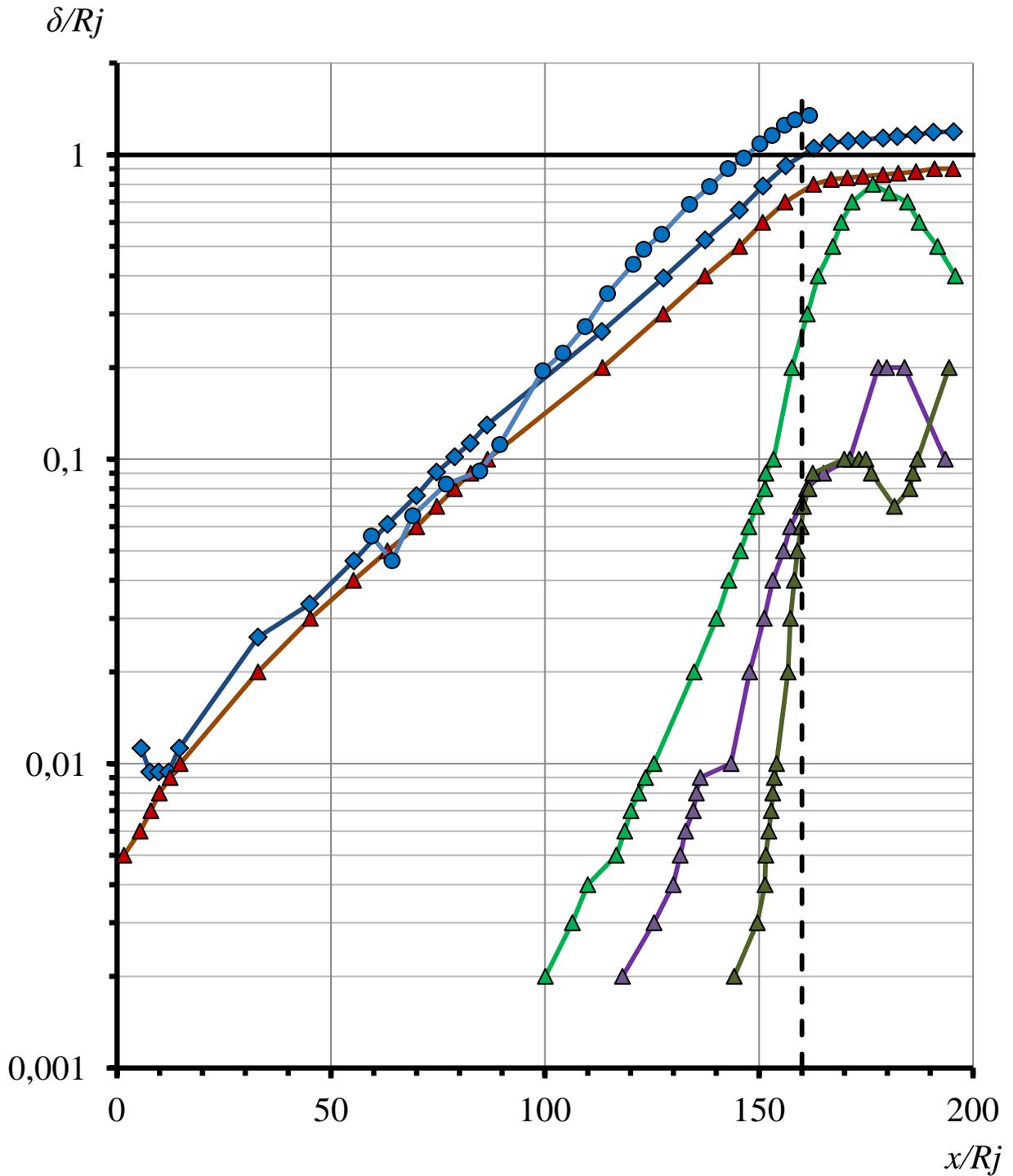


Рис. 3.22. Сравнение экспериментальных результатов роста волны возмущения с результатами работы Хинга и Богуславского [65]

Экспериментальные результаты: —●—

Результаты работы [65]: —◆— - суммарный сигнал; —▲— - первая гармоника;

—▲— - вторая гармоника; —▲— - третья гармоника; —▲— - четвёртая гармоника

В качестве примера на рисунке 3.22 представлены экспериментальные результаты роста волны возмущения с начальной амплитудой возмущения $\delta_0 = 1,2$ мкм. Рабочие параметры эксперимента: $f_s = 269$ Гц, $V_j = 2,62$ м/с, $D_j = 403$ мкм. Для сравнения на том же рисунке представлены результаты роста основной и кратных гармоник для водного раствора чернил из работы Хинга и Богуславского [65]. Эксперименты проводились при одномодовом режиме возбуждения. Рабочие параметры эксперимента: $\delta_0 = 0,2$ мкм, $\eta = 0,005$ Па·с, $f_s = 123$ кГц, $V_j = 23,4$ м/с, $D_j = 25$ мкм. Из рисунка видно, что наши результаты достаточно хорошо согласуются с результатами исследований Хинга и Богуславского [65]. Некоторое различие можно объяснить небольшой разницей в волновых числах экспериментов.

На основании полученных результатов можно сделать вывод, что при изменении начальной амплитуды δ_0 от 0,1 мкм до 3 мкм, система генерации монодисперсных потоков, представленная в главе 3, разделе 3.1.3, обеспечивает одномодовый режим возбуждения. Все дальнейшие эксперименты по изучению влияния на рост амплитуды возмущения δ вязкости жидкости проводились только в одномодовом режиме возбуждения.

Результаты некоторых экспериментов в переменных δ/R_j и x/R_j представлены на рисунках 3.23-3.27. На рисунке 3.23 показан рост амплитуды возмущения при следующих начальных амплитудах возмущения δ_0 : 1,1 мкм, 2,6 мкм и 3,1 мкм. Экспериментально измеренный инкремент неустойчивости для всех начальных амплитуд одинаков $\gamma_{экс} = 21$. Рабочие параметры эксперимента: вязкость $\eta = 0,04$ Па·с, волновое число $k = 0,113$. На рисунке 3.24 представлен рост амплитуды возмущения для следующих начальных амплитуд возмущения δ_0 : 0,16 мкм, 0,4 мкм и 0,6 мкм. Экспериментально измеренный инкремент неустойчивости для всех начальных амплитуд одинаков $\gamma_{экс} = 531$. Рабочие параметры эксперимента: вязкость $\eta = 0,04$ Па·с, волновое число $k = 0,186$. На рисунке 3.25 показан рост амплитуды возмущения следующих начальных амплитуд возмущения δ_0 : 0,1 мкм, 0,18 мкм и 0,3 мкм. Экспериментально измеренный инкремент неустойчивости для всех началь-

ных амплитуд одинаков $\gamma_{\text{экс}} = 610$. Рабочие параметры эксперимента: вязкость $\eta = 0,04 \text{ Па}\cdot\text{с}$, волновое число $k = 0,418$. На рисунке 3.26 — рост амплитуды возмущения при начальной амплитуде возмущения $\delta_0 = 1,1 \text{ мкм}$, вязкости $\eta = 0,1 \text{ Па}\cdot\text{с}$ и трёх различных инкрементах неустойчивости: 165 ($k = 0,43$), 192 ($k = 0,4$) и 239 ($k = 0,35$). Для сравнения там же представлен рост амплитуды возмущения при начальной амплитуде $\delta_0 = 0,18 \text{ мкм}$ с инкрементом неустойчивости $\gamma_{\text{экс}} = 610$. Рабочие параметры: вязкость $\eta = 0,04 \text{ Па}\cdot\text{с}$, волновое число $k = 0,418$. На рисунке 3.27 в переменных δ/R_j и x/R_j показан рост амплитуды возмущения при начальной амплитуде возмущения $\delta_0 = 1,1 \text{ мкм}$ и при четырёх различных вязкостях η : $0,013 \text{ Па}\cdot\text{с}$; $0,04 \text{ Па}\cdot\text{с}$; $0,1 \text{ Па}\cdot\text{с}$; $0,2 \text{ Па}\cdot\text{с}$.

На основании представленных выше экспериментальных результатов для диапазона изменения динамической вязкости η от $0,02 \text{ Па}\cdot\text{с}$ до $0,2 \text{ Па}\cdot\text{с}$ можно сделать следующие выводы:

1. При вязкости жидкости $\eta < 0,04 \text{ Па}\cdot\text{с}$ наиболее сильно волна возмущения растёт, начиная с $0,6L_j$. В этой области для реализации монодисперсного распада необходимо определённое сочетание параметров начального возмущения и волнового числа. Для случая, когда $k \ll k_m$, распад возможен только при больших значениях начальной амплитуды $\delta_0/R_j > 0,015$. Чем ближе значение волнового числа к максимальному k_m , тем больше скорость роста волны возмущения. Распад возможен даже при малых начальных амплитудах $\delta_0/R_j \approx 0,0005$. Волна возмущения растёт монотонно, и для описания распада можно использовать линейную теорию Рэлея-Вебера.

2. При большой вязкости жидкости $\eta > 0,04 \text{ Па}\cdot\text{с}$ скорость роста волны возмущения замедляется. Чем больше вязкость, тем больше волна возмущения становится нелинейной, причём начало нелинейных эффектов приближается к месту истечения струи. Рост волны возмущения перестаёт быть монотонным и не может быть описан в рамках линейной теории Рэлея-Вебера.

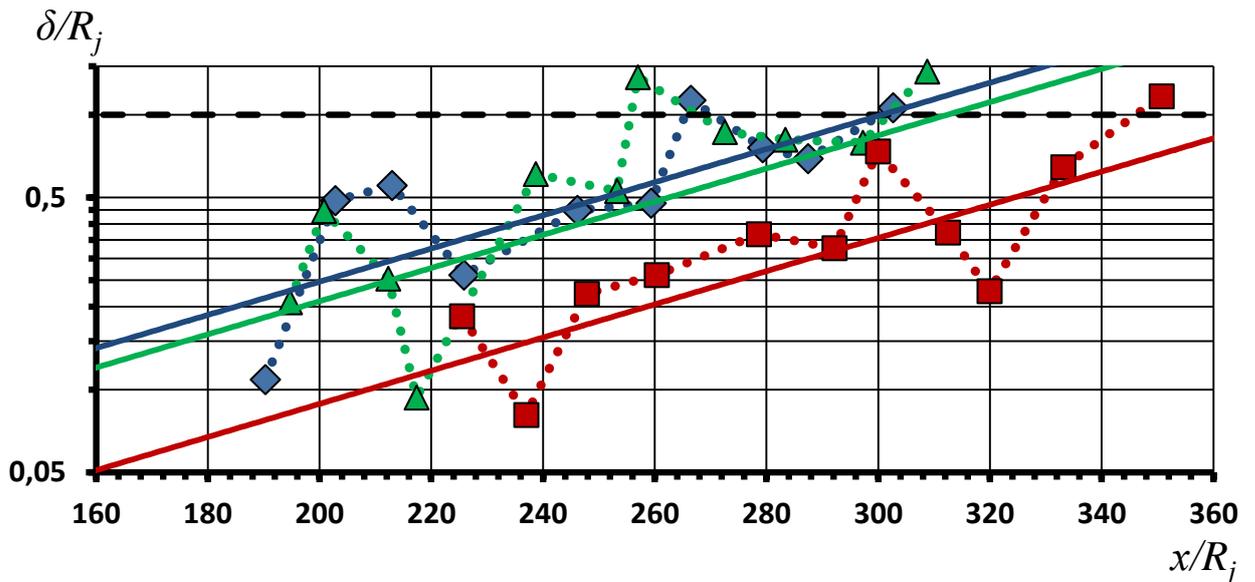


Рис. 3.23. Рост амплитуды возмущения с инкрементом неустойчивости $\gamma_{\text{экс}} = 21$ и волновым числом $k = 0, 113$. Вязкость жидкости $\eta = 0,04 \text{ Па}\cdot\text{с}$

Начальные амплитуды: ■ ● - 1,1 мкм, ▲ ● - 2,6 мкм, ◆ ● - 3,1 мкм
— — — - аппроксимация экспериментальных результатов

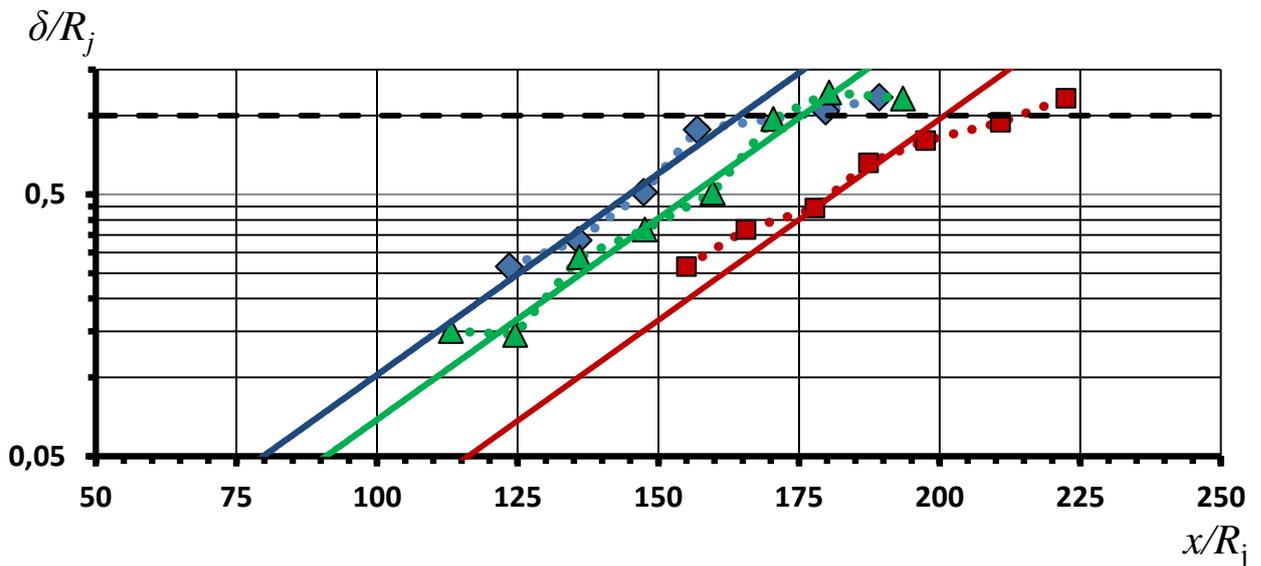


Рис. 3.24. Рост амплитуды возмущения с инкрементом неустойчивости $\gamma_{\text{экс}} = 531$ и волновым числом $k = 0, 186$. Вязкость жидкости $\eta = 0,04 \text{ Па}\cdot\text{с}$

Начальные амплитуды: ■ ● 0,16 мкм, ▲ ● - 0,4 мкм, ◆ ● - 0,6 мкм
— — — - аппроксимация экспериментальных результатов

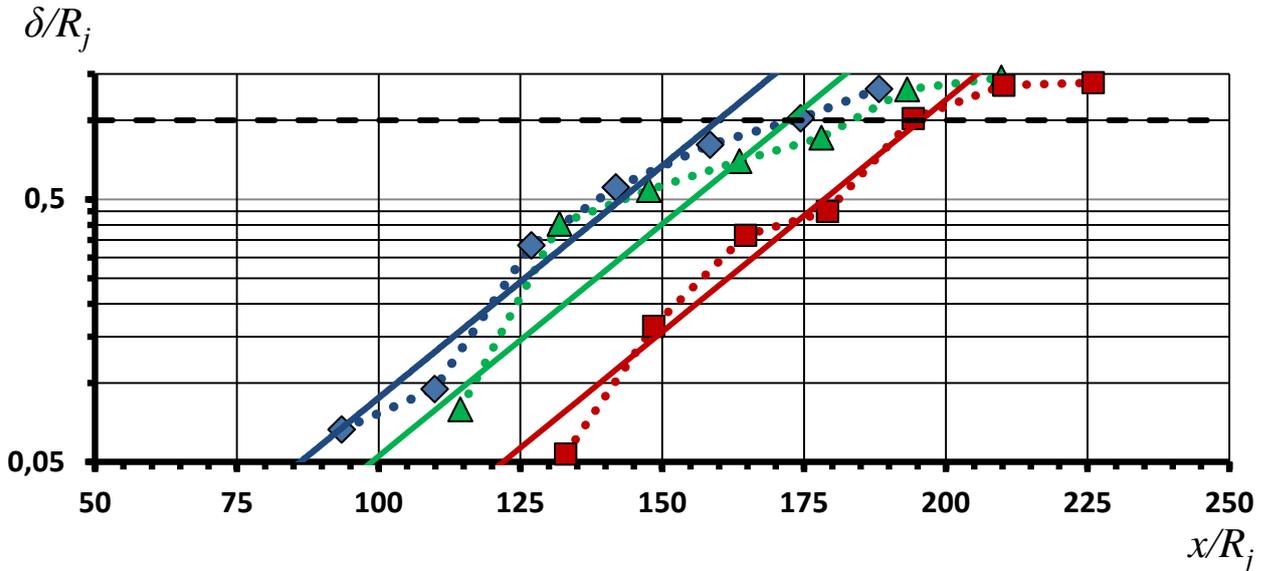


Рис. 3.25. Рост амплитуды возмущения с инкрементом неустойчивости $\gamma_{\text{экс}}=610$ и волновым числом $k = 0,418$. Вязкость жидкости $\eta = 0,04 \text{ Па}\cdot\text{с}$

Начальные амплитуды: ■ $0,1 \text{ мкм}$, ▲ $0,18 \text{ мкм}$, ◆ $0,3 \text{ мкм}$
— — — - аппроксимация экспериментальных результатов

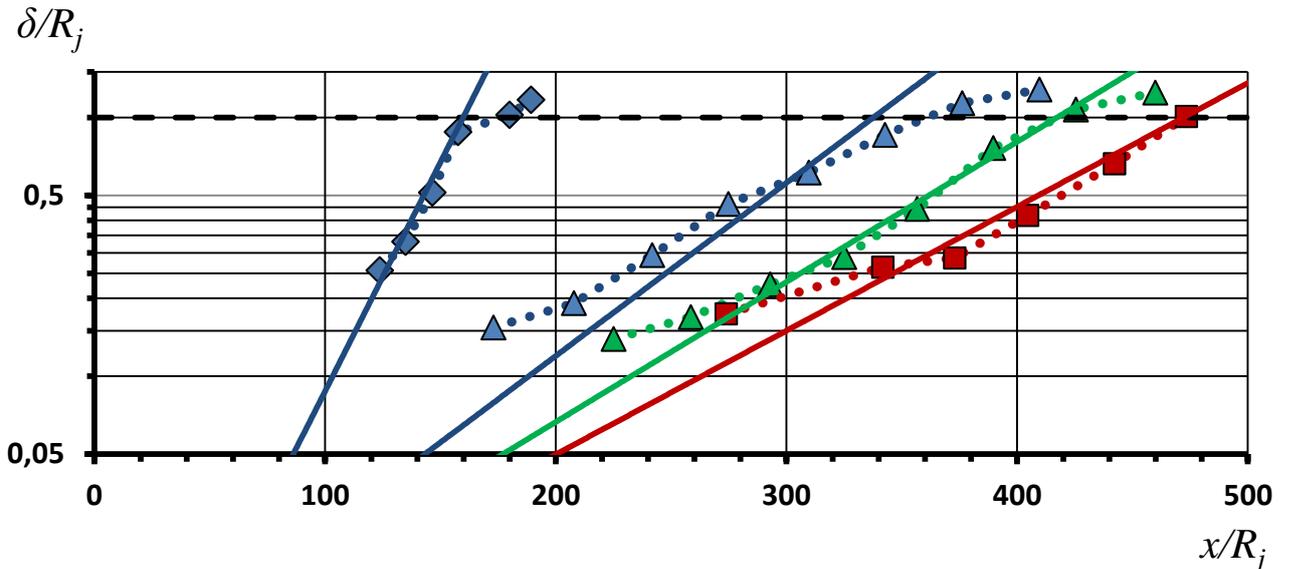


Рис. 3.26. Рост амплитуды возмущения при разных инкрементах неустойчивости, разных волновых числах и разных вязкостях

Вязкость $\eta = 0,1 \text{ Па}\cdot\text{с}$, $\delta_0 = 1,1 \text{ мкм}$:

■ $-\gamma_{\text{экс}} = 165 (k = 0,43)$ ▲ $-\gamma_{\text{экс}} = 192 (k = 0,4)$ ▲ $-\gamma_{\text{экс}} = 239 (k = 0,35)$

Вязкость $\eta = 0,04 \text{ Па}\cdot\text{с}$, $\delta_0 = 0,18 \text{ мкм}$

◆ $-\gamma_{\text{экс}} = 610 (k = 0,419)$

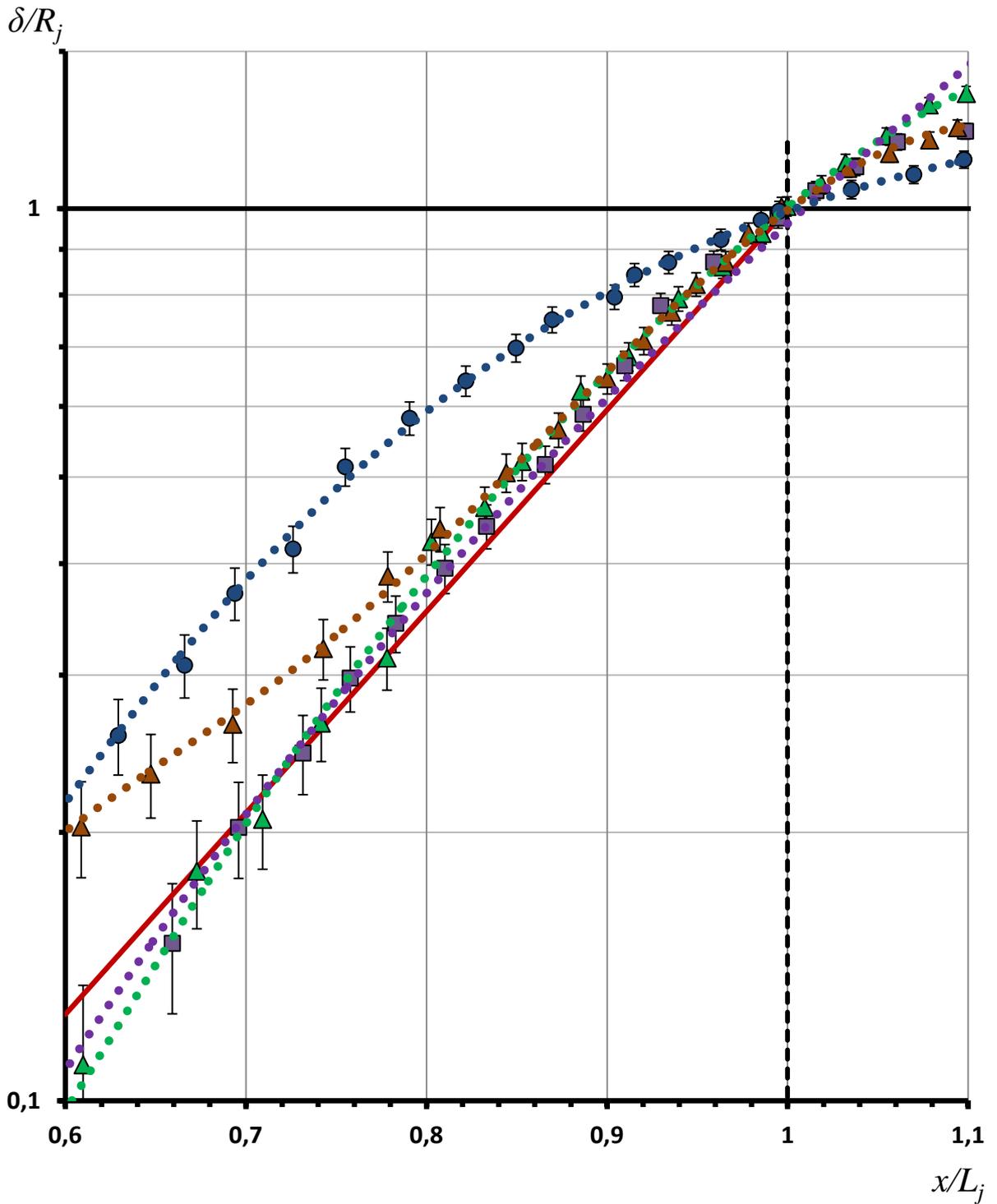


Рис. 3.27. Рост амплитуды возмущения с одинаковой начальной амплитудой при различных вязкостях жидкости

- ▲ $\eta = 0,013$ Па·с; ■ $\eta = 0,04$ Па·с; ▲ $\eta = 0,1$ Па·с; ● $\eta = 0,2$ Па·с.
 ●●● ●●● ●●● ●●● - аппроксимация экспериментальных результатов
 ——— - расчёт по линейной теории

Возможным объяснением столь существенного влияния вязкости может служить неодинаковое влияние вязкости на гармоники с разной частотой.

3.3.2. Влияние вязкости жидкости на оптимальную частоту распада

Для более подробного изучения влияния вязкости рабочей жидкости на оптимальную частоту распада (волновое число, соответствующее максимальной неустойчивости струи k_m) были проведены дополнительные исследования [128,220]. Исследования проводились на установке, подробно описанной в главе 3, разделе 3.1. Расположение отдельных элементов и систем установки представлено на рисунках 3.1 и 3.2. В качестве рабочей жидкости использовалось вакуумное масло ВМ-1.

Изменение вязкости жидкости достигалось изменением температуры жидкости. Вязкость рабочей жидкости определялась по формуле (3.17).

Температура теплоносителя в генераторе контролировалась с помощью двух термометров сопротивления Тд, в качестве которых использовались платиновые терморезисторы ТСП/1-1088. Погрешность измерения температуры Δ_T меньше 1% ($\pm 0,7^\circ\text{C}$). Давление контролировалось датчиком давления Р типа SML фирмы «NAGANO». Погрешность измерения давления не превышала $\pm 0,005 \text{ атм}$. Расположение датчиков давления и температуры и их связь с измерительной системой ИС представлены на рисунке 3.2. Обработка и визуализация информации от датчиков производилась с помощью специальной программы.

Для фиксации процессов, происходящих при образовании капель, и для определения характеристик монодисперсного распада использовалось следующее оборудование: две цифровые видеокамеры СК типа PCO-PixelFly фирмы «Pro.imaging», расположенных под углом девяносто градусов друг к другу, и система подсветки, состоящая из двух строботахметров СТ-МЭИ. Строботахметр подсвечивал струю и капли короткими световыми импульсами (длительность импульса порядка 0,1 мкс). Для определения частоты каплеобразования использовался лазер ЛГ-52/3 и фотоумножитель ФЭУ. Рас-

положение камер и элементов системы подсветки представлено на рисунках 3.11 и 3.12. Подробное описание методики получения и обработки изображений дано в главе 2, разделах 2.2 и 2.3.

Эксперименты проводились со струями разного диаметра, разной скоростью и при различных частотах внешнего возбуждения.

В ходе экспериментов фиксировались параметры: диаметр струи D_j , скорость струи V_j и температура жидкости. Затем, изменяя частоту сигнала возбуждения (выходного сигнала генератора ГЗ-56/1), определялась частота f_m , соответствующая режиму максимальной неустойчивости струи (оптимальная частота распада).

Оптимальная частота распада определялась по следующим критериям: длина нераспавшейся части струи L_j минимальна, а расстояние между каплями $l_c \approx 2,2 D_c$ (в соответствии с (3.33)).

В результате проведённых экспериментов определялся массив значений f_m от переменных V_j и T .

Воспользовавшись (3.15)-(3.17), для каждой температуры были найдены соответствующие теплофизические характеристики рабочей жидкости, и получен массив значений f_m от переменных V_j и (η, ρ, σ) .

В соответствии с главой 1, разделом 1.3.3.1, волновое число k , число Онезорге Oh и число Рейнольдса Re определяются следующим образом:

$$k_m = \frac{2 \cdot \pi \cdot R_j}{\lambda} = \frac{2 \cdot \pi \cdot R_j \cdot f_m}{V_j}; \quad (3.34)$$

$$Oh = \frac{\eta}{\sqrt{\rho \cdot R_j \cdot \sigma}}; \quad (3.35)$$

$$Re = \frac{V_j \cdot \rho \cdot R_j}{\eta}, \quad (3.36)$$

Воспользовавшись формулами (3.34)-(3.36) можно осуществить переход от массива значений f_m к массиву значений безразмерных волновых чисел k_m от переменных Re и числа Oh .

Полученный таким образом массив данных удалось аппроксимировать полиномом второй степени следующего вида:

$$k_m(Oh^{-1}, Re) = A \cdot (Oh^{-1})^2 + B \cdot (Oh^{-1}), \quad (3.37)$$

где: коэффициенты A , B и C являются функциями только числа Re .

Относительная погрешность аппроксимации не превышает десяти процентов.

Экспериментальные результаты и поверхность, их аппроксимирующая, в переменных k_m , Re и Oh^{-1} представлены на рисунке 3.28.

Последующий анализ полученных результатов показал, что наиболее точная аппроксимация k_m получается, если весь диапазон изменения чисел Oh^{-1} разбить на две части. Для каждой из этих частей были получены следующие значения коэффициентов A , B , и C :

$$0 < Oh^{-1} < 20$$

$$0,05 < Oh$$

$$A(Re) = 7,342 \cdot 10^{-7} \cdot Re^3 - 3,327 \cdot 10^{-5} \cdot Re^2 + 4,263 \cdot 10^{-4} \cdot Re - 5,036 \cdot 10^{-4}; \quad (3.38)$$

$$B(Re) = -1,470 \cdot 10^{-5} \cdot Re^3 + 7,046 \cdot 10^{-4} \cdot Re^2 - 0,009 \cdot Re + 0,031; \quad (3.39)$$

$$C(Re) = 1,301 \cdot 10^{-5} \cdot Re^3 - 0,001 \cdot Re^2 + 0,033 \cdot Re + 0,256. \quad (3.40)$$

$$20 < Oh^{-1}$$

$$Oh < 0,05$$

$$A(Re) = -7,225 \cdot 10^{-6} \cdot Re + 7,227 \cdot 10^{-4}; \quad (3.41)$$

$$B(Re) = 8,377 \cdot 10^{-5} \cdot Re - 0,005; \quad (3.42)$$

$$C(Re) = 0,001 \cdot Re + 0,512. \quad (3.43)$$

Экспериментальных исследований влияния вязкости на оптимальную частоту распада крайне мало, а в имеющихся исследованиях указаны не все параметры, при которых проводились эксперименты. Это крайне затрудняет сравнение экспериментальных результатов.

Наиболее полно, на наш взгляд, значение экспериментальных параметров представлено в работе В.Н. Афанасьева [126]. В этой работе на основе анализа собственных экспериментальных данных для определения оптимальной частоты распада предложена следующая формула:

$$f_m = \frac{0,0812 \cdot Re^{1,18} \cdot \eta}{\rho \cdot D_j^2} . \quad (3.44)$$

Подставив в (3.34) значение f_m из (3.44) и учитывая (3.36) для безразмерного волнового числа k_m , получим следующее выражение:

$$k_m = 0,288 \cdot Re^{0,18} . \quad (3.45)$$

Результаты В.Н. Афанасьева [126], наши экспериментальные результаты, результаты расчёта оптимального волнового числа k_m по теории Рэлея-Вебера (формула (3.31)) и аппроксимирующие их поверхности представлены на рисунках 3.28 и 3.29. Численное сравнение результатов представлено в таблицах 3.1 и 3.2.

Из рисунков и таблиц видно, что оптимальное волновое число k_m зависит не только от вязкости жидкости, но и от числа Re (то есть от скорости струи V_j). Теория Рэлея-Вебера не учитывает подобную зависимость. Однако и в наших экспериментах, и в экспериментах В.Н. Афанасьева [126] эта зависимость чётко прослеживается.

На основе анализа результатов, представленных на рисунках 3.28 и 3.29 и в таблицах 3.1 и 3.2, можно сделать следующие выводы:

1. При больших скоростях ($Re > 20$) и малых вязкостях $\eta < 0,005 \text{ Па}\cdot\text{с}$ ($Oh^{-1} > 10$) и наши экспериментальные данные, и данные из работы В.Н. Афанасьева [126] качественно согласуются с выводами теории Рэлея-Вебера. В соответствии с этой теорией, с увеличением вязкости максимальное значение инкремента неустойчивости сдвигается в область больших длин волн (оптимальное волновое число k_m уменьшается), а с увеличением скорости струи влияние вязкости на k_m ослабевает. Однако количественно наши результаты более близки к результатам теории Рэлея-Вебера. Для этой области оптимальное волновое число, рассчитанное по (3.37), отличается от результата расчёта по теории Рэлея-Вебера (3.31) примерно на несколько процентов. Оптимальное волновое число, рассчитанное по (3.45), отличается от результата расчёта по (3.33) примерно на двадцать процентов.

2. В области вязкостей $\eta > 0,005 \text{ Па}\cdot\text{с}$ ($Oh^{-1} < 20$) и при малых скоростях ($Re < 20$) влияние вязкости и скорости жидкости на величину оптимального волнового числа оказывается более существенным, чем предсказывает теория Рэлея-Вебера. В этой области отличие оптимального волнового числа, рассчитанного по (3.37), от результата расчёта по теории Рэлея-Вебера (3.31) может составлять сорок процентов. Оптимальное волновое число, рассчитанное по (3.45), отличается от результата расчёта по (3.31) примерно на пятьдесят процентов.

3. В промежуточной области вязкостей $\eta > 0,005 \text{ Па}\cdot\text{с}$ ($Oh^{-1} < 10$) и при больших скоростях ($Re > 20$) влияние вязкости и скорости жидкости на величину оптимального волнового числа оказывается тоже более существенным, чем предсказывает теория. В этой области отличие оптимального волнового числа, рассчитанного по (3.37), от результата расчёта по теории Рэлея-Вебера (3.31) может достигать до двадцати процентов. Расчёт оптимального волнового числа по формуле (3.45) согласуется с нашими экспериментальными данными. Отличие составляет примерно десять процентов.

На основании проведённого выше сравнения можно сделать вывод, что полученная нами эмпирическая формула (3.31) более точно учитывает влияние вязкости и скорости жидкости на величину оптимального волнового числа, и её применение позволяет определять оптимальное волновое число с достаточной для практических применений точностью.

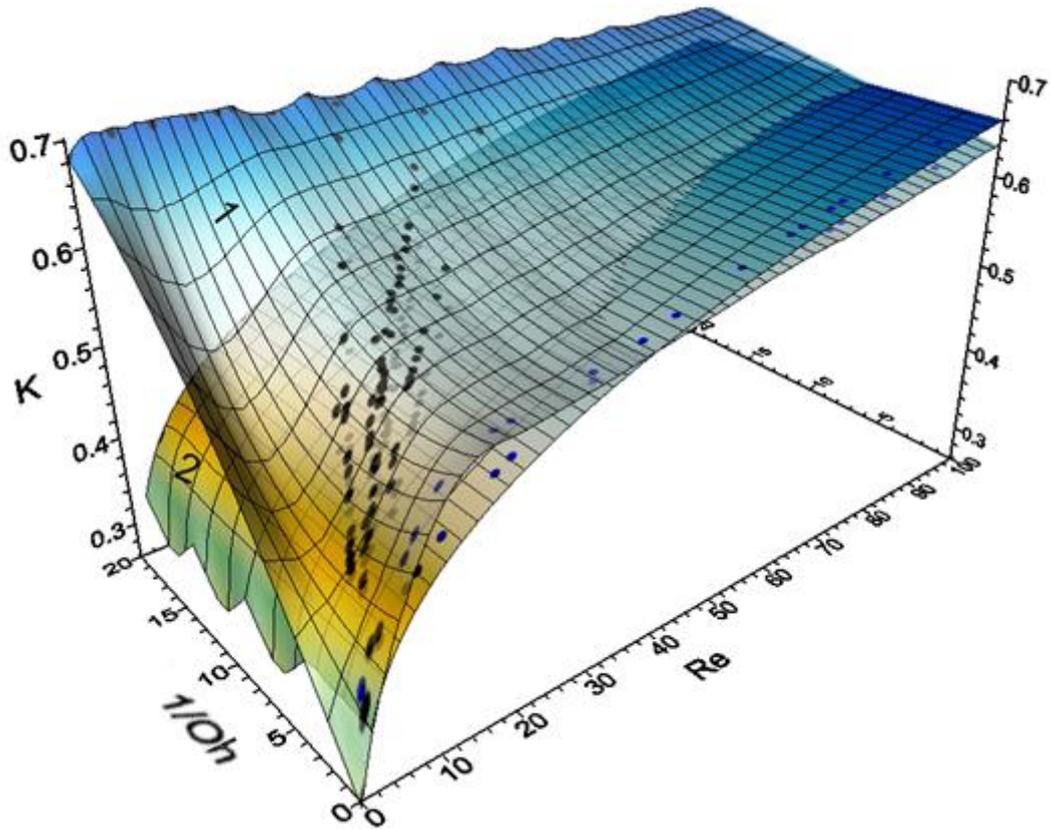


Рис.3.28. Зависимость волнового числа k_m от переменных Re и Oh

- – экспериментальные результаты; 1– аппроксимирующая поверхность;
- – экспериментальные результаты из работы В.Н. Афанасьева [126];
- 2 – аппроксимирующая поверхность

Таблица 3.1. Сравнение экспериментальных значений k_m и результатов работы В.Н. Афанасьева [126]

Oh^{-1}	$\eta, \text{Па}\cdot\text{с}$	$(k_m - k_m(\text{Афанасьев}))/k_m$					
		1	5	10	20	50	100
1	0,07	0,26	0,13	0,19	0,17	0,09	0,08
5	0,014	0,37	0,15	0,15	0,17	0,10	0,11
10	0,0072	0,49	0,26	0,19	0,21	0,13	0,12
15	0,0048	0,58	0,39	0,32	0,28	0,10	0,15
20	0,0036	0,64	0,51	0,46	0,37	0,26	0,17
Re		1	5	10	20	50	100

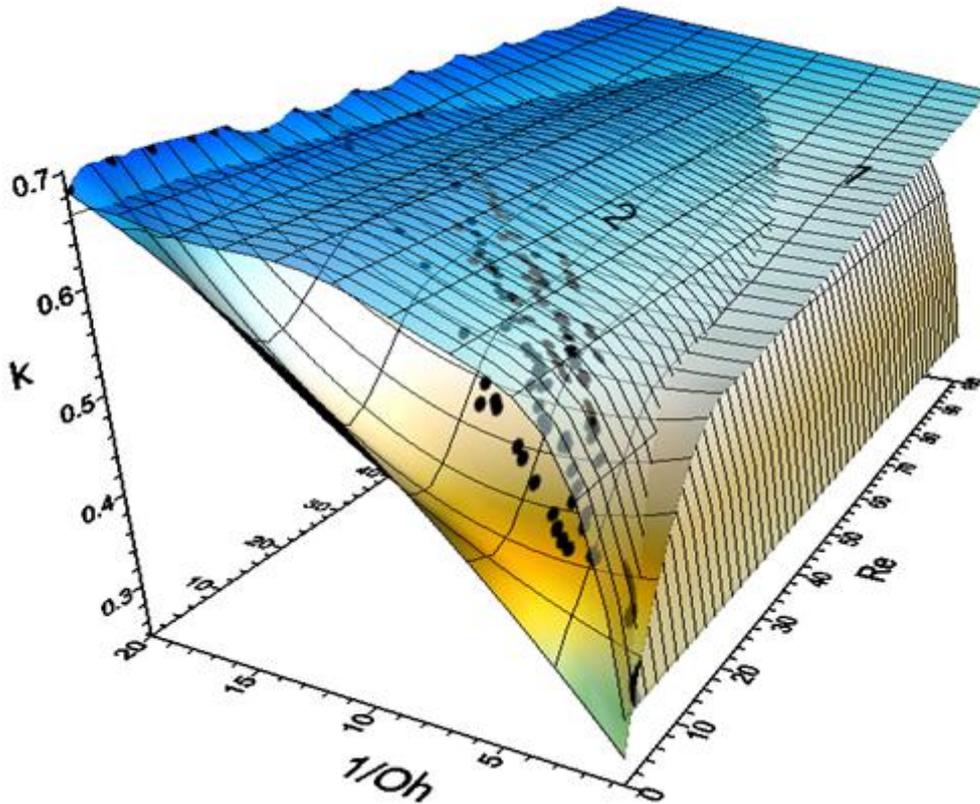


Рис.3.29. Зависимость волнового числа k_m от переменных Re и Oh

● – экспериментальные результаты; 1– аппроксимирующая поверхность;
2 – результаты расчёта оптимального волнового числа с использованием формулы (3.31)

Таблица 3.2 . Сравнение экспериментальных значений k_m и результатов расчёта по теории Рэля-Вебера

Oh^{-1}	$\eta, \text{Па}\cdot\text{с}$	$(k_m(\text{Рэля-Вебера}) - k_m) / k_m$					
		1	5	10	20	50	100
1	0,07	0,26	0	-0,15	-0,26	-0,31	-0,39
5	0,014	0,5	0,47	0,31	0,11	0,017	-0,09
10	0,0072	0,28	0,39	0,37	0,16	0,07	-0,04
15	0,0048	0,14	0,18	0,20	0,08	0,03	-0,02
20	0,0036	-0,01	-0,03	-0,03	-0,03	-0,03	-0,03
Re		1	5	10	20	50	100

3.4. Влияние давления окружающей среды на поперечную и продольную устойчивость капельных потоков

3.4.1. Факторы, влияющие на изменение первоначальной структуры капельного потока

Наиболее перспективной системой теплоотвода в условиях космического пространства от космических аппаратов является капельный холодильник излучатель (КХИ). Реализовать полностью все преимущества КХИ можно только с помощью капельных потоков со стабильными пространственными и временными характеристиками.

Однако, как показали теоретические и экспериментальные исследования, капельные потоки имеют ограниченное время жизни. Связано это с возникновением в потоке и дальнейшим развитием различных видов неустойчивостей, приводящих к разрушению потока. Неустойчивости можно разделить на два основных типа: продольные и поперечные.

В результате развития в потоке продольных неустойчивостей с течением времени начинает изменяться расстояние между каплями вдоль потока. Капли начинают догонять друг друга и сталкиваться. Как следствие этого, при некоторой критической длине L_{max} капельный поток разрушается.

В результате развития в потоке поперечных неустойчивостей капли отклоняются от оси симметрии потока. Отклонение капель от оси с течением времени увеличивается. При возрастании отклонения до некоторого критического отклонения h_{max} капли начинают сталкиваться с каплями соседних потоков.

Изменение первоначальной структуры капельного потока может происходить в результате воздействия на капли следующих факторов: сильного влияния окружающей газовой среды; взаимодействия капель друг с другом за счёт процессов испарения и конденсации на поверхности; наличия начального разброса скоростей между каплями потока.

Исследованию влияния на устойчивость капельных потоков окружающей газовой среды посвящён ряд экспериментальных и теоретических работ [14,84,86, 221-230].

Известно, что при движении в газе на каждую каплю потока действует сила Стокса. Так как капли в монодисперсном потоке расположены достаточно близко друг к другу, то случайное смещение отдельной капли относительно других капель может привести к резкому изменению характера обтекания всех соседних капель.

В [14,221-223] показано, что в этом случае у капельного потока появляются продольная x и поперечная y неустойчивости. Причём неустойчивости растут с инкрементом γ следующим образом:

$$\begin{aligned} y &= y_0 \cdot \cos(n \cdot \pi / 2) \cdot \exp(2 \cdot \gamma \cdot t); \\ x &= -x_0 \cdot \sin(n \cdot \pi / 2) \cdot \exp(2 \cdot \gamma \cdot t); \end{aligned} \quad (3.46)$$

$$\gamma \approx 4 \cdot \sqrt{\eta \cdot \pi \cdot R_c^2 \cdot V_c / (l_c^2 M_c)},$$

где: y_0 – начальное смещение капли относительно оси потока, x_0 – начальное смещение капель друг относительно друга, η – динамическая вязкость газа, M_c – масса капли, V_c – относительная скорость капель и газа, l_c – расстояние между каплями.

Экспериментальному изучению влияния окружающего газа на продольную и поперечную неустойчивость капельных потоков посвящены работы [224-227]. В работе Коннона и Ранкина [224] эксперименты проводились с потоками из монодисперсных капель воды ($D_c \approx 100-135$ мкм), а в работе Танигучи [225] — с потоками капель воды, гексана и пентана ($D_c \approx 1,7-2,5$ мм). В экспериментах изменялась скорость капель и расстояние между каплями и было установлено, что коэффициент сопротивления у капль внутри потока существенно меньше коэффициента сопротивления одиночной капли. Кроме того, в пределах 15-ти капельных диаметров от оси потока, у газа, обтекающего капли, обнаружен сильный поперечный градиент скорости, приводящий к разбросу капель по скорости.

Подробное экспериментальное исследование влияния окружающего газа на продольный разброс капель по скорости было проведено в работах [226,227]. В [226] разброс скорости определялся по разбросу временных интервалов между каплями, регистрируемому с помощью фотоумножителя. Установлено, что распределение капель по скорости является Гауссовым с относительным среднеквадратичным отклонением $\sigma(V_x)/V_c \approx 0,1\%$. В работе В.Ф. Гунбина [227] для измерения разброса скоростей использовалась линейная цифровая камера и импульсный источник света с малым временем вспышки. С помощью цифровой камеры фиксировалось расстояние, пройденное каплями за время между двумя вспышками, и определялся разброс расстояний. В этом случае разброс скоростей однозначно связан с разбросом расстояний, пройденных каплями. Обнаружено, что относительное среднеквадратичное отклонение скоростей капель вблизи места распада струи сравнимо с погрешностью измерений и не превышает 0,3%.

Необходимо отметить, что все вышеперечисленные экспериментальные работы проводились при давлениях равных атмосферному.

Экспериментальные исследования, в которых изучалось влияние на устойчивость капельных потоков давления газовой среды, немногочисленны [86,228]. В этих работах было установлено, что величина поперечной неустойчивости капельных потоков с уменьшением давления также уменьшается.

При малых давлениях преобладающее значение на устойчивость капельного потока начинает оказывать окружающий капли пар и начальный разброс капель по скорости и размерам.

Среди теоретических исследований, посвящённых влиянию на устойчивость капельного потока окружающего капли пара, можно отметить работы [14,229]. Так в работе А.Ф. Гиневского и А.С. Дмитриева [229] показано, что при диффузионном режиме испарения ($R_c \gg \lambda(T,P)$) из-за градиента концентрации пара скорость капель может возрасти на величину:

$$\Delta V_c \approx 3 \cdot K_{dif} \cdot (\nabla n / n_0), \quad (3.47)$$

где: K_{dif} – коэффициент диффузии газа; ∇n – градиент концентрации, n_0 – концентрация вещества на поверхности капли.

Оценки по (3.47), приведённые в [229], показывают, что при градиенте концентрации $\nabla n \approx n_0 / l \approx 10^{-2} \text{ см}^{-1}$, $K_{dif} = 0,1 \text{ см}^2/\text{с}$ скорость капель может увеличиться на величину $\Delta V_c \approx 3 \cdot 10^{-5} \text{ м/с}$. Для потоков длиной более метра даже такое малое увеличение скорости может привести к существенному изменению пространственного положения капель внутри потока и к его разрушению.

Оценки, приведённые в работе [14], для кнудсеновского режима испарения ($R_c \ll \lambda(T,P)$) показывают, что в этом случае плотность пара мала и его воздействием на неустойчивость капельных потоков можно пренебречь.

Необходимо отметить, что развитие и продольной, и поперечной неустойчивости капельного потока происходит из-за того, что у капель, образующихся при монодисперсном распаде струй, имеется очень малый начальный разброс по скорости и размерам (предельная степень монодисперсности). Наличие этого начального разброса можно объяснить воздействием на струю в месте отрыва капли внешних и внутренних шумов.

В соответствии со стохастической моделью, предложенной в [84,230,231], для распада струи на капли давление должно меняться по следующему закону:

$$P(t) = P_0 + \Delta P \sin(\omega_0 t) + P_{шум} = P_0 + \Delta P \sin(\omega_0 t) + \sum_{n=0}^N A_n \sin(\omega_n t + \varphi_n), \quad (3.48)$$

где: P_0 – давление, обеспечивающее необходимую скорость истечения струи, ΔP – давление, необходимое для создания сигнала возбуждения с амплитудой δ_0 , $P_{шум}$ – шумовое давление, сумма синусоидальных возмущений с амплитудой A_n , частотой ω_n и фазой φ_n .

Из (3.48) хорошо видно, что величина предельной степени монодисперсности зависит от шумового давления и определяется отношением $P_{шум} / \Delta P$.

Предельную степень монодисперсности капельных потоков, из-за её малости, измерить крайне сложно. Поэтому экспериментальные работы, посвящённые этой проблематике, немногочисленны [84,231].

Результаты по определению начального разброса капель по размерам представлены в работе А.Ф. Гунбина и В.В. Блаженкова [231]. Исследовались капельные потоки из воды и водного раствора глицерина со средним диаметром капель D_c от 100 мкм до 500 мкм. Показано, что при постоянной амплитуде возмущения ΔP разброс капель по размерам уменьшается с уменьшением отношения шумового давления к сигналу возбуждения $P_{шум}/\Delta P$. При амплитуде возбуждения $\Delta P = 100 \text{ Па}$ и $P_{шум}/\Delta P \approx 10\%$ минимальное относительное среднеквадратичное отклонение капель по размерам σ_{OD} составило 0,002.

В работе Орме [84] представлены результаты по определению начального поперечного разброса капель по скорости. Для повышения точности измерений эксперименты проводились при низких давлениях и на больших пролётных длинах. Давление внутри установки поддерживалось на уровне $P_{вк} \approx 4 \cdot 10^{-3} \text{ Па}$. Расстояние от точки образования капельного потока до точки измерения составляло 5,4 м. Разброс по скорости определялся, так же как и в работе [226], по разбросу временных интервалов между каплями. Для регистрации временных интервалов использовался фотоумножитель. В качестве рабочей жидкости – силиконовое масло Dow Corning DC-200 с низким давлением насыщенных паров ($5 \cdot 10^{-3} \text{ Па}$). Было установлено, что при постоянной амплитуде возмущения ΔP поперечный разброс капель по скорости уменьшается с уменьшением отношения шумового давления к сигналу возбуждения $P_{шум}/\Delta P$. При амплитуде возбуждения $\Delta P/P_0 = 5\%$ и $P_{шум}/\Delta P \approx 12,5\%$ минимальное относительное среднеквадратичное поперечное отклонение по скорости σ_{OY} для капельного потока с диаметром капель $D_c = 200 \text{ мкм}$ составило $5 \cdot 10^{-6}$.

В работах [84,231] были проведены расчёты по стохастической модели начального разброса при тех же значениях амплитуд возбуждения и шумового давления, что и в описанных выше экспериментах. Результаты расчётов хорошо согласуются с экспериментальными результатами этих же работ.

Таким образом, на основе анализа имеющихся теоретических и экспериментальных данных можно сделать вывод, что к настоящему моменту общая картина влияния давления окружающей среды и предельной степени монодисперсности на поперечную и продольную неустойчивость капельных потоков отсутствует. В силу этого продолжение исследований в данном направлении крайне необходимо.

3.4.2. Экспериментальное исследование влияния давления окружающей среды на устойчивость капельных потоков

Для более подробного изучения влияния давления окружающей среды на устойчивость капельных потоков были проведены дополнительные исследования. Исследования проводились на установке, подробно описанной в главе 3, разделе 3.1. Расположение отдельных элементов и систем установки представлено на рисунках 3.1 и 3.2.

Эксперименты проводились при постоянной температуре 363 K со струями разного диаметра, разной скоростью и при разных частотах внешнего возбуждения.

В качестве рабочей жидкости использовалось вакуумное масло VM-1. Выбор VM-1 был обусловлен двумя причинами: низким давлением насыщенных паров и близостью теплофизических характеристик к характеристикам масла Dow Corning DC-200, использованного в экспериментах [84]. Кроме того, как было показано выше (глава 4, раздел 3.1), при температурах больше 363 K и малых начальных амплитудах возбуждения, распад хорошо описывается линейной теорией Рэлея-Вебера.

При температуре 363 K масло VM-1 имеет следующие теплофизические параметры: динамическую вязкостью $0,013\text{ Па}\cdot\text{с}$, плотность 837 кг/м^3 , по-

верхностное натяжение $0,03 \text{ Н/м}$ и давление насыщенных паров $5 \cdot 10^{-3} \text{ Па}$.

Режим возбуждения соответствовал одномодовому режиму с начальной амплитудой $\delta_0 \approx 1 \text{ мкм}$. Методика определения начальной амплитуды представлена в главе 3, разделе 3.1.

Температура рабочей жидкости контролировалась с помощью двух термометров сопротивления ТСП/1-1088. Погрешность измерения температуры не превышает 1% ($\pm 0,7^\circ\text{C}$). Для контроля давления использовался датчик давления SML фирмы «NAGANO». Погрешность измерения давления не превышает $\pm 0,005 \text{ атм}$. Обработка и визуализация информации от датчиков производилась с помощью специальной программы.

Каждый эксперимент по исследованию влияния давления окружающей среды на устойчивость капельных потоков проходил в два этапа.

На первом этапе фиксировался диаметр струи D_j и скорость струи V_j , и экспериментально подбиралась частота возбуждения f_s , соответствующая частоте максимальной неустойчивости струи f_m . Режим определялся по следующим критериям: длина нераспавшейся части струи L_j минимальна, и расстояние между каплями $l_c \approx 2,2 D_c$ (в соответствии с (3.33)).

Скорость струи V_j и длина нераспавшейся части струи L_j определялись по результату обработки изображений от двух цифровых видеокамер СК типа PCO-PixelFly фирмы «Pro.imaging», расположенных под углом девяносто градусов друг к другу. Расположение камер и элементов системы подсветки представлено на рисунках 3.11 и 3.12. Подробное описание методики получения и обработки изображений дано в главе 2, разделах 2 и 3. Относительная погрешность определения средней скорости струи V_j и длины нераспавшейся части струи L_j , в соответствии с (2.10) и (2.36), составляет $\pm 0,5\%$.

На втором этапе при параметрах распада, соответствующих режиму максимальной неустойчивости струи, начиналась откачка рабочей камеры, и при разных давлениях внутри камеры определялась величина поперечной и продольной неустойчивости капельного потока. Выше $0,1 \text{ бар}$ для измерения давления использовались мановакуумметры МТИ-1218 с погрешностью

$\pm 0,02$ бар, ниже 0,1 бар — вакуумметр ВИТ-2 с относительной погрешностью ± 15 %.

Для определения величины продольной и поперечной неустойчивости одна из цифровых камер крепилась на катетометре типа В630 и могла перемещаться вдоль потока. Благодаря этому величину неустойчивости можно было определять на различных расстояниях от точки распада. Максимальное расстояние от точки распада составляло $L = 0,75$ м.

Методика измерения величины поперечной неустойчивости основана на измерении положения капель относительно вертикальной оси в точке, расположенной на расстоянии L от точки распада. С помощью цифровой камеры запоминались изображения порядка 1000 капель. На основе анализа изображения для каждой капли определялась координата центра капли y_i относительно вертикальной оси. Затем для всего массива капель определялось среднее значение и среднеквадратичное отклонение центров капель $\sigma(y)$.

Относительное поперечное среднеквадратичное отклонение капель по скорости определялось по следующей формуле:

$$\frac{\sigma(V_y)}{V_c} = \frac{\sigma(y)}{L} . \quad (3.49)$$

Методика измерения величины продольной неустойчивости основана на измерении расстояния между каплями потока в точке, расположенной на расстоянии L от точки распада. С помощью цифровой камеры запоминались изображения порядка 1000 капель. На основе анализа изображения определялись координаты центров капель x_i и расстояние между центрами капель $x = x_i - x_{i+1}$. Затем для всего массива капель определялось среднее значение и среднеквадратичное отклонение расстояний между центрами капель $\sigma(x)$.

Относительное продольное среднеквадратичное отклонение капель по скорости определялось по следующей формуле:

$$\frac{\sigma(V_x)}{V_c} = \frac{\sigma(x)}{L} . \quad (3.50)$$

В соответствии с (2.8), для погрешности измерения поперечной неустойчивости Δ_y и погрешности измерения продольной неустойчивости Δ_x справедливы следующие соотношения:

$$\frac{\Delta_y}{V_c} \approx \pm \frac{\sqrt{2\Delta_{зк}^2 + 2\Delta_{зо}^2 + \Delta_N^2}}{L}; \quad (3.51)$$

$$\frac{\Delta_x}{V_c} \approx \pm \frac{\sqrt{4\Delta_{зк}^2 + \Delta_N^2}}{L}, \quad (3.52)$$

где: $\Delta_{зк}$ – погрешность определения границы капли, $\Delta_{зо}$ – погрешность определения границы оси, Δ_N – статистическая погрешность.

Перед началом экспериментов проводилась калибровка и юстировка оптической системы. Для юстировки внутри вакуумной камеры помещалось стеклянное световодное волокно с диаметром 400 мкм. Верхний конец волокна крепился к генератору, а нижний соединялся с небольшим грузом. С помощью специальных юстировочных винтов на генераторе капле устанавливалось совпадение оси генератора с осью волокна. Затем, используя методику (глава 2, раздел 2.2) и юстировочные элементы на цифровых камерах, обеспечивалось совпадение осей камер с осью волокна. Так как оптические свойства световодного волокна совпадают с оптическими свойствами струи и капле, то можно считать, что погрешность измерения $\Delta_{зо}$ совпадает с погрешностью измерения $\Delta_{зк}$. Калибровка производилась по специальной масштабной сетке. Перед началом экспериментов сетка устанавливалась в месте измерения неустойчивостей, а затем убиралась. Увеличение оптической системы выбиралось в диапазоне 10-20. Такое увеличение, совместно с предварительной калибровкой, обеспечивало погрешность определения границы капли $\Delta_{зк} \approx (0,5-1)$ мкм.

Количество капле, по которому производилось определение среднего положения капле относительно вертикальной оси, составляло несколько десятков. Поэтому статистической погрешностью Δ_N можно пренебречь.

Подставив в (3.51) и (3.52) соответствующие значения, получим следующую оценку:

$$\frac{\Delta_x}{V_c} \approx \frac{\Delta_y}{V_c} \approx \pm \frac{2 \cdot \Delta_{\text{эк}}}{L} \approx \pm \frac{2}{L} \approx \pm 3 \cdot 10^{-6} . \quad (3.53)$$

Эксперименты показали, что при уменьшении давления $P_{\text{вк}}$ от 1 бар до 0,1 бар уменьшаются и величины продольной, и поперечной неустойчивостей. В области давлений меньших 0,1 бар величины продольной и поперечной неустойчивости принимают минимальное значение и почти не зависят от давления.

В качестве примера на рисунках 3.30 и 3.31 представлены экспериментальные результаты по определению влияния давления $P_{\text{вк}}$ внутри рабочей камеры на поперечную и продольную неустойчивость капельных потоков. Рабочие параметры эксперимента: расстояние до точки измерения $L = 0,75$ м, диаметр струи $D_j = 403$ мкм, $V_j = 3$ м/с, $f_m = 999$ Гц, $k_m = 0,41$.

Для сравнения на тех же рисунках представлены результаты из работ [226, 227]. В работе [226] измеренное относительное среднеквадратичное отклонение скорости капель при атмосферном давлении составило 0,1%, а в работе [227] — 0,3%. В наших экспериментах относительное среднеквадратичное отклонение скорости капель при атмосферном давлении равно 0,17%. Разброс в результатах можно объяснить различием в параметрах экспериментов и сложностью самих экспериментов.

Кроме того, на рисунках 3.30 и 3.31 представлены и результаты расчётов по модели, предложенной в работе [14]. Из (3.46) видно, что начало разрушения капельного потока происходит при следующем условии:

$$3 \cdot \sigma(V_x) \approx 3 \cdot \sigma(V_y) \approx 2 \cdot l_c \cdot \gamma . \quad (3.54)$$

Подставив в (3.46) и (3.54) значения, соответствующие рабочим параметрам эксперимента, получим, что относительное среднеквадратичное отклонение по скорости будет равно примерно 0,0008. Таким образом, расчёт по модели, предложенной в [14], качественно совпадает с нашими резуль-

татами.

Из полученных экспериментальных результатов видно, что при давлении примерно $P_{вк} \approx 0,5$ бар резко изменяется характер зависимости и продольной, и поперечной неустойчивостей от давления. Это может служить подтверждением того, что существуют разные механизмы влияния давления на развитие неустойчивостей потока. До давления $0,5$ бар на развитие неустойчивостей потока сильное влияние оказывает сопротивление газовой среды. Ниже $0,5$ бар влияние сопротивления газовой среды падает, и развитие неустойчивостей потока определяется взаимодействием капель друг с другом за счёт испарения и конденсации.

В результате аппроксимации экспериментальных данных в диапазоне давлений от $0,5$ бар до 1 бар, для продольной и поперечной неустойчивостей с достоверностью $R^2 \approx 0,84$ были получены следующие зависимости от давления в рабочей камере:

$0,5 \text{ бар} < P_{вк} < 1 \text{ бар}$

$$\sigma(V_y)/V_c = -2,39 \cdot 10^{-4} + 1,97 \cdot 10^{-3} \cdot P_{вк} ; \quad (3.55)$$

$$\sigma(V_x)/V_c = 8,65 \cdot 10^{-5} + 1,65 \cdot 10^{-3} \cdot P_{вк} . \quad (3.56)$$

В результате аппроксимации экспериментальных данных в диапазоне давлений от 0 бар до $0,5$ бар, для продольной и поперечной неустойчивостей с достоверностью $R^2 \approx 0,91$ были получены следующие зависимости от давления в рабочей камере:

$0 \text{ бар} < P_{вк} > 0,5 \text{ бар}$

$$\sigma(V_y)/V_c = \sigma_{0Y} \cdot \exp(9,55 \cdot P_{вк}) ; \quad (3.57)$$

$$\sigma(V_x)/V_c = \sigma_{0X} \cdot \exp(12,19 \cdot P_{вк}) , \quad (3.58)$$

где: $\sigma_{0Y} = 8,14 \cdot 10^{-6}$ – минимальное относительное поперечное среднеквадратичное отклонение по скорости, $\sigma_{0X} = 9,56 \cdot 10^{-6}$ – минимальное относительное продольное среднеквадратичное отклонение по скорости. С учётом погрешности аппроксимации можно считать, что $\sigma_{0Y} \approx \sigma_{0X} \approx 10^{-5}$.

В работе Орме [230] для струи с диаметром $D_j = 200$ мкм и при волновом числе $k_m = 0,41$ было получено следующее значение $\sigma_{0Y} = 5 \cdot 10^{-6}$. Этот результат достаточно хорошо совпадает с полученным нами значением $\sigma_{0Y} = 8,14 \cdot 10^{-6}$. К сожалению, в работе представлены результаты измерения только минимальной поперечной дисперсии по скорости.

Эксперименты из [230] и наши эксперименты проводились при одинаковых волновых числах $k_m \approx 0,4$. Возможным объяснением разницы в полученных результатах может служить большое отношение шумового давления к сигналу возбуждения $P_{шум}/\Delta P$ в наших экспериментах. В работе [230], в отличие от нашей экспериментальной установки, были предприняты дополнительные усилия для уменьшения внешних шумов.

Если воспользоваться результатами расчётов из [230], то значению $\sigma_{0Y} = 5 \cdot 10^{-6}$ будет соответствовать $P_{шум}/\Delta P \approx 12,5\%$, а значению $\sigma_{0Y} = 1 \cdot 10^{-5}$ — $P_{шум}/\Delta P \approx 25\%$. В настоящее время экспериментально измерить величину шумового давления $P_{шум}$ не представляется возможным.

Полученные аппроксимационные зависимости (3.55)-(3.58) можно использовать для оценки предельно достижимых геометрических характеристик капельных потоков: максимально возможной длины потока L_{max} и максимально возможного расстояния между капельными струями в потоке h_{max} .

Разрушение капельного потока из-за продольной неустойчивости наступает в тот момент, когда капли начинают догонять друг друга. Это означает, что капли, имеющие скорость $6\sigma(V_x)$, за время t успевают пройти расстояние, равное расстоянию до касания капель друг с другом. Для монодисперсного распада это расстояние равно $D_c = 2D_N$. Воспользовавшись (3.58) и учитывая связь между L_{max} и временем существования потока t , для максимальной длины потока L_{max} получим следующее выражение:

$$L_{max} = t \cdot V_c = \frac{D_c \cdot V_c}{6 \cdot \sigma(V_x)} \approx \frac{D_N}{3 \cdot 10^{-5} \exp(12,19 \cdot P_{вк})}, \quad (3.59)$$

где: D_N — внутренний диаметр сопла (м), $P_{вк}$ — давление (бар).

Разрушение капельного потока из-за поперечной неустойчивости наступает в тот момент, когда капли начинают сталкиваться с каплями соседних потоков. Это означает, что капли за время t успевают пройти расстояние, равное расстоянию до касания капель с каплями соседнего потока. Для монодисперсного распада это расстояние равно $(h_{max}/2) - D_N$.

Учитывая (3.59), для максимального расстояния h_{max} между осями соседних потоков получим:

$$h_{max} = \frac{6 \cdot \sigma(V_y) \cdot L_{max}}{V_c} + 2 \cdot D_N, \quad (3.60)$$

где: D_N – внутренний диаметр сопла (м), $P_{вк}$ – давление (бар).

Воспользовавшись (3.59) и (3.60) получим, что максимальная длина капельного потока с диаметром капель $D_c = 400$ мкм ($D_N = 200$ мкм) не может превышать $L_{max} \approx 6,7$ м. При этом расстояние между соседними выходными соплами насадки h_{max} должно быть больше 0,8 мм.

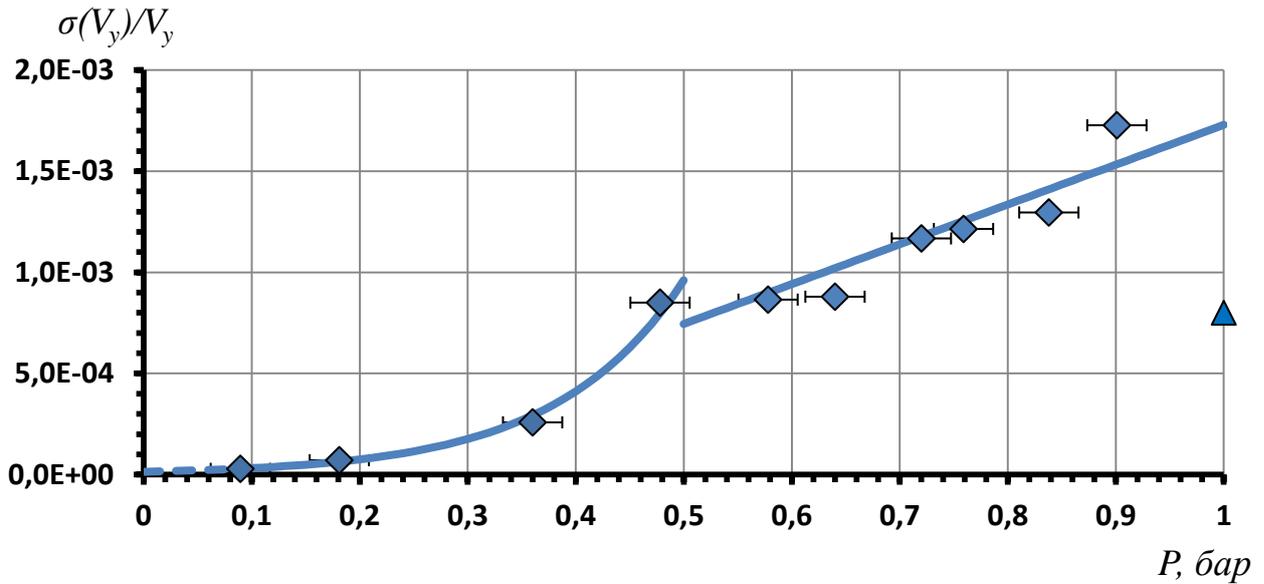


Рис. 3.30. Влияние давления на поперечную неустойчивость капельных потоков: \blacklozenge - экспериментальные результаты, — аппроксимационные кривые, \blacktriangle - результаты расчёта по формуле из [14]

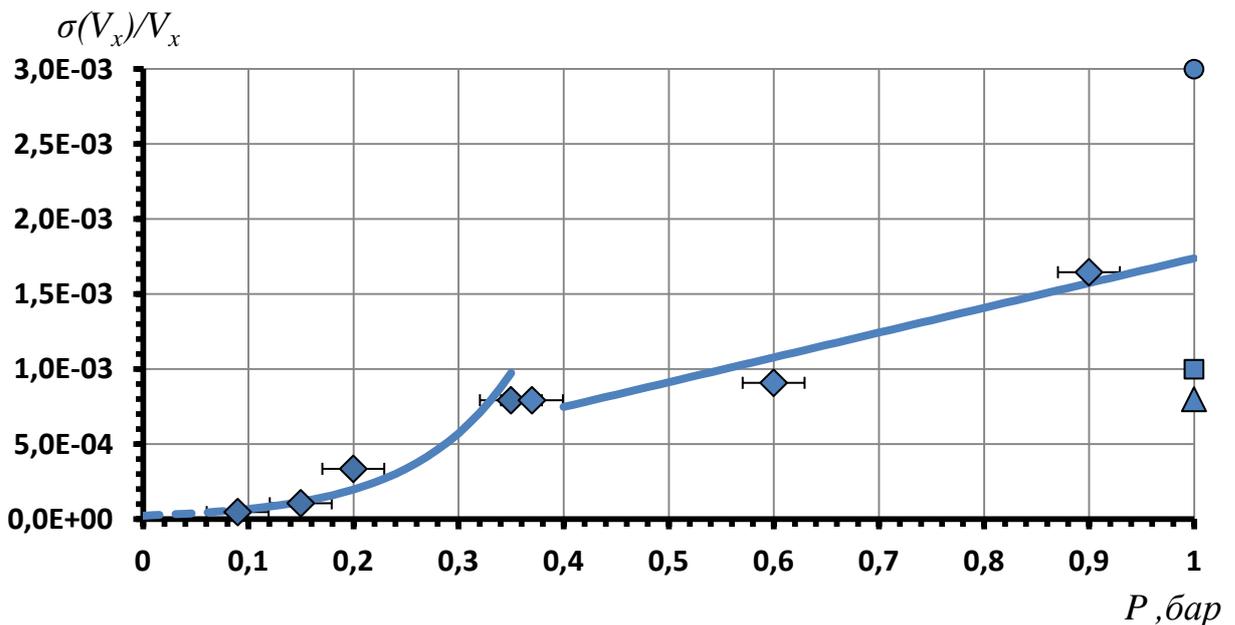


Рис. 3.31. Влияние давления на продольную неустойчивость капельных потоков: \blacklozenge - экспериментальные результаты, — аппроксимационные кривые, \bullet - экспериментальные результаты из [227], \blacksquare - экспериментальные результаты из [226], \blacktriangle - результаты расчёта по формуле из [14]

3.5. Выводы

Для комплексного исследования теплофизических и конструкционных проблем получения стабильных капельных потоков была создана автоматизированная экспериментальная установка, состоящая из следующих систем: вакуумной системы, системы подачи теплоносителя, системы генерации монодисперсных капель и измерительной системы. Для определения характеристик ВКРС используются две цифровые видеокамеры СК типа PCO-PixelFly фирмы «Pro.imaging», расположенные под углом девяносто градусов друг к другу, и система подсветки, состоящая из двух строботачометров СТ-МЭИ. Одна из камер фиксирует характеристики ВКРС и монодисперсных капель в плоскости X, другая — в плоскости Y. Камера, фиксирующая характеристики ВКРС в плоскости Y, закреплена на катетометре типа В630 и может перемещаться в вертикальной плоскости. Благодаря этому можно определять характеристики капельных потоков не только в точке распада струй на капли, но и на значительном расстоянии от точки распада. Последнее крайне важно при исследовании неустойчивости капельных потоков. Погрешность определения линейных размеров составляет ± 10 мкм.

На основании требований к параметрам капельных холодильников излучателей, анализа литературы и предварительных экспериментов разработана система генерации, и создан прототип генератора монодисперсных капель для капельных холодильников излучателей. Для передачи механических колебаний от системы возбуждения на рабочую жидкость в генераторе используется мембрана, обеспечивающая максимальную одинаковость амплитуд возбуждения для всех струй теплоносителя. В ходе экспериментов по исследованию влияния высоких температур на характеристики генератора получено, что при изменении частоты f_0 от 200 Гц до 2000 Гц начальная амплитуда возбуждения δ_0 возрастает на 30-40 %, а при изменении температуры от 300 К до 400 К амплитуда δ_0 возрастает на 10 %. Установлено, что в генераторах этого типа только 30 % амплитуды колебаний от системы воз-

буждения преобразуется в амплитуду начального возмущения. Многочисленные эксперименты показали, что разработанный для капельных холодильников излучателей генератор монодисперсных капель может работать при температурах до 400 K , сохраняя в течение длительного времени стабильными свои характеристики. Эксперименты проводились при температурах до 400 K . Длительность каждого эксперимента составляла примерно восемь часов.

Экспериментально протестированы различные технологии изготовления выходных сопел насадок. По результатам тестирования можно сделать следующие выводы:

1. Для получения капельных потоков малой плотности с диаметром капель $D_c \leq 100\text{ мкм}$ из вязких жидкостей наиболее подходит технология изготовления насадок путём выдавливания. Основными достоинствами этой технологии является высокое качество каналов истечения насадок и хорошая воспроизводимость выходных диаметров каналов истечения. Однако при больших геометрических размерах насадок у струй, расположенных на границах насадки, наблюдается существенное угловое отклонение от оси генератора.

2. Для получения капельных потоков большой плотности с диаметром капель $D_c \geq 100\text{ мкм}$ предпочтительнее технология изготовления насадок с помощью электроэрозии с предварительным выдавливанием. Основными достоинствами этой технологии являются высокое качество каналов истечения и хорошая соосность струй друг с другом и с осью генератора, недостатками — сложность и необходимость отбраковки большого количества насадок.

Впервые с помощью разработанного генератора монодисперсных капель и насадки, изготовленной с помощью электроэрозии с предварительным выдавливанием, были получены потоки большой плотности с малым угловым отклонением осей струй друг от друга. Максимально плотный поток состоял из 208 струй диаметром $D_j = 200\text{ мкм}$ с угловым отклонением осей

струй друг от друга, не превышающим $0,0005 \text{ рад}$.

Экспериментальная установка использовалась для исследования в широком диапазоне изменения динамической вязкости жидкости ($0,004 \text{ Па}\cdot\text{с} < \eta < 0,3 \text{ Па}\cdot\text{с}$) теплофизических проблем получения стабильных капельных потоков: влияния вязкости рабочей жидкости на характеристики режима перехода от капельного к струйному; влияния вязкости на рост амплитуды возмущения и на оптимальную частоту распада; влияния давления окружающей среды на поперечную и продольную неустойчивость капельных потоков.

На основе анализа полученных результатов можно сделать следующие выводы:

1. Установлено, что общим для сопел с разным выходным диаметром является превышение давления прямого перехода (от капельного режима к струйному) над давлением обратного перехода (от струйного режима к капельному). Чем больше вязкость рабочей жидкости и чем меньше диаметр выходного сопла, тем больше разность давления между обратным и прямым режимом перехода. Для сопел с большим выходным диаметром, при уменьшении вязкости, разность давления между обратным и прямым режимом перехода быстро уменьшается до нуля. Для сопел с малым выходным диаметром эффект становится менее выражен и меньше зависит от вязкости, чем от диаметра сопла.

2. Впервые установлено, что в области больших вязкостей $0,02 \text{ Па}\cdot\text{с} < \eta < 0,3 \text{ Па}\cdot\text{с}$ и малых скоростей струй ($Oh > 1, Re < 2$) границы начала области рэлеевского распада для обоих режимов перехода смещены в область больших чисел Вебера и по-разному зависят от числа We . В области малых чисел $Oh < 1$ и чисел $Re > 2$ (малая вязкость, малый диаметр струй и большие скорости) экспериментальные границы обоих переходов совпадают и достаточно хорошо согласуются с границей, соответствующей значению числа $We_{кр} = 4$. Отличие экспериментальной границы от $We_{кр} = 4$ не превышает 15%. Для определения границ прямого и обратного переходов получены эмпирические формулы, связывающие отношение $We/We_{кр}$ с числом Oh . Среднеквад-

ратичное отклонение экспериментальных результатов от результатов расчёта по эмпирическим формулам не превышает $\sigma \approx \pm 2\%$.

3. Анализ результатов экспериментов по исследованию влияния вязкости на рост амплитуды возмущения позволяет сделать вывод, что капиллярный распад вязких струй является сложным явлением. Можно выделить два основных процесса, приводящих к распаду струй вязких жидкостей. Для первого процесса характерен монотонный рост амплитуды возмущения. Длина нераспавшейся части струи L_j определяется моментом достижения волной возмущения амплитуды равной радиусу струи. Влияние вязкости на инкремент неустойчивости γ и на максимальное волновое число k_m соответствует теории Рэлея-Вебера.

Второй процесс связан с наличием в вязких жидкостях сил, препятствующих распаду струи на капли. С увеличением вязкости рост амплитуды возмущения становится немонотонным. После достижения длины L_j капли не отрываются от струи, а образуют длинную цепочку капель, связанных перешейками. Распад не соответствует теории Рэлея-Вебера.

При малой вязкости жидкости $\eta < 0,04 \text{ Па}\cdot\text{с}$ наиболее быстро волна возмущения начинает расти с $0,6L_j$. В этой области для реализации монодисперсного распада необходимо определённое сочетание параметров начального возмущения и волнового числа. Для случая, когда $k \ll k_m$, распад возможен только при больших значениях начальной амплитуды $\delta_0/R_j > 0,015$. Чем ближе значение волнового числа к максимальному числу k_m , тем больше скорость роста волны возмущения. Распад возможен даже при малых начальных амплитудах $\delta_0/R_j \approx 0,0005$. Волна возмущения растёт монотонно, и для описания распада можно использовать линейную теорию Рэлея-Вебера.

При большой вязкости жидкости $\eta > 0,04 \text{ Па}\cdot\text{с}$ скорость роста волны возмущения замедляется. Чем больше вязкость, тем больше волна возмущения становится нелинейной, причём начало нелинейных эффектов приближается к месту истечения струи. Рост волны возмущения перестаёт быть

монотонным и не может быть описан в рамках линейной теории Рэлея-Вебера.

4. В результате обработки всей совокупности экспериментальных данных по исследованию влияния вязкости на оптимальную частоту распада получена эмпирическая формула (3.37), связывающая оптимальное волновое число k_m с числами Re и Oh^{-1} . Среднеквадратичное отклонение экспериментальных результатов от результатов по эмпирической формуле не превышает $\pm 10\%$.

Сравнение полученных результатов с результатами других авторов показало, что при больших скоростях ($Re > 20$) и малых вязкостях $\eta < 0,005 \text{ Па}\cdot\text{с}$ ($Oh^{-1} > 10$) и наши экспериментальные данные, и данные из работы В.Н. Афанасьева [126] качественно согласуются с выводами теории Рэлея-Вебера. В соответствии с этой теорией, с увеличением вязкости максимальное значение инкремента неустойчивости сдвигается в область больших длин волн (оптимальное волновое число k_m уменьшается), а с увеличением скорости струи влияние вязкости на k_m ослабевает. Однако количественно наши результаты более близки к результатам теории Рэлея-Вебера. Для этой области оптимальное волновое число, рассчитанное по (3.37), отличается от результата расчёта по теории Рэлея-Вебера (3.31) примерно на несколько процентов. Оптимальное волновое число, рассчитанное по (3.45), отличается от результата расчёта по (3.33) примерно на двадцать процентов.

В области вязкостей $\eta > 0,005 \text{ Па}\cdot\text{с}$ ($Oh^{-1} < 20$) и при малых скоростях ($Re < 20$) влияние вязкости и скорости жидкости на величину оптимального волнового числа оказывается более существенным, чем предсказывает теория. В этой области отличие оптимального волнового числа, рассчитанного по (3.37), от результата расчёта по теории Рэлея-Вебера (3.31) может составлять сорок процентов. Оптимальное волновое число, рассчитанное по (3.45), отличается от результата расчёта по (3.31) примерно на пятьдесят процентов.

В промежуточной области вязкостей $\eta > 0,005 \text{ Па}\cdot\text{с}$ ($Oh^{-1} < 10$) и при больших скоростях ($Re > 20$) влияние вязкости и скорости жидкости на величину оптимального волнового числа оказывается тоже более существенным, чем предсказывает теория. В этой области отличие оптимального волнового числа, рассчитанного по (3.37), от результата расчёта по теории Рэлея-Вебера (3.31) может достигать до двадцати процентов. Расчёт оптимального волнового числа по (3.45) согласуется с нашими экспериментальными данными. Отличие составляет всего несколько процентов.

5. В результате обработки всей совокупности экспериментальных данных в диапазоне внешних давлений от 0 бар до 1 бар, с достоверностью $R^2 \approx 0,84$, получены эмпирические формулы (3.55)-(3.58), связывающие относительное среднеквадратичное поперечное отклонение по скорости и относительное среднеквадратичное продольное отклонение с величиной внешнего давления.

Установлено, что развитие и продольной, и поперечной неустойчивости капельного потока происходит из-за того, что у капель, образующихся при монодисперсном распаде струй, имеется очень малый начальный разброс по скорости и размерам (предельная степень монодисперсности). Экспериментально получено, что минимальные относительные среднеквадратичные поперечное и продольное отклонения имеют следующие значения: $\sigma_{OY} \approx \sigma_{OX} \approx 1 \cdot 10^{-5}$.

Сравнение экспериментальных результатов с результатами работ других авторов [14, 84, 226, 227, 230] показало достаточно хорошее качественное соответствие. Возможным объяснением отличия между результатами может служить то обстоятельство, что в наших экспериментах отношение шумового давления к сигналу возбуждения $P_{шум}/\Delta P$ было большим.

Полученные эмпирические формулы можно использовать для оценки предельно достижимых геометрических характеристик капельных потоков: максимально возможной длины потока L_{max} и максимально возможного расстояния между капельными струями в потоке h_{max} .

ГЛАВА 4. РАСЧЁТНАЯ МОДЕЛЬ ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ ПОЛУЧЕНИЯ КРИОГЕННЫХ КОРПУСКУЛЯРНЫХ МИШЕНЕЙ

Проведённый анализ литературных источников показал (глава 1, раздел 1.2), что, несмотря на большую перспективность как для научных исследований, так и для использования в новых технологиях, создание установок по получению криогенных корпускулярных мишеней всё ещё находится на начальной стадии.

В настоящий момент эксперименты по изучению проблем криогенных корпускулярных мишеней проводятся только на двух экспериментальных установках: в Институте ядерной физики г. Юлих (FZJ, Германия) и в университете г. Упсала (Швеция). Как было отмечено в первой главе, для создания этих установок потребовалось достаточно много времени и финансовых средств. Связано это с тем, что на момент начала исследований, представленных в диссертации, теплофизические процессы получения криогенных корпускулярных мишеней были мало изучены, и, кроме того, не существовало расчётной модели по определению характеристик капель и гранул при их движении внутри установок.

Решению этих задач и посвящена настоящая глава.

4.1. Инжекция жидких испаряющихся капиллярных струй в среду с низким давлением

Как часть технологического процесса инжекция жидких испаряющихся капиллярных струй в среду с низким давлением используется в энергетике, физике высоких энергий и нанотехнологиях. Подробное описание этих технологий дано в главе 1, раздел 1.2.

При инъекции в среду с низким давлением поверхность струи оказывается сильно перегретой по отношению к температуре окружающей среды. В результате интенсивного поверхностного испарения на струе могут появиться различного вида неустойчивости, влияющие на гидродинамику, теп-

лообмен и даже на саму геометрию струи.

Необходимо отметить, что поверхностные неустойчивости сильно перегретой струи мало изучены как теоретически, так и экспериментально. Среди имеющихся исследований [67-70, 270, 274, 275] можно выделить работу Ковалевского [68], в которой изучалось испарение в камере низкого давления струй из чистого эфира и этанола с разным диаметром (от 100 *мкм* до 400 *мкм*) и с разной. Все эксперименты проходили при комнатной температуре. Экспериментально были обнаружены неустойчивости, связанные с испарением. Так при инъекции струи этанола ($D_j = 200$ *мкм* и $V_j = 3$ *м/с*) в камеру с давлением 100 *Па* был зафиксирован эффект отклонения струи от первоначального вертикального положения. К сожалению, автор ограничился только фиксацией эффекта и не привёл данные о влиянии на начало эффекта и его дальнейшее развитие: диаметра струи, скорости струи и давления в вакуумной камере.

В работах [274,275] эффект отклонения струи от первоначального вертикального положения был впервые зафиксирован для водных струй, а в работах [67,70, 270] — для струй из криогенных жидкостей.

В ходе экспериментов по инъекции струй воды в вакуум, эффект отклонения наблюдался при истечении струй из сопел разного диаметра и с разной скоростью. Из результатов экспериментов, представленных на рисунке 4.1, видно, что сначала струя вытекает из насадки генератора вертикально, а затем отклоняется от вертикали, причём угол отклонения может быть значительным. Эффект отклонения струи от вертикального истечения (эффект «загиба струи») начинал проявляться при давлениях в вакуумной камере, значительно меньших давления насыщенного пара инжектируемой жидкости. Необходимо отметить, что направление загиба выбирается струёй случайным образом. Однако выбранное направление при малой величине загиба со временем не меняется. При больших углах загиба наблюдается периодическое скачкообразное изменение направления, а также колебания нераспавшейся части струи.

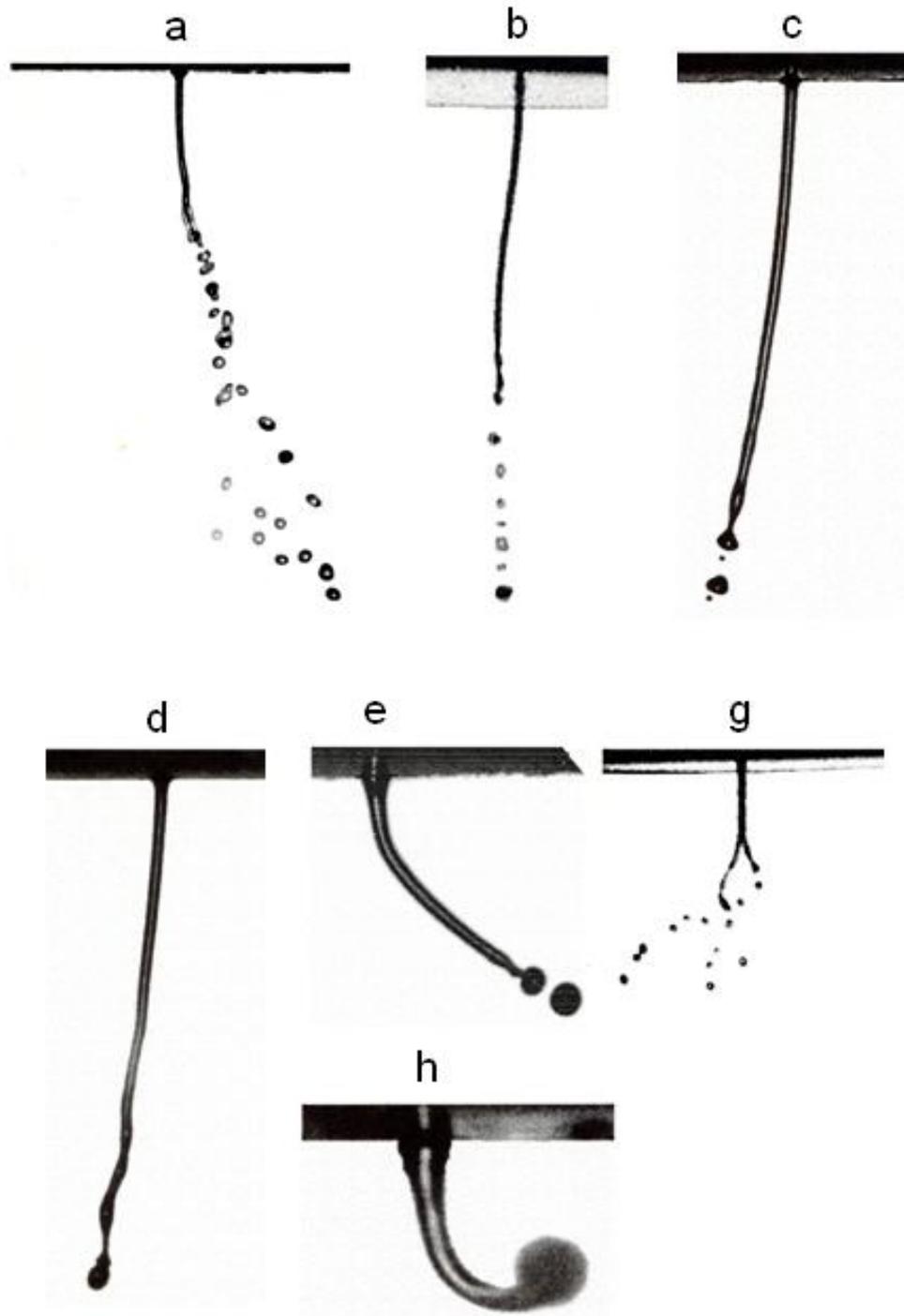


Рис.4.1. Результаты экспериментов по инъекции капиллярных струй воды в среду с низким давлением: а – $D_j = 400 \text{ мкм}$, $V_j = 2,5 \text{ м/с}$, $P_{вк} = 380 \text{ Па}$; б – $D_j = 150 \text{ мкм}$, $V_j = 3,6 \text{ м/с}$, $P_{вк} = 180 \text{ Па}$; в – $D_j = 150 \text{ мкм}$, $V_j = 2,5 \text{ м/с}$, $P_{вк} = 380 \text{ Па}$; д – $D_j = 150 \text{ мкм}$, $V_j = 4,2 \text{ м/с}$, $P_{вк} = 100 \text{ Па}$; е – $D_j = 150 \text{ мкм}$, $V_j = 3,9 \text{ м/с}$, $P_{вк} = 290 \text{ Па}$; г – $D_j = 200 \text{ мкм}$, $V_j = 1 \text{ м/с}$, $P_{вк} = 200 \text{ Па}$; ж – $D_j = 150 \text{ мкм}$, $V_j = 2,9 \text{ м/с}$, $P_{вк} = 90 \text{ Па}$

Для более подробного исследования капиллярного распада струй в среде низкого давления была создана экспериментальная установка, состоящая из следующих систем: вакуумной системы ВС, системы подачи рабочей жидкости СПРЖ, системы генерации монодисперсных капель СГМК и измерительной системы ИС. Подробное описание установки приведено в [274,275]. Внешний вид и расположение её отдельных систем представлены на рисунках 4.2 и 4.3.

В состав вакуумной системы ВС входят следующие элементы: вакуумная камера ВК; три вакуумных насоса ВН1, ВН2 и ВН3; вакуумные клапаны К1, К2 и К3; охлаждаемые жидким азотом верхняя ловушка ВЛ и нижняя ловушка НЛ; натекаТЕЛЬ НТ.

Предварительная откачка вакуумной камеры ВК и изолирующего объёма нижней ловушки НЛ производится с помощью мембранного насоса ВН1 типа MP 601 фирмы «ILMVAC».

Дальнейшая откачка ВК производится с помощью двух последовательно соединённых насосов: двухроторного вакуумного насоса ВН1 (ДВН-150) и двухступенчатого вакуумного пластинчато-роторного насоса ВН2 (2НВР-90Д). Для регулировки давления в ВК используется натекаТЕЛЬ НТ.

На трубопроводе, соединяющем вакуумную камеру с основной системой откачки, расположена верхняя ловушка ВЛ, защищающая вакуумную систему ВК от попадания водяных паров.

Нижняя ловушка НЛ крепится снизу вакуумной камеры и состоит из трёх соосных цилиндрических сосудов. Полость между первым и вторым цилиндрами служит вакуумной изоляцией и откачивается насосом ВН3. Полость между вторым и третьим цилиндрами заполняется жидким азотом. Капельный поток, пройдя вакуумную камеру, попадает на внутренние стенки третьего цилиндра, охлаждается и примерзает к стенкам. В результате, рабочая жидкость не испаряется, что позволяет поддерживать в ВК необходимый вакуум.



Рис 4.2. Внешний вид экспериментальной установки

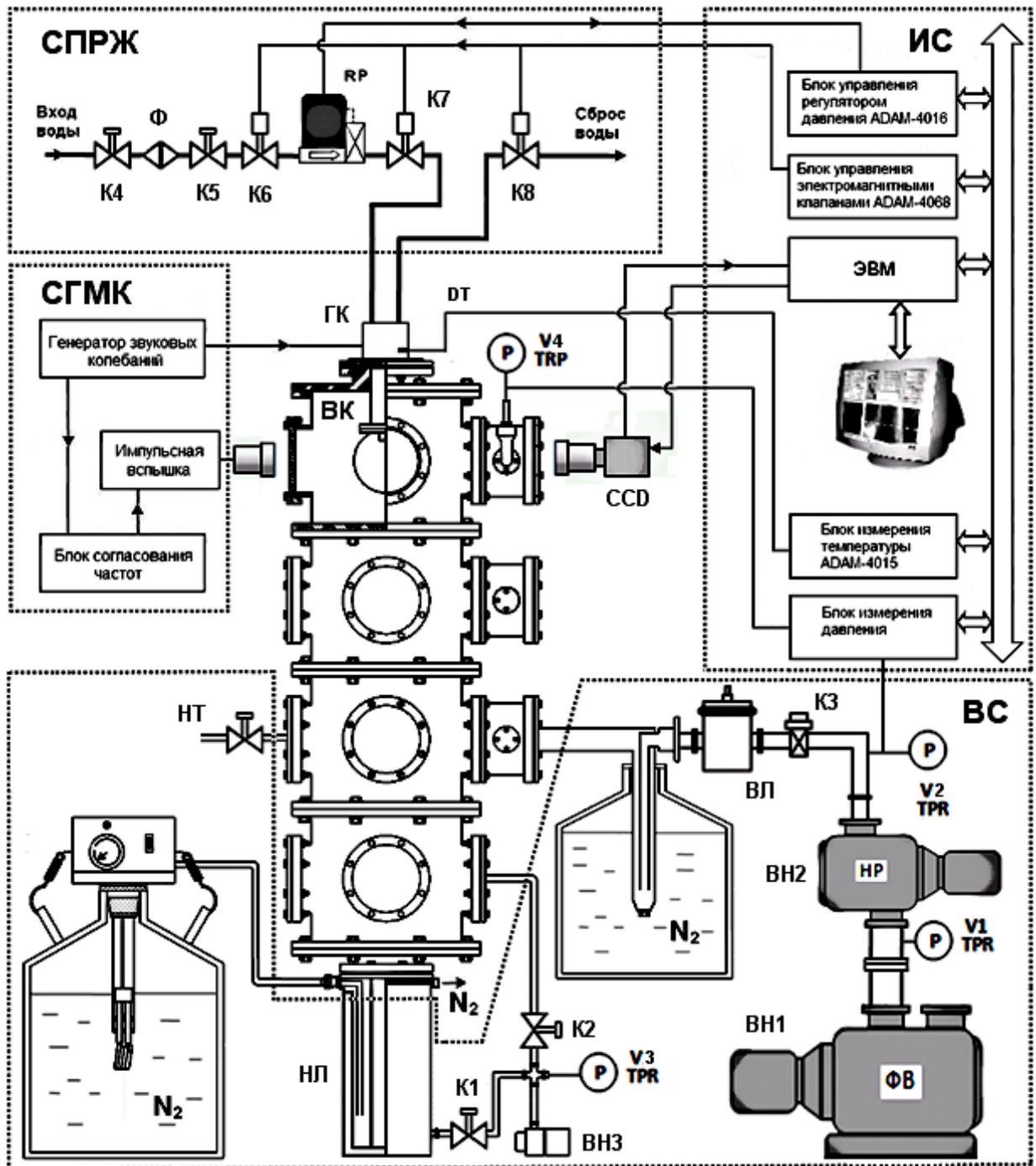


Рис.4.3. Расположение систем экспериментальной установки: ВС – вакуумная система, СПРЖ – системы подачи рабочей жидкости, СГМК – система генерации монодисперсных капель, ИС – измерительная система

В состав системы подачи рабочей жидкости СПРЖ входят следующие элементы: запорные краны К4 и К5; управляемые электромагнитные клапаны К6 и К7; фильтр Ф и регулятор давления RP «Dunfoss». Микропроцессорный регулятор давления RP позволяет поддерживать рабочее давление в генераторе капель ГК с точностью $\approx 1\%$. С помощью электромагнитного клапана К8 осуществляется сброс из генератора капель лишней воды.

Система генерации СГМК состоит из генератора монодисперсных капель ГК, генератора звуковых колебаний и блока согласования частот. Подробное описание системы представлено в главе 3, разделе 3.1.3.

Контроль рабочих параметров и управление работой различных систем установки осуществляется с помощью распределённой автоматизированной системы ИС на основе блоков ADAM. Управляющие сигналы подаются на клапаны и регулятор давления RP от релейного блока согласования ADAM-4068 и блока цифроаналогового преобразования ADAM-4016. Эти блоки преобразуют цифровой код от компьютера в аналоговый управляющий сигнал.

Для контроля температуры внутри генератора капель используется резистивный датчик температуры DT типа PT-100 с погрешностью измерения меньшей 1% ($\pm 0,7^\circ\text{C}$). Контроль давления в разных частях установки осуществляется с помощью терморезисторных датчиков давления V1–V4 типа ДВТ-3/0-006. Рабочий диапазон измеряемых давлений $0,1-10^5 \text{ Па}$. Погрешность измерения $\pm 15\%$. Информация с выхода датчиков с помощью блоков ADAM-4015 преобразуется в цифровой код и записывается в память ЭВМ.

Для визуализации и определения параметров процессов, происходящих при капиллярном распаде струй при неравновесных условиях, использовались две цифровые видеокамеры СК типа PCO-PixelFly фирмы «Pro.imaging», расположенные под углом девяносто градусов друг к другу, и система подсветки, состоящая из двух строботахометров СТ-МЭИ. Подробное описание методики и программы по определению параметров дано в главе 2, разделах 2.2 и 2.3.

В экспериментах изучалось влияние на начало эффекта «загиба струи» и его дальнейшее развитие следующих параметров: диаметра струи, скорости инъекции и давления в вакуумной камере. Во всех экспериментах температура рабочей жидкости на входе в генератор капель была постоянной и равной 293 K . Эксперименты проводились со струями воды с диаметром D_j от 50 мкм до 400 мкм и с разной скоростью инъекции V_j от 1 м/с до 6 м/с . Скорость инъекции струи менялась за счёт изменения давления внутри генератора капель.

Эксперименты по определению параметров начала эффекта «загиба струи» проходили следующим образом. В начале эксперимента струя диаметром D_j и скоростью V_j инжестировалась в вакуумную камеру при атмосферном давлении. Затем начиналась откачка камеры. В процессе откачки скорость инъекции струи оставалась постоянной. Постоянство скорости достигалось за счёт изменения давления внутри генератора капель. В момент начала загиба струи откачка прекращалась, и фиксировалось давление внутри камеры. Таким образом, для каждого выбранного диаметра струи D_j при разных скоростях инъекции V_j было определено давление в камере $P_{\text{вк}}$, соответствующее началу эффекта «загиба струи». Результаты экспериментов представлены на рисунке 4.4.

На основании анализа экспериментальных результатов было установлено, что среднее значение давления начала эффекта «загиба струи» $P_{\text{вк}}^{\text{ср}}$ и давление насыщения P_s связаны следующим образом: $P_{\text{вк}}^{\text{ср}} \approx 0,24 \cdot P_s$. Среднеквадратичное отклонение всех экспериментальных результатов от среднего значения давления начала эффекта «загиба струи» $P_{\text{вк}}^{\text{ср}}$ составило $\pm 18\%$.

Эксперименты по исследованию влияния на развитие эффекта «загиба струи» диаметра струи, скорости инъекции и давления в вакуумной камере проходили следующим образом. Струя диаметром D_j и скоростью V_j инжестировалась в вакуумную камеру при давлении равном давлению началу эффекта загиба струи $P_{\text{вк}}$. Затем начиналась откачка камеры. В процессе откачки при постоянной скорости струи фиксировался угол отклонения струи от

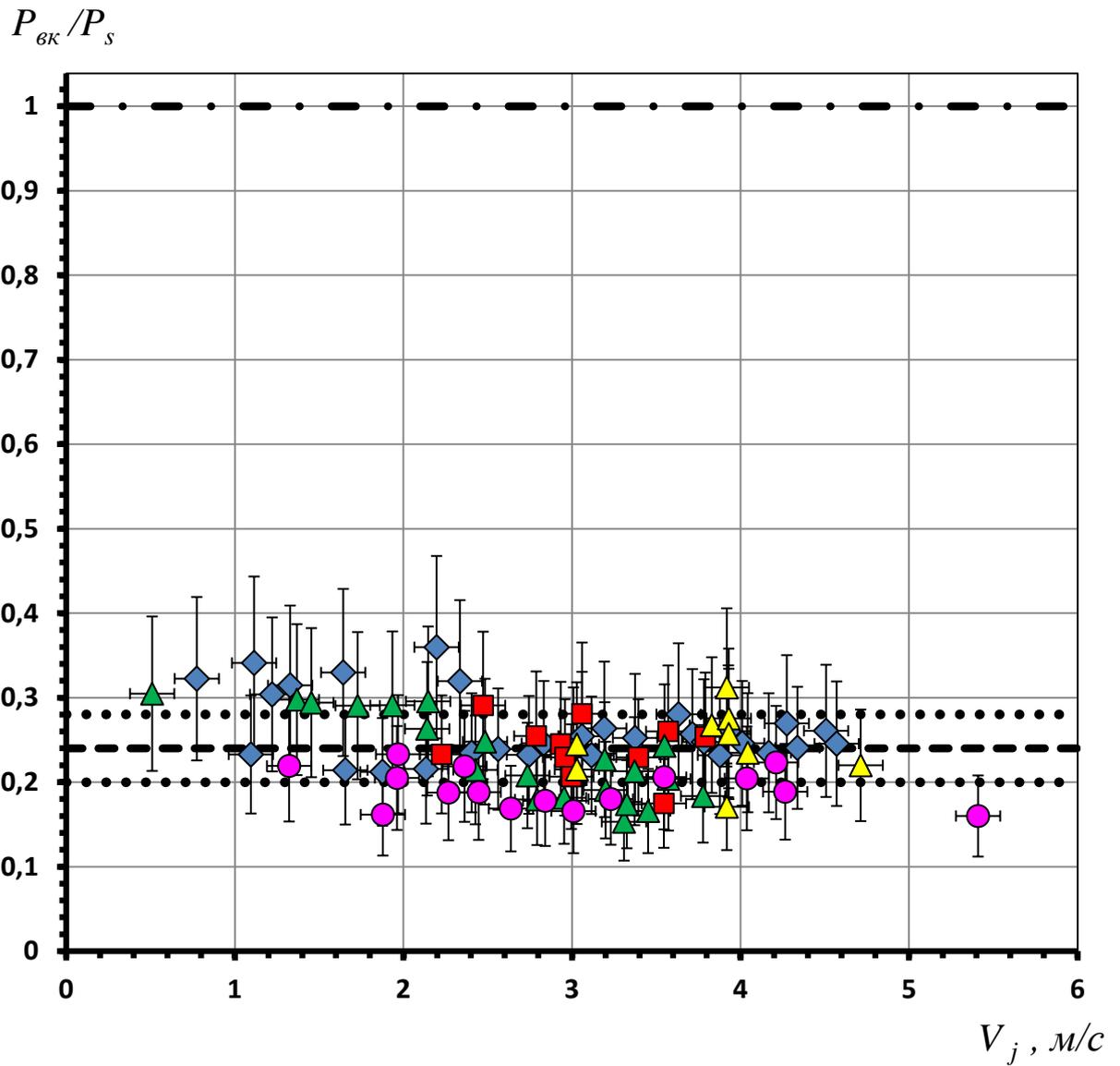


Рис. 4.4. Результаты экспериментов по определению давления начала эффекта «загиба струи»

- ◆ $D_j=50$ мкм; ■ $D_j=100$ мкм; ▲ $D_j=150$ мкм; ● $D_j=200$ мкм; ▲ $D_j=400$ мкм;
- — отношение среднего давления $P_{вк}^{ср}$ начала эффекта к давлению насыщенных паров P_s

вертикали и давление, соответствующее этому углу отклонения. Результаты экспериментов показаны на рисунках 4.5-4.8. На рисунках 4.5 и 4.6 представлено влияние давления в вакуумной камере на величину угла загиба струй с разным диаметром и одной и той же скоростью инъекции; на рисунке 4.7 — влияние диаметра струи на величину угла загиба (давление и скорость инъекции постоянны). На рисунке 4.8 — влияние скорости струи на величину угла загиба струи (давление и диаметр струи постоянны).

На основе анализа полученных результатов для струй воды с диаметром от D_j от 50 мкм до 400 мкм и с разной скоростью инъекции V_j от 1 м/с до 6 м/с можно сделать следующие выводы:

1. Давление начала эффекта «загиба струи» слабо зависит от диаметра и скорости струи. Эффект начинается при давлении в четыре раза меньшем давления, соответствующего давлению насыщенных паров жидкости при данной температуре.

2. С уменьшением диаметра струи, скорости струи и давления в вакуумной камере, угол загиба струи увеличивается до тех пор, пока струя остаётся жидкой и распадается на капли.

К сожалению, на основании полученных экспериментальных данных невозможно однозначно определить природу появления эффекта «загиба струи». Однако можно определить способ его предотвращения. Из полученных результатов следует, что при скоростях инъекции больших 10 м/с и давлении в вакуумной камере $P_{вк}$ большем $0,24 \cdot P_s$, эффект «загиба струи» почти не проявляется.

Возможным объяснением появления эффекта «загиба струи» может служить очень быстрое охлаждение поверхности струи сразу после инъекции. Как результат, распределение температуры вдоль поверхности становится неравномерным. А это, в свою очередь, приводит к неравномерной скорости испарения и неравномерному распределению поверхностного натяжения.



Рис. 4.5. Влияние давления в вакуумной камере $P_{вк}$ на угол загиба струи ($D_j = 400$ мкм, $V_j = 3,1$ м/с)
 1 – $P_{вк} = 465$ Па, 2 – $P_{вк} = 500$ Па,
 3 – $P_{вк} = 750$ Па

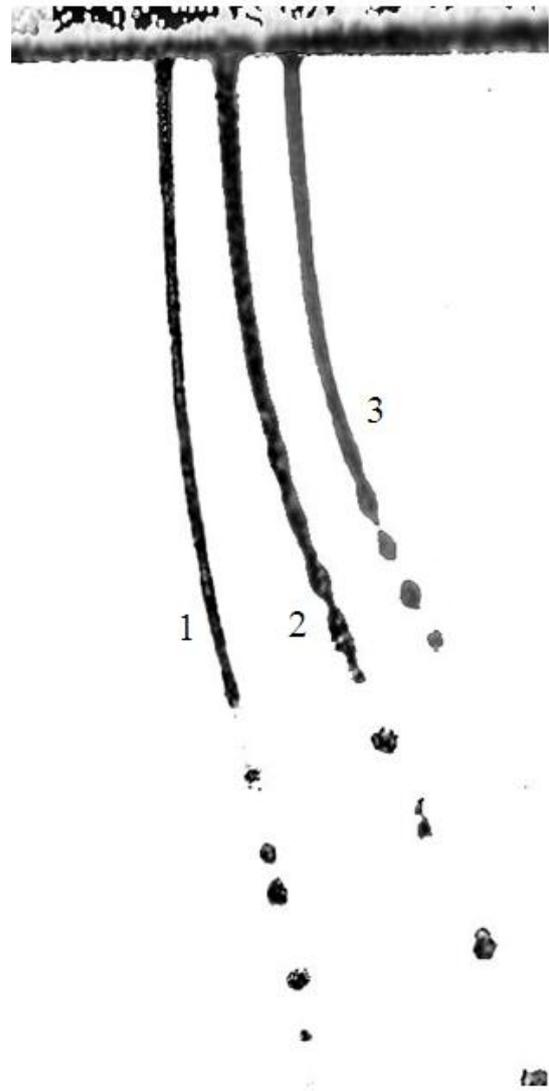


Рис. 4.6. Влияние давления в вакуумной камере $P_{вк}$ на угол загиба струи ($D_j = 150$ мкм, $V_j = 3,2$ м/с)
 1 – $P_{вк} = 174$ Па, 2 – $P_{вк} = 118$ Па,
 3 – $P_{вк} = 70$ Па



Рис. 4.7. Влияние диаметра струи D_j на угол загиба струи ($V_j = 2,5 \text{ м/с}$, $P_{вк} = 200 \text{ Па}$)
 1 – $D_j = 100 \text{ мкм}$, 2 – $D_j = 200 \text{ мкм}$,
 3 – $D_j = 400 \text{ мкм}$

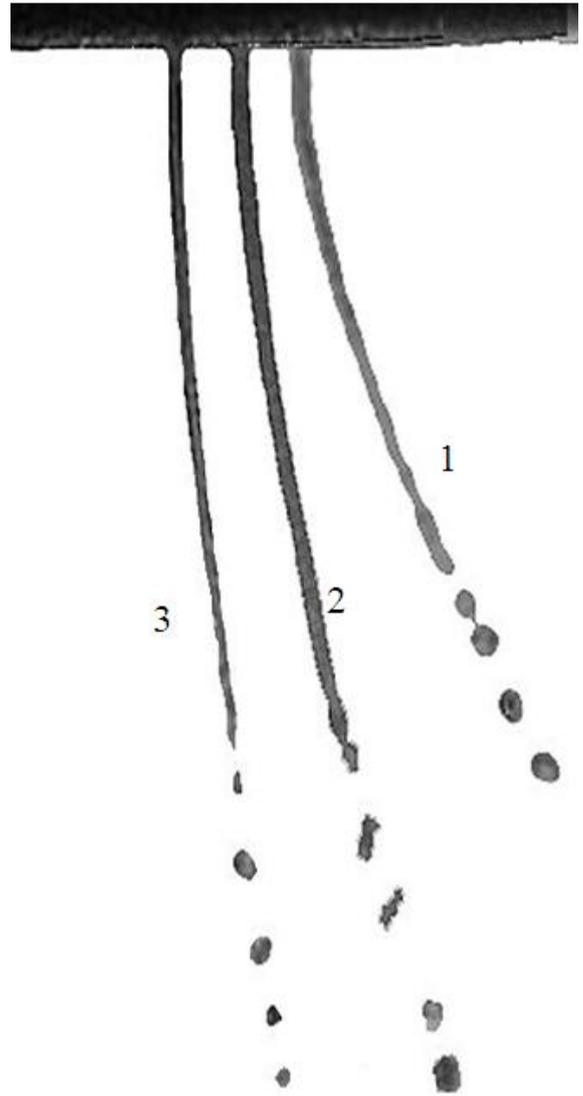


Рис. 4.8. Влияние скорости струи на угол загиба струи ($D_j = 100 \text{ мкм}$, $P_{вк} = 200 \text{ Па}$)
 1 – $V_j = 1 \text{ м/с}$, 2 – $V_j = 2,5 \text{ м/с}$,
 3 – $V_j = 3,2 \text{ м/с}$

4.2. Расчётная модель теплофизических процессов получения криогенных корпускулярных мишеней

Полученные выше экспериментальные результаты и результаты более ранних исследований были использованы при создании расчётной модели теплофизических процессов получения криогенных корпускулярных мишеней. В модели учтены следующие физические процессы: капиллярный распад струй жидкого криоагента, теплообмен с окружающей средой, взаимодействие капель с газовым потоком в шлюзе. Подробное описание концепции и основные положения модели представлены в [26,236, 248].

Проведенные ранее исследования [67] показали, что капиллярный распад струй криогенных жидкостей с диаметром большим 30 мкм мало отличается от распада обычных невязких жидкостей. Поэтому для определения длины нераспавшейся части струи может быть использована формула (1.8):

$$L_j = \frac{V_j}{\gamma_m} \cdot \ln \left[\frac{R_j}{\delta_0} \right], \quad (4.1)$$

где: V_j и R_j – скорость и радиус струи, соответственно; ρ и σ – плотность и поверхностное натяжение жидкости; γ_m – максимальное значение безразмерного инкремента капиллярной неустойчивости струи; δ_0/R_j – безразмерная амплитуда начального возмущения поверхности струи.

При движении капель в лабораторной системе отсчёта, после распада струи на капли, необходимо учитывать взаимодействие капель с окружающим газом:

$$\frac{\rho \cdot 4\pi \cdot R_c^3 \cdot V_c}{3} \cdot \frac{dV_c}{dx} = f(Re) \cdot \frac{\rho_{gas} \cdot (V_c - V_{gas})^2}{2}, \quad (4.2)$$

где: R_c , V_c , V_{gas} – радиус, скорость капли и скорость газа в лабораторной системе отсчёта, соответственно.

При монодисперсном распаде, в соответствии с (1.7) и (1.9), диаметр капль примерно в 2 раза больше диаметра струи, а скорость капль близка к

скорости струи. Поэтому допустимо использование следующего начального условия:

$$V_c(0) = V_j . \quad (4.3)$$

Так как движение каплей происходит в разреженной среде, капли начинают испаряться. Поэтому радиус каплей в модели рассчитывается с учётом испарения:

$$\rho \cdot V_c \cdot \frac{dR_c}{dx} = -j(T) . \quad (4.4)$$

Вид испарения характеризуется числом Кнудсена [232]:

$$Kn = \frac{\lambda(T,P)}{D_c} = \frac{m}{\sqrt{2} \cdot \pi \cdot d^2 \cdot \rho_s \cdot N_a \cdot D_c} , \quad (4.5)$$

где: $\lambda(T,P)$ – длина свободного пробега молекул в газе; D_c – диаметр каплей, d – эффективный диаметр молекулы ($d = 3,7 \cdot 10^{-10}$ м), ρ_s – плотность насыщенного пара при заданной температуре, m – масса молекулы, N_a – число Авогадро ($N_a = 6,02 \cdot 10^{23}$ моль⁻¹).

В свободномолекулярном режиме, т.е. при $Kn \gg 1$, поток массы с поверхности капли определяется с помощью формулы Герца-Кнудсена [276]:

$$j = (P_s(T_c) - P_{вк}) \cdot \left(\frac{m}{2 \cdot \pi \cdot R_g \cdot T_c} \right)^{0.5} , \quad (4.6)$$

где: $P_s(T_c)$ – давление насыщения; $P_{вк}$ – внешнее давление; m – масса молекулы; R_g – универсальная газовая постоянная; T_c – температура капли.

В сплошном режиме, т.е. при $Kn \ll 1$, поток массы с поверхности капли определяется с помощью формулы Лабунцова-Крюкова для интенсивного испарения [276]:

$$j = 0,6 \sqrt{\frac{2R_g \cdot T_c}{m}} \cdot (\rho_s - \rho_{gas}) \cdot \sqrt{\frac{\rho_{gas}}{\rho_s(T_c)}} , \quad (4.7)$$

где: $\rho_s = (P_s \cdot m) / (R_g \cdot T)$ – плотность пара, $\rho_{gas} = (P_{gas} \cdot m) / (R_g \cdot T_{gas})$ – плотность окружающего газа, T_{gas} – температура окружающего газа.

Очевидным начальным условием для радиуса капли является:

$$R_c(0) = R_0. \quad (4.8)$$

При моделировании теплообмена капель с окружающей средой использованы следующие приближения:

а) свойства жидкой и твёрдой фаз являются равновесными;

б) вследствие малого размера капель ($D_c \leq 100 \text{ мкм}$) температура капель по сечению в каждый момент времени постоянна;

в) нераспавшаяся часть струи L_j моделировалась потоком капель, и расчёт изменения температуры струи в первой камере проводился для такого модельного потока. Предварительные оценки [26] показали, что в этом случае температура капель на выходе из первой камеры отличается от температуры, рассчитанной с использованием непрерывной струи, всего на несколько десятых градуса.

С учётом указанных приближений, для определения температуры капель T_c было использовано следующее уравнение:

$$\rho_s \cdot c_p \cdot V_c \cdot \frac{dT_c}{dx} = \frac{3}{R_c} \cdot (c_p \cdot T_c \cdot j - q_\Sigma). \quad (4.9)$$

Начальная температура капель соответствовала температуре струи:

$$T_c(0) = T_j, \quad (4.10)$$

где: c_p – теплоемкость; q_Σ – плотность суммарного теплового потока, связанного с испарением, конвективным и радиационным теплообменом:

$$q_\Sigma = q_{ev} + q_{rad} + q_{conv}. \quad (4.11)$$

Параметры q_{ev} , q_{rad} и q_{conv} определяются соотношениями:

$$q_{ev} = -r_{ev} \cdot j; \quad (4.12)$$

$$q_{rad} = k_b \cdot (T - T_{cm})^4 \cdot \text{sgn}(T_{cm} - T); \quad (4.13)$$

$$q_{conv} = -\alpha \cdot T_c - T_{gas}, \quad (4.14)$$

где: r_{ev} – теплота испарения; $k_b = 5,67 \cdot 10^{-8} \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К}^4)$ – постоянная Стефана-Больцмана; T_{cm} – температура стенки; T_{gas} – температура окружающего

газа; α – коэффициент теплоотдачи.

При наличии газовой среды, окружающей каплю, конвективный поток тепла пропорционален разности температур газа и капли, и коэффициент теплоотдачи α может быть найден из следующего полуэмпирического соотношения, предложенного С.С. Кутателадзе [233]:

$$\alpha = Nu \cdot \frac{\lambda_T}{D_c} = (2 + 0,03 \cdot Re^{0,51} \cdot Pr^{0,33} + 0,35 \cdot Re^{0,58} \cdot Pr^{0,356}) \cdot \frac{\lambda_T}{D_c}, \quad (4.15)$$

где: Nu – число Нуссельта, Re – число Рейнольдса, Pr – число Прандтля.

Подставив в (4.15) соответствующие значения чисел Re и Pr получим:

$$\alpha = \left(2 + 0,03 \left(\frac{V_c D_c}{\nu} \right)^{0,51} \left(\frac{\nu \rho c_p}{\lambda_T} \right)^{0,33} + 0,35 \left(\frac{V_c D_c}{\nu} \right)^{0,58} \left(\frac{\nu \rho c_p}{\lambda_T} \right)^{0,356} \right) \cdot \frac{\lambda_T}{D_c}, \quad (4.16)$$

где: λ_T – коэффициент теплопроводности, D_c – диаметр капли, ν – кинематическая вязкость, ρ – плотность, c_p – теплоёмкость, V_c – скорость капли.

Для определения момента замерзания каплю использовалась приближённая модель со следующими допущениями: замерзание происходит при температуре, соответствующей плавлению массивного образца; все свойства считаются равновесными; температура не зависит от радиальной координаты; фронт фазового перехода движется от поверхности к центру капли.

В этих приближениях для части капли, которая претерпела фазовый переход, можно записать следующее уравнение:

$$\rho \cdot V_{xyz} \frac{dV_{frz}}{dx} = -4 \cdot \pi \cdot R_c^2 \cdot \frac{q_\Sigma}{r_{frz}}, \quad (4.17)$$

где: V_{xyz} , V_{frz} , r_{frz} – полный объём капли, объём твёрдой части капли и скрытая теплота плавления, соответственно.

Последовательность расчёта замерзания следующая: вычисляется охлаждение капли до температуры замерзания, потом изменение замёрзшего объёма V_{frz} вдоль оси x при $V_{frz} = 4\pi R_c^3/3$. Окончание замерзания фиксируется по обращению в ноль величины V_{frz} .

При прохождении шлюза, соединяющего первую и вторую камеры, капли взаимодействуют со спутным потоком газа.

Прежде чем приступить к расчёту параметров капель при движении, необходимо задать геометрию шлюза переменного сечения, позволяющую получить течение газа с минимальным градиентом давления вдоль шлюза. Расчёты показали, что этому условию удовлетворяют только экспоненциальные профили каналов переменного сечения [26]:

$$R_c = R_1 + R_2 \cdot \exp(-k_{\text{шл}} \cdot x), \quad (4.18)$$

где: $k_{\text{шл}}$ – параметр сужения шлюза, а величины R_1 и R_2 выражаются через максимальное (R_{max}) и минимальное (R_{min}) значения радиуса шлюза:

$$R_1 = \frac{R_{\text{min}} - R_{\text{max}} \cdot \exp(-k_{\text{шл}} \cdot l_{\text{шл}})}{1 - \exp(-k_{\text{шл}} \cdot l_{\text{шл}})}, \quad (4.19)$$

$$R_2 = \frac{R_{\text{max}} - R_{\text{min}}}{1 - \exp(-k_{\text{шл}} \cdot l_{\text{шл}})}, \quad (4.20)$$

где: $l_{\text{шл}}$ – длина вакуумного шлюза.

Сложные процессы теплообмена, происходящие при движении «тёплых» испаряющихся капель в ускоряющемся и охлаждающемся газе, не позволяют точно определить параметры течения газа в шлюзе. Однако для оценки параметров можно считать, что газ в шлюзе течёт как идеальная жидкость. В этом приближении можно рассматривать течение газа в шлюзе как политропный процесс [81].

Исходя из этого, давление в выходном сечении шлюза будет равно критическому $P_{\text{кр}}$, связанному с давлением в первой камере P соотношением:

$$P_{\text{кр}} = P \cdot \left(\frac{2}{\chi + 1} \right)^{\frac{\chi}{\chi + 1}}, \quad (4.21)$$

где: χ – показатель адиабаты.

Полагая, что расход газа G_{gas} вдоль шлюза постоянен, имеем:

$$G_{\text{gas}} = S_{\text{min}} \cdot \rho_{\text{gas}} \cdot c_{36} \cdot \left(\frac{2}{\chi + 1} \right)^{\frac{\chi + 1}{\chi - 1}}, \quad (4.22)$$

где: S_{min} – минимальная площадь выходного сечения шлюза; ρ_{gas} – плотность газа; $c_{зв}$ – скорость звука.

Кроме того, известно, что при политропном течении плотность газа ρ_{gas} связана со скоростью газа V_{gas} следующим соотношением [81]:

$$\rho_{gas} = \rho \cdot \left(1 - \frac{(\chi - 1) \cdot V_{gas}^2}{2 \cdot c_{зв}^2} \right)^{\frac{1}{\chi - 1}}. \quad (4.23)$$

Используя постоянство расхода по длине шлюза (4.22), (4.23) и считая известной зависимость площади поперечного сечения шлюза по длине, запишем зависимость скорости газа V_{gas} от координаты x в следующем виде:

$$S(x) \cdot V_{gas} \cdot \left(1 - \frac{(\chi - 1) \cdot V_{gas}^2}{2 \cdot c_{зв}^2} \right)^{\frac{1}{\chi - 1}} = S_{min} \cdot c_{зв} \cdot \left(\frac{2}{\chi + 1} \right)^{\frac{\chi + 1}{\chi - 1}}. \quad (4.24)$$

Найдя численно скорость газа V_{gas} , из уравнения (4.24) можно определить давление и температуру газа в каждом сечении шлюза:

$$P_{gas}(x) = P \cdot \left(1 - \frac{(\chi - 1) \cdot V_{gas}^2}{2 \cdot c_{зв}^2} \right)^{\frac{\chi}{\chi - 1}}; \quad (4.25)$$

$$T_{gas}(x) = T \cdot \left(1 - \frac{(\chi - 1) \cdot V_{gas}^2}{2 \cdot c_{зв}^2} \right), \quad (4.26)$$

где: P и T – соответственно, давление и температура в первой камере.

Зная параметры газового потока, можем найти силу F , действующую на каплю со стороны ускоряющегося газа и состоящую из силы Стокса и слагаемого, связанного с градиентом давления:

$$F = 6 \cdot \pi \cdot \eta \cdot R_c \cdot (V_{gas} - V_c) - \frac{\pi \cdot R_c^3}{2} \cdot \frac{dP_{gas}}{dx}, \quad (4.27)$$

где: η – динамическая вязкость газа.

Определив силу, действующую на каплю со стороны ускоряющегося газа, можно определить скорость капли при движении в шлюзе как функцию продольной координаты:

$$\frac{4 \cdot \pi \cdot R_c^3 \cdot \rho \cdot V_c}{3} \cdot \frac{dV_c}{dx} = F. \quad (4.28)$$

Для получения устойчивого потока криогенных корпускулярных мишеней необходимо, чтобы капли (мишени) следовали друг за другом с минимальным отклонением от вертикальной оси потока. В главе 3, разделе 3.4.1 было отмечено, что при малых давлениях устойчивость капельного потока определяется следующими факторами: взаимодействием капель друг с другом за счёт испарения и конденсации молекул и начальным разбросом капель по скорости.

В наших экспериментах (глава 3, раздел 3.4.2) было установлено, что начальные минимальные относительные среднеквадратичные поперечное и продольное отклонения имеют следующие значения: $\sigma_{0Y} \approx \sigma_{0X} \approx 1 \cdot 10^{-5}$.

В виду малости давления можно считать, что определяющее влияние на радиальное отклонение капель в первой камере оказывает начальный разброс капель по скорости. В этом случае для определения полного радиального отклонения капель на входе в вакуумный шлюз $\Delta_y(1)$ можно использовать следующее соотношение:

$$\Delta_y(1) = \sigma_{0Y} \cdot \frac{L_1}{V_c}, \quad (4.29)$$

где: L_1 – длина первой камеры.

В предположении, что при прохождении шлюза дополнительные радиальные силы на капли не действуют, получим, что радиальное отклонение капель на выходе из шлюза определяется формулой:

$$\Delta_y(2) = \Delta_y(1) + \sigma_{0Y} \cdot \int_{L_1}^{L_2} \frac{dx}{V_c(x)}, \quad (4.30)$$

где: $l_{шл} = L_2 - L_1$ – длина шлюза.

После прохождения шлюза капли двигаются в вакуумных камерах, и на расхождение капель оказывает влияние только окружающий капли пар. В работе А.Ф. Гиневского и А.С. Дмитриева [229] показано, что в приближении парного взаимодействия для определения силы, действующей на каплю,

справедливо следующее выражение:

$$F_y = \frac{4 \cdot P_s \cdot R_c^4}{l_c^2} \cdot \frac{2\Delta_y}{\sqrt{l_c^2 + \Delta_y^2}}, \quad (4.31)$$

где: P_s – давление насыщения; l_c – расстояние между центрами капель в продольном направлении; Δ_y – отклонение положения капли от оси симметрии.

Таким образом, для расхождения потока капель можно записать следующую систему уравнений:

$$V_c \cdot \frac{d\Delta_y}{dx} = V_y; \quad (4.32)$$

$$\frac{4 \cdot \pi \cdot R_c^3 \cdot \rho \cdot V_c}{3} \cdot \frac{dV_y}{dx} = F_y. \quad (4.33)$$

Начальными условиями для (4.32) и (4.33) будут:

$$\Delta_y(x = Ll) = \Delta_y(l); V_y(x = Ll) = \sigma_{0y}. \quad (4.34)$$

4.3. Программа расчёта характеристик капель и гранул

На основе изложенной выше теплофизической модели была создана программа для расчёта параметров капель в разных камерах криогенной корпускулярной мишени [234-236, 248, 273]. Программа состоит из одной головной программы и девяти подпрограмм.

С помощью головной программы производится анализ начальных параметров установки, и на его основе выбирается та или иная расчётная подпрограмма. Блок-схема головной программы представлена на рисунке 4.9.

Расчёт теплофизических параметров капель и гранул внутри пролётных камер осуществляется с помощью «Подпрограммы 1».

Вывод на экран информации о возникших при расчётах ошибках осуществляется с помощью «Подпрограммы 2».



Рис. 4.9. Блок-схема головной программы

«Подпрограмма 3» предназначена для записи результатов расчётов в текстовый файл res.dat и построения графиков изменения температуры и размера капель внутри камер установки.

«Подпрограмма 4» предназначены для аппроксимации табличных данных газовой фазы, а «Подпрограмма 5» — для аппроксимации табличных данных жидкой и твёрдой фаз.

«Подпрограмма 6» и «Подпрограмма 7» используются для расчёта геометрии вакуумного шлюза, параметров капли и параметров газа внутри шлюза, а также радиального отклонения капель на выходе из шлюза.

С помощью «Подпрограммы 8» по известным начальным параметрам скорости струи, радиусу струи и частоте внешнего возмущения по (4.1) определяется длина нераспавшейся части струи.

Анализ начальных параметров и выбор расчётной подпрограммы происходит следующим образом:

1. Первоначально выбирается газ, из которого необходимо получить криогенные корпускулярные мишени: водород, дейтерий, азот, аргон, криптон или ксенон.

2. После того, как выбран газ, открывается Файл 1. В этом файле записаны начальные параметры жидкости, из которой будут получены мишени и начальные параметры установки. Начальные параметры жидкости: начальная температура жидкости; скорость струи; радиус струи; начальный продольный и поперечный разброс капель по скорости; частота внешнего возмущения. Начальные параметры установки: количество рабочих камер в установке N и характеристики каждой камеры. Каждая камера характеризуется двумя идентификационными числами n и J . Число n может меняться от 1 до N . Параметры капель, рассчитанные для камеры с номером n , являются входными параметрами для камеры $n+1$. Число J характеризует тип камеры: $J=1$ соответствует камере, в которой происходит распад струи на капли, $J=2$ — шлюзу, $J=3$ — пролётной камере с холодными стенками, $J=4$ — пролётной камере с горячими стенками. Каждому типу камеры соответствует своя подпро-

грамма определения температуры и радиуса капли при прохождении камеры и свои геометрические характеристики: длина, начальный и конечный диаметры, температура стенок, давление внутри камеры, параметр сужения.

3. Открываются поочередно Файл 2 и Файл 3, откуда считываются необходимые свойства твёрдой, жидкой и газообразной фаз используемого газа. В файлах записаны значения плотности, теплоёмкости, теплопроводности, вязкости, теплоты фазового перехода и давления насыщения газа при разных температурах, взятые из справочников [188, 237-241].

4. Открывается файл `res.dat` и `res.xls`, в которые будут записаны результаты расчётов.

5. Расчёт всегда начинается с первой камеры. Для $n = 1$ определяется тип камеры J :

а). Если $J = 1$, то это камера, в которой происходит распад струи на капли. В этом случае используется «Подпрограмма 8», с помощью которой определяется длина нераспавшейся части струи. Затем с помощью «Подпрограммы 1» определяется изменение температуры и радиуса капли при прохождении камеры.

б). Если $J \neq 1$, то проверка продолжается:

– если $J = 2$, то это означает, что капля движется в вакуумном шлюзе. В этом случае используется «Подпрограмма 6», с помощью которой определяются геометрические параметры шлюза. Затем с помощью «Подпрограммы 7» определяется изменение температуры и радиуса капли при прохождении шлюза.

– если $J=3$ или $J=4$, то это означает, что капля движется или в пролётной камере с холодными стенками, или в пролётной камере с горячими стенками. В этом случае изменение температуры и радиуса капли рассчитываются с помощью «Подпрограммы 1».

6. Анализ результатов расчётов осуществляется с помощью «Подпрограммы 2». При наличии ошибок появляются соответствующие сообщения.

7. После окончания расчётов для первой камеры результаты расчётов записываются в файлы *res.dat* и *res.xls*. Номер камеры увеличивается на единицу, и начинается расчёт характеристик капель в следующей камере. Входными параметрами для этой камеры являются результаты расчётов для предыдущей камеры.

Расчёт теплофизических параметров капель и гранул внутри пролётных камер, а также радиального отклонения на выходе осуществляется с помощью «Подпрограммы 1».

Предварительно с помощью (4.5) определяется число Кнудсена. Если $Kn \gg 1$, то при расчёте используется формула (4.6). В случае $Kn \ll 1$ — формула (4.7).

С помощью подпрограммы методом Рунге-Кутты 4-го порядка решается система дифференциальных уравнений. Блок-схема подпрограммы изображена на рисунке 4.10. Рабочий алгоритм программы выглядит следующим образом:

1. Задаётся количество отрезков N_x по длине, и определяется шаг dx изменения координаты капли x в камере.
2. По вышеизложенной методике сначала вычисляется поток массы j с поверхности капли и плотность теплового потока q_Σ .
3. Затем вычисляется изменение температуры dT_c/dx и радиуса dR_c/dx капли по длине канала.
4. Производится проверка:
 - а) если значение радиуса $R_c < 10^{-7}$ мкм, считается, что вся капля испарилась, и записывается координата испарения капли X_{all} ; поступает сведение об ошибке, переменной Er присваивается значение $Er = 1$;
 - б) если радиус $R_c > 10^{-7}$ мкм, ошибки нет, и вычисления проводятся для следующего отрезка, и так по всей длине камеры.
5. Производится обращение к «Подпрограмме 3», которая выводит на экран значения найденных величин: температуру T_c , радиус R_c , процентное

изменение радиуса капли, поток массы с поверхности капли j и радиальное отклонение. Эти же результаты выводятся в текстовые файлы `res.dat` и `res.xls`. и используются для построения графических зависимостей температуры и размера капли от координаты внутри пролётной камеры.

Вывод на экран информации о возникших при расчётах ошибках осуществляется с помощью «Подпрограммы 2».

Если значение переменной $Er = 1$, то на экран выводится следующее сообщение: «Внимание, вся капля испарилась!» Также указывается координата испарения, т.е. тот участок камеры, где вся капля испарилась.

Если значение переменной $Er = 2$, то на экран выводится : «Внимание, при выбранных параметрах струя замерзает раньше, чем происходит дробление на капли. Необходимо повысить внешнее давление». Одновременно указывается координата и температура замерзания. Блок-схема подпрограммы приведена на рисунке 4.11.

Расчёт геометрии вакуумного шлюза, параметров капли и параметров газа внутри шлюза, а также радиального отклонения на выходе осуществляется с помощью «Подпрограммы 6» и «Подпрограммы 7».

Предварительно с помощью (4.5) определяется число Кнудсена. Если $Kn \gg 1$, то при расчёте используется формула (4.6). В случае $Kn \ll 1$ — формула (4.7). Блок-схема для двух этих подпрограмм представлена на рисунке 4.12. Алгоритм выполнения:

1. Задаётся количество отрезков N_x по длине, и определяется шаг dx изменения координаты капли x в шлюзе.
2. Находится площадь поперечного сечения канала S , давление P_{gas} , температура T_{gas} и скорость V_{gas} газа по всей длине шлюза.
3. Вычисляется скорость капли V_c в шлюзе.
4. Затем вычисляется поток массы с поверхности капли j и плотность теплового потока q_Σ .
5. Определяется изменение температуры dT_c/dx и радиуса dR_c/dx по длине шлюза.



Рис.4.10 . Блок-схема «Подпрограммы 1»

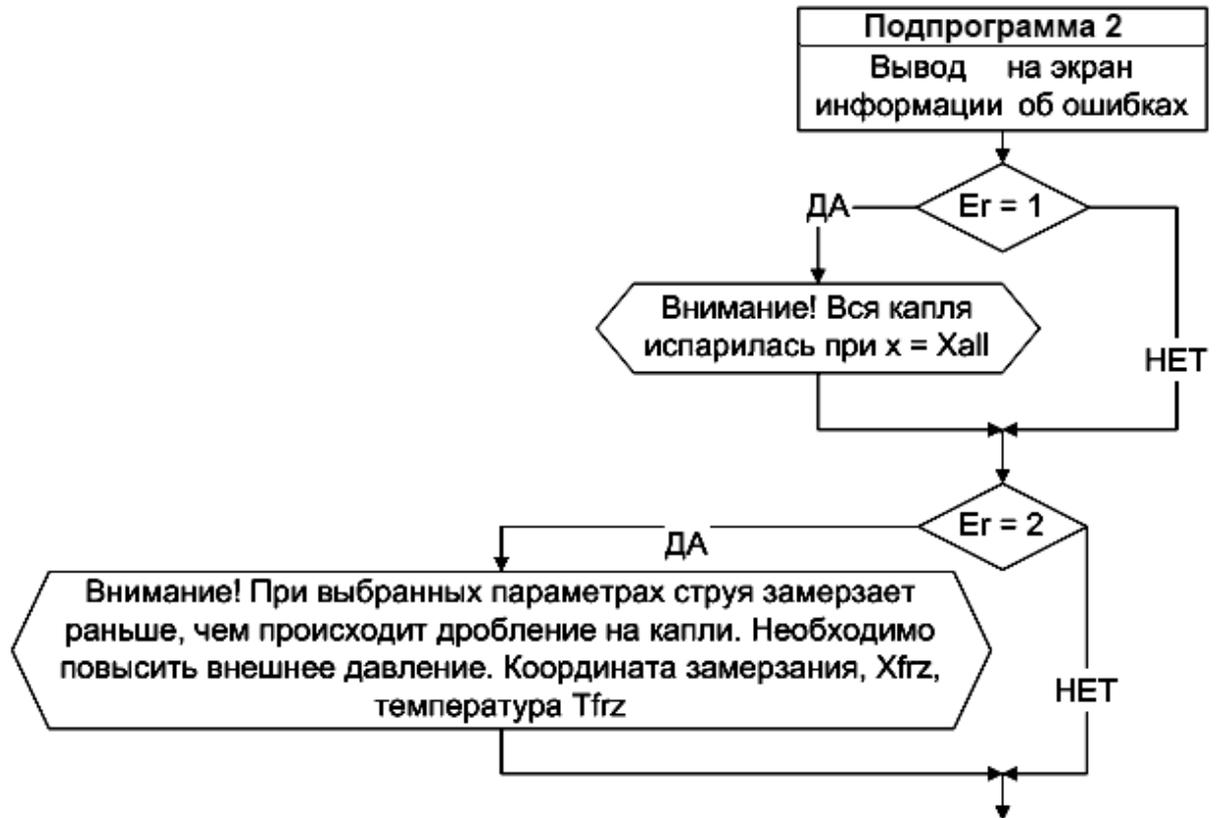


Рис. 4.11. Блок-схема «Подпрограммы 2»

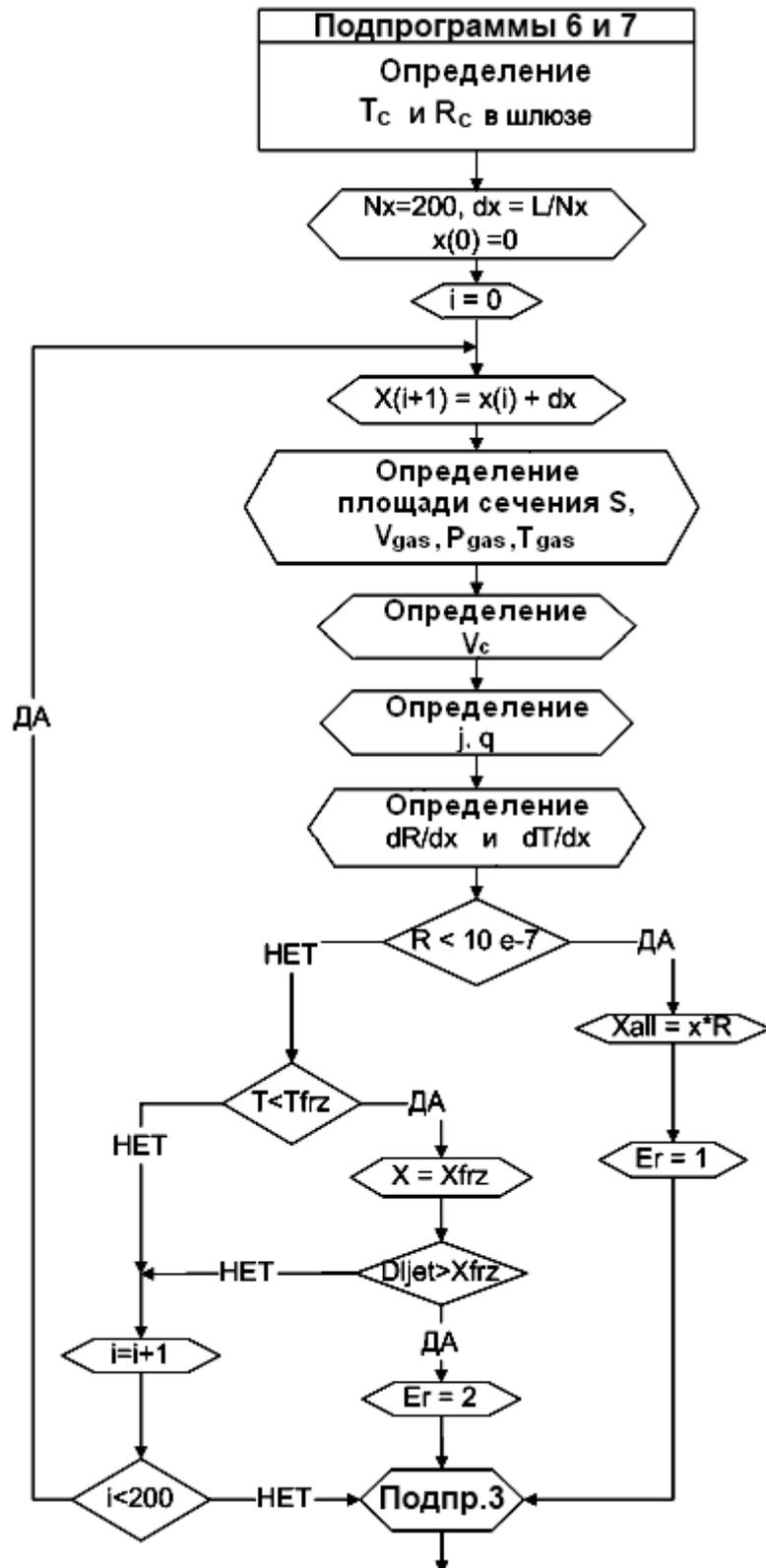


Рис. 4.12. Блок-схема «Подпрограммы 6» и «Подпрограммы 7»

6. Производится проверка:

а) если значение радиуса $R_c < 10^{-7}$ мкм, считается, что вся капля испарилась, и записывается координата испарения капли X_{all} . Переменной Er присваивается значение $Er = 1$;

б) если радиус $R_c > 10^{-7}$ мкм, то производится проверка температуры: когда температура в шлюзе становится меньше температуры замерзания газа при соответствующем давлении, то считается, что вся капля замёрзла внутри шлюза; затем необходимо проверить, не замёрзла ли сама струя до распада на капли:

– если координата замерзания капли меньше длины нераспавшейся части струи ($X_{frz} < L_j$), то оказывается, что струя замёрзла до распада на капли. Переменной Er присваивается значение $Er = 2$;

– если этого не произошло и $X_{frz} > L_j$, то считается, что вся капля замёрзла внутри шлюза, как и предполагалось изначально. Фиксируется координата замерзания X_{frz} .

7. Производится обращение к «Подпрограмме 3».

Таким образом, задав начальные параметры капель и геометрию конструктивных элементов установки, можно в любой камере определить: температуру T_c , радиус R_c , процент испарения, поток массы с поверхности мишени, величину поперечного отклонения капель от оси. Кроме того, для шлюза можно определить изменение давления внутри шлюза и скорость капель.

4.4. Результаты расчёта характеристик капель и гранул

В качестве примера на рисунках 4.13-4.16 представлены результаты расчётов теплофизических характеристик мишеней из водорода в различных камерах установки по получению мишеней для детектора «PANDA». Предполагается, что установка будет состоять из четырёх камер и одного шлюза, расположенного между первой и второй камерами. Основные геометриче-

ские характеристики камер: первая камера (камера тройной точки) имеет длину 5 см; шлюз между первой и второй камерами — длину 12 см и средний диаметр 300 мкм; вторая и третья камеры — длину 30 см и 40 см, соответственно.

Ниже представлены результаты расчётов по определению теплофизических характеристик криогенных корпускулярных мишеней из водорода отдельно для каждой камеры установки.

В первой камере (камере тройной точки (КТТ)) происходит образование одинаковых капель водорода. Для предотвращения преждевременного замерзания струи, давление и температура в КТТ поддерживаются равными параметрам тройной точки. Для струи с диаметром $D_j = 30$ мкм (диаметр капель $D_c \approx 50$ мкм) и скоростью $V_j = 11$ м/с длина нераспавшейся части струи $L_j \approx 2,8$ мм.

При начальной температуре капли $T = 14$ К и давлении в камере $P \approx 70$ -100 мбар температура капли за время движения в камере немного уменьшается, а радиус капли практически не изменяется.

Из результатов расчётов следует, что давление газа в первом вакуумном шлюзе падает примерно в 2 раза, температура уменьшается незначительно ($\Delta T \sim 2$ К), а число Рейнольдса увеличивается от $Re=3521$ до $Re=16970$. Поток газа через шлюз сильно ускоряет капли. Зависимость скорости капель от координаты в шлюзе представлена на рисунке 4.13. Капли диаметром 120 мкм на выходе из шлюза длиной $l_{шл} = 12$ см имеют скорость $V_c \approx 27$ м/с. С уменьшением диаметра капель, скорость капель на выходе из шлюза увеличивается. Капли диаметром 50 мкм на выходе из шлюза имеют скорость $V_c \approx 50$ м/с. А капли с диаметрами 34 мкм и 20 мкм на выходе из шлюза уже имеют скорость $V_c \approx 75$ м/с и $V_c \approx 120$ м/с.

Результаты расчёта изменения температуры капель с диаметром $D_c = 50$ мкм, движущихся в шлюзе длиной $l_{шл} = 12$ см с $R_{min} = 500$ мкм, приведены на рисунке 4.14. Следует отметить, что именно при движении в шлюзе происходит замерзание капли, в данном случае на участке от 1,3 до 3,8 см от

начала канала. Температура капли понижается до $T_c \approx 11,5 \text{ K}$, радиус капли уменьшается на 5%.

Во второй и третьей камерах капли, ставшие уже твёрдыми гранулами (мишенями), движутся в условиях вакуума. Различие в том, что во второй камере — стенки охлаждаемые, а в третьей — стенки горячие. Последнее обусловлено особенностями конструкции спектрометра «PANDA».

Результаты расчёта изменения температуры гранул от координаты во второй камере представлены на рисунке 4.15.

Во второй камере на начальном участке происходит резкое уменьшение температуры гранул за счёт испарения, однако, испариться успевают лишь небольшая часть гранулы ($\sim 0,5\%$ от радиуса). Изменение радиуса и температуры гранул оканчивается на расстоянии примерно 20 см от входа в камеру. Температура на выходе из камеры составляет $T_c \approx 4,85 \text{ K}$.

Результаты расчёта изменения температуры гранул от координаты для третьей камеры представлены на рисунке 4.16. В третьей камере происходит нагревание каплей излучением от тёплых стенок. Температура гранул быстро повышается и уже на расстоянии 10 см от входа в камеру выходит на стационарное значение. Под действием излучения гранула начинает испаряться. Размер гранулы диаметром 50 мкм уменьшается всего на 0,5%.

Для проверки разработанной методики проведено сравнение результатов расчётов с данными из работы Тростела [242], в которой представлены расчётные данные по изменению температуры каплей водорода, движущихся в вакуумной трубе спектрометра «WASA» со скоростью 100 м/с.

В соответствии с требованиями к мишени для спектрометра «WASA», Тростелу необходимо было определить фазовое состояние каплей водорода. С этой целью решалась задача Стефана для фронта кристаллизации с учётом отвода тепла за счёт испарения и подвода тепла излучением. Переохлаждением и другими неравновесными эффектами пренебрегалось. Результаты расчётов изменения температуры каплей диаметром 10 мкм и 46 мкм при

различных температурах стенок вакуумной камеры приведены на рисунке 4.17.

Для сравнения на рисунке 4.18 представлены результаты расчётов с использованием разработанной программы расчёта теплофизических параметров капель (глава 4, раздел 4.2).

Из рисунков 4.17 и 4.18 видно, что при временах больших 10^{-2} с, результаты расчётов Тростела [242] и наши хорошо совпадают. Время замерзания капель растёт с ростом размера капли. Конечная температура капель зависит только от температуры окружающих вакуумную камеру стенок.

Различие между результатами расчётов Тростела [242] и нашими наблюдается при малых временах охлаждения. В наших расчётах температура капель не меняется, пока капля полностью не замёрзнет. В соответствии с результатами Тростела [242], температура поверхности капли монотонно снижается. Кроме того, характерные времена замерзания в [242] несколько больше, чем в наших расчётах. Указанные различия связаны с тем, что в нашей модели не учитывается градиент температуры по сечению капли. Интенсивность теплообмена в нашей модели меньше, чем в [242]. Как результат, при малых временах охлаждения температура у капель оказывается больше.

Из проведённого анализа можно сделать вывод, что результаты расчёта по предложенной методике хорошо согласуются с известными данными.

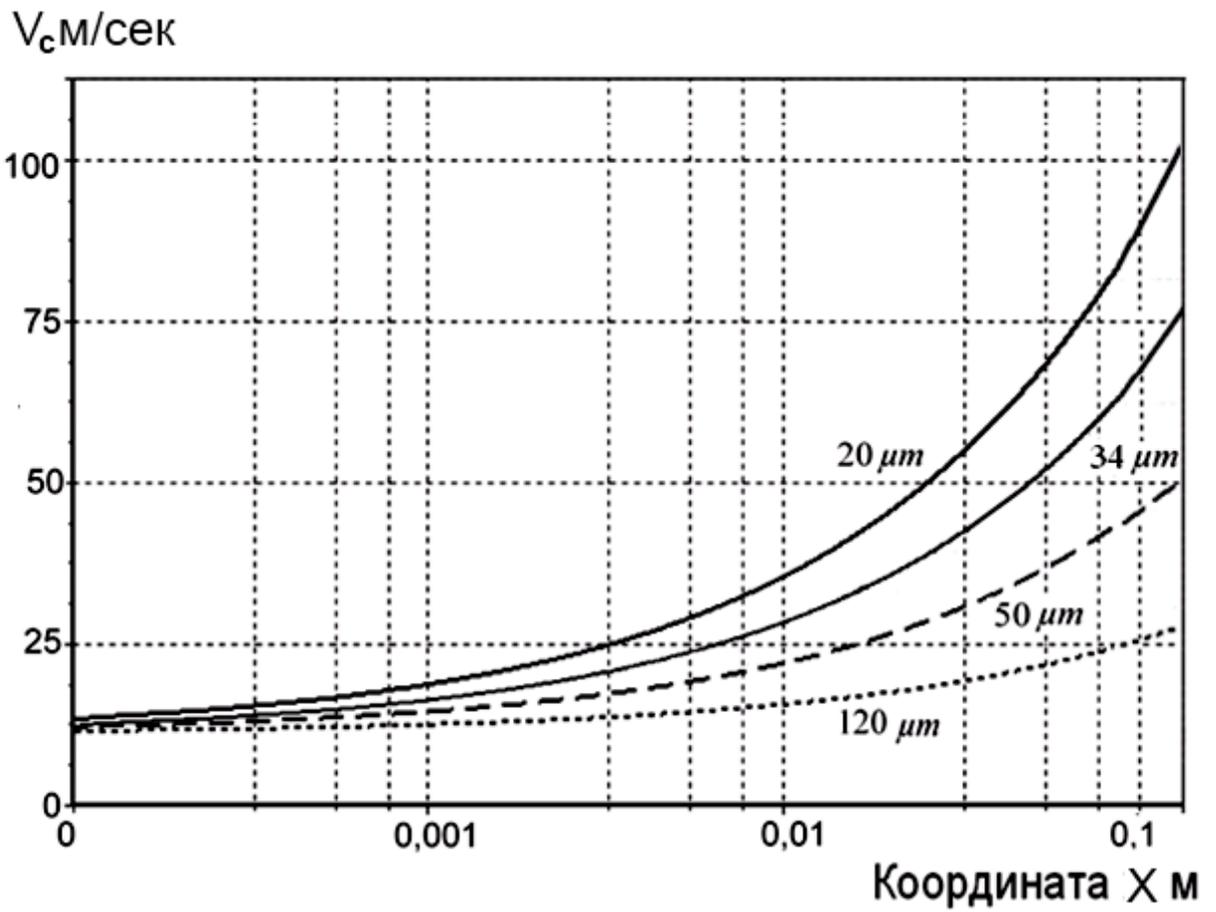


Рис. 4.13. Результаты расчета скорости капель разного размера от координаты в шлюзе

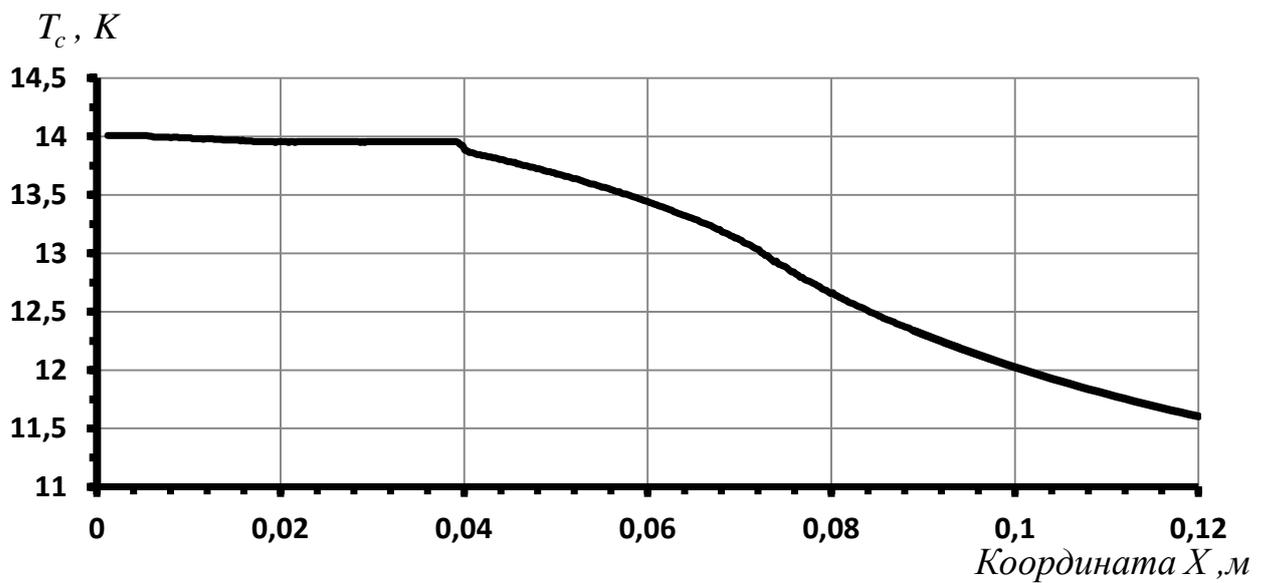


Рис. 4.14. Результаты расчёта изменения температуры капель диаметром $D_c = 50$ мкм, движущихся в шлюзе длиной $l_{шл} = 12$ см с $R_{min} = 500$ мкм

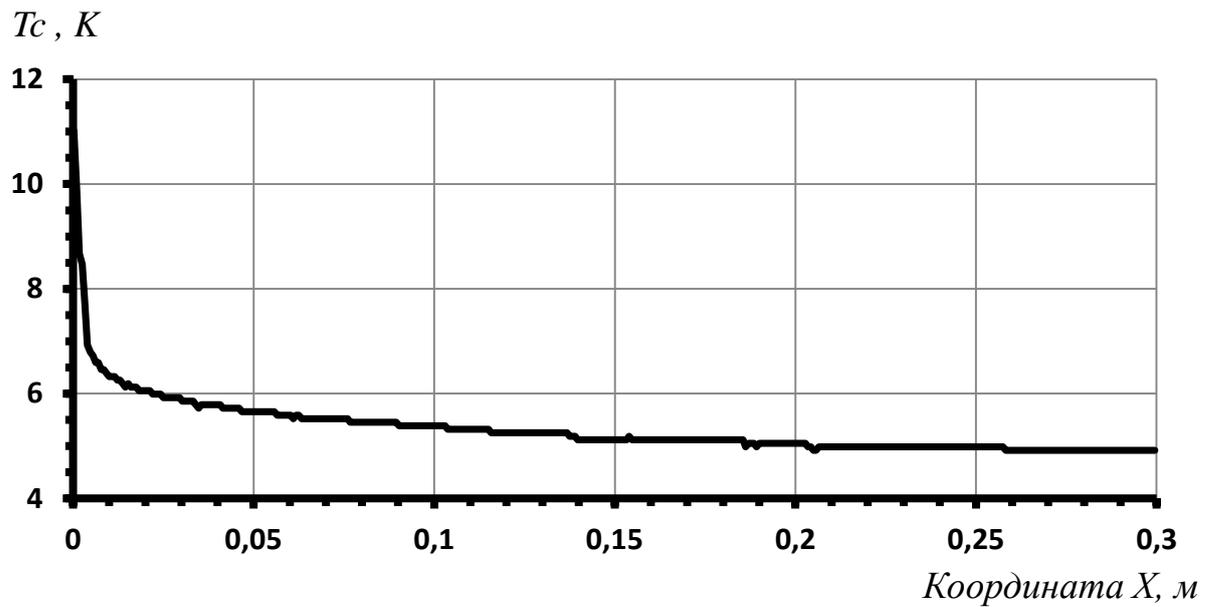


Рис. 4.15. Результаты расчёта изменения температуры гранул от координаты во второй камере

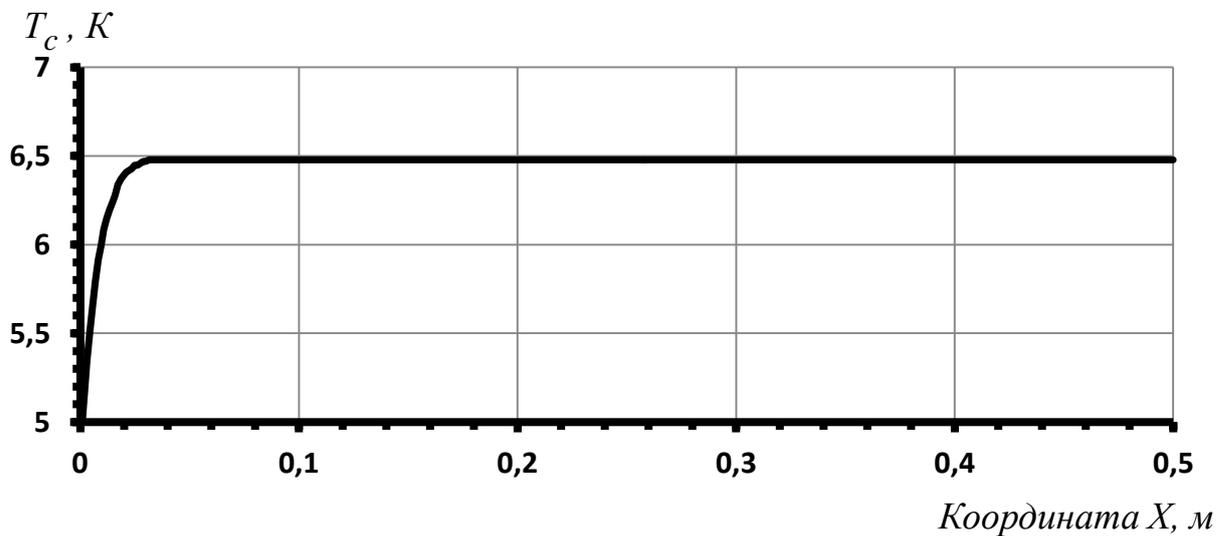


Рис. 4.16. Результаты расчёта изменения температуры гранул от координаты для третьей камеры

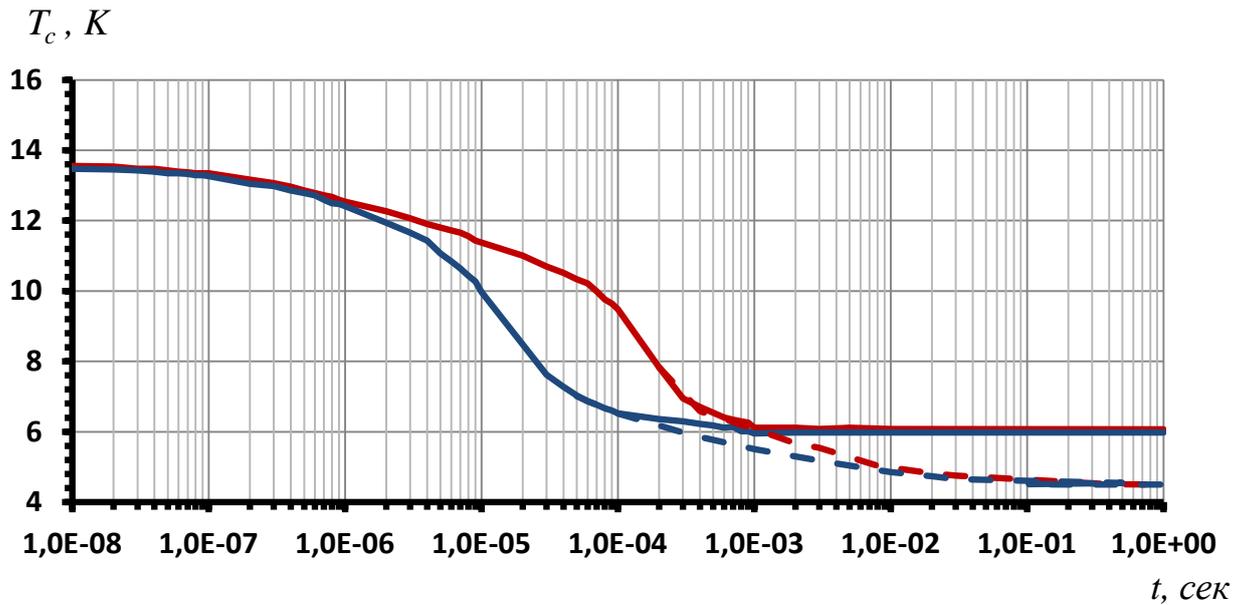


Рис. 4.17. Результаты расчётов изменения температуры капле от времени пролёта при различных температурах стенок вакуумной камеры по [242]:

— $D_c = 46 \text{ мкм}$, $T_{\text{ext}} = 300 \text{ К}$, - - $D_c = 46 \text{ мкм}$, $T_{\text{ext}} = 77 \text{ К}$
 — $D_c = 10 \text{ мкм}$, $T_{\text{ext}} = 300 \text{ К}$, - - $D_c = 10 \text{ мкм}$, $T_{\text{ext}} = 77 \text{ К}$

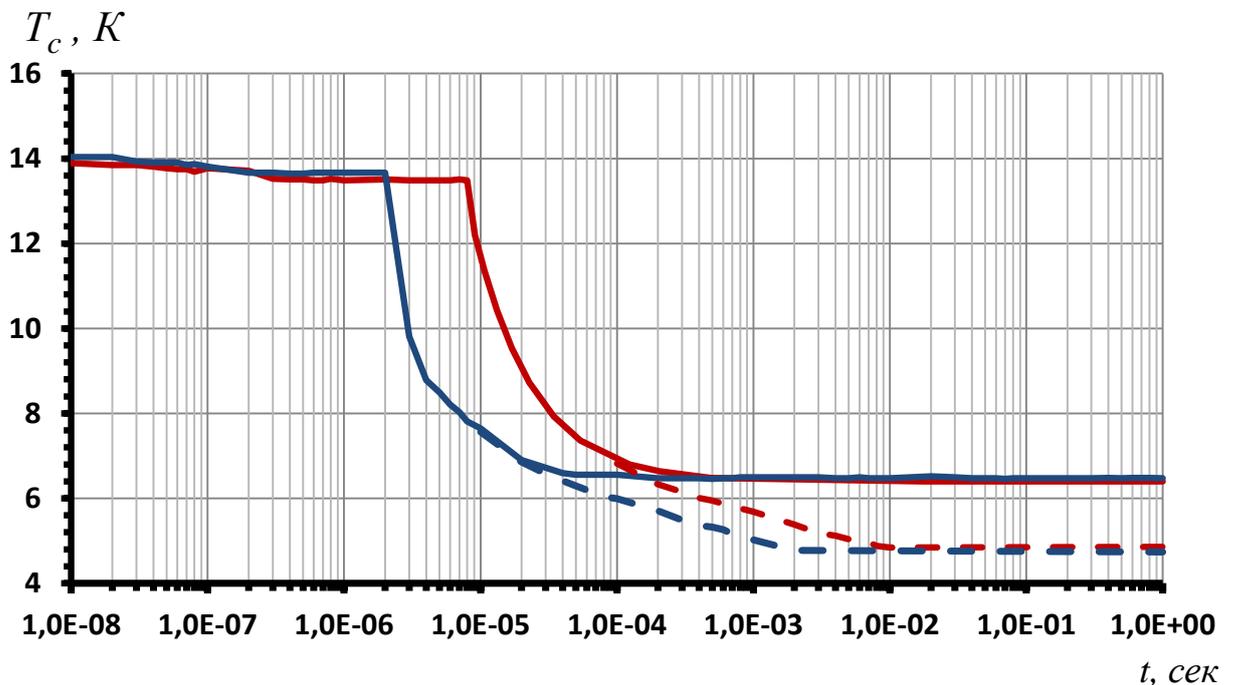


Рис.4.18. Результаты расчётов изменения температуры капле от времени пролёта при различных температурах стенок вакуумной камеры по термодинамической модели:

— $D_c = 46 \text{ мкм}$, $T_{\text{ext}} = 300 \text{ К}$, - - $D_c = 46 \text{ мкм}$, $T_{\text{ext}} = 77 \text{ К}$
 — $D_c = 10 \text{ мкм}$, $T_{\text{ext}} = 300 \text{ К}$, - - $D_c = 10 \text{ мкм}$, $T_{\text{ext}} = 77 \text{ К}$

4.5. Выводы

В ходе экспериментов по инъекции жидких струй в среду с низким давлением был обнаружен эффект отклонения струи от первоначального вертикального положения. Эффект впервые зафиксирован для водных струй и для струй из криогенных жидкостей. Эксперименты показали, что жидкая струя начинает отклоняться от вертикального положения при давлениях в вакуумной камере значительно меньших давления насыщенного пара инжектируемой жидкости. Направление загиба выбирается струёй случайным образом. Однако выбранное направление при малой величине загиба со временем не меняется. При больших углах загиба наблюдается периодическое скачкообразное изменение направления, а также колебания нераспавшейся части струи.

Для более подробного исследования капиллярного распада струй в среде низкого давления была создана экспериментальная установка, состоящая из следующих систем: вакуумной системы, системы подачи рабочей жидкости, системы генерации монодисперсных капель и измерительной системы.

В экспериментах изучалось влияние на начало эффекта «загиба струи» и его дальнейшее развитие: диаметра струи, скорости струи и давления в вакуумной камере. Во всех экспериментах температура рабочей жидкости на входе в генератор капель была постоянной и равной 293 K.

Эксперименты проводились со струями воды с диаметром D_j от 50 мкм до 400 мкм с разной скоростью инъекции в вакуумную камеру V_j от 1 м/с до 6 м/с. Скорость инъекции струи менялась с помощью изменения давления внутри генератора капель.

На основании анализа всей совокупности экспериментальных результатов было установлено:

1. Давление начала эффекта «загиба струи» слабо зависит от диаметра и скорости струи. Среднее значение давления начала эффекта «загиба струи» $P_{вк}^{cp}$ и давление насыщенного пара жидкости при данной температуре P_s

связаны следующим образом: $P_{вк}^{cp} \approx 0,24 \cdot P_s$. Среднеквадратичное отклонение всех экспериментальных результатов от среднего значения давления начала эффекта «загиба струи» $P_{вк}^{cp}$ составило $\pm 18\%$.

2. С уменьшением диаметра струи, скорости струи и давления в вакуумной камере, угол загиба струи увеличивается до тех пор, пока струя остаётся жидкой и распадается на капли.

К сожалению, на основании имеющихся к настоящему моменту экспериментальных данных невозможно однозначно определить природу появления эффекта «загиба струи». Возможным объяснением появления эффекта может служить очень быстрое охлаждение поверхности струи сразу после инъекции. Как результат, распределение температуры вдоль поверхности становится неравномерным. А это, в свою очередь, приводит к неравномерной скорости испарения и неравномерному распределению поверхностного натяжения.

Из полученных результатов следует, что при скоростях инъекции больших 10 м/с и давлении в вакуумной камере $P_{вк}$ большем $0,24 \cdot P_s$, эффект «загиба струи» почти не проявляется.

Полученные экспериментальные результаты были использованы при создании расчётной модели теплофизических процессов получения криогенных корпускулярных мишеней. В модели учтены следующие физические процессы и явления: капиллярный распад струй жидкого криоагента, теплообмен с окружающей средой, взаимодействие капель с газовым потоком в шлюзе.

На основе расчётной модели была создана программа по определению теплофизических параметров капель в разных камерах криогенной корпускулярной мишени. Задав начальные параметры капель и геометрию конструктивных элементов установки, можно в любой камере установки определить: температуру капли T_c , радиус капли R_c , процент испарения, поток массы с поверхности мишени, величину поперечного отклонения капель от оси, изменение давления внутри шлюза и скорость капель.

Программа была использована для определения теплофизических характеристик мишеней из водорода в различных камерах установки для детектора «PANDA».

Для проверки разработанной методики расчёта проведено сравнение результатов расчётов с данными из работы Тростела [242].

Различие между результатами расчётов по расчётной модели и известными данными из [242] наблюдается при малых временах охлаждения. Различие, по-видимому, связано с тем, что в нашей модели градиент температуры по сечению капли полагается достаточно малым.

На основе полного анализа результатов сравнения можно сделать вывод, что результаты расчёта по разработанной программе хорошо согласуются с известными данными.

ГЛАВА 5. КАПИЛЛЯРНЫЙ РАСПАД И ПОЛУЧЕНИЕ ТВЁРДЫХ ГРАНУЛ (МИШЕНЕЙ) ИЗ КРИОГЕННЫХ ЖИДКОСТЕЙ

Одной из целей настоящей работы является комплексное исследование теплофизических и конструкционных проблем получения криогенных корпускулярных мишеней.

Для достижения указанной цели решались следующие задачи:

1. Разработка автоматизированной экспериментальной установки для комплексного исследования теплофизических и конструкционных проблем получения твёрдых монодисперсных гранул (мишеней) из криогенных жидкостей.

2. Разработка генератора монодисперсных капель, стабильно работающего при температурах от 16 K до 90 K , тестирование различных технологий изготовления выходных сопел насадок.

3. Экспериментальное исследование конструкционных проблем получения стабильных капельных потоков из жидких криогенных струй: влияния конструкции схемы ожижения и влияния примесей.

4. Экспериментальное исследование теплофизических проблем получения криогенных корпускулярных мишеней: режимов получения криогенных струй; капиллярного распада криогенных струй; получения твёрдых гранул.

5. Сравнение экспериментальных результатов с результатами расчётов по разработанной модели теплофизических процессов получения криогенных корпускулярных мишеней.

Решению этих задач и посвящена настоящая глава.

5.1. Экспериментальная установка по комплексному исследованию теплофизических и конструкционных проблем получения криогенных корпускулярных мишеней

Для исследования теплофизических и конструкционных проблем получения криогенных корпускулярных мишеней в результате совместной работы МЭИ, ИТЭФ и FZJ была создана экспериментальная установка. Установка

создавалась в рамках проекта по созданию криогенной мишени для детектора «PANDA» и была поддержана грантами: проект МНТЦ №1966, INTAS 06-1000012-8787, РФФИ 07-08-00747а, DFG-РФФИ 08-08-91950-НННОа, DFG-РФФИ 09-08-91331-НННОа.

В соответствии с физической программой исследований «FAIR-PANDA», сечения большинства наиболее интересных эффектов [19,21,279] лежат в диапазоне примерно 0,01...0,1 мкбн. В силу этого, для обеспечения светимости $\sim 10^{32} \text{ см}^{-1} \text{ с}^{-1}$ при интенсивности пучка около 10^{11} толщина мишени должна быть порядка $10^{16} \text{ атомов} \cdot \text{см}^{-2}$. Наиболее полно этим требованиям удовлетворяют монодисперсные потоки криогенных гранул (мишеней) диаметром от 10 мкм до 100 мкм со скоростью до 100 м/с и частотой появления до 500 кГц из водорода или его изотопов, азота, аргона, неона, криптона и ксенона.

В главе 3, разделе 3.4 показано, что ограниченное время жизни потока монодисперсных капель связано с воздействием на струю внешних и внутренних шумов. В результате, у капель потока появляется начальный разброс по скорости и размерам, и через некоторое время поток разрушается.

Для минимизации воздействия внешних и внутренних шумов разработана специальная безвибрационная схема получения криогенных мишеней. Основными элементами схемы являются четыре теплообменника и две ванны для охлаждающих веществ. Подробное описание схемы представлено в патентах [88,89] и в работах [20,90,243,244]. На рисунке 5.1 работа схемы проиллюстрирована на примере получения водородных мишеней. Поток охлаждаемого водорода движется внутри предварительного теплообменника 1, представляющего собой трубку, изогнутую в спираль и погруженную в жидкий азот (внешняя ванна). В теплообменнике происходит охлаждение потока газообразного водорода от $T_{вещ}^{вх}=293 \text{ K}$ до температуры жидкости во внешней ванне $T_{вещ}^{вн}=80 \text{ K}$. Из теплообменника 1 охлажденный водород поступает в предварительный теплообменник 2, где водород дополнительно охлаждается до температуры $T_{вещ}^{вх}(2)=20,38 \text{ K}$ и затем поступает в конденсатор 3

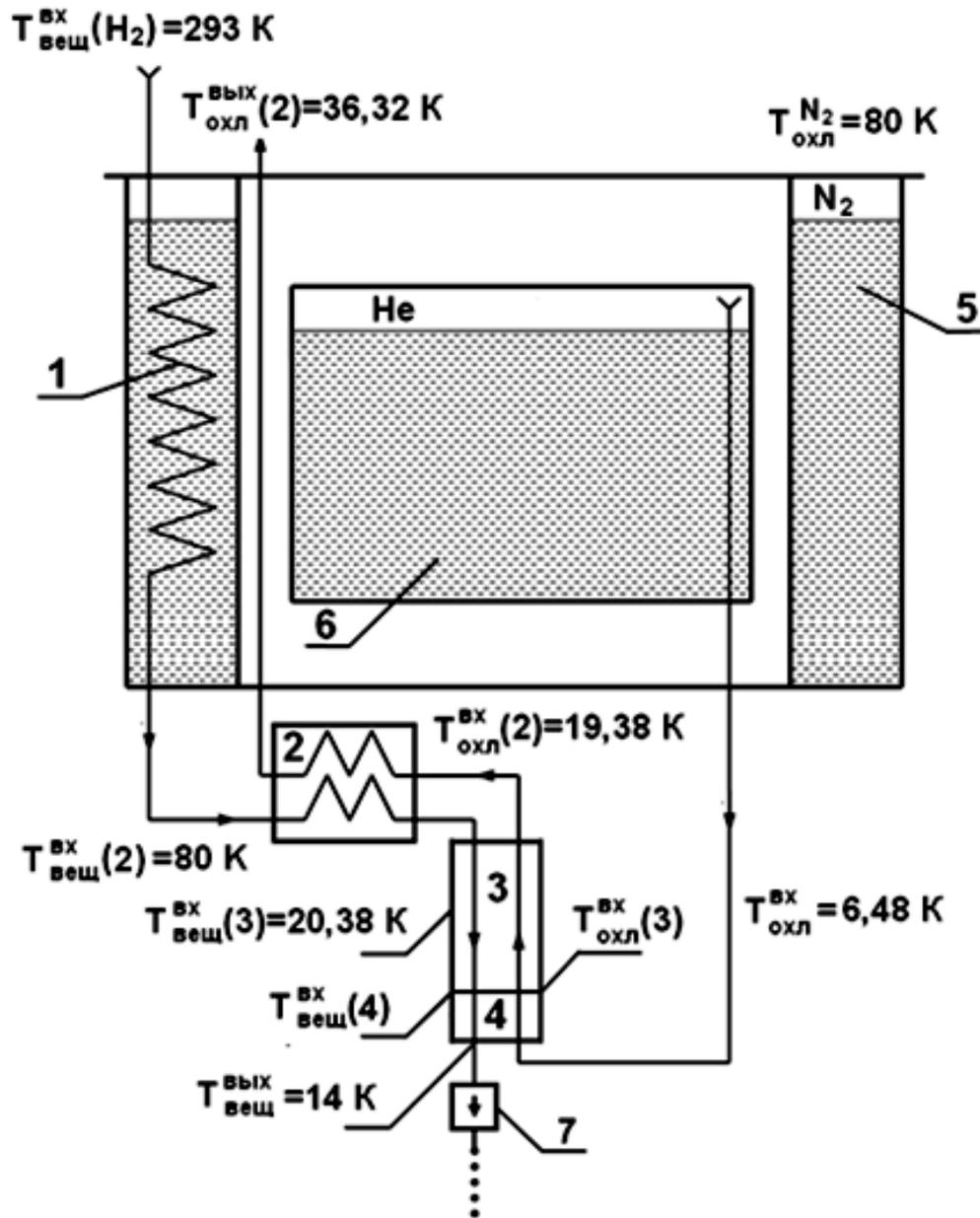


Рис. 5.1. Схема ожижения водорода

1 – первый предварительный теплообменник, 2 – второй предварительный теплообменник, 3 – конденсатор, 4 – переохладитель, 5 – внешняя ванна, 6 – внутренняя ванна, 7 – генератор капель

и переохладитель 4. Температура $T_{\text{вещ}}^{\text{блх}}(2)$ соответствует началу ожидения.

В конденсаторе происходит окончательное ожидение водорода. После дополнительного охлаждения в переохладителе жидкий водород с температурой $T_{\text{вещ}}^{\text{блх}} = 14 \text{ K}$ поступает в генератор монодисперсных капель 7, на выходе которого образуется жидкая капиллярная струя водорода. Температура $T_{\text{вещ}}^{\text{блх}}$ соответствует температуре тройной точки. Для охлаждения рабочего вещества используются пары из внутренней ванны 6 с температурой равной температуре насыщенных паров $T_{\text{вн}}^{\text{нупр}}$. В случае водорода его охлаждение и конденсация происходят за счёт паров гелия с температурой $T_{\text{вн}}^{\text{нупр}} = 6,48 \text{ K}$, поступающих из ванны сначала в переохладитель и конденсатор. Пройдя через переохладитель и конденсатор, пары нагреваются до температуры $T_{\text{охл}}^{\text{вх}}(2) = 19,38 \text{ K}$ и поступают на охлаждение водорода в предварительный теплообменник 2.

Подбирая охлаждающие вещества в ваннах, по описанной выше схеме можно получать криогенные мишени из любых газов. Возможные варианты охлаждающих веществ и получаемые с их помощью криогенные мишени представлены в таблице 5.1.

Таблица 5.1. Варианты охлаждающих веществ и получаемые с их помощью криогенные мишени.

Криогенные мишени	Внешняя ванна	Внутренняя ванна
Водород	Азот	Гелий
Азот	Азот	Гелий
Аргон	Аргон	Азот
Аргон	Кислород	Азот
Неон	Азот	Гелий
Криптон	Ксенон	Азот
Ксенон	Этан	Азот

В состав установки, работающей по безвибрационной схеме, входят следующие элементы и системы: криостат KR, вакуумные пролётные камеры ВК, ловушка гранул ЛГ, вакуумная система ВС, система подачи охлаждаемого вещества НС, система обеспечения жидким криоагентом внутренней ванны ГС, система обеспечения жидким криоагентом внешней ванны АС, системы генерации монодисперсных капель СГМК и измерительная система ИС. Внешний вид установки представлен на рисунке 5.2, расположение отдельных систем и связь их друг с другом — на рисунке 5.3.

Ниже приведено описание систем и отдельных частей установки. Более подробное описание установки дано в работах [27,90,284].

5.1.1. Криостат и вакуумные пролётные камеры

В криостате происходит ожижение рабочего газа и распад жидкой струи на одинаковые капли. Двигаясь внутри пролётных камер, капли охлаждаются за счёт испарения и превращаются в твёрдые гранулы (мишени). Кроме того, благодаря пролётным камерам со шлюзами осуществляется изменение давления от давления тройной точки до давления, необходимого для нормальной работы ускорителя.

В соответствии с требованиями со стороны детектора «PANDA» к криогенным мишеням, необходимо выполнение следующих условий: максимальный диаметр мишеней D_c до 100 мкм, скорость мишеней V_c до 100 м/сек, давление на выходе из последней вакуумной камеры не более 10^{-6} мбар.

Основой для определения общих габаритных размеров установки послужила разработанная на основе расчётной модели (глава 4, раздел 4.2) программа расчёта теплофизических параметров капель в разных камерах. В качестве рабочего вещества при расчётах был взят водород. Это обусловлено его специфическими теплофизическими свойствами и наиболее низкими температурами ожижения и затвердевания по сравнению с другими криогенными жидкостями.



Рис. 5.2. Внешний вид установки



Рис. 5.3. Расположение отдельных систем установки: KR – криостат, BK – вакуумные пролётные камеры, ЛГ – ловушка гранул, BC – вакуумная система, HC – система подачи охлаждаемого вещества, GC – система обеспечения жидким криоагентом внутренней ванны, AC – система обеспечения жидким криоагентом внешней ванны, IC – измерительная система

Конструкционные элементы криостата, рассчитанные для работы с водородом, без существенных изменений могут быть использованы и для получения криогенных мишеней из других жидкостей.

В соответствии с результатами расчётов, для реализации требований со стороны детектора «PANDA», установка должна состоять из криостата, трёх вакуумных камер ВК и двух шлюзов, расположенных на входах во вторую и третью камеры. Основные геометрические характеристики камер: первая камера КТТ (камера тройной точки) имеет длину 5 см; вторая и третья камеры — 30 см.

Внешний вид криостата и расположение основных элементов представлены на рисунке 5.4. В состав входят: внутренняя ванна ГС, внешняя ванна АС, теплообменники, конденсатор, генератор монодисперсных капель ГК, камера тройной точки КТТ, две вакуумные камеры ВК со шлюзами и юстировочный узел. Ёмкости внутренней и внешней ванн — 9 л и 14 л, соответственно.

Внешняя обечайка криостата представляет собой цилиндрический сосуд с внешним диаметром 400 мм и высотой 1300 мм из нержавеющей стали. Для снижения теплопритоков к низкотемпературным частям криостата установлены медные радиационные экраны. К верхнему фланцу криостата с помощью стальных тонкостенных нержавеющей трубок прикреплены ванны: внутренняя ГС и внешняя АС. Для контроля уровня криоагента в ваннах используются датчики уровня ДНН и ДНН1 (рисунок 5.13).

Коаксиально внутренней ванне расположена центральная трубка, на которой закреплена камера тройной точки КТТ — полый цилиндрический стакан с окнами на боковых поверхностях. Внутри размещены: конденсатор с переохладителем, генератор монодисперсных капель ГК и шлюз. Через отверстие в КТТ поддерживается давление близкое к давлению тройной точки. Внешний вид камеры и расположение внутренних элементов представлены на рисунке 5.5, а конденсатор и шлюз — на рисунке 5.6.

Шлюз крепится к нижней части камеры КТТ и представляет собой стеклянный капилляр, сечение которого уменьшается по экспоненциальному закону. Шлюзы могут иметь разные выходные диаметры и длины (рисунок 5.6 с,d).

Для юстировки осей шлюза и генератора капле верхняя часть камеры связана с юстировочным узлом, с помощью которого можно смещать выходную насадку генератора относительно шлюза. Юстировочный узел состоит из трёх винтовых регуляторов.

Вакуумные камеры — цилиндрические обечайки из нержавеющей стали с внутренними поперечными перегородками и отверстиями для крепления шлюзов. В верхней вакуумной камере для наблюдения и контроля над процессом каплеобразования в камере тройной точки установлены четыре оптических окна. В нижней вакуумной камере для наблюдения и контроля также установлены четыре оптических окна. Для снижения радиационного потока от стенок вакуумных камер, перед стенками закреплены медные радиационные экраны.

Ловушка гранул (мишеней) представляет собой цилиндрический сосуд с камерой для сбора и узкой горловиной, связывающей эту камеру с криостатом. Вокруг камеры имеются специальные полости, обеспечивающие длительную работу ловушки. Через первую полость прокачиваются пары охлаждающего вещества. Вторая полость служит вакуумной изоляцией.

Основой для определения типа элементов безвибрационной схемы ожижения и их геометрических характеристик послужила специально разработанная программа расчёта. Описание программы представлено в [245]. В программе использованы расчётные формулы из работ [183,184,246,247].

Необходимые для расчётов значения теплофизических свойств жидкой и газообразной фаз охлаждаемого и охлаждающего вещества взяты из справочников [237-241,251]. Программа состоит из головной программы и четырёх подпрограмм.

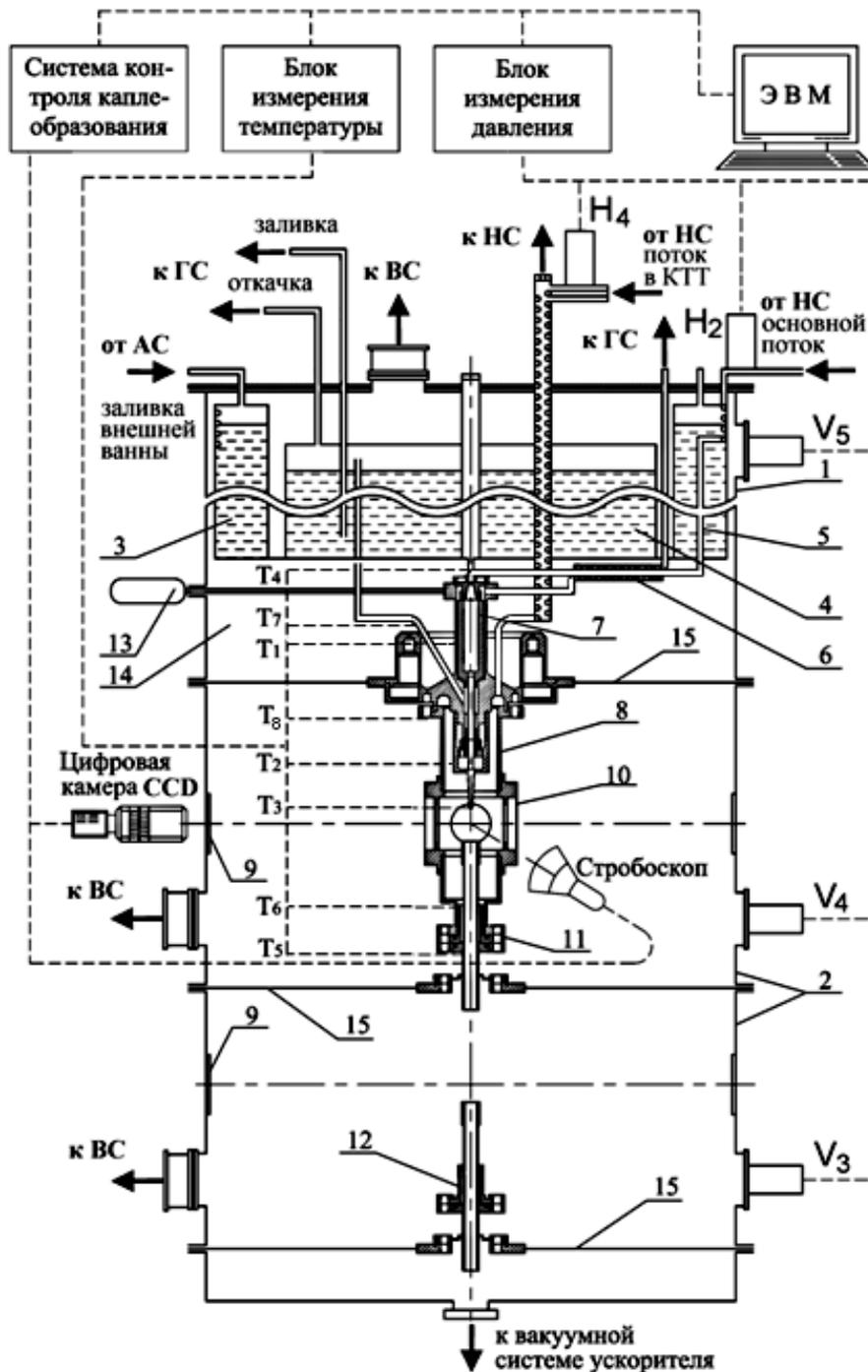


Рис. 5.4. Основные элементы криостата и вакуумных камер: 1– криостат КР; 2– вакуумные пролётные камеры ВК; 3– внешняя ванна АС; 4– внутренняя ванна ГС; 5– первый предварительный теплообменник; 6– второй предварительный теплообменник; 7– конденсатор; 8– генератор монодисперсных капель; 9– окна для наблюдения; 10 – камера тройной точки КТТ; 11– первый шлюз; 12– второй шлюз; 13– юстировочный узел; 14– изолирующий объём; 15– разделительная мембрана; Т – датчики температуры; V и Н– датчики давления

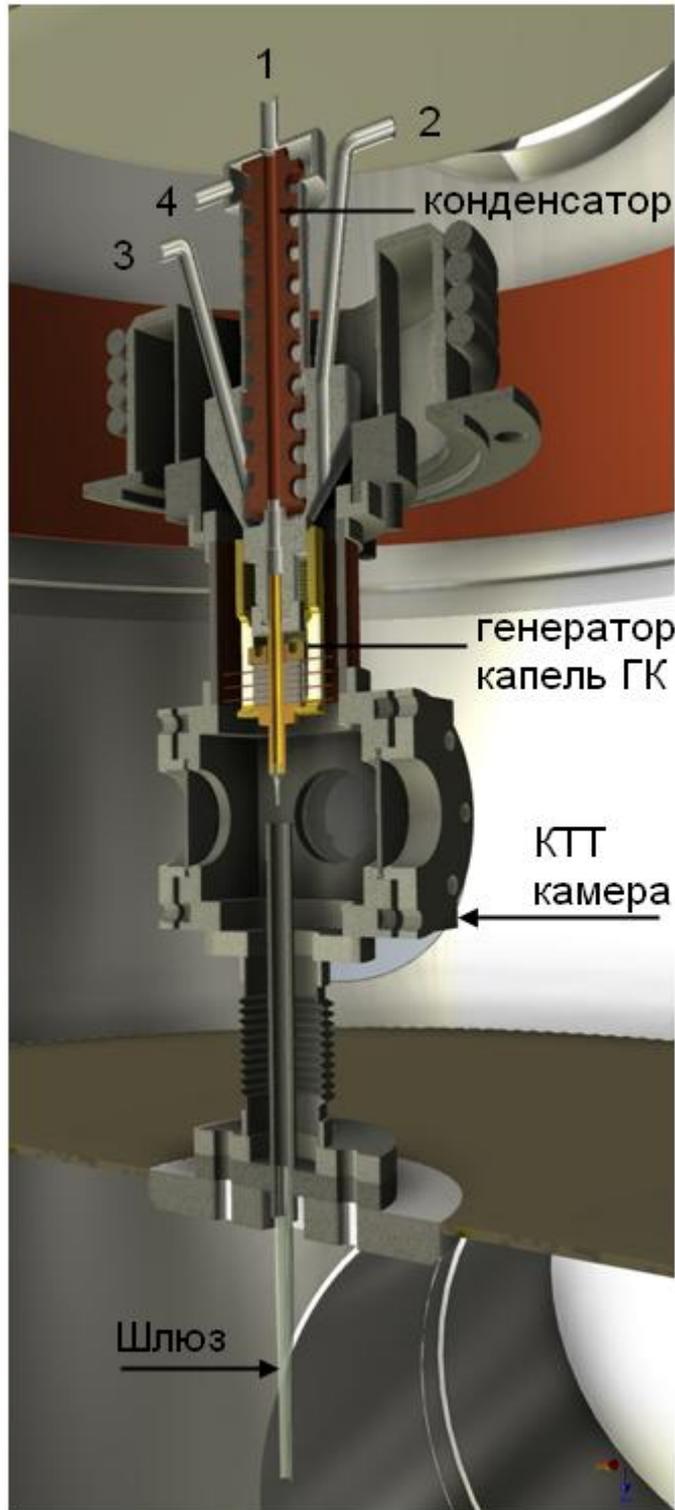
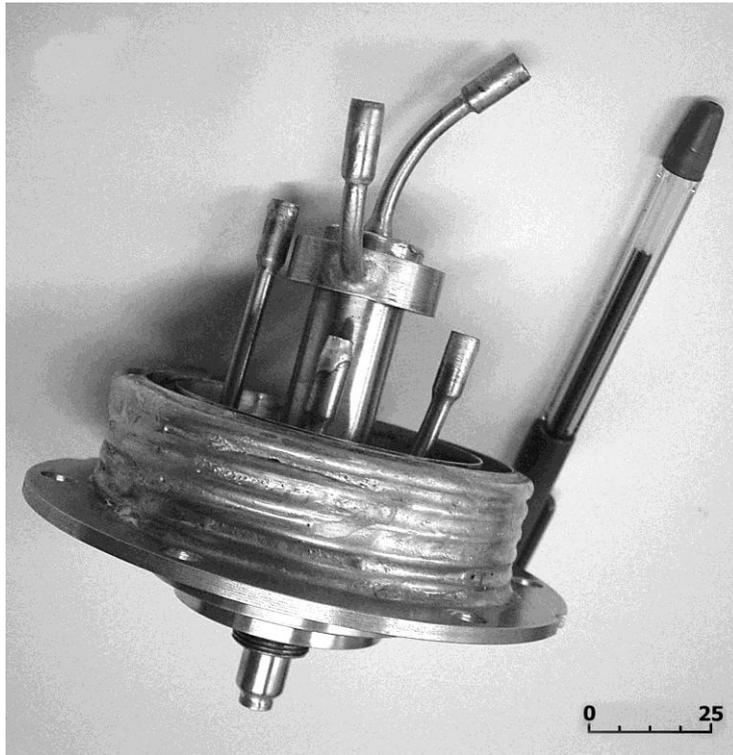
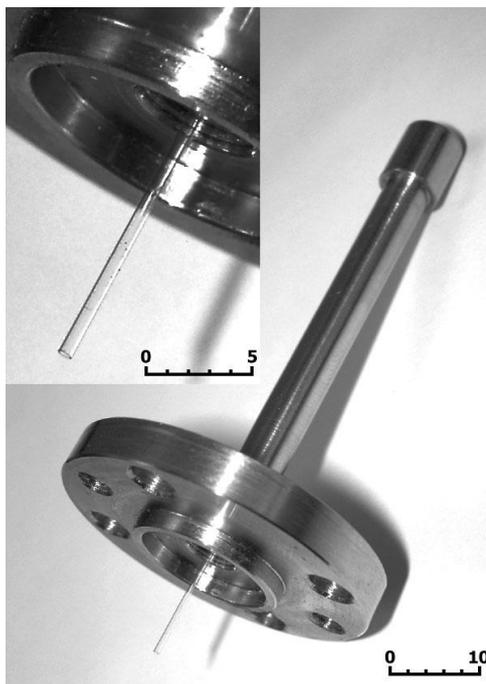


Рис.5.5. Внешний вид и расположение внутренних элементов камеры тройной точки: 1– вход основного потока от НС, 2– вход вспомогательного потока от НС, 3– вход в конденсатор охлаждающих паров от ГВ, 4– выход из конденсатора охлаждающих паров в теплообменники



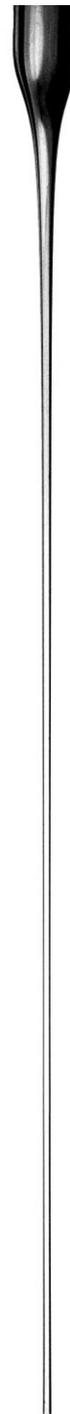
a



b



c



d

Рис.5.6 . Внешний вид конденсатора и шлюза: а – конденсатор, б – шлюз с элементами крепления, с – шлюз длиной $l_{шл} = 6 \text{ см}$ и $D_{min} = 300 \text{ мкм}$, д – шлюз длиной $l_{шл} = 12 \text{ см}$ и $D_{min} = 600 \text{ мкм}$

В соответствии с результатами расчётов, первый теплообменник из медной трубки, изогнутой в спираль, имеет внешний диаметр $d_{внеш} = 3 \cdot 10^{-3}$ м, внутренний диаметр $d_{внутр} = 2 \cdot 10^{-3}$ м, высоту $H = 0,041$ м и число витков навивки $N=6$.

Второй теплообменник типа «труба в трубе» представляет собой две коаксиально расположенные медные трубки. Внешняя трубка имеет диаметр $D_{внеш} = 6 \cdot 10^{-3}$ м, внутренняя трубка $d = 3 \cdot 10^{-3}$ м, длина теплообменника $L = 0,34$ м.

Конденсатор проточного типа состоит из двух коаксиально расположенных цилиндров. Внешний цилиндр изготовлен из нержавеющей стали, внутренний цилиндр — из меди. Внешний цилиндр имеет внутренний диаметр $D_{внутр} = 16,5 \cdot 10^{-3}$ м и наружный диаметр $D_{внеш} = 26,5 \cdot 10^{-3}$ м. Внутренний цилиндр — наружный диаметр $d_{внеш} = 6 \cdot 10^{-3}$ м и внутренний диаметр $d_{внутр} = 3 \cdot 10^{-3}$ м. Высота конденсатора $L = 5 \cdot 10^{-2}$ м. Конденсация осуществляется за счёт потока холодного гелия, который подаётся в пространство между внутренним и внешним цилиндром. Для увеличения поверхности теплообмена гелий внутри конденсатора движется по спирали, образованной резьбой, которая нарезана на внешнюю часть внутреннего цилиндра. Высота нарезки $h_{нарезки} = 5 \cdot 10^{-3}$ м. Конструкция конденсатора представлена на рисунках 5.4 и 5.5. Внешний вид конденсатора со снятым генератором монодисперсных капель показан на рисунке 5.6 а.

Переохладитель конструктивно объединён с конденсатором и представляет собой теплообменник типа «труба в трубе». Размеры внешнего и внутреннего цилиндров, образующих переохладитель, совпадают с размерами соответствующих цилиндрических элементов конденсатора. Высота переохладителя $h = 4,8 \cdot 10^{-3}$ м.

5.1.2. Вакуумная система

Вакуумная система ВС состоит из следующих подсистем: подсистемы откачки изоляционного объёма криостата, подсистемы откачки изоляционного объёма ловушки, подсистемы откачки вакуумных камер и вспомогательного

вакуумного оборудования. Подробное расположение элементов вакуумной системы представлено на рисунке 5.7. Взаимодействие системы ВС с элементами криостата, с системой подачи охлаждаемого вещества и с измерительной системой проиллюстрировано на рисунках 5.4, 5.8 и 5.13.

Подсистемы откачки изоляционного объёма криостата и изоляционного объёма ловушки предназначены для обеспечения тепловой изоляции между внутренними элементами и внешним корпусом.

Откачка изоляционного объёма криостата осуществляется с помощью насосов ТРН 1 и МН1. Насос ТРН 1 турбомолекулярный «Pfeiffer» ТМН-260С со скоростью откачки 260 л/с и предельным остаточным давлением 10^{-7} Па. Запуск насоса, выдача необходимых для работы напряжений и контроль над работой осуществляются с помощью блока управления ТСП 380 (рисунок 5.13). Насос МН1 мембранный «Pfeiffer» MVP со скоростью откачки 0,5 л/с и предельным остаточным давлением 300 Па. Для откачки изоляционного объёма ловушки используется турбомолекулярный насос ТРН 2 («Pfeiffer» ТМН-1601) со скоростью откачки 1600 л/сек и предельным остаточным давлением 10^{-9} Па. Запуск насоса, выдача необходимых для работы напряжений и контроль над работой осуществляются с помощью блока управления DCU 600 (рисунок 5.13). Для изоляции областей разрежения друг от друга и от других частей установки используются электромагнитные вакуумные клапаны с дистанционным управлением К1, К2, К3 и К6. Основные характеристики вакуумных клапанов: диаметр условного прохода 0,025 м, натекание 10^{-8} Па·м³/с и время срабатывания 0,1 с. Возможны следующие режимы работы подсистем: совместная откачка изоляционного объёма криостата и изоляционного объёма ловушки и независимый режим. Режим совместной откачки применяется при начальной откачке криостата и всех вакуумных камер и реализуется при открытых клапанах К2, К3 и К6. В этом случае насосы ТРН 1 и ТРН 2 через сборник коллектора К подключаются к общей форвакуумной линии.

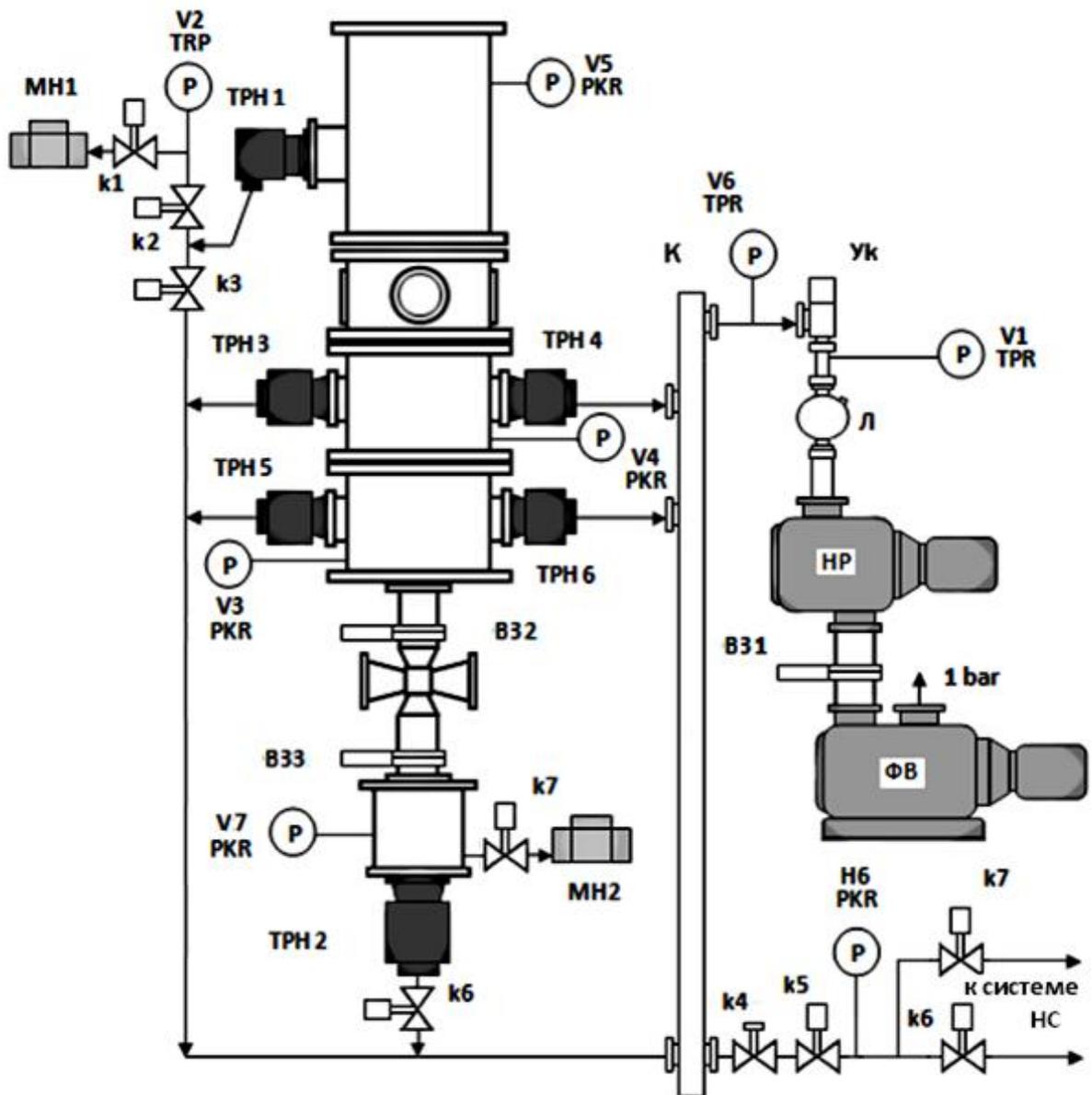


Рис. 5.7. Вакуумная система: К1-К7 – вакуумные клапаны; МН1-МН2 – мембранные насосы; Л – азотная ловушка; ТРН1-ТРН6 – турбомолекулярные насосы; К – коллектор сборник; Ук – угловой вакуумный клапан; ФВ – форвакуумный насос; НР – насос «Roots»; В3-В33 – вакуумные затворы; V1-V7 и Н6 – датчики давления

При закрытом клапане К3 и открытых клапанах К1, К2 и К6 реализуется независимый режим откачки. В этом случае форвакуумная откачка насоса ТРН 1 осуществляется с помощью мембранного насоса МН1, а откачка насоса ТРН 2 происходит, как и прежде, с помощью общей форвакуумной линии. Применение мембранного насоса МН1 позволяет гарантированно избежать попадания масла от форвакуумных насосов в изоляционный объём криостата.

Независимый режим работы является основным рабочим режимом и применяется после режима совместной откачки. Управление работой электромагнитных клапанов осуществляется по командам от компьютера РС 2 измерительной системы (рисунок 5.13).

Для измерения величины разрежения в изоляционных объёмах используются датчики V5 и V7 типа PKR фирмы «Balzers», а для измерения остаточного давления турбомолекулярных насосов — датчик V2 типа TPR 260 фирмы «Balzers». Погрешность измерения давления датчиками TPR и PKR составляет $\pm 10^{-4}$ мбар и $\pm 10^{-8}$ мбар, соответственно.

С помощью подсистемы откачки вакуумных камер достигается согласование между высоким давлением на выходе камеры тройной точки КТТ и низким давлением на входе в ускоритель. Откачка каждой камеры осуществляется индивидуально.

На основе результатов работ [249,250] и программы расчёта теплофизических параметров капель в разных камерах криогенной корпускулярной мишени (глава 4, раздел 4.2 и работы [26,248]), была разработана методика по определению характеристик вакуумного оборудования, необходимого для откачки вакуумных камер. Подробное описание методики представлено в [27,90]. Ниже приведено её краткое описание.

Давление во второй вакуумной камере создаётся следующими газовыми потоками: потоком, поступающим через первый шлюз из камеры тройной точки; сублимационным потоком с поверхности гранул; потоком, связанным

с газоотделением со стенок камеры и потоком, вытекающим через второй вакуумный шлюз в третью вакуумную камеру (рисунок 1.3).

В главе 4, разделе 4.4 было показано, что радиус гранул при пролёте через вторую вакуумную камеру практически не изменяется ($\sim 0,5\%$ от начального радиуса), поэтому потоком газа с поверхности гранул можно пренебречь. В соответствии с [249], газоотделение со стенок камеры мало, и им также можно пренебречь. Для определения максимальных характеристик системы откачки второй вакуумной камеры потоком газа в третью вакуумную камеру можно пренебречь. Таким образом, основным газовым потоком, требующим откачки, является поток через шлюз. При расчётах были выбраны следующие характеристики шлюза: диаметр шлюза $d_{шл} = 5 \cdot 10^{-4}$ м и длина шлюза $l_{шл} = 12$ см.

В соответствии с [250], вид течения в шлюзе определяется следующими величинами:

$$Kn = \lambda(T, P) / d_{шл}; \quad (5.1)$$

$$P_{отн} = P_{вк} / P_{нк}, \quad (5.2)$$

где: Kn – число Кнудсена; $P_{отн}$ – отношение давления в верхней камере.

$P_{вк}$ к давлению в нижней камере $P_{нк}$; $\lambda(T, P)$ – длина свободного пробега при соответствующем давлении P и температуре T ; $d_{шл}$ – диаметр шлюза.

Согласно [250], длина свободного пробега $\lambda(T, P)$ связана с длиной свободного пробега при нормальных условиях следующим соотношением:

$$\lambda(T, P) = \lambda_0 \cdot \frac{(T_0 + C) \cdot T \cdot P_0}{(T + C) \cdot T_0 \cdot P_{cp}} = \lambda_n \cdot \frac{(T_0 + C) \cdot T \cdot P_0 \cdot 2}{(T + C) \cdot T_0 \cdot (P_{вк} + P_{нк})}, \quad (5.3)$$

где: λ_0 – длина свободного пробега при нормальном давлении P_0 и комнатной температуре $T_0 = 273$ К; P_{cp} – среднее значение давления в шлюзе; C – постоянная Сезерленда (для водорода $C = 84,4$, в соответствии с [183]).

Для устойчивого распада струи водорода на капли необходимо обеспечить: в камере КТТ давление $P_{вк} = P_1 = 100$ мбар, давление в нижней камере $P_{нк} = P_2 = 10^{-2}$ мбар и температуру $T = 14$ К. Подставив в (5.1), (5.2) и (5.3) со-

ответствующие значения переменных получим: $Kn \approx 8 \cdot 10^{-4}$ и $P_{омн} \approx 2 \cdot 10^{-4}$. Полученные значения Kn и $P_{омн}$ меньше, соответственно, $5 \cdot 10^{-3}$ и 0,5. Поэтому течение в первом шлюзе можно считать вязкостным, близким к течению с критической скоростью.

В соответствии с [250], в этом случае количество газа G_{gas2} , поступающего через первый вакуумный шлюз из первой вакуумной камеры во вторую, может быть найдено по следующей формуле:

$$G_{gas2} = 0,785 \cdot d_{шл}^2 \cdot P_1 \cdot \sqrt{\frac{M}{R_g T_0}} \cdot \sqrt{\chi \cdot \left(\frac{2}{\chi + 1}\right)^{\frac{\chi+1}{\chi-1}}} \approx 6 \times 10^{-6} \text{ кг/с}, \quad (5.4)$$

где: T_0 – комнатная температура; R_g – универсальная газовая постоянная; M – молекулярный вес водорода, χ – показатель адиабаты ($\chi = 1,4$ [250]).

Согласно [250], скорость откачки насоса Q_H , количество поступающего во вторую камеру газа G_{gas2} и остаточное давление в камере P_2 связаны следующим соотношением:

$$Q_H = \frac{G_{gas2} \cdot R_g T_0}{M \cdot P_2}. \quad (5.5)$$

Подставив в (5.5) соответствующие значения переменных получим, что для достижения остаточного давления в камере $P_2 \approx 10^{-2}$ мбар необходима скорость откачки $Q_H \approx 4000$ л/с.

Таким образом, без учёта газоотделения стенок и без учёта вытекания газа в третью вакуумную камеру, для обеспечения остаточного давления в первой вакуумной камере на уровне 10^{-2} мбар необходим насос с производительностью $Q_H = 4000$ л/с.

В соответствии с требованиями со стороны детектора «PANDA», давление в третьей вакуумной камере не должно превышать 10^{-6} мбар. Это давление создаётся следующими газовыми потоками: потоком, поступающим через второй шлюз из первой вакуумной камеры; сублимационным потоком с поверхности гранул и потоком, связанным с газоотделением со стенок камеры (рисунок 1.3).

В главе 4, разделе 4.4 было показано, что радиус гранул при пролёте через третью вакуумную камеру изменяется всего на несколько процентов, поэтому потоком газа с поверхности гранул можно пренебречь. Газоотделение со стенок камеры также мало, и им можно пренебречь. Таким образом, основным газовым потоком, требующим откачки, является поток через шлюз. При расчётах были выбраны следующие характеристики шлюза: диаметр шлюза $d_{шл} = 5 \cdot 10^{-4}$ м и длина шлюза $l_{шл} = 12$ см.

Для определения вида течения через шлюз воспользуемся формулой (5.1). Подставив в неё соответствующие значения переменных, получим $Kn \approx 4,44$. Полученный результат больше 0,33. В соответствии с [250], течение во втором шлюзе можно считать молекулярным, и поток газа, поступающий через второй вакуумный шлюз в третью камеру, находится по формуле:

$$G_{gas3} = (P_2 - P_3) \cdot U, \quad (5.6)$$

где: P_2 и P_3 – давления во второй и третьей камерах, соответственно; U – проводимость шлюза.

Проводимость при молекулярном режиме течения определяется:

$$U = 38,1 \cdot \frac{d_{шл}^3}{l_{шл}} \sqrt{\frac{T_2}{M}}, \quad (5.7)$$

где: T_2 – температура водорода во второй вакуумной камере; $d_{шл}$ и $l_{шл}$ – диаметр и длина шлюза, соответственно; M – молекулярная масса водорода.

Подставив в (5.7) соответствующие значения переменных, получим следующее значение проводимости $U \approx 10^{-7}$ м³/с.

Зная проводимость шлюза, по формуле (5.6) получим, что $G_{gas3} \approx 1,8 \cdot 10^{-7}$ м³·Па/с.

Подставив в (5.5) соответствующие значения переменных получим, что для достижения остаточного давления в камере $P_3 \approx 10^{-6}$ мбар необходима скорость откачки $Q_n \approx 100$ л/с.

Таким образом, без учёта сублимации с поверхности гранул и без учёта газоотделения стенок, для обеспечения остаточного давления в третьей вакуумной камере на уровне 10^{-6} мбар необходим насос с производительностью $Q_H \approx 100$ л/с. А насос с производительностью $Q_H \approx 2000$ л/с обеспечит в третьей вакуумной камере давление $P_3 \approx 10^{-8}$ мбар.

На основании результатов расчётов для откачки вакуумных камер были выбраны турбомолекулярные насосы типа «Pfeiffer» ТМН-2100 со скоростью откачки 2100 л/с и предельным остаточным давлением 10^{-9} Па. Откачка первой вакуумной камеры осуществляется с помощью насоса ТРН 3, второй вакуумной камеры — ТРН 5. Для обеспечения дополнительного запаса по вакуумной откачке используются насосы ТРН 4 и ТРН 6. Запуск насосов, выдача необходимых для работы напряжений и контроль над работой осуществляются с помощью блоков управления DCU 600 (рисунок 5.13).

Для измерения величины разрежения в вакуумных камерах используются датчики V3 и V4 типа PKR фирмы «Balzers». Погрешность измерения давления датчиками PKR составляет $\pm 10^{-8}$ мбар.

Вспомогательное вакуумное оборудование используется для обеспечения устойчивой работы всех подсистем вакуумной системы и для изоляции подсистем вакуумной системы друг от друга.

Устойчивая работа и предварительная откачка всех подсистем осуществляется с помощью форвакуумной системы WOD-1800, азотной ловушки Л и коллектора сборника К. В состав форвакуумной системы WOD-1800 входят последовательно соединённые насосы «Vane pump» DUO-250 со скоростью откачки 250 м³/час и «Roots» WKP-2000 со скоростью откачки 2065 л/час. С помощью коллектора сборника К, представляющего собой трубу с ответвлением, обеспечивается подключение форвакуумной системы к остальным вакуумным подсистемам. Азотная ловушка Л предотвращает попадание масла в подсистемы вакуумной системы.

Для изоляции областей разрежения друг от друга и от других частей установки используются: вакуумные затворы В31-В33 и электромагнитные ва-

куумные клапаны с дистанционным управлением (Ук, К5, К6 и К7). При открытых клапанах К5, К6 и К7 с помощью вакуумной системы можно откачивать систему подачи в криостат охлаждаемого вещества НС. Управление работой электромагнитных клапанов осуществляется по командам от компьютера РС 2 измерительной системы. Взаимодействие системы ВС с элементами криостата, с системой НС и измерительной системой представлено на рисунках 5.4, 5.8 и 5.13.

Основные характеристики вакуумных клапанов: диаметр условного прохода 0,025 м, натекание 10^{-8} Па·м³/с и время срабатывания 0,1 с.

Измерение величины разрежения во вспомогательном вакуумном оборудовании осуществляется с помощью датчиков V1 и V6 типа TPR 260 фирмы «Balzers» с погрешностью измерения давления $\pm 10^{-4}$ мбар.

5.1.3. Система подачи охлаждаемого вещества

Система подачи в криостат охлаждаемого вещества НС состоит из следующих подсистем: подсистемы очистки, подсистемы основного потока ОР и подсистемы вспомогательного потока ВП. Расположение элементов системы приведено на рисунке 5.8. Взаимодействие системы НС с элементами криостата, вакуумной системой и измерительной системой представлено на рисунках 5.3, 5.7 и 5.13.

Элементы первой подсистемы предназначены для окончательной очистки от примесей охлаждающего вещества. В состав подсистемы входят: баллоны для хранения газообразного охлаждаемого вещества с редукторами R1 и R2; блок очистки НР-50, ручные клапаны К1.1 и К1.2, электромагнитный клапан К1 и коллектор-распределитель К. Контроль давления в коллекторе-распределителе осуществляется с помощью датчика Н1 типа APR 265 фирмы «Balzers» с погрешностью ± 10 мбар. Наличие примесей в газообразном водороде контролируется с помощью масспектрометра QMG 220 M1 фирмы «Pfeiffer».

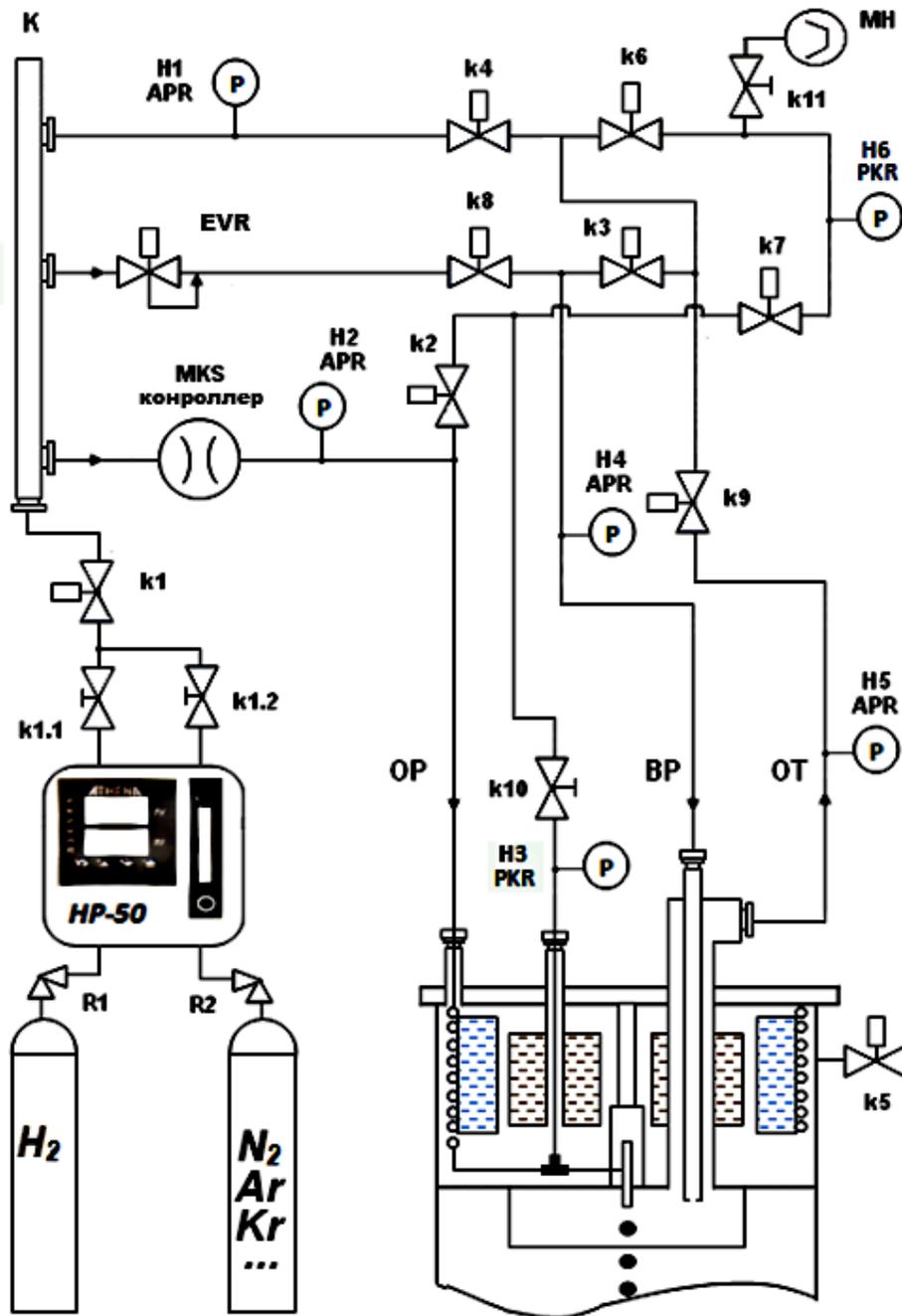


Рис. 5.8. Система подачи в криостат охлаждаемого вещества: R1 и R2 – редукторы; HP-50 – блок очистки; K1.1, K1.2, K10 и K11 – ручные клапаны; K1- K9 – электромагнитные клапаны; K – коллектор распределитель; MKS – регулятор расхода; EVR– регулятор давления; H1-H6 – датчики давления; OP – линия основного потока; MH1 – мембранный насос; BP – линия вспомогательного потока; OT – линия откачки

Элементы второй подсистемы предназначены для стабилизации расхода и подачи основного потока охлаждаемого вещества в теплообменники, конденсатор и генератор капель. В состав подсистемы входят: регулятор расхода MKS-1259 с блоком управления MKS-647 фирмы «MKS Instruments», электромагнитный клапан К2 и ручной клапан К10. Погрешность измерения и регулирования расхода газа составляет 0,5%. При закрытых клапанах К2 и К10 с помощью регулятора расхода в линии основного потока ОР устанавливается необходимый для работы расход охлаждаемого вещества. Принцип работы регулятора и его взаимодействие с измерительной системой представлены на рисунке 5.13.

Контроль давления основного потока на входе в первый теплообменник осуществляется с помощью датчика Н2 типа APR 260 фирмы «Balzers» с погрешностью ± 10 мбар. Давление на входе в конденсатор контролируется датчиком Н3 типа PKR фирмы «Balzers» с погрешностью $\pm 10^{-8}$ мбар.

Элементы третьей подсистемы предназначены для стабилизации давления вспомогательного потока в камере тройной точки. В состав подсистемы входят: регулятор давления EVR-116 с блоком управления RVC-300 фирмы «Pfeiffer», электромагнитные клапаны К6, К8 и К9. Погрешность измерения и регулирования давления газа составляет 0,1%. С помощью регулятора давления в линии вспомогательного потока ВП и камере КТТ устанавливается необходимое для работы давление охлаждаемого вещества. Принцип работы регулятора и его взаимодействие с измерительной системой представлены на рисунке 5.13.

Для откачки из КТТ избыточного газа используется мембранный насос МН1 типа MVP («Pfeiffer»), подключаемый к КТТ через линию откачки ОТ клапанами К6 и К11. Контроль давления вспомогательного потока осуществляется с помощью датчиков Н4 и Н5 типа APR 260 фирмы «Balzers» с погрешностью ± 10 мбар.

Для предварительной откачки всех трубопроводов система подачи охлаждаемого вещества через открытые клапаны К3, К4, К6 и К7 подключается

к вакуумной системе. Измерение величины разрежения осуществляется с помощью датчика Н6 типа типа PKR фирмы «Balzers». Погрешность измерения давления $\pm 10^{-8}$ мбар.

Управление работой всех электромагнитных клапанов системы осуществляется по командам от компьютера РС 2 измерительной системы (рисунок 5.13).

5.1.4. Система обеспечения жидкими криоагентами

Система обеспечения жидкими криоагентами предназначена для охлаждения охлаждающего вещества и его последующей конденсации. В состав системы входят следующие подсистемы: подсистема обеспечения жидким криоагентом внутренней ванны ГС и подсистема обеспечения жидким криоагентом внешней ванны АС. Взаимодействие системы с элементами криостата и с измерительной системой представлено на рисунках 5.3 и 5.13.

В состав подсистемы обеспечения жидким криоагентом внутренней ванны_ГС входят: транспортный сосуд для хранения жидкого криоагента; гибкий трубопровод; ручные и электромагнитные криогенные клапаны; датчик уровня криоагента в ванне ДНН с блоком измерения фирмы «Messer»; нагреватель для увеличения давления паров в ванне; блок стабилизации давления паров внутри ванны и блок стабилизации расхода паров криоагента.

Ожижение охлаждаемого вещества осуществляется парами охлаждающего вещества из внутренней ванны, проходящими через внутренние теплообменники и конденсатор. Для получения устойчивого распада жидкой струи охлаждаемого вещества на капли необходимо выполнение следующих двух условий: давление пара внутри ванны должно быть постоянным, и расход пара через теплообменники тоже должен быть постоянным.

Для поддержания постоянного давления пара внутри ванны используется блок стабилизации давления, в состав которого входят следующие элементы: трубопроводы, коллектор, электромагнитные клапаны, клапан с переменным сечением MKS-253 с блоком управления MKS- 600 фирмы «MKS

Instruments» и мембранный насос. С помощью мембранного насоса осуществляется непрерывная дополнительная откачка ванны. При повышении давления в ванне блок управления MKS-600 приоткрывает заслонку в клапане MKS-253. Проходное отверстие клапана увеличивается, и избыток паров откачивается в газгольдер.

В состав блока стабилизации расхода входят следующие элементы: электромагнитные клапаны, регулятор расхода MKS-1259 с блоком управления MKS-647 и мембранный насос. Управление работой всех электромагнитных клапанов подсистемы осуществляется по командам от компьютера РС 2 измерительной системы.

С помощью насоса осуществляется непрерывное течение пара из ванны через все внутренние теплообменники. При изменении расхода блок управления MKS-647 изменяет проходное сечение MKS-1259, тем самым обеспечивая постоянство расхода паров через теплообменники. Погрешность измерения и регулирования расхода газа составляет 0,5%.

Необходимое для работы значение давления пара внутри ванны и его расход устанавливаются по командам от компьютера РС 2 измерительной системы.

В состав подсистемы обеспечения жидким криоагентом внешней ванны и ловушки входят: транспортный сосуд для хранения жидкого криоагента; гибкий трубопровод; автоматические криогенные клапаны; датчик уровня криоагента во внешней ванне DHN1 и датчик в ловушке DHN2 с блоками измерения NC-200.

Управление работой всех электромагнитных клапанов подсистемы осуществляется по командам от компьютера РС 2 измерительной системы.

5.1.5. Система генерации монодисперсных капель СГМК

Система генерации монодисперсных капель СГМК предназначена для получения монодисперсных капельных потоков с заданной скоростью и температурой. В состав системы входят следующие элементы: генератор мо-

нодисперсных капель ГК и электронное оборудование, необходимое для работы генератора капель. Взаимодействие СГМК с измерительной системой представлено на рисунке 5.13.

В главе 1, разделе 1.2.1.1 приведены основные требования к параметрам криогенных корпускулярных мишеней: диаметр гранул от 10 мкм до 100 мкм, скорость до 100 м/с, частота появления мишеней до 500 кГц. Так как мишени могут быть из водорода или инертных газов, то рабочая температура генератора монодисперсных капель (мишеней) должна быть не меньше 16 К.

Основное требование к работе генератора — длительная и стабильная работа при низких температурах. Дополнительными требованиями являются: компактность конструкции, широкий диапазон рабочих частот и минимальные внешние теплопритоки.

На основании требований к параметрам мишеней и к конструкции генератора капель был разработан специальный генератор монодисперсных капель. Работа генератора основана на методе ВКРС.

Требованию компактности конструкции генератора наиболее удовлетворяет способ передачи механических колебаний от системы возбуждения непосредственно на корпус генератора. Колебания корпуса приводят к продольным колебаниям выходной насадки и, как следствие этого, к распаду струи на капли.

В качестве системы возбуждения была выбрана пьезоэлектрическая система возбуждения. Основанием для такого выбора послужил анализ литературы [190-193] и предварительные эксперименты. По сравнению с другими системами возбуждения, пьезоэлектрические системы обладают более высоким коэффициентом полезного действия, более высокой стабильностью характеристик, лучшей компактностью и широким диапазоном рабочих частот.

Внешний вид генератора и отдельных его элементов представлен на рисунках 5.9-5.11. Генератор монодисперсных капель (рисунок 5.9) состоит из следующих элементов: корпуса 1, системы возбуждения 2, внутреннего ка-

пилляра 3, прижимной гайки 4, компенсационной муфты 5 и выходного сопла 7. Для улучшения равномерности распределения температуры внутри генератора, корпус генератора изготовлен из меди. В верхней части генератора имеется резьба для соединения с корпусом конденсатора 6. Отверстие в нижней части корпуса обеспечивает центровку внутреннего капилляра 3 с выходной насадкой 7. Меняя выходной диаметр насадки, можно получать струи с диаметром от 5 мкм до 60 мкм. Прижимная гайка 4 служит для жёсткой фиксации пьезоэлементов к поверхности внутреннего капилляра. Компенсационная муфта 5 обеспечивает герметичность соединения генератора с корпусом конденсатора.

Исходя из имеющихся технологических возможностей, были опробованы следующие технологии изготовления выходных насадок: двухкомпонентная технология (металл со стеклянным капилляром) и технология электроэрозии с предварительным продавливанием. Внешний вид выходных насадок, изготовленных по двухкомпонентной технологии и по технологии электроэрозии, представлен на рисунках 5.10 и 5.11.

На основании анализа результатов тестирования генератора и отдельных его элементов можно сделать следующие выводы:

1. Для получения криогенных корпускулярных мишеней с диаметром гранул D_c от 20 мкм до 100 мкм наиболее подходит технология изготовления насадок с помощью электроэрозии. Основными достоинствами этой технологии являются высокое качество каналов истечения и хорошая воспроизводимость выходных диаметров каналов истечения. Однако возможности технологии ограничены минимальным диаметром выходных каналов $D_N = 20$ мкм.

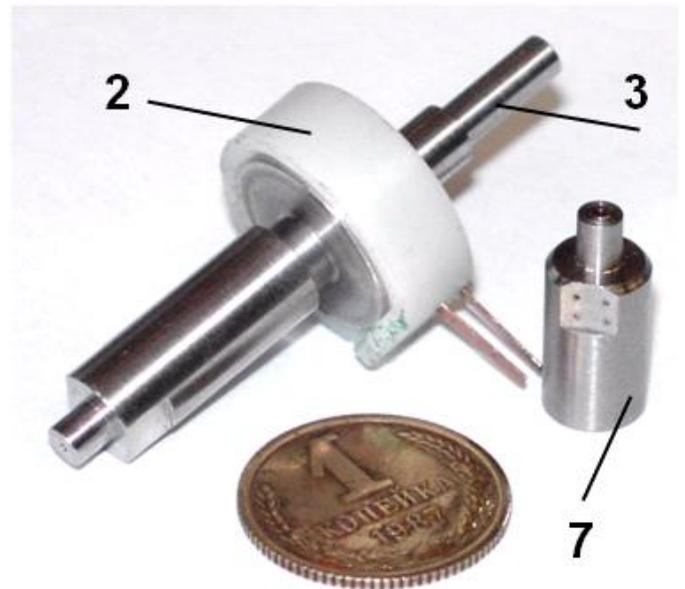
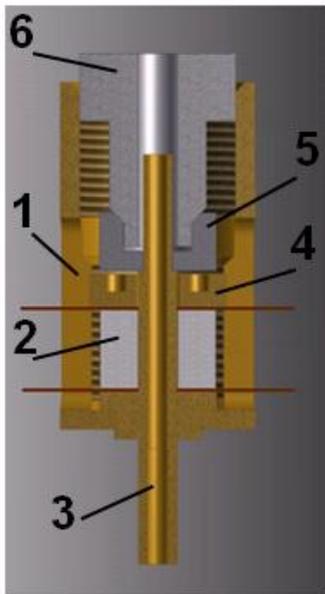


Рис. 5.9. Внешний вид и отдельные элементы генератора монодисперсных капель для установок по получению криогенных корпускулярных мишеней



а



в

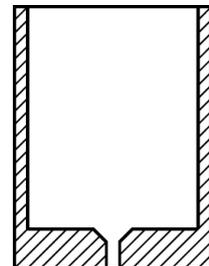


с

Рис. 5.10. Насадки, изготовленные по двухкомпонентной технологии:
а – внешний вид насадок; в – увеличенная выходная часть насадки $D_N=7$ мкм; с – увеличенная выходная часть насадки $D_N=15$ мкм



а



в

Рис.5.11. Насадки, изготовленные по технологии электроэрозии:
а – внешний вид насадок $D_N=20$ мкм и $D_N=40$ мкм; в – разрез выходной часть насадки

2. Для получения криогенных корпускулярных мишеней с диаметром гранул менее 20 мкм наиболее подходит двухкомпонентная технология изготовления. Основные преимущества — возможность получения внутренних каналов насадки с минимальным размером и возможность визуального контроля процессов, проходящих в канале. Минимальный диаметр выходного канала насадки в наших экспериментах составлял 5 мкм. Недостатки технологии — сложность, необходимость отбраковки большого количества насадок и малая воспроизводимость выходных каналов.

Известно, что амплитудно-частотные характеристики генераторов монодисперсных капель являются нелинейными и зависят от конкретной конструкции генератора и рабочей температуры.

В связи с полным отсутствием работ по исследованию влияния низких температур на амплитудно-частотные характеристики генераторов монодисперсных капель, были проведены специальные экспериментальные исследования.

В ходе экспериментов изучалось влияние частоты внешнего возбуждения на длину нераспавшейся части струй из криогенных жидкостей. Подробное описание методики получения струй приведены в главе 5, разделе 5.2. Эксперименты проводились при температурах от 16 К до 90 К. Диаметр струй менялся от 10 мкм до 30 мкм, а скорости — от 10 м/сек до 20 м/сек. В качестве примера на рисунке 5.12 представлены результаты влияния частоты внешнего возбуждения на длину нераспавшейся части струи водорода при следующих параметрах: температура 20 К, диаметр 10 мкм, скорость 10 м/сек. На основании анализа полученных результатов у разработанного генератора были обнаружены следующие резонансные частоты: $f_{в(рез)}$: {16000, 31000, 43000, 58000, 64000, 81120, 105900, 124900, 170700, 225270, 266270, 337000, 450000} Гц.

Окончательная проверка работоспособности генератора при низких температурах проводилась в течение нескольких лет в рамках работ по созданию прототипа криогенной корпускулярной мишени.

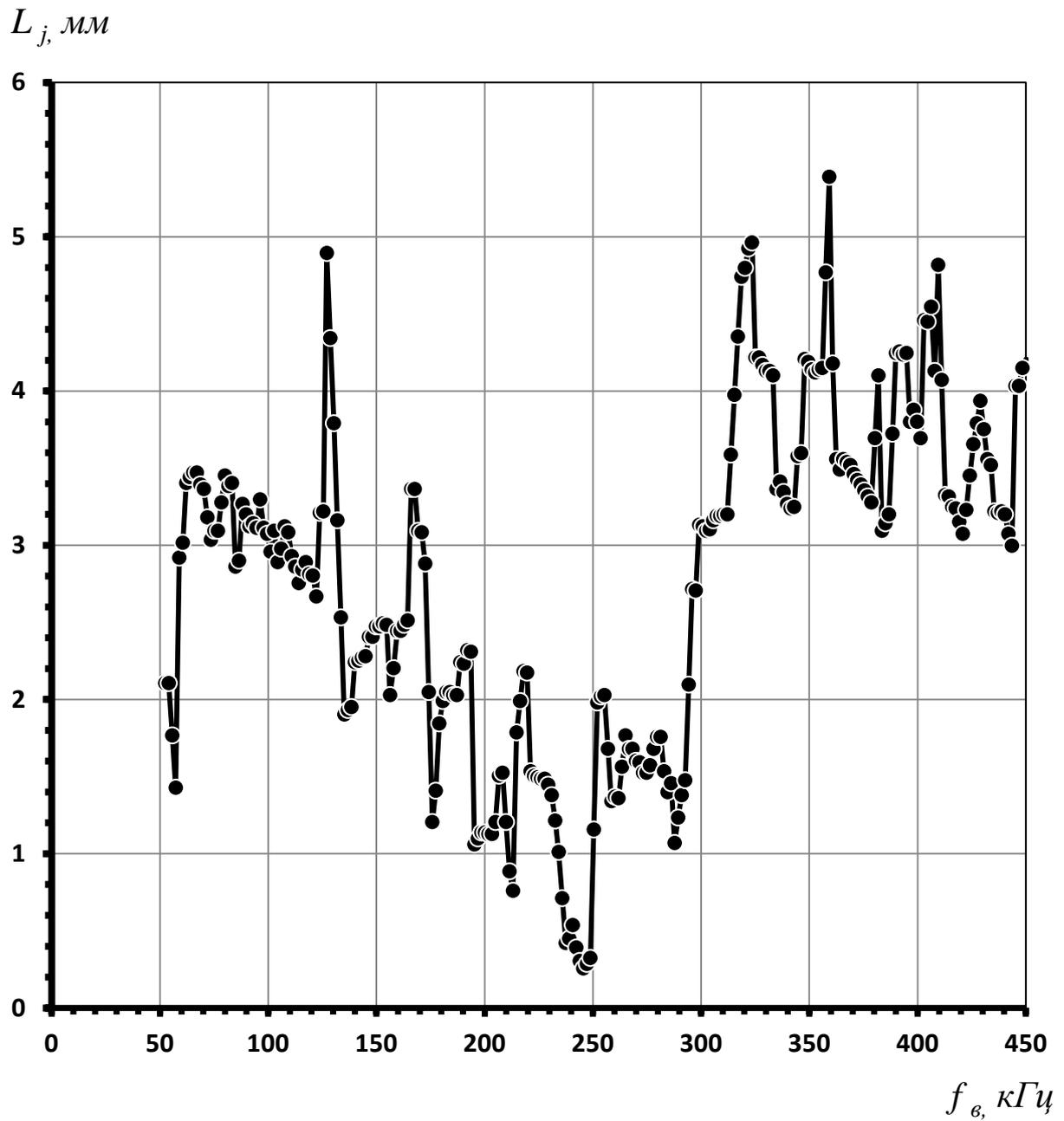


Рис. 5.12. Зависимость длины струи L_j от частоты возбуждения f_6 генератора

●- экспериментальные результаты

Эксперименты проводились при температурах от 16 *K* до 90 *K*. Длительность каждого эксперимента с учётом времени предварительного охлаждения и времени отогрева составляла примерно 48 часов.

Многочисленные эксперименты показали, что разработанный генератор при низких температурах может работать в течение длительного времени, сохраняя стабильными свои характеристики.

Размер монодисперсных капель определяется амплитудой и частотой внешнего сигнала, подаваемого на вход системы возбуждения. Для создания внешнего сигнала в СГМП используется генератор гармонических сигналов типа ГЗ-56/1. Основные характеристики генератора: максимальная частота $2 \cdot 10^6$ Гц, максимальная амплитуда 130 В. Контроль формы и частоты подаваемого сигнала осуществляется с помощью блока контроля, в состав которого входят: осциллограф С1-74 и частотомер типа ЧЗ-54. Относительная погрешность определения частоты не превышает $\pm 5 \cdot 10^{-7}$.

5.1.6. Автоматизированная система контроля и управления системами экспериментальной установки

Автоматизированная система контроля и управления системами экспериментальной установки СКУ создана на базе двух компьютеров PC1 и PC2 и ряда блоков контроля и управления. Расположение элементов системы СКУ и связь элементов друг с другом приведены на рисунке 5.13.

С помощью компьютера PC1 и пяти цифровых видеокамер CCD1-CCD5 типа PCO-PixelFly фирмы «Pro.imaging» осуществляется: визуальный контроль процесса получения капиллярных струй и капель; определение характеристик ВКРС; визуальный контроль прохождения капель и гранул через шлюзы; определение характеристик капель и гранул. Подсветка камер осуществляется блоками подсветки СТ-МЭИ.

Камеры расположены следующим образом: камеры CCD1 и CCD2 установлены напротив камеры тройной точки и используются для контроля

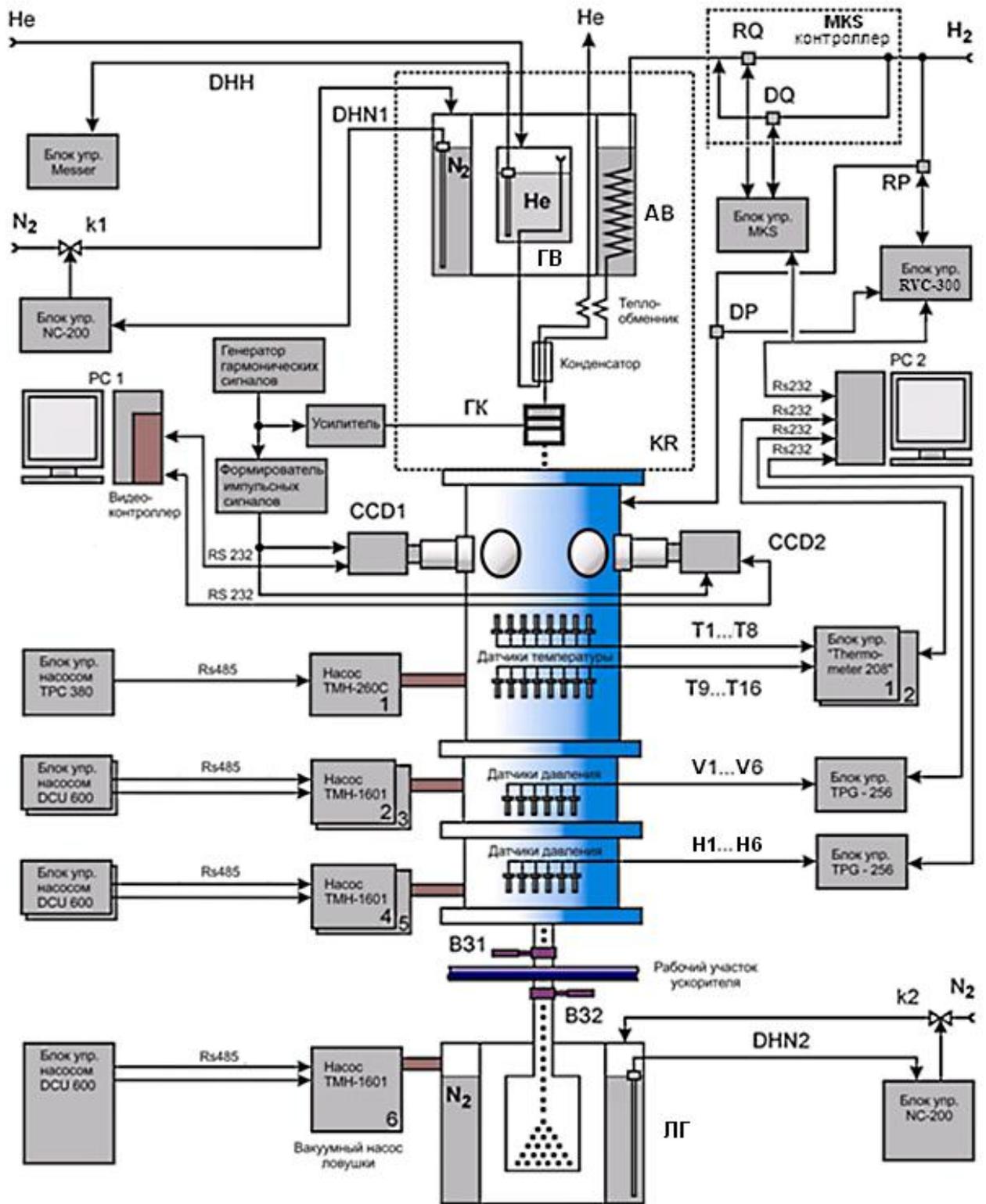


Рис. 5.13. Автоматизированная система контроля и управления системами экспериментальной установки

процесса получения капиллярных струй и определения характеристик ВКРС в плоскостях X и Y ; камеры CCD3 и CCD4 расположены напротив иллюминаторов первой вакуумной камеры и служат для контроля прохождения капель и гранул через первый шлюз и определения характеристик капель и гранул в плоскостях X и Y ; камера CCD5 находится напротив иллюминатора нижней вакуумной камеры и используется для определения угловых отклонений гранул от вертикальной оси установки. Подробное расположение камер и элементов системы подсветки представлено на рисунке 5.14.

Синхронная работа камер и источников света осуществляется с помощью генератора гармонического сигнала ГЗ-56. Генератор одновременно посылает сигналы запуска и на видеокамеры, и на строботахометры системы подсветки. Запуск строботахометров осуществляется с частотой, синхронной частоте сигнала, подаваемого на генератор капель ГК (рисунок 5.13).

Цифровые камеры используются не только для фиксации процессов, происходящих при образовании капель, но и для определения следующих величин: скорости струи V_j , длины нераспавшейся части струи L_j , диаметра струи D_j и диаметра капель D_c . Для этого изображение с камер сначала записывается в память РС1, а затем обрабатывается с помощью специальной программы. Подробное описание методики получения изображений и программы определения параметров ВКРС дано в главе 2, разделах 2.2 и 2.3.

С помощью РС2 осуществляется: управление работой электромагнитных клапанов всех систем установки; контроль правильности работы насосов вакуумной системы; контроль уровня криоагентов в ваннах и в ловушке; установка начальных значений давления и расхода в системе подачи в криостат охлаждаемого вещества, установка начальных значений давления и расхода в подсистеме обеспечения жидким криоагентом внутренней ванны; контроль над теплофизическими процессами в криостате.

Для контроля над теплофизическими процессами в криостате используются: датчики давления вакуумной системы, датчики давления системы подачи в криостат охлаждаемого вещества и датчики температуры.



a



b



c

Рис. 5.14. Расположение камер и элементов системы подсветки:

а – расположение камер CCD1- CCD4; б и с – расположение камеры CCD5

Расположение датчиков давления представлено на рисунках 5.4, 5.7 и 5.8, а связь датчиков с элементами системы СКУ — на рисунке 5.13. Показания датчиков оцифровываются в блоке измерения давления TPG 265 «Balzers». Погрешность измерения давления составляет: для датчиков типа APR ± 10 мбар, для датчиков типа TPR $\pm 10^{-4}$ мбар и для датчиков типа PKR $\pm 10^{-8}$ мбар.

Кроме датчиков давления для контроля над теплофизическими процессами в криостате используются специально откалиброванные полупроводниковые датчики температуры TG-120-SD фирмы «Lake Shore Cryotronics». Расположение датчиков представлено на рисунке 5.4. Связь датчиков с элементами системы СКУ — на рисунке 5.13.

Процесс ожижения в конденсаторе контролируется с помощью датчика T_1 . Контроль температуры генератора капель осуществляется датчиком T_2 , размещённым непосредственно на генераторе монодисперсных капель. Температура на выходе из генератора контролируется датчиком T_3 , закреплённым на выходном сопле. Температура на входе в конденсатор — датчиком T_4 , установленным на подводящем трубопроводе. С помощью датчика T_7 осуществляется контроль температуры паров гелия на входе в конденсатор. С помощью датчиков T_5 и T_8 — температуры вверху и внизу камеры тройной точки. Температура шлюза контролируется термометром T_5 , установленным на дне камеры тройной точки. Для получения дополнительной информации о температуре различных элементов системы ожижения используются датчики T_9 - T_{16} . Показания датчиков температуры оцифровываются в блоке измерения температур Thermometer 208 «Lake Shore Cryotronics». Погрешность измерения температуры составляет $\pm 0,3$ К.

Кроме того, для контроля над теплофизическими процессами в криостате используются данные о реальных расходах охлаждаемого и охлаждающих веществ от регуляторов расхода MKS-1259.

Оцифрованные показания датчиков давления, датчиков температуры и регуляторов расхода записываются в буфер данных PC2 вместе с временной

меткой, соответствующей моменту записи. Сначала фиксируются показания всех датчиков давления, затем всех датчиков температуры и в конце записываются данные расхода охлаждаемого и охлаждающего веществ. Запись в буфер данных начинается в момент включения установки и заканчивается при выключении. Время оцифровки и записи показаний составляет ~ 1 с.

Обработка показаний датчиков и визуализация полученной информации осуществляется с помощью специально разработанной программы. Блок-схема программы представлена на рисунке 5.15.

Для правильной работы программы необходимо предварительно выбрать начальные параметры чтения данных из буфера данных. Программа будет обращаться к буферу данных через указанные интервалы времени и считывать данные в промежуточный буфер данных. Таким образом, достигается независимость процесса записи данных от процесса чтения данных для последующей визуализации.

Далее необходимо выбрать вид основного графика и задать начальный диапазон по времени (ось X) и начальный диапазон по температуре (ось Y).

Возможны два варианта основного графика. В первом варианте на основном графике будут представлены показания датчиков температуры T1-T8. Во втором варианте на основном графике — показания датчиков температуры T9-T16.

Кроме выбора вида основного графика при необходимости можно выбрать вариант дополнительного графика и варианты дополнительных параметров обработки данных. Возможны два варианта дополнительного графика. В первом варианте на дополнительном графике будут представлены показания датчиков давления V1-V6 и H1-H6. Во втором варианте — показания датчиков расхода охлаждающего вещества и расхода охлаждаемого вещества. В качестве дополнительной обработки возможно сглаживание данных или их аппроксимация.



Рис. 5.15. Блок-схема программы по контролю теплофизических параметров установки

После ввода необходимых для работы параметров, программа считывает данные из буфера данных в промежуточный буфер данных и преобразует эти данные в графический вид.

Варианты рабочих окон программы представлены на рисунках 5.16 и 5.17. Программа имеет следующие возможности: отображение на основной панели данных по температуре; отображение на дополнительной панели данных по давлению или расходу; сглаживание данных; аппроксимация данных в определённом диапазоне и продление её за пределы этого диапазона; аппроксимация может производиться экспонентой, логарифмом или полиномом с указанием его степени; автоматическое обновление данных из файлов; синхронизация масштабов на основной и дополнительной панели; автоматическая установка границ области аппроксимации в соответствии с текущим положением главной панели.

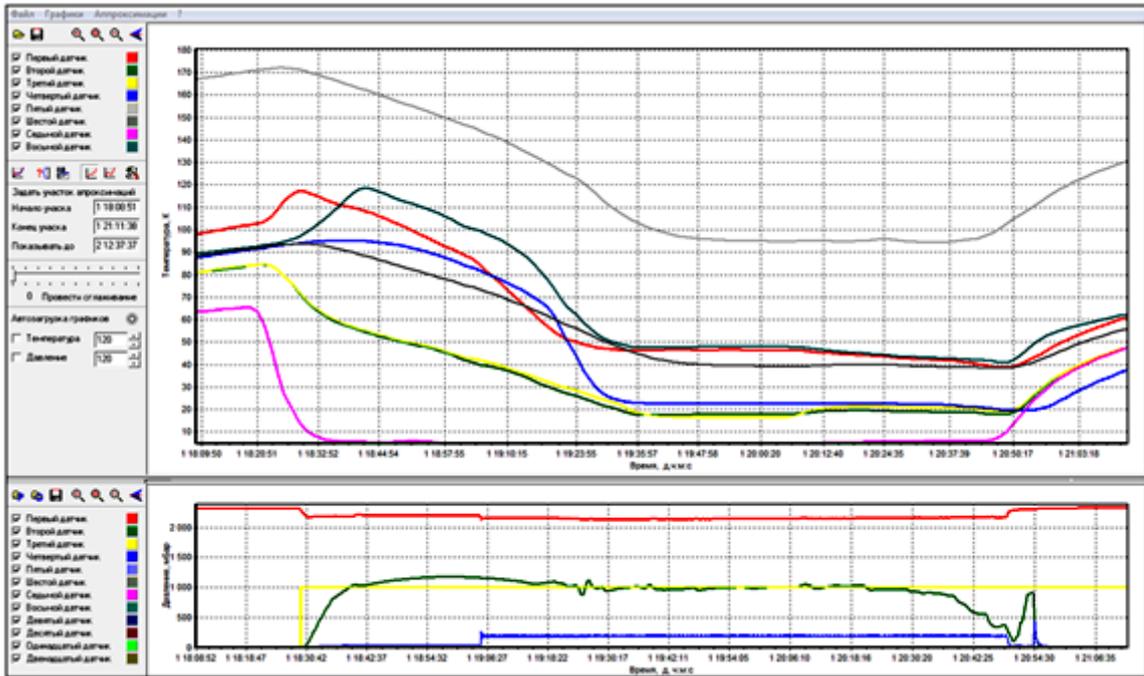


Рис. 5.16. Возможный вариант рабочего окна программы: на основном графике – показания датчиков температуры Т1-Т8, на дополнительном графике – показания датчиков давления V1-V6 и H1-H6

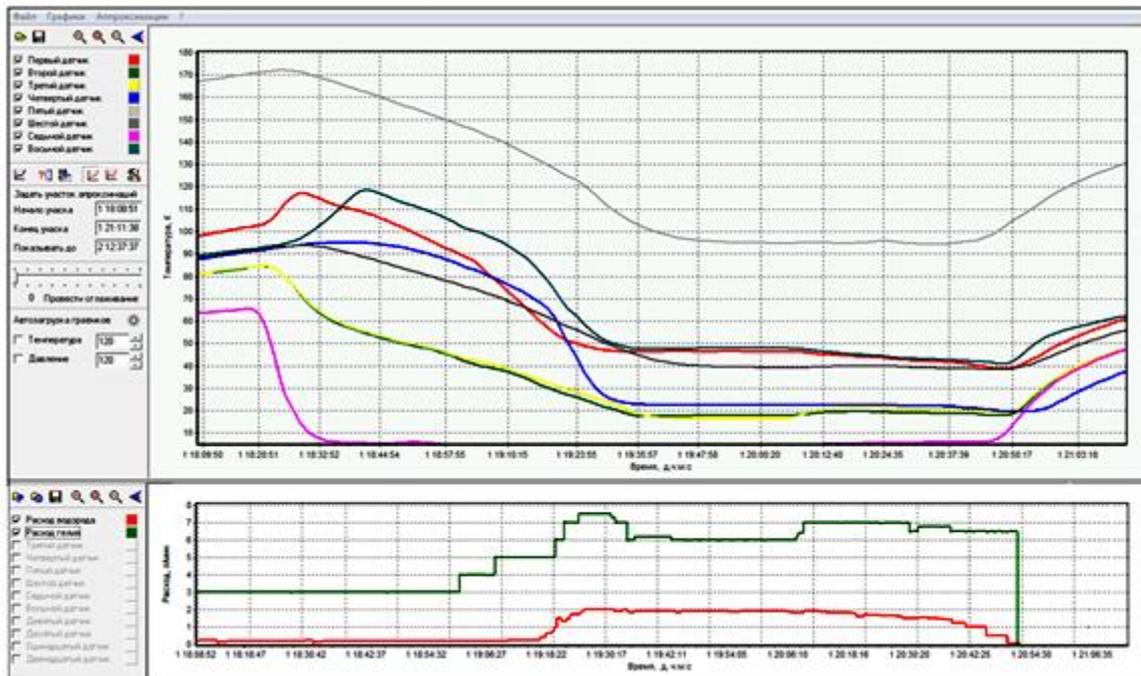


Рис. 5.17. Возможный вариант рабочего окна программы: на основном графике – показания датчиков температуры Т1-Т8, на дополнительном графике – показания датчиков расхода охлаждающего и охлаждаемого веществ

5.2. Получение жидких криогенных струй

На описанной выше установке были проведены эксперименты по исследованию конструкционных проблем получения стабильных капельных потоков из жидких криогенных струй: влияния конструкции схемы ожижения и влияния примесей.

5.2.1. Экспериментальная проверка результатов расчётов основных конструкционных элементов криогенной корпускулярной мишени

Для проверки результатов расчётов основных конструкционных элементов безвибрационной схемы ожижения были проведены эксперименты по определению расходов охлаждающего и охлаждаемого веществ, необходимых для получения капельных потоков из водорода, азота и аргона с разным диаметром капель и с разной скоростью.

В соответствии с используемой схемой ожижения, расход охлаждающего вещества $G_{охл}^{ЭКС}$, необходимый для ожижения охлаждаемого вещества с расходом $G_{вещ}^{ЭКС}$, связан с полным расходом охлаждающего вещества $G_{пол}^{ЭКС}$ и расходом, необходимым для снятия внешних теплопритоков и охлаждением охлаждающего вещества до температуры начала ожижения $G_{тепл}^{ЭКС}$, следующим соотношением:

$$G_{охл}^{ЭКС} = G_{пол}^{ЭКС} - G_{тепл}^{ЭКС}. \quad (5.8)$$

Для определения $G_{охл}^{ЭКС}$ и $G_{вещ}^{ЭКС}$ была разработана следующая методика:

1. После предварительного охлаждения внутренних частей криостата, с помощью системы подачи охлаждаемого вещества НС в теплообменники по линии основного потока подавалось охлаждаемое вещество с расходом $G_{вещ}^{ЭКС} \approx 0,001$ л/мин. Одновременно по линии вспомогательного потока охлаждаемое вещество подавалось в камеру КТТ.

2. Затем с помощью охлаждающего вещества из внутренней ванны ГС начиналось основное охлаждение. Начальный расход охлаждающего веществ-

ва выбирался таким, чтобы, несмотря на изменение температуры охлаждаемого вещества, давление в теплообменниках было постоянным и равным примерно 1 бар.

3. С помощью измерительной системы ИС осуществлялся контроль температуры и давления внутри криостата. Периодически в режиме «on line» проводилась экспоненциальная аппроксимация показаний датчиков температуры, установленных на генераторе капель, и определялась температура, до которой могут охладиться внутренние части криостата и охлаждаемое вещество при данном расходе охлаждающего вещества. Если значение аппроксимационной температуры было меньше температуры начала ожижения, то расход охлаждающего вещества увеличивался.

4. Расход охлаждающего вещества увеличивался до тех пор, пока аппроксимационная температура не становилась равной температуре начала ожижения. В этот момент расход охлаждающего вещества $G^{ЭКC}_{охл}$ становился равным расходу, необходимому для снятия всех внешних теплопритоков $G^{ЭКC}_{тепл}$.

5. При достижении температуры начала ожижения происходило резкое падение давления в теплообменниках. Для компенсации падения давления увеличивался расход охлаждающего вещества и расход охлаждаемого вещества. Расходы подбирались таким образом, чтобы при температуре в конденсаторе равной температуре ожижения, давление внутри теплообменников сохранялось на уровне 1 бар.

6. Через некоторое время система ожижения приходила в стационарное состояние. Конденсатор полностью заполнялся жидкостью, и на выходе из конденсатора появлялся стабильный капельный поток. Стационарному состоянию соответствуют расход охлаждаемого вещества $G^{ЭКC}_{охл}$ и расход охлаждающего вещества $G^{ЭКC}_{пол}$.

7. Определив $G^{ЭКC}_{пол}$ и $G^{ЭКC}_{тепл}$ по (5.8) можно определить расход охлаждающего вещества $G^{ЭКC}_{охл}$, необходимый для ожижения охлаждаемого вещества с расходом $G^{ЭКC}_{вещ}$.

Ниже представлена методика определения $G_{охл}^{экс}$ и $G_{вещ}^{экс}$ на примере получения капельных потоков водорода с диаметром капель $D_c = 60 \text{ мкм}$ и количеством капель в единицу времени $n_c = 50\,000$.

В соответствии с таблицей 5.1 (глава 5, раздел 5.1), для получения струи водорода была выбрана следующая схема: внешняя ванна заполнялась жидким азотом, а внутренняя — жидким гелием.

Контроль над теплофизическими процессами в криостате осуществлялся с помощью датчиков температуры, давления и расхода системы контроля и управления системами экспериментальной установки СКУ. Описание системы представлено в главе 5, разделе 5.1. Расположение датчиков приведено на рисунках 5.4 и 5.13.

Процесс ожижения в конденсаторе контролировался с помощью датчика T_4 , установленного между выходом второго теплообменника и входом в конденсатор. Контроль температуры генератора капель осуществлялся датчиком T_2 , размещённым непосредственно на генераторе монодисперсных капель. Температура на выходе из генератора контролировалась датчиком T_3 , закреплённым на выходном сопле. Температура паров гелия на входе в конденсатор — датчиком T_7 . Показания датчиков температуры оцифровывались в блоке измерения температур Thermometer 208 «Lake Shore Cryotronics». Погрешность измерения температуры составляла $\pm 0,3 \text{ К}$.

Контроль давления в теплообменниках и в камере КТТ осуществлялся с помощью датчиков Н2 и Н4.

Расход водорода и охлаждающих паров гелия измерялся с помощью регуляторов расхода MKS-1259 с блоками управления MKS-647 фирмы «MKS Instruments». Погрешность измерения и регулирования расхода газа составляла 0,5%.

Эксперименты по определению расходов охлаждающего и охлаждаемого веществ, необходимых для получения капельного потока водорода, проходили следующим образом.

Предварительно проводилась откачка камер криостата и охлаждение всех его внутренних частей. После откачки изолирующего объёма до 10^{-6} мбар, внешняя азотная ванна заполнялась жидким азотом.

Через восемь часов основные внутренние элементы криостата охлаждались до температуры жидкого азота, и гелиевая ванна заполнялась жидким гелием. Аппроксимационная температура генератора капель $t_0 = 210$ К. С этого момента с помощью паров гелия из внутренней ванны ГС начиналось основное охлаждение. Временные зависимости показаний датчиков температуры, давления и расхода для основного охлаждения криостата представлены на рисунке 5.18. Начальный расход водорода составлял $\sim 0,001$ л/мин. Начальный расход паров гелия — 1 л/мин. Водород, протекая через теплообменники и конденсатор, охлаждался и поступал в генератор капель. Изменение температуры генератора капель представлено на рисунке 5.18 кривыми T_2 и T_3 . Так как аппроксимационная температура при расходе гелия 1 л/мин составляет 100К (температура t_1 на рисунке 5.18), то расход паров был увеличен до 2 л/мин. Такой расход позволяет получить аппроксимационную температуру $t_2 = 80$ К.

При охлаждении до температуре $T_2 = 80$ К (точка *a* на рисунке 5.18) расход водорода был увеличен до $G^{экс}_{вещ} = 0,01$ л/мин. С этого момента начинается рост давления в теплообменниках. Изменение давления в теплообменниках представлено кривой N_2 на рисунке 5.18. Для компенсации тепла, вносимого водородом, расход гелия был увеличен до $G^{экс}_{охл} = 4$ л/мин. Такой расход позволяет получить аппроксимационную температуру $t_3 = 30$ К.

При температуре $T_2=50$ К (точка *c* на рисунке 5.18) давление N_2 в теплообменниках начинало уменьшаться. Для стабилизации давления на уровне 1 бар расход водорода был увеличен до $G^{экс}_{вещ} = 0,02$ л/мин. Одновременно для предотвращения замерзания водорода на выходе из генератора капель, в камере тройной точки создавалось давление $N_4 \approx 100$ мбар (точка *c* на кривой N_4 рисунка 5.18). Для компенсации дополнительного тепла, вносимого

водородом в теплообменники и в камеру тройной точки, расход гелия был увеличен до $G^{\text{ЭКС}}_{\text{охл}} = 4,5 \text{ л/мин}$.

Аппроксимация показаний датчиков T2, T3 показала, что при приближении T2 к точке d (рисунок 5.18) аппроксимационная температура t_4 станет равной температуре начала ожижения. В соответствии с методикой это означает, что расход паров гелия, необходимый для снятия всех внешних теплопритоков, $G^{\text{ЭКС}}_{\text{тепл}} = G^{\text{ЭКС}}_{\text{охл}} = 4,5 \text{ л/мин}$.

При охлаждении генератора до температуры $T_2 = 20 \text{ K}$ (точка d на рисунке 5.18) начинался процесс ожижения водорода. Началу ожижения соответствует резкое уменьшение температуры T4. Для стабилизации давления внутри теплообменников и температуры на выходе конденсатора, расходы водорода и гелия были увеличены до $0,2 \text{ л/мин}$ и $6,5 \text{ л/мин}$, соответственно.

Через некоторое время система ожижения приходила в стационарное состояние. Конденсатор полностью заполнялся жидкостью, и на его выходе появлялся стабильный капельный поток водорода с диаметром капель $D_c = 60 \text{ мкм}$ и количеством капель в единицу времени $n_c = 50\,000$ (рисунок 5.22а). Стационарному состоянию соответствуют расход водорода $G^{\text{ЭКС}}_{\text{вещ}} = 0,17 \text{ л/мин}$ и расход паров гелия $G^{\text{ЭКС}}_{\text{охл}} = G^{\text{ЭКС}}_{\text{пол}} = 6 \text{ л/мин}$.

Таким образом, в соответствии с (5.8), при ожижении водорода с расходом $G^{\text{ЭКС}}_{\text{вещ}} = 0,17 \text{ л/мин}$ для снятия всех внешних теплопритоков необходим поток гелия $G^{\text{ЭКС}}_{\text{тепл}} = 4,5 \text{ л/мин}$. Непосредственно для ожижения — расход гелия $G^{\text{ЭКС}}_{\text{охл}} = 1,5 \text{ л/мин}$.

Результаты экспериментов по определению расходов $G^{\text{ЭКС}}_{\text{охл}}$ и $G^{\text{ЭКС}}_{\text{вещ}}$, необходимых для получения капельных потоков водорода с диаметром капель $D_c = 60 \text{ мкм}$ и количеством капель в единицу времени $n_c = 35\,000$, представлены на рисунках 5.19, 5.22б и в таблице 5.2.

Аналогичным образом проводились эксперименты по определению расходов $G^{\text{ЭКС}}_{\text{охл}}$ и $G^{\text{ЭКС}}_{\text{вещ}}$, необходимых для получения капельных потоков из азота и аргона. В соответствии с таблицей 5.1 (глава 5, раздел 5.1), для получения капельных потоков азота внешняя ванна заполнялась жидким азотом, а внутренняя

— жидким гелием. Для получения капельных потоков аргона внешняя ванна заполнялась жидким аргоном, а внутренняя — жидким азотом. Результаты экспериментов представлены на рисунках 5.20, 5.21 и таблице 5.2. Фотографии стабильных капельных потоков азота и аргона приведены на рисунках 5.22с и 5.22d.

Сравнение экспериментальных результатов с результатами расчётов основных конструктивных элементов криогенной корпускулярной мишени проводилось следующим образом.

После появления на выходе из генератора капле стабильного капельного потока, с помощью цифровых камер определялся диаметр струи D_j , диаметр капле D_c , количество капле в единицу времени n_c и скорость V_j . Подробное описание методики получения изображений и программы по определению основных параметров ВКРС дано в главе 2, разделах 2.2 и 2.3.

Зная диаметр капле D_c , количество капле в единицу времени n_c и рабочие параметры теплообменников, с помощью программы расчёта основных конструктивных элементов, для каждого эксперимента определялись расходы охлаждаемого $G_{вещ}$ и охлаждающего вещества $G_{охл}$. Подробное описание работы программы дано в [245]. Результаты расчётов приведены в таблице 5.2.

Из таблицы 5.2 видно, что результаты расчётов и экспериментальные результаты хорошо согласуются друг с другом. Отличие между экспериментально измеренными и расчётными расходами уменьшается с увеличением расхода. Это связано с большой погрешностью используемой методики при определении малых расходов. В среднем, для всего диапазона расходов погрешность составляет 30%.

Таким образом, программа расчёта основных конструктивных элементов безвибрационной схемы ожижения адекватно описывает теплофизические процессы получения криогенных корпускулярных мишеней, и её можно использовать для определения рабочих параметров мишеней. Погрешность определения параметров не превышает 30%.

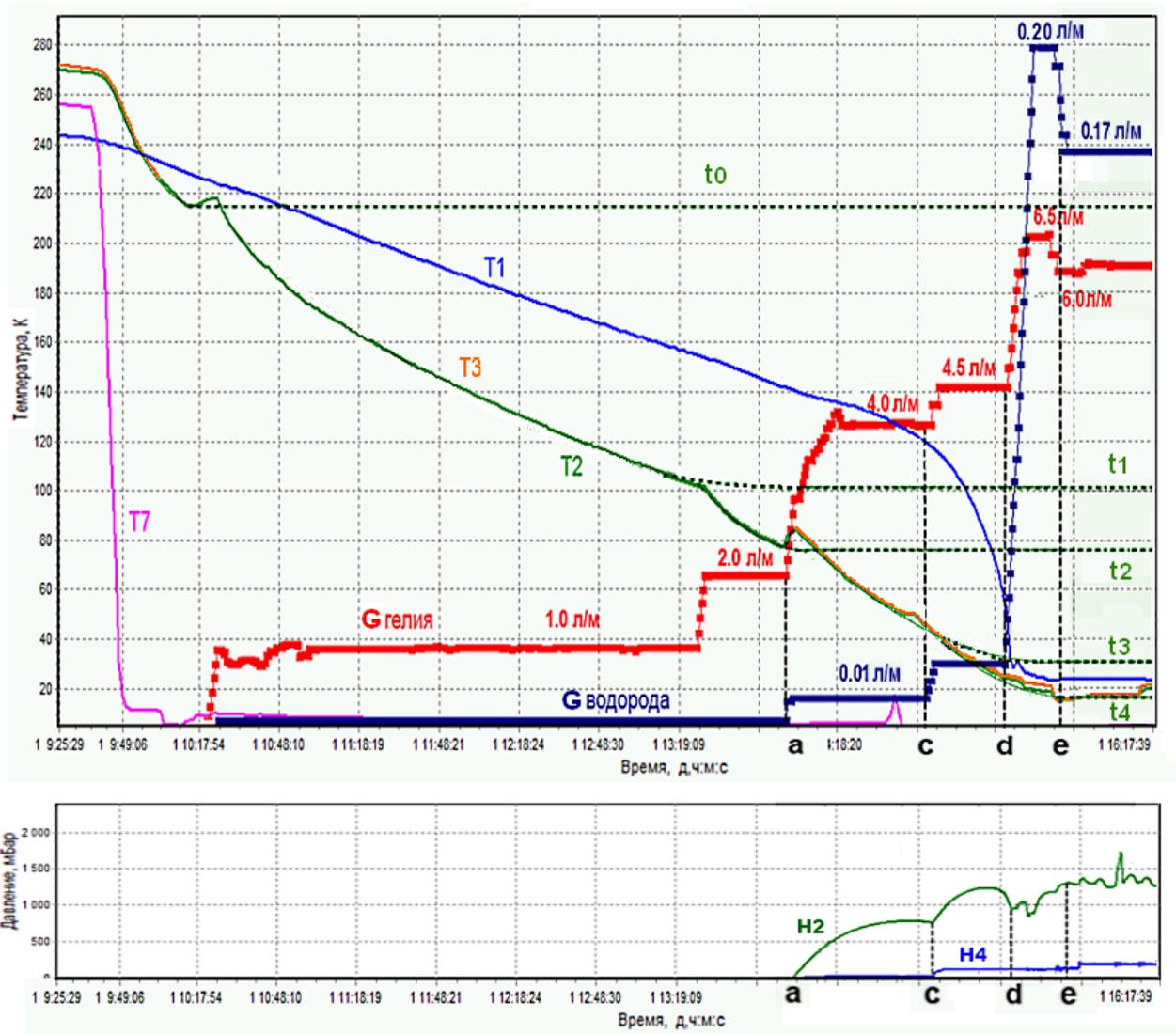


Рис. 5.18. Результаты эксперимента по определению расходов охлаждающего и охлаждаемого веществ, необходимых для получения капельных потоков водорода с диаметром капель $D_c = 60 \text{ мкм}$ и количеством капель в единицу времени $n_c = 50\,000$

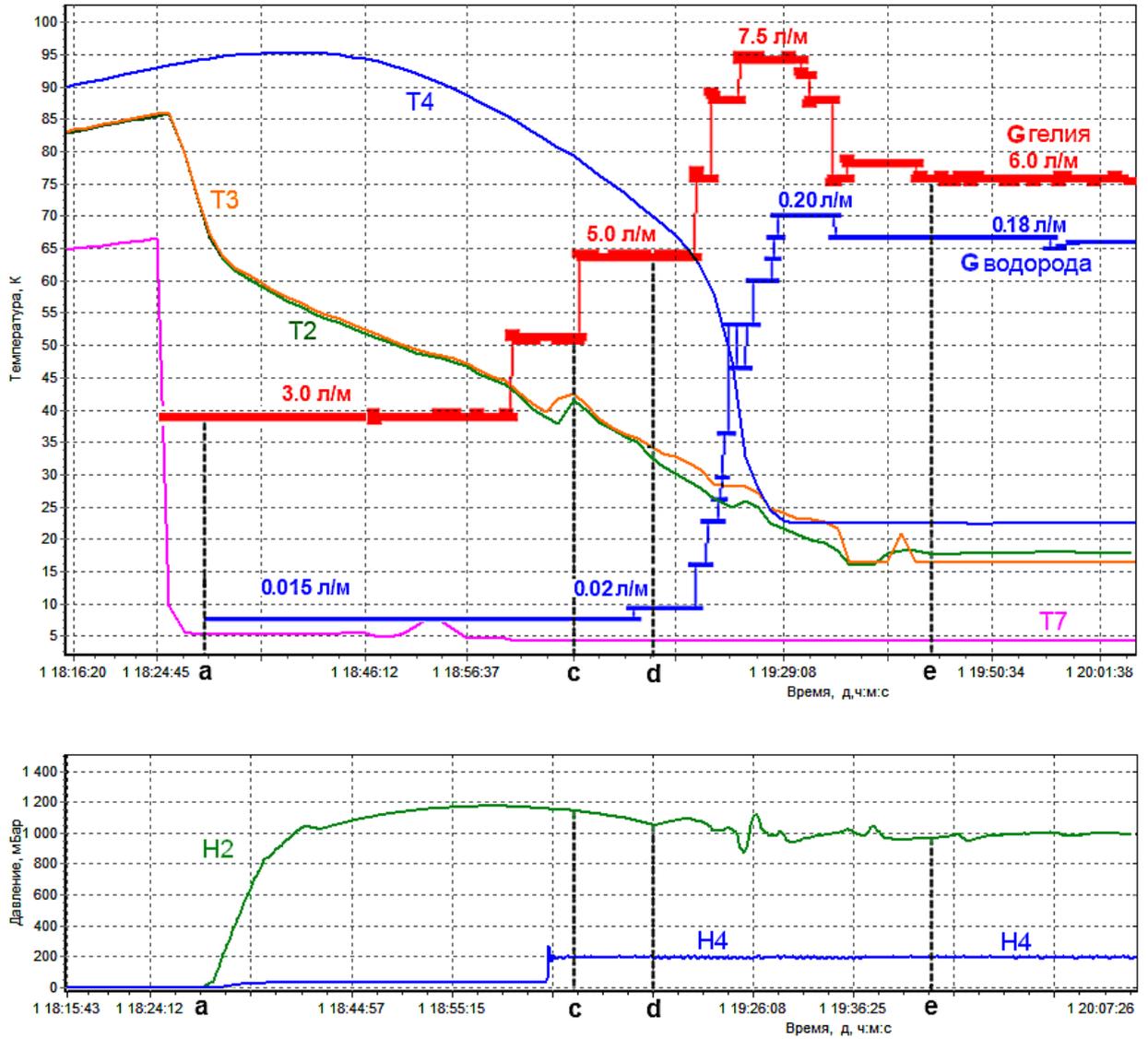


Рис.5.19. Результаты эксперимента по определению расходов охлаждающего и охлаждаемого веществ, необходимых для получения капельных потоков водорода с диаметром капель $D_c = 60 \text{ мкм}$ и количеством капель в единицу времени $n_c = 35 \text{ 000}$

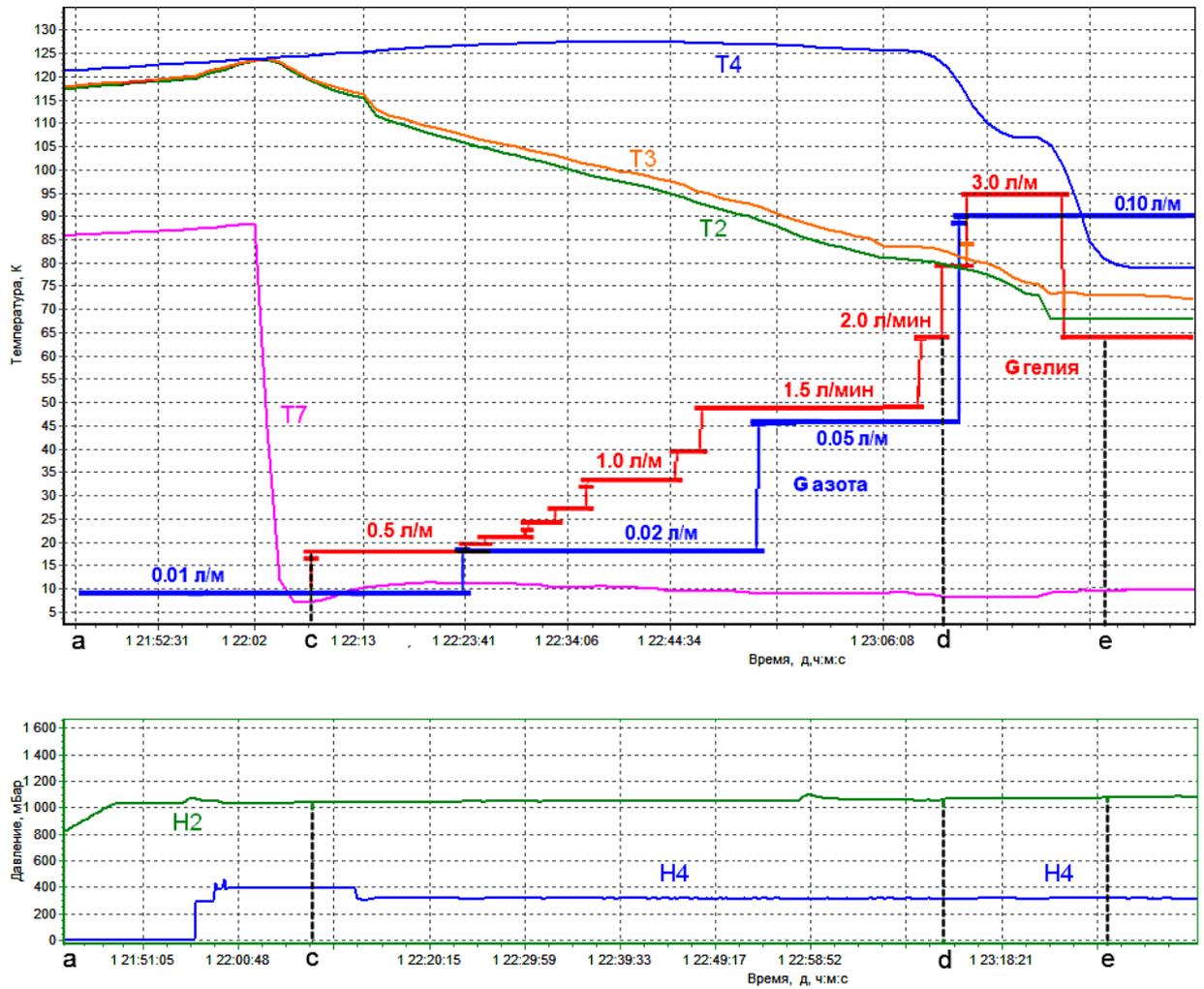


Рис.5.20. Результаты эксперимента по определению расходов охлаждающего и охлаждаемого веществ, необходимых для получения капельных потоков азота с диаметром капель $D_c = 60 \text{ мкм}$ и количеством капель в единицу времени $n_c = 35\,000$

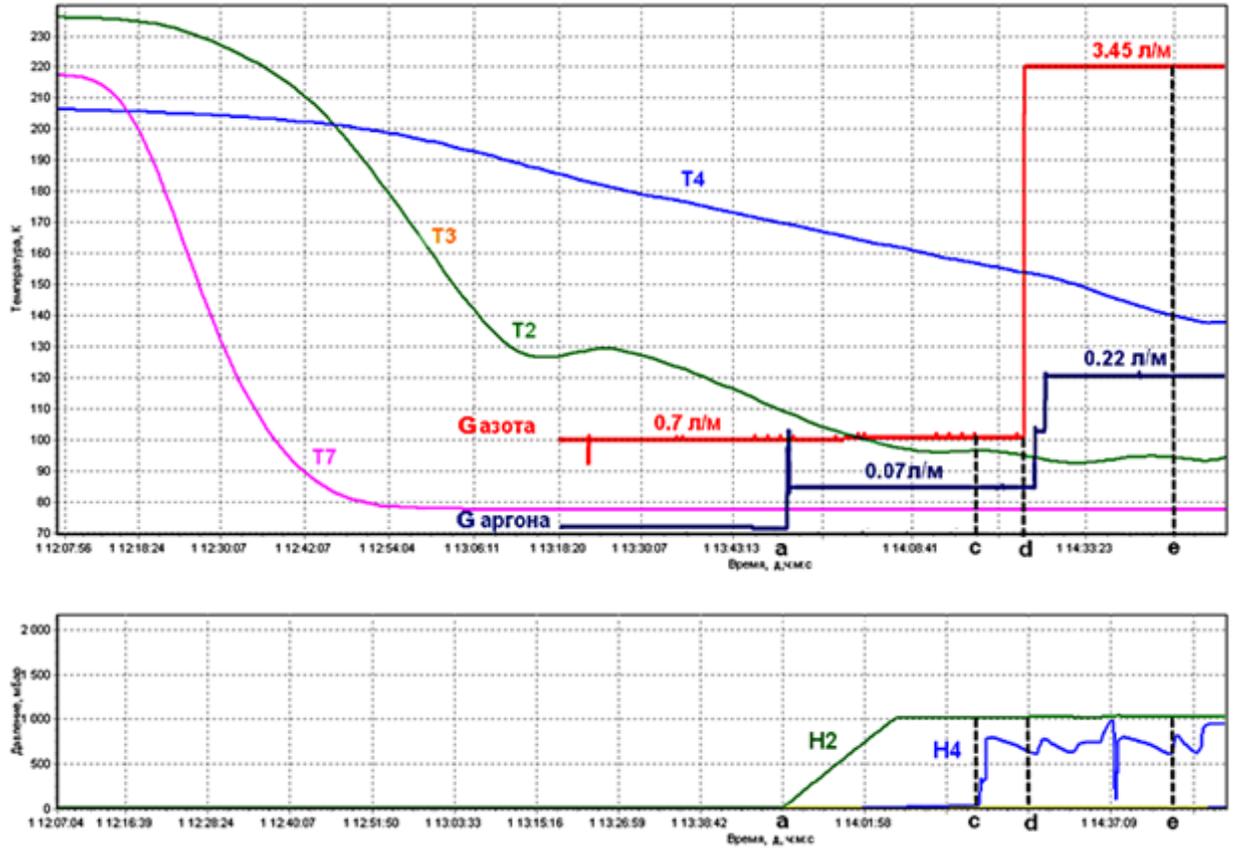


Рис. 5.21. Результаты эксперимента по определению расходов охлаждающего и охлаждаемого веществ, необходимых для получения капельных потоков аргона с диаметром капель $D_c = 80 \text{ мкм}$ и количеством капель в единицу времени $n_c = 24\ 000$

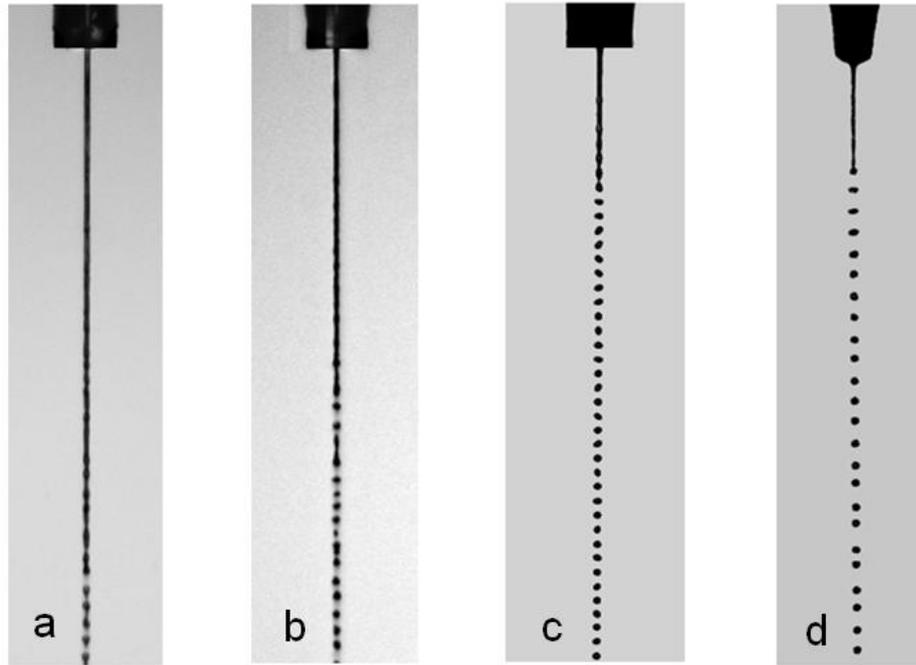


Рис. 5.22. Стабильные капельные потоки, полученные в экспериментах по определению расходов охлаждающего и охлаждаемого веществ:

a, b – водород; c – азот; d – аргон

Таблица 5.2. Сравнение экспериментальных результатов с результатами расчётов

	Вещество во внешней и внутренней ваннах	D_c мкм	n_c	$G_{\text{вещ}}$ $G_{\text{охл}}$ л/м	$G_{\text{вещ}}^{\text{экс}}$ $G_{\text{охл}}^{\text{экс}}$ л/м	$\frac{ Q_{\text{расч}} - Q_{\text{экс}} }{Q_{\text{расч}}}$
H_2	Внешняя ванна Водород	60	50000	0,34	0,17	0,5
	Внутренняя ванна Гелий			1,2	1,5	0,25
H_2	Внешняя ванна Водород	60	35000	0,24	0,18	0,23
	Внутренняя ванна Гелий			0,84	1,0	0,19
N_2	Внешняя ванна Азот	60	35000	0,18	0,1	0,45
	Внутренняя ванна Гелий			0,75	0,5	0,34
Ar	Внешняя ванна Аргон	80	24000	0,3	0,22	0,27
	Внутренняя ванна Азот			1,72	2,7	0,6

5.2.2. Влияние примесей на устойчивое получение жидких криогенных струй

Получение криогенных мишеней (рисунок 5.1) происходит в результате ожигения рабочего газа в конденсаторе. В силу этого, необходимо учитывать возможность загрязнения жидкости в конденсаторе микропримесями различных газов.

Если содержание примесей превышает уровень их возможной растворимости в сжиженном рабочем газе, то некоторая часть примесей будет находиться в твёрдом состоянии. В результате, нерастворённые примеси осаждаются и накапливаются в конденсаторе, уменьшая тем самым время непрерывной работы установок по получению криогенных мишеней. В качестве примера в таблице 5.3 приведён состав, количество примесей и цена некоторых рабочих газов.

Конечно, можно увеличить время работы, выбрав газ с наименьшим количеством примесей. Однако из таблицы 5.3 видно, что чем меньше в газе примесей, тем он дороже. Стоимость газов с чистотой $K_g < 0,00001$ Об% может достигать десятков тысяч евро. Поэтому исследование влияния примесей на время непрерывной работы установок по получению криогенных мишеней является крайне важной задачей. Из таблицы видно, что наиболее сложная ситуация складывается при получении водородных криогенных мишеней. Для жидкого водорода твёрдыми примесями являются все вещества, кроме гелия и неона: N_2 , O_2 , Ar, Kr, Kn, CO, CO_2 , H_2O , SO_2 , H_2S , NO, NO_2 и углеводороды тяжелее CH_4 .

В соответствии с имеющимися литературными данными [183,237,251], растворимость в жидком водороде твёрдых примесей, начиная с аргона, мала и не превышает 0,1 *ppb*.

Количество экспериментальных работ по исследованию растворимости в жидком водороде твёрдого азота и кислорода мало и ограничивается работами [252-256]. Причём представленные в работах результаты значительно отличаются друг от друга.

Таблица 5.3. Чистота, количество примесей и цена различных газов, поставляемых фирмой «Linde»

Водород						
Чистота K_g (Об.%)	Примеси					Цена* (EUR)
	O ₂	N ₂	H ₂ O	CO	CO ₂	
0,0001	0,2 ppm	0,5 ppm	0,5 ppm	0,05 ppm	0,05ppm	3000
0,00001	30 ppb	30 ppb	50 ppb	30 ppb	30 ppb	10000
Азот						
Чистота K_g (Об.%)	Примеси					Цена (EUR)
	O ₂	C _n H _n	H ₂ O	CO	CO ₂	
0,0001	0,5 ppm	0,1 ppm	0,5 ppm	0,1 ppm	0,1 ppm	700
0,00001	30 ppb	30 ppb	50 ppb	30 ppb	30 ppb	2000
Аргон						
Чистота K_g (Об.%)	Примеси					Цена (EUR)
	O ₂	N ₂	H ₂ O	CO	CO ₂	
0,001	2 ppm	5 ppm	3 ppm	0,1 ppm	0,1 ppm	700
0,00001	50 ppb	30 ppb	100 ppb	50 ppb	20 ppb	3000
Криптон						
Чистота K_g (Об.%)	Примеси					Цена (EUR)
	O ₂	N ₂	H ₂ O	CO	CO ₂	
0,001	2 ppm	5 ppm	3 ppm	0,1 ppm	0,1 ppm	7800
0,00001	50 ppb	30 ppb	100 ppb	50 ppb	20 ppb	
Ксенон						
Чистота K_g (Об.%)	Примеси					Цена (EUR)
	O ₂	N ₂	H ₂ O	CO	CO ₂	
0,001	2 ppm	5 ppm	3 ppm	0,1 ppm	0,1 ppm	90000
0,00001	50 ppb	30 ppb	100 ppb	50 ppb	20 ppb	

* Цена указана для стандартного баллона объёмом 40 л.

Единицы измерения концентрации: ppm – частей на миллион, ppb – частей на миллиард.

Таблица 5.4. Чистота и состав примесей, использованных в экспериментах газов

Водород						
Чистота K_g (Об.%)	Примеси					
	O ₂	N ₂	H ₂ O	CO	CO ₂	
0,000063	0,5 ppb	500 ppb	30 ppb	50 ppb	50 ppb	
0,000012	0,5 ppb	30 ppb	30 ppb	30 ppb	30 ppb	
Азот						
Чистота K_g (Об.%)	Примеси					
	O ₂	C _n H _n	H ₂ O	CO	CO ₂	
0,000033	0,5 ppb	100 ppb	30 ppb	100 ppb	100 ppb	
Аргон						
Чистота K_g (Об.%)	Примеси					
	O ₂	N ₂	H ₂ O	CO	CO ₂	
0,000023	0,5 ppb	5000 ppb	30 ppb	100 ppb	100 ppb	

K_g определяется суммой всех растворённых в жидкости твёрдых примесей

Например, результаты, представленные в [252,253] и в [255,256] отличаются почти в три раза. Такое значительное различие объясняется следующими экспериментальными трудностями: возможным фазовым переходом экспериментальной пробы насыщенного раствора, сложностью отделения от насыщенного раствора взвесей исследуемых на растворимость веществ. Подробно эти проблемы освещены в работе В.С.Морозова [257].

Среди работ по исследованию растворимости в криогенных жидкостях твёрдых примесей азота и кислорода можно отметить работы В.С.Морозова [255,256].

В работе [255] исследовалась растворимость в жидком водороде твёрдого азота. В экспериментах через термостатированный сосуд с адсорбентом при разных температурах пропускался очищенный водород. В качестве адсорбента использовался силикагель марки АСМК-ВС, предварительно насыщенный азотом. Водород, проходя через слой адсорбента, насыщался азотом до равновесной концентрации, соответствующей выбранной величине адсорбции. Полученные таким образом равновесные растворы анализировались с помощью хроматографа с относительной погрешностью $\approx 10\%$. Было установлено, что в интервале температур от $20,3\text{ K}$ до $28,0\text{ K}$ предельная растворимость азота изменяется от $0,45\text{ ppm}$ до $23,4\text{ ppm}$.

В работе [256] исследовалась растворимость в жидком водороде твёрдого кислорода. Методика исследований аналогична работе [255]. Отличие состояло лишь в том, что адсорбент предварительно насыщался кислородом. В ходе экспериментов установлено, что в интервале температур от $22,3\text{ K}$ до $27,0\text{ K}$ предельная растворимость кислорода изменяется от $2,51\text{ ppb}$ до $75,9\text{ ppb}$.

Необходимо отметить, что в работах [255,256] растворимость исследовалась при больших давлениях порядка 15 атм . Однако, учитывая, что растворимость твёрдых веществ в жидкостях слабо зависит от давления [254], полученные результаты можно использовать и при меньших давлениях.

На экспериментальной установке, являющейся прототипом корпускулярной мишени (глава 5, раздел 5.1), были проведены тестовые эксперименты по получению гранул из жидкого водорода. Для предотвращения осаждения в конденсаторе твёрдых примесей, водород с чистотой $K_g = 0,00001$ Об% был дополнительно очищен и имел следующий состав по примесям: $O_2 < 5 \text{ ppb}$, $N_2 < 0,5 \text{ ppt}$, $H_2O < 30 \text{ ppb}$, $CO < 0,05 \text{ ppt}$ и $CO_2 < 0,05 \text{ ppt}$. Такой состав рабочего газа гарантировал, что все твёрдые примеси находятся в растворённом состоянии и не осаждаются в конденсаторе и сопле.

Однако в процессе экспериментов выяснилось, что даже такое малое количество примесей приводит к забиванию выходного сопла генератора капель [258]. В качестве примера на рисунке 5.23 представлен процесс забивания примесями сопла диаметром 20 мкм. На рисунке хорошо видно, как стабильная струя водорода (рисунок 5.23а) спустя некоторое время начинает искривляться (рисунок 5.23б), а затем полностью исчезает (рисунок 5.23с). Если искусственно вызвать на выходном сопле конденсацию водорода (рисунок 5.24), то примесь не растворяется. Как показали эксперименты, примесь пропадает только при отогреве генератора до 50 К -70 К. Это свидетельствует о том, что примесь, в основном, состоит из азота.

Проблема длительной работы мишени является крайне важной. В связи с этим возникает необходимость проведения дополнительных экспериментальных исследований влияния примесей на забивание сопла генератора капель. Эксперименты проводились для следующих рабочих газов: водорода, азота и аргона.

Для определения типа и количества примесей, накопившихся за время работы $T_p(\text{экс})$, использовалась следующая методика. После забивания сопла примесями прекращался доступ рабочего газа в теплообменники, снималось охлаждение, и начинался отогрев. Одновременно при открытом клапане к 10 (рисунок 5.25а) начиналась откачка сопла вместе с генератором капель и конденсатором.

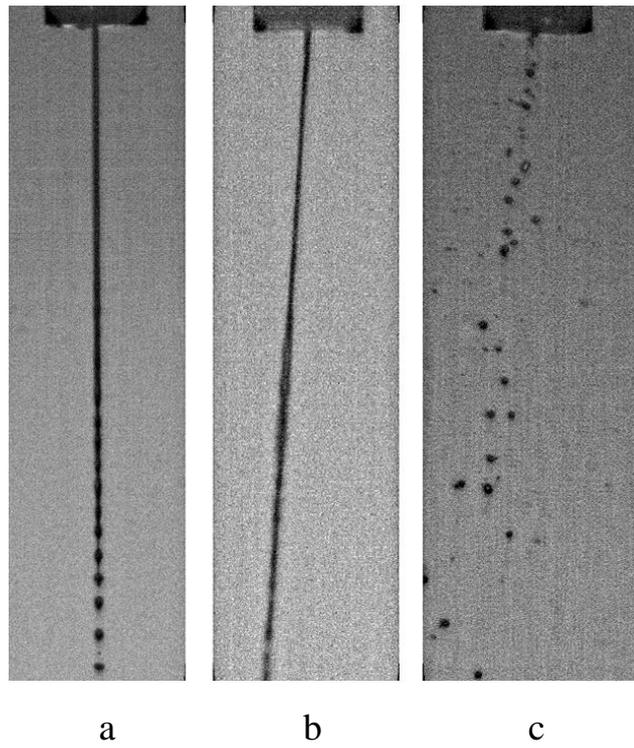


Рис. 5.23. Процесс забивания сопла генератора примесями

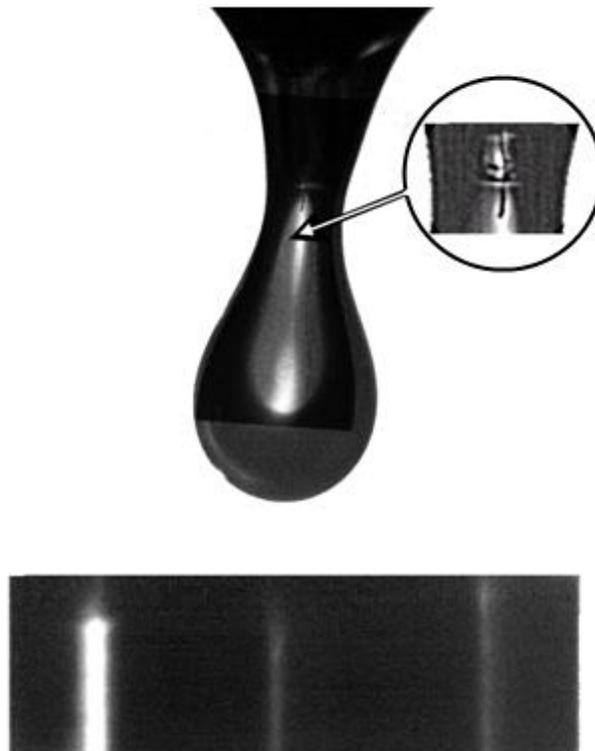
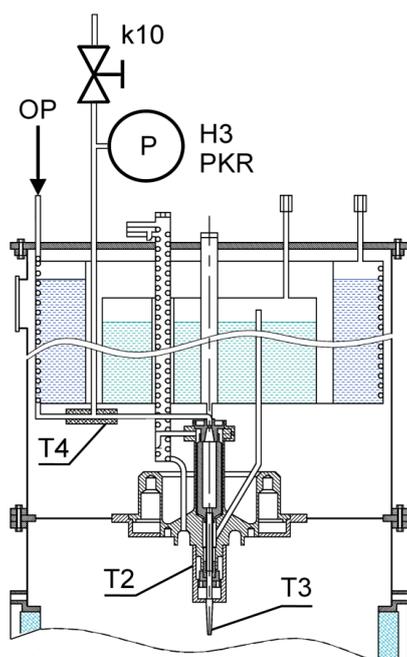
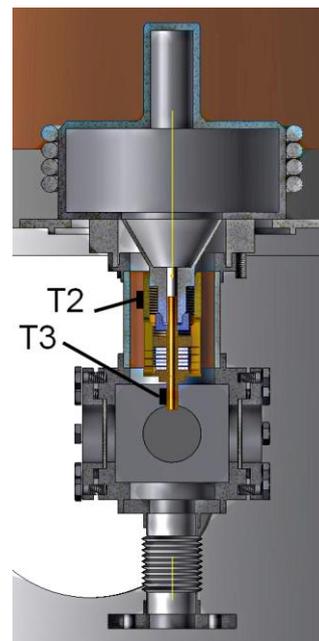


Рис.5.24. Влияние конденсации на примесь



a



b

Рис.5.25. Расположение датчиков, используемых для определения количества и типа примесей: а – расположение датчиков температуры T1-T4 и датчика давления H3; б – расположение датчиков температуры T2 и T3

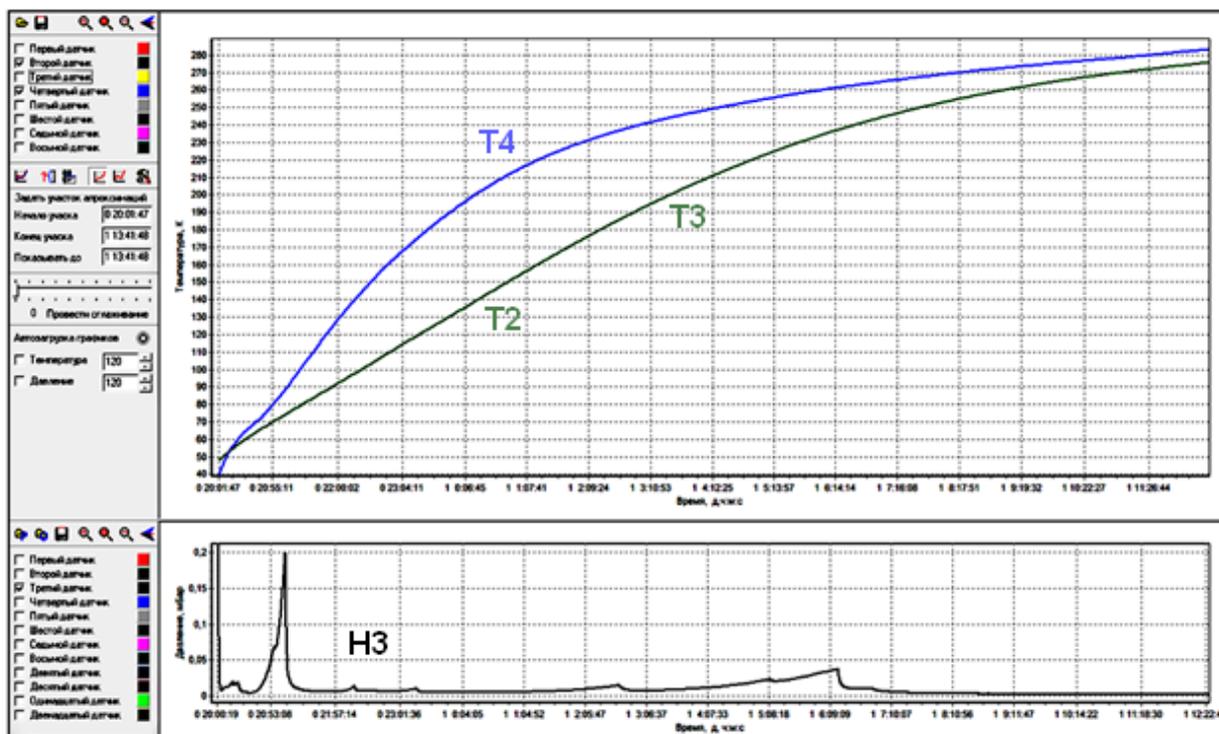


Рис.5.26. Изменение температуры сопла и изменение давления над соплом при отогреве до комнатной температуры

В процессе отогрева контроль температуры сопла и генератора капель осуществлялся с помощью датчиков температуры T2-T4 (типа TG-120-SD). Давление над соплом контролировалось с помощью датчика давления H3 (типа РКР). Связь датчиков с системой контроля и управления системами экспериментальной установки и описание самой системы приведено в главе 5, разделе 5.1. Расположение датчиков представлено на рисунках 5.25а и 5.25б. Погрешность измерения температуры составляет $\pm 0,3 \text{ K}$. Погрешность измерения давления — $\pm 10^{-8} \text{ мбар}$.

Каждой примеси, накопившейся внутри сопла, соответствует своя температура сублимации. При достижении соплом этой температуры примесь начинает интенсивно испаряться, и давление над соплом возрастает. В качестве примера на рисунке 5.26 представлено изменение температуры сопла и изменение давления над соплом для одного из экспериментов по определению типа и количества примесей в водороде. Измерив, насколько возросло давление, можно определить количество примеси данного типа, накопившейся за время работы $T_p(\text{экс})$. Результаты некоторых экспериментов для различных рабочих газов и при разной концентрации в рабочем газе примеси K_g представлены на рисунках 5.27-5.31. Из рисунков видно, что количество примесей для всех рабочих газов существенно зависит от чистоты рабочего газа K_g и времени работы $T_p(\text{экс})$.

Сопоставив моменту изменения давления значение температуры сопла, и воспользовавшись справочными данными по температуре сублимации из [183,237,251] и базы данных [259], можно определить тип накопившейся в сопле примеси. Результаты экспериментов по определению относительного коэффициента состава примесей $K_{\text{отн}} = K_g / K_g(H_2)$ представлены на рисунке 5.32. Величина $K_g(H_2)$ — концентрация примесей в водороде с чистотой 0,0001(Об.%).

Из сравнения полученных результатов с данными по количеству и составу примесей, присутствующих в начальный момент (табл. 5.4), можно сделать вывод, что в процессе работы мишени сопло забивается твёрдыми

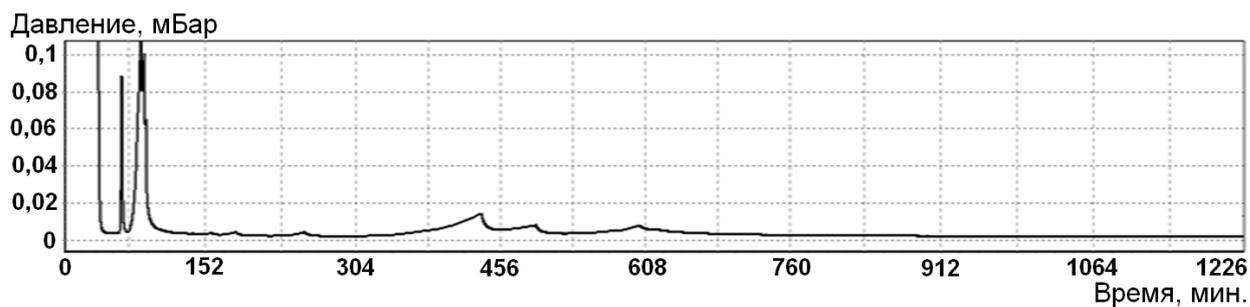


Рис.5.27. Водород: $K_g = 0,0001$ (Об.%), $T_p = 43$ мин, $D_j = 20$ мкм, $V_j = 10$ м/с

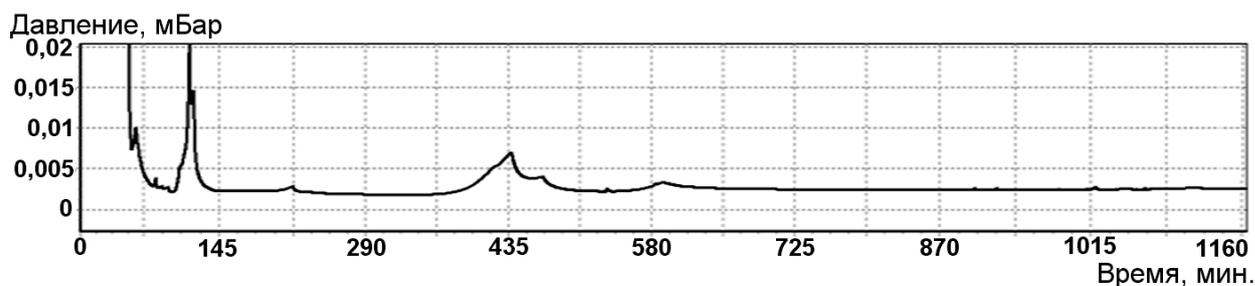


Рис. 5.28. Водород: $K_g = 0,00001$ (Об.%), $T_p = 30$ мин, $D_j = 16$ мкм, $V_j = 9$ м/с

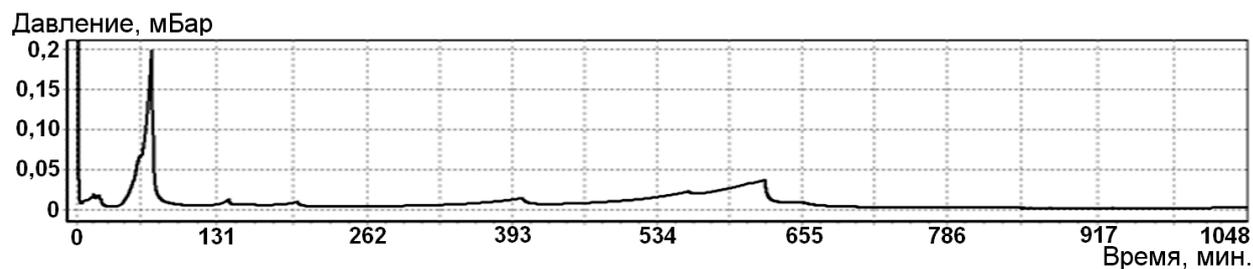


Рис.5.29. Водород: $K_g = 0,00001$ (Об.%), $T_p = 160$ мин, $D_j = 21$ мкм, $V_j = 9$ м/с

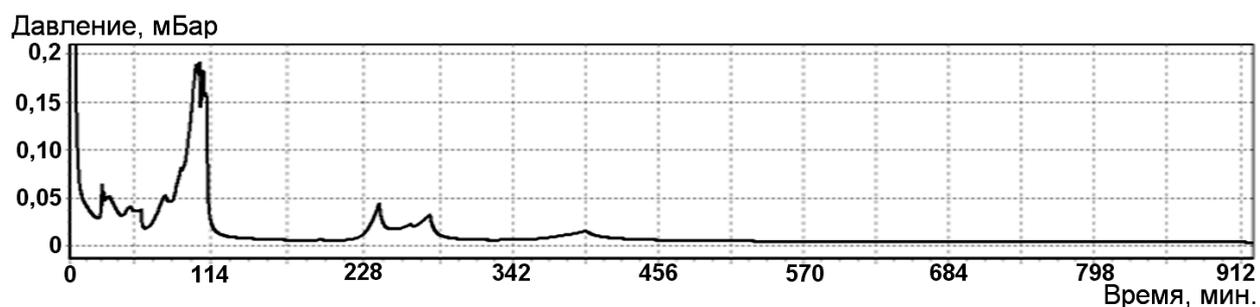


Рис.5.30. Азот: $K_g = 0,0001$ (Об.%), $T_p = 148$ мин, $D_j = 14,17$ мкм, $V_j = 8,8$ м/с

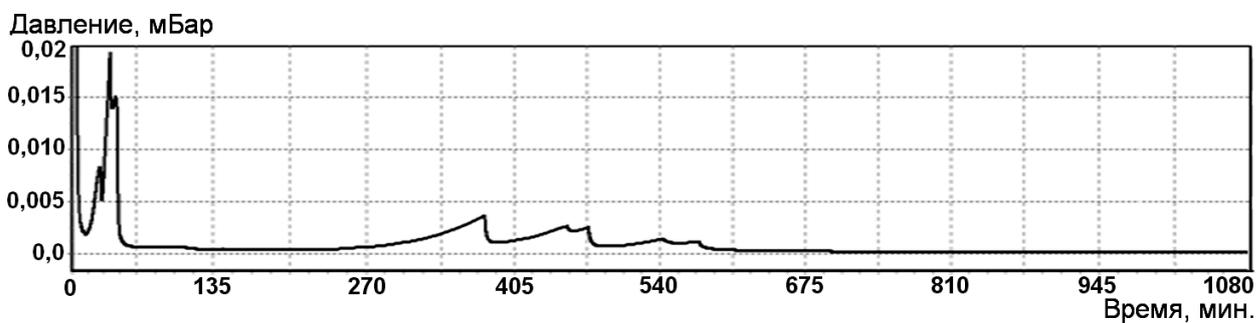


Рис 5.31. Аргон: $K_g = 0,001$ (Об.%), $T_p = 38$ мин, $D_j = 13$ мкм, $V_j = 10$ м/с

примесями, находящимися в сжиженном рабочем газе в растворённом состоянии. При использовании в качестве рабочего газа водорода, основными примесями, осаждающимися в сопле, являются азот и кислород. При использовании в качестве рабочего газа азота, основными примесями, осаждающимися в сопле, являются окись углерода и двуокись углерода. Если рабочий газ аргон, криптон или ксенон, то основная примесь, осаждающаяся в сопле, — двуокись углерода.

Возможным объяснением забивки сопла примесями может служить осаждение растворённых примесей на холодной стенке сопла вследствие диффузии [99].

В экспериментах по исследованию влияния примесей на устойчивое получение жидких криогенных струй время работы $T_p(\text{экс})$ измерялось для струй разного диаметра D_j , разной скорости V_j и при разной концентрации в рабочем газе примеси K_g .

Ниже представлена методика определения времени работы $T_p(\text{экс})$ при использовании водорода в качестве рабочего газа.

Контроль над теплофизическими процессами в криостате осуществлялся с помощью датчиков температуры, давления и расхода системы контроля и управления системами экспериментальной установки СКУ. Описание системы приведено в главе 5, разделе 5.1. Расположение датчиков представлено на рисунках 5.4 и 5.13.

Для визуального контроля процесса получения капиллярных струй используются две цифровых видеокамеры типа PCO-PixelFly фирмы «Pro.imaging» и система подсветки. Подробное расположение камер и элементов системы подсветки представлено на рисунке 5.14. Кроме визуального контроля с помощью камер определяются следующие параметры: скорость струи V_j , длина нераспавшейся части струи L_j , диаметр струи D_j и диаметр капель D_c . Подробное описание методики получения изображений и программы по определению основных параметров ВКРС дано в главе 2, разделах 2.2 и 2.3.

Эксперименты проходили следующим образом. Предварительно проводилась откачка камер криостата и охлаждение всех его внутренних частей. После откачки изолирующего объёма до 10^{-6} мбар внешняя азотная ванна заполнялась жидким азотом.

Через восемь часов основные внутренние элементы криостата охлаждались до температуры жидкого азота, и гелиевая ванна заполнялась жидким гелием. С этого момента с помощью паров гелия из внутренней ванны ГС начиналось основное охлаждение. При температуре $T_2 = 50$ К, для предотвращения замерзания водорода на выходе из генератора капель, в камере тройной точки создавалось давление равное давлению тройной точки. При охлаждении генератора до температуры $T_2 = 20$ К начинался процесс ожижения водорода. Через некоторое время конденсатор полностью заполнялся жидкостью, и на выходе из конденсатора появлялась стабильная струя водорода с диаметром D_j и скоростью V_j . Время забивания сопла или время работы T_p определялось как временной интервал между моментом появления стабильной струи и моментом полного исчезновения струи вследствие забивания сопла.

В качестве примера на рисунке 5.33 представлены результаты измерения $T_p(\text{экс})$ для двух различных концентраций примеси: $K_g = 0,000063$ Об.% и $K_g = 0,000012$ Об.% (K_g определяется суммой всех растворённых в жидкости твёрдых примесей). Эксперименты проводились со струями диаметром D_j от 5 мкм до 35 мкм при скоростях струй V_j от 5 м/с до 20 м/с. Концентрация и тип примесей представлены в таблице 5.4 и на рисунке 5.32. Хорошо видно, что зависимость времени работы от концентрации примесей сильнее, чем от диаметра и скорости струи.

Для определения времени работы $T_p(\text{экс})$ в экспериментах по исследованию влияния примесей на устойчивое получение струй из азота и аргона использовалась та же методика, что и в экспериментах с водородом.

В результате обработки всей совокупности экспериментальных данных для времени работы мишеней из водорода, азота и аргона получена эмпири-

ческая формула, позволяющая определять время работы мишени с достаточной для практических применений точностью:

$$T_p = 0,0103 \cdot \exp(-2,393 \cdot \text{Lg}(K_g)) \cdot (13,29V_j + 4896)D_j, \quad (5.9)$$

где: T_p – расчётное время работы (мин); V_j – скорость струи (м/с); D_j – диаметр струи (м); K_g – суммарное количество растворённых твёрдых примесей, находящихся в сжиженном рабочем газе (Об.%).

Относительная погрешность аппроксимации не превышает $\pm 16\%$.

На рисунке 5.34 для разных рабочих газов, различных скоростей струи V_j и различных концентраций примесей K_g представлена зависимость отношения $T_p(\text{экс})/T_p$ от диаметра струи D_j . Время работы T_p определялось по формуле (5.9). Видно, что экспериментально измеренное время работы мишени хорошо согласуется с результатами расчёта времени работы T_p по эмпирической формуле.

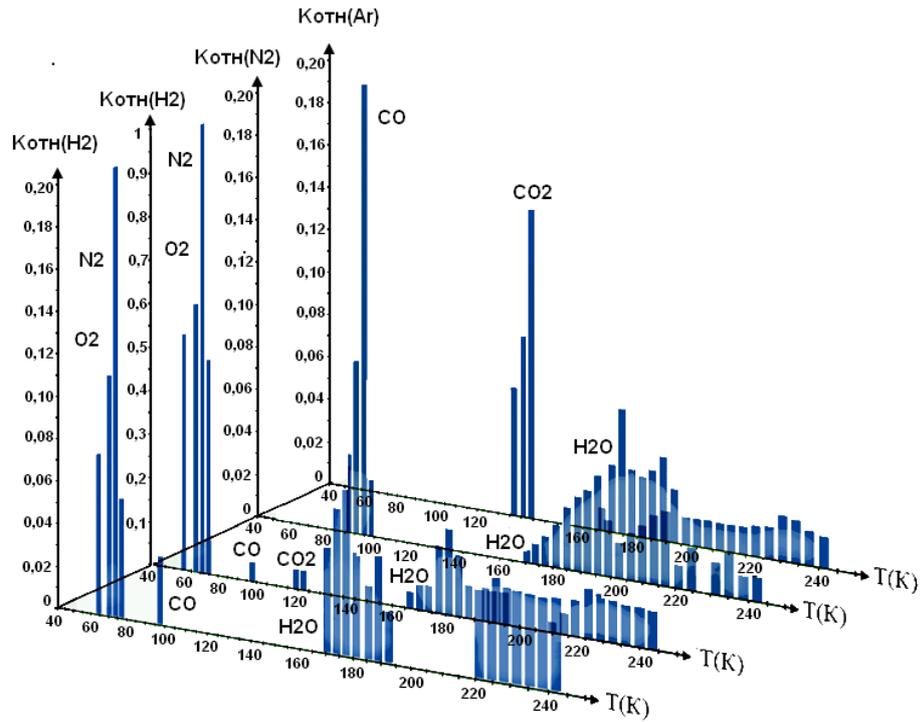


Рис. 5.32. Результаты экспериментов по определению относительного коэффициента состава примесей $K_{отн} = K_g / K_g(H_2)$.

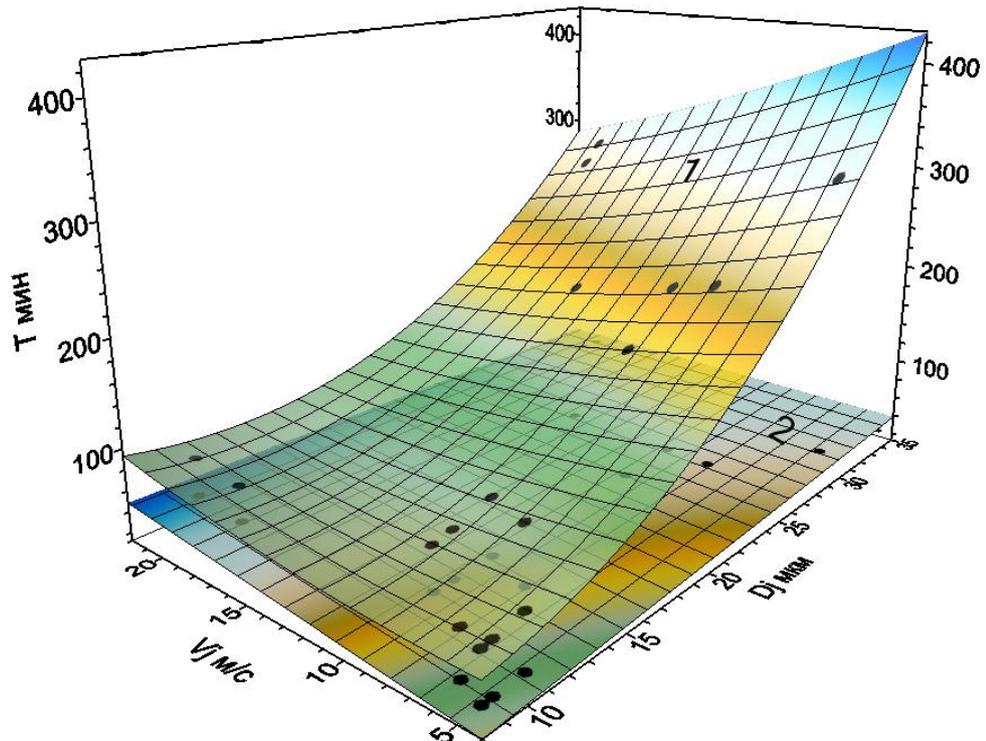


Рис.5.33. Зависимость времени работы T_p от D_j , V_j и K_g :

- – экспериментальные результаты; 1 – $K_g = 0,000063$ (Об.%)
- 2 – $K_g = 0,000012$ (Об.%)

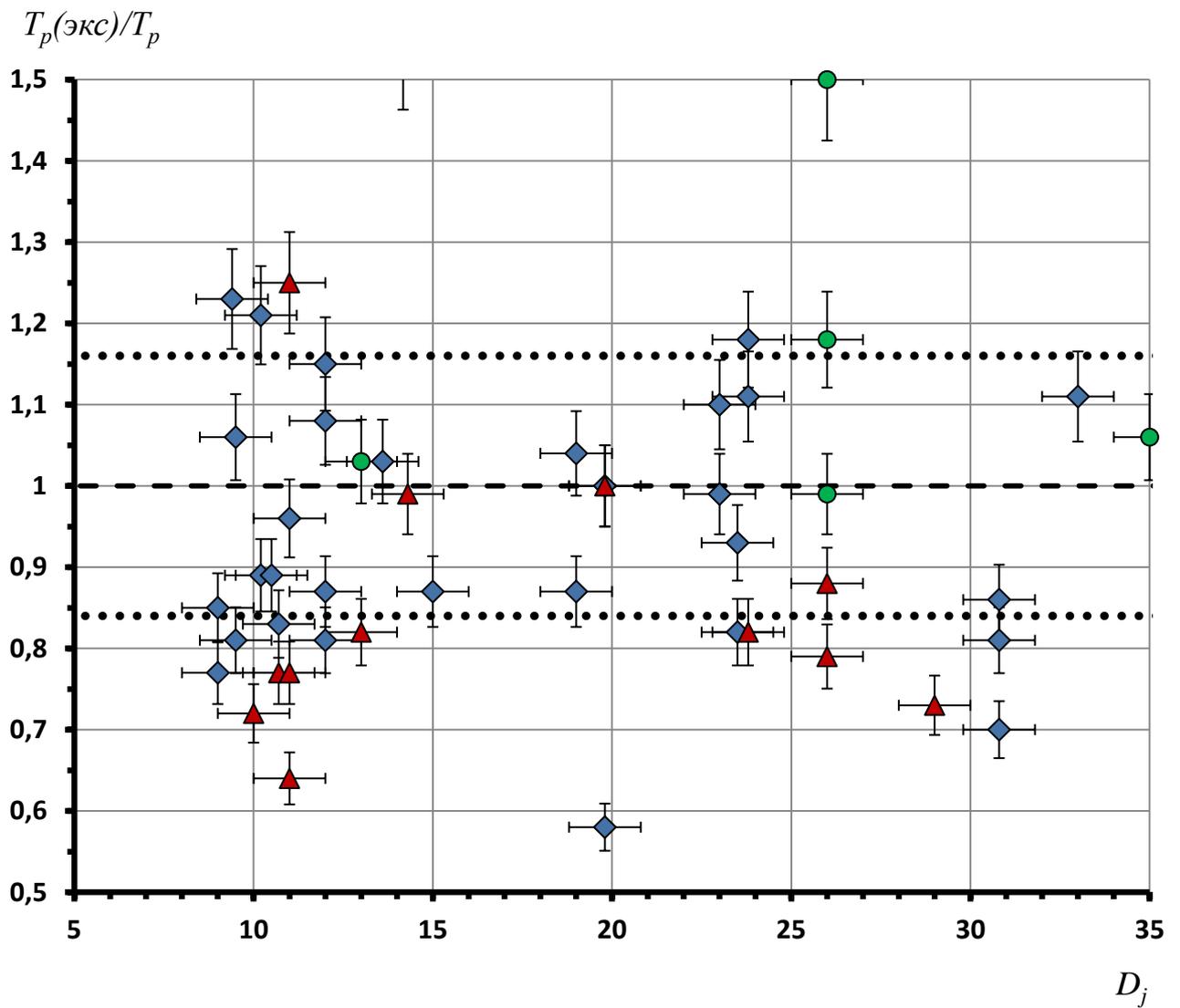


Рис. 5.34. Зависимость отношения $T_p(\text{экс})/T_p$ для разных рабочих газов от диаметра струи D_j

◆ Водород; ▲ Азот; ● Аргон

5.3. Капиллярный распад и получение твёрдых гранул (мишеней) из криогенных жидкостей

В соответствии с главой 1, разделом 1.2.1, процесс получения твёрдых гранул (мишеней) из криогенных жидкостей можно разбить на два этапа.

На первом этапе из генератора монодисперсных капель струя жидкого криоагента вытекает в первую вакуумную камеру (камера КТТ). Давление в камере поддерживается чуть ниже давления тройной точки. Под действием специального возмущения струя распадается на капли.

Предварительные эксперименты по получению твёрдых гранул водорода, азота и аргона [67, 260-270,283] показали, что на процесс получения монодисперсных капель и гранул существенное влияние оказывают следующие факторы: давление и температура внутри генератора капель; температура сопла и генератора капель; давление и температура внутри камеры КТТ. Результаты некоторых экспериментов представлены на рисунках 5.35-5.40.

На основании анализа экспериментальных результатов влияние всех выше перечисленных факторов можно сгруппировать следующим образом.

1. Давление и температура внутри генератора — немного меньше значений, соответствующих кривой конденсации криоагента. Давление и температура в камере КТТ — немного выше характеристик тройной точки. Соответствующие этим условиям экспериментальные результаты, на примере получения струй водорода, представлены на рисунке 5.35. Для струй из других газов наблюдается аналогичная картина. В результате начала ожижения рабочего газа на выходе из генератора сначала появляется двухфазный поток (рисунок 5.35a,b). Генератор начинает медленно заполняться жидкостью, и на выходе появляется жидкая прерывистая струя. Вследствие большого перепада температур между генератором и газом в КТТ, поверхность струи оказывается неустойчивой (рисунок 5.35e,c,d). При дальнейшем охлаждении перепад температур уменьшается до нескольких градусов, и на выходе появляется стабильная струя (рисунок 5.35f).

2. Давление и температура внутри генератора соответствуют кривой конденсации криоагента. Давление и температура в камере КТТ совпадают с тройной точкой. Соответствующие этим условиям экспериментальные результаты для аргона представлены на рисунке 5.36a,b,c,d. Результаты для водорода — на рисунке 5.36e. Результаты для азота — на рисунке 5.36f,g,h. Если температура внешней поверхности генератора меньше температуры насадки, то на поверхности наблюдается сильная конденсация рабочего газа (рисунок 5.36a,b,c,d). Струя на выходе генератора может появиться только при больших давлениях внутри генератора (рисунок 5.36e,f). Если температура внешней поверхности генератора больше температуры насадки, то конденсация происходит на выходе из насадки, и устойчивая струя получается при небольших давлениях внутри генератора (рисунок 5.36g,h). Диаметр струи D_j больше выходного диаметра сопла D_N .

3. Давление и температура внутри генератора соответствуют кривой конденсации криоагента. Давление и температура в камере КТТ — меньше характеристик тройной точки. Соответствующие этим условиям экспериментальные результаты для аргона представлены на рисунке 5.37. Для струй из других газов наблюдается аналогичная картина. Если температура внешней поверхности генератора меньше температуры насадки, то на поверхности наблюдается конденсация рабочего газа с одновременным образованием на поверхности жидкости тонкого ледяного «чехла» (рисунок 5.37b,c,d,e). Для сравнения на рисунке 5.37a представлена жидкая струя аргона. Распад струи на капли становится похож на распад очень вязких жидкостей. Если температура внешней поверхности генератора больше температуры насадки, то жидкость начинает замерзать сразу на выходе, образуя неустойчивую твёрдую сосульку (рисунок 5.37f,g). При уменьшении давления и температуры в КТТ сосулька становится устойчивой, а её длина значительно превышает диаметр сопла (рисунок 5.37h).

4. Давление и температура внутри генератора — больше значений, соответствующих кривой конденсации криоагента. Давление и температура в

камере КТТ — немного выше характеристик тройной точки. Соответствующие этим условиям экспериментальные результаты для водорода и азота представлены на рисунке 5.38. Результаты для водорода — на рисунке 5.38a,f,g, а для азота — на рисунке 5.38b,c,d,e,h. Если давление и температура внутри генератора несильно отличаются от значений, соответствующих кривой конденсации криоагента, то на поверхности струй могут наблюдаться неустойчивости различных типов (рисунок 5.38a,b). При сильном отличии преобладают продольные неустойчивости, и струи могут распадаться на монодисперсные капли (рисунок 5.38c,d,e,f). Диаметр струи D_j равен выходному диаметру сопла D_N .

При малых скоростях истечения V_j от 1 м/с до 6 м/с у криогенных струй может наблюдаться нарушение исходной симметрии истечения [67,70,270] (рисунок 5.38g,h,k). Обнаруженный эффект аналогичен эффекту «загиба струи» обычных жидкостей, описанному в главе 4, разделе 4.1 и в работах [67,274,275]. Нарушение исходной симметрии истечения начинает проявляться при давлениях в камере КТТ меньших давления тройной точки и наблюдается для капиллярных струй разного диаметра. Чем меньше диаметр струи, скорость струи и давление в камере КТТ, тем больше угол отклонения струи от вертикали. К сожалению, на основании полученных экспериментальных данных для криогенных струй, так же как и для струй обычных жидкостей, невозможно однозначно определить природу появления эффекта «загиба струи».

5. Давление и температура внутри генератора — больше значений, соответствующих кривой конденсации криоагента. Давление и температура в камере КТТ — ниже характеристик тройной точки. Соответствующие этим условиям экспериментальные результаты для азота и аргона представлены на рисунке 5.39. Результаты для азота — на рисунке 5.39a,b,c,d, а для аргона — на рисунке 5.39e,f,g,h,j,k,m. При малой разнице между давлением внутри генератора и давлением в КТТ жидкость начинает замерзать сразу на выходе из насадки, образуя неустойчивую твёрдую сосульку (рисунок 5.39a,b,c). При

большой разнице давлений на выходе из насадки струя замерзает без образования кристаллов. В результате, образуются длинные неустойчивые аморфные нити (рисунок 5.39d,e,f,g,h,j,k,m). Чем больше разность давлений, тем ближе диаметр нити к выходному диаметру насадки. При резком уменьшении давления в КТТ на поверхности нити происходит кристаллизация вещества нити (рисунок 5.39d,m).

На втором этапе монодисперсные капли через первый шлюз попадают во вторую вакуумную камеру. Так как давление в шлюзе и в вакуумной камере значительно ниже давления над поверхностью капель, то происходит интенсивное испарение жидкости. Капли охлаждаются и, в конце концов, замерзают и становятся гранулами (мишенями).

Предварительные эксперименты по получению гранул водорода, азота и аргона показали, что на процесс получения твёрдых гранул существенное влияние оказывают температура шлюза и давление во второй вакуумной камере [285]. Результаты некоторых экспериментов представлены на рисунке 5.40: для водорода — на рисунке 5.40a,b,e,f,g; для азота — на рисунке 5.40c,d.

На основании анализа экспериментальных результатов влияние всех выше перечисленных факторов можно сгруппировать следующим образом.

1. Температура верхней части шлюза соответствует температуре начала конденсации рабочего газа. Давление во второй вакуумной камере значительно ниже давления тройной точки. Внутри шлюза начинается ожижение (рисунок 5.40a,b). В зависимости от температуры нижней части шлюза, жидкость на выходе из шлюза замерзает без образования кристаллов (рисунок 5.40c) или с образованием кристаллической фазы (рисунок 5.40d). Капли в этом случае не могут пройти через шлюз.

2. Температура верхней части шлюза — ниже температуры начала конденсации рабочего газа. Давление во второй вакуумной камере — значительно ниже давления тройной точки. Вследствие намерзания капель на внут-

ренной поверхности шлюза (рисунок 5.40e,f) капли не могут пройти через шлюз.

3. Температура верхней и нижней части шлюза — выше температуры начала конденсации рабочего газа (рисунок 5.40g). Только в этом случае капли проходят через шлюз.

Многочисленные эксперименты по получению твёрдых гранул водорода, азота и аргона показали, что процесс получения твёрдых монодисперсных гранул из криогенных жидкостей является достаточно сложным.

Для более подробного изучения проблем капиллярного распада криогенных струй и получения твёрдых гранул были проведены дополнительные экспериментальные исследования температурных режимов получения криогенных струй, капиллярного распада криогенных струй и проблем получения твёрдых гранул (мишеней). Эксперименты являлись частью исследовательской программы по изучению проблем получения криогенных мишеней и были осуществлены в период с 1996 г. по 2010 г. совместной группой МЭИ, ИТЭФ и Института ядерной физики FZJ (г. Юлих, Германия).

Ниже приведены полученные в рамках этой программы экспериментальные результаты.

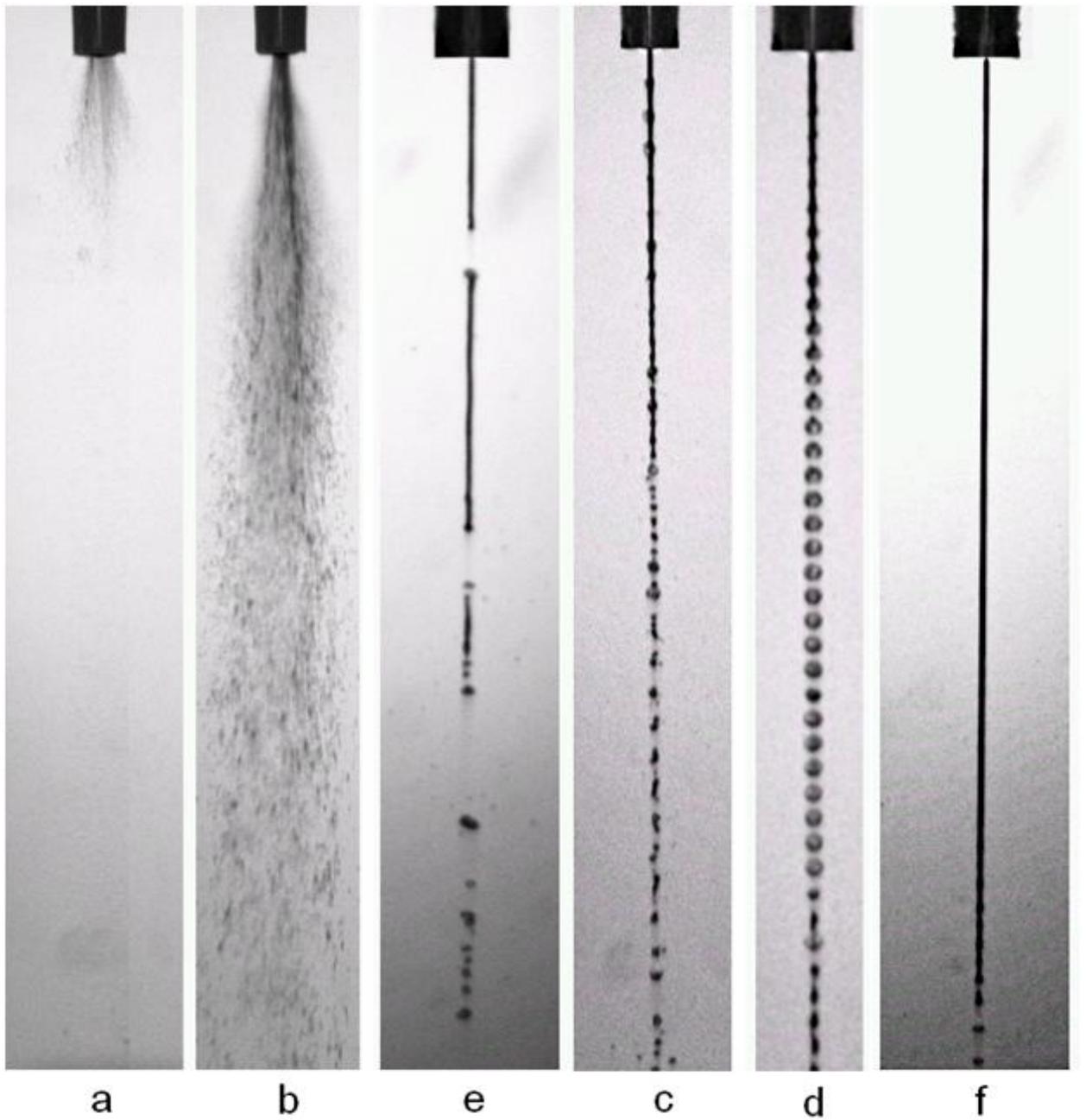


Рис. 5.35. Предварительные экспериментальные результаты: давление и температура внутри генератора — немного меньше значений, соответствующих кривой конденсации криоагента; давление и температура в камере КТТ — немного выше характеристик тройной точки

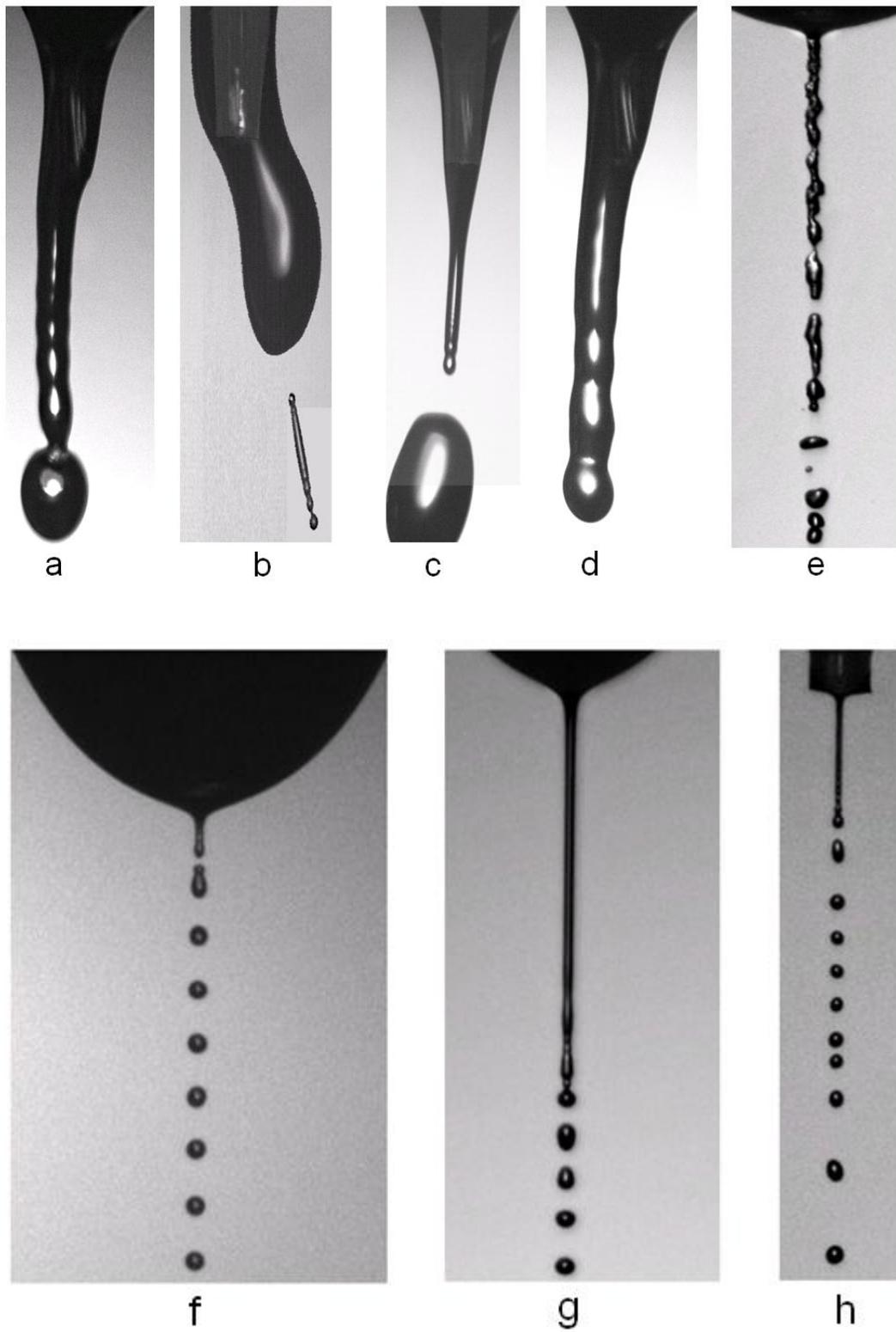


Рис. 5.36. Предварительные экспериментальные результаты: давление и температуры внутри генератора соответствуют кривой конденсации криоагента; давление и температура в камере КТТ совпадают с тройной точкой

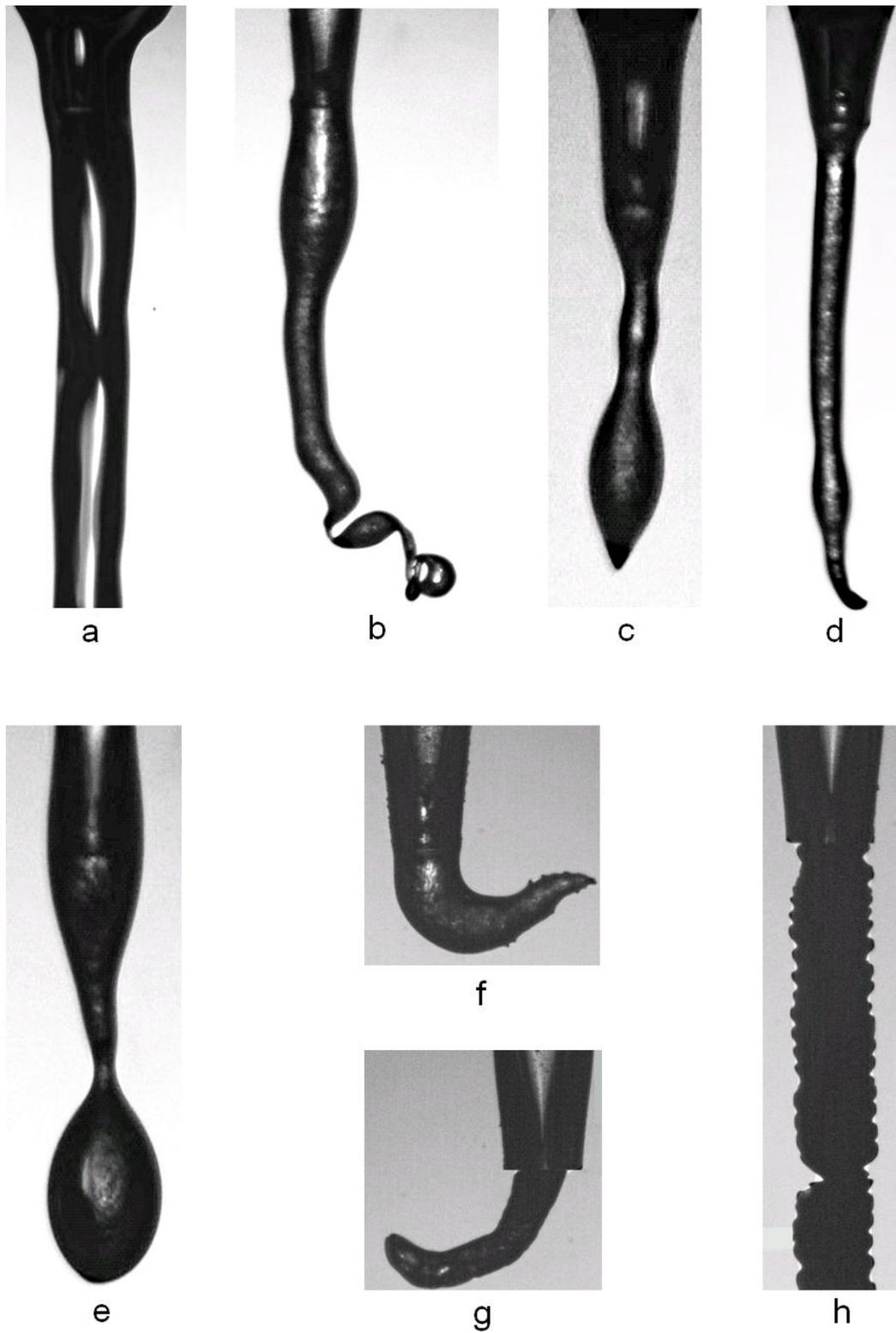


Рис. 5.37. Предварительные экспериментальные результаты: давление и температура внутри генератора соответствуют кривой конденсации криоагента; давление и температура в камере КТГ — меньше характеристик тройной точки

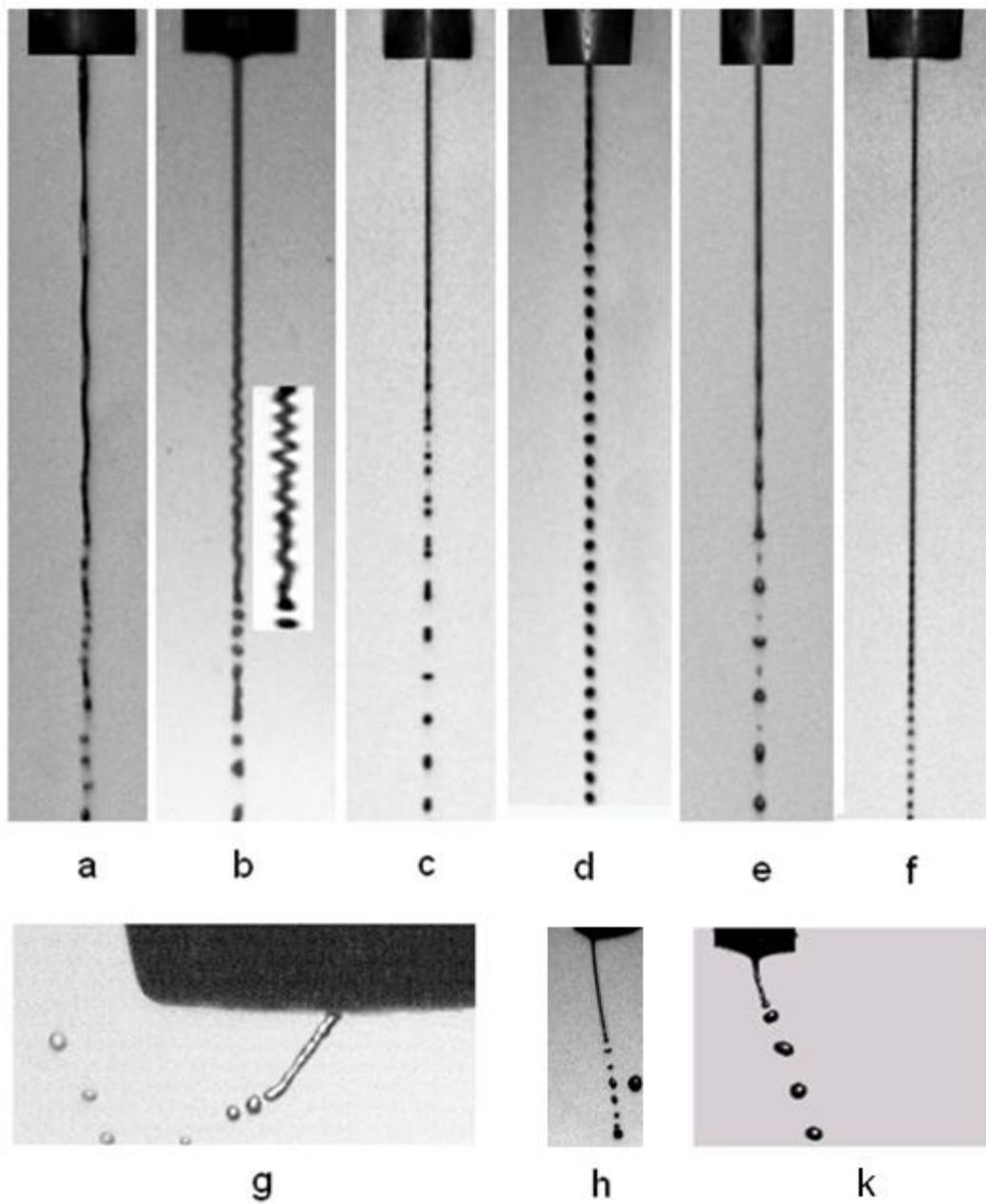


Рис. 5.38. Предварительные экспериментальные результаты: давление и температура внутри генератора — больше значений, соответствующих кривой конденсации криоагента; давление и температура в камере КТТ — немного выше характеристик тройной точки

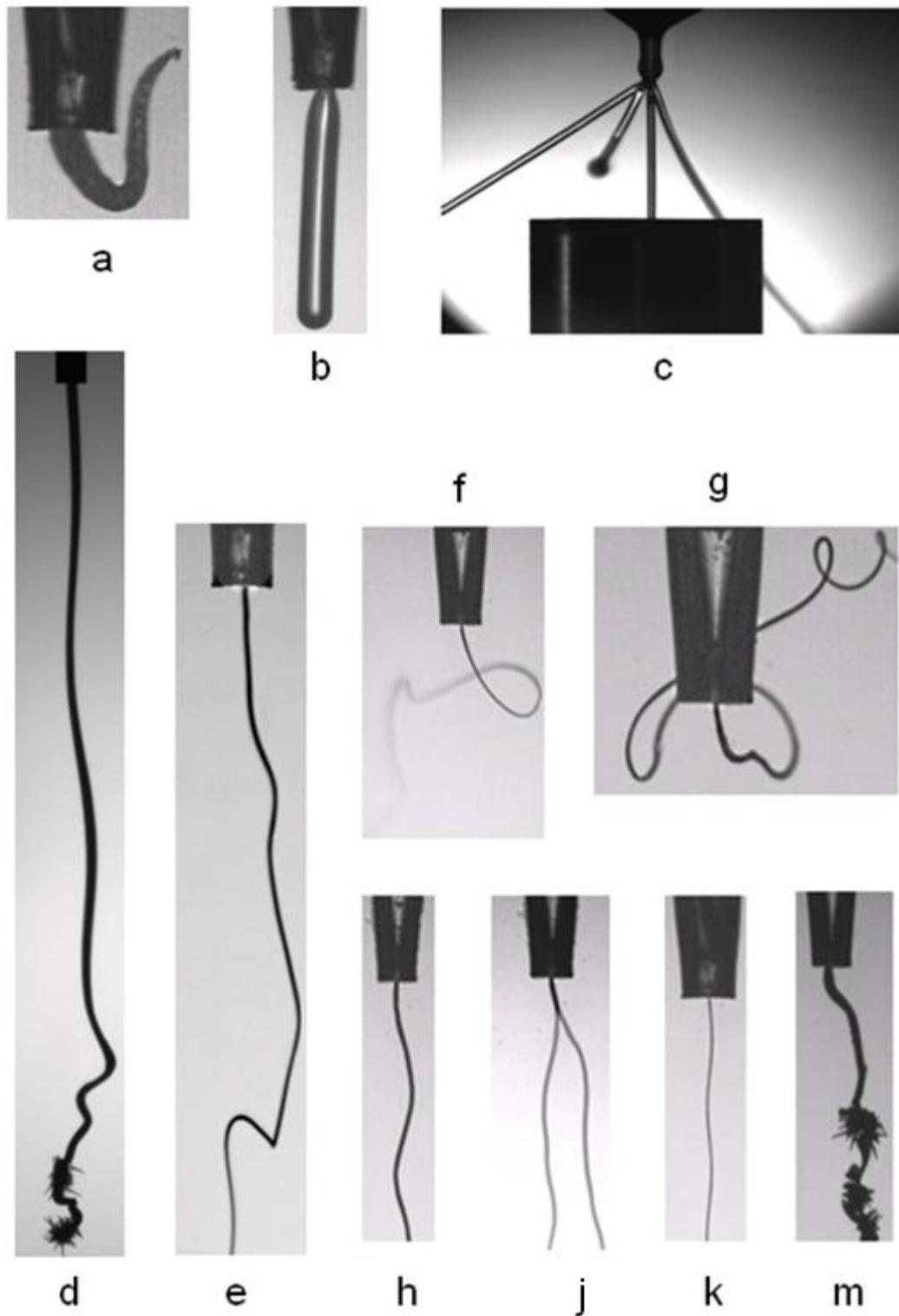


Рис. 5.39. Предварительные экспериментальные результаты: давление и температура внутри генератора — больше значений, соответствующих кривой конденсации криоагента; давление и температура в камере КТТ — ниже характеристик тройной точки

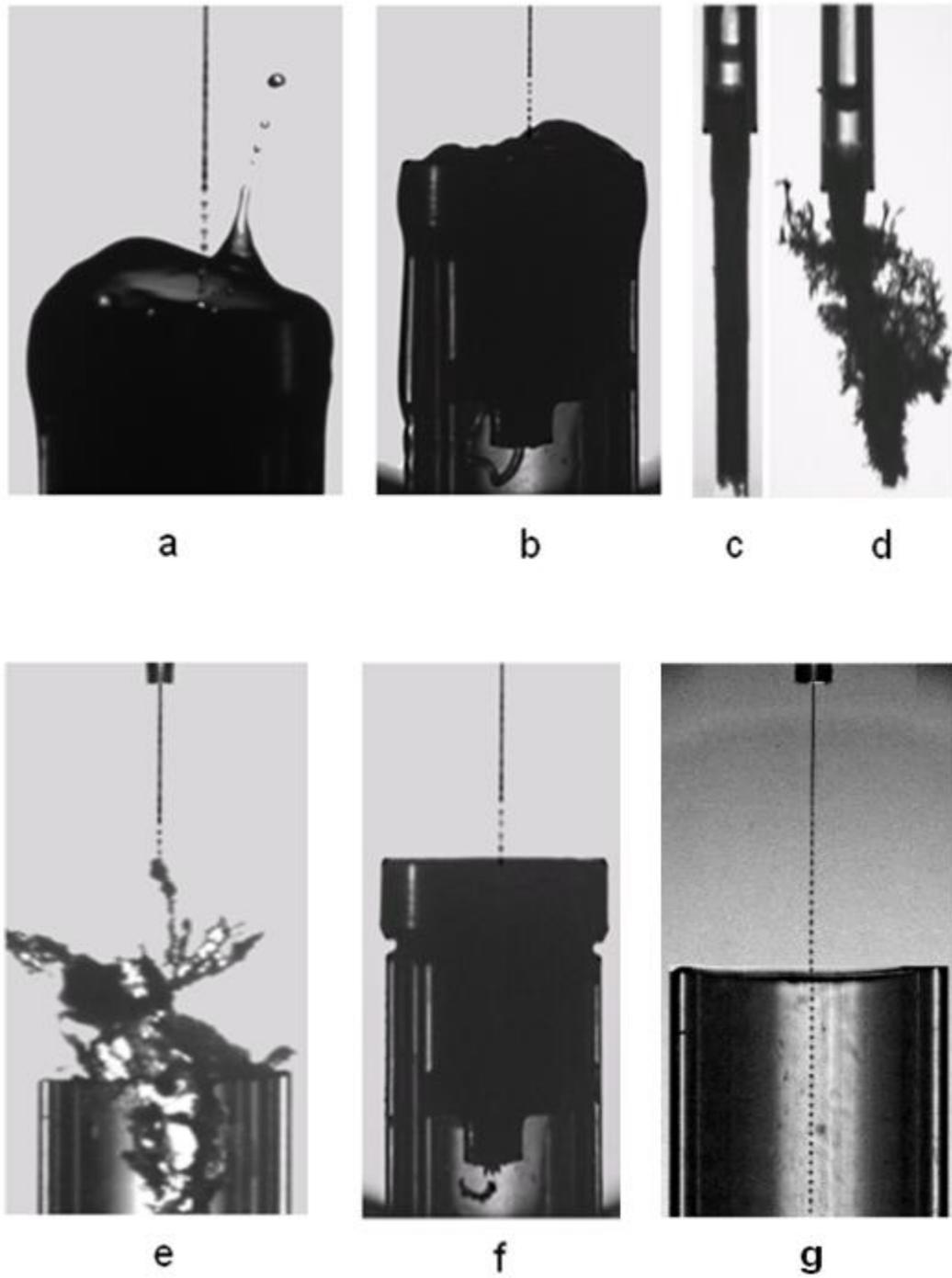


Рис. 5.40. Предварительные экспериментальные результаты: влияние температуры шлюза и давления во второй вакуумной камере на процесс получения твёрдых гранул

5.3.1. Режимы получения криогенных струй

Исследование режимов получения криогенных струй водорода и азота проводилось на экспериментальной установке, подробно описанной в главе 5, разделе 5.1.

В экспериментах исследовались следующие режимы: режим начального получения криогенной струи, режим неустойчивости струи и режим устойчивой криогенной струи. Изучалось влияние на эти режимы давления и температуры внутри генератора капель. Во всех экспериментах давление и температура в камере КТТ были постоянными (немного выше характеристик тройной точки).

Вид режима определялся по изображению, получаемому с помощью двух цифровых видеокамер типа PCO-PixelFly фирмы «Pro.imaging» и системы подсветки. Подробное расположение камер и элементов системы подсветки представлено на рисунке 5.14. Подробное описание методики получения изображений дано в главе 2, разделах 2.2 и 2.3.

Эксперименты проводились для криогенных струй водорода и азота с диаметрами D_j от 7 мкм до 30 мкм и скоростью V_j от 3 м/с до 30 м/с.

В ходе экспериментов одновременно с определением вида режима фиксировались температуры и давления внутри генератора капель и в камере КТТ. Температуры внутри генератора капель и в камере КТТ измерялись с помощью датчиков температуры T2 и T9 (типа TG-120-SD). Датчик T2 был укреплен на генераторе капель, а датчик T9 свободно висел внутри камеры КТТ. Давления внутри генератора и в камере КТТ определялись с помощью датчиков давления H2 (типа APR). Связь датчиков с системой контроля и управления системами экспериментальной установки и описание самой системы представлены в главе 5, разделе 5.1. Расположение датчиков показано на рисунках 5.4, 5.13 и 5.25b. Погрешность измерения температуры датчиками типа TG-120-SD составляет $\pm 0,3$ K, а погрешность измерения давления датчиками типа APR составляет ± 10 мбар.

Ниже представлена методика проведения экспериментов на примере исследования режимов получения криогенных струй из водорода.

Эксперименты проходили следующим образом. Предварительно проводилась откачка камер криостата и охлаждение всех его внутренних частей. После откачки происходило заполнение азотной и гелиевой ванн. Пары гелия из ванны использовались для окончательного охлаждения внутренних частей криостата и теплообменников системы ожижения. Для предотвращения замерзания водорода на выходе из генератора капель, в камере тройной точки давление и температура поддерживались чуть выше характеристик тройной точки. Водород, протекая через теплообменники и конденсатор, охлаждался и поступал в генератор капель. Через выходную насадку генератора водород поступал в камеру тройной точки.

Результаты экспериментов приведены на рисунках 5.41-5.45. На рисунках 5.41-5.43 представлены фотографии режимов, а на рисунке 5.44 — соответствующие этим режимам значения температуры и давления внутри генератора капель. Для сравнения на том же рисунке построена фазовая диаграмма водорода по справочным данным из [237,251,259].

На основе анализа полученных результатов можно сделать следующие выводы:

1. При охлаждении генератора до температуры $T \approx 24\text{ K}$ появляется двухфазный поток, и начинается процесс ожижения водорода. При дальнейшем охлаждении генератора двухфазный поток принимает все более отчетливые очертания. С этого момента начинается режим начального получения струи (рисунок 5.41 a,b,c,d,e,f). Режим существует в диапазоне температур от 17 K до 24 K и давлениях чуть ниже давлений, соответствующих кривой конденсации водорода (область 1 на рисунке 5.44). Причём при некотором соотношении температуры и давления наблюдаются режимы, при которых образуется устойчивый поток одинаковых пузырей (рисунок 5.41d,h).

2. В диапазоне температур от 16 K до 22 K и давлениях чуть выше давлений, соответствующих кривой конденсации водорода, на поверхности

струи появляются различные неустойчивости. С этого момента начинается режим неустойчивости (область 2 на рисунке 5.44). Некоторые виды обнаруженных нерэлеевских неустойчивостей представлены на рисунке 5.42a,b,c,e,f,h,k.

3. При давлениях выше давлений, соответствующих кривой конденсации водорода, и температурах от 15 K до 21 K неустойчивости пропадают. С этого момента начинается режим устойчивой криогенной струи (область 3 на рисунке 5.44). Течение струи приобретает устойчивый характер, и наблюдается распад струи водорода на одинаковые капли.

В результате обработки экспериментальных данных для границы начала режима устойчивой криогенной струи водорода было получено следующее выражение:

$$P = 0,0013 \cdot \exp(0,338 \cdot T), \quad (5.10)$$

где: P – давление внутри генератора капель (*бар*), T – температура внутри генератора капель (*K*).

Исследование режимов получения криогенных струй азота проходило по той же методике, что и для водорода. Результаты экспериментов приведены на рисунках 5.42, 5.43, 5.45. На рисунках 5.42 и 5.43 представлены фотографии температурных режимов, а на рисунке 5.45— соответствующие этим режимам значения температуры и давления внутри генератора капель. Для сравнения на рисунке 5.45 приведена фазовая диаграмма азота по данным из работ [238,241,259].

В ходе экспериментов было обнаружено, что режимы получения струй азота похожи на температурные режимы получения водородных струй. Режим начального получения струи азота существует в диапазоне температур от 70 K до 83 K и давлениях чуть ниже давлений, соответствующих кривой конденсации азота (область 1 на рисунке 5.45). Режим неустойчивости струи — в диапазоне температур от 66 K до 78 K и давлениях чуть выше давлений, соответствующих кривой конденсации азота (область 2 на рисунке 5.45). Не-

которые виды обнаруженных нерэлеевских неустойчивостей представлены на рисунках 5.42d,g и 5.43a,b,c,d,e,f,g.

В результате обработки экспериментальных данных для границы начала режима устойчивой криогенной струи азота было получено следующее выражение:

$$P = 10^{-6} \cdot \exp(0,186 \cdot T), \quad (5.11)$$

где: P – давление внутри генератора капель (*бар*), T – температура внутри генератора капель (*К*).

Для оценки методической погрешности определения давления и температуры при исследовании температурных режимов получения струй водорода и азота использовалась следующая методика. Рабочий газ ожижался в конденсаторе, и определялись температура и давление внутри генератора капель. Затем в КТТ начиналось понижение температуры и давления. В момент начала ожижения рабочего газа на внешней поверхности генератора определялись температура и давление внутри КТТ. Полученные показания датчиков давления и температуры сравнивались между собой и с данными фазовых диаграмм. Результаты сравнения представлены на рисунках 5.44 и 5.45. Из рисунков видно, что показания датчиков хорошо совпадают с данными фазовых диаграмм, и методическая погрешность не превышает нескольких процентов.

5.3.2. Капиллярный распад криогенных струй из жидкого водорода, азота и аргона

Основными параметрами криогенных корпускулярных мишеней (глава 1, раздел 1.2.1) являются: диаметр гранул от 10 *мкм* до 100 *мкм*, скорость до 100 *м/с* и частота появления мишеней до 500 *кГц*.

Полная реализация указанных выше параметров возможна только с помощью вынужденного капиллярного распада криогенных струй диаметром от 5 *мкм* до 50 *мкм*.

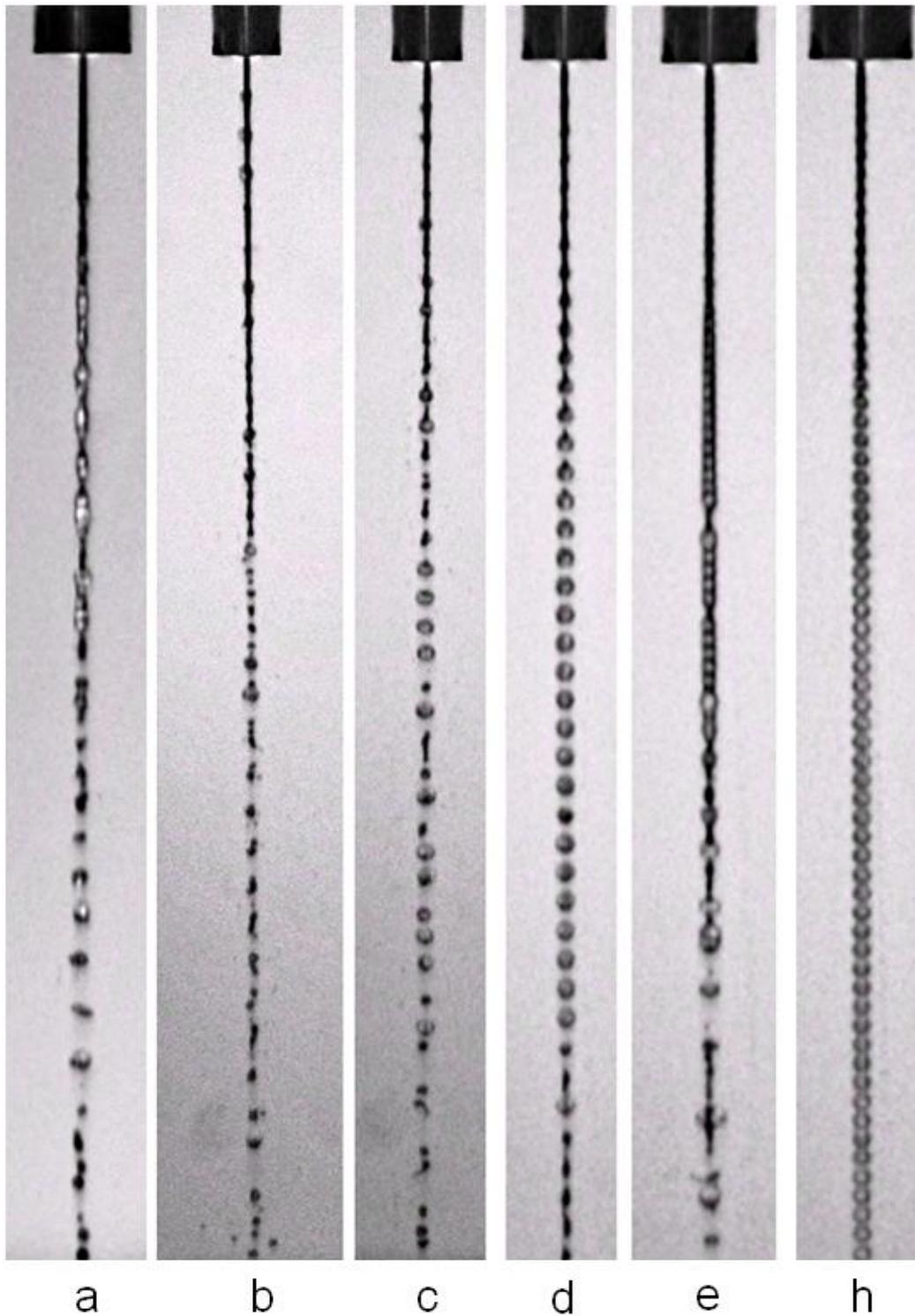


Рис. 5.41. Фотографии начального режима получения струй водорода

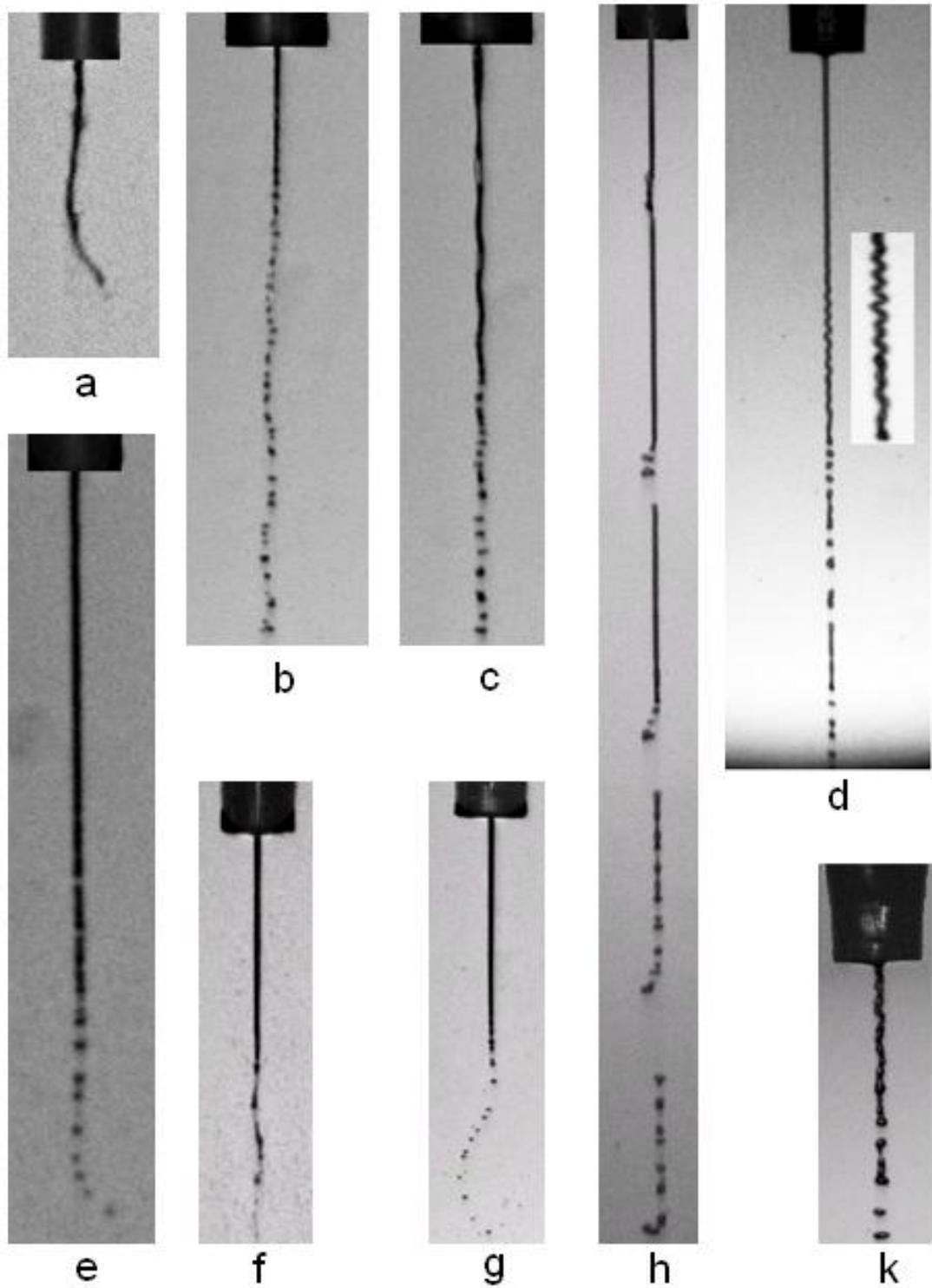


Рис. 5.42. Фотографии струй водорода (a,b,c,e,f,h,k) и азота (d,g) с различными типами нерэлеевских неустойчивостей

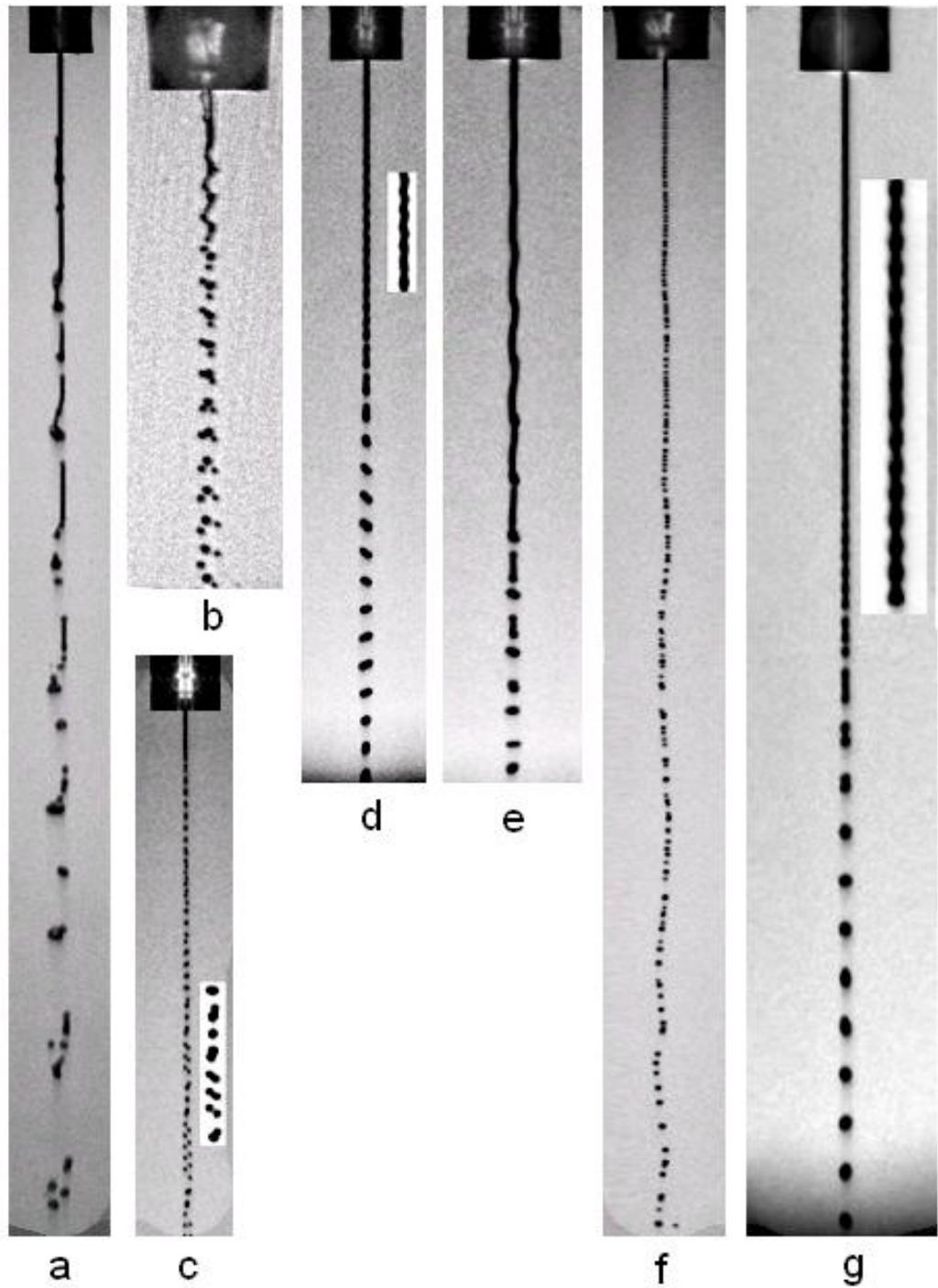


Рис. 5.43. Фотографии струй азота (a,b,c,d,e,f,g) с различными типами нерэлеевских неустойчивостей

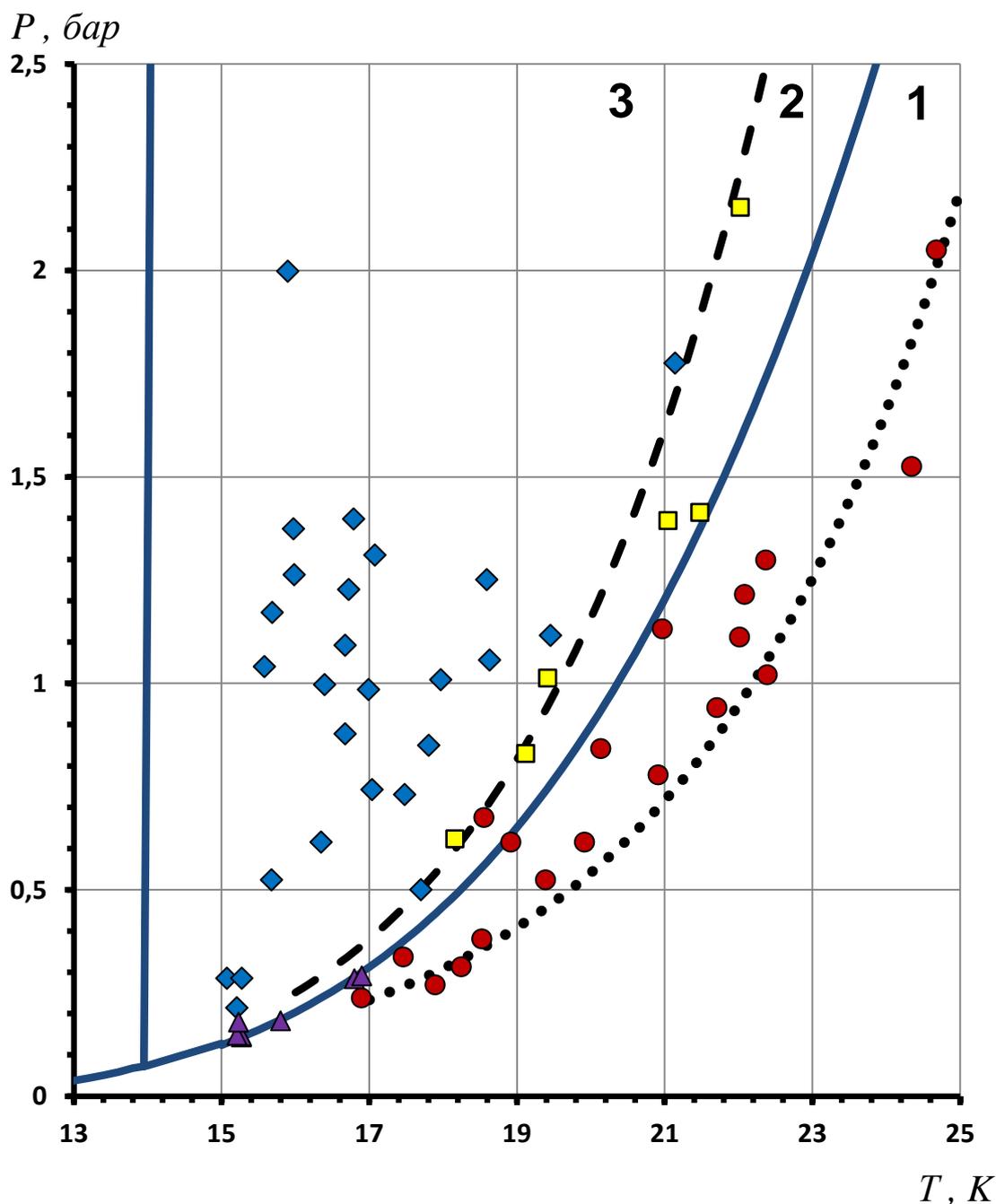


Рис. 5.44. Карта температурных режимов получения криогенных струй водорода:

- ◆ ■ ● – экспериментальные результаты; ●●● – граница режима начального получения струи; — — — – граница начала режима устойчивой криогенной струи; — — — – фазовая диаграмма водорода по данным из [237,251,259];
- ▲ – экспериментальные результаты определения методической погрешности

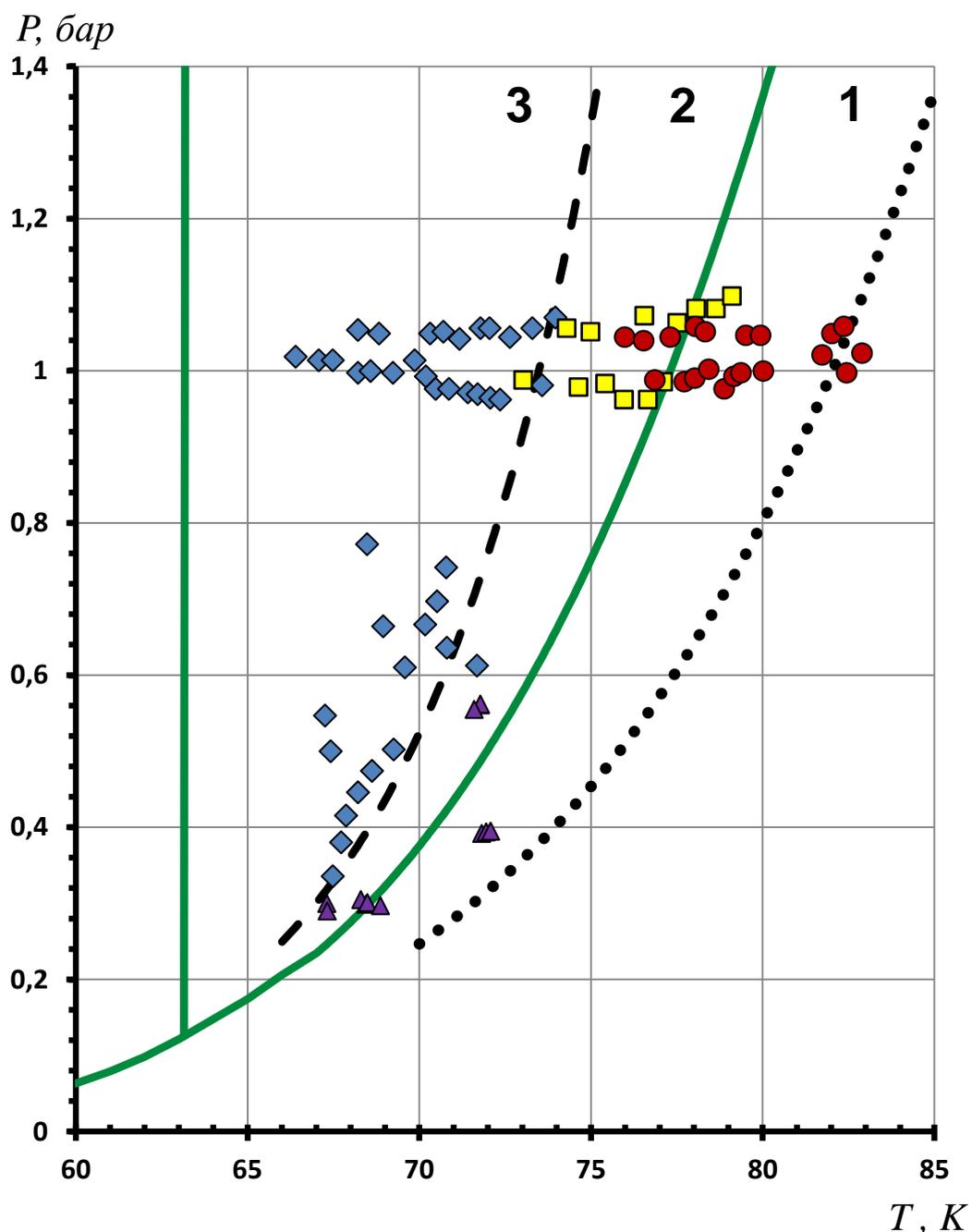


Рис. 5.45. Карта температурных режимов получения криогенных струй азота:

- ◆ □ ● – экспериментальные результаты; ●●● – граница режима начального получения струи;
- — — – граница начала режима устойчивой криогенной струи; — — — – фазовая диаграмма азота по данным из [238,241,259];
- ▲ – экспериментальные результаты определения методической погрешности

Как было отмечено в главе 3, разделе 3.3, распад струй на монодисперсные капли возможен только в области рэлеевского распада, определяемой с помощью числа Вебера We следующим соотношением:

$$We_{кр} = 4 < We < We_g = \frac{\rho_g}{\rho_j} \cdot We = 0,2, \quad (5.12)$$

где: ρ_j – плотность жидкости, ρ_g – плотность газа.

Началу области соответствует число Вебера $We_{кр} = 4$. Верхней границе рэлеевского распада соответствует число Вебера для газа $We_g = 0,2$ (глава 3, раздел 3.3). Выше верхней границы струя становится чувствительной и к поперечным, и к продольным возмущениям. В результате распад на монодисперсные капли прекращается.

Внутри области рэлеевского распада струя неустойчива по отношению к осесимметричным возмущениям поверхности для волновых чисел k , удовлетворяющих условию:

$$k = \frac{2 \cdot \pi \cdot R_j}{\lambda} = \frac{2 \cdot \pi \cdot R_j \cdot f_в}{V_j} < 1, \quad (5.13)$$

где: R_j – радиус струи, V_j – скорость струи, $f_в$ – частота внешнего возбуждения, λ – длина волны внешнего возбуждения.

Процесс распада принято характеризовать длиной нераспавшейся части струи L_j и безразмерным временем распада τ :

$$\tau = \frac{L_j}{V_j} \left(\frac{2\sigma}{\rho_j R_j^3} \right), \quad (5.14)$$

где: R_j – радиус струи, V_j – скорость струи, σ – поверхностное натяжение.

В соответствии с теорией Рэлея-Вебера (глава 1, раздел 1.2) для маловязких жидкостей максимальная неустойчивость струи достигается при оптимальном волновом числе $k_m = 0,7$. Оптимальному волновому числу соответствует минимальная длина струи L_j , минимальное время распада τ и наиболее стабильный распад струи на монодисперсные капли.

Определению границ области рэлеевского распада и справедливости теории Рэлея для маловязких жидкостей посвящено достаточно много экспериментальных работ [53-66,172,198-204,207-209]. Однако в большинстве работ исследования проводились со струями воды или со струями слабовязких растворов глицерина, причём $R_j \geq 30$ мкм. Среди работ по исследованию распада струй с радиусом $R_j < 30$ мкм можно отметить работу Хове [172], в которой изучался распад струй воды с $R_j = 1,25$ мкм. На сегодняшний момент это самый малый из исследованных радиусов.

Многочисленные эксперименты подтвердили справедливость теории Рэлея для маловязких жидкостей. Наиболее значимые экспериментальные работы [172,207-209] и области, в которых эти работы проводились, представлены на рисунке 5.46. Для сравнения на этом же рисунке отмечена область рабочих параметров криогенных корпускулярных мишеней. Из рисунка видно, что рабочая область криогенных корпускулярных мишеней исследована недостаточно.

Экспериментальных работ по изучению капиллярного распада тонких струй из криогенных жидкостей крайне мало. Однако, в силу малой вязкости криогенных жидкостей, капиллярный распад криогенных струй не должен отличаться от распада струй обычных жидкостей при комнатной температуре. Динамическая вязкость криогенных жидкостей, в соответствии со справочными данными М.П.Малкова [183], почти на порядок меньше вязкости воды. Динамическая вязкость воды – 1 мПа·с, а азота, водорода и аргона – $0,15$ мПа·с, $0,013$ мПа·с и $0,22$ мПа·с, соответственно. Учитывая этот факт, для определения основных параметров криогенных корпускулярных мишеней можно было бы использовать результаты теории Рэлея для маловязких жидкостей.

Однако в работе [67] было установлено, что монодисперсный распад тонких струй водорода и азота диаметром $D_j \approx 20$ мкм наблюдается при оптимальном волновом числе $k_m = 0,53$ для струй водорода и при $k_m = 0,6$ для

струи азота. В соответствии с линейной теорией Рэлея, монодисперсный распад жидких струй должен происходить при волновом числе $k_m = 0,7$.

Полученные экспериментальные результаты могут означать, что классическая теория Рэлея для распада тонких струй из криогенных жидкостей не применима.

Кроме того, малое поверхностное натяжение криогенных жидкостей [183], в соответствии с (5.12), должно приводить к смещению нижней границы начала области рэлеевского распада в область меньших скоростей и диаметров. Экспериментально смещение нижней границы начала области рэлеевского распада для криогенных жидкостей к настоящему времени не исследовано.

В связи с этим, более подробное изучение капиллярного распада тонких струй из криогенных жидкостей и определение границ области рэлеевского распада таких струй имеет важное научное и практическое значение для создания криогенных корпускулярных мишеней.

Эксперименты по определению границ области рэлеевского распада тонких струй из криогенных жидкостей проводилось на экспериментальной установке, подробно описанной в главе 5, разделе 1. Исследовались струи водорода, азота и аргона с диаметром D_j от 5 мкм до 30 мкм и скоростью V_j от 3 м/с до 30 м/с.

Подробное описание процесса получения устойчивых криогенных струй представлено в главе 5, разделе 5.2.1. После получения устойчивой струи на её поверхность с помощью системы возбуждения (глава 5, раздел 5.1.5) накладывалось внешнее возмущение. При определённой частоте внешнего возбуждения распад струи становился монодисперсным.

В экспериментах исследовалось влияние на вид распада диаметра и скорости струи. Вид распада определялся по изображению струи, получаемому с помощью двух цифровых видеокамер типа PCO-PixelFly фирмы «Pro.imaging» и системы подсветки. Подробное расположение камер и элементов системы подсветки представлено на рисунке 5.14. Одновременно с

видом распада по изображению струи определялась скорость струи V_j и диаметр струи D_j . Подробное описание методики получения и обработки изображений дано в главе 2, разделах 2.2 и 2.3. Относительная погрешность определения средней скорости струи V_j и диаметра струи D_j , в соответствии с (2.10) и (2.36), составляет $\pm 0,5\%$.

В ходе экспериментов впервые был получен монодисперсный распад тонких струй водорода, азота и аргона диаметром от 5 мкм до 30 мкм, и определены параметры области монодисперсного распада [67,267,271]. Минимальный диаметр струй водорода составлял 7 мкм, а минимальный диаметр струй азота — 5 мкм. Результаты экспериментов приведены на рисунках 5.46 и 5.47. На рисунке 5.47 представлены фотографии некоторых из полученных монодисперсных распадов. Хорошо видно, что монодисперсный распад струй водорода (рисунок 5.47а,d), азота (рисунок 5.47b,c) и аргона (рисунок 5.47e) внешне похож на монодисперсный распад маловязких жидкостей (вода и водные растворы). Возможен как монодисперсный распад без спутников, так и монодисперсный распад со спутниками. Причём скорость спутников может быть или равной скорости основных капель, или отличаться от скорости основных капель. На рисунке 5.46 для каждого из зафиксированных монодисперсных распадов представлены соответствующие ему значения скорости и диаметра. Для сравнения там же приведены результаты расчёта по (5.12) нижней границы области рэлеевского распада для следующих жидкостей: воды, водорода, азота и аргона. При расчёте были использованы следующие справочные данные из [183]: плотность воды 1000 кг/м^3 , плотность жидкого водорода 71 кг/м^3 , плотность жидкого азота 808 кг/м^3 , плотность жидкого аргона 1392 кг/м^3 , поверхностное натяжение воды 72 мН/м , поверхностное натяжение жидкого водорода 2 мН/м , поверхностное натяжение жидкого азота 10 мН/м , поверхностное натяжение жидкого аргона 13 мН/м .

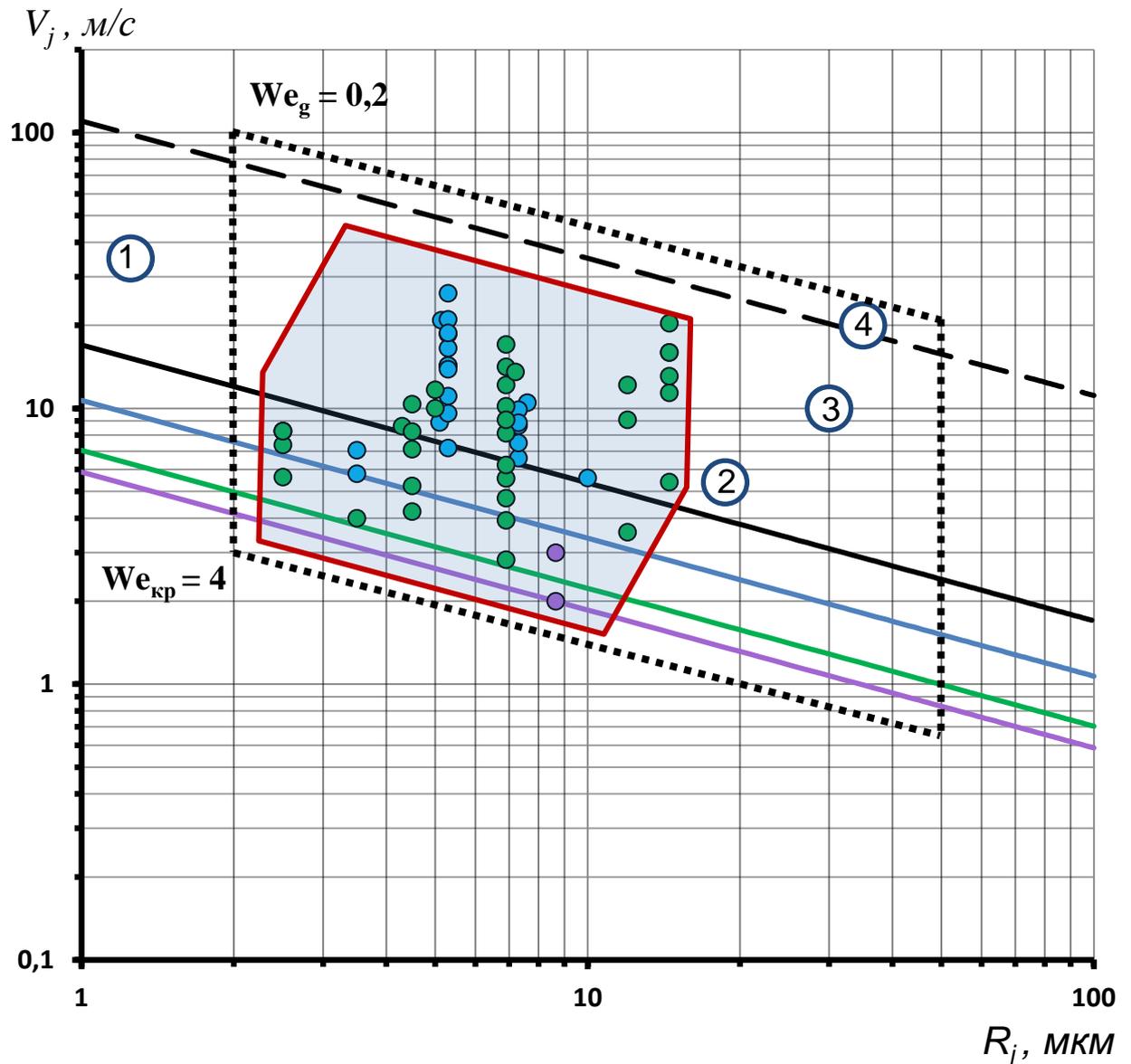


Рис. 5.46. Результаты экспериментов по изучению капиллярного распада тонких струй из криогенных жидкостей:

1,2 – Хове [172], 3 – Гонзалес и Гарсия [208], 4 – Пимбли и Ли [209],

— область, исследованная в данной работе: ● водород, ● азот, ● аргон

..... – область рабочих параметров криогенных корпускулярных мишеней

нижние границы рэлеевской области: — вода, — водород, — азот, — аргон

верхняя граница рэлеевской области: - - - вода

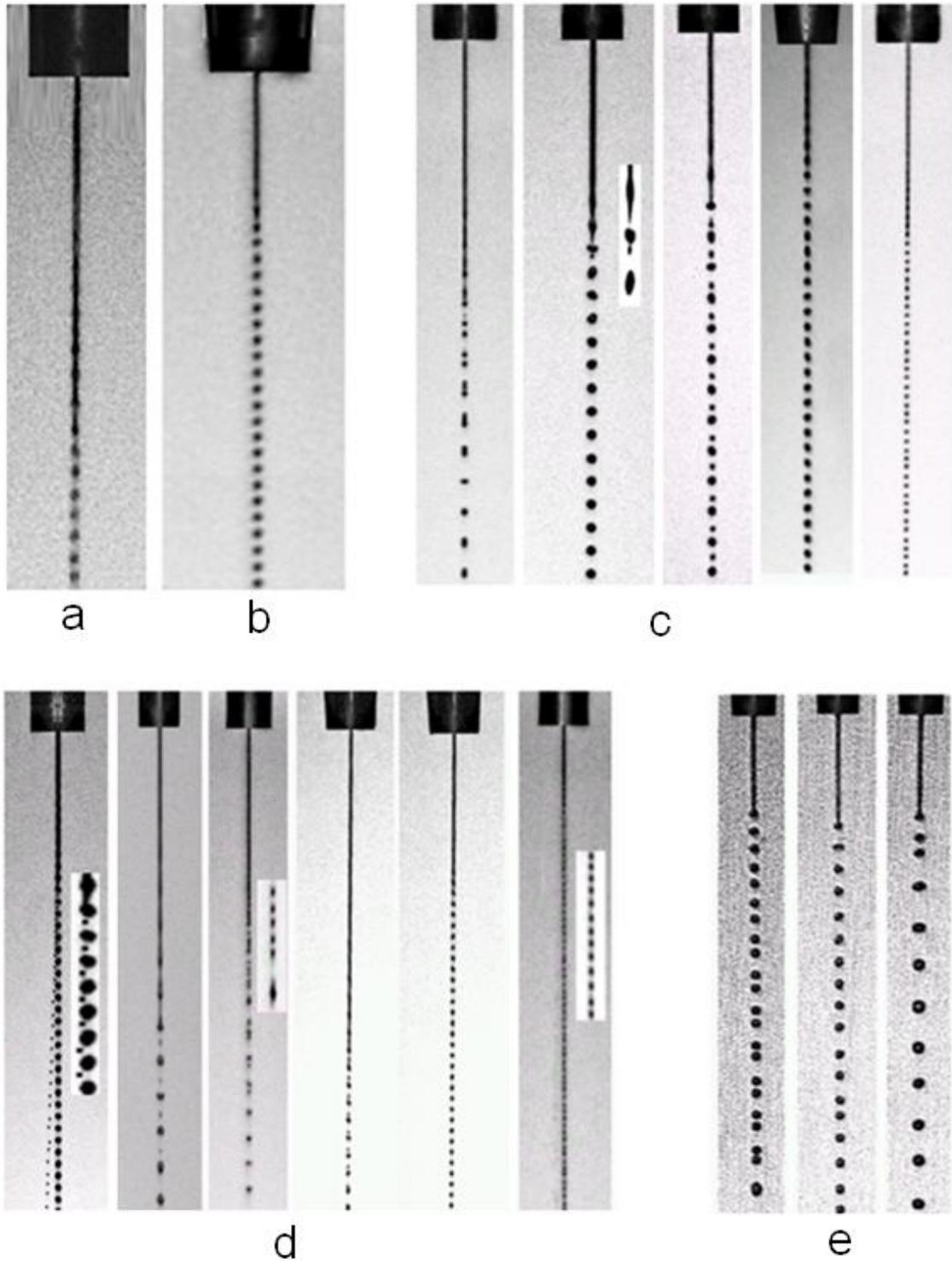


Рис.5.47. Фотографии монодисперсного распада тонких криогенных струй: а – распад струй водорода $D_j = 7$ мкм, $V_j = 7,1$ м/с, $f_e = 46000$ Гц; б – распад струй азота $D_j = 5$ мкм, $V_j = 8,3$ м/с, $f_e = 84000$ Гц ; в – распад струй азота с диаметрами: 10 мкм, 29 мкм, 14 мкм, 10,3 мкм, 5 мкм; д – распад струй водорода с диаметрами: 19 мкм, 20 мкм, 14,4 мкм, 10,3 мкм, 10 мкм, 7 мкм; е – распад струй аргона с диаметром 17,5 мкм

На основе анализа полученных результатов можно сделать вывод, что действительно нижняя граница начала области рэлеевского распада для криогенных жидкостей смещается в область меньших скоростей и диаметров. Экспериментально полученные значения нижних границ начала рэлеевской области распада для водорода, азота и аргона хорошо согласуются с результатами расчётов этих границ по формулам (5.12).

Для более подробного исследования капиллярного распада тонких струй из криогенных жидкостей были проведены дополнительные исследования [27]. Эксперименты осуществлялись на экспериментальной установке, подробно описанной в главе 5, разделе 5.1.

Для контроля процесса распада криогенных струй использовались две цифровые видеокамеры СК типа PCO-PixelFly фирмы «Pro.imaging» и система подсветки. Подробное расположение камер и элементов системы подсветки представлено на рисунке 5.14. Кроме контроля цифровые камеры использовались и для определения следующих величин: скорости струи V_j и длины нераспавшейся части струи L_j . Подробное описание методики получения и обработки изображений дано в главе 2, разделах 2.2 и 2.3. Относительная погрешность определения средней скорости струи V_j и длины нераспавшейся части струи L_j , в соответствии с (2.10) и (2.36), составляла $\pm 0,5\%$. Для повышения точности измерений предполагалось, что диаметр струи D_j равен диаметру выходного отверстия сопла D_N . Диаметр D_N определялся с помощью оптического микроскопа с погрешностью меньшей $0,1 \text{ мкм}$.

Эксперименты проводились со струями водорода и азота с диаметрами D_j от 5 мкм до 30 мкм . Подробное описание процесса получения устойчивых криогенных струй представлено в главе 5, разделе 5.2.1.

В экспериментах исследовалось влияние скорости струи на длину нераспавшейся части струи L_j . Фиксировался диаметр струи D_j и частота внешнего возбуждения f_e . Затем при различных скоростях струи V_j измерялась длина струи L_j . По формулам (5.13) и (5.14) определялось волновое число k и время распада τ . Результаты некоторых экспериментов и соответст-

вующие этим экспериментам фотографии наиболее характерных режимов распада представлены на рисунках 5.48 и 5.49. На рисунке 5.48 показаны результаты для струи водорода диаметром $D_j = 10,3 \text{ мкм}$, а на рисунке 5.49 — для струи азота диаметром $D_j = 10,3 \text{ мкм}$.

Таким образом, в результате проведённых экспериментов для каждого диаметра был получен массив значений времени распада τ и волновых чисел k . Массив аппроксимировался полиномом второй степени, и определялось волновое число, соответствующее минимуму полинома. В соответствии с линейной теорией Рэлея, волновое число, соответствующее минимуму полинома, является оптимальным волновым числом k_m . Значения оптимальных волновых чисел k_m , полученные в результате обработки экспериментальных данных по распаду струй азота и водорода разного диаметра, представлены на рисунке 5.50. На рисунке хорошо видно, что значение волнового числа k_m непостоянно и зависит от диаметра D_j . С уменьшением диаметра струи оптимальное волновое число тоже уменьшается.

Обнаруженная в экспериментах зависимость между значением оптимального волнового числа k_m и диаметром струи D_j может означать, что классическая теория Рэлея для распада тонких струй из криогенных жидкостей с диаметром меньшим 30 мкм не применима. В соответствии с теорией Рэлея-Вебера, минимальная длина струи L_j должна наблюдаться при оптимальном волновом числе $k_m = 0,7$ и не зависеть от диаметра струи.

Представленные на рисунке 5.50 данные в диапазоне диаметров струй от 5 мкм до 30 мкм удалось аппроксимировать следующим выражением:

$$k_m = -4,218 / D_j + 0,846, \quad (5.15)$$

где: D_j – диаметр струи (мкм).

Относительная погрешность аппроксимации, рассчитанная с использованием формул из [177,272], не превышает $\pm 13\%$.

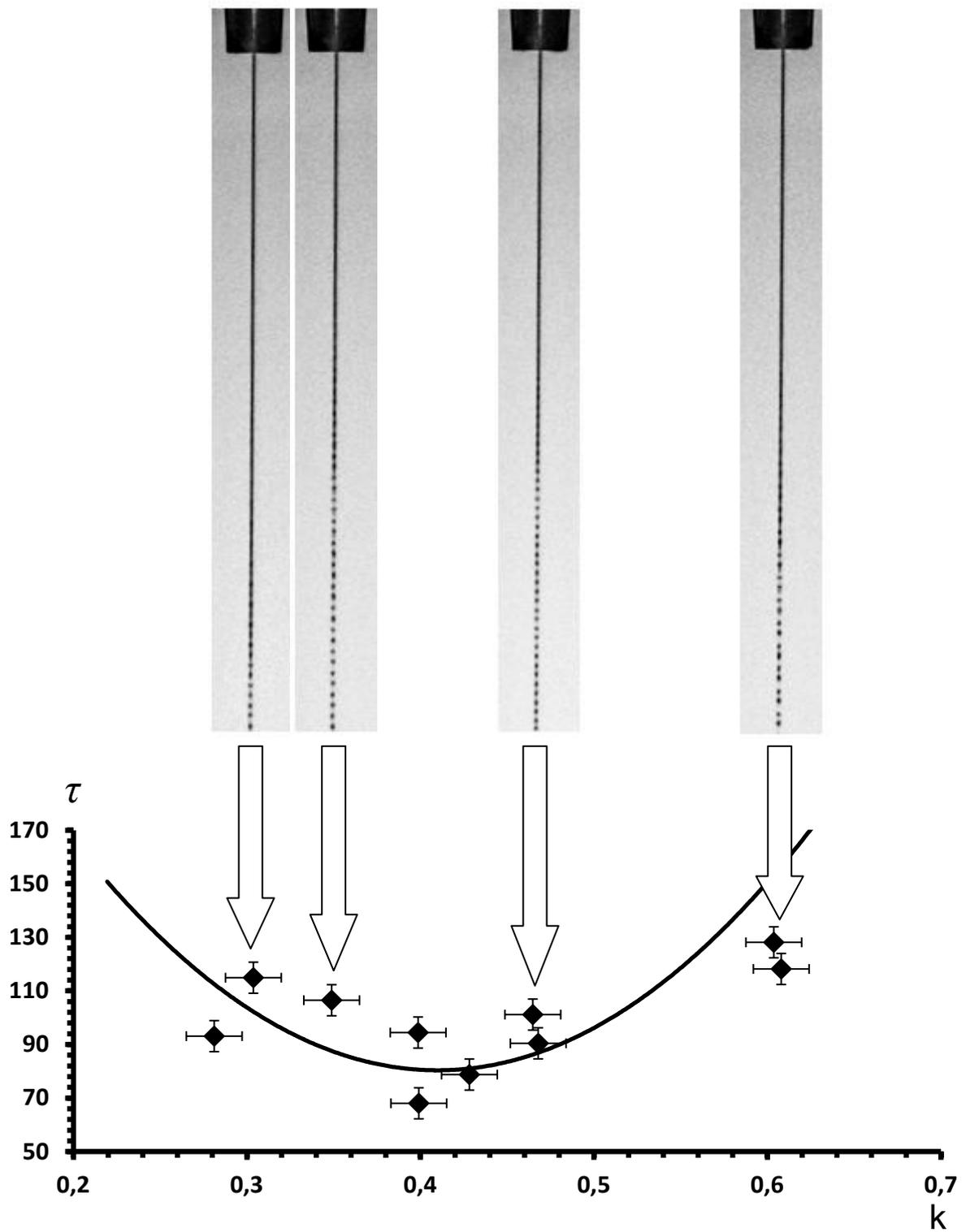


Рис. 5.48. Экспериментальная зависимость безразмерного времени распада τ от волнового числа k для струи водорода диаметром $D_j = 10,3 \text{ мкм}$

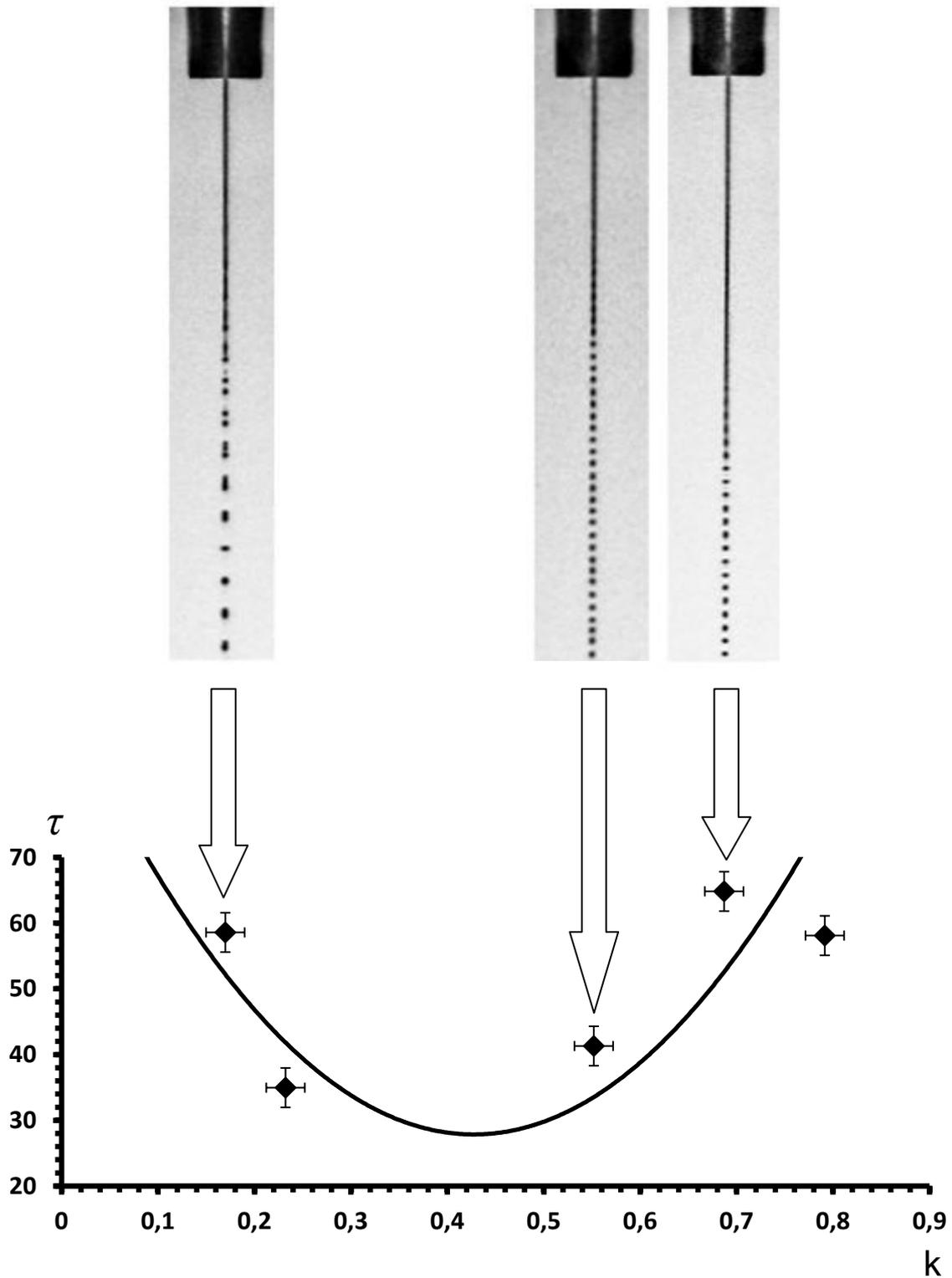


Рис. 5.49. Экспериментальная зависимость безразмерного времени распада τ от волнового числа k для струи азота диаметром $D_j = 10,3 \text{ мкм}$

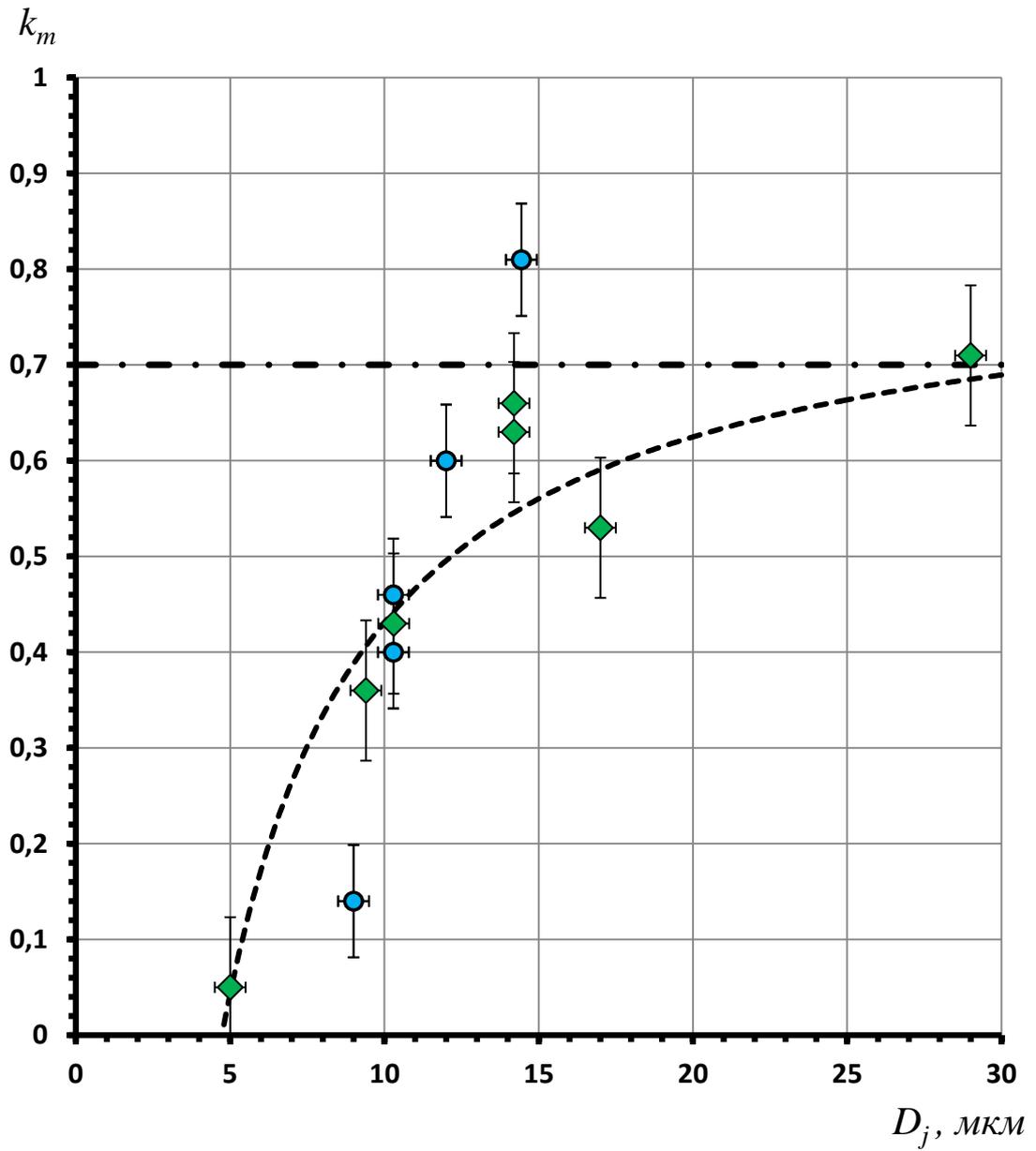


Рис.5.50. Результаты экспериментов по исследованию зависимости оптимального волнового числа k_m от диаметра струи D_j :

● – водород, ◆ – азот, - - - аппроксимационная кривая, - · - $k_m = 0,7$

5.3.3. Получение твёрдых гранул из криогенных жидкостей

При прохождении шлюзов между вакуумными камерами (глава 1, раздел 1.2.1) капли в результате взаимодействия со спутным потоком газа ускоряются. В соответствии с главой 4, разделом 4.2, скорость капель на выходе из шлюза зависит от геометрических характеристик шлюза и от перепада давления между вакуумными камерами. При сверхкритических перепадах давления между вакуумными камерами на выходе из шлюза возникает скачок уплотнения [81,26]. Если капля при движении внутри шлюза не успевает замёрзнуть, то при прохождении скачка уплотнения она может взорваться.

Для проверки влияния скачка уплотнения на прохождение капель через шлюз были проведены дополнительные исследования [27,248,285,283].

Эксперименты проводилось на установке, подробно представленной в главе 5, разделе 5.1. Процесс получения устойчивых капельных потоков описан в главе 5, разделе 5.2.1.

Для контроля процесса распада криогенных струй на капли и прохождение каплями шлюза использовались две цифровые видеокамеры СК типа PCO-PixelFly фирмы «Pro.imaging» и система подсветки. Подробное расположение камер и элементов системы подсветки представлено на рисунке 5.14. Диаметр капель D_c и их скорость V_c определялись в соответствии с методикой, представленной в главе 2, разделах 2.2 и 2.3. Относительная погрешность определения средней скорости капель и диаметра капель, в соответствии с (2.10) и (2.36), составляет $\pm 0,5\%$.

В экспериментах исследовалось влияние скачка уплотнения на разрушение капель водорода диаметром D_c от 30 мкм до 50 мкм при прохождении капель через шлюзы разного размера. Перепад давления между входом и выходом шлюза составлял 100 мбар.

Результаты некоторых экспериментов представлены на рисунках 5.51 и 5.52. На рисунке 5.51 показаны результаты экспериментов для шлюза длиной $l_{шл} = 5$ мм с выходным диаметром 0,6 мм. На вход шлюза (рисунок 5.51a,b)

поступает поток капель с диаметром $D_c = 48 \text{ мкм}$ и скоростью $V_c = 13,5 \text{ м/с}$. Проходя шлюз, капли ускоряются до скорости $V_c = 35,6 \text{ м/с}$. На рисунке 5.51с хорошо видно, что на выходе из шлюза в результате взаимодействия со скачком уплотнения капли разрушаются. На рисунке 5.52 представлены результаты экспериментов для шлюза длиной $l_{шл} = 120 \text{ мм}$ с выходным диаметром $0,6 \text{ мм}$. На вход шлюза поступает поток капель с диаметром $D_c = 34 \text{ мкм}$. Прохождение через шлюз фиксировалось при большой длительности импульсов подсветки $t_p = 1 \text{ с}$ (рисунок 5.52а) и при малой длительности $t_p = 3 \text{ мкс}$ (рисунок 5.52б,с). На рисунке 5.52б,с хорошо видно, что на выходе из шлюза в результате взаимодействия со скачком уплотнения капли не разрушаются.

Полученные экспериментальные результаты означают, что капли с диаметром $D_c \geq 50 \text{ мкм}$ не успевают замёрзнуть в шлюзах длиной $l_{шл} < 5 \text{ см}$ и, в силу этого, разрушаются на выходе из шлюза.

Однако, в соответствии с результатами расчетов по модели, представленной в главе 4, разделе 4.2, даже капли с $D_c = 60 \text{ мкм}$ (рисунок 4.14) должны полностью замёрзнуть на расстоянии 5 см от начала шлюза и не должны разрушаться на выходе из шлюза.

Возможным объяснением этого факта может служить то обстоятельство, что в расчётной модели предполагается, что замерзание капель происходит в момент достижения температуры затвердевания, и не учитывается возможное переохлаждение жидкости [26]. Однако в результате переохлаждения реальная температура затвердевания капель (глава 1, раздел 1.2.2.3), может быть меньше на несколько градусов, и для полного замерзания требуются шлюзы большего размера, чем это следует из расчётов. Эксперименты показали, что для устойчивого прохождения шлюзов каплями с диаметром до 50 мкм необходимы шлюзы длиной 12 см .

На основании сравнения экспериментальных результатов по прохождению шлюзов разной длины с результатами расчётов получена следующая

эмпирическая оценка температуры переохлаждения капель водорода — $\Delta T \approx 3 \text{ K}$. Полученная оценка достаточно хорошо согласуется с расчётной оценкой температуры переохлаждения, основанной на вероятности образования зародышей новой фазы в среде переохлажденной жидкости (глава 1, раздел 1.2.2.3).

Используя шлюзы длиной 12 см, были получены высокоскоростные монодисперсные потоки твёрдых гранул (мишеней) из водорода. Для таких потоков впервые был определён вид распределения гранул по углу вылета из шлюза и вид распределения гранул по скорости.

При определении вида распределения использовалась следующая методика. С помощью системы подсветки гранулы на выходе из шлюза подсвечивались световыми импульсами с длительностью $t_p = 3 \text{ мкс}$. В результате, изображение движущейся гранулы представляло собой трек, вытянутый в направлении движения гранулы (рисунок 5.52b,c). Изображения треков оцифровывались и запоминались в памяти компьютера.

На основе анализа изображения для каждого трека предварительно определялись координаты начала и конца трека. Зная координаты начала и конца трека, по формулам (2.7) и (2.16) определялось пространственное смещение капли L_c и угол вылета капли из шлюза φ . Скорость каждой капли V_c определялась как отношение L_c к t_p . Подробное описание методики получения и обработки изображений дано в главе 2, раздел 2.2 и 2.3. Относительная погрешность определения смещения капли L_c , скорости капли V_c и угла вылета φ , в соответствии с (2.10) и (2.18), составляет $\pm 5\%$.

В ходе дальнейшей обработки выбиралась тысяча последовательных значений углов вылета φ и столько же значений скоростей капель V_c . Выборка в тысячу значений обеспечивала статистическую погрешность обработки порядка трёх процентов. Для каждого значения угла вылета φ и каждого значения скорости V_c определялась частота появления данного значения. Результаты обработки представлены на рисунках 5.53 и 5.54. Там же приведены и аппроксимационные кривые частоты появления φ и V_c , соответ-

ствующие нормальным распределениям, следующего вида:

$$f(\varphi) = \frac{0,037}{\sigma_\varphi \sqrt{2\pi}} \cdot e^{-\frac{\varphi^2}{2\sigma_\varphi^2}} ; \quad (5.16)$$

$$f(V_c) = \frac{12,1}{\sigma_V \sqrt{2\pi}} \cdot e^{-\frac{(V_c - V_c^{cp})^2}{2\sigma_V^2}} . \quad (5.17)$$

Из рисунков видно, что и распределение гранул по углу вылета из шлюза, и распределение гранул по скорости соответствуют нормальному распределению. Причём среднеквадратичное угловое отклонение $\sigma_\varphi = 0,047 \text{ рад}$, а среднеквадратичное отклонение скорости $\sigma_V = 15,3 \text{ м/сек}$.

На вход шлюза поступает поток капель с диаметром $D_c = 34 \text{ мкм}$ и скоростью $V_c = 13,5 \text{ м/с}$. Проходя через шлюз, капли ускоряются до скорости 80 м/с (рисунок 5.54). В соответствии с результатами расчётов с использованием расчётной модели (рисунок 4.13), скорость капель на выходе из шлюза должна быть равна 77 м/с . С учётом погрешности измерения скорости капель и погрешности профилирования шлюза, полученный результат находится в хорошем соответствии с результатами расчёта.

В расчётах с использованием расчётной модели предполагалось, что капли в шлюзе ускоряются ламинарным потоком газа. Для ламинарного потока, в соответствии с (4.30) и (3.57), среднеквадратичное угловое отклонений σ_φ гранул на выходе из шлюза будет составлять примерно $0,0001 \text{ рад}$. Однако, как показывают результаты расчётов (глава 4, раздел 4.1.3), при длине шлюза большей 12 см число Рейнольдса может превышать критическое значение $Re = 2300$. Следовательно, поток газа может быть, в заметной степени, турбулентным. Взаимодействие капель со спутным турбулентным потоком приводит к увеличению на выходе из шлюза среднеквадратичного углового отклонения капель.

Таким образом, полученное различие между экспериментально измеренным угловым отклонением капель от оси шлюза и результатами расчётов можно объяснить влиянием турбулентности.

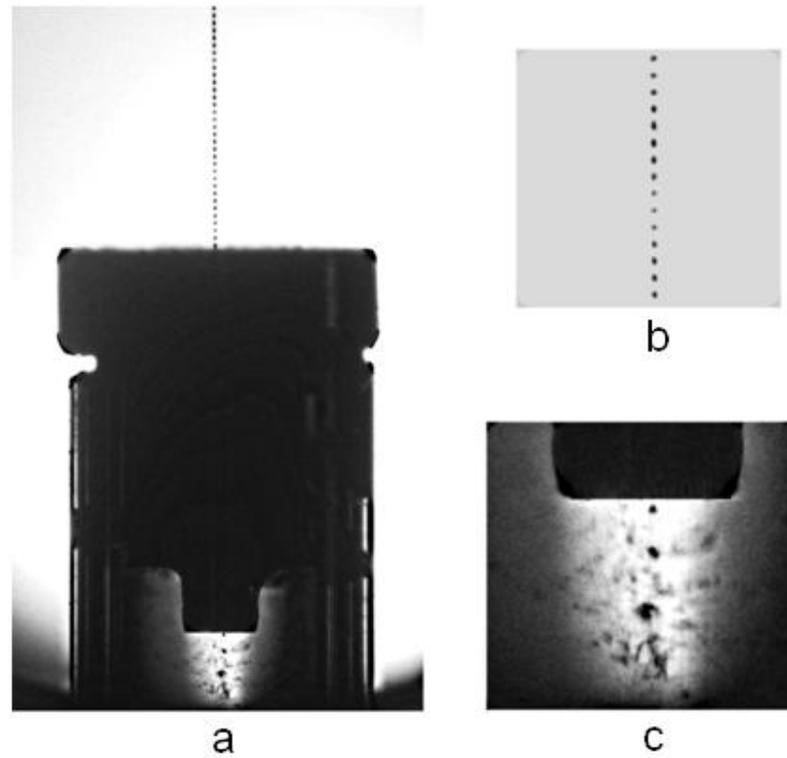


Рис.5.51. Результаты экспериментов по исследованию влияния скачка уплотнения на прохождение капель через короткий шлюз: диаметр капель $D_c = 48$ мкм, длина шлюза $l_{шл} = 5$ мм, выходной диаметр шлюза – 0,6 мм

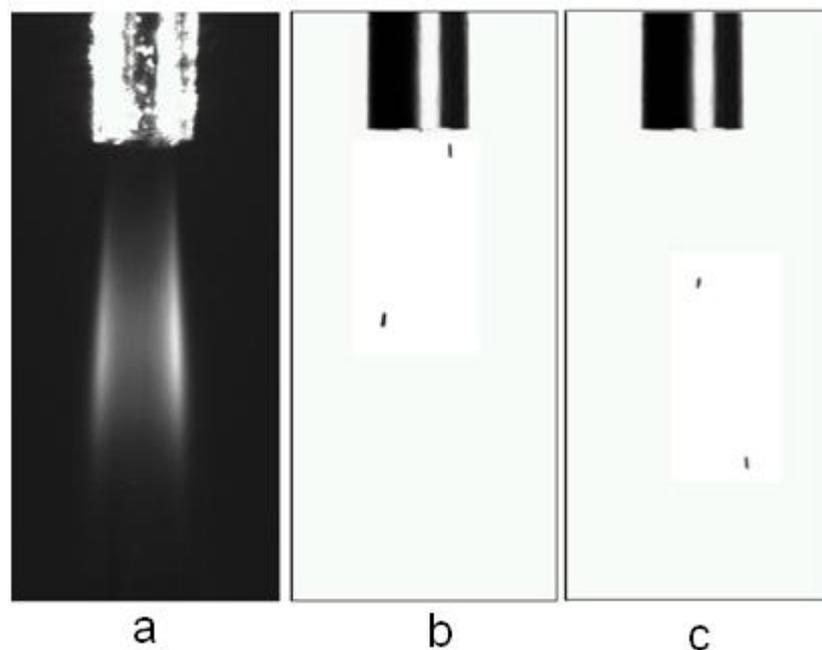


Рис.5.52. Результаты экспериментов по исследованию влияния скачка уплотнения на прохождение капель через длинный шлюз: диаметр капель $D_c = 34$ мкм, длина шлюза $l_{шл} = 120$ мм, выходной диаметр шлюза – 0,6 мм

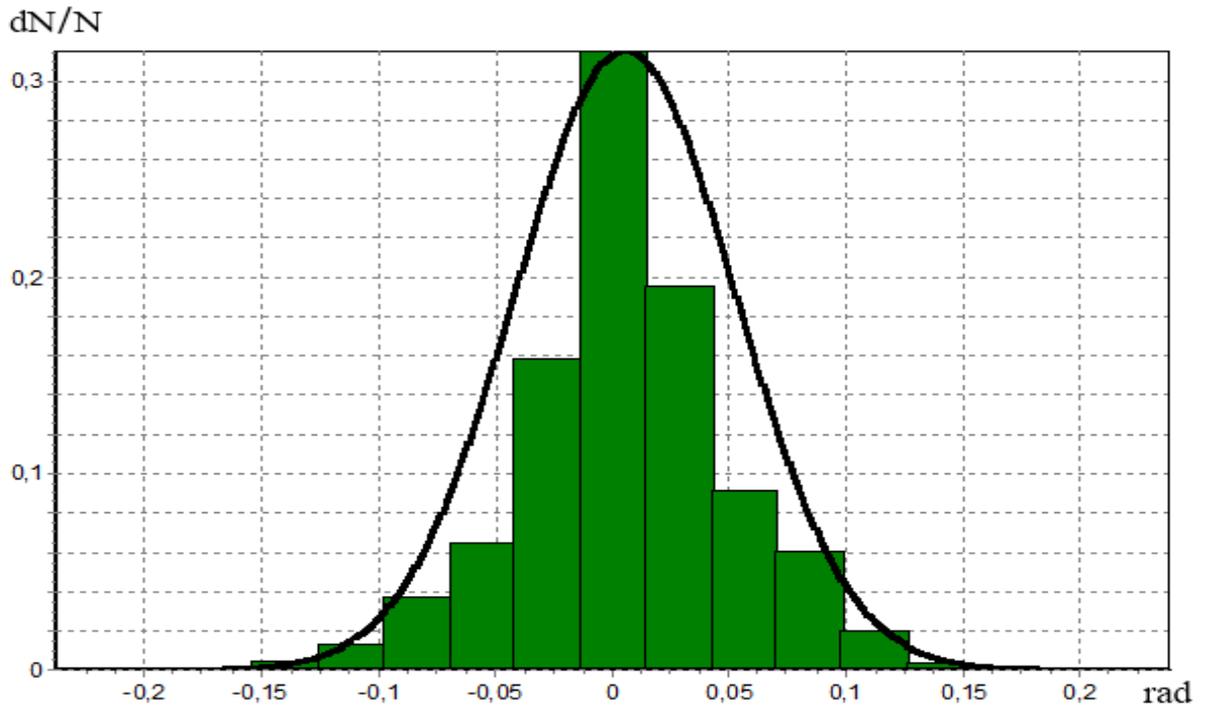


Рис.5.53. Результаты экспериментов по исследованию распределения гранул по углу вылета из шлюза: среднеквадратичное отклонение $\sigma_{\varphi} = 0,047 \text{ rad}$

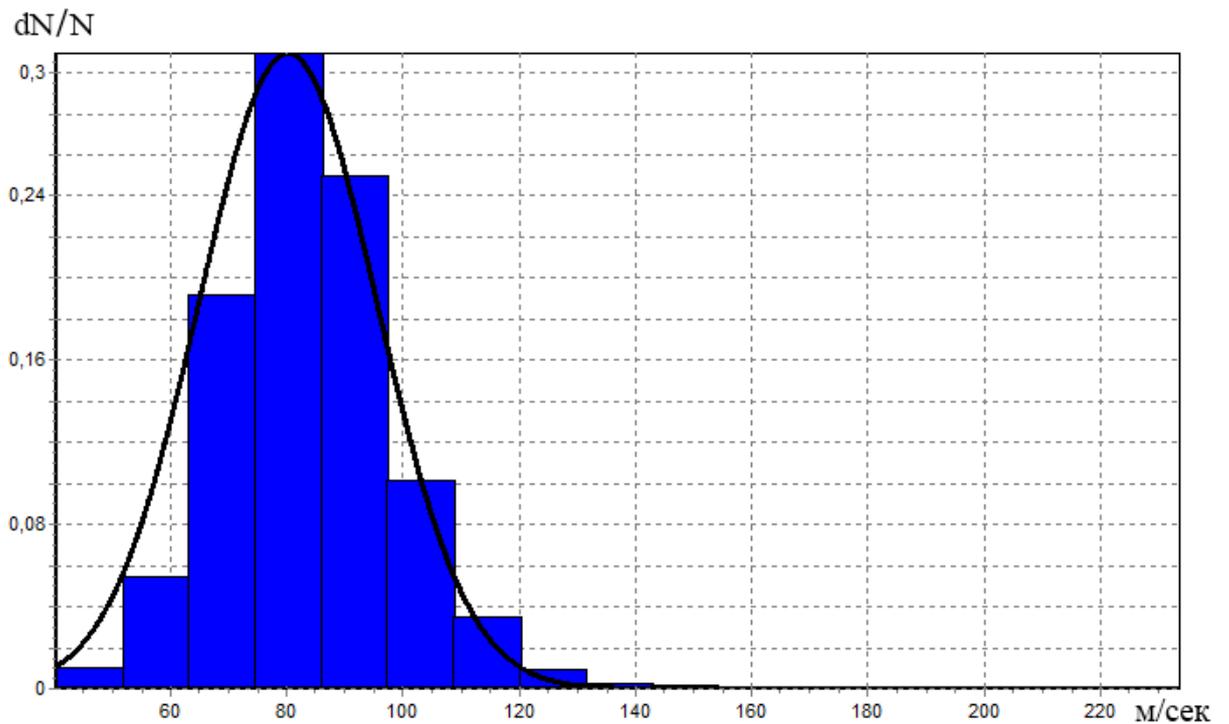


Рис.5.54. Результаты экспериментов по исследованию распределения гранул по скорости вылета из шлюза: среднеквадратичное отклонение $\sigma_v = 15,3 \text{ м/сек}$

5.4. Выводы

Для комплексного исследования теплофизических и конструкционных проблем получения криогенных корпускулярных мишеней была создана экспериментальная установка.

Минимизация воздействия внешних и внутренних шумов достигается с помощью безвибрационной схемы получения криогенных мишеней. Разработана специальная программа расчёта основных конструктивных элементов безвибрационной схемы. С помощью программы можно определить: рабочие параметры теплообменников при любом режиме течения охлаждаемого и охлаждающего веществ внутри теплообменников.

В состав установки, работающей по безвибрационной схеме, входят следующие элементы и системы: криостат, вакуумные пролётные камеры, ловушка гранул, вакуумная система, система подачи охлаждаемого вещества, система обеспечения жидким криоагентом внутренней ванны, система обеспечения жидким криоагентом внешней ванны, системы генерации монодисперсных капель и измерительная система. Подбирая охлаждающие вещества в ваннах, можно получать криогенные мишени из любых газов.

С помощью компьютера PC1 и пяти цифровых видеокамер CCD1-CCD5 типа PCO-PixelFly фирмы «Pro.imaging» осуществляется: визуальный контроль процесса получения капиллярных струй и капель; определение характеристик ВКРС; визуальный контроль прохождения капель и гранул через шлюзы; определение характеристик капель и гранул. Подсветка камер осуществляется блоками подсветки СТ-МЭИ.

На основании требований к параметрам мишеней и к конструкции генератора капель был разработан специальный генератор монодисперсных капель, и экспериментально протестированы различные технологии изготовления выходных сопел насадок.

По результатам тестирования можно сделать следующие выводы:

1. Для получения криогенных корпускулярных мишеней с диаметром гранул D_c от 20 мкм до 100 мкм наиболее подходит технология изготовления насадок с помощью электроэррозии. Основные достоинства технологии — высокое качество и хорошая воспроизводимость выходных диаметров каналов истечения. Однако возможности технологии ограничены минимальным диаметром выходных каналов $D_N = 20$ мкм.

2. Для получения криогенных корпускулярных мишеней с диаметром гранул $D_c \leq 20$ мкм наиболее подходит технология изготовления насадок с помощью двухкомпонентного сопла. Основные достоинства технологии — возможность получения каналов с минимальным размером и визуальный контроль процессов, проходящих в канале. Минимальный диаметр выходного канала в наших экспериментах составлял $D_N = 5$ мкм. Недостатки технологии — сложность, необходимость отбраковки большого количества насадок и малая воспроизводимость выходных диаметров каналов истечения.

Экспериментально определена амплитудно-частотная характеристика разработанного генератора, и исследовано влияние на неё низких температур. Многочисленные эксперименты показали, что разработанный генератор при температурах от 16 К до 90 К может работать в течение длительного времени, сохраняя стабильными свои характеристики. Длительность каждого эксперимента, с учётом времени предварительного охлаждения и времени отогрева, составляла примерно 48 часов.

Экспериментальная установка использовалась для исследования конструкционных и теплофизических проблем получения криогенных корпускулярных мишеней.

На основе анализа полученных результатов можно сделать следующие выводы:

1. Сравнение экспериментально измеренных расходов охлаждающего и охлаждаемого веществ с результатами расчёта этих расходов с использованием программы расчёта основных конструкционных элементов безвибраци-

онной схемы показало их хорошее согласие друг с другом. Относительная разница между экспериментально измеренными расходами и расчётными уменьшается с увеличением расхода. Это связано с большой погрешностью используемой методики при определении малых расходов. В среднем, для всех охлаждаемых веществ (водород, азот и аргон) во всём исследованном диапазоне расходов погрешность составляет 30%.

Таким образом, программа расчёта основных конструктивных элементов безвибрационной схемы адекватно описывает теплофизические процессы получения криогенных корпускулярных мишеней, и её можно использовать для определения рабочих параметров мишеней. Погрешность определения параметров не превышает 30%.

2. На основе анализа экспериментальных результатов по исследованию влияния примесей на длительность работы мишени можно сделать вывод, что в процессе работы мишени сопло забивается твёрдыми примесями, находящимися в сжиженном рабочем газе в растворённом состоянии.

В результате обработки всей совокупности экспериментальных данных получена эмпирическая формула (5.9), связывающая время работы мишени T_p со скоростью струи V_j , диаметром струи D_j и с суммарным количеством твёрдых примесей, растворённых в охлажденном рабочем газе. Среднеквадратичное отклонение экспериментальных результатов по определению времени работы мишени от результатов расчёта времени работы по эмпирической формуле не превышает $\pm 16\%$.

Возможным объяснением забивки сопла примесями может служить осаждение растворённых примесей на холодной стенке сопла вследствие диффузии. Использование эмпирической формулы позволяет определять время работы мишени с достаточной для практических применений точностью.

3. В экспериментах по исследованию режимов получения криогенных струй были изучены следующие режимы: режим начального получения струи, режим неустойчивости струи и режим устойчивой криогенной струи.

В ходе экспериментов была получена полная картина режимов для водородных и азотных струй. Кроме того, были обнаружены новые нерэлеевские режимы неустойчивости струй, и определены характеристики области их существования.

В результате обработки экспериментальных данных получены эмпирические формулы, с помощью которых можно определить границу начала режима устойчивой криогенной струи водорода (5.10) и азота (5.11) с достаточной для практических применений точностью. Методическая погрешность определения границы режима устойчивой криогенной струи не превышает нескольких процентов.

4. В ходе экспериментов по исследованию капиллярного распада криогенных струй: впервые определена граница начала области рэлеевского распада, определены параметры области монодисперсного распада и получен монодисперсный распад тонких струй водорода, азота и аргона диаметром от 5 *мкм* до 30 *мкм*. Минимальный диаметр струй водорода составлял 7 *мкм*, а минимальный диаметр струй азота — 5 *мкм*.

При малых скоростях истечения V_j от 1 *м/с* до 6 *м/с* у криогенных струй, инжектируемых в камеру с давлением близким к давлению тройной точки, обнаружен эффект нарушения исходной симметрии истечения при сохранении гладкой поверхности струи. До настоящего времени объяснение этого эффекта для криогенных струй не найдено.

На основе анализа полученных результатов можно сделать вывод, что нижняя граница начала области рэлеевского распада струй из криогенных жидкостей смещается в область меньших скоростей и диаметров. Экспериментально полученные значения нижних границ начала рэлеевской области распада для водорода, азота и аргона хорошо согласуются с результатами расчётов этих границ по формулам (5.12).

5. В экспериментах по исследованию капиллярного распада жидких криогенных струй было обнаружено, что для струй азота и водорода с диаметром

меньшим 30 *мкм* оптимальное волновое число k_m непостоянно и уменьшается с уменьшением диаметра струи.

В результате обработки всей совокупности экспериментальных данных, для струй азота и водорода с диаметрами от 5 *мкм* до 30 *мкм* была получена эмпирическая формула (5.15), связывающая оптимальное волновое число k_m и диаметр струи D_j . Среднеквадратичное отклонение экспериментальных результатов от результатов расчёта по эмпирической формуле не превышает $\pm 13\%$.

Обнаруженная в экспериментах зависимость между значением оптимального волнового числа k_m и диаметром струи D_j означает, что классическая теория Рэлея для распада тонких струй из криогенных жидкостей с диаметром меньшим 30 *мкм* не применима.

6. В экспериментах по исследованию влияния скачка уплотнения на разрушение капель водорода при прохождении через вакуумные шлюзы установлено, что капли с диаметром $D_c \geq 50$ *мкм* не успевают замёрзнуть в шлюзах длиной меньшей $l_{шл} \leq 5$ *см* и, в силу этого, разрушаются на выходе из шлюза.

Возможным объяснением отличия экспериментальных результатов от результатов расчётов по модели теплофизических процессов получения криогенных корпускулярных мишеней может служить то обстоятельство, что в расчётной модели не учитывается возможное переохлаждение жидкости. В результате переохлаждения реальная температура затвердевания капля может быть на несколько градусов меньше, и для полного замерзания каплям требуются шлюзы большего размера, чем это следует из расчётов.

Эксперименты показали, что для устойчивого прохождения шлюзов каплями с диаметром до 50 *мкм* необходимы шлюзы длиной более 12 *см*.

На основании сравнения экспериментальных результатов по прохождению шлюзов разной длины с результатами расчётов получена эмпирическая оценка температуры переохлаждения капель водорода — $\Delta T \approx 3$ *К*. Полученная оценка достаточно хорошо согласуется с расчётной оценкой темпера-

туры переохлаждения, основанной на вероятности образования зародышей новой фазы в среде переохлаждённой жидкости (глава 1, раздел 1.2.2.3).

7. Используя шлюзы длиной более 12 см, были получены высокоскоростные монодисперсные потоки твёрдых гранул водорода. Для таких потоков впервые был определён вид распределения гранул по углу вылета из шлюза и вид распределения гранул по скорости. Распределение гранул по углу вылета из шлюза и по скорости соответствуют нормальному распределению. Причём среднеквадратичное угловое отклонение $\sigma_\varphi = 0,047 \text{ рад}$, а среднеквадратичное отклонение скорости $\sigma_V = 15,3 \text{ м/сек}$.

8. На основании сравнения всей совокупности экспериментальных результатов по исследованию проблем получения криогенных корпускулярных мишеней с результатами, полученными с использованием расчётной модели, можно сделать вывод, что модель, в целом, адекватно описывает теплофизические процессы и может быть использована для определения характеристик криогенных корпускулярных мишеней с достаточной для практических применений точностью. Возможным объяснением отличия результатов экспериментов и расчётов может служить то обстоятельство, что в расчётной модели течение через сопло рассматривается как ламинарное, и не учитывается возможное появление турбулентности.

ОСНОВНЫЕ ВЫВОДЫ ПО РЕЗУЛЬТАТАМ РАБОТЫ

В диссертации изложены результаты по исследованию теплофизических и конструкционных проблем получения стабильных монодисперсных капельных потоков, необходимых для создания космических капельных холодильников излучателей и для создания установок по получению криогенных корпускулярных мишеней.

Основные полученные результаты можно сформулировать следующим образом:

1. Разработан ряд оригинальных методик автоматизированной прецизионной диагностики характеристик ВКРС и капельных потоков. В основе методик лежит анализ изображений струи и капель, получаемых от цифровых камер, расположенных под углом девяносто градусов друг к другу. С помощью специально разработанного программного обеспечения в режиме «on line» с достаточной для практических применений точностью можно определить следующие характеристики: скорость струи V_j , скорость капель V_c , длину нераспавшейся части струи L_j , диаметр струи D_j , диаметр капель D_c , изменение с течением времени амплитуды капиллярных волн δ , угловое отклонение оси струи от вертикали φ .

Тестирование методик и программного обеспечения при определении геометрических размеров известных объектов подтвердило их работоспособность и эффективность.

2. Для комплексного исследования теплофизических и конструкционных проблем получения стабильных капельных потоков создано несколько автоматизированных экспериментальных установок. Разработаны системы генерации и созданы прототипы: генератора монодисперсных капель для капельных холодильников излучателей и генератора монодисперсных капель для установок по получению криогенных корпускулярных мишеней. Протестированы различные технологии изготовления выходных сопел насадок. Исследованы амплитудно-частотные характеристики генераторов и влияние

на них высоких и низких температур.

2.1. Выявлено, что для получения капельных потоков малой плотности с диаметром капель $D_c \leq 100 \text{ мкм}$ из вязких жидкостей наиболее подходит технология изготовления насадок путём выдавливания, а для получения капельных потоков большой плотности с диаметром капель $D_c \geq 100 \text{ мкм}$ предпочтительнее технология изготовления насадок с помощью электроэрозии с предварительным выдавливанием.

2.2. Многочисленные эксперименты показали, что разработанный для капельных холодильников излучателей генератор монодисперсных капель может работать при температурах до 400 К , сохраняя в течение длительного времени стабильными свои характеристики. Экспериментально установлено, что при изменении температуры от 300 К до 400 К начальная амплитуда возбуждения δ_0 возрастает на 10 %, а при изменении частоты f_e от 200 Гц до 2000 Гц амплитуда δ_0 возрастает на 30-40 %. Пренебрежение влиянием частоты возбуждения и температуры на величину начальной амплитуды может привести к получению некорректных физических результатов.

2.3. Впервые экспериментально получены потоки большой плотности с малым угловым отклонением осей струй друг от друга. Максимально плотный поток состоял из 208 струй диаметром $D_j = 200 \text{ мкм}$ с угловым отклонением осей струй друг от друга, не превышающим $0,0005 \text{ рад}$.

2.4. Выявлено, что для получения криогенных корпускулярных мишеней с диаметром гранул D_c от 20 мкм до 100 мкм наиболее подходит технология изготовления насадок с помощью электроэрозии, а для получения криогенных корпускулярных мишеней с диаметром гранул $D_c \leq 20 \text{ мкм}$ предпочтительнее технология изготовления насадок с помощью двухкомпонентного сопла.

2.5. Экспериментально определена амплитудно-частотная характеристика генератора, разработанного для установок по получению криогенных корпускулярных мишеней, и исследовано влияние на неё низких температур. Многочисленные эксперименты показали, что разработанный генератор мо-

жет работать при температурах от 16 K до 90 K , сохраняя в течение длительного времени стабильными свои характеристики.

2.6. Для минимизации воздействия внешних и внутренних шумов разработана безвибрационная схема получения криогенных мишеней, и создана специальная программа расчёта её основных конструкционных элементов. Разработана методика, и экспериментально определены расходы охлаждающего и охлаждаемого веществ, необходимых для получения монодисперсных капельных потоков из водорода, азота и аргона. Сравнительный анализ полученных экспериментальных и расчётных данных, которые удовлетворительно согласуются друг с другом, показал, что созданная программа может использоваться для расчёта основных конструкционных элементов безвибрационной схемы с достаточной для практических применений точностью. Относительное среднеквадратичное отклонение экспериментальных результатов от расчётных не превышает $\approx 30\%$.

3. Для широкого диапазона изменения динамической вязкости жидкости ($0,004\text{ Па}\cdot\text{с} < \eta < 0,3\text{ Па}\cdot\text{с}$) проведены системные экспериментальные исследования теплофизических проблем получения стабильных капельных потоков из вязких жидкостей, в результате которых определены закономерности влияния вязкости рабочей жидкости на характеристики режима перехода от капельного режима к струйному.

3.1. Установлено, что общим для сопел с разным выходным диаметром является превышение давления прямого перехода (от капельного режима к струйному) над давлением обратного перехода (от струйного режима к капельному).

3.2. Впервые установлено, что в области больших вязкостей $0,02\text{ Па}\cdot\text{с} < \eta < 0,3\text{ Па}\cdot\text{с}$ и при малых скоростях струй ($Oh > 1, Re < 2$) границы начала области рэлеевского распада для обоих режимов перехода смещены в область больших чисел Вебера и по-разному зависят от числа We .

3.3. Для определения границ прямого и обратного переходов получены эмпирические формулы (3.27) и (3.28), связывающие отношения $We/We_{кр}$ с

числом Oh . Среднеквадратичное отклонение экспериментальных результатов от результатов расчёта по эмпирическим формулам составляет $\sigma \approx \pm 2\%$.

4. Применительно к проблеме получения стабильных капельных потоков для капельных холодильников излучателей, в широком диапазоне изменения динамической вязкости жидкости ($0,004 \text{ Па}\cdot\text{с} < \eta < 0,3 \text{ Па}\cdot\text{с}$) проведены комплексные экспериментальные исследования, в результате которых определены закономерности: влияние вязкости на рост амплитуды возмущения; влияние вязкости на оптимальную частоту распада и влияние давления окружающей среды на устойчивость капельных потоков.

4.1. Экспериментально установлено, что при большой вязкости жидкости $\eta > 0,04 \text{ Па}\cdot\text{с}$ скорость роста волны возмущения замедляется. Чем больше вязкость, тем больше волна возмущения становится нелинейной, причём начало нелинейных эффектов приближается к месту истечения струи. Рост волны возмущения перестаёт быть монотонным и не может быть описан в рамках линейной теории Рэлея-Вебера.

4.2. В результате выполненных экспериментов установлено, что в области вязкостей $\eta > 0,005 \text{ Па}\cdot\text{с}$ ($Oh^{-1} < 20$) и при малых скоростях ($Re < 20$) влияние вязкости и скорости жидкости на величину оптимального волнового числа k_m оказывается более существенным, чем предсказывает теория. В этой области отличие между экспериментально измеренным оптимальным волновым числом и числом, рассчитанным по теории Рэлея-Вебера, может достигать сорока процентов.

4.3. Получена эмпирическая формула (3.39), связывающая оптимальное волновое число k_m с числами Re и Oh . Среднеквадратичное отклонение экспериментальных результатов от результатов расчёта по эмпирической формуле не превышает десяти процентов.

4.4. В результате обработки всей совокупности экспериментальных данных в диапазоне внешних давлений от 0 бар до 1 бар, получены эмпирические формулы (3.55)-(3.58), связывающие относительные среднеквадратич-

ные поперечное и продольное отклонения по скорости капель с величиной внешнего давления.

Установлено, что развитие и продольной, и поперечной неустойчивости капельного потока происходит из-за того, что у капель, образующихся при монодисперсном распаде струй, имеется очень малый начальный разброс по скорости и размерам (предельная степень монодисперсности). Экспериментально получено, что минимальные относительные среднеквадратичные поперечное и продольное отклонения имеют следующие значения: $\sigma_{0Y} \approx \sigma_{0X} \approx 1 \cdot 10^{-5}$.

Полученные эмпирические формулы можно использовать для оценки предельно достижимых геометрических характеристик капельных потоков: максимально возможной длины потока L_{max} и максимально возможного расстояния между капельными струями в потоке h_{max} .

5. Выполнены пионерские экспериментальные исследования влияния на стабильность криогенных струй: примесей; температуры и давления внутри генератора капель; температуры и давления внутри камеры, в которую инжектируется криогенная струя.

5.1. В результате обработки экспериментальных данных для струй водорода, азота и аргона получена эмпирическая формула (5.9), связывающая время работы мишени T_p со скоростью струи V_j , диаметром струи D_j и с суммарным количеством примесей, находящихся в рабочем газе. Среднеквадратичное отклонение экспериментальных результатов по определению времени работы мишени от результатов расчёта времени работы по эмпирической формуле не превышает $\pm 16\%$.

Использование эмпирической формулы позволяет определять время работы мишени с достаточной для практических применений точностью.

5.2. Впервые на основании результатов одновременного совместного измерения температуры и давления внутри генератора капель, температуры и давления внутри камеры, в которую инжектируется криогенная струя, дано описание режимов получения криогенных струй водорода, азота и аргона:

режима начального получения струи, режима неустойчивости струи и режима устойчивой криогенной струи. В ходе экспериментов обнаружены новые нерэлеевские режимы неустойчивости, и определены параметры области их существования.

5.3. Получены эмпирические формулы, позволяющие определить границу начала режима устойчивой криогенной струи для водорода (5.10) и азота (5.11) с достаточной для практических применений точностью. Методическая погрешность определения границы режима устойчивой криогенной струи не превышает нескольких процентов.

5.4. Впервые для водных струй и для струй из криогенных жидкостей обнаружен эффект отклонения водных и криогенных струй от оси симметрии при сохранении гладкой поверхности струи (эффект «загиба струи»). Для водных струй экспериментально изучено влияние на начало эффекта «загиба струи» и его дальнейшее развитие следующих параметров: диаметра струи D_j , скорости струи V_j и давления в вакуумной камере $P_{вк}$. Выявлено, что с уменьшением диаметра струи, скорости струи и давления в вакуумной камере угол загиба струи увеличивается до тех пор, пока струя остаётся жидкой. Установлено, что среднее значение давления начала эффекта «загиба струи» $P_{вк}^{cp}$ и давление насыщенных паров жидкости при данной температуре P_s связаны следующим образом: $P_{вк}^{cp} \approx 0,24 \cdot P_s$. Среднеквадратичное отклонение всех экспериментальных результатов от среднего значения давления начала эффекта «загиба струи» $P_{вк}^{cp}$ составило $\pm 18\%$.

6. Совместно с ИТЭФ и Институтом ядерной физики FZJ (г. Юлих, Германия) впервые, применительно к проблеме получения стабильных криогенных корпускулярных мишеней, исследован капиллярный распад жидких криогенных струй и процесс получения твёрдых гранул.

6.1. Впервые получен монодисперсный распад тонких струй водорода, азота и аргона диаметром от 5 мкм до 30 мкм, и определены параметры области монодисперсного распада. Экспериментально установлено, что нижняя

граница начала области рэлеевского распада для криогенных струй смещается в область меньших скоростей и диаметров.

6.2. Впервые для струй азота и водорода с диаметром меньшим 30 мкм экспериментально обнаружена зависимость между значением оптимального волнового числа k_m и диаметром струи D_j . Это означает, что классическая теория Рэля для распада тонких струй из криогенных жидкостей с диаметром меньшим 30 мкм не применима.

В результате обработки всей совокупности экспериментальных данных для тонких струй азота и водорода в диапазоне диаметров струй от 5 мкм до 30 мкм получена эмпирическая формула (5.15), связывающая оптимальное волновое число k_m и диаметр струи D_j .

6.3. Впервые экспериментально установлено, что капли с диаметром большим 50 мкм не успевают замёрзнуть в шлюзах длиной меньше 5 см и, в силу этого, под влиянием скачка уплотнения разрушаются на выходе из шлюза.

На основании сравнения экспериментальных результатов по прохождению шлюзов разной длины с результатами расчётов получена эмпирическая оценка температуры переохлаждения капель водорода — $\Delta T \approx 3K$, хорошо согласующаяся с расчётной оценкой температуры переохлаждения, основанной на вероятности образования зародышей новой фазы в среде переохлажденной жидкости.

Экспериментально получены высокоскоростные монодисперсные потоки твёрдых гранул (мишеней) из водорода, и для таких потоков впервые исследована функция распределения мишеней по углу вылета из шлюза и вид распределения мишеней по скорости. Установлено, что распределение мишеней по углу вылета из шлюза и по скорости соответствуют нормальному, и определены значения среднеквадратичного отклонения капель по углу вылета и относительное среднеквадратичное отклонение капель по скорости.

7. Полученные экспериментальные результаты были использованы при создании расчётной модели теплофизических процессов получения криогенных корпускулярных мишеней. В модели учтены следующие физические процессы: капиллярный распад струй жидкого криоагента, теплообмен капля с окружающей средой и получение твёрдых гранул (мишеней), взаимодействие мишеней с газовым потоком в шлюзе.

На основе расчётной модели была создана программа по определению теплофизических параметров мишеней в разных камерах установки по получению криогенных корпускулярных мишеней. Задав начальные параметры и геометрию конструктивных элементов установки по получению мишеней, можно в любой камере установки определить: температуру и радиус мишени, процент испарения, поток массы с поверхности мишени, величину поперечного отклонения потока мишеней от оси, изменение давления внутри шлюза и скорость мишеней на выходе из него.

Проведено сравнение результатов расчётов с экспериментальными данными и данными других авторов. На основе полного анализа результатов сравнения можно сделать вывод, что результаты расчёта по разработанной программе хорошо согласуются с известными данными.

Расчётная модель теплофизических процессов получения криогенных корпускулярных мишеней и программа расчёта характеристик основных конструктивных элементов криогенных мишеней были использованы при создании прототипа криогенной корпускулярной мишени для нового европейского ускорителя ФАИР (FAIR) в г. Дармштадт (Германия).

Условные обозначения

t – время, c ;

t_p – длительности импульсов подсветки, $мкс$;

r – радиальная координата, $м$;

x, y, z – координаты, $м$;

S – площадь поверхности, $м^2$;

Q – количество тепла, тепловая нагрузка, $Дж$;

V – скорость, $м/с$;

V_k – капиллярная скорость

L, l – длина, $м$;

L_x и L_y – проекции L на плоскости X и Y , $м$;

τ – безразмерное время распада;

L_{max} – критическая длина капельного потока, $м$;

h_{max} – критическое отклонение между соседними капельными потоками, $мм$;

l_c – расстояние между каплями, $мкм$;

N – количество капель в потоке;

n_c – количеством капель в единицу времени;

D, d – диаметр, $мкм$;

R – радиус, $мкм$;

K_{nc} – коэффициент несферичности;

ΔR – изменение радиуса мишени, $мкм$;

V_{xyz} – полный объём капли, $м^3$;

V_{frz} – объём замёрзшей части капли, $м^3$;

δ – амплитуда капиллярных волн, $мкм$;

δ_i – значение амплитуды волны в строке i , $пик$;

$\delta_{ст}$ – толщина стенки, $мм$;

Δ_{op} – оптическая толщина;

λ – длина волны возмущения, $мкм$;

$\lambda(T, P)$ – длина свободного пробега, $мкм$;

f_e – частота возбуждения, $Гц$;

f_m – оптимальная частота распада, Гц;

γ – инкремент неустойчивости;

γ^* – безразмерный инкремент неустойчивости;

k – волновое число, безразмерный коэффициент;

k_M – масштабный коэффициент, пик/мм;

φ – угловое отклонение, рад;

Δ – погрешность измерения;

$\sigma(y)$ – среднеквадратичное отклонение;

σ_{OY}, σ_{OX} – минимальные среднеквадратичные отклонения поперечной и продольной скорости, м/с;

σ_φ – среднеквадратичное угловое отклонение, рад;

σ_V – среднеквадратичное отклонение скорости, м/с;

T_p – время работы, мин;

K_g – концентрация примеси в рабочем газе, Об%;

α – коэффициент теплоотдачи, Вт/(м²·К);

c_p – удельная теплоёмкость при постоянном давлении, кДж/(кг·К);

λ_T – коэффициент теплопроводности, Вт/(м·К);

η – коэффициент динамической вязкости, Па·с;

$\nu = \eta / \rho$ – коэффициент кинематической вязкости, м²/с;

g – ускорение свободного падения, м/с²

σ – поверхностное натяжение жидкости, Н/м;

ρ – плотность, кг/м³;

β – коэффициент объемного расширения, К⁻¹ (°С⁻¹);

v_s – удельный объём твёрдой фазы, м³/моль;

$r_{кр}$ – критический размер зародыша;

T – температура, средняя температура, К, °С ;

ΔT – разность температур, К, °С

W_T – удельный теплосброс, кВт/кг;

N_T – тепловая мощность, кВт;

M_T – удельная масса, кг/кВт;

P – внешнее давление, *мбар*;

$P \uparrow$ – давление соответствующее прямому режиму перехода (от капельного режима к струйному), *атм*;

$P \downarrow$ – давление соответствующее обратному режиму перехода (от струйного режима к капельному), *атм*;

$\Delta P \uparrow \downarrow$ – разность давлений, *атм*;

M, m – масса, *кг*;

W – объём, *м³*;

$j(T)$ – плотность потока массы, *кг/(м²·с)*;

q_s – плотность теплового потока, *Дж/(м²·с)*;

r_{ev} – удельная теплота испарения, *Дж/кг*;

r_{frz} – удельная теплота плавления, *Дж/моль*;

$k_b = 5,67 \cdot 10^{-8} \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К}^4)$ – постоянная Стефана-Больцмана;

G – расход, *см³/мин, л/мин*;

$c_{зв}$ – скорость звука, *м/с*;

$R_g = 8,31 \cdot 10^{-3} \text{ Дж}/(\text{моль} \cdot \text{К})$ – универсальная газовая постоянная;

χ – показатель адиабаты;

Q_n – скорость откачки насоса, *л/с*;

U – проводимость, *л/с*.

Нижние индексы

j – струя, жидкая фаза;

c – капли;

gas – газовая фаза;

t – твёрдая фаза;

s – относится к насыщенному пару;

jt – граница между жидкой и твёрдой фазами;

max, m – максимальное или оптимальное значение;

min – минимальное значение;

$кр$ – относится к критическому состоянию;

ст – относится к стенке;

0 – относится к начальному или равновесному значению;

N – относится к соплу;

шл – относится к шлюзу;

вк – относится к вакуумной камере;

вещ – относится к охлаждаемому веществу;

охл – относится к охлаждающему веществу;

внеш – относится к внешним параметрам;

внутр – относится к внутренним параметрам.

Верхние индексы

вх – относится к входным параметрам;

вых – относится к выходным параметрам;

ср – среднее значение.

Безразмерные числа (критерии):

$$Oh = \frac{\eta}{\sqrt{\rho \cdot R \cdot \sigma}} \text{ – число Онезорге;}$$

$$Re = \frac{V \cdot \rho \cdot R}{\eta} \text{ – число Рейнольдса;}$$

$$We = \frac{\rho \cdot R \cdot V^2}{\sigma} \text{ – число Вебера;}$$

$$Kn = \frac{\lambda_{T,P}}{d} \text{ – число Кнудсена;}$$

$$Nu = \frac{\alpha L}{\lambda_T} \text{ – число Нуссельта;}$$

$$Gr = \frac{g \cdot \beta \cdot \Delta T \cdot L^3}{\nu^2} \text{ – число Грасгофа;}$$

$$Pr = \frac{\nu}{a} \text{ – число Прандтля.}$$

Сокращения:

ВКРС – вынужденный капиллярный распад струй;

КТТ – камера тройной точки;

КХИ – капельный холодильник излучатель;

FAIR (Facility for Antiproton and Ion Research) – ускорительный комплекс для исследования антипротонов и ионов;

PANDA детектор (Antiproton Annihilation at Darmstadt) – спектрометр для исследования взаимодействия вещества с антивеществом;

HESR (High Energy Storage Ring) – накопительное кольцо с электронным и стохастическим охлаждением;

WASA CELSIUS спектрометр на ускорителе в г.Упсала (Швеция);

ЦЕРН (*CERN*) – Европейский центр ядерных исследований;

МЭИ – Национальный исследовательский университет «МЭИ»;

FZJ (Forschungszentrums Jülich) – Институт ядерной физики в г. Юлих (Германия);

ИТЭФ – Институт теоретической и экспериментальной физики;

ГНЦ ФГУП «Центр Келдыша» – Исследовательский центр им.М.В.Келдыша;

МАИ – Московский авиационный институт;

МГТУ – Московский государственный технический университет им. Н.Э.Баумана;

С-ПбГПУ – Санкт-Петербургский государственный политехнический университет;

НАСА – Национальное управление США по воздухоплаванию и исследованию космического пространства.

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. Vanderpool R.W. Generation of Large, Solid, Monodisperse Calibration Aerosols / R.W.Vanderpool, K.L.Rubow // *Aerosol.Sci. Technol.*–1988.–V.9.–P. 65–69.
2. A New Multiparameter Separator for Microscopic Particles and Biological Cells / J. Steinkamp, M. Fulwyler, J.Coulter et al. // *Rev. Sci. Instr.* – 1973. – V.44. – № 9. – P.1301–1310.
3. Питерсон Р. Характеристики простого генератора капель с большим числом Рейндольса для исследования горения / Р. Питерсон // *Приборы для науч. исследований.* – 1988. – № 6. – С.146–153.
4. Линейный ускоритель для моделирования микрометеоритов / Ж.К. Слеттери, Д.Г. Беккер, Б. Хамерменш, Н.Л.Рой // *Приборы для науч. исследований.* – 1973. – Т.44. – № 6. – С.89.
5. Аметистов Е. В. Монодисперсные системы и технологии в энергетике. Использование и разработки / Е.В.Аметистов, А.С. Дмитриев // *Изв. РАН. Сер. Энергетика.* – 2002. – № 2. – С. 4–9.
6. Алексеев Е.А. К вопросу о применении достижений монодисперсной технологии в криогенной технике / Е.А.Алексеев, Е.В.Аметистов // *ИФЖ.* – 1991. – Т. 60. – Вып. 4. – С. 534–537.
7. Басов Н.Г. Микробаллоны для хранения водорода / Н.Г.Басов, В.М. Дороготовцев, А.И. Исаков // *Вопр. атомн.науки и техники. Сер. Атомно-водород. энергетика и технология.* – 1987. – Вып.1. – С. 3–7.
8. Maniscalco J. Liquid-Lithium «Waterfall» Inertial Confinement Fusion Reactor Concept /J.Maniscalco,W. Meier // *Trans. Am. Nucl. Soc.*–1977.–V. 26.– P.62–76.
9. Криодисперсная технология получения новых материалов / А.К. Городов, А.В.Бухаров,А.Ф.Гиневский,А.С.Дмитриев//*Конверсия.*–1996.– №8.–С.28–31.
10. Зависимость гранулометрического состава микрогранул с витаминами от способа их получения / Т.В. Максимова, А.В. Бухаров, В.А. Быков и др. // *Вест. Рос. Унив. Дружбы Народов. Сер. Медицина: «Фармация».* – 2004. – №4 (28). – С.209–215.

11. Иммобилизация защитных культур для биоконсервации термически обработанных мясных изделий / Е.А. Баранова, А.В.Бухаров, В.В. Хорольский, Н.Г. Машенцева // Пищевая промышленность. – 2009. – № 10. – С.54–58.
12. Экспериментальная установка по изучению процесса очистки и дезактивации загрязнённых поверхностей с помощью монодисперсных гранул льда / А.В.Бухаров, А.В.Балашов, Г.С.Сергеев, В.Ф. Холин // Вест. МЭИ. – 2012. – № 3. – С.14–19.
13. Монодиспергирование вещества: принципы и применение / Е.В. Аметистов, В.В. Блаженков, А.К.Городов и др. – М.: Энергоатомиздат, 1991. – 336с.
14. Аметистов Е.В. Монодисперсные системы и технологии/ Е.В.Аметистов, А.С. Дмитриев.– М.: МЭИ, 2002. – 390 с.
15. New Accelerators in Uppsala / S. Holm, A. Johanson, S. Kullander, D. Relstau // Phys. Scripta. – 1986. – V. 34. – P. 513–532.
16. The CELSIUS / WASA Detector Facility / J. Zabierowski, C. Bargholtz, D. Bogoslawsky et al. // Phys. Scripta. – 2002. – V. 99. – P. 159–168.
17. Кондратюк Л.А. Изучение a_0 мезонов в реакции $pp \rightarrow a_0^+ \rightarrow dK^+K^0$ / Л.А. Кондратюк, В.П. Чернышев. – Препринт – № 18-97. М.: ИТЭФ, 1997. – 19 с.
18. Status of Pellet Target Preparation for ANKE / W. Borgs, A. Boukharov, M. Buesher et al. // Forschungszentrum Julich Ann. Rep. – Julich: Institut fuer Kernphysik and COSY Research, 1999.
19. Technical Design Report for the PANDA (Antiproton Annihilations at Darmstadt) Straw Tube Tracker / W. Erni, I. Keshelashvili, A. Aab et al. // The European Physical J. A – Hadrons and Nuclei. – 2013. – V. 49. – № 2. – P. 25.
20. Search for New Forms of Matter in Antimatter–matter Interactions in the PANDA Experiment / A.V.Boukharov, A. N. Vasiliev, D. A. Morozov et al. // Atomic Energy. – 2012. – V. 112. – № 2. – P. 129–138.
21. FAIR CDR - An International Accelerator Facility for Beams of Ions and Antiprotons // Conceptual Design Report, 2001. – 695 p.
22. Trostell B. Status of the Hydrogen Micro-Sphere Target Development / B. Trostell // Univ. of Uppsala. – Sweden, 1992. – 08-18. – P.1–20.

23. Trostell B. Vacuum Injection of Hydrogen Micro-Sphere Beams / B. Trostell // *Nuc. Instr. and Met. in Phys. Res. A.* – 1995. – V. 362. – P. 41–52.
24. Ekstrom C. CELSIUS as an η Factory / C. Ekstrom // *Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A.* – 1995. – V. 362. – P.1–3.
25. Boukharov A. Pellet Target for Experiments on Internal Beam of Accelerators / A. Boukharov, V. Chernyshev, V. Chernetsky // *13-th Annual Conf. on Liquid Atomization and Spray Systems.* – Florence, July, 1997. – P. 240–247.
26. Криогенные корпускулярные мишени. Концепция и основная модель / А. В. Бухаров, А. Ф. Гиневский, В. П. Чернышев и др. – Препринт – № 17-17. М.: Изд-во МЭИ, 2002. – 35 с.
27. Бухаров А. В. Криогенные корпускулярные мишени в энергетике / А.В. Бухаров, А.С. Дмитриев. – М.: Изд-во МЭИ, 2013. – 144 с.
28. Макарчук В. В. Методы литографии в нанотехнологии: учеб. пособие / В.В. Макарчук, И.А. Родионов, Ю.Б. Цветков. – М.: Изд-во МГТУ им. Н.Э.Баумана, 2011. – 176 с.
29. Laser Production of Extreme Ultraviolet Light Source for the Next Generation Lithography Application / Shinsuke Fujioka, Hiroaki Nishimura, Katsunobu Nishihara et al. // *Plasma and Fusion Research.* – 2009. – V. 4. – P. 48.
30. Monochromatic Imaging and Angular Distribution Measurements of Extreme Ultraviolet Light from Laser-Produced Sn and SnO₂ Plasmas / Y. Tao, F. Sohbatzadeh, H. Nishimura et al. // *Appl. Phys. Lett.* – 2004. – V.85. – № 11. – P. 1919–1921.
31. Ion Emission Measurements and Mirror Erosion Studies for Extreme Ultraviolet Lithography / K. Takenoshita, C.-S. Koay, S. George et al. // *Vac. Sci. Technol.* – 2005. – V.23. – № 6. – P. 2879–2884.
32. Liquid-Tin-Jet Laser-Plasma Extreme Ultraviolet Generation / P.A.C. Jansson, B.A.M. Hansson, O. Hemberg et al. // *Appl. Phys. Lett.* – 2004. – V.84. – № 13. – P. 2256–2258.

33. The Erosion of Materials Exposed to a Laser-Pulsed Plasma Extreme Ultraviolet Illumination Source / R. J. Anderson, D. A. Buchenauer, L. Klebanoff et al. // Proc. SPIE 5374. – 2004. – P. 710–719.
34. Characterization of a Liquid-Xenon-Jet Laser-Plasma Extreme-Ultraviolet Source / B.A.M. Hansson, O. Hemberg, M.H. Hertz et al. // Rev. Sci. Instr. – 2004. – 75(6). – P. 2122–2129.
35. Xe Capillary Target for Laser-Plasma Extreme Ultraviolet Source / T. Inoue, H. Okino, P.E Nica et al. // Rev. Sci. Instr. – 2007. – V. 78(10). – P.105105.
36. Development of Ultrashot Pulsed VUV Laser and its Applications / Masahito Katto, Masanori Kaku, Atsushi Yokotani et al. // J. Laser Micro / Nanoengineering. – 2014. – V. 9. – № 2. – P.108–112.
37. EUV Light Sources by Laser-produced Plasmas Using Cryogenic Xe and Li Targets / S. Amano, A. Nagano, T. Inoue et al. // Rev. Laser. Eng. – 2008. – V. 36 (11). – P. 715–720.
38. Characterization of a Laser-Plasma Extreme Ultraviolet Source Using a Rotating Cryogenic Xe Target / S. Amano, K. Masuda, A. Shimoura et al. // Appl. Phys. B. – 2010. – V. 101. – P. 213–219.
39. Using of Cryogenic Corpuscular Targets in the Experiments for Particle Acceleration and in the Experiments for Study of the Interaction of Laser Radiation with Matter / A. Boukharov, M. Büscher, P.Fedorets et al. // 11-th Cryogenics 2010 - IIR Int. Conf. – Prague, Czech Republic. – Prague: Icaris Ltd., 2010. – P.51–56.
40. Криогенная корпускулярная мишень как инструмент для развития новых перспективных технологий / А.В. Бухаров, М. Бюшер, А.С. Герасимов и др.// Нац. конф. «Повышение эффективности, надёжности и безопасности работы энергетического оборудования ТЭС и АЭС» (ИТАЭ 80). – Москва, апр., 2012. – М.: Изд. дом МЭИ, 2012. – С.193–195.
41. Peters J. H. EUV Defect Repair Strategy / J. H. Peters // Int. Symp. Extreme Ultraviolet Lithography (Session 9: Mask Defects). – Miami, Fl., 2011. – 20 p.

42. Tajima T. Laser Electron Accelerator / T. Tajima, J. M. Dawson // *Phys. Rev. Lett.* – 1979. – V. 43. – P. 267–270.
43. Dawson J.M. Plasma Particle Accelerators / J.M. Dawson // *Scientific American.* – 1989. – V. 260. – № 3. – P. 54–61.
44. Chandrashekhar J. Plasma Accelerators at the Energy Frontier and on Tabletops / J. Chandrashekhar, T. Katsouleas // *Physics Today.* – 2003. – V. 56. – № 6. – P. 47–53.
45. Mono-energetic Beams of Relativistic Electrons from Intense Laser Plasma Interactions / S.P.D. Mangles, C.D. Murphy, Z. Najmudin et al. // *Nature.* – 2004. – V. 431. – P. 535–538.
46. Rymell L. Debris-Free Single-Line Laser-Plasma X-ray Source for Microscopy / L. Rymell, M. Berglund, H. Hertz // *Appl. Phys. Lett.* – 1995. – V. 66. – P. 2625–2627.
47. Development of a High Repetition Rate Nd: YAG Slab Laser and Soft X-ray Generation by X-ray Cryogenic Target / S. Amano, A. Shimoura, S. Miyamoto, T. Mochizuki // *Fusion Eng. and Design.* – 1999. – V. 44. – P. 423–426.
48. Гордиенко В. М. Фемтосекундная плазма в плотных наноструктурированных мишенях: новые подходы и перспективы / В. М. Гордиенко, А. Б. Савельев - Трофимов // *Усп. физ. наук.* – 1999. – Т.169. – С.78–80.
49. Андреев А.В. Ядерные процессы в высокотемпературной плазме, индуцированной сверхкоротким лазерным импульсом / А.В. Андреев, В.М.Гордиенко, А.Б.Савельев // *Квантовая электроника.* – 2001. – Т. 31. – № 11. – С. 941–955.
50. Savart F. Memoire sur la Constituion des Veines Liquides Lancees par des Orifices Circulaires en Mince Paroi / F. Savart // *Ann. de Chim.* – 1833. – V. 53. – P. 337–386.
51. Rayleigh Lord. On the Capillary Phenomena of Jets / L. Rayleigh // *Proc. Roy. Soc. Lond.* –1879. – V. 29. – P. 71–97.
52. Rayleigh Lord. On the Instability of Cylindrical Fluid Surface / L. Rayleigh // *Phil. Mag.* – 1892. – V. 34. – P. 177–187.

53. Leib S. J. The Generation of Capillary Instabilities on a Liquid Jet / S. J. Leib, M. E. Goldstein // *J. Fluid Mech.* – 1986. – V. 168. – P. 479–500.
54. Haenlein A. Disintegration of a Liquid Jet / A. Haenlein // National Advisory Committee Aeronautics, Technical Memorandum. – 1932. – № 659.
55. Donnelly R.J. Experiments on the Capillary Instability of a Liquid Jet / R.J. Donnelly, W. Glaberson // *Proc. Roy. Soc. Lond.* – 1966. – V. 290A. – P. 547–556.
56. Goedde E. F. Experiments on Liquid Jet Instability / E.F.Goedde, M. C. Yuen // *J. Fluid Mech.* – 1970. – V. 40. – P. 495–511.
57. Sterling A. The Instability of Capillary Jets / A. Sterling, C. Sleicher C. // *J. Fluid Mech.* – 1975. –V.68 (3). – P.477–495.
58. Reitz R. D. Mechanism of Atomization of a Liquid Jet / R.D. Reitz, F.V. Bracco // *Phys. Fluids.* – 1982. – V. 25(10). – P.1730–1742.
59. Green A. Ideal fluid jets / A. Green, N. Laws // *Int. J. Eng. Sci.* – 1968. – V.6. – № 6. – P.317–328.
60. Левич В.Г. Физико-химическая гидродинамика / В.Г. Левич. – М.: Физматгиз, 1959. – 700 с.
61. Течение и неустойчивость жидких капиллярных струй / В.Я. Шкадов, С. П. Радев, И.П. Пенчев, П.Н. Господинов // *Усп. механики.* – 1982. – Т. 5 – Вып. 3/4. – С. 103–145.
62. Bogy D.B. Drop Formation in a Circular Liquid Jet / D.B. Bogy // *Ann. Rev. Fluid Mech.* – 1979. – V. 11. – P. 207–228.
63. Yarin A.L. Free Liquid Jets and Films: Hydrodynamics and Rheology / A.L. Yarin. –N.Y.: Longman Scientific and Technical and Wiley & Sons, 1993. – 204 p.
64. Anno J. The Mechanics of Liquid Jets / J. Anno. – Lexington, Mass.: D.C. Health and Co., 1977. – 118 p.
65. Experimental Investigation of Capillary Instability: Results on Jet Stimulated by Pressure Modulations / J. Xing, A. Boguslawski, A. Soucemarianadin et al. // *Experiments in Fluids.* – 1996. – V. 18. – P. 302–313.

66. Блаженков В. В. Экспериментальное исследование характеристик вынужденного капиллярного распада струй ньютоновских жидкостей / В. В. Блаженков, В. Ф. Гунбин // Тр. МЭИ. – 1988. – Вып. 185. – С. 10–24.
67. Dynamics of Cryogenic Jets: Non-Rayleigh Breakup and Onset of Nonaxisymmetric Motions / A. Boukharov, M. Büscher, V. Balanutsa et al. // Phys. Rev. Lett. – 2008. – V.100. – P.174505-1–174505-3.
68. Kowalewski T. An Experimental Study of Evaporating Small Diameter Jet / T. Kowalewski, W. Hiller, M. Behnia // Phys. Fluids. – 1993. – V. A5. – № 8. – P. 1883–1890.
69. Павлов П.А. Барокапиллярная неустойчивость поверхности свободной струи перегретой жидкости / П.А. Павлов, О.А. Исаев // Теплофизика высоких температур. – 1984. – Т. 22. – №4. – С. 745–752.
70. Бухаров А.В. О режимах спонтанной закрутки при капиллярном распаде струй криогенных жидкостей в условиях неравновесности на их поверхности/ А.В.Бухаров, А.С.Дмитриев, А.А.Семенов // 3-я Междун. конф. «Тепло-массообмен и гидродинамика в закрученных потоках». – Москва, окт., 2008. – М.: Изд. Дом МЭИ, 2008. – С.153–154.
71. Фукс Н. А. Испарение и рост капель в газообразной среде / Н. А. Фукс. – М.: Изд-во АН СССР, 1958. – 92 с.
72. Козырев А.В. Испарение сферической капли в газе среднего давления / А.В.Козырев, А.Г.Ситников // УФН. – 2001. – Т. 171. – № 7. – С. 765–774.
73. Асмолов Е.С. О роли слоя Кнудсена в задаче об испарении капли / Е.С. Асмолов, М.Н. Коган // Изв. АН СССР. Сер. Механика жидкости и газа. – 1984. – № 1. – С. 127–131.
74. Ивченко И.Н. Об испарениях сферических капель в бинарной газовой смеси при произвольных числах Кнудсена / И.Н. Ивченко, С.М. Мурадян // Изв. АН СССР. Сер. Механика жидкости и газа. – 1982. – № 1. – С. 112–118.
75. Маргилевский А.Е. Испарение и конденсационный рост капли в парогазовой среде при произвольных числах Кнудсена / А.Е. Маргилевский,

- В.Г.Черняк // Изв. АН СССР. Сер. Механика жидкости и газа. – 1985. – № 4. – С. 131–137.
76. Теория испарения двух капель, находящихся на произвольных расстояниях друг от друга / Ю.И. Яламов, М.Ф. Барина, Ю.Л. Островский, Е.Р. Щукин // Докл. АН СССР. – 1985. – Т. 281. – № 5. – С. 341–344.
77. Головин А.М. О движении испаряющейся капли / А.М. Головин, В.В.Фоминых // Изв. АН СССР. Сер. Механика жидкости и газа. – 1984. – № 1. – С. 3–10.
78. Ивченко И.Н. Обобщение теории испарения сферических капель в диффузионном режиме / И.Н. Ивченко, В.А. Никишкин // Докл. АН СССР. – 1984. – Т. 277. – № 5. – С. 1111–1114.
79. Хэйвуд Р. Исследование переходных процессов в газовой и жидкой фазах при конвективном испарении капли / Р. Хэйвуд, Р. Нафзинджер, М. Ренксизбулут // Современ. машиностроение. – 1989. – Сер. А. – № 12. – С. 52–57.
80. Anders K. Experimental Investigation of Droplet Evaporation in a Wide Knudsen Number Range / K. Anders, A. Frohn // Proc. 14- th Int. Symp. on Rarefied Gas Dynamics. – Tokyo, 1984. – P. 975–982.
81. Дейч Б.М. Техническая газодинамика / Б.М. Дейч. – М.: Энергия, 1974. – 582 с.
82. Скрыпов В.С. Спонтанная кристаллизация переохлажденных жидкостей / В.С. Скрыпов, В.Н. Коверда. – М.: Наука, 1984. – 230 с.
83. Orme M. New Technique for Producing Highly Uniform Droplet Streams over an Extended Range of Disturbance Wavenumbers / M.Orme, E. Muntz // Rev. Sci. Instr. – 1987. – V. 58(2). – P. 279–284.
84. Orme M. On the Genesis of Droplet Stream Microspeed Dispersions / M.Orme // Phys. Fluids. – 1991. – V. A3 (12). – P. 2936–2947.
85. Бухаров А.В. Экспериментальная модель капельного холодильника-излучателя / А.В.Бухаров, С.А.Куканов, М.А. Бухарова // XXV Междун. научн. конф. «Дисперсные системы». – Одесса, Укр., сент., 2012.– Одесса: Изд. Нац. Унив. им. Мечникова, 2012. – С. 43–44.

86. Бухаров А.В. Исследование проблем получения стабильных монодисперсных потоков для капельного холодильника излучателя / А.В. Бухаров // 11-я Междун. конф. «Авиация и космонавтика – 2012». – Москва, нояб., 2012. – СПб.: Мастерская печати. 2012. – С. 179–180.
87. On the Behavior of Micro-Spheres in a Hydrogen Pellet Target / O. Nordhage, C.J. Friden, G. Norman et al. // Nucl. Instr. Meth. – 2005. – V. A546. – P. 391–404.
88. Пат. 2298890 Российская Федерация, МПК Н 05 Н 3/00. Способ получения криогенной корпускулярной мишени и устройство для его осуществления / Бухаров А.В., Чернышев В.П., Чернецкий В.Д., Бюшер М.(Герм.); заявитель и патентообладатель Бухаров А.В. – № 2005132792; заявл.25.10.05; опубл. 10.05.07, Бюл. № 13. – 6 с.
89. Пат. WO 2008/125078 А3 Германия, МПК F 25J 1/02, H05H 1/22. Verfahren und Vorrichtung zur Kühlung eines Gases / Boukharov A. (RU), Büscher M. (DE); патентообладатель Forschungszentrum Jülich.– № 102007017212.7; заявл. 12.04.07; опубл. 02.04.08. – 23 p.
90. Криогенные корпускулярные мишени. Генерация гранул водорода: расчет основных конструкционных элементов, экспериментальный стенд, тесты / А.В.Бухаров, В. Боргс, В.Н. Афонасьев и др. Препринт – № 9-05. М.: Изд-во ИТЭФ, 2005. – 58 с.
91. Magarvey B. Apparatus for Production of Large Water Drops / B. Magarvey, B. Taylor // Rev. Sci. Instr. – 1956. – V. 27. – № 11. – P. 944–947.
92. Schneider J.M. Source of Uniform-sized Liquid Droplets / J.M. Schneider, C. D. Hendricks // Rev. Sci. Instr. – 1964. – V. 35. – P.1349–1350.
93. Lindblad N. R. Production of Uniform-sized Liquid Droplets / N. R. Lindblad, J. M. Schneider // J. Sci. Instrum. – 1965. – V. 42. – P. 635–638.
94. Lindblad N. R. Method of Producing and Measuring Charged Single Droplets / N. R. Lindblad, J. M. Schneider // Rev. Sci. Instr. – 1967. – V. 38. – P. 325–327.
95. Berglund R. N. Generation of Monodisperse Aerosol Standards / R. N. Berglund, B. Y. H. Liu // Environ. Sci. Technol. – 1973. – V.7. – P. 147–153.

96. Dabora E. K. Production of Monodisperse Sprays / E. K. Dabora // *Rev. Sci. Instr.* – 1967. – V.38. – P. 502–506.
97. Безруков В. И. Основы электрокаплеструйных технологий / В.И. Безруков. – СПб.: Судостроение, 2001. – 240 с.
98. Latest Developments for the Moscow-Juelich Pellet Target / A. Boukharov, M. Büscher, V. Balanutsa et al. // *Annual Report 2008, Institut fuer Kernphysik, Center of Hadron Physics.* – Juelich, Germ, 2009. – P.156.
99. Бухаров А.В. Численное моделирование отдельных элементов установки по созданию криомишеней / А.В.Бухаров, А.Ю. Гершман, А.Ф. Гиневский // XVI междун. научно-техн. конф. студ. и аспиран. Радиоэлектроника, электротехника и энергетика. – Москва, 2010. – Т.3. – С.102–103.
100. Фаворский О.Н. Вопросы теплообмена в космосе / О.Н.Фаворский, Я.С. Каданер. – М.: Высш. шк., 1972. – 280 с.
101. Никонов А.А.Теплообменные контуры с двухфазным теплоносителем для систем терморегулирования космических аппаратов /А.А.Никонов, Г.А.Горбенко, В.Н. Блинков. – М.: ЦНТИ «Поиск», 1991.– 302 с.
102. Пат. 3229759 США. Evaporation-Condensation Heat Transfer Device / G.M. Grover.; патентообладатель Grover G.M., Los Alamos. – заявл. 02.12.1963; опубл.18.01.1966. – 5 p.
103. Grover G.M. Structures of Very High Thermal Conductance / G.M. Grover, T.P. Cotter, G.F. Erickson // *J. Appl. Phys.* – 1964. – № 35. – P.1990–1997.
104. Juhasz A. J. Review of Advanced Radiator Technologies for Spacecraft Power Systems and Space Thermal Control / A. J. Juhasz, G. P. Peterson // *NASA - Technical Memorandum.* – 1994. – № 4555. – 21 p.
105. Fossa M. Liquid Sheet Radiators for Space Power Systems / M.Fossa, L.A. Tagliafico // *J. Aerospace Engineering.* – 1999. – V. 213. – № G 6. – P. 399–406.
106. Weatherston R.C. A Method for Heat Rejection for Space Power Plants / R.C. Weatherston, W.E. Smith // *Cornell Aeronautical Laboratory Rep.* – Ithaca, NY, 1960. – № DK-1369 - A-1. –22 p.

107. Prenger F.C. Conceptual Designs for 100-Megawatt Space Radiators / F.C. Prenger, J.A. Sullivan // Symp. Advanced Compact Reactors Systems: Amer. Nuclear Soc. Winter Meet. / National Academy of Sciences. – Washington, 1982. – № LA-UR-82-3279. – 28 p.
108. Webb R.L. A Generalized Procedure for the Design and Optimization of Fluted Gregorig Condensing Surfaces / R.L. Webb // J. Heat Trans. – 1979. – V. 101. – № 2. – P. 335–339.
109. Паневин И.Г. Высокотемпературные теплообменные аппараты ЭСТДА (Теория и расчет струйно-капельных излучателей): учебн. пособие / И.Г. Паневин. – М.: Изд-во МАИ, 1990. – 64 с.
110. Feig J. Radiator Concepts for Power System in Space / J. Feig // AIAA Rep. – 1984. – № 84-0055. – P. 1–7.
111. Mattick A. Liquid Droplet Radiator for Heat rejection in Space / A. Mattick, A. Hertzberg // J. Energy. – 1981. – V. 5. – № 6. – P. 387–393.
112. Mattick A. The Liquid Droplet Radiator - an Ultra Lightweight Heat Rejection System for Effective Energy Conversion in Space / A. Mattick, A. Hertzberg // Acta Astronaut. – 1982. – V.9. – № 3. – P.165–172.
113. Knapp K. Lightweight Moving Radiators Heat Rejection in Space / K.Knapp // Spacecraft Radiative Transfer and Temperature Control: Progress in Astronautics and Aeronautics. – 1982. – V.83. – P.325–341.
114. Pfeiffer S. Conceptual Design of Liquid Droplet Radiator Space Flight Experiment / S.Pfeiffer, K.A. White // Proc. Int. Conf. on Environmental Systems. – California, San Diego, July, 1989. – SAE 891565.
115. White K.A. Small holes offer great savings for space radiators / K.A. White // Aerospace Engineering. – 1990. – № 6. – P. 183–187.
116. Liquid Droplet Radiator Development / J. B. Blackman et al. // Trans. 5-th Symp. Space Nuclear Power Systems. – 1989. – P. 199–204.
117. Liquid Droplet Radiator Program at the NASA Lewis Research Center / A. Presler, C. Coles, P. Diem-Kirsop, K. White // AIAA/ASME Thermophysics and Heat Transfer Conf. – Boston, Massach., June, 1986. – № 86-HT-15. – P. 1–9.

118. Konopka W. Liquid Droplet Radiator Passive Collector Testing / W. Konopka, V.Calia, R.Brown // Proc. 20-th Int. Energy Conversion Engineering Conf. – Miami, Florida, Aug., 1985. – V. 1. – P. 1430–1438.
119. Calia V. Liquid Droplet Radiator Collector Development / V. Calia, R. Haslett, W. Konopka // Proc. 19-th Int. Energy Conversion Engineering Conf. – N.Y., 1984. – P. 216–223.
120. Weber C. Zum Zerfall eines Flüssigkeitsstrahles (On the breakdown of a fluid jet) / C. Weber // Z. Angew. Math. und Mech. – 1931. – № 11. – P. 136–154.
121. Chandrasekhar S. Hydrodynamic and Hydromagnetic Stability / S.Chandrasekhar. – Oxford: Clarendon Press, 1961. – 685 p.
122. Ентов В.М. Динамика свободных струй и пленок вязких и реологически сложных жидкостей / В.М.Ентов, А.Л. Ярин // ВИНТИ. Итоги науки и техники: сер. Механика жидкости и газа. – 1984. – Т. 17. – С. 112–197.
123. Mc Carthy M. Review of Stability of Liquid Jets and the Influence of Nozzle Design / M. Mc Carthy, N. Molloy // Chem. Eng. J.–1974.–V.7. – № 1. – P. 1–20.
124. Iciek J. The Hydrodynamics of a Free Liquid Jet and their Influence on Direct Contact Heat Transfer / J.Iciek // Int. J. Multiphase Flow. – 1982. – V. 8(3). – № 1. – P. 239–249.
125. Гунбин В.Ф. Капиллярная неустойчивость осесимметричных струй жидкости. Экспериментальные исследования, линейная и нелинейная теория / В.Ф. Гунбин, А.Д.Тимохин // Тр. МЭИ. – 1983. – Вып. 615. – С. 15–43.
126. Афанасьев В.Н. О некоторых особенностях капельных потоков / В.Н. Афанасьев // Теплофизика высок. темп. – 1998. – Т. 36. – № 1. –С.94–101.
127. Бухаров А.В. Экспериментальное исследование влияния вязкости на характеристики ВКРС / А.В.Бухаров, А.В.Блюдов, А.М.Скокин // XXI науч.конф. стран СНГ «Дисперсные системы». – Одесса, Укр., сент., 2004. – С. 71–72.
128. Бухаров А.В. Экспериментальная установка для получения монодисперсных потоков вязких жидкостей / А.В.Бухаров, А.В. Блюдов // Вест. МЭИ. – 2006. – №4. –С. 11–15.

129. Бухаров А.В. Получение монодисперсных потоков вязких жидкостей / А.В. Бухаров, А.В. Блюдов, А.С. Дмитриев // Тр. 4-й Рос. Нац. конф. по теплообмену. – Москва, 2006. – Т.6.– С. 36–39.
130. Бухаров А.В. Влияние нелинейных эффектов на длину нераспавшейся части струи / А.В. Бухаров, А.В. Блюдов // 12-я Междун. научно-техн. конф. студ. и аспиран. Радиоэлектроника, электротехника и энергетика. – Москва, 2006. – М.: Изд-во МЭИ, 2006. – Т. 3. – С. 68.
131. Пат. 4702309 US, F28D15/00. Collector for Liquid Droplet Radiator / Atrhur M.Frank; патентообладатель Grumman Aerospace Corp. – № US 06/891,894; заявл.01.08.1986; опубл.27.10.1987.– 8 р.
132. Пат.2247064 Российская Федерация, МПК В 64 G1/50, F28D21/00. Капельный холодильник-излучатель / Конюхов Г.В.,Коротеев А.А.; патентообладатель Исслед.Центр им.Келдыша.– №2003121089/11; заявл.14.07.03; опубл.27.02.05, Бюл. №8.– 9 с.
133. Пат.2401778 Российская Федерация, МПК В 64 G1/50, F28D21/00. Капельный холодильник-излучатель / Конюхов Г.В.,Коротеев А.А.; патентообладатель Исслед.Центр им.Келдыша.– №2009142377/11; заявл.17.11.09; опубл.20.10.10, Бюл. №29.– 9 с.
134. Automatic Control on Circulation of Working Fluid in Liquid Droplet Radiator / T. Totani, Takuhiro Takekoshi, Masashi Wakita, Harunori Nagata // Proc. 13-th Asian Congress of Fluid Mechanics. – Dhaka, Bangladesh, December, 2010. – P. 586–589.
135. Measurement Technique for Pumping Performance of a Centrifugal Collector under Microgravity / T. Totani, M. Itami, Harunori Nagata et al. // Rev. Sci. Instr. – 2004. – V. 75. – № 2. – P. 515–523.
136. Koenig D. R. Rotating Film Radiators for Space Applications / D. R. Koenig // Proc. 20-th IECEC Meet. – Williamsburg, Virginia, 1985. – P 439–445.
137. White K.A. Liquid Droplet Radiator Development Status (NASA Lewis Research Center, Cleveland, OH) / K.A. White // AIAA 22-nd Thermophysics Conf. – Honolulu, Yawaii, June, 1987. – № 1537.

138. Totani T. Performance of Droplet Generator and Droplet Collector in Liquid Droplet Radiator under Microgravity / T. Totani, M. Itami // *Microgravity Science and Technology*. – 2002. – V. 13. – № 2. – P. 42–45.
139. Botts T. Magnetic Droplet Radiator Collectors / T. Botts, J. Powell, F. Horn // *Space Nuclear Power Systems*. – 1984. – V. 2. – P. 437–445.
140. The study of the Processes in the Liquid Droplet Radiators/ A.S. Dmitriev, A.V. Klimenko, A.M. Sleptsov, D.B. Chaschihin // *Proc. 1-st Int. Conf. on Aerospace Heat Exchanger Technol.* – Palo Alto, California, USA, Febr., 1993. – P. 165–170.
141. Конюхов В.Г. Теплофизика ядерных энергодвигательных установок / В.Г. Конюхов, Г.В. Конюхов. – М.: «Янус-К», 2009. – 259 с.
142. Siegel R. Transient Radiative Cooling of a Droplet-Filled Layer / R. Siegel // *J. Heat Transfer*. – 1987. – V.109. – № 1. – P.159–164.
143. Brown R. Liquid Droplet Radiator Sheet Design Considerations / R. Brown, R. Kosson // *Proc. 19-th Int. Energy Convers. Eng. Conf. American Nuclear Society*. – La Grange Park, Illinois, 1984. – V.1. – № 849304. – P. 330–338.
144. Investigation of Jet-Droplet Radiators / I.G. Panevin, I.A.Alekseev, B.N. Baushev, V.V. Novomlinsky // *Proc. 1-st Int.. Conf. on Aerospace Heat Exchanger Technol.* – Palo Alto, California, USA, Febr., 1993. – P.189–207.
145. Моделирование процессов радиационного теплообмена и массопереноса в теплообменных устройствах космического назначения на основе капельных потоков / Г.В.Конюхов, А.А. Коротеев, В.В. Новомлинский, Б.Н. Баушев // *ИФЖ*. – 1998. – Т. 71. – № 1 – С. 92–96.
146. Конюхов Г. В. Теплообмен излучением диспергированных потоков теплоносителей космических летательных аппаратов / Г.В.Конюхов, А.А. Коротеев // *Тр. МАИ*. – 2006. – № 25. – С.1–17.
147. Раубе С. С. Струйная модель теплообмена рабочих тел (теплоносителей) капельных холодильников-излучателей перспективных космических аппаратов / С.С. Раубе, Е.К. Красночуб, В.М.Бронштейн // *Вест. Самарск. Гос. аэрокосмич. унив.* – 2009. – № 3(19). – С. 122–131.

148. Коротеев А. А. Капельные холодильники-излучатели космических энергетических установок нового поколения / А.А. Коротеев. – М.: Машиностроение, 2008. – 184 с.
149. Сафронов А. А. Расчёт максимальной тепловой мощности космического капельного холодильника-излучателя / А.А.Сафронов // Тр. МАИ. – 2013. – № 65. – С. 1–12.
150. Конюхов Г.В. Исследование узлов замкнутого контура. Разработка рекомендаций по организации рабочего процесса в замкнутом контуре модуля КХИ при подготовке летного эксперимента / Г.В.Конюхов, А.И.Петров и др. – Препринт – № 4307. М.: Исследоват. Центр им.М.В. Келдыша, 2005.
151. Конюхов Г.В. Результаты исследования модели капельного холодильника-излучателя в условиях микрогравитации и глубокого вакуума на орбитальной станции «Мир» / Г.В.Конюхов, А.Г.Железняков и др. – Препринт – № 3214. М.: Исследоват. Центр им.М.В. Келдыша, 2000.
152. Конюхов Г.В. Исследование рабочего процесса в капельном холодильнике-излучателе в условиях микрогравитации и глубокого вакуума/ Г.В. Конюхов, А.А. Коротеев, В.П. Полуэктов // Полет. – 2001. – № 4. – С.26–31.
153. Azzopardi B.J. Measurement of Drop Size / B.J. Azzopardi // Int. J. Heat and Mass Transfer. – 1979. – V. 22. – № 9. – P. 1245–1279.
154. Van Paasen C.A. Thermal Droplet Size Measurement Using a Thermocouple / C.A. Van Paasen // Int. J. Heat and Mass Transfer. – 1974. – V.17. – № 12. – P. 432–434.
155. Фёдоров А.С. Метрология электрического метода измерения размеров капель в высокоскоростных потоках влажного пара / А.С. Фёдоров // Изв. АН СССР. Сер. Энергетика и транспорт. – 1979. – № 6. – С.117–119.
156. Шифрин К.С. Определение спектра капель методом малых углов / К.С. Шифрин, В.И. Голиков // Тр. межведом. конф. по исследованию облачности. – М.: Изд-во АН СССР, 1960. – С. 26–35.
157. Ринкевичюс Б. С. Лазерная диагностика потоков / Б. С. Ринкевичюс. – М.: Изд-во МЭИ, 1990. – 287 с.

158. Оптические методы исследования потоков / Ю. Н. Дубнищев, В. А. Арбузов, П. П. Белоусов, П. Я. Белоусов. – Новосибирск: Сибирск. унив. изд-во, 2003. – 450 с.
159. Konig G. A New Light Scattering Technique to Measure the Diameter of Periodically Generated Moving Droplets / G. Konig , K. Anders, A. Frohn // J. Aerosol Sci. – 1986. – V. 17. – № 2. – P. 157–167.
160. Glover A.R. Interferometric Laser Imaging for Droplet Sizing: a Method for Dropletsize Measurement in Sparse Spray Systems / A.R. Glover, S.M. Skippon , R.D. Boyle / Applied Optics. – 1995. – V.34. – № 36. – P. 8409–8421.
161. Михалев А.С. Лазерный интерференционный метод определения параметров пузырьков газа / А.С. Михалев, Б.С. Ринкевичюс, Н.М.Скорнякова // Метрология. – 2009. – № 9. – С.3–14.
162. Бильский А.В. Интерферометрический метод измерения диаметров капель / А.В. Бильский, Ю.А. Ложкин, Д.М. Маркович // Теплофизика и аэромеханика. – 2011. – Т.18. – № 1. – С. 1–13.
163. High-Speed Visualization and PIV Measurements of Cavitating Flows around a Semicircular Leading-Edge Flat Plate and NACA0015 Hydrofoil / A.Yu. Kravtsova, D.M. Markovich, K.S. Pervunin, M.V. Timoshevskiy // Int. J. Multiphase Flow. – 2014. – V.60. – P. 119–134.
164. Donnelly R. J. Experiments on the Capillary Instability of a Liquid Jet / R. J. Donnelly, W. I. Glaberson // Proc. Roy. Soc. – 1966. – V. A290. – P. 547–566.
165. Chaudhary K. The nonlinear Capillary Instability of a Liquid Jet (Experiments on Jet Behavior before Droplet Formation) / K.Chaudhary, T.Махworthy // J. Fluid Mech. – 1980. – V. 96. –№ 2. – P. 275–286.
166. Rutland D. A Non-linear Effect in the Capillary Instability of Liquid Jets / D. Rutland, G. Jameson // J.Fluid Mech. – 1971. – V. 46. –№ 2. – P. 267–271.
167. О влиянии длительности воздействия наложенных возмущений на распад струи жидкости / Г.М. Панченков, Р.А. Мамлеев, М.З.Максименко, В.В. Папко // Журн.физ.химии. – 1978. – Т. 52. – № 3. – С. 592–595.

168. Wetsel G.C. Capillary Oscillations on Liquid Jets / G.C. Wetsel // J. Appl. Phys. – 1980. – V. 51. – № 7. – P. 5586–5592.
169. Taub H.H. Investigation of Non-linear Waves on Liquid Jets / H.H. Taub // Phys. Fluids. – 1976. – V.19. – № 8. – P. 1124–1129.
170. Monodisperse Breakup of Liquid Jets / V.V. Blazhenkov, A.F.Ginevskii, V. F. Gunbin et al. // J. Eng. Physics. – 1988. – V. 55. – № 3. – P. 994–998.
171. Kowalewski T.A. On the Separation of Droplets from a Liquid Jet / T.A. Kowalewski // Fluid Dynamics Res. – 1996. – № 17. – P.121–145.
172. Hoeve W. Breakup of Diminutive Rayleigh jets / Wim van Hoeve, S. Gekle, J.H. Snoeijer // Phys. Fluids. – 2010. – V. 22. – № 12. – P.122003.
173. Ho-Young Kim. Imaging the High-Speed Impact of Microdrop on Solid Surface / Ho-Young Kim, Soon-Young Park, Kyoungdoug Min // Rev. Sci. Instr. – 2003. – V. 74. – № 11. – P. 4930–4937.
174. Бухаров А.В. Система определения скорости, размера и формы капель, образующихся при вынужденном капиллярном распаде струи жидкости / А.В. Бухаров, А.Е. Скок // VI Междун. научно-техн. конф. « Оптические методы исследования потоков (ОМИП) ». – Москва, МЭИ, 2001. – М.: Изд. дом МЭИ, 2001.
175. Экспериментальное исследование характеристик монодисперсных потоков из криогенных жидкостей / А.В. Бухаров, М. Бюшер, П.В.Федорец, А.А.Семёнов // IX Междун. научно-техн. конф. «Оптические методы исследования потоков (ОМИП) ». – Москва, МЭИ, 2007. – М.: Изд. дом МЭИ, 2007. – С. 464–467.
176. Тейлор Дж. Введение в теорию ошибок: перев. с англ./ Дж. Тейлор. – М.: Мир, 1985. – 272 с.
177. Дворяшин Б. В. Радиотехнические измерения / Б. В.Дворяшин, Х. И. Кузнецов. – М.: Сов. Радио, 1978. – 360 с.
178. Eggers J. Nonlinear Dynamics and Breakup of Free-Surface Flows / J. Eggers // Rev. Mod. Phys. – 1997. – V. 69. – № 3. – P. 865–929.

179. Dressler J. L. High-Order Azimuthal Instabilities on a Cylindrical Liquid Jet Driven by Temporal and Spatial Perturbations / J. L. Dressler // *Phys. Fluids*. – 1998. – V. 10. – № 9. – P. 2212–2227.
180. Бухаров А.В. Автоматизированная система определения параметров криогенных корпускулярных мишеней / А.В. Бухаров, С.И. Куканов, А.А. Семёнов // XXIV Науч. конф. стран СНГ «Дисперсные системы». – Одесса, Укр., сент., 2010. – Одесса: Астропринт, 2010. – С.53–54.
181. Бухаров А.В. Экспериментальная установка для изучения теплофизических процессов, происходящих в капельном холодильнике излучателе / А.В.Бухаров, И.Н.Власенко // Тр. 5-й Рос. Нац. конф. по теплообмену. – М.: Изд-во МЭИ, 2010. – Т.4. – С. 224–226.
182. Михеев М.А. Основы теплопередачи / М.А. Михеев, И.М. Михеева. – М.: Энергия, 1977. – 344 с.
183. Справочник по физико-техническим основам криогеники / М.П. Малков, И.Б. Данилов, А.Г. Зельдович и др. / под ред. М.П. Малкова. – М.: Энергоатомиздат, 1985. – 431 с.
184. Исаченко В.П. Теплопередача / В.П.Исаченко, В.А.Осипова, А.С. Сукомел. – М.: Энергоиздат, 1981. – 416 с.
185. Бухмиров В. В. Расчёт коэффициента конвективной теплоотдачи: Справочник / В.В. Бухмиров. – Иваново: Иванов. Гос. энерг. унив., 2007. – 39 с.
186. Тихонов А.Н. Уравнения математической физики / А.Н. Тихонов, А.А. Самарский. – М.: Наука, 1972. – 736 с.
187. Патанкар С. В. Численное решение задач теплопроводности и конвективного теплообмена при течении в каналах: пер. с англ./ С.В. Патанкар. – М.: Изд-во МЭИ, 2003. – 312 с.
188. Варгафтик Н.Б. Справочник по теплофизическим свойствам газов и жидкостей / Н.Б. Варгафтик. – М.: Наука, 1972. – 721 с.
189. Жаворонков В. А. Теплоотдача при кипении вакуумных масел в условиях работы пароструйных насосов: дисс. ... канд. техн. наук. – Казань, 1984. – 187 с.

190. Агранат Б. А. Основы физики и техники ультразвука / Б.А. Агранат, М.Н. Дубровин, Н.Н. Хавский. – М.: Высш. шк., 1987. – 352 с.
191. Ashgriz N. Handbook of Atomization and Sprays: Theory and Applications / N. Ashgriz. – Springer: Sci. Business Media, 2011. – 951 p.
192. Рез И. С. Диэлектрики. Основные свойства и применения в электронике / И.С.Рез, Ю.М. Поплавко. – М.: Радио и связь, 1989. – 288 с.
193. Бобцов А.А. Исполнительные устройства и системы для микроперемещений : учеб.пособие / А.А. Бобцов , В.И.Бойков, С.В. Быстров, В.В. Григорьев. – СПб.: Изд-во СПб ГУ ИТМО, 2011. – 131 с.
194. Brenn G. A New Apparatus for the Production of Monodisperse Sprays at High Flow Rates / G.Brenn , T.Helpio, F. Durst // Chem. Eng. Sci. – 1997. – № 52. – P. 237–244.
195. О вынужденном капиллярном распаде струй жидкости / В. В. Блаженков, А. Ф. Гиневский, В. Ф. Гунбин, А. С. Дмитриев // Изв. АН СССР. Сер. Механика жидкости и газа. – 1988. – № 2. – С. 53–61.
196. Гунбин В.Ф. Экспериментальное исследование вынужденного капиллярного распада струй ньютоновских жидкостей и создание инженерной методики расчёта генераторов монодисперсных частиц: дис. ... канд. техн. наук. – Москва, 1989. – 181 с.
197. Dosoudil M. Erzeugen Gleichgroßer Tropfen nach dem Abtropfverfahren / M. Dosoudil // Chem. Ing. Techn. – 1971. – V. 43. – № 21.– S. 1172–1176.
198. Дунский В. Ф. О переходе от капельного истечения жидкости к струйному истечению / В.Ф. Дунский, Н.В. Никитин // Прикл. механика и техн. физика. – 1974. – № 5. – С. 42–48.
199. Дунский В. Ф. Капание жидкости с острия / В.Ф. Дунский, Н.В. Никитин // Прикл. механика и техн. физика. – 1980. – № 1. – С. 49–55.
200. Wilson S. D. R. The Slow Dripping of a Viscous Liquid / S. D. R. Wilson // J. Fluid Mech. – 1988. – № 190. – P. 561–570.

201. Dani Or. Dripping into Subterranean Cavities from Unsaturated Fractures under Evaporative Conditions / Or. Dani, A. Teamrat Ghezzehei // *Water Resour. Res.* – 2000. – V. 36. – № 2. – P. 381–393.
202. Taur A. Dripping Modes of Newtonian Liquids: the Effect of Nozzle Inclination / A. Taur, P. Doshi, H.K. Yeoh // *Int. J. Chem., Nucl., Metallurg. and Mat.Eng.* – 2013. – V.7. – № 12. – P. 635–639.
203. Ambravaneswaran B. Theoretical Analysis of a Dripping Faucet / B. Ambravaneswaran, S. Phillips, O. Basaran // *Phys. Rev. Lett.* – 2000. – V. 85. – P. 5332.
204. Lin S. P. Drop and Spray Formation from a Liquid Jet / S. P. Lin, R. D. Reitz // *Ann. Rev. Fluid Mech.* – 1998. – V. 30. – P. 85–105.
205. Ranz W.E. On Sprays and Spraying / W.E.Ranz // *Eng. Res. Bull.: Pennsylvania State Univ.* – 1956. – B. 65. – 53 p.
206. Chigier N. Recent Advances in Spray Combustion: Spray Atomization and Drop Burning Phenomena / N.Chigier, R.D. Reitz // *Regimes of Jet Breakup and Breakup Mechanisms (Physical Aspects)*. AIAA. – 1996. – V.1. – P.109–135.
207. Kalaaji A. Breakup Length of Forced Liquid Jets / A. Kalaaji, B. Lopez, P. Attané, A. Soucemarianadin // *Phys. Fluids.* – 2003. – V.15. – P. 2469–2480.
208. González H. The Measurement of Growth Rates in Capillary Jets / H. González, F. J. García // *J. Fluid Mech.* – 2009. – № 619. – P. 179–212.
209. Pimbley W. T. Satellite Droplet Formation in a Liquid Jet / W. T. Pimbley, H. C. Lee // *IBM J. Res. Dev.* – 1977. – № 21. – P. 21–30.
210. Nayfeh A. Nonlinear Stability of a Liquid Jet / A. Nayfeh // *Phys. Fluids.* – 1970. – V. 13. – № 1. – P. 841–847.
211. Lafrance P. Nonlinear Breakup of a Laminar Jet / P. Lafrance // *Phys. Fluids.* – 1975. – V. 18. – P. 428–432.
212. Chaudhary K.C. The Nonlinear Capillary Instability of a Liquid Jet. Part 1. Theory / K.C. Chaudhary, L.G. Redekopp // *J. Fluid Mech.* – 1980. – V. 96. – P. 257–274.

213. Нелинейная эволюция волн при вынужденном капиллярном распаде струй / В.В. Блаженков, А.Ф. Гиневский, В.Ф. Гунбин и др. // Изв. РАН. Сер. Механика жидкости и газа. – 1993. – № 3. – С. 54–60.
214. Изучение переходной области вынужденного капиллярного распада струй жидкости / В.В. Блаженков, А.Ф. Гиневский, В.Ф. Гунбин и др. // Изв. РАН. Сер. Механика жидкости и газа. – 1995. – № 4. – С. 68–74.
215. Чесноков Ю.Г. Нелинейное развитие капиллярных волн в струе вязкой жидкости / Ю.Г. Чесноков // ЖТФ. – 2000. – Т.70. – №8. – С.31–38.
216. Маркова М. П. О нелинейном развитии капиллярных волн в струе жидкости / М. П. Маркова, В. Я. Шкадов // Изв. АН СССР. Сер. Механика жидкости и газа. – 1972.– № 3. – С. 30–37.
217. Chaudhary K.C. The Nonlinear Capillary Instability of a Liquid Jet. Part 3. Experiments on Satellite Drop Formation and Control / K.C. Chaudhary, T. Maxworthy // J. Fluid Mech. – 1980. – V. 96. – P. 287–297.
218. Torpey P.A. A Nonlinear Theory for Describing the Propagation of Disturbances on a Capillary Jet / P.A. Torpey // Phys. Fluids.–1989.–V.A 1. – P. 661–671.
219. Nonlinear evolution of waves in forced decaying capillary jets / V.V. Blazhenkov, A.F. Ginevsky, V.F. Gunbin et al. // Fluid Dynamics. – 1993. – V. 28. – № 3. – P.338–342.
220. Бухаров А.В. Влияние вязкости жидкости на волновое число, соответствующее максимальной неустойчивости струи / А.В.Бухаров, С.В. Пепа // Вест. МЭИ. –2014. – № 2. – С.24–28.
221. Дмитриев А.С. Устойчивость регулярных потоков монодисперсного аэрозоля в газах // Тр. Рос. аэрозольн. конф. – М.: НИФХИ, 1993. – С. 65–69.
222. Гиневский А.Ф. Некоторые проблемы создания упорядоченных потоков монодисперсных макрочастиц / А.Ф. Гиневский, А.С. Дмитриев // Тр. МЭИ. – 1987. – № 149. – С. 5–24.
223. Crowley J. Viscosity-Induced Instability of a One-Dimensional Lattice of Falling Spheres // J. Fluid Mech. – 1971. – V. 45. – P. 151–159.

224. Connon C.S. Flow Behavior near an Infinite Droplet Stream / C.S. Connon, D. Dunn-Rankin // *Experiments in Fluids*. – 1996. – V. 21. – № 2. – P. 80–86.
225. Taniguchi I. Simultaneous Measurement of Drag Coefficients and Mass Transfer of a Chain of Uniform Volatile Drops / I. Taniguchi, T. Kuriyama, K. Asano // *J. Chem. Eng. of Japan*. – 1991. – V. 24. – № 2. – P. 232–237.
226. Бухаров А.В. Получение потока заряженных монодисперсных капель из проводящих жидкостей: дис. ... канд. техн. наук. – М., 1991. – 205 с.
227. Гунбин В.Ф. Экспериментальное исследование влияния отношения сигнал/шум на характеристики вынужденного капиллярного распада струй / В.Ф. Гунбин, В.В. Блаженков // *ИФЖ*. – 1991. – Т. 60. – № 4. – С. 544–550.
228. Блаженков В.В. Об устойчивости потока монодисперсных капель в газовой среде различной плотности / В.В. Блаженков, Д.Б. Чашихин // *ИФЖ*. – 1991. – Т. 60. – № 4. – С. 668–670.
229. Гиневский А.Ф. Об устойчивости испаряющейся цепочки одинаковых капель / А.Ф. Гиневский, А.С. Дмитриев, Д.А. Овечкин // *ИФЖ*. – 1991. – Т. 60. – № 4. – С. 656–660.
230. Orme M. The Manipulation of Capillary Stream Breakup Using Amplitudemodulated Disturbances: a Pictorial and Quantitative Representation / M. Orme, E. Muntz // *Phys. Fluids*. – 1990. – V. A2. – № 7. – P. 1124–1140.
231. Study of the Transition Regime of Forced Capillary Breakup of a Liquid Jet / V.V. Blazhenkov, A.F. Ginevskii, V.F. Gunbin, A.S. Dmitriev // *Fluid Dynamics*. – 1995. – V. 30. – № 4. – P. 544–549.
232. Крюков А. П. Элементы физической кинетики: учеб. пособие / А. П. Крюков. – М.: Изд-во МЭИ, 1995. – 69 с.
233. Кутателадзе С.С. Справочник по теплопередаче / С.С. Кутателадзе, В.М. Боришанский. – Л.: Госэнергоиздат, 1959. – 418 с.
234. О теплофизических явлениях при генерации и распространении криогенных корпускулярных мишеней в криогенной технике / А.В. Бухаров, А.Ф. Гиневский, А.С. Дмитриев и др. // Тр. 2-й Рос. Нац. конф. по теплообмену. – Москва, окт., 1998. – М.: Изд-во МЭИ, 1998. – Т.4. – С.280–282.

235. Теплофизические проблемы криогенных корпускулярных мишеней / А.В. Бухаров, Е.В. Аметистов, А.Ф. Гиневский, М.А. Бухарова // XXIII Междунар. сем. по ускорителям заряж. частиц. – Алушта, Укр., сент., 2013. – Харьков: Изд-во ННЦ ХФТИ, 2013. – С.138.
236. Heat-Physical Problems of Cryogenic Corpuscular Targets / A.V.Boukharov, E.V. Ametistov, A.F. Ginevsky, M.A. Bukharova // *Вопр. атом. науки и техники. Сер. Ядерно-физ. иссл.* – 2013. – № 6. – С. 205–208.
237. Водород. Свойства, получение, хранение, транспортирование, применение. Справочное издание / Д.Ю. Гамбург, В.П.Семёнов, Н.Ф.Дубовкин и др. – М.: Химия, 1989. – 672 л.
238. Справочник по теплопроводности жидкостей и газов / Н.Б.Варгафтик, Л.П.Филиппов, А.А.Тарзиманов и др. – М.: Энергоатомиздат, 1990. – 352 с.
239. Физические величины. Справочник / А.П. Бабичев, Н.А.Бабушкина, А.М. Братковский и др. – М.: Энергоатомиздат, 1991. – 1232 с.
240. Теплофизические свойства неона, аргона, криптона и ксенона / В.А. Рабинович, А.А. Вассерман, В.И. Недоступ и др. – М.: Изд-во стандартов, 1975. – 636 с.
241. Термодинамические свойства азота / В.В. Сычѳв, А.А. Вассерман, А.Д. Козлов и др. – М.: Изд-во стандартов, 1977. – 352 с.
242. Trostell P. The Thermodynamics of Hydrogen Micro-Spheres as Internal Targets in Ion Storage Rings // *Proc. 1-st European Particle Accelerator Conf.* – Rome, Italy, 7-11 Jun., 1988. – P.1424–1426.
243. Pellet Target for Experiments on Internal Beam of Accelerators / A.V. Boukharov, M. Buscher, A.F.Ginevskiy et.al. / *5-th Cryogenics 1998-IIR Int. Conf.* – Prague, Czech.Republic. – Prague: Icaris Ltd,1998.– P. 96-100.
244. Pellet Target Cryostat Test result / A. Boukharov, M. Buscher, W. Borgset al. / *6-th Cryogenics 2000-IIR Int.Conf.* – Prague, Czech.Republic. – Prague: Icaris Ltd,2000.
245. Бухаров А.В. Программа для расчѳта элементов системы ожижения криогенной корпускулярной мишени/А.В. Бухаров, А.В. Чемоданов / XXV

- Международн.научн.конф. «Дисперсные системы». – Одесса, Укр., сент., 2012. – С. 45–46.
246. Григорьев В.А. Тепло и массообменные аппараты криогенной техники/ В.А.Григорьев, Ю. И. Крохин. – М.: Энергоатомиздат, 1982.– 312 с.
247. . Григорьев В.А. Кипение криогенных жидкостей / В.А.Григорьев, Ю.М. Павлов, Е.В. Аметистов. – М.: Энергия, 1977. – 288 с.
248. Бухаров А.В. Теплофизические проблемы криогенных корпускулярных мишеней / А.В. Бухаров, А.Ф. Гиневский, А.Ю. Бурлакова // Вест. МЭИ. – 2015. – №3. – С. 35 – 41.
249. Вакуумная техника: справочник / Е.С.Фролов, В.Е. Минайчев, А.Т. Александрова и др./под ред. Е.С. Фролова.–М.:Машиностроение,1985.–360 с.
250. Пипко А.И. Конструирование и расчёт вакуумных систем / А.И. Пипко, В.Я. Плисковский, Е.А. Пенчко. – М.: Энергия, 1979. – 504 с.
251. Свойства жидкого и твёрдого водорода: Справочный обзор, № 1 / Б.Н. Есельсон, Ю.П.Благой, В.Н.Григорьев и др.–М.:Изд-во стандартов,1969.–136с.
252. Khristenko Yu. The Safety Provision during Venting of Gaseous Hydrogen to Atmosphere at the Liquid Propellant Rocket Engine Test Stand Complex Using LH₂+LOX / Yu. Khristenko, V.Tomilin // Int. J. Hydrogen Energy. – 1999. – № 24. – P. 677–685.
253. Omar M.H. Solubility of Nitrogen and Oxygen in Liquid Hydrogen at Temperatures between 27 and 33 Degrees K / M.H. Omar, Z. Dokoupil // Physica. – 1962. – № 28. – P.461–471.
254. Кириллин В.А. Термодинамика растворов / В.А. Кириллин, А.Е. Шейндлин, Э.Э. Шпильрайн. – изд. 2-е, перераб. и доп. – М.: Энергия, 1979.–288 с.
255. Морозов В.С. О растворимости азота в жидком водороде и его очистка адсорбцией / В.С. Морозов, Д.В. Морозов, Е.В. Морозов // Технические газы. – 2003. – № 3. –С. 46–49.
256. Морозов В.С.О растворимости твёрдого кислорода в жидком водороде / В.С. Морозов, Д. В. Морозов, Е. В. Морозов // Технические газы. – 2003. – № 4. – С. 55–56.

257. Морозов В.С. Отбор проб жидкого водорода на анализ / В.С.Морозов, Д.В. Морозов // Технические газы. – 2003. – № 4. – С. 52–54.
258. Boukharov A. Latest Developments for the Moscow-Juelich Pellet Target / A. Boukharov, M. Buescher, A. Semenov et al. // IKP / COSY Annual Report. – FZ Juelich, 2008. [Электронный ресурс]. Систем. требования: Adobe Acrobat Reader. –URL: http://donald.cc.kfa-juelich.de/wochenplan/publications/AR2008/documents/AR2008_Articles.pdf (дата обращения: 20.03.2014).
259. NIST Chemistry WebBook // National Institute of Standards and Technology. 2011. [Электронный ресурс]. URL: <http://webbook.nist.gov/chemistry> (дата обращения: 20.02.2014).
260. Boukharov A. Hydrogen Droplet Production with the ANKE Pellet Target / A. Boukharov, M. Buescher, V. Chernyshov et al. // IKP / COSY Annual Report, FZ Juelich, 2001. [Электронный ресурс]. Систем. требования: Adobe Acrobat Reader. – URL: http://donald.cc.kfa-juelich.de/wochenplan/publications/AR2001/CHAP1/Pellet_target-1.pdf (дата обращения: 09.01.2005).
261. Boukharov A. Study of Liquid Hydrogen Jet Properties Close to Triple-point Conditions / A. Boukharov, M. Buescher, V. Chernyshov et al. // IKP / COSY Annual Report. – FZ Juelich, 2001. [Электронный ресурс]. Систем. требования: Adobe Acrobat Reader. – URL : [www:http://donald.cc.kfa-juelich.de/wochenplan/publications/AR2001/CHAP1/Pellet_target-2.pdf](http://donald.cc.kfa-juelich.de/wochenplan/publications/AR2001/CHAP1/Pellet_target-2.pdf) (дата обращения: 09.01.2005).
262. Boukharov A. Development of the ANKE Pellet Target / A. Boukharov, M. Buescher, V. Chernyshov et al. // IKP / COSY Annual Report. – FZ Juelich, 2002. [Электронный ресурс]. Систем. требования: Adobe Acrobat Reader. – URL: [www: http://donald.cc.kfa-juelich.de/wochenplan/publications/AR2002/CHAP1/1116.pdf](http://donald.cc.kfa-juelich.de/wochenplan/publications/AR2002/CHAP1/1116.pdf) (дата обращения: 09.01.2005).
263. Boukharov A. Hydrogen and Nitrogen Droplet Production with the ANKE Pellet Target / A. Boukharov, V. Balanutsa, W. Borgs et al. // IKP / COSY Annual Report. – FZ Juelich, 2003. [Электронный ресурс]. Систем. требования: Adobe Acrobat Reader. – URL: <http://donald.cc.kfa-juelich.de/wochenplan/publications/AR2003/CHAP1/1044.pdf> (дата обращения: 13.01.2005).

264. Boukharov A. Observation of Hydrogen and Nitrogen Pellets at the ANKE Pellet Target / A. Boukharov, W. Borgs, M.Buescher et al. // IKP / COSY Annual Report. – FZ Juelich, 2004. [Электронный ресурс]. Систем. требования: Adobe Acrobat Reader. – URL: http://donald.cc.kfa-juelich.de/wochenplan/publications/AR2004/documents/AR2004_Articles.pdf (дата обращения: 13.01.2005).
265. Криогенные монодисперсные системы / А.В. Бухаров, А.А. Семенов, А.С. Дмитриев, В.П.Чернышев // XXI Межд. науч. конф. «Дисперсные системы». – Одесса, Укр., 20-24 сент., 2004. – Одесса: Изд-во Нац. Унив. им. И.И.Мечникова, 2004. – С.67–68.
266. Boukharov A. Investigation of Pellet Parameters with the Moscow-Juelich Pellet Target / A.Boukharov, M.Buescher, V.Chernyshev et al. // IKP / COSY Annual Report. – FZ Juelich, 2005. [Электронный ресурс]. Систем. требования: Adobe Acrobat Reader. – URL: http://donald.cc.kfa-juelich.de/wochenplan/publications/AR2005/documents/AR2005_Articles.pdf (дата обращения: 20.04.2006).
267. Boukharov A. Investigation of the Operation Regimes with the Moscow-Jülich Pellet Target / A. Boukharov, M.Buescher, V. Balanutsa et al. // IKP / COSY Annual Report. – FZ Juelich, 2006. [Электронный ресурс]. Систем. требования: Adobe Acrobat Reader. – URL: http://donald.cc.kfa-juelich.de/wochenplan/publications/AR2006/documents/AR2006_Articles.pdf (дата обращения: 30.06.2007).
268. Boukharov A. Observation and Measurement of Hydrogen and Nitrogen Frozen Droplets at the ANKE Pellet Target / A. Boukharov, P.Fedorets, W.Borgs, M.Buescher et al. // DPG spring meeting, Berlin, 4-9 March, 2005: Verhandlungen der Deutschen Physikalischen Gesellschaft. – 2005. – № 4. – P. 95.
269. Boukharov A. Observation and Measurement of Hydrogen and Nitrogen Frozen Droplets (pellets) at the Moscow-Julich Pellet Target / A. Boukharov, P. Fedorets // 6-th Int. Conf. on Nuclear Physics at Storage Rings. – 23-26 May 2005, Jülich – Bonn : GermanySchriften des Forschungszentrums Jülich Matter and Materials, 2005. – V. 30. – P. 385.

270. Эксперименты по получению гранул из жидкого водорода / А.В.Бухаров, А.А. Семенов, В.П. Чернышев, М. Бюшер // Тр. 4-й Рос. Нац. конф. по теплообмену. – М.: Изд-во МЭИ, 2006. – Т.1. – С.182–185.
271. Boukharov A. Optimization of the Moscow-Juelich Pellet Target / A. Boukharov, M.Buescher, P. Fedorets et al. // IKP/COSY Annual Report, FZ Juelich, 2007. [Электронный ресурс]. Систем. требования: Adobe Acrobat Reader. – URL: http://donald.cc.kfa-juelich.de/wochenplan/publications/AR2007/documents/AR2007_Articles.pdf (дата обращения: 29.01.2009).
272. Володин В.М. Автоматизация и программирование инженерных задач средствами Маткада: учеб. пособие / В.М. Володин, О.Б. Бутусов, Г.В. Добролюбов. – М.: МГУИЭ, 2000. – 188 с.
273. Бухаров А.В. Теплофизическая модель и программа расчёта характеристик криогенных корпускулярных мишеней / А.В. Бухаров, В.В. Ивлиева // XXV Междун.науч.конф. «Дисперсные системы». – Одесса, Укр., сент., 2012. – Одесса: Изд. Нац. Унив. им. Мечникова, 2012. – С.41–42.
274. Бухаров А.В. Экспериментальное исследование поведения капиллярных струй в среде низкого давления/ А.В. Бухаров, А.А.Семенов. // Тр. 3-й Рос. Нац. конф. по теплообмену. – М.: Изд-во МЭИ, 2002. – Т.4. – С.242–244.
275. Бухаров А.В. Исследование поведения капиллярных сильноиспаряющихся струй жидкости в условиях вакуума / А.В. Бухаров, А.А.Семенов // Вест. МЭИ. – 2003. – № 4. – С.40–42.
276. Лабунцов Д. А. Физические основы энергетики / Д.А. Лабунцов. – М.: Изд-во МЭИ, 2000. – 388 с.
277. Свид. о рег. № 2015619172. Программа для определения характеристик жидких струй и капель «JET-1»/А.В.Бухаров, С.И.Куканов. – Опубл. 25.08.2015.
278. Экспериментальная установка для изучения теплофизических процессов получения монодисперсных гранул льда / А.В.Бухаров, А.В.Балашов, В.Н. Могорычный, А.Д.Тимохин // Вест. МЭИ. – 2012. – № 1. – С. 49–53.

279. Experimental Access to Transition Distribution Amplitudes with the PANDA Experiment at FAIR / B. P. Singh, A.V.Boukharov, S. Costanza et al. // The European Phys. J. – 2015. – V.51. – № 107. – P.1–19.
280. New Type of Metal Targets / V.B. Ankudinov, A.V.Boukharov, V.P. Ogorodnikov, Y.A. Marukhin // Problems of Atomic Sci. and Tech. Ser. Nucl.- Phys. Research. – 2014. – № 3. – P. 190–192.
281. Использование криогенной корпускулярной мишени для экспериментов по лазерному ускорению заряженных частиц / А.В. Бухаров, М. Бюшер, А.С. Герасимов, А.Ф. Гиневский // Вопр. атом. науки и техники. Сер. Ядерно-физ. иссл. – 2010. – № 2. – С. 60–63.
282. Бухаров А.В. Моделирование поля температур в системе каплегенерации водородной криомишени / А.В.Бухаров, И. Н. Марышев // Вест. МЭИ. – 2006. – № 4. – С. 16–19.
283. Production of Hydrogen, Nitrogen and Argon Pellet with the Moscow-Julich Pellet Target / A.Boukharov, M.Büscher, V.Balanutsa et al. // Int. J. of Modern Physics E, Nuclear Physics. – 2009. – V.18. – Is.2. – P.505–510.
284. Экспериментальная установка для получения твёрдых гранул водорода / А.В. Бухаров, М. Бюшер, А.А. Семёнов и др.// Вест. МЭИ. – 2006. – № 2. – С. 16–24.
285. Эксперименты по получению гранул из твёрдого водорода / А.В. Бухаров, М. Бюшер, А.А. Семёнов и др.// Вест. МЭИ. – 2006. – № 3. – С. 34–40.
286. Пат. 2309832 Российская Федерация, МПК В 24 С 3/00. Установка для очистки поверхности / Бухаров А.В., Дмитриев А.С., Аметистов Е.В.; заявитель и патентообладатель Бухаров А.В. – № 2005132791; заявл. 25.10.05; опубл.10.11.07, Бюл. №31. – 5 с.