

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Объединённый институт высоких температур
Российской академии наук

На правах рукописи



УДК 533.9

Гавриков Андрей Владимирович

**Плазменно-пылевые структуры
при внешних воздействиях:
зарядка макрочастиц, их динамика
и явления переноса**

01.04.08 – Физика плазмы

ДИССЕРТАЦИЯ

на соискание ученой степени
доктора физико-математических наук

Научный консультант

д-р физ.-мат. наук, академик РАН, проф.

Петров Олег Федорович

Москва – 2019

Оглавление

Введение	5
Глава 1. Плазменно-пылевые образования различной степени упорядоченности и диффузия в них	13
1.1. Основные характеристики пылевых структур в плазме и их диагностика	14
1.2. Трёхчастичные корреляции в неидеальной пылевой плазме	26
1.3. Диффузия макрочастиц в жидкостных плазменно-пылевых структурах и верификация метода определения параметра неидеальности по парным корреляционным функциям	35
1.4. Выводы к первой главе	41
Глава 2. Вязкопластические свойства пылевых структур в плазме газового разряда	44
2.1. Метод нахождения коэффициента вязкости плазменно-пылевого образования на базе классического определения	45
2.2. Результаты экспериментального определения параметров течения плазменно-пылевой жидкости, инициированного лазерным излучением	49
2.3. Результаты восстановления коэффициента вязкости плазменно-пылевой жидкости на базе классического определения и с использованием уравнения Навье-Стокса	55
2.4. Результаты экспериментального определения параметров течения, инициированного лазерным излучением, и коэффициента вязкости плазменно-пылевого кристалла	64
2.5. Анализ неньютоновского поведения плазменно-пылевой жидкости	70
2.6. Выводы ко второй главе	75

Глава 3. Теплоперенос в плазменно-пылевых образованиях в газовых разрядах	77
3.1. Метод определения коэффициента теплопроводности плазменно-пылевой жидкости	78
3.2. Результаты экспериментального определения коэффициента теплопроводности плазменно-пылевой жидкости в ВЧ-разряде	81
3.3. Результаты экспериментального определения коэффициента теплопроводности плазменно-пылевой жидкости при неоднородном нагреве пучком электронов	97
3.4. Выводы к третьей главе	109
Глава 4. Зарядка пылевых частиц под действием ультрафиолетового излучения	110
4.1. Экспериментальный стенд для изучения фотоэмиссионной зарядки макрочастиц	110
4.2. Результаты анализа динамики движения макрочастиц в электрическом поле при воздействии УФ излучения	114
4.3. Выводы к четвёртой главе	120
Глава 5. Воздействие пучка электронов кэВ энергий на пылевые образования	121
5.1. Экспериментальный стенд для исследования воздействия пучка электронов кэВ энергий на пылевые частицы	122
5.2. Сверхвысокая зарядка пылевых частиц электронами кэВ энергий	131
5.3. Нагрев пылевых частиц электронами кэВ энергий	146
5.4. Выводы к пятой главе	149
Глава 6. Динамика частиц плазменно-пылевой структуры при воздействии лазерного излучения на отдельную частицу	150

6.1. Возбуждение долгоживущих колебательных состояний макрочастицы в плазменно-пылевом монослое	150
6.2. Генерация и последующая эволюция вакансий в плазменно-пылевом кристалле	160
6.3. Выводы к шестой главе	164
Заключение	166
Список публикаций	168
Цитированная литература	172

Введение

Актуальность темы исследования

В настоящее время физика пылевой плазмы является развивающейся областью исследований, которая включает как фундаментальные задачи физики плазмы, гидродинамики, кинетики фазовых переходов, нелинейной физики, физики твердого тела и астрофизики, так и прикладные [29].

Пылевая плазма представляет собой плазму, содержащую заряженные твёрдые или жидкие макроскопические частицы. В зависимости от механизмов зарядки (потoki ионов и электронов, фото-, термо-, вторичная электронная эмиссия) частицы в такой плазме приобретают отрицательный или положительный заряд [30]. Пылевая плазма широко распространена в природе — она найдена в ионосфере Земли [31], на поверхностях планет и их спутниках, в планетарных кольцах, хвостах комет, межпланетных и межзвёздных облаках [32]. Также пылевая плазма обнаружена вблизи искусственных спутников, космических станций [33, 34], в пристеночной области установок управляемого термоядерного синтеза [35, 36], камерах для производства элементов микроэлектроники [29, 37, 38] и др.

Пылевая плазма в лабораторных условиях была выявлена ещё в начале XX века [39]. Её активное изучение началось значительно позже с развитием таких приложений как ракетные топлива (твёрдые), МГД-генераторы, технологии плазменного напыления, травления, производства наночастиц и т.п. Изначально внимание исследователей было сосредоточено на вопросах зарядки пыли, распространения электромагнитных волн, их затухания и неустойчивости, затем интерес сместился в область изучения упорядоченных структур, образуемых в пылевой плазме. В последнее время активно продолжаются исследования свойств плазменно-пылевых упорядоченных структур, потенциалов взаимодействия, фазовых переходов, процессов переноса в таких системах, исследуются отклики на внешние воздействия. Большой интерес вызывают исследования пы-

левой плазмы с точки зрения термодинамики открытых систем [40]. Широту спектра вопросов, относящихся к пылевой плазме, иллюстрирует диапазон экспериментальных условий, в которых проводятся исследования: от криогенных температур [41, 42] до условий микрогравитации на борту космических станций [43–45].

Цели и задачи диссертационной работы

Основными целям настоящей работы являются изучение плазменно-пылевых структур при внешних воздействиях, исследование зарядки макрочастиц, их динамики, исследование явлений переноса в пылевой подсистеме комплексной плазмы.

Для их достижения были решены следующие вопросы, относящиеся к сильноупорядоченным плазменно-пылевым структурам: парные и трехчастичные корреляции в неидеальной пылевой плазме; диффузия макрочастиц в жидкостных структурах; течения в плазменно-пылевых образованиях, вязкопластические свойства пылевых структур; теплоперенос в плазменно-пылевой жидкости и ее коэффициенты теплопроводности; зарядка макрочастиц под действием УФ-излучения; зарядка макрочастиц пучком электронов кэВ энергий; динамика макрочастиц при воздействии на одну из них лазерного излучения.

Научная новизна

Все результаты, представленные в работе являются оригинальными, а полученные данные новыми.

Получены новые данные о коэффициенте диффузии макрочастиц в жидкостных плазменно-пылевых структурах.

Выполнена верификация бесконтактного метода диагностики эффективного параметра неидеальности пылевой плазмы.

Впервые экспериментально получены трехчастичные корреляционные функции для макрочастиц в пылевой плазме и проанализирована точность при-

менения суперпозиционного приближения.

Разработан новый метод, позволяющий диагностировать коэффициент вязкости плазменно-пылевых образований в широком диапазоне параметров неидеальности Γ : от нескольких единиц, соответствующих слабокоррелированной жидкости, до нескольких сотен, отвечающих кристаллическим структурам. Измерения, выполненные при помощи указанного метода, позволили впервые установить характерные значения для коэффициента сдвиговой вязкости (порядка 10^{-10} Па·с для типичных плазменно-пылевых жидкостей и 10^{-8} Па·с для плазменно-пылевых кристаллов).

Предложен новый метод определения коэффициентов теплопроводности и температуропроводности для жидкостных пылевых структур. Впервые экспериментально получены температурная зависимость данных коэффициентов и их зависимость от параметра неидеальности плазменно-пылевой структуры.

Получены новые экспериментальные данные о фотоэмиссионной зарядке ансамбля полидисперсных металлических макрочастиц с относительно небольшой работой выхода (3,3 эВ), установлено, что происходит дипольная зарядка пылевых частиц с преобладанием положительно заряженной фракции.

Разработан и создан экспериментальный комплекс для исследования воздействия электронного пучка кэВ энергий на пылевые структуры.

Впервые экспериментально продемонстрирована сверхвысокая зарядка пылевых частиц при прямом воздействии электронного пучка, выполнен анализ механизмов такой зарядки.

Экспериментально реализован новый способ возбуждения вертикальных осцилляций отдельной макрочастицы в монослойной плазменно-пылевой упорядоченной структуре, установлен автоколебательный характер полученных осцилляций и проанализированы возможные механизмы их поддержания.

Предложен новый способ генерации единичных вакансий в плазменно-пылевом кристалле, который позволил по измеренным ускорениям пылевых частиц оценить силу их эффективного взаимодействия.

Практическая значимость

Результаты, полученные в работе могут быть использованы для построения и развития физических моделей всевозможных сильнонеидеальных систем, например, таких как космические плазменно-пылевые образования (в пылегазовых облаках, атмосферах планет, вблизи поверхности космических тел и т.п.), жидкости различной степени упорядоченности, вигнеровские кристаллы в ионных ловушках, структуры электронов на поверхности жидкого гелия и др.

Полученные данные важны не только с точки зрения фундаментальных исследований, но и с прикладной точки зрения. Они представляют интерес для создания плазменно-пылевых двигателей космических аппаратов, разработки новых композитных материалов, в частности катализаторов и лекарств с возможностью адресной доставки внутри организма, сепарации частиц по размерам, для каталитического ускорения скорости реакций с высоким энергетическим барьером, глубокой имплантации ионов, получения материалов с новыми поверхностными свойствами и т.д.

Положения, выносимые на защиту:

- Метод, разработанный на базе проведенных в широком диапазоне параметров неидеальности (от 20 до 110) исследований диффузии и парных корреляций в жидкостных плазменно-пылевых структурах, позволяет восстанавливать параметр неидеальности, основываясь на парных корреляционных функциях.
- Результаты экспериментальных исследований парных и тройных корреляций в плазменно-пылевых структурах показали, что отличие трехчастичной корреляционной функции, восстанавливаемой при помощи суперпозиционного приближения, от непосредственно вычисляемой на базе определения, составляет от 30 до 60 %.

- Разработанный метод диагностики позволяет определять коэффициент сдвиговой вязкости для плазменно-пылевых жидкостей в широком диапазоне параметров неидеальности (от 1 до 110), а также для кристаллических плазменно-пылевых структур.
- Экспериментально полученные характерные значения коэффициента сдвиговой вязкости составляют $(0,2-1,4) \cdot 10^{-9}$ Па·с для плазменно-пылевых жидкостей и $(1-4) \cdot 10^{-8}$ Па·с для плазменно-пылевых кристаллов.
- Экспериментально полученные зависимости коэффициента теплопроводности жидкостных плазменно-пылевых структур от температуры и параметра неидеальности показывают характерные значения коэффициента $(1-4) \cdot 10^{-14}$ эрг/(с·см·К).
- Данные экспериментального исследования фотоэмиссионной зарядки полидисперсных иттриевых макрочастиц с характерным размером менее 100 мкм (работа выхода фотоэлектронов 3,3 эВ) показывают, что происходит двуполярная зарядка: около 90 % частиц приобретает положительный заряд (~ 8000 элементарных зарядов), около 10 % — отрицательный заряд (~ 1500 элементарных зарядов) для частиц радиусом 15 мкм.
- Результаты экспериментальных исследований показали, что воздействие электронного пучка кэВ-энергий на пылевые образования позволяет осуществить сверхвысокую зарядку макрочастиц ($1,6 \cdot 10^7$ элементарных зарядов для частицы радиусом 50 мкм).
- При помощи лазерного импульса возможно возбуждение незатухающих вертикальных осцилляций отдельной макрочастицы в монослойной плазменно-пылевой структуре. Эффекты, связанные с перезарядкой частицы и запаздыванием её заряда по отношению к равновесному, не могут обеспечить поддержание режима найденных автоколебаний.

Степень достоверности и апробация результатов

Основные результаты диссертации докладывались на российских и международных конференциях: XLVI–XLVIII, XLIX и 50–55 Научных конференциях «Современные проблемы фундаментальных и прикладных наук» (Москва, Долгопрудный, 2003–2012); XX–XXV International Conferences on Interaction of Intense Energy Fluxes with Matter (четн.) / on Equations of State for Matter (нечетн.) (Эльбрус, 2005–2011); Научно-координационных сессиях «Исследования неидеальной плазмы» (Москва, 2006–2010); IV Российском семинаре «Современные средства диагностики плазмы и их применение для контроля веществ и окружающей среды» (Москва, 2003); XXXIII Международной конференции по физике плазмы и управляемому термоядерному синтезу (Звенигород, 2006); XII Школе молодых ученых «Актуальные проблемы физики» (Звенигород, 2008); 10-й Юбилейной международной научно-технической конференции «Оптические методы исследования потоков» (Москва, 2009); Юбилейной научной конференции, посвящённой 50-летию создания ОИВТ РАН (Москва, 2010); 1st–3rd International Conferences on the Physics of Dusty and Combustion Plasmas (Odessa, Ukraine, 2004, 2007, 2010); 31st–33rd, 35th, 36th European Physical Society Conferences on Plasma Physics (2004–2006, 2008, 2009); 6th Workshop on Fine Particle Plasmas (Tokyo, Japan, 2005); 15th Symposium on Applications of Plasma Processes (Podbanske, Slovakia, 2005); 4th–6th International Conferences on the Physics of Dusty Plasma (2005, 2008, 2011); International Conference on Strongly Coupled Coulomb Systems (Moscow, 2005); 13th International Congress on Plasma Physics (Kiev, Ukraine, 2006); 8th Workshop on Fine Particle Plasmas Generation, Growth, Behavior, and Control of Fine Particles in Plasmas (Tokyo, Japan, 2007); Indo-Russian Workshop on High Energy Density Physics for Innovative Technology and Industry Applications (Pune, India, 2008); 13th International Conference on Physics of Non-Ideal Plasmas (Chernogolovka, 2009); VI International conference on Plasma Physics and Plasma Technology (Minsk, Belarus, 2009) и др.

Работы выполняемые по отдельным главам были поддержаны грантами

Президента (МК-2009.2006.8, МК-2471.2010.8), грантами РФФИ. За ряд результатов, включенных в диссертацию, автор был удостоен диплома Президиума Российской академии наук о присуждении медали Российской академии наук с премией для молодых ученых (2006), почетного диплома лауреата 14 конкурса Европейской Академии для молодых ученых России по разделу «Физика» (2007).

Публикации

По теме диссертации автором опубликовано более 50 печатных работ, из них в рецензируемых журналах 25 [1–25], остальные в сборниках и трудах конференций.

Личный вклад автора

Содержание диссертации и основные положения, выносимые на защиту, отражают персональный вклад автора в опубликованные работы. Подготовка к публикации полученных результатов проводилась совместно с соавторами, причём вклад диссертанта был определяющим. Все представленные в диссертации результаты получены лично автором.

Структура и объем диссертации

Диссертация состоит из введения, 6 глав, заключения и списка литературы. Общий объем диссертации 182 страницы, включая 85 рисунков, 6 таблиц и библиографию из 136 наименований на 14 страницах.

Благодарности

Автор считает своим приятным долгом выразить благодарность научному консультанту доктору физ.-мат. наук, академику РАН, проф. [Петрову О. Ф.](#) за плодотворные обсуждения, рекомендации и постоянное внимание к работе. Диссертант искренне признателен мудрому и проницательному старшему това-

рищу, доктору физ.-мат. наук, академику РАН, проф. [Смирнову В. П.](#) за передаваемый опыт и постоянную поддержку. За полезные дискуссии, практические советы, помощь в проведении исследований и создании экспериментальных стендов автор благодарен доктору физ.-мат. наук [Иванову А. С.](#), доктору физ.-мат. наук [Ваулиной О. С.](#), доктору физ.-мат. наук [Васильеву М. Н.](#), доктору физ.-мат. наук [Филлипову А. В.](#), канд. физ.-мат. наук Чернышову А. В., канд. физ.-мат. наук Шаховой И. А., Богачеву С. С. и другим своим замечательным соавторам и коллегам. Отдельную благодарность автор выражает канд. физ.-мат. наук [Вороне Н. А.](#) и канд. физ.-мат. наук [Тимирханову Р. А.](#), без поддержки которых данная рукопись могла бы и не появиться.

Глава 1

Плазменно-пылевые образования различной степени упорядоченности и диффузия в них

В плазменно-пылевых системах кроме традиционных составляющих, таких как электроны, ионы и нейтральные молекулы буферного газа, присутствуют макрочастицы, типичный размер которых варьируется от долей микрона до нескольких сотен микрон (рис. 1.1), как правило, обладают значительным зарядом ($10^3 - 10^4$ элементарных зарядов для частицы микронного размера) и сильно взаимодействуют друг с другом, образуя структуры различной степени упорядоченности. Поэтому для описания пылевой плазмы кроме традиционных для обычной плазмы параметров, таких как, например, температуры и концентрации электронов и ионов, степень ионизации, радиус Дебая, плазменная частота, используются характеристики, описывающие динамические и структурные свойства пылевой компоненты. К ним, прежде всего, относятся кинетическая температура макрочастиц, характеризующая среднюю энергию хаотического движения пылевых частиц, параметр неидеальности, представляющий собой отношение потенциальной энергии взаимодействия двух макрочастиц плазменно-пылевого образования к их кинетической температуре, корреляционные функции, позволяющие сделать вывод об упорядоченности плазменно-пылевого образования. Рассмотрим более подробно упомянутые характеристики и способы их диагностирования.

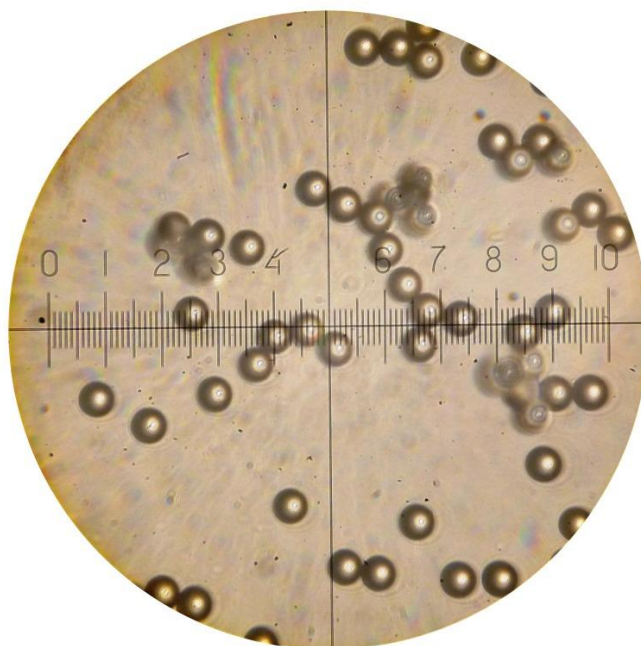


Рис. 1.1. **Монодисперсные частицы** диаметром 12,74 мкм
из меламин-формальдегидных смол

1.1. Основные характеристики пылевых структур в плазме и их диагностика

1.1.1. Кинетическая температура пылевой компоненты

Дисперсная компонента пылевой плазмы характеризуется двумя совершенно различными значениями температуры. Во-первых, это температура поверхности твёрдых частиц пыли. Как правило, в реальных условиях эта температура становится равной температуре ионов или атомов плазмообразующего газа. Во-вторых, это «кинетическая температура» (или просто «температура»), т.е. средняя кинетическая энергия хаотического движения пылевых частиц. Строго говоря, пылевая подсистема не является термодинамически равновесной, однако, как показывают эксперименты [6, 26], распределение скоростей пылевых частиц близко к максвелловскому, что оправдывает использование термина «кинетическая температура». Следует отметить, что в отличие от экспериментов, проводимых в условиях микрогравитации [46], в лабораторных усло-

виях в плазменно-пылевых системах присутствует существенная анизотропия, связанная с влиянием силы тяжести, что может приводить к различию кинетических температур пылевых частиц, соответствующих вертикальной и горизонтальной степеням свободы [47, 48].

За счёт флуктуаций электрических полей и заряда макрочастиц их кинетическая температура может достигать довольно больших значений, сравнимых с температурой электронов. Обмен энергией путем столкновения частиц пыли с нейтральными атомами затруднён из-за очень большой разницы в массах и эффекта проскальзывания [49], [4] в условиях вакуума разрядной камеры. Поэтому между «кинетической температурой» и температурой поверхности частиц может наблюдаться отличие на порядки величины. «Кинетическая температура» является весьма важным параметром, характеризующим состояние пылевой компоненты плазмы. Однако, её определение и связанная с этим интерпретация экспериментальных данных не всегда однозначны [50]. Таким образом, вопрос о точности определения «кинетической температуры» представляет несомненный интерес. Диагностика динамических характеристик пылевых частиц в плазме базируется на методе визуализации [1], когда движение макрочастиц регистрируется при помощи видеокамеры, а затем анализируются полученные изображения. Метод визуализации позволяет определять скорости частиц двумя способами. Первый используется когда за время экспозиции частица успевает пролететь значительное расстояние (несколько пикселей) и изображением частицы на кадре является трек конечной длины, в этом случае скорость частицы определяется как отношение длины трека ко времени экспозиции. Вторым способом основан на идентификации одной и той же частицы на двух последовательных кадрах, когда скорость частицы определяется как произведение расстояния, пройденного частицей за время между соседними кадрами, на частоту видеосъемки. Кинетическая температура пылевой компоненты плазмы, как правило, определяется из сравнения наблюдаемой на опыте функции распределения по скоростям с максвелловским распределением. Если состоя-

ние близкое к термодинамически равновесному достигнуто, то это сравнение позволяет приписать пылевой подсистеме температуру T_k .

Следует иметь ввиду, что пылевая плазма это система сильно взаимодействующих заряженных частиц. В «твёрдом» состоянии частицы осциллируют вблизи положений равновесия. Видимые траектории движения пылинок в «жидкой» фазе представляют собой ломаные линии (рис. 1.2). В пылевой «жидкости» частицы помимо поступательного движения также осциллируют с некоторой амплитудой и частотой. Очевидно, что если частота съёмки видеокамеры f сравнима с характерными частотами осцилляций, то это может служить причиной больших погрешностей при расчёте распределения скоростей и определении «кинетической температуры». Для примера рассмотрим гармонические колебания частицы вдоль оси x с амплитудой a и частотой ω . Пусть положение частицы в момент времени t определяется соотношением:

$$x(t) = a \cos \omega t.$$

Через время $\tau = f^{-1}$ частица окажется в точке

$$x(t + \tau) = a \cos \omega(t + \tau).$$

При этом скорость, определяемая в эксперименте

$$V_{exp} = \frac{x(t + \tau) - x(\tau)}{\tau}. \quad (1.1)$$

Мгновенное значение скорости, получаемое простым дифференцированием координаты по времени, равно $V_{th} = -a\omega \sin \omega t$. Отношение максимальных значений этих скоростей определяется формулой:

$$\frac{V_{exp}^{max}}{V_{th}^{max}} = \frac{2}{\omega\tau} \sin \frac{\omega\tau}{2}. \quad (1.2)$$

Отношение экспериментального и теоретического значений среднеквадратичных скоростей легко найти, усредняя соответствующие значения по периоду колебаний частицы

$$\frac{\langle V_{exp}^2 \rangle}{\langle V_{th}^2 \rangle} = \left[\frac{2}{\omega\tau} \sin \frac{\omega\tau}{2} \right]^2. \quad (1.3)$$

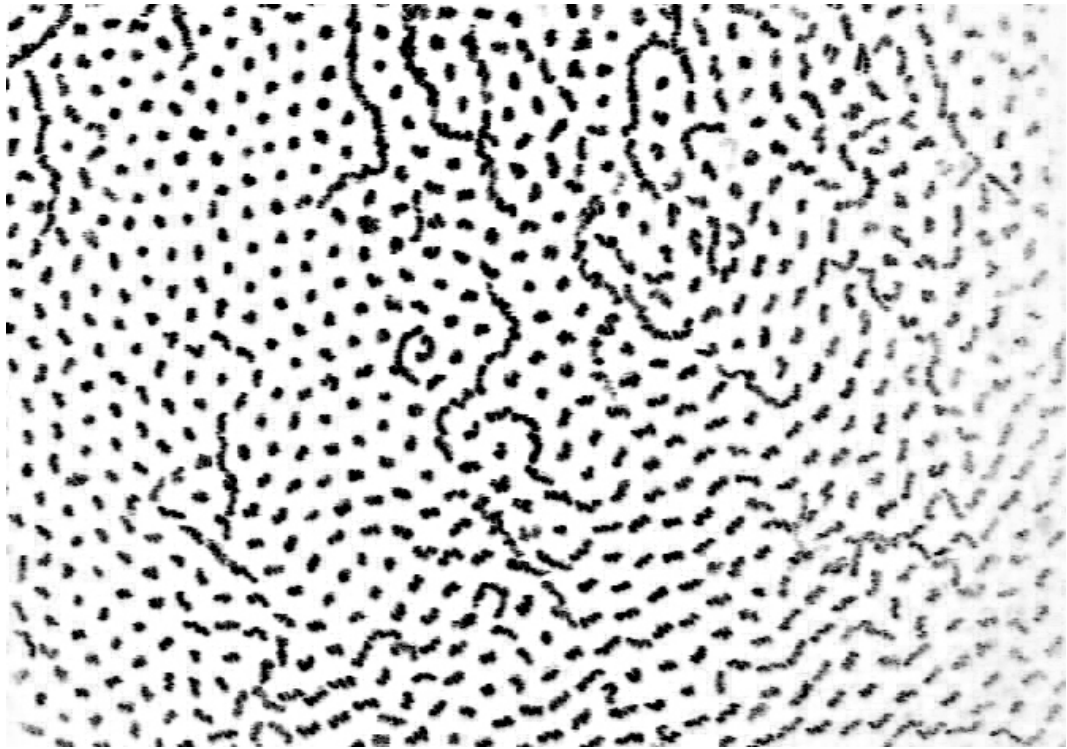


Рис. 1.2. Видимые траектории движения частиц в «жидкой» фазе

Приведённые отношения скоростей в рассматриваемом приближении не зависят от амплитуды колебаний и определяются соотношением между частотой колебаний частиц и частотой кадров видеосъёмки. Если частота видеосъёмки велика, так что $\omega t \rightarrow 0$, то экспериментальные и теоретические значения среднеквадратичных скоростей совпадают. Однако, если частота кадров близка к частоте колебаний пылевых частиц, то это приводит к существенным отличиям между действительным значением среднего квадрата скорости и получаемым при диагностике в эксперименте. С одной стороны, это может привести к большим ошибкам в определении кинетической температуры пылевой компоненты плазмы, а с другой, позволяет определить характерные частоты колебаний частиц и их амплитуды, выполняя съёмку высокоскоростной камерой с разными значениями частоты кадров.

Для экспериментального определения диапазона скоростей съёмки видеокамеры, в котором для типичных лабораторных экспериментов происходит корректное определение кинетической температуры был проведён ряд опытов. Схе-

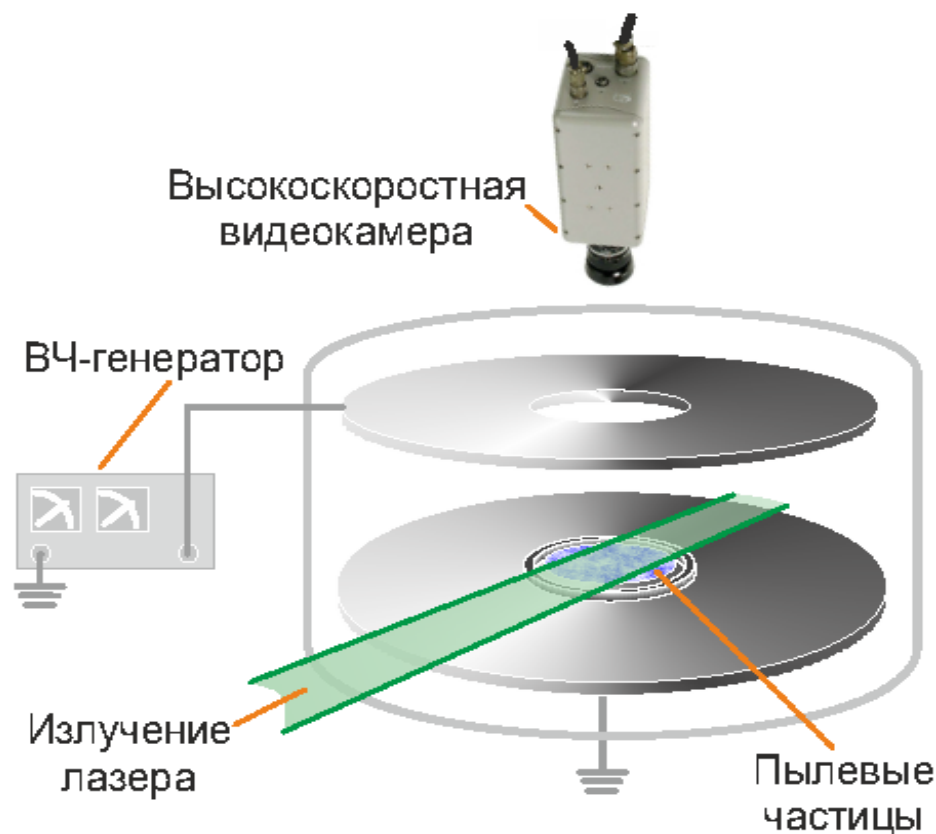


Рис. 1.3. Схема эксперимента

ма эксперимента представлена на рис. 1.3.

Были изучены пылевые структуры, возникающие в плазме ВЧ разряда ёмкостного типа. Разряд поддерживали радиочастотным генератором с частотой $f=13,6$ МГц. Мощность генератора варьировалась от 2 до 100 Вт. Облако монодисперсных пластиковых частиц размером 12,7 мкм образовывало структуры различной упорядоченности, в том числе и с чёткой гексагональной решёткой. Пылевая структура зависала вблизи нижнего электрода в потенциальной яме, создаваемой с помощью кольца диаметром 50 мм и высотой 2 мм. Диаметр электродов составлял 19 см, при расстоянии между ними. Для визуализации, частицы подсвечивали лазерным ножом Ar^+ лазера и наблюдали с помощью скоростной видеокамеры (пространственное разрешение 1024×1024 точки, частота кадров 20–100 кадр/с). В качестве буферного газа использовался аргон при давлениях от 2 до 30 Па. Плазменно-пылевая структура при фиксированных параметрах наблюдалась с разными частотами видеорегистрации. Было обнаруже-

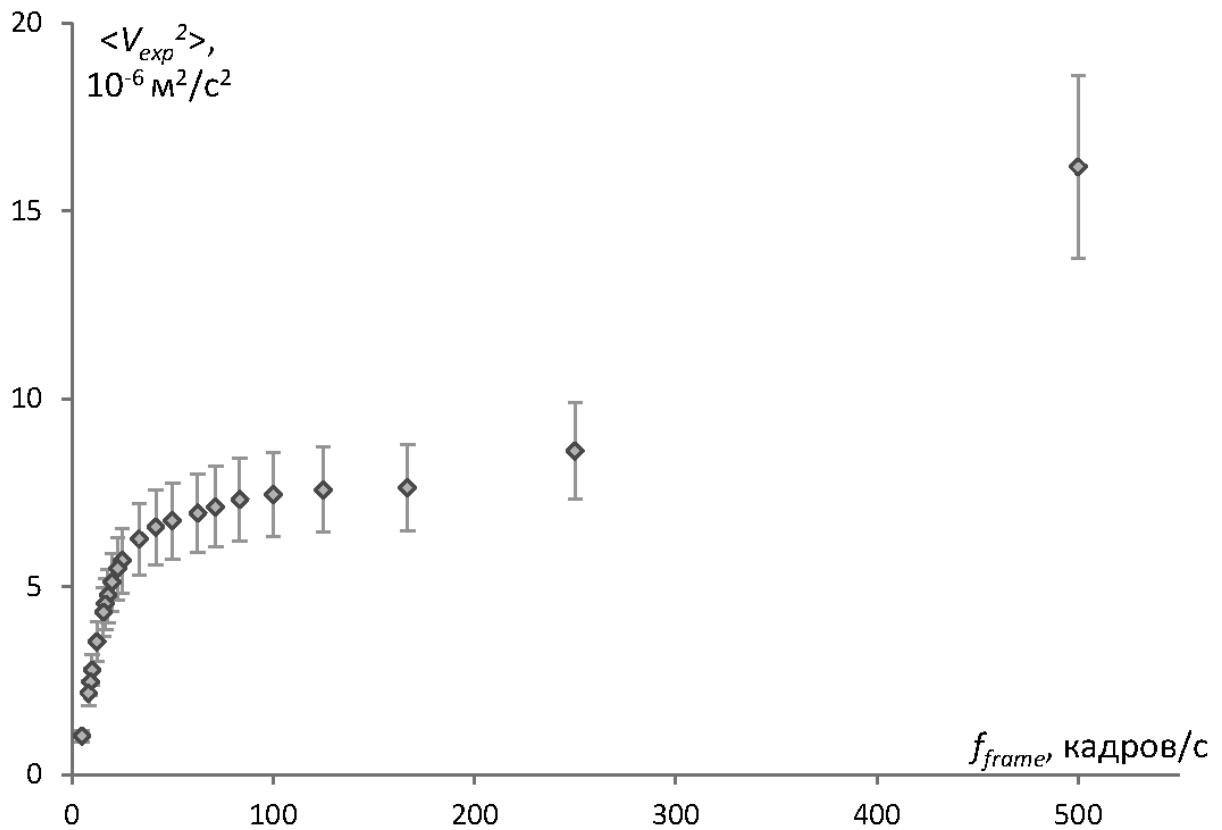


Рис. 1.4. Зависимость среднего квадрата скоростей $\langle V_{exp}^2 \rangle$ от частоты кадров f_{frame}

но, что восстанавливаемые значения среднего квадрата скоростей $\langle V_{exp}^2 \rangle$ имеют сильную зависимость от частоты кадров f_{frame} , которая использовалась при регистрации экспериментальных данных. Типичная получаемая зависимость приведена на рис. 1.4.

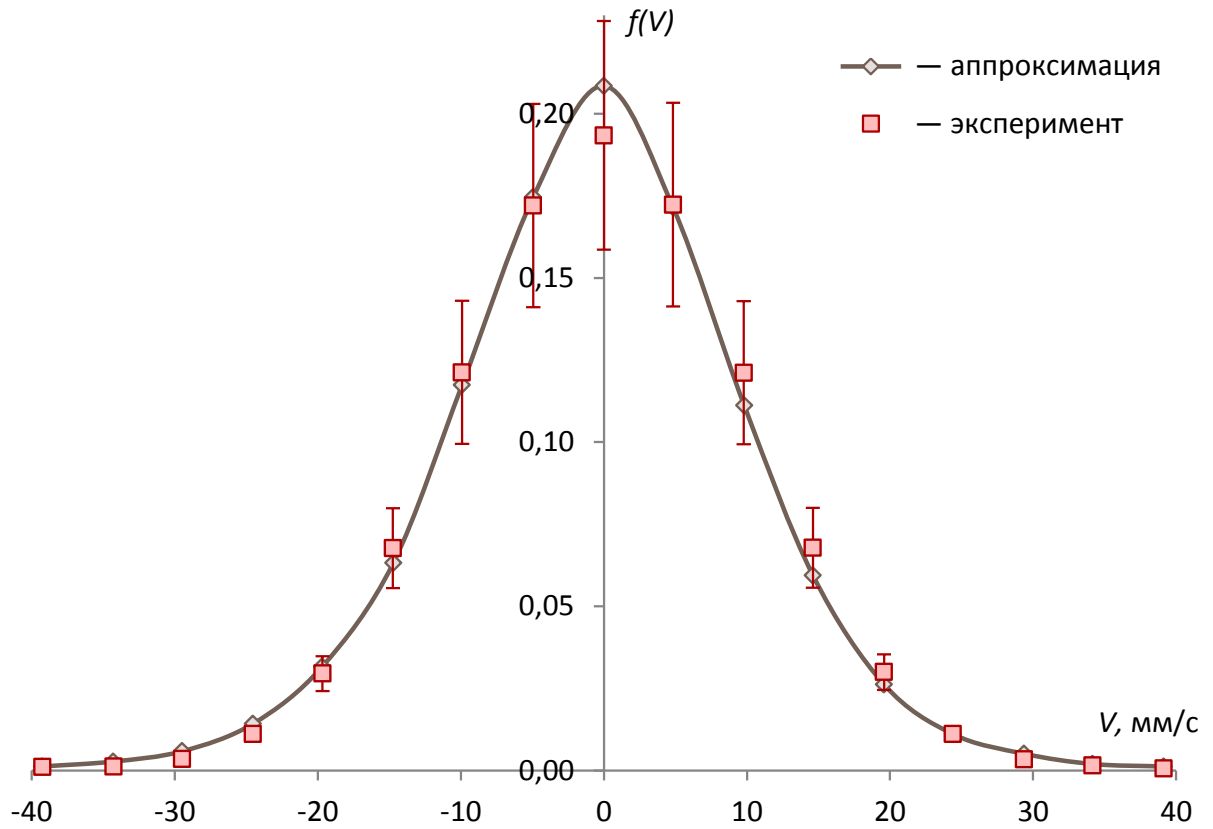
На ней видно три характерных участка: возрастание при малых частотах, «полочка» при промежуточных, и снова возрастание при высоких частотах. Первый участок возникает из-за того, что при низких частотах съёмки, траекторию частицы в промежутке между кадрами нельзя заменять прямой линией с какой-либо точностью. Второй участок, на котором практически отсутствует зависимость скорости пылевых частиц от частоты видеорегистрации позволяет определить истинные значения $\langle V_{exp}^2 \rangle$. Увеличение же $\langle V_{exp}^2 \rangle$ с ростом f_{frame}

на третьей ветви можно понять, приняв во внимание дискретность в определении координат частиц. При слишком высоких скоростях съёмки за время между двумя соседними кадрами изображение частицы на матрице видеокамеры успеваеет сместиться менее чем на один пиксель, а погрешность в определении положения частицы на каждом как раз и составляет $\theta = \pm 1$ пиксель. Таким образом, $\langle V_{exp}^2 \rangle = (\theta f_{frame})^2$, т. е. начинается параболический рост среднего квадрата скорости от частоты видеосъёмки. Полученные данные позволили установить, что в широком диапазоне параметров «газообразных» и «жидкостных» плазменно-пылевых структур при скорости съёмки от 50 до 200 кадров/с удаётся получить корректные значения скоростей макрочастиц.

Следующим шагом после корректного определения скоростей пылевых частиц является построение распределения макрочастиц по скоростям, сравнения распределения с максвелловским и, в случае совпадения зависимостей, определение «кинетической температуры» макрочастиц. Для выполненной серии опытов типичное распределение и найденная «кинетическая температура» представлены на рис. 1.5.

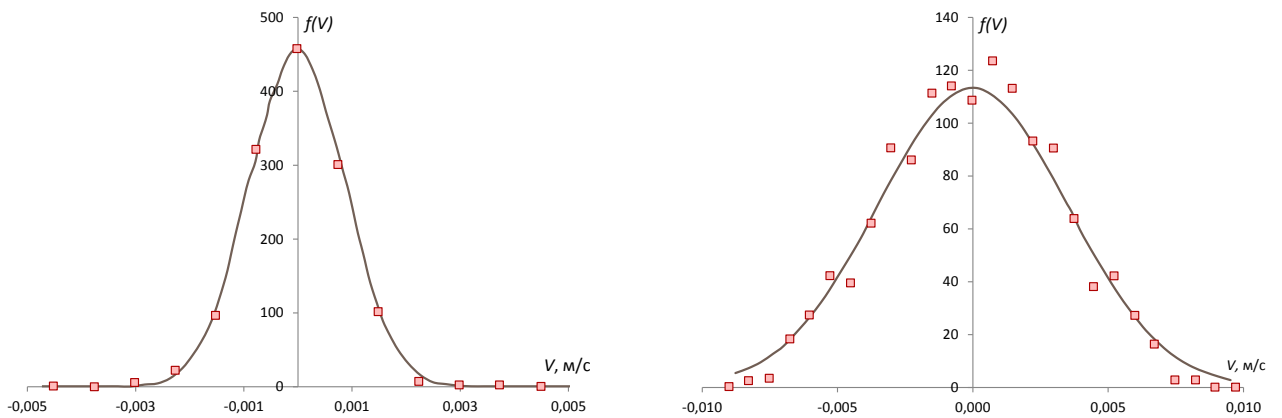
Описанный метод определения кинетической температуры дисперсной компоненты пылевой плазмы был также отработан на модельных объектах, в качестве которых использовались видеозаписи, сформированные по результатам численного моделирования систем как невзаимодействующих частиц, так и систем, моделирующих пылевую плазму [27]. Для невзаимодействующих частиц принимались следующие параметры моделирования: масса частиц $m = 5 \cdot 10^{-15}$ кг, количество частиц — 200, время наблюдения — 8 с, область наблюдения — 22×17 мм, кинетическая температура макрочастиц — а) $T_p = 300$ К, б) $T_p = 5000$ К. Результаты измерения температуры по видеозаписи представлены на рис. 1.6.

Для системы моделирующей пылевую плазму параметры моделирования были следующими: масса частиц $m = 10^{-13}$ кг, количество частиц — 64, время наблюдения — 10 с, область наблюдения — $4,5 \times 4,5$ мм, кинетическая темпе-



Кинетическая температура $T_p = 3,5 \pm 0,7 \text{ эВ}$

Рис. 1.5. Пример распределения макрочастиц по компоненте скорости



(а) $T_p = 300 \text{ К}$,

заложено в моделировании $T_p = 300 \text{ К}$

(б) $T_p = 4600 \text{ К}$,

заложено в моделировании $T_p = 5000 \text{ К}$

Точки — результаты измерения, сплошная линия — распределение Максвелла

Рис. 1.6. Экспериментальное определение температуры

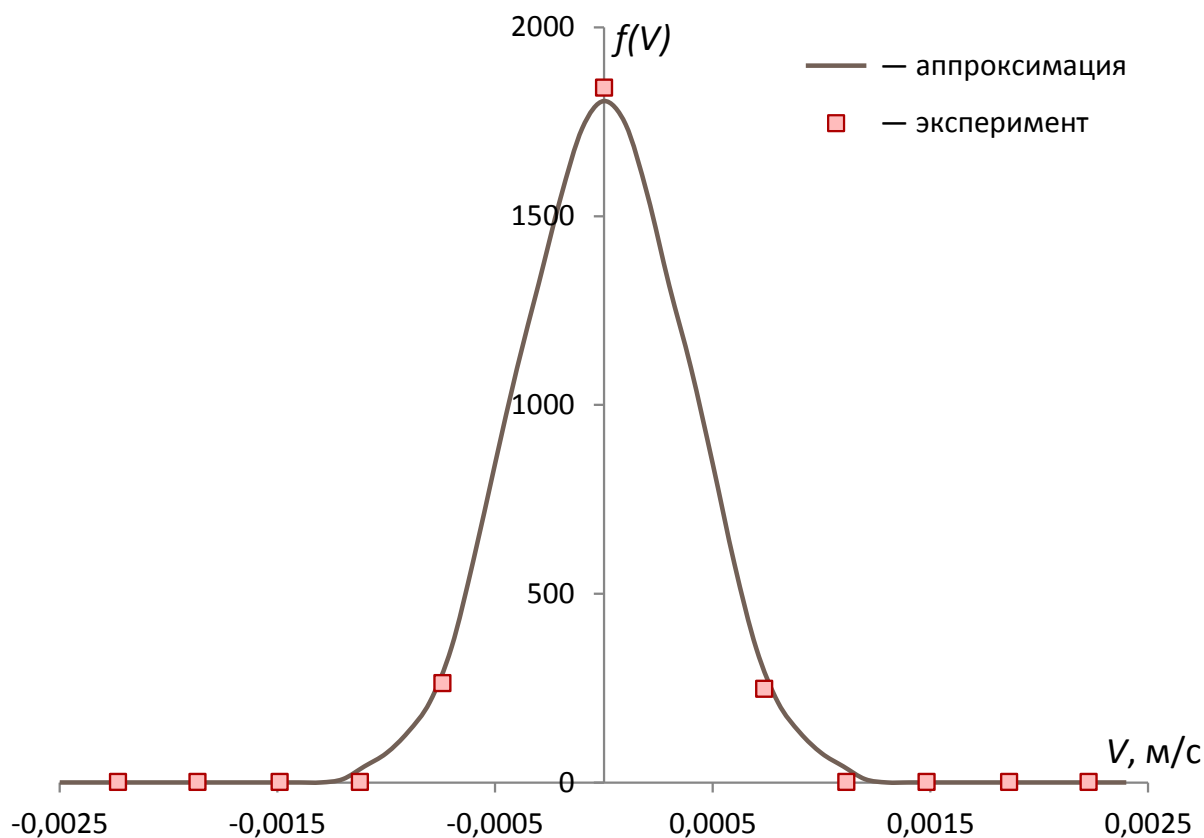


Рис. 1.7. Экспериментально определённая температура $T_p = 300$ К (заложено в моделировании $T_p = 300$ К)

ратура макрочастиц $T_p = 300$ К. Результаты измерения температуры по видеозаписи представлены на рис. 1.7. Точки — результаты измерения, сплошная линия — распределение Максвелла. Экспериментально определённая температура $T_p = 300$ К (заложено в моделировании $T_p = 300$ К).

Таким образом было установлено, что кинетическая температура макрочастиц может быть определена корректно с погрешностью менее 5% для типичных условий, реализуемых в лабораторных экспериментах по исследованию пылевой плазмы.

1.1.2. Зарядовые характеристики пылевых макрочастиц

Ещё одним важным параметром, характеризующим плазменно-пылевую систему, является заряд пылевой макрочастицы. В зависимости от условий заряд пылевых частиц в плазме может быть как положительным, так и отрицательным. В наиболее типичных лабораторных условиях пылевые частицы, помещённые в высокочастотный разряд или разряд постоянного тока, благодаря высокой подвижности электронов приобретают отрицательный заряд, а их потенциал, в основном, определяется температурой электронов [30]. В случае, когда пылевые частицы подвергаются нагреву, возможно возникновение условий, при которых поток термоэмиссионных электронов с поверхности пылевой частицы превышает поток электронов на частицу из окружающей плазмы, что, в свою очередь приводит к положительной зарядке макрочастиц [51]. Также положительный заряд на макрочастицах может возникать за счет фотоэффекта при облучении УФ-излучением [23], либо за счет вторичной электронной эмиссии при воздействии на пылевые образования энергетичных электронов [21]. На данный момент в работах, представленных в научной литературе и посвящённых экспериментальному измерению заряда пылевых частиц в плазме, определяется либо эффективный заряд макрочастиц, т. е. заряд с учётом частичной экранировки плазмой, который и определяет динамику пылевых частиц, либо вводятся дополнительные теоретические предположения о параметрах плазменно-пылевых структур и на их основании вычисляется заряд. Следует отметить, что достоверное измерение плазменных параметров внутри плазменно-пылевых структур крайне затруднено из-за практически полного отсутствия диагностических методов, например, интерпретация зондовых измерений невозможна из-за отсутствия теории зондов в среде с макрочастицами. Наиболее распространённой для проведения оценок скорости зарядки и величины заряда приобретаемого пылевой частицей в газовом разряде, является теория ограниченных орбит (теория OML), которая рассматривает уединённую пылевую частицу в плазме и пред-

полагает, что все частицы, чьи траектории пересекают макрочастицу прилипают к ней [30]. Характерные времена зарядки частицы микронного размера в типичной плазме тлеющего разряда (температура электронов 1–2 эВ, температура ионов — комнатная, концентрация электронов и ионов — 10^8 – 10^9 см $^{-3}$) составляют единицы микросекунд, а характерный заряд — 10^3 – 10^4 элементарных зарядов [30]. Экспериментально определённые в работе [52] значения дают величину 1.5 – $6 \cdot 10^3 e$.

1.1.3. Параметры неидеальности и корреляционные функции

Пылевые частицы, помещённые в плазму и приобретающие в ней значительный заряд, начинают взаимодействовать друг с другом и образуют структуры. Степень упорядоченности этих структур принято характеризовать при помощи параметра неидеальности Γ , а также корреляционных функций. Параметр Γ представляет собой отношение потенциальной энергии взаимодействия к кинетической энергии движения частиц. В случае кулоновской системы без диссипации

$$\Gamma = \frac{Z_p^2 e^2 n_p^{1/3}}{T_p}$$

где Z_p — заряд пылевой частицы (в элементарных зарядах), e — элементарный заряд, n_p — концентрация пылевых частиц, T_p — кинетическая температура пылевых частиц.

Отличие плазменно-пылевых систем от чисто кулоновских состоит в существенной роли дебаевского экранирования частиц и необходимости учитывать силы трения из-за присутствия буферного газа. В работе [1] было показано, что такие системы с экранированным потенциалом $\varphi = \varphi_c \exp(-r/\lambda)$, (r — расстояние до центра макрочастицы, λ — радиус экранирования, $\varphi_c = eZ_p/r$ — кулоновский потенциал) и диссипацией энергии удобно характеризовать эффективным параметром неидеальности

$$\Gamma^* = \Gamma \left(1 + \kappa + \frac{\kappa^2}{2} \right) \exp(-\kappa), \quad (1.4)$$

где $\kappa = 1/(\lambda n_p^{1/3}) = r_p/\lambda$ — параметр экранирования (структурный параметр), r_p — среднее межчастичное расстояние. Причём $\Gamma^* \leq 1$ соответствует газоподобная структура, $1 < \Gamma^* < 106$ — жидкостная, а при $\Gamma^* = 106$ происходит кристаллизация плазменно-пылевой структуры.

Бинарные (парные) корреляционные функции характеризуют вероятность обнаружения частицы на заданном расстоянии от выбранной частицы. Следует отметить, что равновесные свойства жидкости полностью описываются набором функций плотности вероятности $g_s(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \dots, \mathbf{r}_s)$ нахождения частиц в точках $\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \dots, \mathbf{r}_s$, а в случае изотропного парного взаимодействия физические свойства жидкости (такие как давление, плотность энергии, сжимаемость) определяются бинарной корреляционной функцией $g(r) = g_2|\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2|$ [53–56]. В частности, совместно с Воробьевым В. С. и другими коллегами на основе экспериментально измеренных бинарных корреляционных функций слабоупорядоченных пылевых систем с помощью интегральных уравнений были найдены заряд пылевых частиц и радиус экранирования, оценены фактор сжимаемости, сжимаемость, внутренняя энергия пылевой плазмы. Показано, что одному из режимов состояния пылевой системы отвечает идеальный газ, а другому — плотный закритический флюид [12].

Техника восстановления парной корреляционной функции по экспериментальным данным использует видеозапись плазменно-пылевой структуры. На каждом кадре производится определение координат всех частиц и для каждой частицы (её координаты (x_0, y_0)) выполняется следующая процедура. Подсчитывается число N частиц в кольце с центром в точке (x_0, y_0) радиуса r и толщиной Δr . Далее определяется величина

$$\tilde{g}(r) = \frac{N}{\Phi(r)}$$

где $\Phi(r)$ — площадь кольца. На практике приходится иметь дело с ограниченной областью, поэтому, чтобы дальнейшее усреднение было корректно, функция вычисляется на промежутке $(0, r)$, где r — расстояние от точки (x_0, y_0)

до ближайшей границы. Корреляционную функцию $g(r)$ получаем из $\tilde{g}(r)$ путём усреднения по ансамблю и по времени (т.е. по всем частицам на данном кадре, а также по последовательности кадров видеозаписи). Погрешность измерения корреляционных функций зависит от набираемой статистики, и, как правило, составляет величину не превышающую 5 %. Примеры плазменно-пылевых структур и восстановленных для них корреляционных функций представлены на рис. 1.8.

Трёхчастичные корреляционные функции $g_3(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \mathbf{r}_3)$ определяют вероятность одновременного обнаружения трёх частиц вблизи точек \mathbf{r}_1 , \mathbf{r}_2 и \mathbf{r}_3 . На рис. 1.9 представлены примеры сечения тройной корреляционной функции для разных расстояний $r_{12} = |\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_1|$.

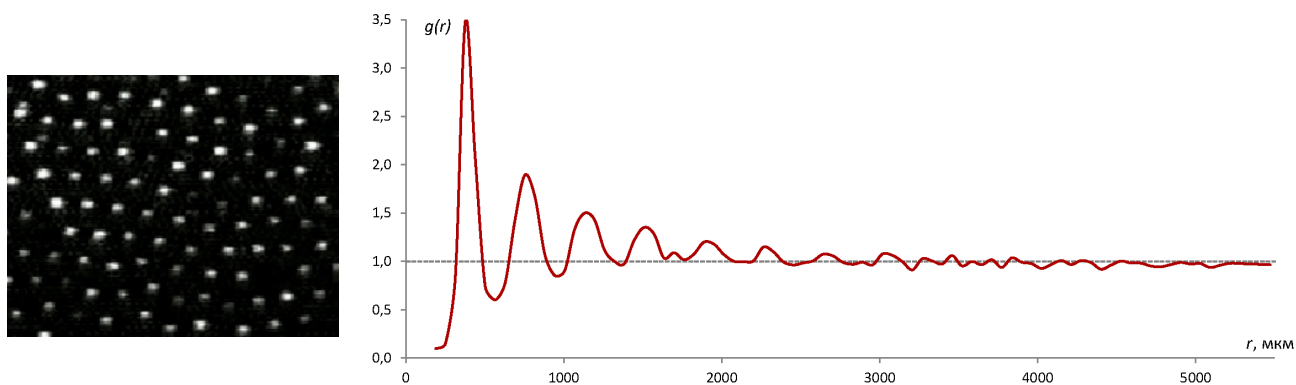
1.2. Трёхчастичные корреляции в неидеальной пылевой плазме

Как уже отмечалось выше, парные корреляционные функции позволяют определить ряд термодинамических параметров системы, однако для этого используются различные полуэмпирические предположения, позволяющие замкнуть систему интегральных уравнений [57].

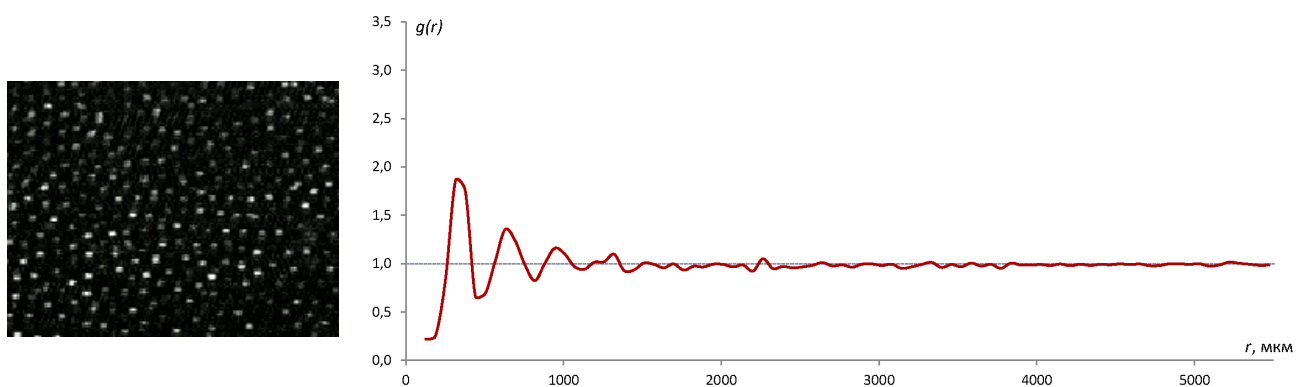
Наиболее часто используемым для этих целей наряду с гиперцепным приближением является суперпозиционное приближение (СП) [55, 56, 58–60]:

$$g_3(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \mathbf{r}_3) \approx g_3^{\text{СП}}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \mathbf{r}_3) = g(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2) g(\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_3) g(\mathbf{r}_3 - \mathbf{r}_1). \quad (1.5)$$

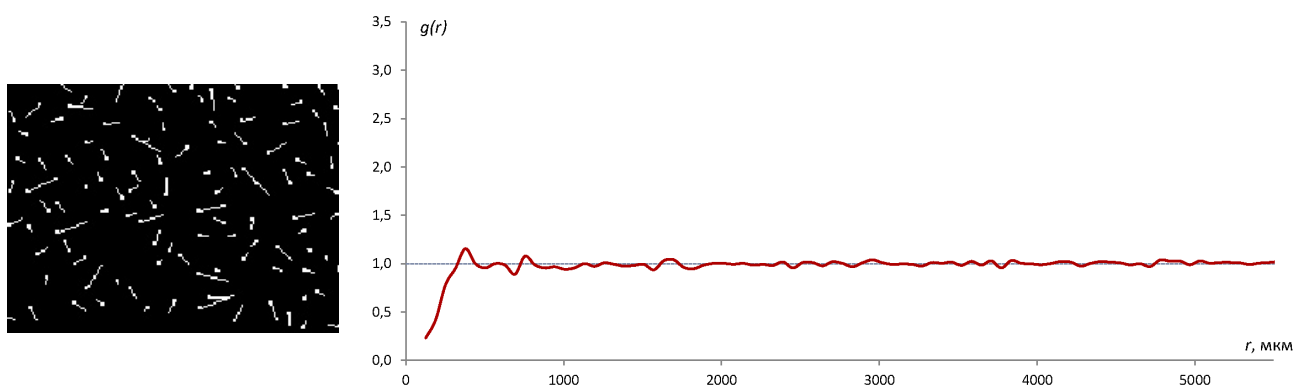
Тем не менее, результаты численного моделирования, основанные на использовании потенциала Ленарда–Джонса показывают некорректность такого подхода даже для случая малых концентраций частиц [58–60]. В связи с этим, вопрос о погрешности приближения (1.5) представляет существенный интерес. Верификация суперпозиционного приближения в реальных жидкостях и газах крайне затруднительна, т.к. если для восстановления бинарных корреляционных функ-



(a) Кристаллическая структура

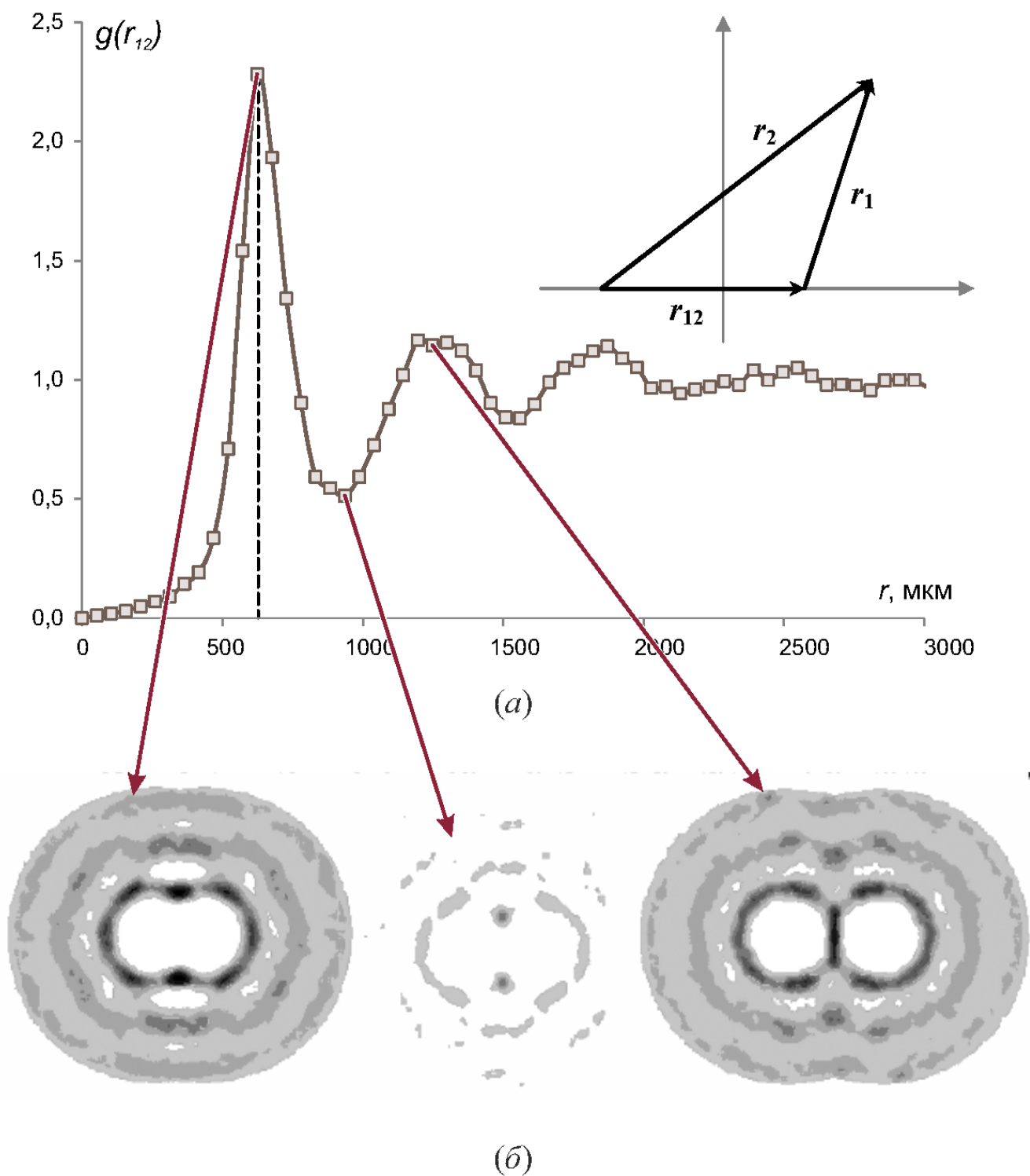


(б) Жидкостная структура



(в) Газообразная структура

Рис. 1.8. Плазменно-пылевые структуры и восстановленные для них корреляционные функции

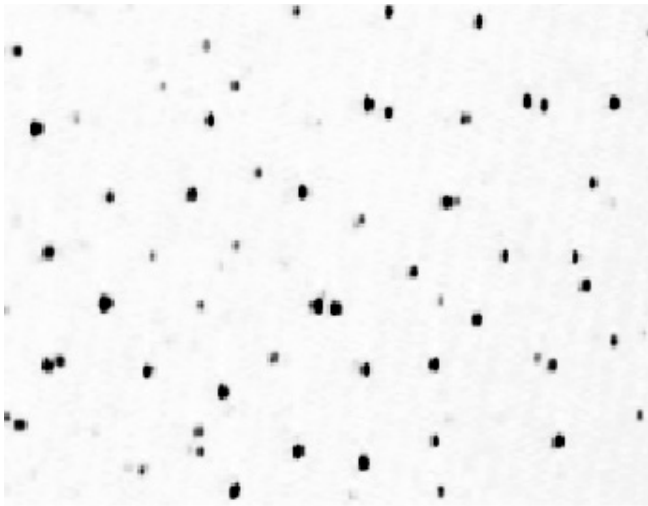


(a) Парная корреляционная функция

(б) Сечения трёхчастичной корреляционной функции для разных расстояний между первой и второй частицами

Цвета характеризуют величину g_3 : чёрный цвет соответствует максимальной вероятности ($g_3 \equiv 1$); белый цвет — нулевой вероятности ($g_3 \equiv 0$)

Рис. 1.9. Примеры сечения тройной корреляционной функции для разных расстояний $r_{12} = |\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_1|$



(a) $P \sim 5$ Па, $W \sim 9$ Вт



(б) $P \sim 7$ Па, $W \sim 10$ Вт

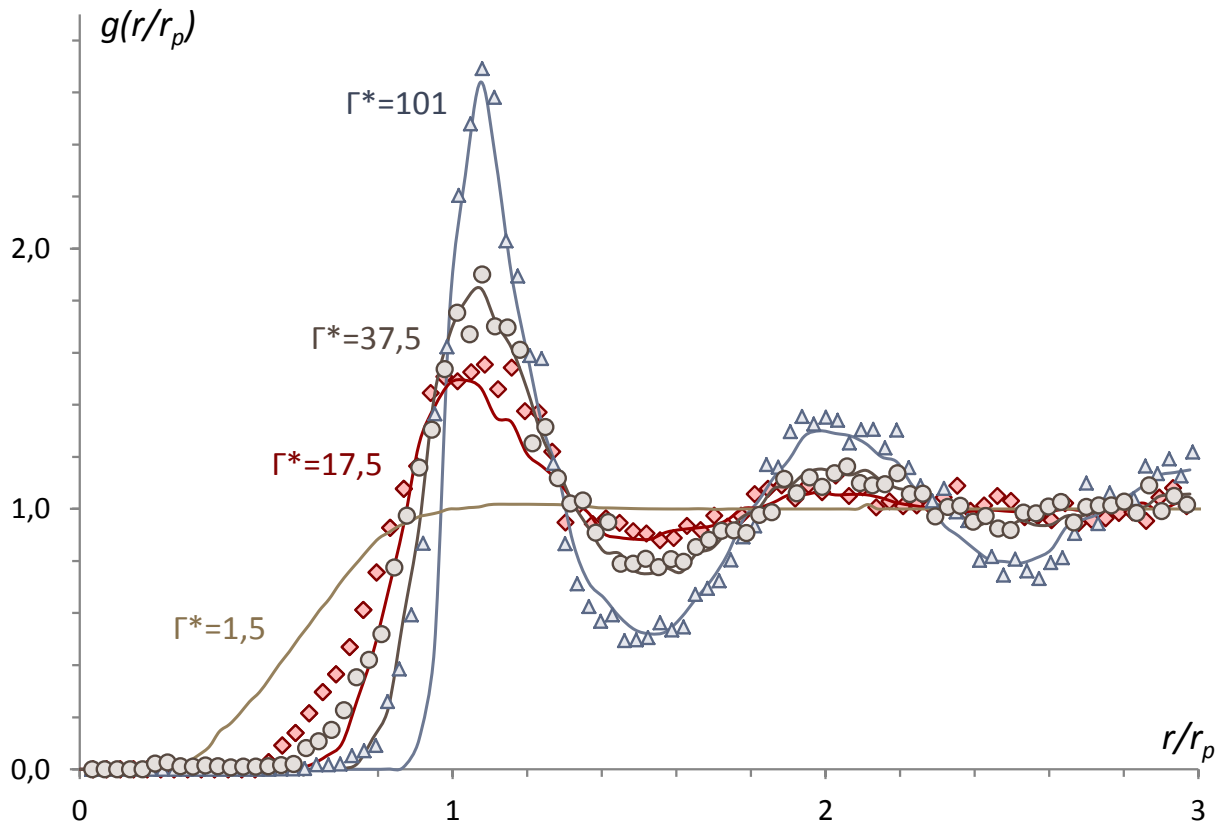
Рис. 1.10. Типичные фрагменты пылевых структур, полученных в экспериментах

ций можно воспользоваться обращением структурного фактора, измеряемого спектроскопическими методами [61], то для прямого определения трехчастичных корреляционных функций необходимо знать координаты отдельных атомов (молекул). Благодаря размерам макрочастиц, такая верификация может быть проведена в плазменно-пылевых системах. С этой целью были выполнены экспериментальные исследования трехчастичных корреляций в жидкостных плазменно-пылевых структурах в ВЧ-разряде [3]. Схема эксперимента представлена на рис. 1.3.

Эксперименты проводились в атмосфере аргона, давление варьировалось от 2 до 10 Па, мощность ВЧ-разряда — от 2 до 10 Вт. Пылевая компонента — сферические монодисперсные пластиковые (МФ¹) частицы радиусом 1,7 мкм (плотность вещества 1,5 г/см³). В приэлектродном слое образовывалось от 4 до 8 слоёв макрочастиц. Среднее межчастичное расстояние r_p в пылевых структурах изменялось в пределах от 260 до 350 мкм. Диагностика осуществлялась методом визуализации (толщина лазерного ножа — 250 мкм, частота съёмки 25 кадров/с). Примеры полученных структур представлены на рис. 1.10.

В результате обработки видеозаписей были получены координаты отдель-

¹ меламин-формальдегидный полимер

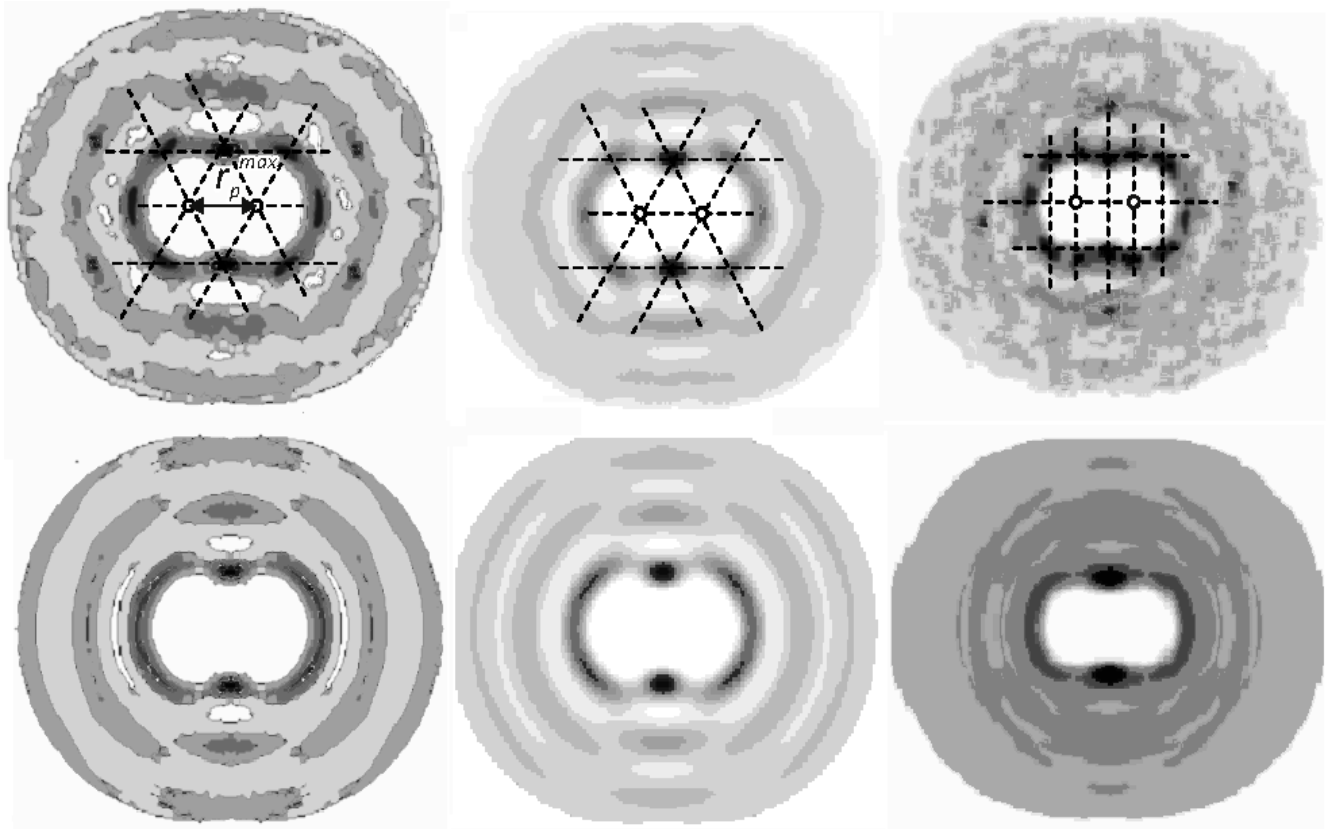


(\diamond) — $P \sim 3$ Па, $W \sim 10$ Вт, Γ^* ; (\circ) — $P \sim 3$ Па, $W \sim 2$ Вт; (\triangle) — $P \sim 7$ Па, $W \sim 10$ Вт; (\square) — $P \sim 5$ Па, $W \sim 5$ Вт

Рис. 1.11. Парные корреляционные функции $g(r/r_p)$ измеренные в экспериментах (точки) и соответствующие кривые для разных Γ^* , полученные численным моделированием [Ваулиной О. С.](#) (сплошные линии)

ных частиц (анализ яркостей изображения позволил выделить частицы, находящиеся в одном слое). Для корректировки погрешностей, связанных с уходом частиц из луча подсвечивающего лазера производилось усреднение данных получаемых в течение 2–2,5 с (условия эксперимента при этом не изменялись). Полученные данные были использованы для построения парных (рис. 1.11) и тройных корреляционных функций.

Сечение полученных трёхчастичных корреляционных функций $g_3(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \mathbf{r}_3)$ при фиксированной величине r_{12} ($r_{ij} = |\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j|$), равной наиболее вероятному межчастичному расстоянию r_p^{\max} ($r_{12} = r_p^{\max}$), определя-



(а) $P = 7 \text{ Па}$, $W = 10 \text{ Вт}$, $\Gamma^* = 101$, $\delta = 61 \%$ (б) $P = 3 \text{ Па}$, $W = 2 \text{ Вт}$, $\Gamma^* = 37,5$, $\delta = 28 \%$ (в) $P = 5 \text{ Па}$, $W = 9 \text{ Вт}$, $\Gamma^* = 17,5$, $\delta = 30 \%$

Рис. 1.12. Иллюстрация измеренных трёхчастичных корреляционных функций g_3 (верхний ряд) и суперпозиционного приближения $g_3^{\text{сп}}$ (нижний ряд) для различных экспериментов (а–в)

емому по положению максимума парной корреляционной функции $g(r)$, для тех же параметров разряда приведены на рис. 1.12.

Там же показаны результаты расчёта трёхчастичной функции $g_3^{\text{сп}}(r_{12}, r_{23}, r_{31})$ в рамках суперпозиционного приближения (1.5). Для представления данных функций ($g_3(r_{12}, r_{23}, r_{31})$, $g_3^{\text{сп}}(r_{12}, r_{23}, r_{31})$) в наглядном «двумерном» виде удобном для сравнения они были нормированы на величину максимума $g_3(r_{12}, r_{23}, r_{31})$: единице соответствует чёрный цвет, белый цвет — $g_3 = g_3^{\text{сп}} \equiv 0$. Отклонение δ функции $g_3^{\text{сп}}(r_{12}, r_{23}, r_{31})$ от результатов вычисления $g_3(r_{12}, r_{23}, r_{31})$ указано в подписи к рис. 1.12, и было рассчитано исходя из относительной среднеквадратичной ошибки суперпозиционного

приближения:

$$\delta = \left[\frac{\sum_{i=1}^N \{g_3(r_{12}, r_{2i}, r_{i1}) - g_3^{\text{сп}}(r_{12}, r_{2i}, r_{i1})/g_3(r_{12}, r_{2i}, r_{i1})\}^2}{N} \right]^{1/2},$$

где N — полное число элементов пространства $d\mathbf{r}_i$ вблизи окрестности точки с координатой \mathbf{r}_i , на которые разбивался анализируемый пылевой слой. Таким образом, величина ошибки δ в условиях эксперимента варьировалось от $\sim 30\%$ до $\sim 60\%$. Напомним, что в силу специфики метода визуализации пылевых частиц, расчёты корреляционных функций проводились только для тех макро-частиц, которые попадали в плоскость лазерного ножа.

Визуальное сравнение полученных результатов показывает, что в регистрируемых структурах наблюдается формирование ближнего ориентационного порядка макрочастиц, которое отражается в появлении максимумов $g_3(r_{12}, r_{23}, r_{31})$ в узлах гексагональных кластеров, показанных на рис. 1.12, *a* и рис. 1.12, *б* штриховыми линиями.

По мере роста максимума парной корреляционной функции (рис. 1.11) величина этих максимумов, расположенных на расстояниях r близких к r_p^{max} , растёт, а также появляются новые максимумы на расстояниях $r \approx 2r_p^{\text{max}}$. Данное явление не проявляется при анализе суперпозиционного приближения $g_3^{\text{сп}}(r_{12}, r_{23}, r_{31})$. Для некоторых экспериментальных условий (рис. 1.12, *в*) в жидкостных пылевых системах наблюдалось одновременное присутствие, как гексагональных кластеров, так и кластерных структур, аналогичных расположению частиц по граням кубических решёток различного типа, или плоскостям, параллельным этим граням. Данные элементы можно обнаружить и на фрагментах видеозаписи эксперимента (рис. 1.10, *б*).

Для сравнения с экспериментальными данными было осуществлено численное моделирование (выполнено Ваулиной О. С.) системы частиц с дебаевским экранированием. Расчёты проводились для трёхмерной системы (параметр экранирования κ принимался равным значениям < 6) методом молекулярной динамики Ланжевена с периодическими граничными условиями для 512

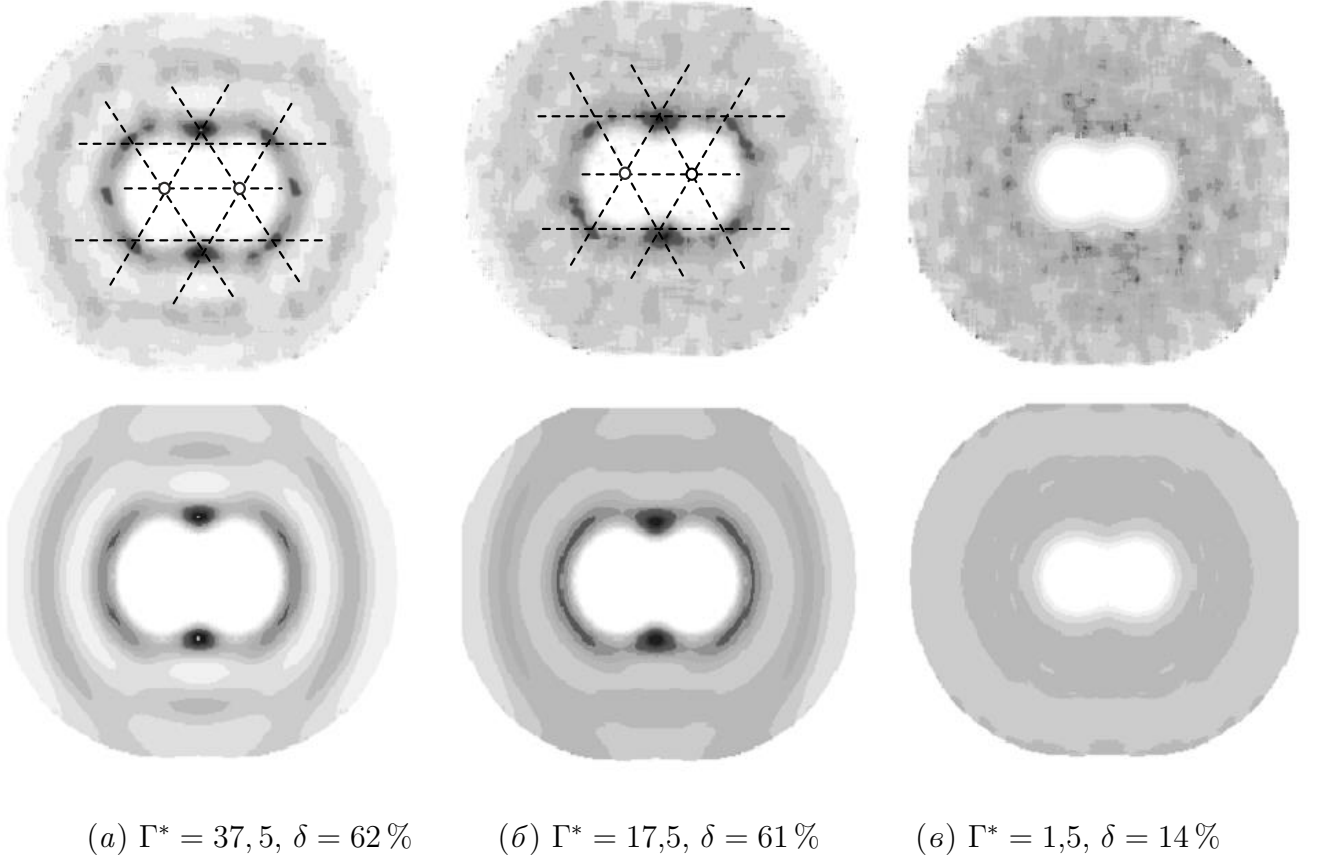


Рис. 1.13. Трёхчастичные корреляционные функции g_3 (верхний ряд) и соответствующие суперпозиционные приближения $g_3^{\text{сп}}$ (нижний ряд) полученные при моделировании для разных Γ^* (а–в)

независимых частиц с обрезкой потенциала взаимодействия на $7r_p^{\text{max}}$ [3] и [62].

Для моделирования условий наблюдения пылевых частиц в экспериментах путём их визуализации в плоскости лазерного ножа, счётные ячейки разбивались на слои толщиной $\sim r_p/2$ и корреляция макрочастиц исследовалась отдельно в каждом слое. Полученные парные корреляционные функции представлены на рис. 1.11. Сечения тройных корреляционных функций и их суперпозиционные приближения представлены на рис. 1.13 для трёх различных Γ^* при $r_{12} = r_p^{\text{max}}$.

Легко увидеть (рис. 1.11), что экспериментальные результаты хорошо соответствуют системам с параметрами неидеальности $\Gamma^* \sim 100, 37,5$ и $17,5$. В последнем случае ($\Gamma^* \sim 17,5$) отличия между расчётом и измерениями $g(r)$ наи-

более заметны, поскольку экспериментальная кривая имеет более широкий первый максимум, связанный с неоднородностью анализируемой пылевой структуры из-за образования различных типов кластеров пылевых частиц.

Среднеквадратичная ошибка δ суперпозиционного приближения указана в подписях к рис. 1.12 и рис. 1.13 и для представленных численных данных выше величины δ , зарегистрированной в лабораторных экспериментах.

Расчётные результаты показывают, что максимумы $g_3(r_{12}, r_{23}, r_{31})$ в моделируемой системе начинают возникать с появлением таких максимумов у парной корреляционной функции, т.е. при $\Gamma^* > 5$ [3]. При этом анализируемое сечение трёхчастичной функции ($r_{12} = r_{\max}^p$) имеет вид, аналогичный представленному на рис.1.13, б. С ростом Γ^* от 5,5 до 22 величина максимумов функции $g_3(r_{12}, r_{23}, r_{31})$ растёт, а при $\Gamma^* > 25$ в системе регистрируется появление регулярных кластеров макрочастиц (рис.1.13, а), имеющих гексагональную форму, близкую к наблюдаемой в экспериментах. Имеющее место при некоторых условиях эксперимента незначительное отличие по видимому может быть связано с отличием экспериментальных условий от параметров моделируемой трёхмерной задачи. Несмотря на это, для однородных систем, наблюдается хорошее соответствие между трёхчастичными корреляционными функциями, восстановленными для численных и экспериментальных данных, по крайней мере, в тех случаях, когда имеется аналогичное соответствие между формой их бинарных корреляционных функций.

Появление регулярных пылевых кластеров как в моделируемых, так и в экспериментальных системах макрочастиц может говорить о том, что с ростом параметра неидеальности такие системы приобретают ориентационную жёсткость, т.е. начинает формироваться ближний ориентационный порядок в расположении макрочастиц на расстояниях больших средних межчастичных.

С ростом Γ^* от 20 до 100 среднеквадратичная ошибка δ суперпозиционного приближения для анализируемого сечения трёхчастичной функции изменяется примерно от 30 до 60%.

1.3. Диффузия макрочастиц в жидкостных плазменно-пылевых структурах и верификация метода определения параметра неидеальности по парным корреляционным функциям

Описание пылевой плазмы не может быть полным без понимания процессов переноса в ней. В частности самодиффузии макрочастиц пылевой подсистемы, исследованию которой посвящён данный раздел. Изучение диффузии в таких сильно взаимодействующих системах с диссипацией представляет как самостоятельный интерес, так и интерес с точки зрения разработки бесконтактного диагностического метода.

Движение пылевых частиц в плазме обычно можно рассматривать как броуновское движение, но с учётом взаимодействия между частицами. В работе [62] было показано, что динамические свойства пылевой компоненты определяются тремя безразмерными параметрами: эффективным параметром неидеальности Γ^* , структурным параметром κ (см. раздел 1.1.3), а также параметром масштабирования $\xi = \omega^*/\nu_{fr}$, являющимся мерой диссипативности системы, где ν_{fr} — частота столкновения пылевых частиц с нейтральными атомами (именно она определяет диссипацию энергии в пылевой плазме, т.к. степень ионизации плазмы в типичных лабораторных экспериментах мала $\alpha \sim 10^{-6}-10^{-7}$), ω^* характеризует частоту кулоновских столкновений заряженных макрочастиц между собой и определяется значением второй производной потенциала межчастичного взаимодействия $\varphi(r)$ в точке среднего расстояния между частицами $n_p^{-1/3}$ —

$$\omega^* = eZ_p^* \sqrt{\frac{n_p}{\pi m_d}}, \quad (1.6)$$

где Z_p^* — эффективный заряд частиц —

$$eZ_p^* = \sqrt{\frac{eZ_p\varphi''}{2n_p}}.$$

В дебаевском случае, когда

$$\varphi = \frac{eZ_p}{r} \exp\left(-\frac{r}{\lambda}\right),$$

параметр масштабирования принимает вид:

$$\xi = \frac{eZ_p}{\nu_{fr}} \sqrt{\frac{n_p}{\pi m_d} \left(1 + \kappa + \frac{\kappa^2}{2}\right) \exp(-\kappa)}.$$

Коэффициент диффузии взаимодействующих частиц может быть получен путём анализа теплового переноса частиц через единичную площадку в одно-родной среде при $t \rightarrow \infty$:

$$D_L = \lim_{t \rightarrow \infty} D(t), \quad (1.7)$$

где эволюция процесса массопереноса во времени $D(t)$ определяется соотношением:

$$D(t) = \frac{\langle\langle(\Delta r)^2\rangle_N\rangle_t}{2nt}.$$

Здесь $\Delta r = \Delta r(t)$ — смещение отдельной частицы за время t , $\langle \rangle_N$ — усреднение по ансамблю, состоящему из N частиц, а $\langle \rangle_t$ — усреднение по всем отрезкам времени длительностью t за полное время измерений, $n = 1, 2, 3$ — размерность системы. Следует обратить внимание, что необходимость последнего определяется требованием корректного определения средних характеристик для жидкостных систем, т.к. в частности в работе [1] было показано, что динамическое поведение сильно неидеальных систем не является эргодическим, а усреднение по ансамблю $\langle\langle(\Delta r(t))^2\rangle_N \cong \langle\langle(\Delta r(t))^2\rangle_N\rangle_t$ только при $\Gamma^* < 40 - 50$. Отметим, что приведённые соотношения справедливы как для газов, так для жидкостей и твёрдых тел. Однако в большинстве случаев, расчёт коэффициента диффузии при помощи этих соотношений не допускает аналитических решений. Простое решение $D \equiv D_0 = T_p/(\nu_{fr} m_d)$, известное как соотношение Эйнштейна, можно получить только для невзаимодействующих («броуновских») частиц.

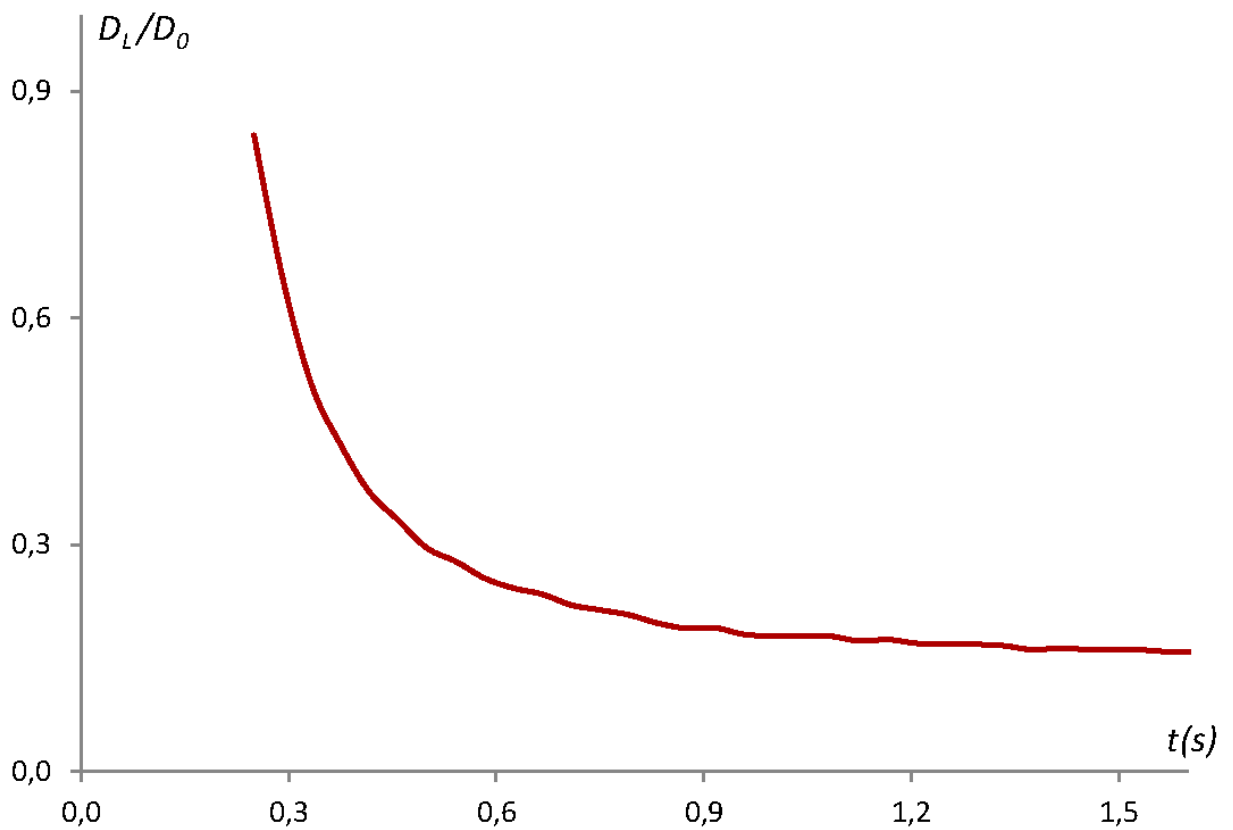
Предел $t \rightarrow \infty$ в выражении (1.7) понимается в том смысле, что время t велико по сравнению с остальными микроскопическими временами системы ($\nu_{pn}^{-1}, \omega^{*-1}$), но мало по сравнению с характерными временами диффузии

на расстояние порядка размеры системы, или с временем за которое могут существенно измениться параметры пылевой плазмы в эксперименте. Из-за взаимодействия между частицами величина D_L оказывается меньше броуновского коэффициента диффузии для тех же частиц без взаимодействия D_0 . Отношение D_L/D_0 в диссипативной системе взаимодействующих частиц в значительной степени отражает природу и силу взаимодействия между частицами.

Диффузия в дебаевских системах исследована с помощью численного моделирования в работах [62–68]. Самодиффузия в недиссипативных системах ($\nu_{fr} = 0$) рассмотрена в [65–67]. Применительно к коллоидным растворам, диссипация в которых на много порядков больше, чем в пылевой плазме, диффузия в дебаевских системах рассматривалась в [63, 68]. При этом основное внимание уделялось субдиффузионному поведению зависящего от времени коэффициента диффузии [68], а также величине коэффициента диффузии вблизи границы между жидкой и кристаллической фазами [63].

Экспериментальное изучение массопереноса выполнялось аналогично схеме представленной на рис. 1.3. Измерения проводились в широком диапазоне параметров. На рис. 1.14 представлена типичная экспериментально полученная функция массопереноса для жидкоподобной плазменно-пылевой системы.

Кроме самостоятельной ценности, результаты экспериментального исследования диффузии в плазменно-пылевых системах представляют интерес с точки зрения верификации бесконтактного метода диагностики, предложенного Ваулиной О. С. [1]. Этот метод позволяет на базе экспериментально полученных корреляционных функций пылевой структуры в плазме определить эффективный параметр неидеальности системы. Данный метод был разработан с использованием численного моделирования плазменно-пылевых систем в диапазоне эффективных параметров неидеальности от 0 до 106, соответствующего жидкостному состоянию моделируемой системы. Для каждого значения параметра неидеальности в ходе моделирования определялись парные корреляционные функции и находилось значение первого максимума g_{\max} , а так-



Параметры эксперимента: давление буферного газа (аргона) $P = 25$ Па, монодисперсные частицы меламинформальдегида радиусом $r_d \approx 2,0$ мкм, плотностью $\rho_d \approx 1,5$ г·см⁻³, скорость съёмки 25 кадров/сек

Рис. 1.14. Типичная экспериментально полученная функция массопереноса для плазменно-пылевой системы в диапазоне $\Gamma = 30-40$

же отношение первого максимума к первому минимуму корреляционной функции g_{\max}/g_{\min} . Оказалось, что функции $g_{\max}(\Gamma^*)$ и $g_{\max}/g_{\min}(\Gamma^*)$ имеют монотонный характер и могут быть использованы для определения эффективного параметра неидеальности Γ^* по известным значениям первых максимума и минимума корреляционной функции. Однако чтобы окончательно подтвердить работоспособность метода необходимо в экспериментально исследуемой системе определить Γ^* при помощи другого, независимого способа. Для этого воспользуемся связью между коэффициентом диффузии макрочастиц в жидкостной плазменно-пылевой системе. Из уравнения движения пылевой частицы (3-х мерный случай) легко получить:

$$\langle \Delta r^2 \rangle \cong \frac{6E}{m_d(\nu_{fr} + \omega^*)} t,$$

где E — средняя энергия частицы, m_d — её масса. Т.к. плазменно-пылевая структура находится в жидкостном состоянии, то её можно рассматривать как совокупность гармонических осцилляторов. В этом случае из распределения Максвелла-Больцмана можно оценить среднюю энергию частицы: $E \cong \varepsilon \exp\left(-\frac{\varepsilon}{T_p}\right)$, где ε — энергия гармонического осциллятора, T_p — кинетическая энергия макрочастицы. Принимая во внимание соотношение $\frac{\varepsilon}{T_p} \cong a\Gamma^*$, где $a = 2,85/104,5$ — коэффициент, полученный численно и учитывающий размерность исследуемой системы, а также тот факт, что при $\Gamma^* \approx 106$ происходит кристаллизации системы, получаем:

$$D = \frac{a\Gamma^* T_p}{m_d(\nu_{fr} + \omega^*)} \exp(-a\Gamma^*).$$

Учитывая определение Γ^* (1.4) и ω^* (1.6):

$$\Gamma^* = \frac{q^2}{r_p T_p} \left(\frac{\kappa^2}{2} + \kappa + 1 \right) \exp(-\kappa),$$

$$\omega^{*2} = \frac{q^2}{m_d r_p^3} \left(\frac{\kappa^2}{2} + \kappa + 1 \right) \exp(-\kappa),$$

получаем

$$\omega^* = \sqrt{\frac{T_p \Gamma^*}{\pi m_d r_p^2}}.$$

Для случая свободномолекулярного движения молекул буферного газа (именно он является типичным для экспериментов с пылевой плазмой):

$$\nu_{fr}[\text{с}^{-1}] \cong \frac{800 \cdot P[\text{Торр}]}{\rho_d[\text{г/см}^3] \cdot r_d[\text{мкм}]},$$

где ρ_d и r_d соответственно — плотность и радиус макрочастицы, P — давление буферного газа. Таким образом, учитывая выражение (1.7) окончательно получаем:

$$D = a \cdot \frac{T_p}{m_d} \cdot \frac{\Gamma^*}{1,6P[\text{Па}] + \sqrt{\frac{T_p \Gamma^*}{\pi m_d r_p^2}}} \cdot \exp(-a\Gamma^*). \quad (1.8)$$

Величины T_p , r_d , D , m_d , P могут быть определены по экспериментально полученным видеоизображением пылевой структуры, а затем при помощи выражения (1.8) может быть найден эффективный параметр неидеальности Γ^* .

Эксперименты для верификации метода восстановления эффективного параметра неидеальности Γ^* проводились по схеме, аналогичной представленной на рис. 1.3. В вакуумной камере в атмосфере аргона между двумя электродами, один из которых представляет собой диск диаметром 19 см, а второй кольцо с внешним диаметром 19 см и внутренним 5 см, находящимися на расстоянии 5 см друг от друга создавался высокочастотный разряд на частоте 13,56 МГц. Через отверстие в кольцевом электроде в разряд вбрасывались пылевые монодисперсные МФ частицы радиусом $r_d \approx 2,0$ мкм плотностью $\rho_d = 1,5$ г/см³, которые зависали в приэлектродном слое вблизи второго электрода и образовывали упорядоченные структуры. Для предотвращения ухода частиц из области наблюдения, на нижний электрод устанавливалось ограничивающее кольцо диаметром 5 см и высотой 2 мм. Пылевые макрочастицы формировали упорядоченные структуры, степень упорядоченности которых варьировалось за счёт изменения мощности высокочастотного разряда от 2 до 15 Вт и давления буферного газа (аргона) от 2 до 30 Па. В этих условиях макрочастицы формировали от 4-х до 8-ми пылевых слоёв. Для диагностики макрочастиц использовался метод визуализации [6], при этом в пылевом облаке подсвечивал-

ся только один слой частиц, изображение которого фиксировалось при помощи видеокамеры с частотой съёмки 25 кадров/с. В качестве подсветки использовался «лазерный нож» шириной 2 см и толщиной около 150 мкм в области перетяжки, сформированный излучением гелий-неонового лазера мощностью 15 мВт.

Полученные в ходе эксперимента видеоизображения пылевых структур различной упорядоченности анализировались при помощи описанных выше методов. При этом определялись такие параметры как кинетическая температура и коэффициент самодиффузии макрочастиц, корреляционные функции, определялись значения их первого максимума g_{\max} и минимума g_{\min} . Кроме того, с использованием соотношения (1.8) вычислялся эффективный параметр неидеальности Γ^* . Типичные экспериментально полученные корреляционные функции представлены на рис. 1.11.

На рис. 1.15 представлены зависимости $g_{\max}(\Gamma^*)$ и $g_{\max}/g_{\min}(\Gamma^*)$. Полученные экспериментально и при помощи численного моделирования зависимости совпадают с хорошей степенью точности. Таким образом, работоспособность бесконтактного метода определения эффективного параметра неидеальности Γ , предложенного Ваулиной О. С., подтверждается экспериментально.

1.4. Выводы к первой главе

В качестве заключения ещё раз перечислим основные характеристики плазменно-пылевых систем, экспериментальные методы определения которых представлены в данной главе: кинетическая температура макрочастиц, корреляционные функции и параметр неидеальности пылевых структур, средние межчастичные расстояния, а также коэффициент самодиффузии макрочастиц в плазменно-пылевой структуре. Установлены параметры экспериментов и диагностических схем, при которых методы работают корректно, определены погрешности восстановления величин. Также в работе представлена верификация предложенного Ваулиной О. С. бесконтактного метода диагностики эффек-

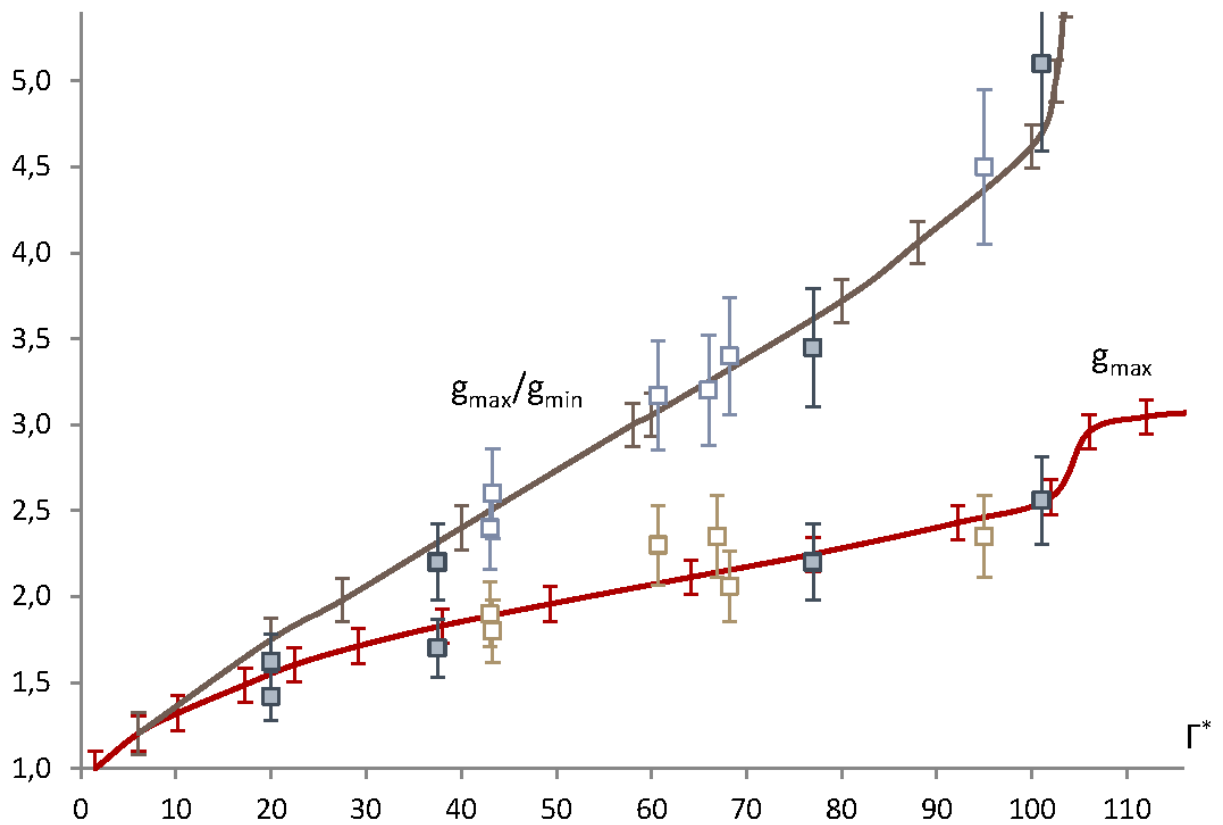


Рис. 1.15. Значения g_{\max} и g_{\max}/g_{\min} полученные из парных корреляционных функций, измеренных в экспериментах (точки) и найденных в результате численного моделирования для разных Γ^* Ваулиной О. С. (сплошные линии) [3]

тивного параметра неидеальности. Приведены результаты экспериментального исследования трёхчастичной корреляции для макрочастиц в пылевой плазме. Выполненный анализ экспериментальных результатов показал, что отличие суперпозиционного приближения от регистрируемой трёхчастичной корреляционной функции составляет $\sim 30\text{--}60\%$ для анализируемых сечений $g_3(r_{12}, r_{23}, r_{31})$ при $r_{12} = r_p^{\max}$.

Вязкопластические свойства пылевых структур в плазме газового разряда

Как уже отмечалось ранее, пылевые частицы, попадая в плазму газового разряда приобретают значительный заряд и образуют упорядоченные структуры, которые в зависимости от степени упорядоченности могут быть газообразными, жидкостными или кристаллическими. Одним из интереснейших направлений в области пылевой плазмы является изучение плазменно-пылевой жидкости, характеризующейся наличием ближнего порядка. Следует отметить, что исследования пылевой плазмы и, в особенности, экспериментальные исследования, оказываются крайне плодотворными для проверки существующих и развития новых феноменологических моделей в теории жидкости [2, 3]. Такие модели имеют огромную значимость, поскольку, благодаря сильному межчастичному взаимодействию, в теории жидкости отсутствует малый параметр, который можно было бы использовать для аналитического описания её состояния и термодинамических характеристик. Как и в обычных жидкостях, для описания динамических процессов в пылевой жидкости необходимо иметь представление о коэффициентах переноса (диффузии, вязкости, теплопроводности) в рассматриваемой среде. В данной главе представлены результаты экспериментальных исследований вязкопластических свойств плазменно-пылевой жидкости, а также плазменно-пылевого кристалла.

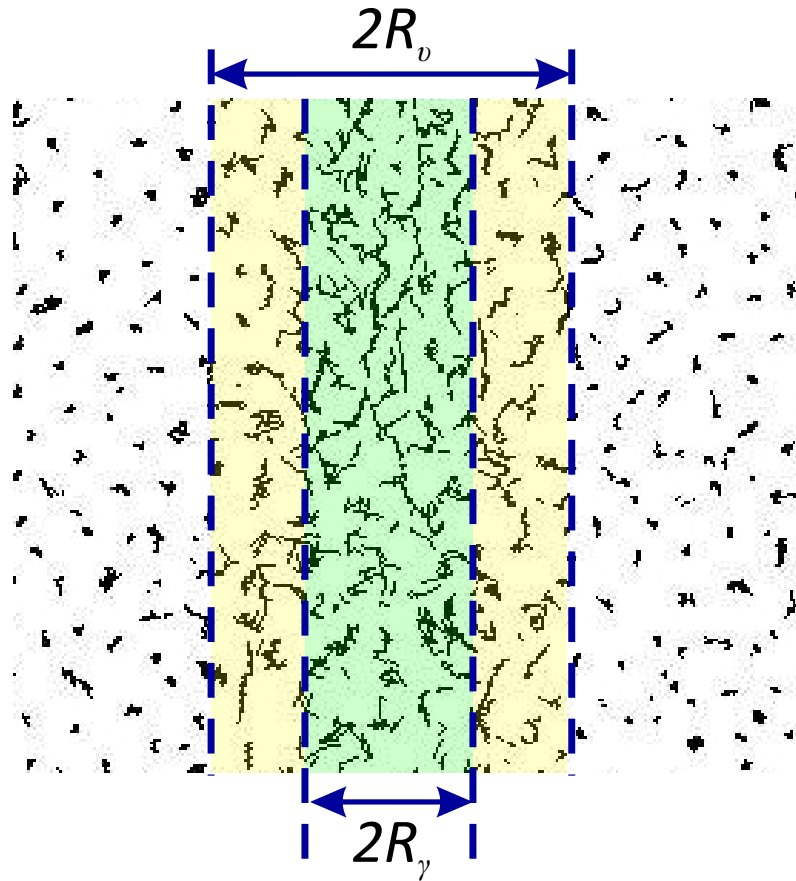
2.1. Метод нахождения коэффициента вязкости плазменно-пылевого образования на базе классического определения

Вязкость — явления переноса, определяющие диссипацию энергии при деформации среды. Вязкость при деформациях сдвига называется сдвиговой вязкостью, при деформации всестороннего сжатия — объёмной вязкостью, при одноосном растяжении — продольной вязкостью. Рассеяние энергии при сдвиговой вязкости происходит вследствие переноса импульса. Количественной характеристикой вязкости является коэффициент сдвиговой вязкости η , обычно называемый вязкостью, определяемый как коэффициент пропорциональности между скоростью деформации сдвига $\dot{\gamma} = d\varepsilon/dt$ (ε — относительная деформация сдвига, t — время деформации) и возникающим при этом касательным вязким напряжением $\sigma_{\text{вяз}} = \eta\dot{\gamma}$. Среда, для которых η не зависит от скорости деформации, называются ньютоновскими. Коэффициент сдвиговой вязкости равен импульсу, переносимому в единицу времени через единицу площади при $\dot{\gamma} = 1$. Если касательные напряжения, возникающие в среде за счёт внешних сил, поддерживаются равными вязким напряжениям, то в среде установится постоянный во времени градиент скорости — возникает ламинарное течение. Работа внешних сил, уравнивающих вязкие напряжения и поддерживающих стационарный поток, полностью переходит в тепло. Коэффициент сдвиговой вязкости η и мощность W , рассеиваемая в единице объёма за счёт вязкости, связаны соотношением $W = \eta\dot{\gamma}^2$.

Нами был предложен метод нахождения коэффициента сдвиговой вязкости плазменно-пылевой жидкости. Согласно этому подходу в среде постоянным внешним воздействием создаётся касательное напряжение, под действием которого возникает стационарное ламинарное течение плазменно-пылевой жидкости. За счёт сил вязкого трения ширина канала течения будет превосходить

ширину области, где осуществляется внешнее воздействие на среду (рис. 2.1). Записав условие стационарности, т. е. условие того, что поступающий в систему импульс равен потерям импульса за счёт вязкости, можно найти коэффициент вязкости. Рассмотрим метод несколько подробнее. Касательное напряжение и ламинарное течение могут быть реализованы в плазменно-пылевой среде при помощи лазерного воздействия, например, по схеме, изображённой на рис. 2.2. Плазменно-пылевая структура создаётся в плазме ёмкостного ВЧ-разряда. Её характеристики, такие как кинетическая температура, корреляционная функция, параметр неидеальности измеряются при помощи подходов, описанных в главе 1. Внешнее воздействие осуществляется лазерным пучком радиусом R_γ , который за счёт силы светового давления и термофоретической силы сообщает пылевым частицам импульс и приводит их в движение, образуя канал ламинарного течения радиусом $R_v > R_\gamma$. Следует отметить, что предварительные эксперименты показали образование течения ограниченного диаметра среди невозмущенной среды. Рассмотрим макрочастицу, которая находится в области действия лазерного луча. На частицу действует сила, обусловленная лазерным воздействием (т. е. сумма силы светового давления и термофоретической силы), а также силы взаимодействия с газовой средой и другими частицами. Последняя сила для макрочастиц движущихся вблизи центральной части потока равна нулю т.к. скорости движения пылевых частиц друг относительно друга в этом случае малы и вклад в трение сил их экранированного кулоновского взаимодействия незначителен. Принимая во внимание типичные для лабораторных экспериментов по изучению пылевой плазмы значения давления буферного газа и размеров пылевых частиц [4], находим, что торможение о газовую среду осуществляется в молекулярном режиме, и сила сопротивления движению макрочастицы сферической формы радиусом r_d , движущейся со скоростью V_d , в молекулярном режиме описывается соотношением [49]:

$$F_m = \frac{6\pi\eta_g r_d^2 V_d}{Al_g}, \quad (2.1)$$



Характерный размер канала течения $2R_v = 7$ мм, в то время как размер области действия лазерного излучения на пылевые частицы $2R_\gamma = 3$ мм

Рис. 2.1. Типичные траектории пылевых частиц под действием лазерного излучения

где η_g — вязкость газа; A — численный коэффициент, связанный с характером отражения атомов газа от поверхности частицы. Как правило A лежит в диапазоне от 1,09 до 1,58 [49]. Обусловленную лазерным воздействием силу, заставляющую пылевую частицу двигаться представим в виде $P_\gamma^* \pi r_d^2$, где — P_γ^* эффективное давление. Учитывая стационарность и однородность течения вдоль лазерного луча, приравниваем эти две силы и находим выражение, позволяющее вычислить на базе экспериментальных данных и справочных величин значение эффективного давления.

$$6\eta_g V_d = A l_g P_\gamma^*. \quad (2.2)$$

Для дальнейшего использования полученного результата с целью находде-

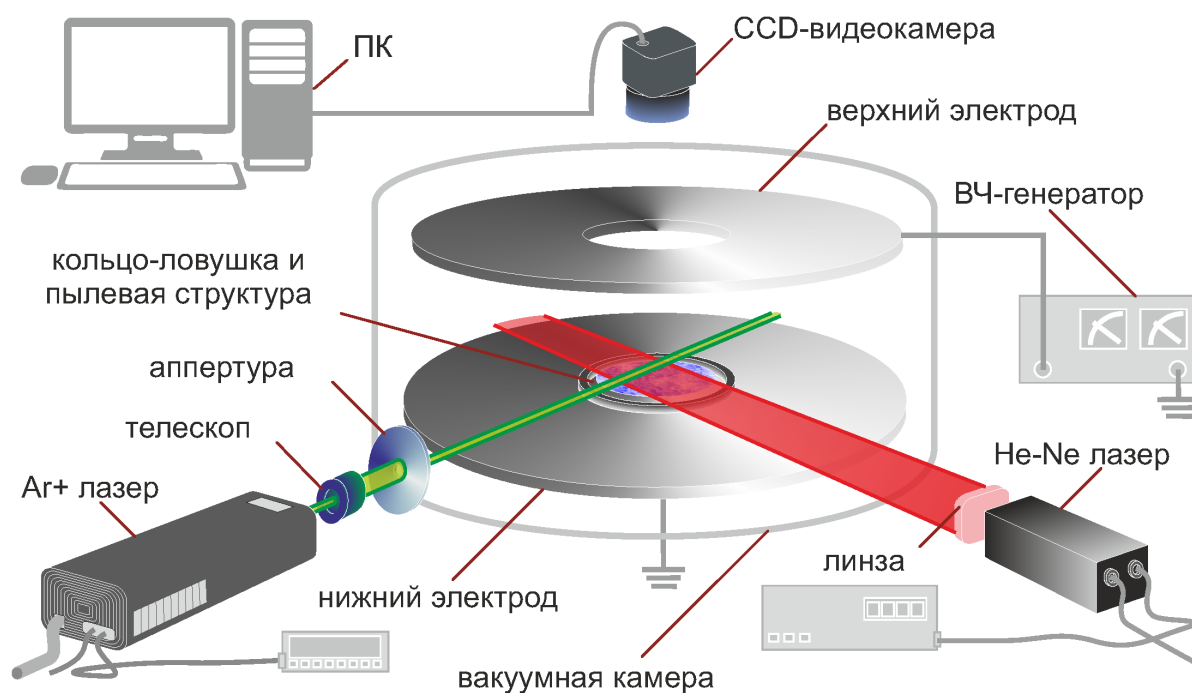


Рис. 2.2. Схема экспериментального стенда

ния коэффициента сдвиговой вязкости плазменно-пылевой жидкости необходимо знать функциональную зависимость эффективного давления от плотности мощности лазерного излучения, вызывающего течение. Тогда, экспериментально измеряя профиль и интегральную мощность лазерного пучка и скорость пылевых частиц в центральной части потока, инициированного этим лучом, можно восстановить пространственное распределение объёмной силы, вызывающей движение плазменно-пылевой жидкости. Такое распределение в совокупности с экспериментально получаемой зависимостью скорости течения плазменно-пылевой жидкости от расстояния до оси потока, позволяет рассчитать коэффициент сдвиговой вязкости плазменно-пылевой жидкости либо непосредственно на базе приведённого выше определения, либо на базе уравнений движения жидкости, например, уравнения Навье-Стокса. Было высказано предположение, что эффективное давление зависит линейно от плотности мощности лазерного излучения. Экспериментальная проверка, представленная в следующих разделах, доказала достоверность такого подхода.

Результаты экспериментальной реализации предложенного метода пред-

ставлены далее.

2.2. Результаты экспериментального определения параметров течения плазменно-пылевой жидкости, инициированного лазерным излучением

Экспериментальное исследование свойств плазменно-пылевой жидкости, в том числе и её течений проводились, на специально созданном стенде, позволяющем генерировать пылевую плазму (ВЧ-разряд ёмкостного типа), варьировать её параметры, а также осуществлять воздействия на исследуемую пылевую структуру. Основными элементами стенда являются:

- вакуумная система, включающая экспериментальную камеру, вакуумный пост (форвакуумный и турбомолекулярный насосы, датчики вакуума, вакуумные магистрали) и элементы управления (предельное давление 10^{-6} Торр);
- система электродов с варьируемыми геометрическими параметрами;
- высокочастотный генератор (мощность — до 200 Вт, частота — 13,56 МГц) с согласующим устройством;
- лазеры (твердотельные и гелий-неоновые) для диагностической подсветки пылевых частиц (мощность — от 10 мВт до 1 Вт);
- аргоновый лазер для воздействия на пылевые структуры (мощность — до 6 Вт);
- комплекс видеодиагностики (обычные и скоростные видеокамеры, оптические системы, управляющие компьютеры);
- комплекс диагностики лазерного излучения (измерители мощности, измеритель профиля, управляющие элементы);

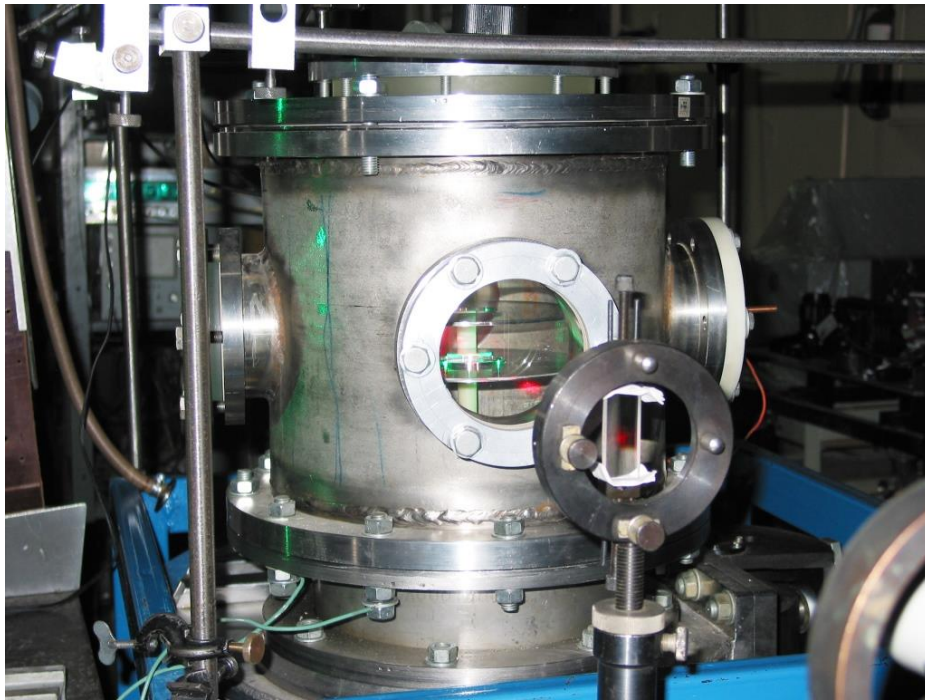


Рис. 2.3. Экспериментальный стенд

— система ввода пылевых частиц в разряд макрочастиц.

Изображение стенда представлено на рис. 2.3.

Было выполнено несколько серий экспериментов. На электроды (нижний — диск диаметра 19 см, верхний — кольцо с внутренним диаметром 5 см и внешним — 19 см), находящиеся в вакуумной камере, подавался сигнал с высокочастотного генератора. Расстояние между электродами составляло 5 см. Эксперименты проводились в атмосфере аргона при давлениях от 15 до 35 Па.

В возникающий между электродами разряд вводились пылевые частицы, представляющие собой пластиковые (МФ) сферы диаметром 1,9 мкм. Эти пылинки, попадая в разряд и заряжаясь отрицательно, зависали в приэлектродном слое. Для удержания пылевого облака и предотвращения ухода частиц в горизонтальном направлении, на нижнем электроде устанавливалось кольцо диаметра 5 см и высотой 0,2 см, формирующее потенциальную ловушку, внутрь которой и помещались пылевые частицы. Для создания сдвиговых напряжений и, как следствия, течения внутри изучаемой плазменно-пылевой структуры, было использовано излучение аргонового лазера с длиной волны 514 нм.

Лазерный пучок предварительно расширялся телескопом, а затем из него вырезалась центральная часть при помощи диафрагмы диаметром 3 мм. Интегральная мощность излучения, проходящего через отверстие в диафрагме, варьировалось в пределах от 0 до 400 мВт. Во всех случаях (т. е. при каждом значении мощности лазерного излучения и каждом давлении аргона в вакуумной камере) для получения функции распределения плотности мощности излучения аргонового лазера вдоль диаметра пучка проводилось сканирование.

Для визуализации, полученная структура подсвечивалась плоским лучом гелий-неонового лазера ($\lambda = 632,8$ нм). Подсветка лазером осуществлялась в двух режимах. Первый использовал расфокусированный лазерный луч и позволил установить геометрические размеры всей плазменно-пылевой структуры, находящейся внутри потенциальной ловушки. Так было установлено, что пылевое облако представляет собой диск диаметром около 5 см и толщиной ~ 1 см. Второй режим подсветки лазерным излучением был использован для более детального изучения структуры пылевого облака. В этом случае луч лазера представлял собой, так называемый, «лазерный нож», ширина которого составляла 2,5 см, а характерная толщина в области перетяжки 200 мкм. В результате наблюдению было доступно горизонтальное сечение пылевого образования. Следует обратить внимание на то, что полученное сечение плазменно-пылевой структуры параллельно лучу аргонового лазера и проходит через его диаметр, а также на то, что область пылевого облака, возмущаемая излучением аргонового лазера, лежит полностью внутри образования макрочастиц. Регистрации движения пылевых частиц осуществлялась видеокамерой. Для избежания засветки матрицы камеры излучением аргонового лазера использовались светофильтры.

Для обработки полученных видеоизображений были использованы процедуры, аналогичные описанным в главе 1. При этом для разных экспериментальных режимов были получены траектории частиц, кинетические температуры, корреляционные функции и параметры неидеальности, а также построены про-

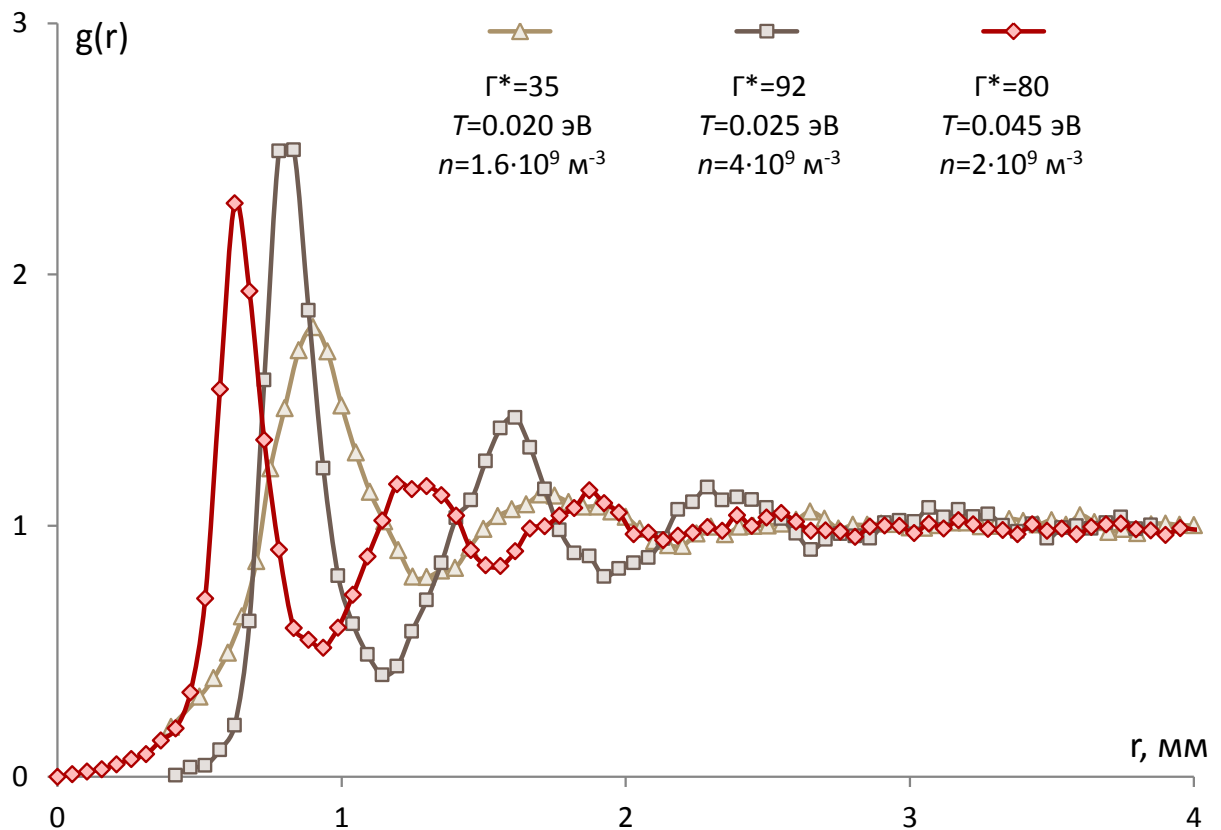


Рис. 2.4. Корреляционные функции $g(r)$, параметры неидеальности Γ^* , кинетические температуры частиц T и их концентрации n для трёх серий экспериментов

странственные распределения направленных скоростей движения частиц в потоке, инициируемом лазерным излучением. Примеры полученных параметров представлены на на рис. 2.4 и рис. 2.5.

В ходе экспериментов удалось получить значения максимальной скорости направленного движения макрочастиц (т.е. в центре возникающего течения) в диапазоне от 0 до 2,3 см/с в зависимости от величины внешнего возмущающего воздействия. Измерения проводились при фиксированном давлении буферного газа. Во всех случаях были получены линейные зависимости. Пример такой зависимости представлен на рис. 2.6.

Из сравнения зависимостей на рис. 2.5 (и аналогичных им) с распреде-

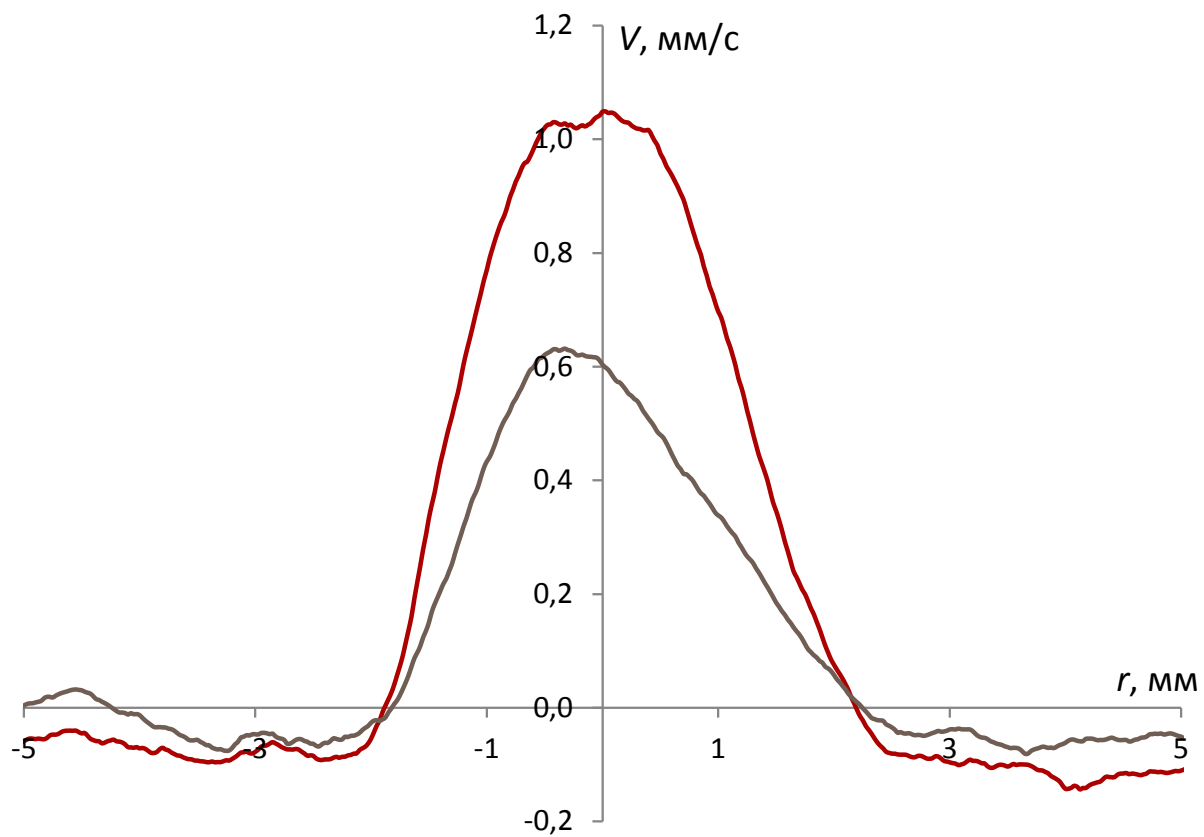


Рис. 2.5. Распределение дрейфовой скорости макрочастиц вдоль радиуса лазерного луча при суммарной мощности лазера 100 мВт (выше) и 150 мВт (ниже)

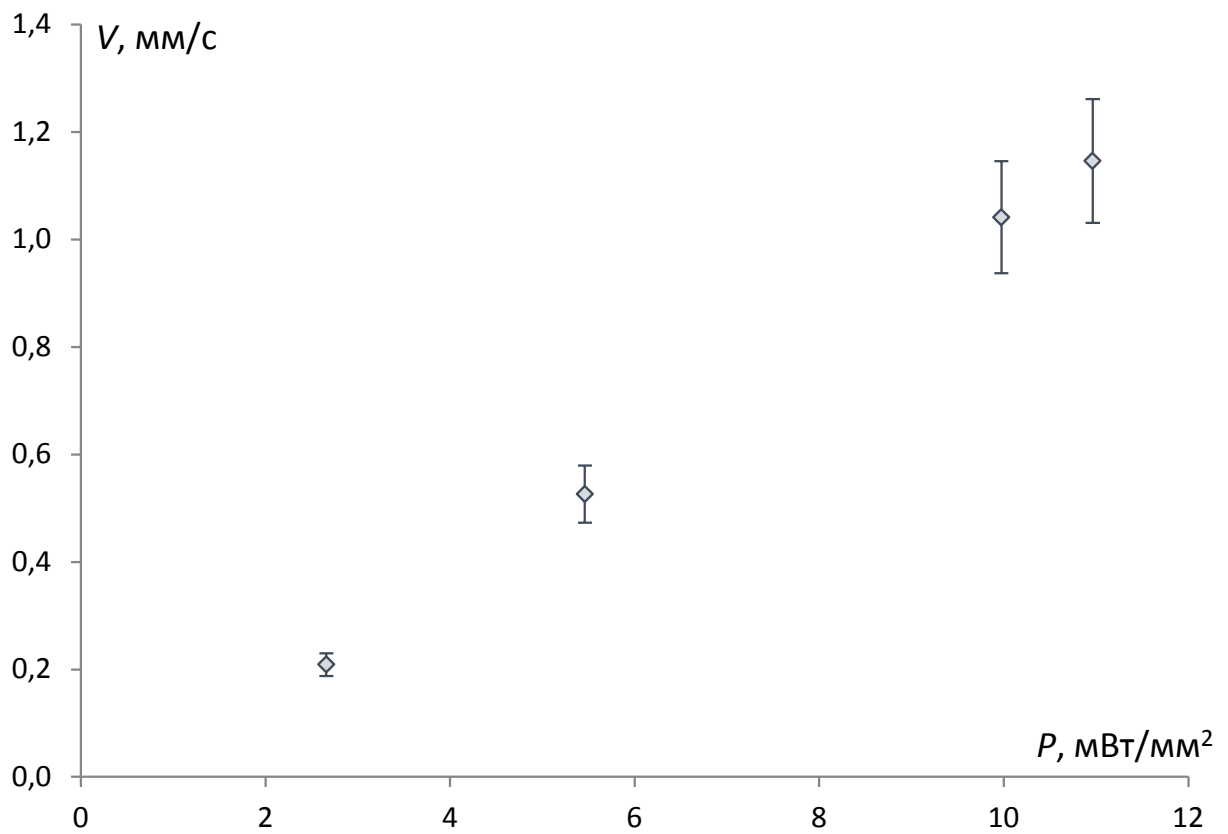


Рис. 2.6. Скорость в центральной части потока в зависимости от плотности мощности излучения при давлении 25 Па

лением плотности мощности излучения диафрагмированного лазерного луча можно сделать вывод о том, что ширина канала течения больше области внешнего возмущающего воздействия, причём это отличие возрастает с увеличением параметра неидеальности Γ . К такому уширению приводят вязкие силы, действующие в плазменно-пылевой среде. Ещё один вывод, следующий из полученных результатов — это пороговый характер течения. Об этом свидетельствуют два факта: первый — если мощность внешнего возмущающего воздействия не превышает некоторого порогового значения (в наших экспериментах это около $1,4 \text{ мВт/мм}^2$), то никакого течения не возникает, второй — в центральной части течения наблюдается характерное «плато», т. е. в области, где касательные напряжения малы, отсутствует проскальзывание слоёв плазменно-пылевой жидкости друг относительно друга.

2.3. Результаты восстановления коэффициента вязкости плазменно-пылевой жидкости на базе классического определения и с использованием уравнения Навье-Стокса

Полученные в предыдущем подразделе данные были проанализированы и использованы для определения коэффициента сдвиговой вязкости плазменно-пылевой жидкости.

Для первоначального рассмотрения вязкости были выбраны серии экспериментов, в которых профиль течения жидкости имеет ярко выраженный трапециевидный профиль (рис. 2.7), при этом параметры плазменно пылевой жидкости принимали следующие значения: давление буферного газа (аргона) 35 Па , $\Gamma^* \approx 30$, $n_d = 1,6 \cdot 10^{-9} \text{ м}^{-3}$, $T_d \approx 0,02 \text{ эВ}$.

Применив подход, описанный в разделе 2.1, воспользовавшись выражением (2.1), распределением плотности мощности по радиусу лазерного излу-

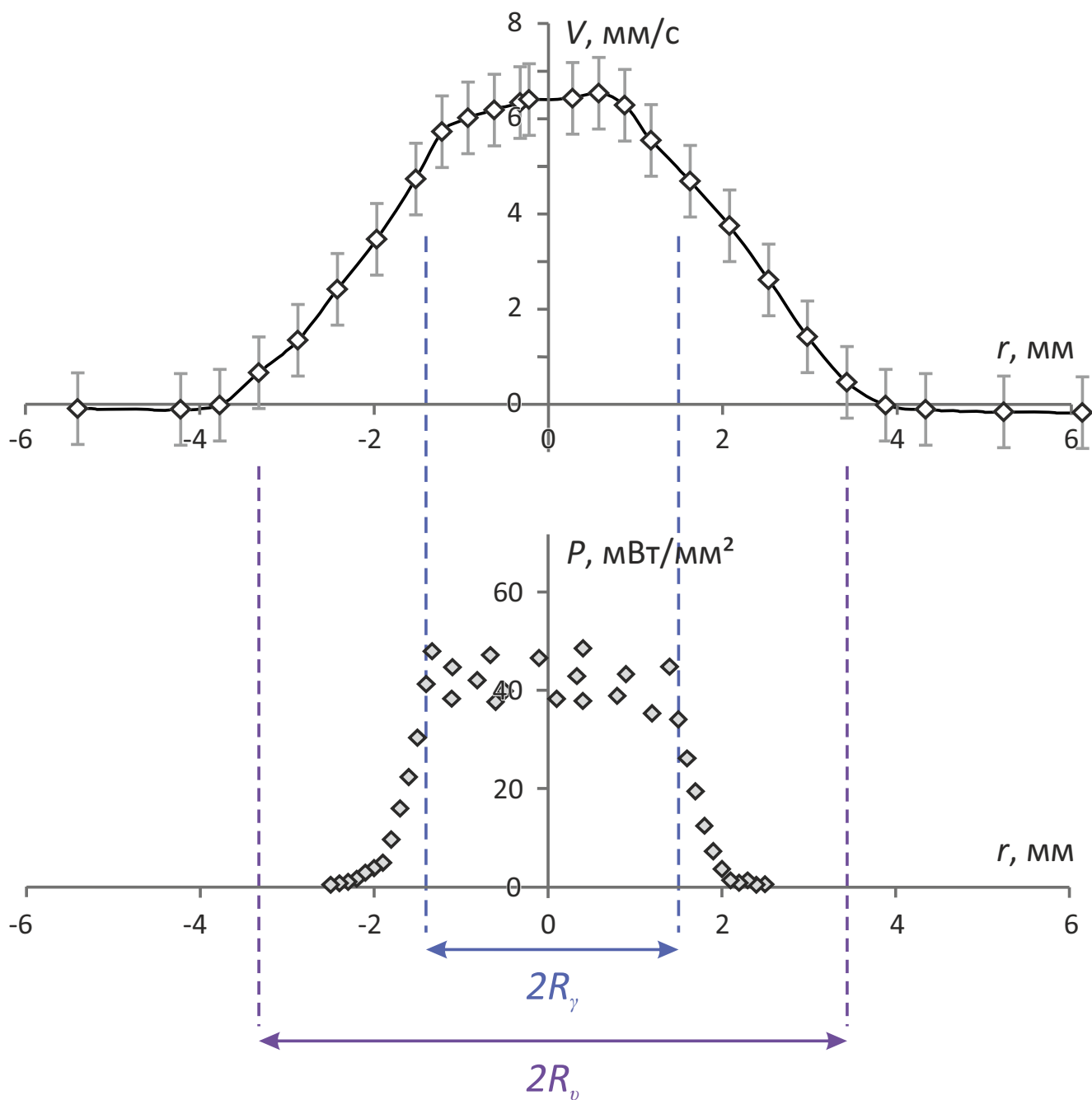


Рис. 2.7. Трапецевидный профиль скорости потока и соответствующее распределение плотности мощности по радиусу лазерного излучения

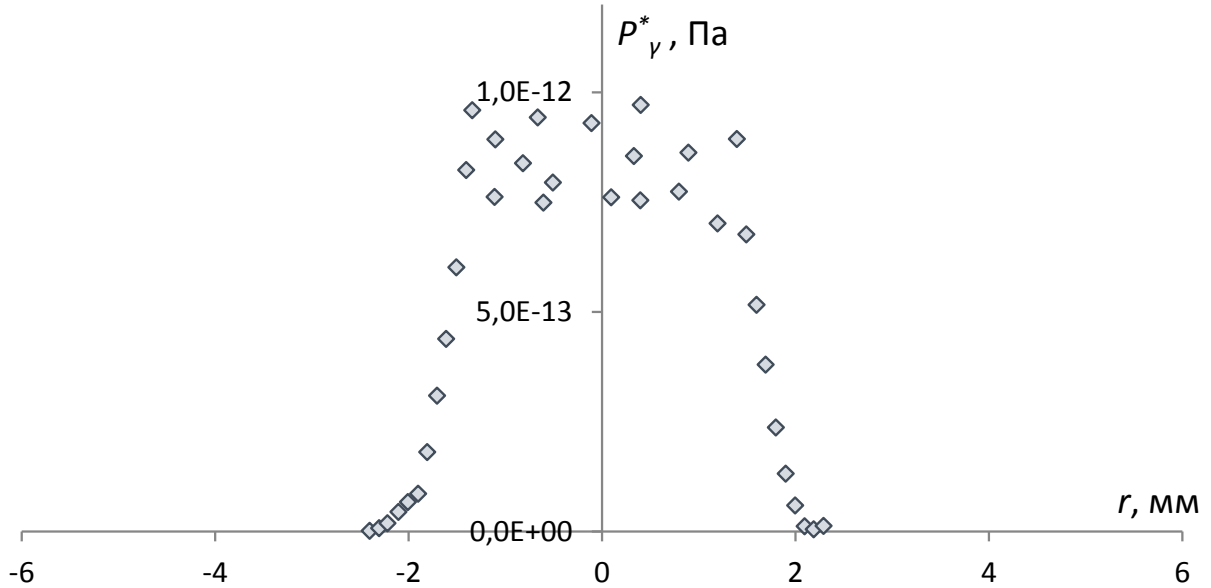


Рис. 2.8. Зависимость эффективного давления P_γ^* от расстояния до центра канала течения

чения (рис. 2.7) и данными на рис. 2.6, находим зависимость эффективного давления P_γ^* , действующего на пылевую частицу со стороны лазерного луча от расстояния до центра канала течения (рис. 2.8).

Рассмотрим область плазменно-пылевого образования, находящегося внутри канала течения, т. е. внутри области радиусом R_v (рис. 2.1). Импульс, поступающий внутрь этой области за время Δt , за счёт эффективного давления:

$$\Delta p_{in} = \pi r_d^2 P_\gamma^* \pi R_\gamma^2 n_d L \Delta t,$$

где n_d — число частиц пыли в единице объёма, L — длина рассматриваемой области. При равномерном течении этот импульс должен быть сброшен через боковую поверхность рассматриваемого объёма вследствие внутреннего трения. Т.к. на границе канала течения относительные скорости направленного движе-

ния пылевых частиц обращаются в ноль, то весь импульс сбрасывается во внешнюю среду за счёт вязкости буферного газа η_g . В нашем случае длина свободного пробега атомов нейтральной компоненты плазмы $l_g = 0,3$ мм, а ширина канала течения около 7 мм, поэтому градиент скорости газа на поверхности цилиндра радиуса R_v может быть оценён выражением $V_g/\Delta x$ ($\Delta x = R_v - R_\gamma$), а сам сбрасываемый за время Δt импульс выражением

$$\Delta p_{out} = 2\pi R_v L \eta_g \Delta t V_g / \Delta x.$$

Приравнивая входящий и выходящий импульсы и, принимая во внимание соотношение (2.1), находим

$$\frac{V_g}{V_d} = \frac{3\pi r_d^2 R_\gamma^2 n_d}{A l_g} \left(1 - \frac{R_\gamma}{R_v}\right). \quad (2.3)$$

Полагая $A = 1,58$; $R_\gamma = 1,5$ мм; $R_v = 3,5$ мм; $n_d = 1,6 \cdot 10^9$ м⁻³; $2r_d = 1,9$ мкм; $l_g = 0,3$ мм, находим $V_g/V_d \approx 0,4 \cdot 10^{-4}$. Таким образом, скорость газа в потоке довольно мала. Как и следовало ожидать, в молекулярном режиме движения частицы пыли пронизывают разреженный газ и существует значительный отрыв скорости газа от скорости пылевых частиц, т.е. имеет место так называемый эффект проскальзывания [49].

Рассмотрим теперь более подробно структуру потока. Лазерное излучение пронизывает объем, ограниченный цилиндрической поверхностью радиусом R_γ . Эта область соответствует равномерному движению пылевых частиц со скоростью $V_d \approx 0,6$ см/с (рис. 2.7). В области $(R_\gamma; R_v)$ воздействие на частицы лазерного излучения практически отсутствует (экспоненциально мало), однако скорость частиц в рассматриваемом интервале падает линейно (рис. 2.7). Характерное время релаксации скорости пылинки в разреженном газе в рассматриваемых условиях составляет 10^{-2} с [49]. Поэтому, линейный профиль скорости в области $(R_\gamma; R_v)$, обусловлен вязкостью пылевой компоненты. Потеря импульса частицами, находящимися в центральной части потока радиусом R_γ , происходит двумя путями. Во-первых, из-за взаимодействия частиц

с газом и внутреннего трения газовой компоненты и, во-вторых, из-за сдвиговой вязкости η^* , обусловленной экранированным кулоновским взаимодействием в пылевой подсистеме. Запишем условие стационарности потока на границе цилиндра радиуса R_γ :

$$\eta^* V_d + \eta_g V_g = \frac{1}{2} \pi r_d^2 R_\gamma (R_v - R_\gamma) n_d P_\gamma^*.$$

Принимая во внимание соотношение (2.3), находим:

$$\frac{\eta^*}{\eta_g} = \frac{V_g}{V_d} \left(\frac{R_v}{R_\gamma} - 1 \right). \quad (2.4)$$

и подставляя $\eta_g \approx 22,7 \cdot 10^{-6}$ Па·с и другие числовые значения находим коэффициент сдвиговой вязкости плазменно-пылевой жидкости $\eta^* \approx 1,1 \cdot 10^{-9}$ Па·с.

Для более детального исследования зависимости коэффициента вязкости плазменно-пылевой жидкости от сдвигового напряжения, создаваемого лазерным излучением, и от давления буферного газа было использовано гидродинамическое описание течения на базе уравнения Навье-Стокса. Основанием для этого послужил тот факт, что в ряде экспериментов профиль скорости течения заметно отличаться от трапециевидного и напоминал распределение скорости вязкого течения классической жидкости, описываемый уравнением Навье-Стокса. Учитывая тот экспериментальный факт, что скорость направленного течения на расстоянии R_v от оси симметрии потока плазменно-пылевой жидкости обращается в ноль, была предложена аналогия с ламинарным течением жидкости в трубе радиусом R_v с неподвижными стенками под действием объемной силы приложенной к центральной части потока радиусом R_γ . Уравнение Навье-Стокса [1]:

$$\rho \left(\frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \text{grad} \right) \mathbf{v} = \mathbf{F} - \text{grad}P + \eta \Delta \mathbf{v}$$

записанное в этом случае с учётом цилиндрической симметрии задачи принимает вид

$$\eta \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial V}{\partial r} \right) = -F(r), \quad (2.5)$$

где η — коэффициент сдвиговой вязкости плазменно-пылевой жидкости, r — расстояние от оси симметрии канала течения (оси трубы), $F(r)$ — плотность объёмной силы, действующей на поток, V — скорость потока в рассматриваемой точке.

Остановимся несколько подробнее на функции $F(r)$. Как уже отмечалось выше, плотность мощности излучения аргонового лазера $P(r)$ и скорость в центральной части потока связаны линейной зависимостью (рис. 2.6). Принимая во внимание соотношение (2.1) и учитывая концентрацию пылевых частиц n_d , находим, что величина объёмной силы $F(r) = F_m \cdot n_d = 6\pi\eta g r_d^2 V_d n_d / (Al_g)$. Получаем, что плотность мощности излучения аргонового лазера $P(r)$ и плотность объёмной силы $F(r)$ также связаны линейной зависимостью (рис. 2.9). Аналогичные зависимости были восстановлены для каждого значения давления буферного газа и интегральной мощности внешнего возмущающего лазерного воздействия.

Таким образом, в уравнении (2.5) правая часть определялась на основе экспериментальных данных. Рис. 2.10 — пример распределения $F(r)$. Численно решая это уравнение с нулевыми граничными условиями $V(R_v) = 0$, находим зависимость $V(r)$. Рассматривая величину η в качестве варьируемого параметра, добиваемся наилучшего совпадения численно найденного решения и экспериментально полученного распределения скорости вдоль радиуса канала течения плазменно-пылевой жидкости. Значение η , при котором достигалось наилучшее совпадение, и было принято за величину вязкости плазменно-пылевой жидкости. Данный подход позволил получить значение коэффициента сдвиговой вязкости плазменно-пылевой жидкости для всех реализованных экспериментально мощностей лазерного излучения, вызывающего течение, и всех давлений буферного газа. Эти данные представлены на рис. 2.11 [14].

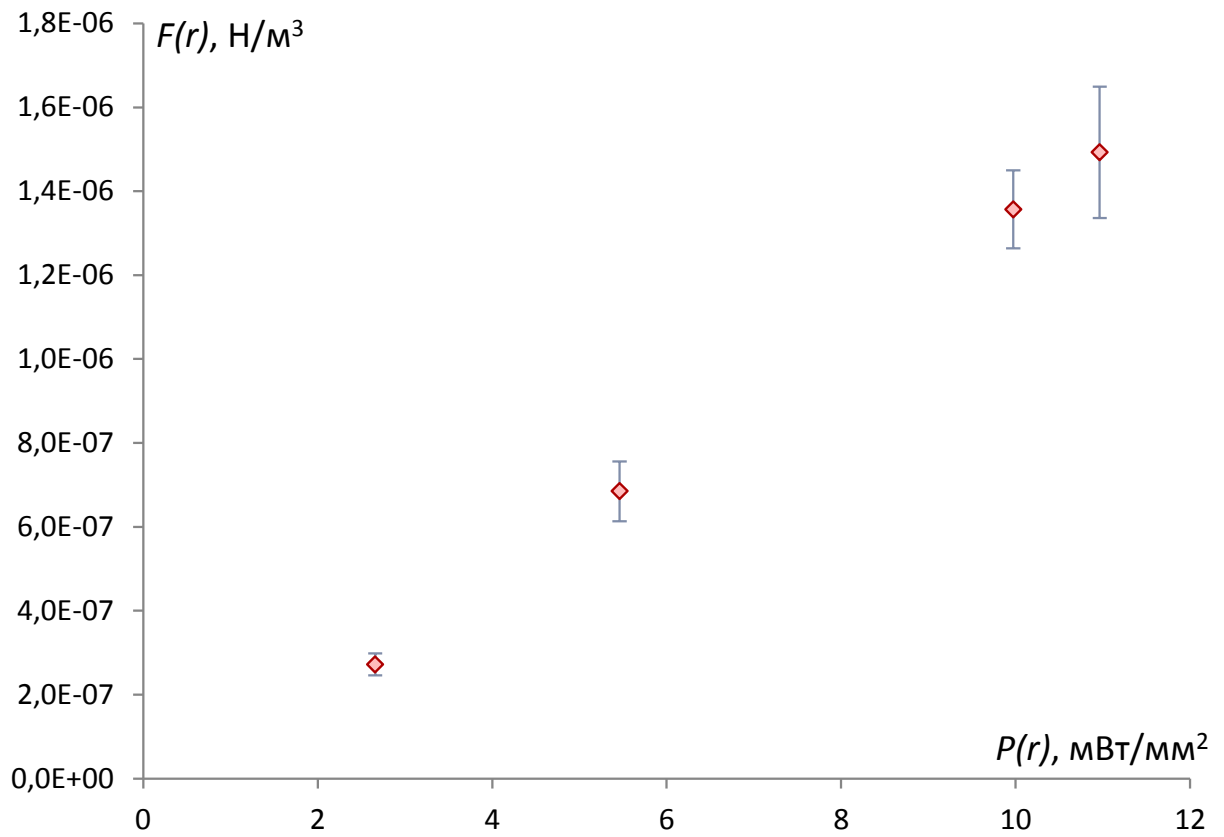


Рис. 2.9. Зависимость плотности объемной силы $F(r)$, действующей на плазменно-пылевую структуру, от плотности мощности лазерного излучения $P(r)$

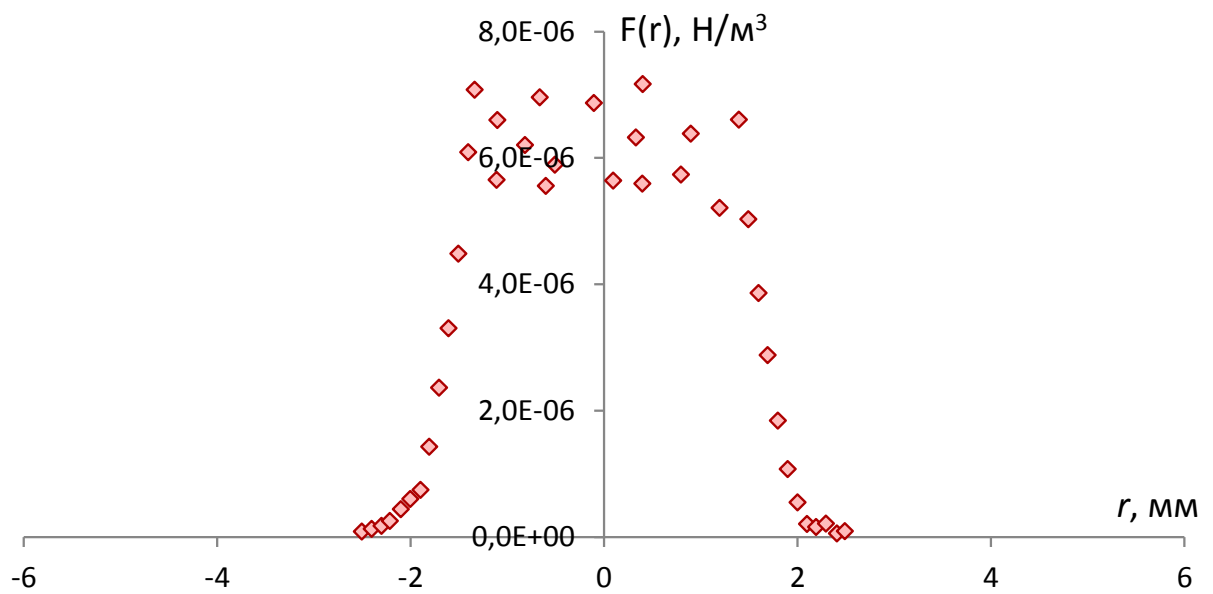


Рис. 2.10. Пример распределения $F(r)$

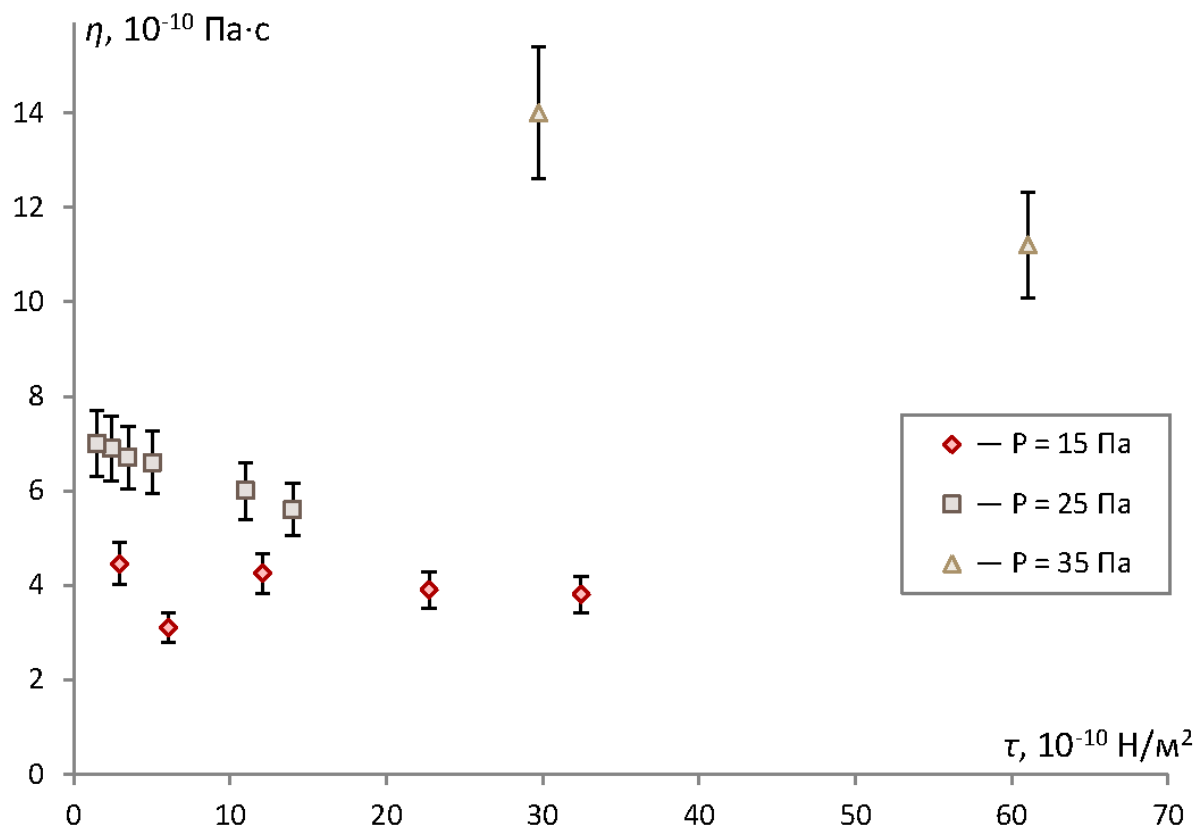


Рис. 2.11. Зависимость коэффициента сдвиговой вязкости от сдвигового напряжения внешнего воздействия при разных давлениях плазмообразующего газа

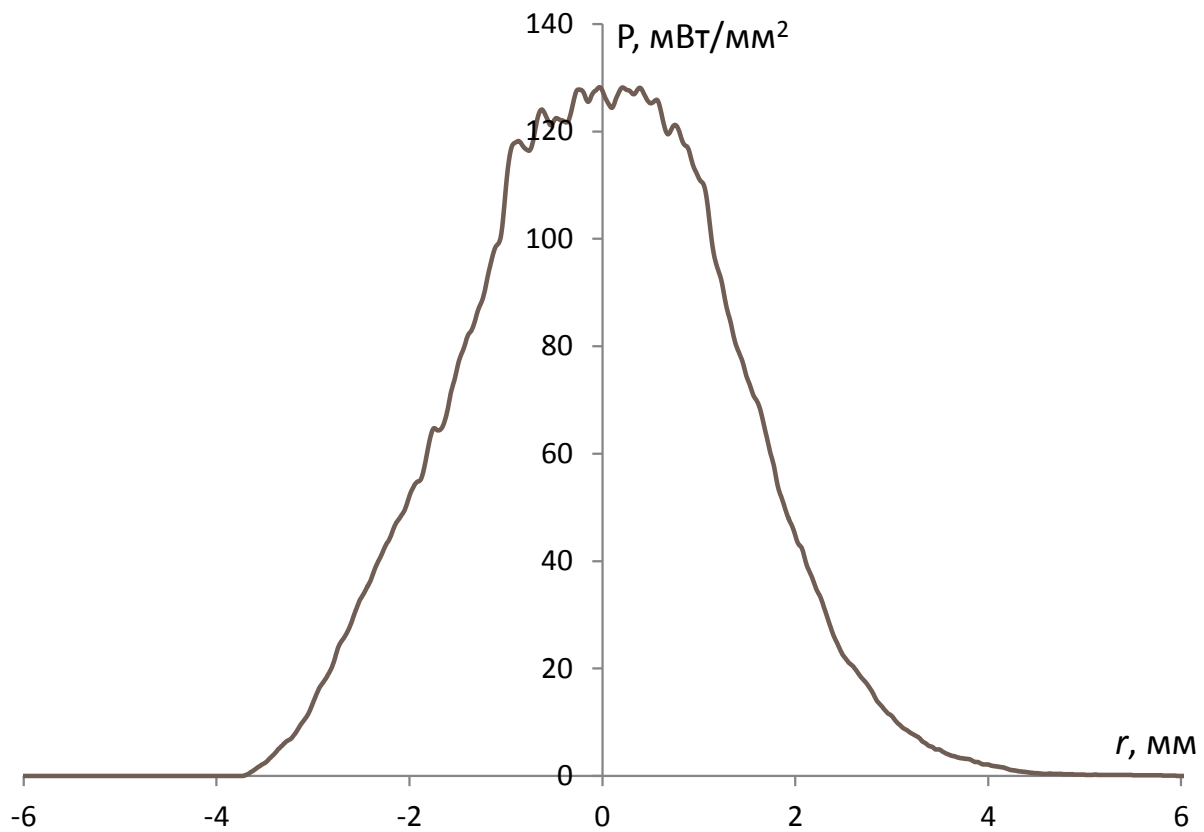
2.4. Результаты экспериментального определения параметров течения, инициированного лазерным излучением, и коэффициента вязкости плазменно-пылевого кристалла

Исследования вязкопластических свойств среды были выполнены не только в случае плазменно-пылевой жидкости, но и в плазменно-пылевом кристалле. Для создания течений была использована та же экспериментальная схема, что и ранее (рис. 2.2). В качестве буферного газа применялся аргон. Подсветка пылевых частиц для диагностических целей вновь осуществлялась «лазерным ножом». В экспериментах были использованы сферические монодисперсные частицы меламин-формальдегида (МФ) диаметром 7,84 мкм. В первой группе экспериментов давление плазмообразующего аргона составляло 0,46 – 0,47 Торр, мощность ВЧ-разряда — 5 Вт. Воздействие на кристаллические плазменно-пылевые структуры осуществлялось аргоновым лазером (длина волны 514 нм), диаметр луча которого составлял 4 мм, а мощность варьировалась от 0 до 1 Вт. Во второй группе экспериментов воздействие осуществлялось предварительно расширенным лучом аргонового лазера (диаметр 8 мм), работающего в мультиволновом режиме. Его мощность варьировалась от 0 до 2,5 Вт. В каждом эксперименте фиксировалась интегральная мощность лазерного излучения и его профиль. Типичные полученные данные приведены на рис. 2.12.

Движение пылевых частиц фиксировалось при помощи цифровых видеокамер (скорость съёмки — 50 кадров в секунду).

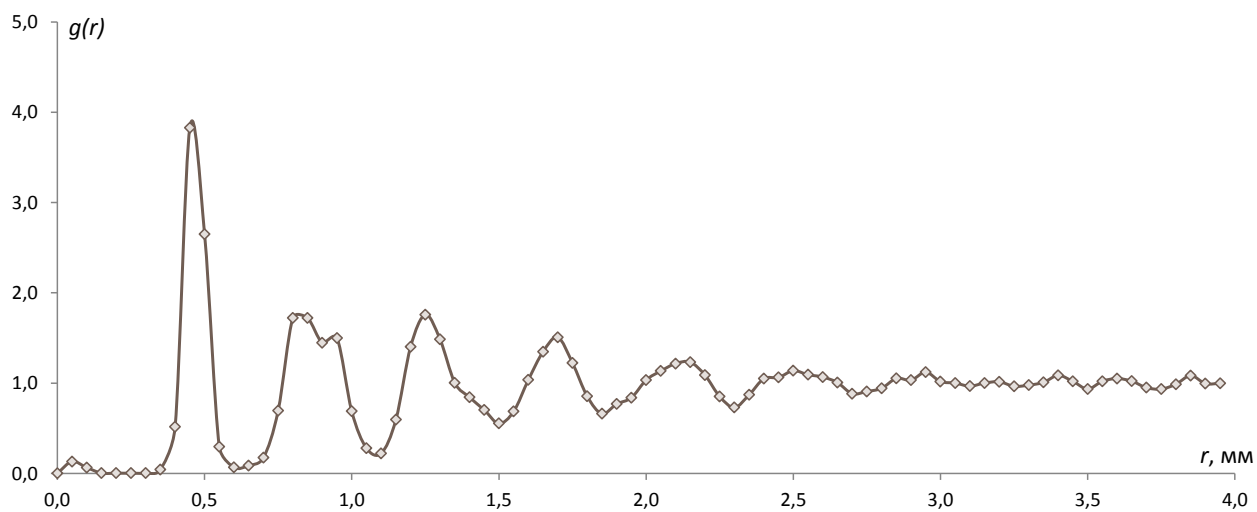
В обеих сериях экспериментов были получены кристаллические плазменно-пылевые структуры, о чем свидетельствуют корреляционные функции (рис. 2.13), полученные при помощи методов, описанных в главе 1.

Дополнительно следует отметить тот факт, что значение эффективного параметра неидеальности превышало 104 — точку кристаллизации в подобных

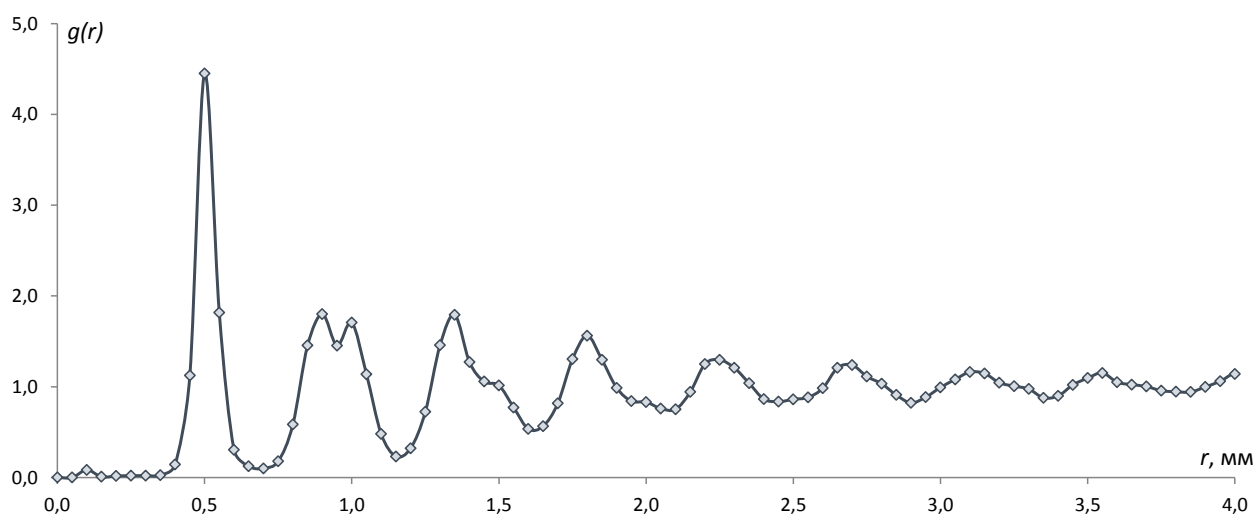


Мультиволновой режим, интегральная мощность — 820 мВт

Рис. 2.12. Типичный измеренный профиль луча аргонового лазера



(a) $\Gamma^* = 170$



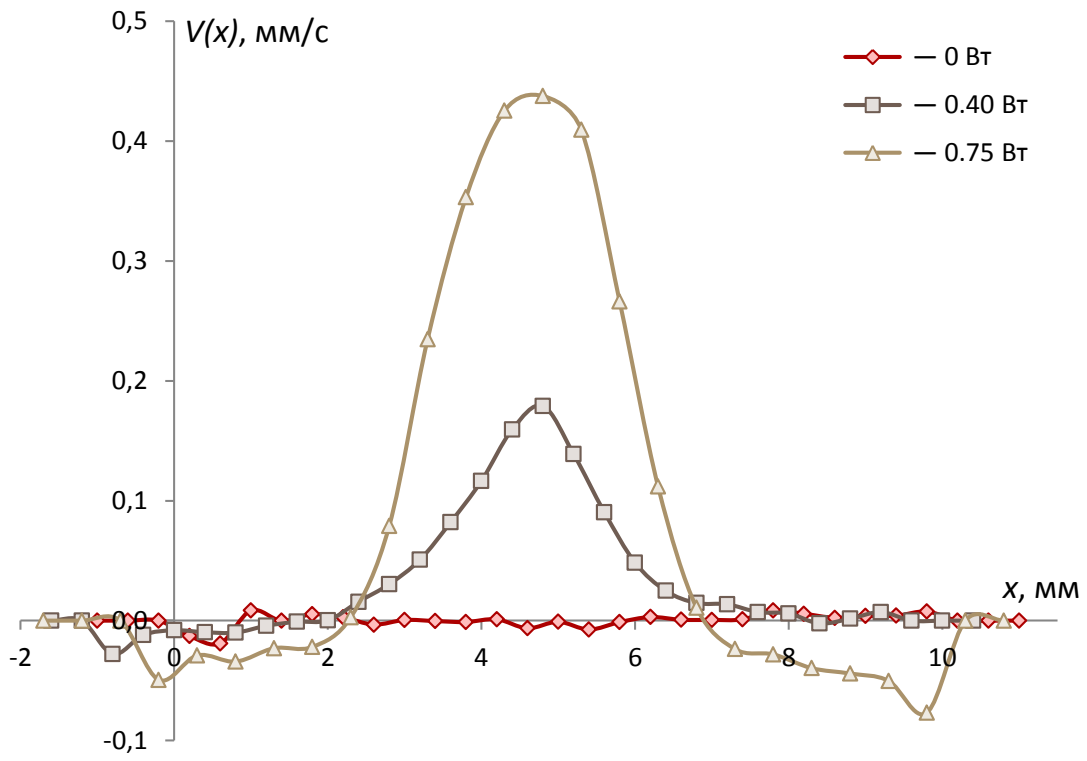
(б) $\Gamma^* > 200$

Рис. 2.13. Корреляционные функции невозмущенной структуры

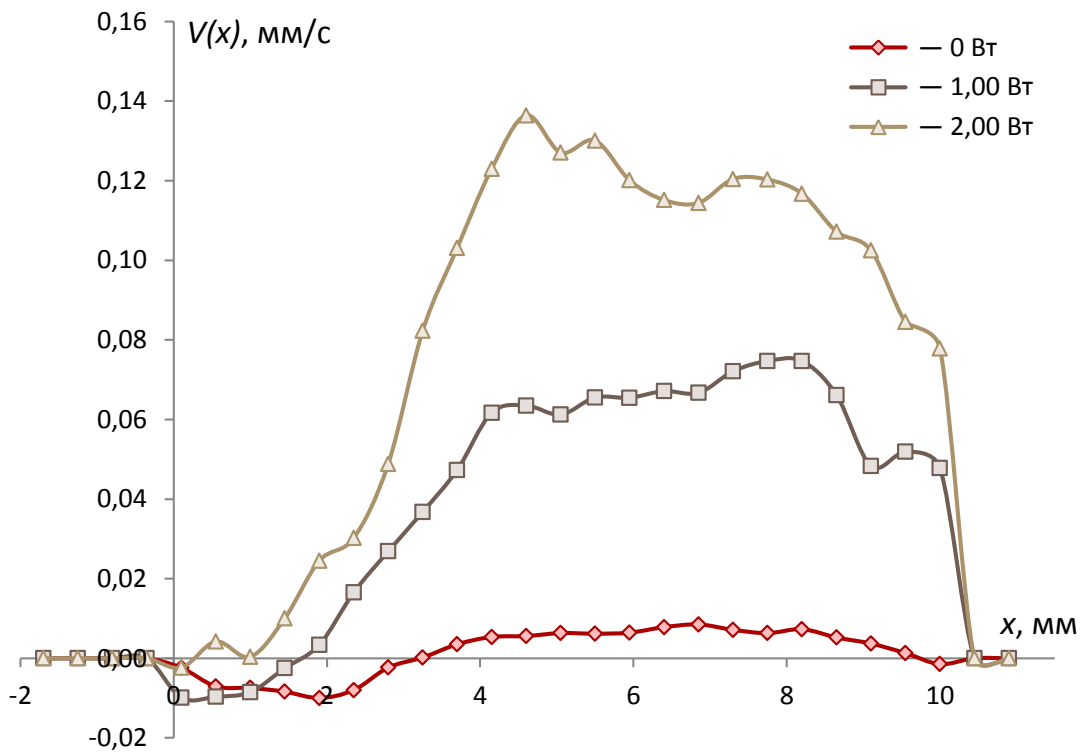
сильнонеидеальных систем [1]. Профили скоростей потока вдоль диаметра канала течения представлены на рисунке 2.14 (а — для первой серии, б — для второй). Зависимости максимальной скорости направленного движения пылевых частиц в канале течения от мощности лазерного излучения приведены на рис. 2.15. Характерные кадры съёмки течения плазменно-пылевого кристалла показаны на рисунке 2.16.

Полученные данные позволяют выделить следующие особенности наблюдаемого течения. Во-первых, течение носит ярко выраженный пороговый характер. Во-вторых, профиль скорости потока вдоль диаметра канала носит трапециевидный характер, причём ширина канала течения практически совпадает с шириной лазерного пучка: величина $R_v - R_\gamma$ принимает значение, примерно вдвое превышающее среднее межчастичное расстояние (аналогично обозначениям использованным, выше R_γ — это характерный радиус лазерного пучка, а R_v — ширина канала течения). Как в первой, так и во второй сериях экспериментов $R_v - R_\gamma = 0,1$ см, а среднее межчастичное расстояние — 0,05 см. В-третьих, течение возникало не по сценарию предварительного плавления кристалла с последующим течением жидкой фазы, а как поршневое, т.е. кристаллическая часть внутри области действия лазерного луча смещалась относительно кристаллической структуры вне этой области, при этом на её границе непрерывно чередовались генерация и аннигиляция дислокаций несоответствия (рис.2.16).

Используя подход, описанный в разделе 2.3 настоящей главы, оцениваем при помощи соотношения (2.4) коэффициент сдвиговой вязкости плазменно-пылевого кристалла $\eta^* \approx 3,7 \cdot 10^{-8}$ Па·с.



(a)



(б)

Рис. 2.14. Профили скоростей частиц в канале течения

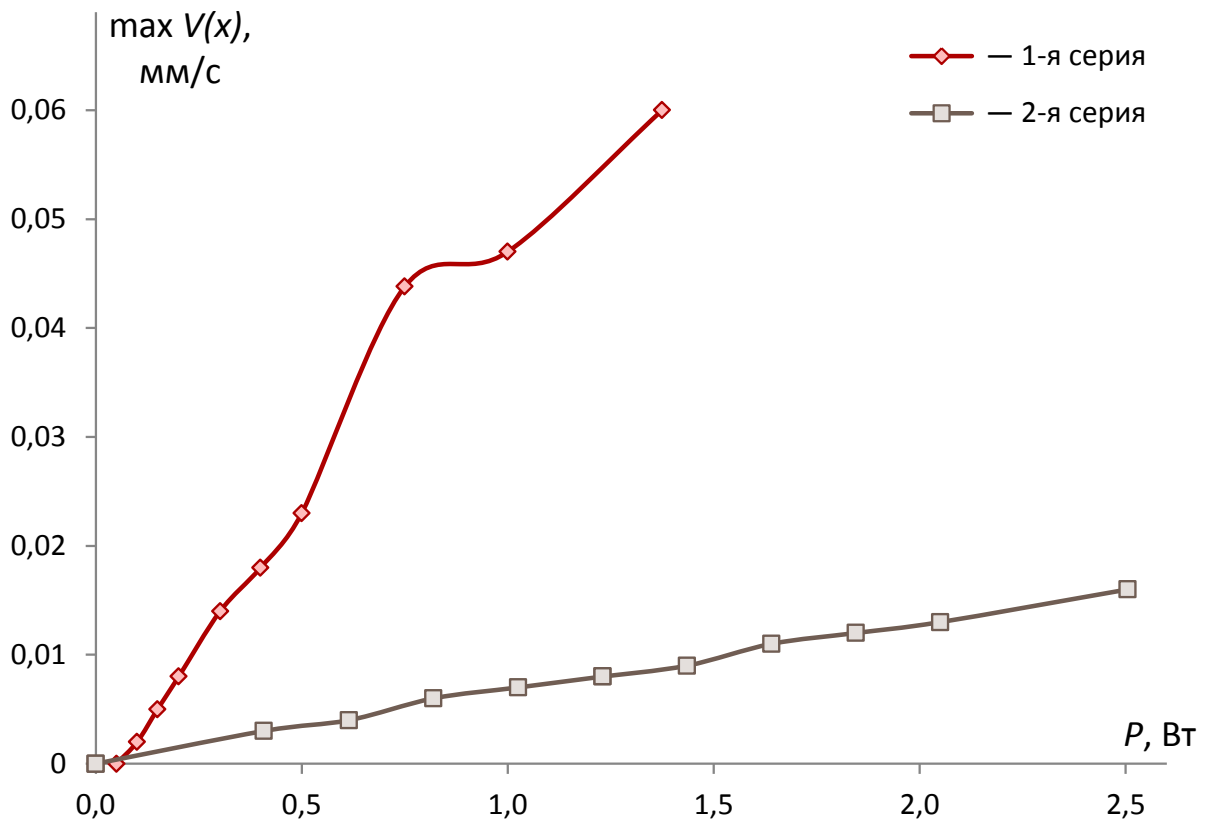


Рис. 2.15. Зависимость максимальной скорости частиц в канале течения от мощности лазерного луча

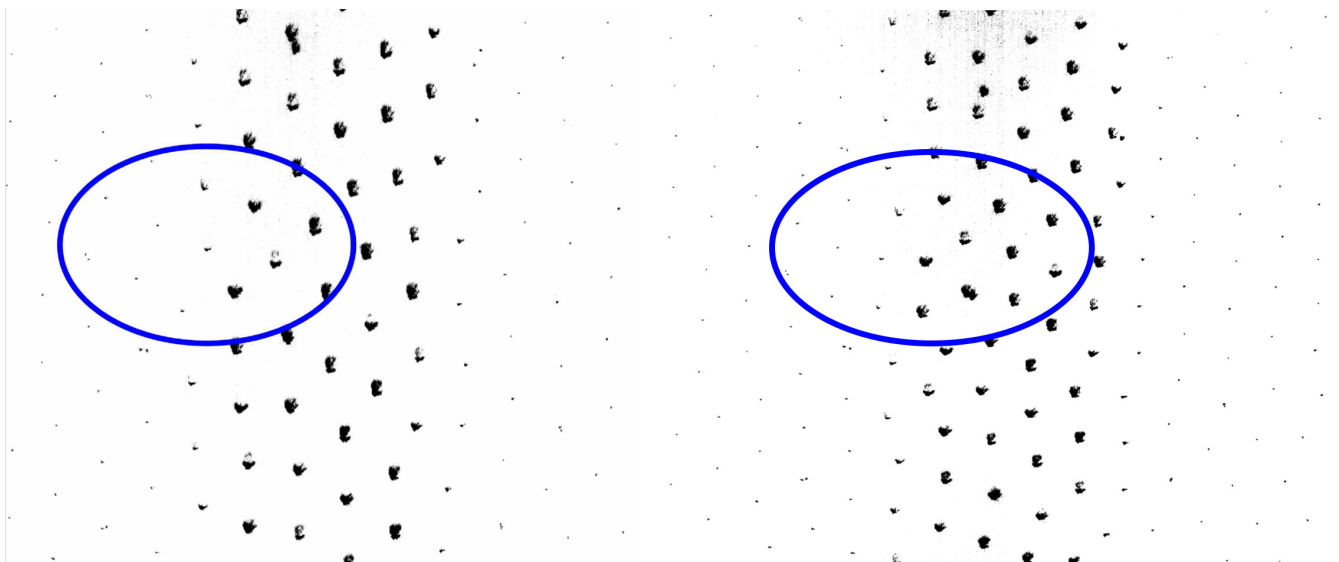


Рис. 2.16. Инвертированные кадры съёмки течения плазменно-пылевого кристалла. Слева в выделенной области дислокации нет, справа — дислокация возникла

2.5. Анализ неньютоновского поведения

плазменно-пылевой жидкости

Рассмотрим ещё раз некоторые особенности, установленные в процессе исследования вязкопластических свойств плазменно-пылевых образований. Коэффициент сдвиговой вязкости плазменно-пылевой среды зависит от степени упорядоченности системы (рис. 2.17). Подобные зависимости предсказаны в расчётных работах, рассматривающих системы частиц, взаимодействие которых описывается экранированным кулоновским потенциалом [69–76]. Следует обратить внимание, что в указанных статьях рассмотрены бездиссипативные системы. Проведём сравнение численных значений коэффициента вязкости плазменно-пылевой жидкости, представленных в работе [74] с экспериментально полученными данными. Значения сдвиговой вязкости η в указанной работе были рассчитаны в рамках формализма Грина-Кубо на основе соотношения

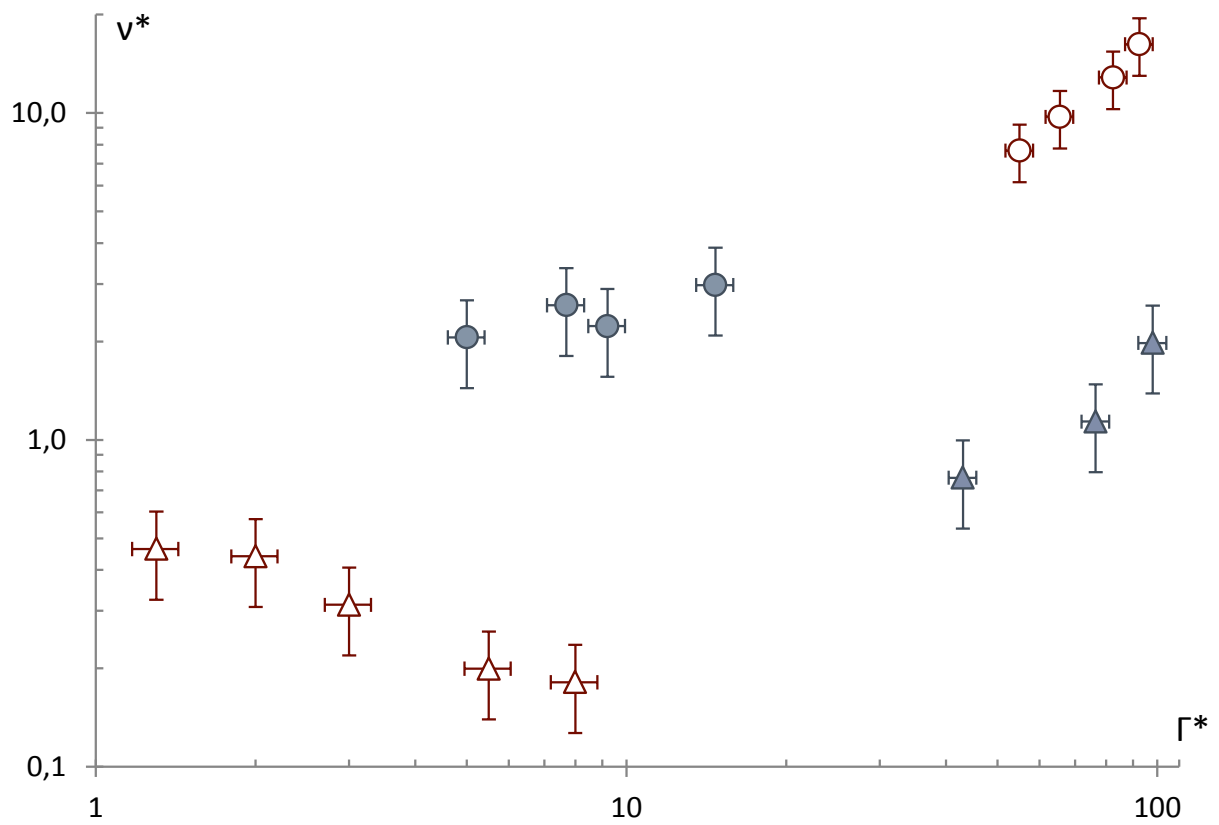
$$\eta = \frac{1}{Vk_B T} \int_0^{\infty} H(t) dt$$

где V — объем рассматриваемой системы; k_B — постоянная Больцмана; T — температура; $H(t)$ — автокорреляционная функция напряжений. Выполненные в [74] расчёты, позволяют по заданным значениям параметра неидеальности плазмы Γ , плазменной частоте колебаний ω_p и приведённому значению безразмерного параметра η^* , получить значения сдвиговой вязкости по формуле:

$$\eta = mn\omega_p a^2 \eta^*$$

где m — масса частиц; n — их концентрация в плазменно-пылевой ловушке; a — среднее расстояние между пылевыми частицами.

Для анализа были отобраны три эксперимента, в которых $m = 5,4 \cdot 10^{-15}$ кг; радиус экранирования (дебаевский электронный радиус) $\lambda = k_D^{-1} = 2,4 \cdot 10^{-4}$ м (при вычислении температура электронов предполагалась равной



● — $a = 0.95 \mu\text{m}$ ($P = 35 \text{ Па}$, $W = 15\text{--}22 \text{ Вт}$), ○ — $a = 0.95 \mu\text{m}$ ($P = 25 \text{ Па}$,
 $W = 6\text{--}13 \text{ Вт}$), ▲ — $a = 3.92 \mu\text{m}$ ($P = 9 \text{ Па}$, $W = 8\text{--}13 \text{ Вт}$); △ — $a = 3.92 \mu\text{m}$
($P = 5 \text{ Па}$, $W = 3.8\text{--}6 \text{ Вт}$)

Рис. 2.17. Нормализованная кинематическая вязкость, полученная в различных экспериментах

P , Па	W , мВт	a , м	n , м ⁻³	T , Дж	Γ	ω_p , рад/с	η^*	η_{mod} , Па·с	η_{exp} , Па·с
15	26	$8,0 \cdot 10^{-4}$	$4,7 \cdot 10^8$	$4,0 \cdot 10^{-21}$	270	30	0,04	$2,0 \cdot 10^{-12}$	$4,0 \cdot 10^{-10}$
25	20	$6,0 \cdot 10^{-4}$	$1,1 \cdot 10^9$	$7,2 \cdot 10^{-21}$	150	40	0,06	$5,3 \cdot 10^{-12}$	$7,0 \cdot 10^{-10}$
35	200	$9,0 \cdot 10^{-5}$	$3,3 \cdot 10^{11}$	$3,2 \cdot 10^{-21}$	30	80	0,07	$8,2 \cdot 10^{-11}$	$1,4 \cdot 10^{-9}$

Таблица 2.1. Экспериментальные η_{exp} и расчетные η_{mod} величины сдвиговой вязкости для трёх значений параметра неидеальности Γ^* и значения соответствующих параметров (W — мощность лазерного излучения, вызывающего течение; T — кинетическая температура частиц).

1 эВ, концентрация электронов — 10^9 см⁻³). Экспериментальные η_{exp} и расчётные η_{mod} величины сдвиговой вязкости для трёх значений давления P буферного газа и значения параметров, использованные в наших оценках, приведены в таблице 2.1.

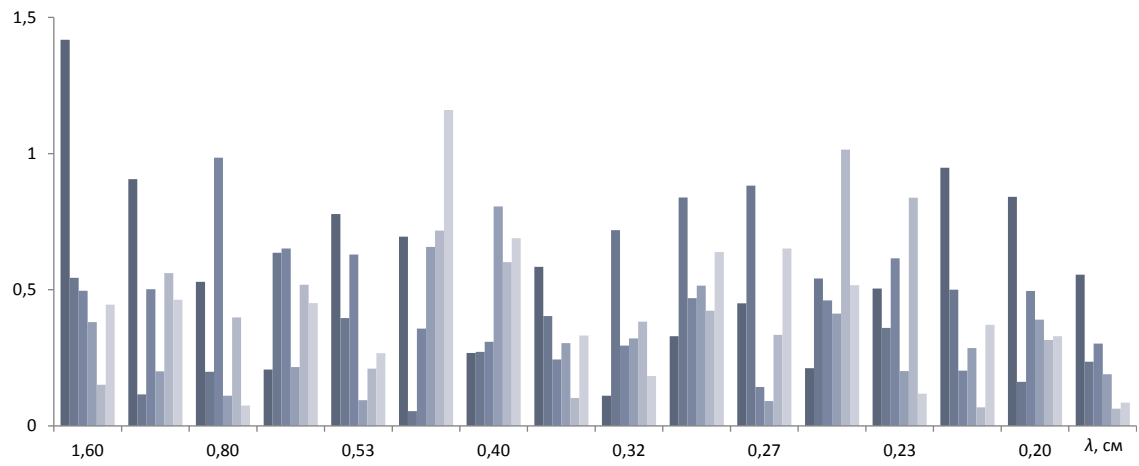
Согласно приведённым данным расчётные и экспериментальные значения сдвиговой вязкости заметно отличаются. Это говорит о том, что моделирование пылевой плазмы средой с потенциалом парного взаимодействия Юкавы не отражает в полной мере физики процесса переноса импульса, по крайней мере в диапазоне параметров, при которых выполнены наши исследования.

Описанная особенность плазменно-пылевой жидкости может быть объяснена наличием в ней групп (кластеров) макрочастиц, двигающихся коррелированным образом, причём размер этих кластеров меняется при изменении величины Γ^* . Об обоснованности такого предположения свидетельствуют результаты серии экспериментов по исследованию движения пылевых частиц в плазменно-пылевых облаках при различных значениях Γ^* в отсутствии возмущающего лазерного воздействия. В ходе экспериментов были реализованы состояния плазменно-пылевой жидкости характеризующиеся следующими значениями параметра неидеальности $\Gamma_1^* \sim 6, \Gamma_2^* \sim 50, \Gamma_3^* \sim 150$. Анализ экспериментальных данных показал, что для Γ_1^* направления траекторий макрочастиц хаотичны.

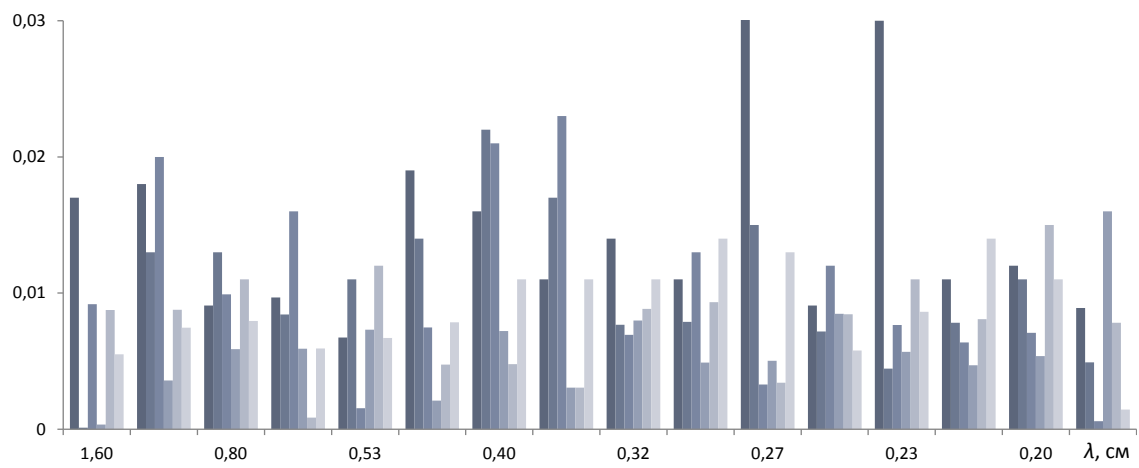
Для Γ_2^* и Γ_3^* ситуация иная: траектории и скорости всех частиц в большей или меньшей степени коррелированы. Оценка характерных размеров групп частиц, двигающихся коррелированным образом, т. е. кластеров, была выполнена при помощи быстрого дискретного преобразования Фурье пространственных распределений скоростей пылевых частиц в структуре (рис. 2.18).

Для структур с Γ_1^* (рис. 2.18а) пространственный Фурье-спектр скоростей практически не имеет выделенных частот. Это означает, что в плазменно-пылевой среде при данных условиях практически отсутствуют группы макрочастиц, движущиеся коррелированным образом. Спектры, соответствующие структурам с Γ_2^* (рис. 2.18б), также в высокой степени равномерны, однако анализ траекторий частиц, прорисованных за длительное время (рис. 2.19), позволил выделить небольшое количество групп по 3–4 частицы, двигающихся коррелированным образом. Отсутствие пространственной частоты в спектре объясняется, во-первых, малым количеством частиц в такой группе (характерный размер такого кластера не превышает 1–2 межчастичного расстояния), а во-вторых, малым количеством таких групп внутри плазменно-пылевого образования (при усреднении по ансамблю, проводимом в анализе распределения, происходит потеря информации о таких малочисленных кластерах). В спектрах, полученных для более упорядоченных состояний с Γ_3^* (рис. 2.18в), наблюдается характерная пространственная частота, свидетельствующая о коррелированном движении групп частиц внутри пылевого образования. Эта частота соответствует геометрическому размеру кластера макрочастиц около 0,3 см, т. е. кластеру, диаметром около 3–4 межчастичных расстояний.

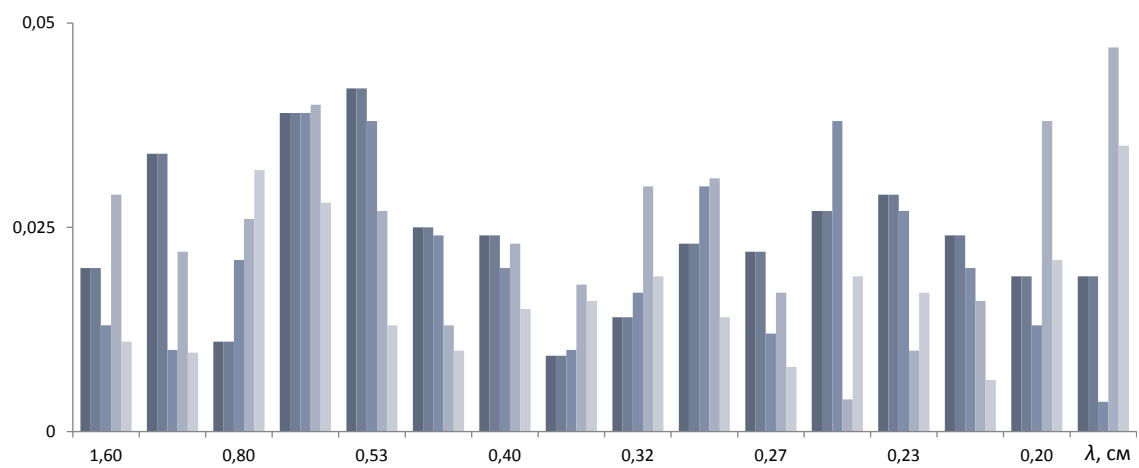
Таким образом, проведённый качественный анализ позволяет утверждать, что с увеличением параметра неидеальности происходит формирование и рост кластерных образований, т. е. групп макрочастиц, движущихся коррелированным образом, внутри плазменно-пылевого облака.



(a)



(б)



(в)

Рис. 2.18. Пространственный Фурье-спектр скоростей



Рис. 2.19. Траектории частиц

2.6. Выводы ко второй главе

В качестве основных выводов по представленному в главе циклу исследований стоит привести следующие положения. Был разработан метод, позволяющий диагностировать коэффициент вязкости плазменно-пылевых образований в широком диапазоне параметров неидеальности Γ : от нескольких единиц, соответствующих слабокоррелированной жидкости, до нескольких сотен, отвечающих кристаллическим структурам. Измерения, выполненные при помощи указанного метода, позволили установить характерные значения для коэффициента сдвиговой вязкости (порядка 10^{-10} Па·с для типичных плазменно-пылевых жидкостей и 10^{-8} Па·с для плазменно-пылевых кристаллов). Следует отметить, что величина коэффициента сдвиговой вязкости растёт с увеличением упорядоченности плазменно-пылевой структуры. Для слабокоррелированных систем ($\Gamma \sim 10$) этот коэффициент практически не изменяется с ростом касательного напряжения в плазменно-пылевой структуре. Совсем другая картина наблюдается для более упорядоченных систем: с увеличением касательного напряжения

сдвиговая вязкость падает. Таким образом, было установлено, что плазменно-пылевая жидкость является неньютоновской. В настоящее время однозначная интерпретация таких её аномальных свойств отсутствует. Отмеченное в ходе данного исследования, а также в исследованиях ряда других авторов, существование кластеров в плазменно-пылевой жидкости позволяет дать ещё одну интерпретацию поведения вязкости пылевой плазмы. При низких значениях параметра Γ^* кластеров нет, поэтому плазменно-пылевая жидкость ведёт себя подобно ньютоновской жидкости, однако при увеличении параметра Γ^* появляются кластеры, а с дальнейшим ростом Γ^* происходит увеличение размеров этих кластеров, поэтому для таких структур при приложении малых сдвиговых напряжений (т. е. малых по сравнению с внутрикластерным взаимодействием частиц) происходит воздействие на весь массивный кластер в целом, что приводит к появлению значительной вязкости среды. При увеличении сдвигового напряжения происходит разрыв внутрикластерных связей макрочастиц, и дальше сдвиговое напряжение разгоняет уже только отдельные частицы, обладающие гораздо меньшей инертностью, чем кластеры, что приводит к заметному уменьшению вязкости среды.

Теплоперенос в плазменно-пылевых образованиях в газовых разрядах

В предыдущих разделах уже отмечалось, что задачи, связанные с транспортными процессами в диссипативных системах взаимодействующих частиц, представляют значительный интерес в различных областях науки и техники (гидродинамика, физика плазмы, медицинская промышленность, физика и химия полимеров и т.д.) [53, 55, 56, 61, 77–85]. Основная проблема при изучении физических свойств таких систем связана с отсутствием аналитической теории жидкости, которая могла бы объяснять ее термодинамические свойства, давать уравнение состояния, описывать явления тепло- и массопереноса и т.д. В настоящее время развитие теории сильно неидеальных систем и разработка приближенных моделей для описания жидкого состояния вещества опираются на два основных подхода. Первый подход основан на полном статистическом расчёте свойств неидеальных сред методом молекулярной динамики с использованием модельных данных об энергии взаимодействия частиц) [66, 70, 83–90]. Второй — полуэмпирический метод определения взаимосвязи параметров жидкости друг с другом и со свойствами исходных кристаллов, основанный на аналогиях между кристаллическим и жидким состоянием вещества [53, 79–81, 91], в основе которого лежит так называемая теория «скачков».

Коэффициенты переноса (такие, как коэффициенты самодиффузии D , теплопроводности χ , динамической вязкости η и т.д.) характеризуют термодинамическое состояние анализируемой системы и отражают природу межчастичного взаимодействия. В случае газа коэффициенты самодиффузии, кинематической вязкости $\nu = \eta/\rho$ и температуропроводности $\theta = \chi/(\rho c_p)$ близки по величине и могут быть записаны в виде известных аналитических соотношений [54] (здесь $\rho = Mn_d$ — плотность среды для частиц с массой M и концентрацией n_d ,

c_p — коэффициент удельной теплоёмкости при постоянном давлении P). Наличие таких соотношений для жидкого состояния вещества позволяет использовать известные гидродинамические модели для анализа распространения волн, сдвиговых течений, формирования вихрей и различных неустойчивостей в сильно неидеальных средах.

Основная сложность проверки различных аналитических моделей для широкого диапазона параметров жидкого состояния вещества состоит в том, что измерения ряда транспортных характеристик реальных жидкостей, позволяющих проверку данных моделей, зачастую (в силу используемых спектрометрических методик) весьма неточны [61, 82]. В отличие от реальных жидкостей лабораторная пылевая плазма является хорошей экспериментальной моделью как для изучения свойств сильно неидеальной плазмы, так и с точки зрения проверки существующих и развития новых феноменологических моделей для жидкостных систем [1], [36, 92, 93], т.к. позволяет проводить исследования процессов теплопереноса на кинетическом уровне.

В данном разделе приведены экспериментальные результаты исследования процессов теплопереноса в жидкостных пылевых структурах.

3.1. Метод определения коэффициента теплопроводности плазменно-пылевой жидкости

Метод диагностики коэффициента теплопроводности плазменно-пылевой жидкости базируется на методе визуализации макрочастиц, позволяющем отслеживать скорости и координаты отдельных частиц структуры.

Если передача тепла осуществляется путём теплообмена (конвекция отсутствует) и относительное изменение температуры на расстоянии длины свободного пробега частиц мало, плотность теплового потока \mathbf{q} (количество тепла, полученного телом, проходящего через единичную площадку в одну секунду)

подчиняется закону Фурье [94, 95]

$$\mathbf{q} = -\chi \frac{\nabla T}{k_B}, \quad (3.1)$$

где χ — коэффициент теплопроводности, не зависит от градиента температуры. В отсутствии возбуждённых колебаний и вращения частиц вещества тепловой поток, переносимый частицами со скоростью \mathbf{V} , через площадку S слоя вещества (толщиной δx) выражается как

$$\mathbf{q} = \frac{1}{2} \frac{\int \mathbf{V} M V^2 dN}{S \delta x}, \quad (3.2)$$

где N — число частиц в слое. Полагая энергию частиц равномерно распределенной по степеням свободы и пренебрегая диффузионными потоками, плотность потока тепла, переносимого только в одном выделенном направлении x , можно найти как

$$q = \frac{3}{2} \frac{\int M V_x^3 dN}{S \delta x} \approx \frac{3}{2} \rho (\langle V_x^3 \rangle_+ - \langle V_x^3 \rangle_-)$$

где $G_{+(-)} = 1,5\rho \langle V_x^3 \rangle_{+(-)}$ — количество тепла, переносимого по (+) и против (-) направления потока через площадку толщиной δx , соответственно. Тогда для оценки коэффициента теплопроводности можно записать

$$\chi \approx \frac{3}{2} n_d \delta x k_B \frac{(\langle V_x^3 \rangle_+ - \langle V_x^3 \rangle_-)}{(\langle V_x^2 \rangle_+ - \langle V_x^2 \rangle_-)}, \quad (3.3)$$

а коэффициент температуропроводности найти, как

$$\theta = \frac{\chi}{\rho c_P} \cong \frac{2\chi}{5n_d k_B}.$$

Выбор величины $c_P = 2,5k_B/M$ опирается на существующие численные данные, которые показывают, что в случае классических одноатомных жидкостей для широкого круга парных потенциалов величина коэффициентов теплоёмкости существенно не отличается от их величины для случая идеального газа, а коэффициенты переноса хорошо согласуются с известными приближенными решениями кинетического уравнения, если длина свободного пробега взаимодействующих частиц при их столкновениях друг с другом сравнима или больше среднего межчастичного расстояния r_d (диапазон $\Gamma^* < 30-40$) [5].

Общее уравнение теплопроводности в неподвижной среде, содержащей внутренние источники тепла Q , может быть записано в виде [94, 95]

$$c_V \rho \frac{\partial T}{\partial t} = \operatorname{div} \chi \nabla T + Q \quad (3.4)$$

При этом стационарное распределение температуры описывается уравнением

$$\operatorname{div} \chi \nabla T = -Q \quad (3.5)$$

Если в начальный момент времени какое-либо конечное количество тепла Q_0 сконцентрировано в некоторой плоскости $x = 0$ (протяжённой в направлении x) трёхмерной системы с однородным пространственным распределением температуры $T_0(t = 0, x \neq 0) = \operatorname{const}$, решение уравнения (3.4) в среде с постоянной теплопроводностью и без внутренних источников ($Q = 0$) можно записать в виде [95]

$$T(x, t) = C_Q \frac{\exp\left(-\frac{x^2}{4\theta t}\right)}{\sqrt{4\pi\theta t}} + T_0 \quad (3.6)$$

где C_Q — некоторая постоянная, зависящая от Q_0 . В общем случае, теплопроводность и функция источников Q среды могут зависеть как от координат, так и от времени, и обычно (при решении физических задач) задаются в виде функции от температуры. «Если температуропроводность χ есть функция температуры, убывающая и обращающаяся в нуль вместе с нею, то в процессе распространения тепла влияние теплового возмущения будет простирается лишь на некоторую конечную область пространства; речь идет о распространении тепла в среду, температуру которой (вне области влияния) можно считать равной нулю...» [95]. Предположим, что для некоторого интервала температур коэффициент θ можно аппроксимировать степенной функцией $\theta(T) \approx aT^n$. Тогда наличие достаточно чёткой границы нагретой области (вне которой теплопроводность достаточно низка, чтобы вызвать заметные изменения начальной температуры среды T_0) определяется условием $n > 0$. При этом решение (3.4) для случая $Q = 0$ можно записать в виде [95]

$$T \approx C_Q \{at\}^{-1/(2+n)} f(\zeta) + T_0 \quad (3.7)$$

где $C_Q = C_Q(Q_0) \equiv \text{const}$, $f(\zeta) = [n(\zeta_0^2 - \zeta^2)/\{2(2+n)\}]$, $\zeta = x(Q_0^n at)^{-1/(2+n)}$, $\zeta_0^{2+n} = (2+n)^{1+n} 2^{1-n} \Gamma_n(0,5 + 1/n)/[n\pi^{n/2} \Gamma_n(1/n)]$, а $\Gamma(x)$ — гамма функция. Для $n \rightarrow 0$ решение (3.7) находится в согласии с формулой (3.6), при этом для $n \ll 1$ (в первом приближении) можно полагать

$$\frac{\partial T}{\partial t} \approx \frac{T}{t} \left(\frac{x^2}{4\theta(T)t} - \frac{1}{2} \right). \quad (3.8)$$

Уравнения (3.3) и (3.8) дают возможность на основании экспериментально получаемых данных о параметрах пылевых частиц (координат, скоростей, кинетических температур) определить коэффициенты теплопроводности и теплопроводности пылевой компоненты плазменно-пылевой структуры.

3.2. Результаты экспериментального определения

коэффициента теплопроводности плазменно-пылевой жидкости в ВЧ-разряде

3.2.1. Описание эксперимента

Эксперименты проводились в тлеющем высокочастотном разряде ёмкостного типа. В качестве рабочего газа использовался аргон при давлении $P \approx 20$ Па. Разряд поджигался между двумя стальными параллельными электродами, диаметром 19 см, и расстоянием между ними — 5 см. Нижний электрод был сделан в форме диска, а верхний имел вид кольца с круглым отверстием в центре диаметром 5 см, предназначенным для ввода пылевых макрочастиц в рабочую область камеры. В процессе проведения экспериментов нижний электрод был заземлён, а верхний подключён к ВЧ-генератору с базовой частотой 13,56 МГц. На нижнем электроде было установлено кольцо диаметром 5 см, при помощи которого формировалась ловушка для удержания плазменно-пылевых структур. Схема эксперимента представлена на рис. 3.1. В качестве пылевой фазы использовались полидисперсные частицы Al_2O_3 (фракция



Рис. 3.1. Схема эксперимента

диаметром 3–5 мкм, средний радиус — $a_d \approx 2$ мкм, плотность материала — $\rho_d \approx 2,4$ г/см⁻³). Для диагностики макрочастиц пылевой облако подсвечивалось гелий-неоновым лазером с длиной волны 633 нм и снималось на видеокамеру (частота полукадров $f = 50$ с⁻¹). Видеозапись эксперимента оцифровывалась и обрабатывалась на компьютере. По результатам анализа координат макрочастиц были восстановлены параметры пылевой системы и картина происходивших в ней изменений.

В условиях эксперимента пылевое облако первоначально представляло собой равновесную жидкостную структуру, состоящую из ~ 13 –15 пылевых слоев диаметром $\sim 3,5$ см. Вследствие небольшого изменения рабочих параметров разряда (увеличения мощности, или уменьшения давления P буферного газа), один из краёв облака быстро разогревался. (Причиной такого асимметричного возмущения могла являться геометрическая неоднородность ловушки). В течение ~ 12 –13 с тепловое возмущение распространилось по структуре, которая затем приходила в новое стационарное двухфазное состояние с ярко выраженной границей (см. рис. 3.2).

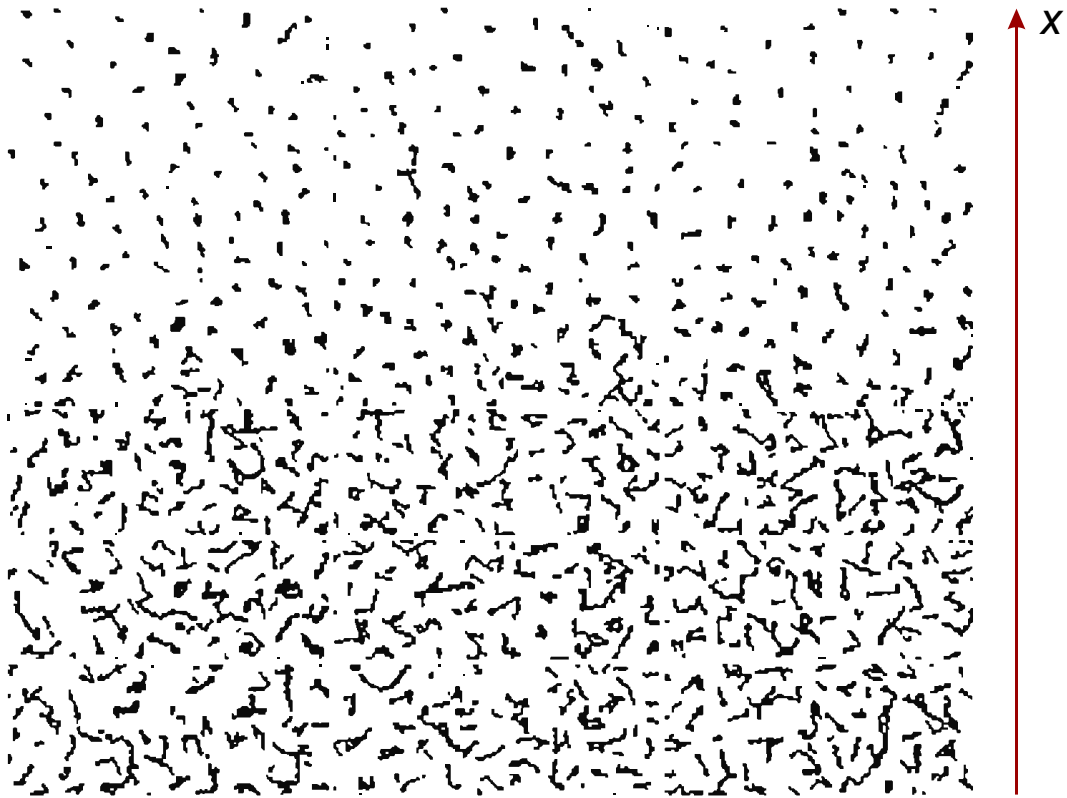


Рис. 3.2. Фрагмент видеозаписи пылевой структуры в равновесном двухфазном состоянии, где показаны траектории отдельных частиц за время $t = 0,25$ с

Для анализа характеристик среды во время движения теплового возмущения кадр видеозаписи разбивался на несколько прямоугольных участков шириной $\delta x \approx 0,175$ см. Картина движения фронта теплового возмущения, полученная путём усреднения температуры частиц на этих участках, показана на рис. 3.3, 3.4. Легко увидеть, что границы нагретой области расширяются в течение ~ 8 секунд после теплового возмущения. Затем скорость движения фронта резко замедляется, а кинетическая энергия частиц испытывает новое возмущение, возможно обусловленное «столкновением» теплового фронта с областью, содержащей внутренние источники (стоки) тепла. Ещё через $\sim 4-5$ с, пылевая система приходила в новое равновесное состояние и представляла собой жидкую двухфазную среду с выраженной границей раздела между низкотемпературной и высокотемпературной фазой, находящейся на расстоянии $\sim 2-2,5$ см от места зарождения теплового возмущения. Параметры высокотемпературной фазы: $T \approx 3$ эВ, $r_d \approx 400$ мкм, $\Gamma^* \approx 6$, $\omega^* = [T\Gamma^*/(M\pi r_d^2)]^{1/2} \approx 8,5$ с $^{-1}$. Низко-

температурная фаза имела характеристики близкие к параметрам невозмущенной системы: $T \approx 0,3 \text{ эВ}$, $r_d \approx 500 \text{ мкм}$, $\Gamma^* \approx 49$, $\omega^* \approx 6,8 \text{ с}^{-1}$. Для анализа температуры использовались измерения спектра скоростей частиц (см. рис. 3.5), среднее межчастичное расстояние r_d и параметр Γ^* определялись по форме парной корреляционной функции (см. рис. 3.6). Коэффициент трения в свободномолекулярном приближении составлял $\nu_{fr} \approx 35 \text{ с}^{-1}$ (для $a_d \approx 2 \text{ мкм}$) [54].

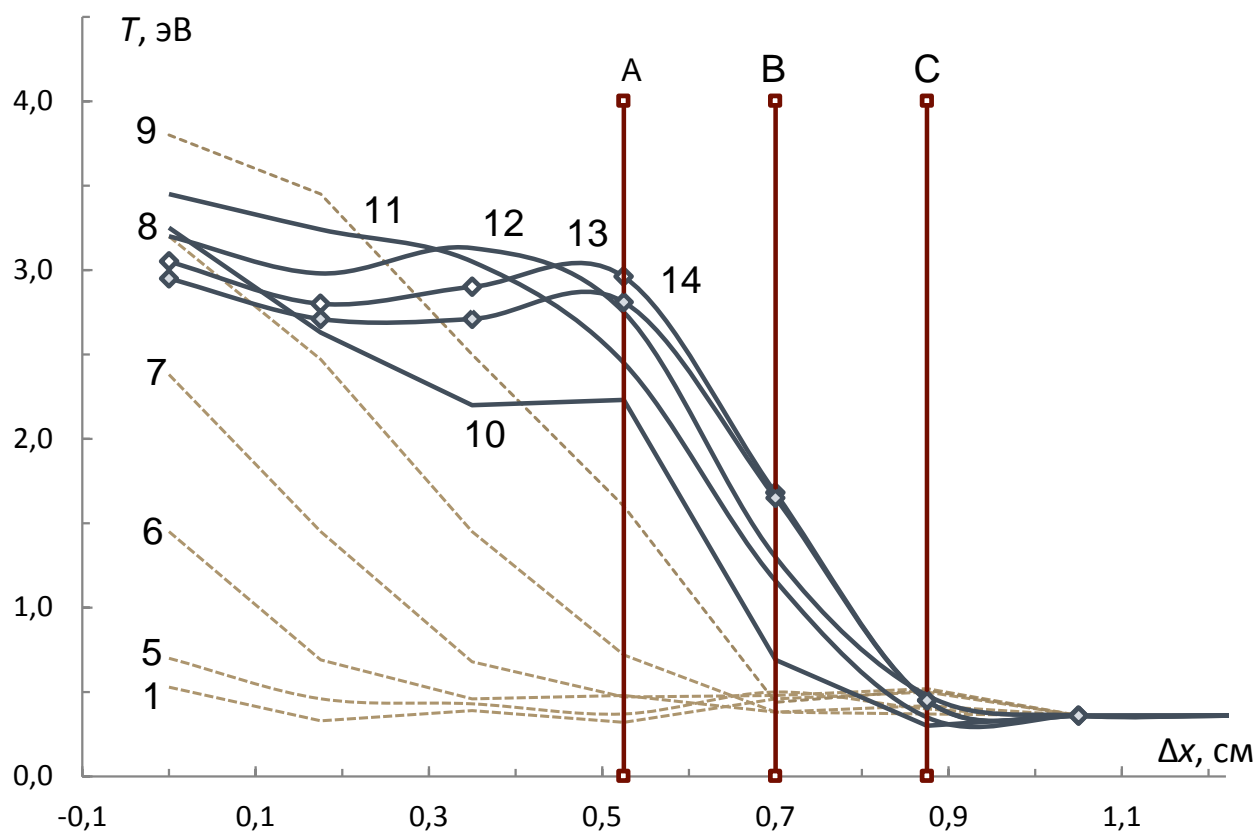
3.2.2. Анализ результатов эксперимента

Определение коэффициентов теплопереноса осуществлялось тремя способами. Первый из них — оценка коэффициента температуропроводности θ по времени, затраченному на достижения стационарного состояния исследуемой среды. Второй — определение коэффициента теплопроводности χ для стационарного случая, используя уравнение Фурье и прямые измерения тепловых потоков, переносимых через границу двухфазной среды. Третий — определение коэффициента температуропроводности θ по характеристикам среды во время распространения теплового возмущения на основе эмпирической подгонки экспериментальных данных и решения уравнения теплопроводности (3.8).

Для сравнения результатов измерений связь между коэффициентами θ и χ задавалась соотношением $\theta = \chi/(\rho c_P)$, где величина коэффициента теплоёмкости $c_P = 2,5k_B/M$ соответствовала классическому случаю. Поскольку простой методики экспериментального определения коэффициента c_P не существует, для проверки соответствия величины теплоёмкости пылевых частиц случаю классического газа были выполнены измерения коэффициента теплоёмкости c_V . Определение данного коэффициента можно свести к простому вычислению энергии теплового движения отдельных частиц [61, 82]

$$c_V = \frac{k_B T^2}{M \langle \delta T^2 \rangle}, \quad (3.9)$$

где $\langle \delta T^2 \rangle = \langle (MV^2/2 - T)^2 \rangle$ — среднеквадратичное значение флуктуаций тем-

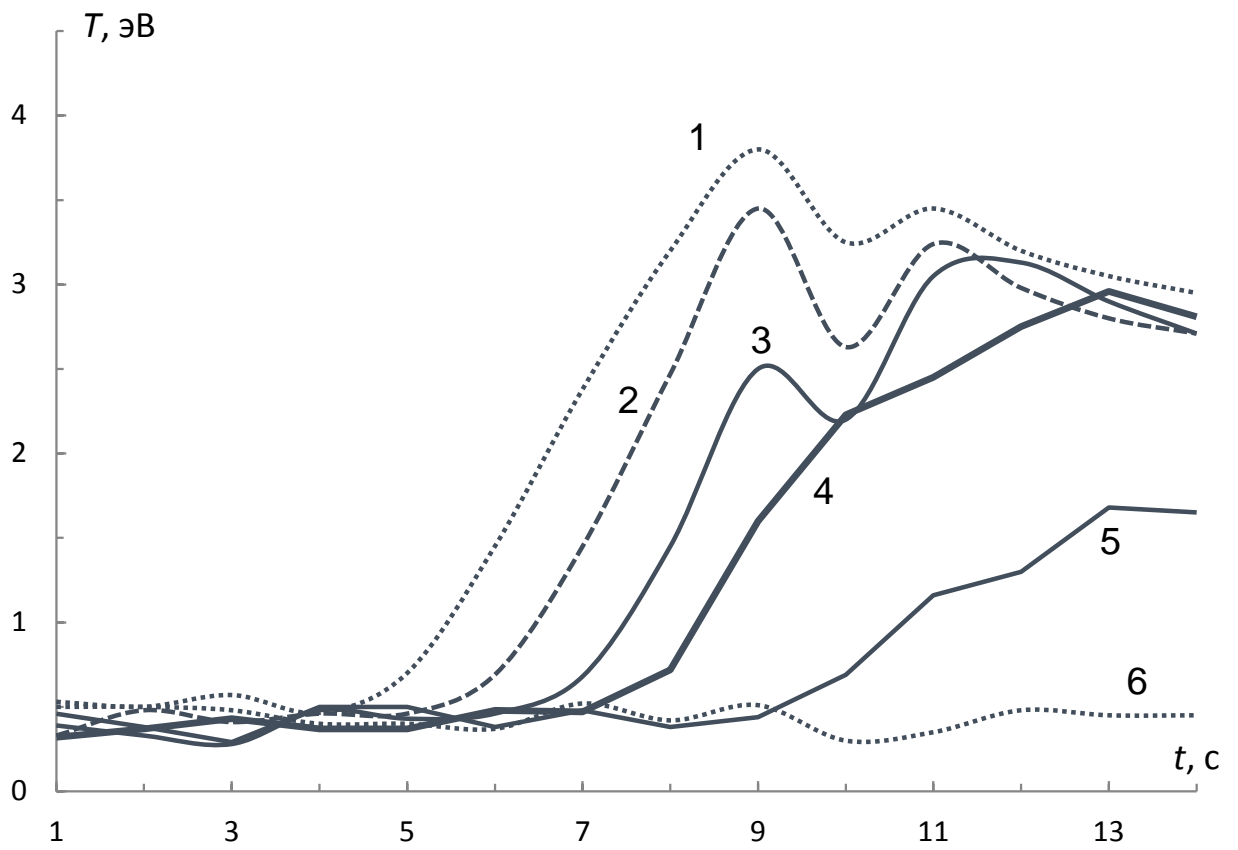


Цифры на графике — время в секундах после ее начального возмущения.

Области измерения коэффициента χ в стационарном состоянии пылевой структуры выделены прямыми вертикальными линиями и обозначены как зоны

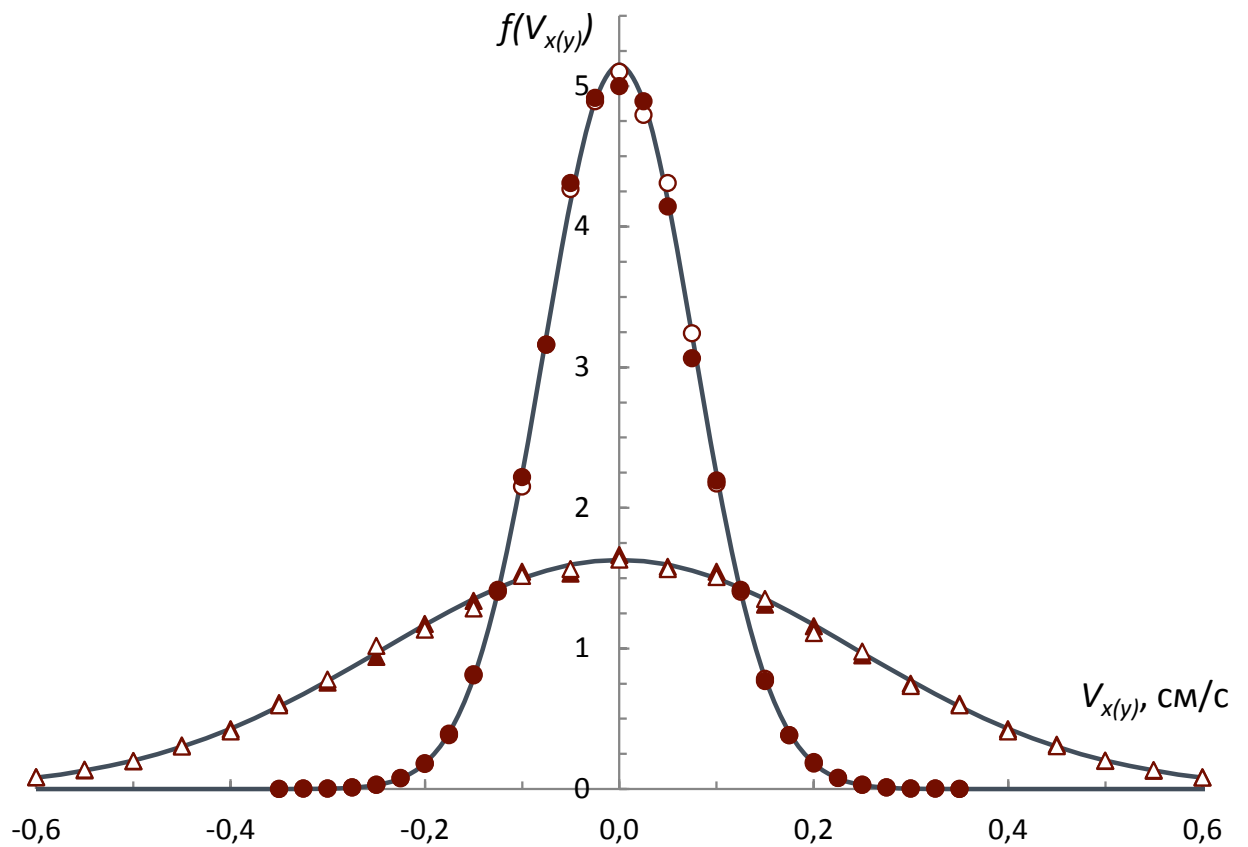
A-B, B-C

Рис. 3.3. Пространственное распределение фронта теплового возмущения в области визуализации пылевой структуры на различные времена наблюдения



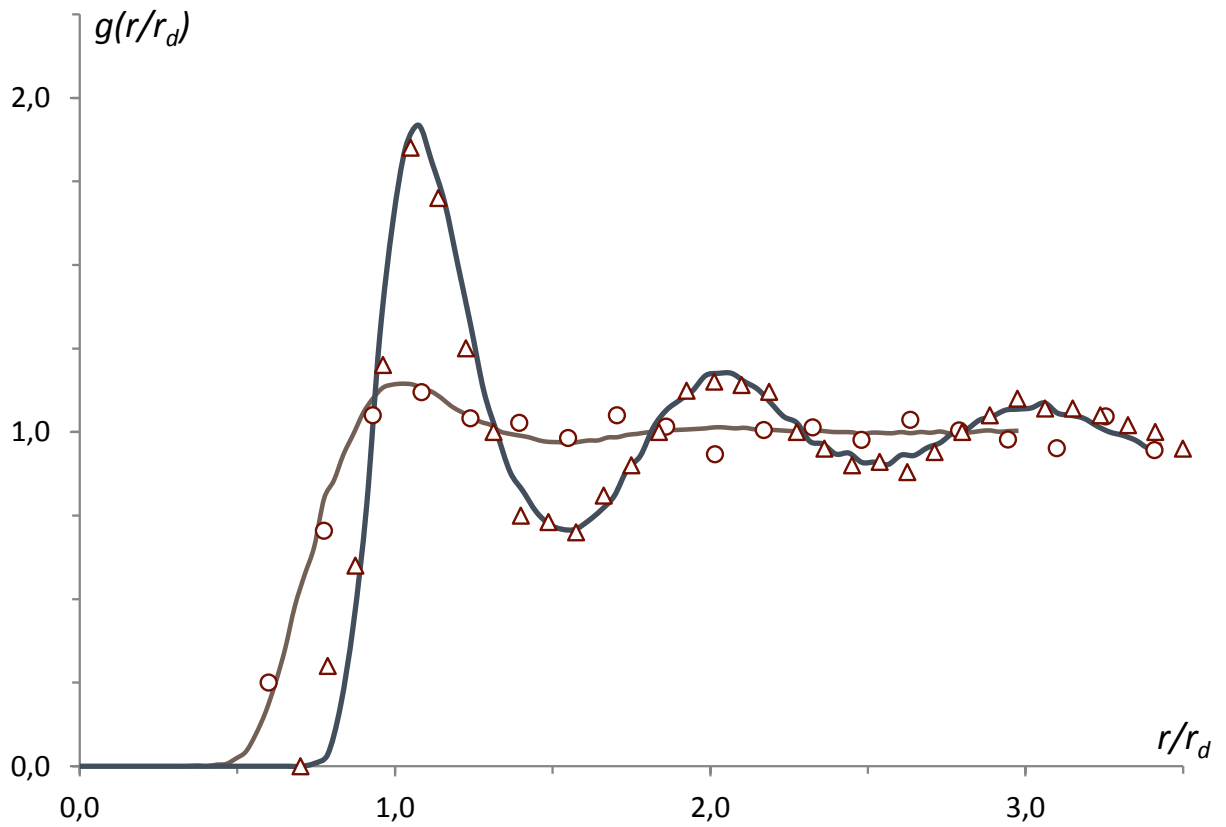
1 — $x = 0$; 2 — 0,175 см; 3 — 0,35 см; 4 — 0,525 см; 5 — 0,7 см; 6 — 0,875 см

Рис. 3.4. Зависимость температуры T макрочастиц от времени t в различных областях пылевой структуры



▲, ● — $f(V_x)$; △, ○ — $f(V_y)$. Сплошная линия — функции Максвелла с полушириной, соответствующей измеренным температурам частиц $T = 3$ эВ и $T = 0,3$ эВ, соответственно

Рис. 3.5. Спектр скоростей макрочастиц для высокотемпературной (▲, △) и низкотемпературной (●, ○) фаз



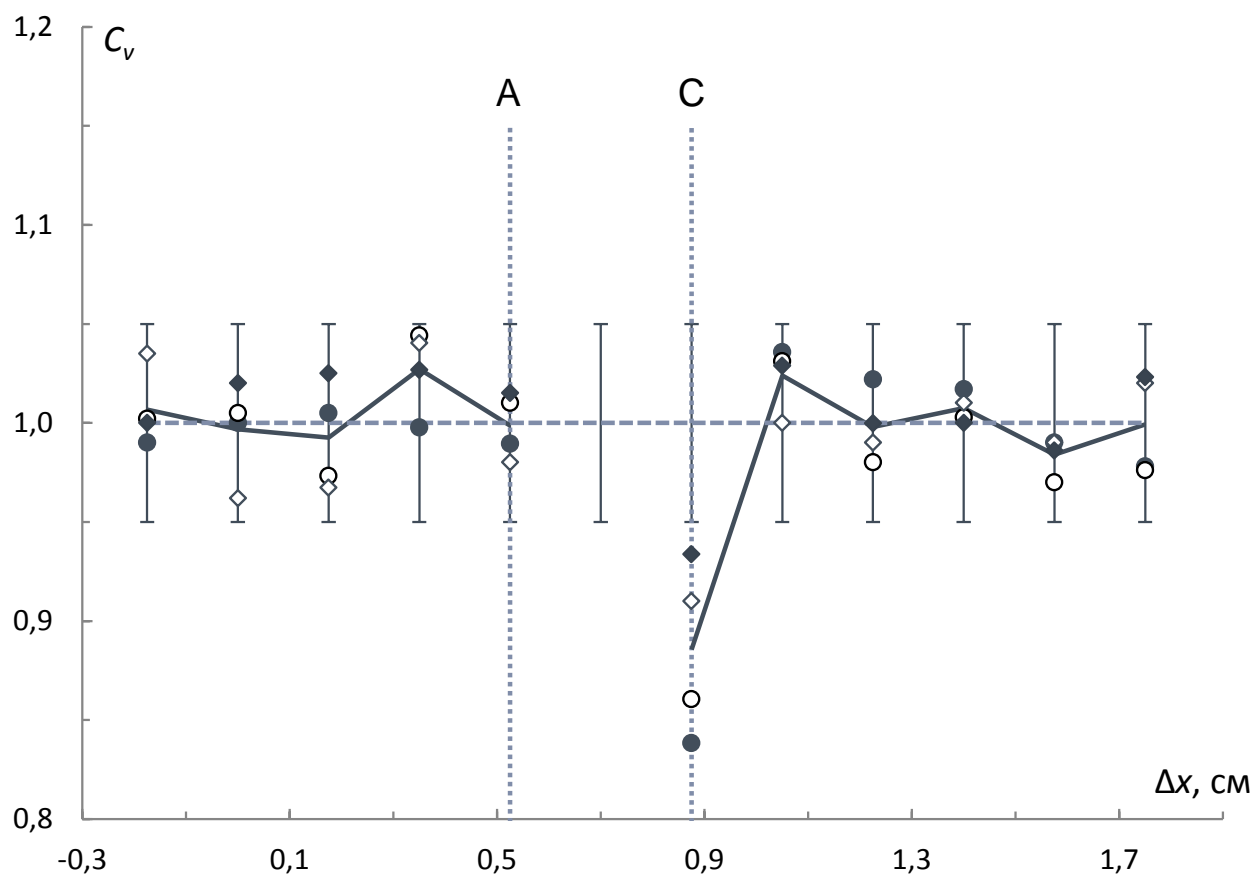
Сплошными линиями обозначены результаты численного моделирования для разных параметров Γ^*

Рис. 3.6. Экспериментальные корреляционные функции $g(r_d/r)$ для: Δ — высокотемпературной фазы; \circ — низкотемпературной (начальной) фазы пылевой системы

пературы частиц, T — температура ансамбля частиц, V — тепловая скорость отдельной частицы в некоторый момент времени, а $\langle \rangle$ — обозначает среднее по времени значение. Таким образом, величину c_V легко найти, как в процессе численного счета, так и в ходе реальных экспериментов в пылевой плазме. Величина безразмерного коэффициента $C_V = c_V M / k_B$, измеренного в низкотемпературной и в высокотемпературной фазах показана на рис. 3.7. Легко увидеть, что полученные значения с точностью до 5–15 % соответствуют 1, что является следствием двумерного характера анализируемых изображений (в процессе обработки вычислялись флуктуации температуры только для двух регистрируемых степеней свободы частиц). Соответственно можно полагать, что величина коэффициента теплоёмкости пылевых частиц в плазме близка к случаю классического газа — $c_V = 1,5k_B/M$. Данный результат является подтверждением не только максвелловского распределения скоростей исследуемой системы макрочастиц, но и отсутствия у них заметных гармонических колебаний, или вращений, последние из которых могут возникать как следствие их неправильной (несферической) формы. Следует отметить, что, несмотря на очевидную простоту реализации таких измерений в пылевой плазме, экспериментальное определение коэффициентов теплоёмкости макрочастиц было выполнено впервые.

Оценку порядка величины коэффициента температуропроводности θ можно получить из решения задачи для слоя, одна из граней которого находится при заданной температуре, а две другие — теплоизолированы: $\theta = L^2 / (3\pi^2\tau)$, где L — характерная длина в направлении распространения тепла, а τ — время выравнивания температуры [95]. Тогда, принимая во внимание значения экспериментальных параметров ($L \approx 2\text{--}3$ см и $\tau \approx 12\text{--}14$ с), для величины коэффициента теплопроводности найдём $\theta \approx 0,01\text{--}0,016$ см²/с. Полученное значение хорошо согласуется с результатами экспериментального определения коэффициентов теплопереноса двумя другими методами, приведёнными ниже.

Результаты измерений коэффициента теплопроводности для стационарно-



($\diamond; \circ$) — центральные области визуализации границы раздела фаз; ($\blacklozenge; \bullet$) — краевые области. Жирной кривой обозначено среднее значение результатов измерений C_V , штриховой линией (с доверительным интервалом в 5%) — его теоретическое значение $C_V = 1$.

Рис. 3.7. Результаты измерения коэффициента C_V : в низкотемпературной (до вертикальной прямой А) и в высокотемпературной (после вертикальной прямой С) фазах.

Стационарное состояние					
$T, \text{эВ}$	Γ^*	$\chi \times 10^{14}, \text{Эрг}/(\text{К с см})$	$\theta \times 10^2, \text{см}^2/\text{с}$	$\theta_n = \theta/2,9, \text{см}^2/\text{с}$	
$2,7 \pm 0,13$	6,7	$2,39 \pm 0,2$	1,1		0,0038
$1,68 \pm 0,08$	10,7	$2,16 \pm 0,2$	1,0		0,0034
$1,7 \pm 0,07$	13	$1,93 \pm 0,2$	0,89		0,0031
Нестационарное состояние					
$T, \text{эВ}$	Γ^*	$\chi \times 10^{14}, \text{Эрг}/(\text{К с см})$	$\theta \times 10^2, \text{см}^2/\text{с}$	$\theta_n = \theta/3,9, \text{см}^2/\text{с}$	
$0, \pm 0,06$	25,8	2,59	$1,2 \pm 0,17$		0,0032
$1,49 \pm 0,07$	12,1	2,59	$1,2 \pm 0,13$		0,0032
$2,45 \pm 0,11$	7,35	2,8	$1,3 \pm 0,06$		0,0035
$3,325 \pm 0,14$	5,4	3,13	$1,45 \pm 0,05$		0,0039
$3,8 \pm 0,15$	4,7	3,45	$1,6 \pm 0,06$		0,0043

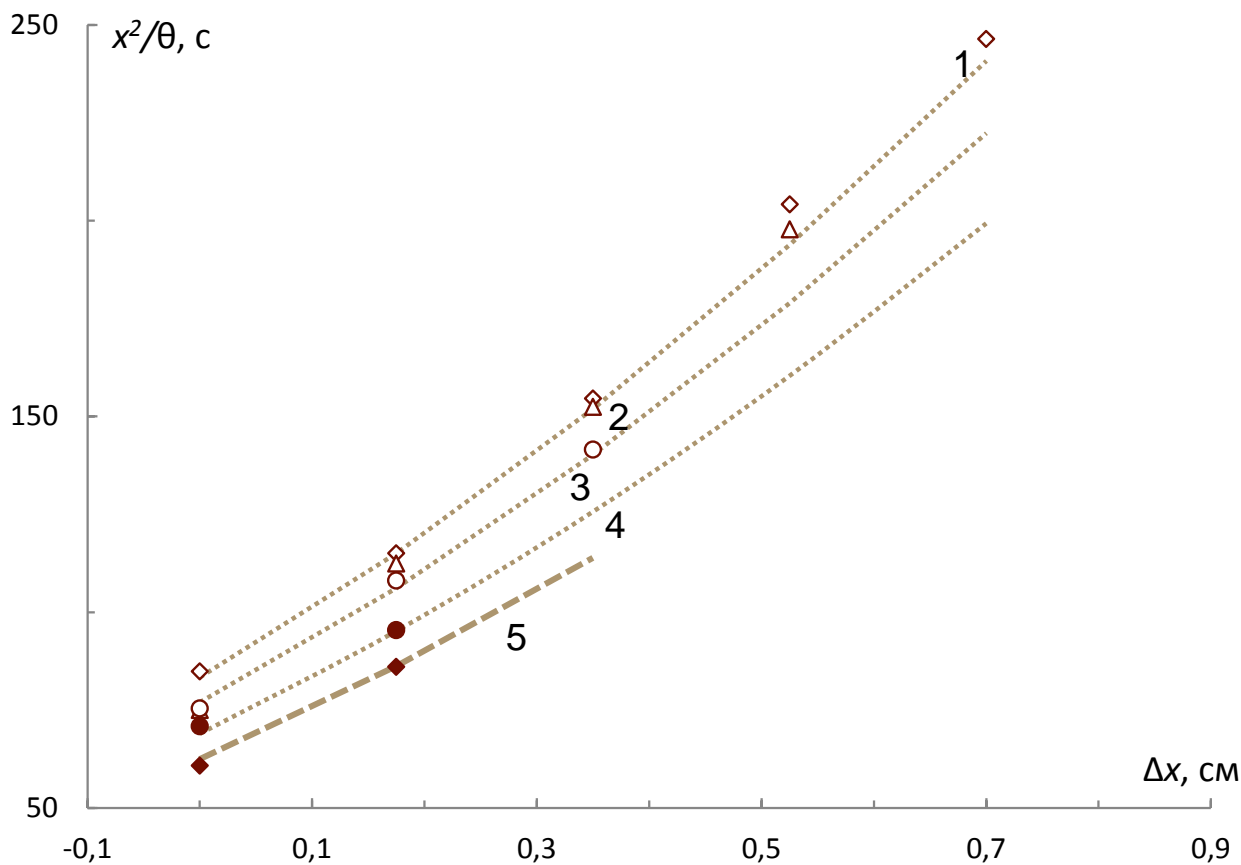
Таблица 3.1. Зависимость восстановленных коэффициентов температуропроводности θ и теплопроводности χ от температуры T частиц для стационарного и нестационарного состояний пылевой структуры

го состояния пылевой структуры ($t > 13 \text{ с}$) с использованием формулы (3.3) приведены в табл. 3.1. Там же приведены значения $\theta = 2\chi/(5n_d k_B)$ и параметра Γ^* , который был получен простым масштабированием его величины (изменением обратно пропорционально измеряемой температуре), полученной для высокотемпературной области. Измерения проводились на границе раздела фаз для области А-С шириной $2\delta x \approx 0,35 \text{ см}$ и отдельно для участков А-В и В-С (см. рис. 3.3) в зависимости от средней на этих участках температуры.

Оценка коэффициента температуропроводности θ для нестационарных условий выполнялась путём анализа движения фронта разогрева для интервала времени от 4-й до 8-й секунды после теплового возмущения среды (см. рис. 3.3, 3.4). При этом полагалось, что влиянием внутренних источников можно пренебречь, поскольку в конечный момент времени на всех анализируемых участках устанавливалась близкая температура (в стационарном состоянии $T \approx 3 \pm 0,15 \text{ эВ}$ для $\delta x \leq 0,525 \text{ см}$). На основе уравнения (3.8) была

проведена эмпирическая подгонка данных и получены: расстояние x_0 до «плоскости» в которой произошло возмущение, и зависимость $\theta(T)$. (Коэффициенты теплопроводности вычислялись для различных моментов времени эксперимента, при смещении участка с близкой температурой в соседнюю область пространства). Процедура восстановления проиллюстрирована на рис. 3.8, где показаны значения x^2/θ , полученные из (3.8) путем измерений $\partial T/\partial t$ и T , вместе с аппроксимирующими их кривыми. Наилучшее согласие было получено для $x = (x_0 + \Delta x)$ с $x_0 \cong 1$ см, что достаточно хорошо соответствует расстоянию теплового фронта до края пылевого облака, где происходило возмущение среды. Результаты восстановления $\theta(T)$, совместно с величиной коэффициента теплопроводности $\chi = 2,5n_d k_B \theta$ представлены в табл. 3.1.

Легко увидеть, что величина коэффициентов θ и χ , полученная для нестационарного случая несколько выше, чем результаты обработки стационарной задачи. Поскольку в стационарном случае определению подлежал коэффициент χ , а в нестационарных условиях измерялась величина θ , разницу в значениях восстановленных коэффициентов теплопереноса для этих двух случаев можно было бы объяснить отличием величины удельной теплоёмкости для анализируемых структур от её значения $c_P = 2,5k_B/M$, принятого для оценок «недостающих» коэффициентов. Однако данное обстоятельство может быть связано с целым рядом причин. Первая из них то, что условия в наблюдаемой пылевой структуре отличаются от условий, для которых было получено решение (3.7). Здесь следует отметить, что пространственное распределение начального возмущения среды и конечные размеры последней не очень значительно влияют на форму используемого соотношения (3.8) [95]. Тем не менее, плохая применимость соотношения (3.8) может быть связана с тем, что для условий эксперимента $\theta(T) \sim aT^n$, $n \gg 0,2a$, соответственно, критерий $n \ll 1$ выполняется не достаточно хорошо. Кроме того, само время существования теплового возмущения (несбалансированного стоками и источниками тепла) в пылевой плазме может оказаться конечным, и к моментам времени, для которых проводится ана-

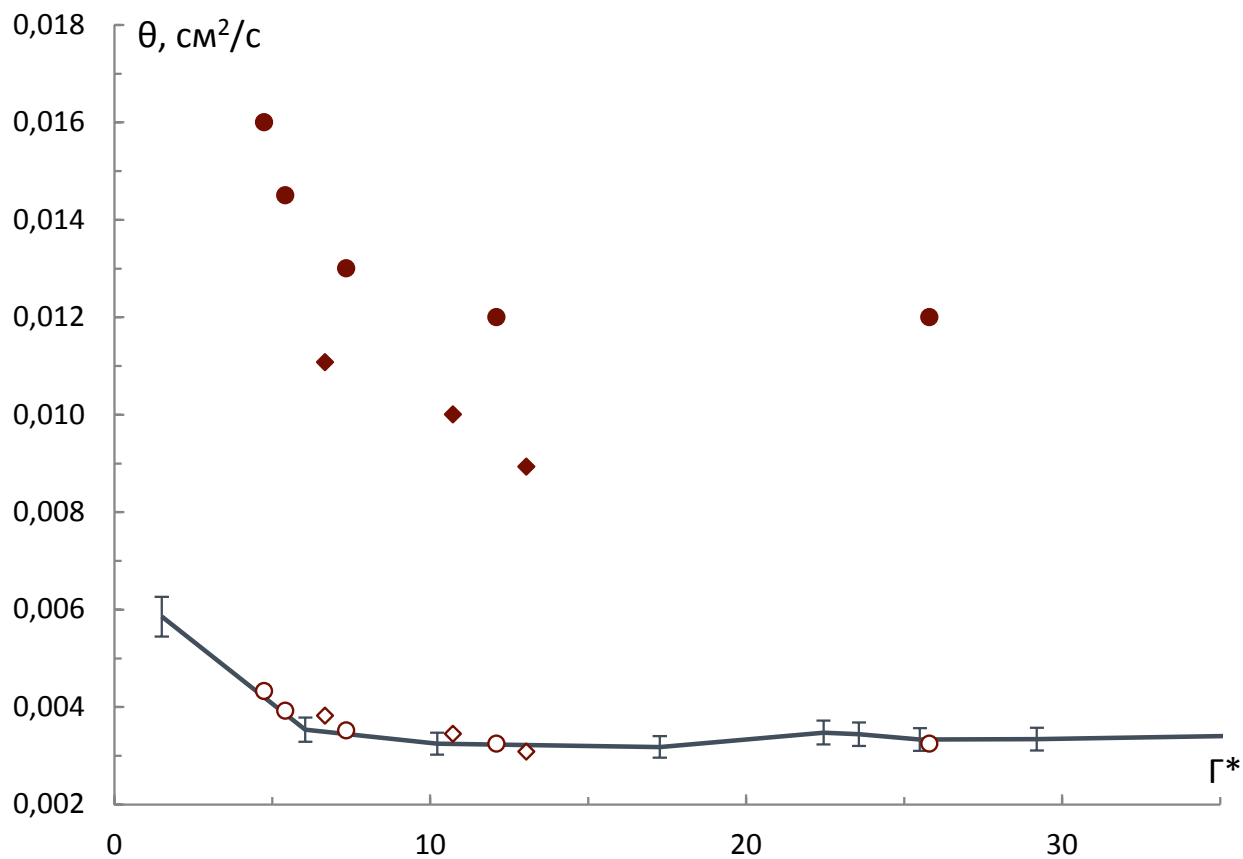


1 (\diamond) — $T \cong 0,7$ эВ, $\theta \cong 0,012$ см²/с; 2 (Δ) — $T \cong 1,49$ эВ, $\theta \cong 0,012$ см²/с; 3 (\circ) — $T \cong 2,45$ эВ, $\theta \cong 0,013$ см²/с; 4 (\bullet) — $T \cong 3,33$ эВ, $\theta \cong 0,0145$ см²/с; 5 (\blacklozenge) — $T \cong 3,8$ эВ, $\theta \cong 0,016$ см²/с (см. табл. 3.1)

Рис. 3.8. Экспериментальные значения x^2/θ (фигуры) для различных областей пылевой структуры Δx , полученные путём измерений $\partial T/\partial t$ и T , для различных температур T , вместе с аппроксимирующими их кривыми (штриховые линии) для $x_0 \cong 1$ см и разными θ

лиз его распространения, среда могла находиться в других условиях. Другая причина может быть обусловлена процедурой усреднения характеристик среды на участках $\Delta x \gg 0,175$ см, которая даёт разный вклад при решении стационарной и нестационарной задачи, поскольку в последнем случае коэффициент C_Q в соотношении (3.7) может зависеть как от времени, так и от пространственной координаты $C_Q = C_Q(x, t) \equiv C_Q^*(T)$. Соответственно, отношение производной температуры $\partial T/\partial t$ к её значению T в (3.8) будет пропорционально некоторой величине $\alpha = (C_Q + \partial C_Q/\partial t)/C_Q \neq 1$, где $\alpha = \text{const}$ при близких $\partial T/\partial t$ и T .

Несмотря на перечисленные обстоятельства, результаты экспериментального определения температурной зависимости коэффициента температуропроводности $\theta(T)$ качественно согласуются с результатами численного моделирования, выполненными для простых жидкостей (для дисперсионных систем с $\nu_{fr} = 0$). Иллюстрация сравнения численных и экспериментальных данных приведена на рис. 3.9. Количественные отличия представленных результатов может быть связано с процессами диссипации энергии макрочастиц. Если следовать результатам численного анализа [5], то наличие диссипации (в среде с постоянными ν_{fr} и ω^*) может приводить к отличию транспортных коэффициентов от коэффициентов дисперсионной среды лишь на некоторый постоянный множитель, являющийся функцией параметра масштабирования ξ . Тогда коэффициенты теплопереноса в диссипативных системах должны быть больше их значения для дисперсионного случая в $(1 + \xi^{-1})^{5/8}$ раз, то есть для условий нашего эксперимента ($\omega^* \approx 6,8\text{--}8,5 \text{ с}^{-1}$, $\nu_{fr} \approx 35 \text{ с}^{-1}$) примерно в 3 раза. Нормированные (делённые на постоянный коэффициент, найденный путём наилучшего согласования численных и экспериментальных данных) экспериментальные значения коэффициента температуропроводности приведены в табл. 3.1 и показаны на рис. 3.9. Легко увидеть, что полученные при такой нормировке коэффициенты 2,9–3,9 хорошо согласуются с предположением о влиянии диссипации энергии пылевых частиц за счёт их столкновений с нейтралами окружающего газа на результаты измерения коэффициентов теплопереноса.



Сплошная линия — результаты моделирования дисперсионных систем; (◆) — эксперимент для стационарного состояния пылевой структуры; (●) — эксперимент для нестационарного случая. Прозрачными фигурами (◇; ○) показаны нормированные значения θ_n , представленные в табл. 3.1. Доверительный интервал ($\sim 7\%$) отклонения θ_n от численных данных указан на рис. Штриховой линией обозначены результаты расчётов для случая $\xi = 0,33$

Рис. 3.9. Зависимость коэффициента температуропроводности θ от параметра Γ^*

Проведём краткий анализ возможных механизмов переноса тепла в представленных экспериментах. Как известно, перенос теплоты может осуществляться не только путём теплообмена (за счёт теплопроводности или конвекции), обусловленного градиентами температур, но и определяться неоднородностями других физических величин, например, градиентами концентраций (термодиффузия) или внешними возмущениями силовых полей. Здесь следует подчеркнуть, что метод непосредственной визуализации пылевых частиц позволяет регистрировать любые изменения их поступательных степеней свободы. Анализ измеренного спектра скоростей пылевых частиц не выявил какого-либо конвективного или другого регулярного движения исследуемой среды (спектр скоростей частиц был близок к максвелловскому) как в стационарном случае, так и в нестационарном режиме, а также никакого переноса тепла (градиентов температур, или дрейфа частиц) в других направлениях. Поэтому можно утверждать, что механизмы конвекции и термодиффузии не имели места в описанных экспериментах.

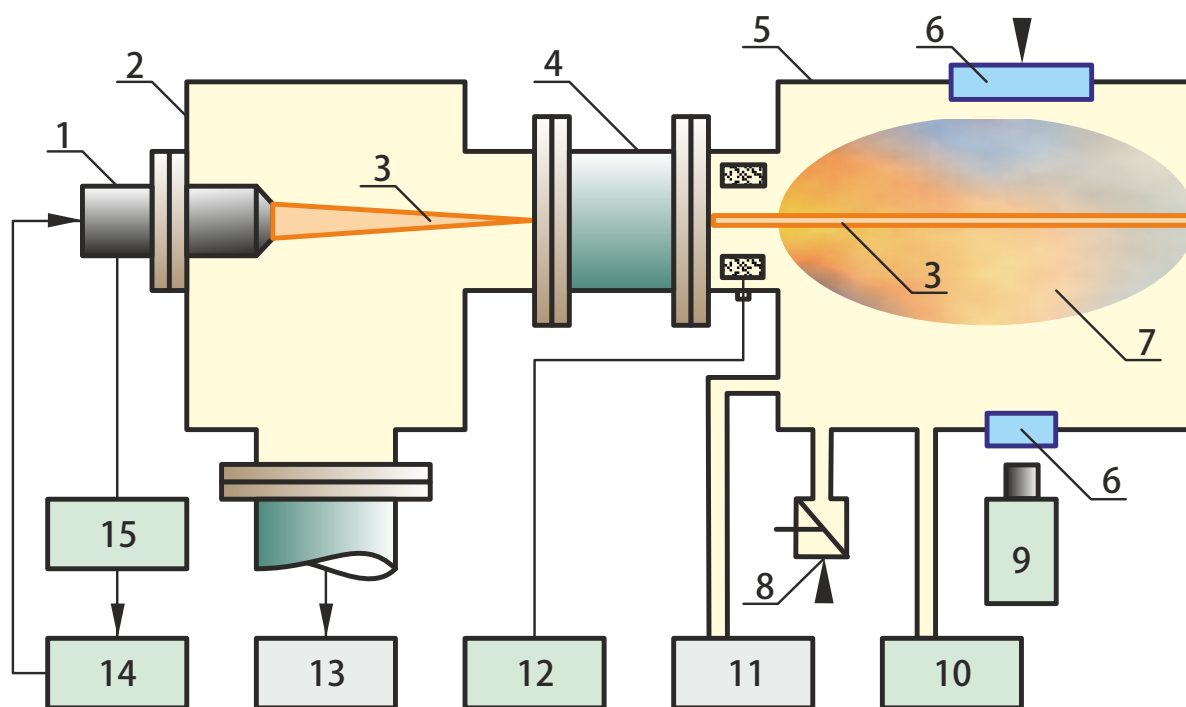
Поскольку исследуемая пылевая компонента является открытой подсистемой комплексной плазменно-пылевой системы, процессы возмущения температуры пылевых частиц могут определяться наличием возмущений окружающей плазменной компоненты (электронов, ионов). Это, в свою очередь, может привести к возникновению возмущения как средних электрических полей в рассматриваемой системе, так и локальных электрических полей, определяющих взаимодействие между пылевыми частицами. Что касается наличия некомпенсированной регулярной составляющей электрического поля, то её появление привело бы к возникновению дополнительной (некомпенсированной) силы, приводящей к поступательному движению анализируемых частиц (напомним, что такое движение не зафиксировано). Если же рассматривать процесс переноса тепла (для пылевой компоненты) путём теплопроводности, то наличие локальных возмущений других заряженных компонент плазмы определяет потенциальную энергию взаимодействия между пылевыми частицами (их заряды

и тип потенциала), которая, в свою очередь, определяет скорость выравнивания и градиенты температуры пылевой компоненты (т. е. коэффициенты температуропроводности и теплопроводности). Таким образом, вполне возможно, что наблюдаемые отличия между численными и экспериментальными результатами могут быть связаны не только с наличием диссипации, но и с несоответствием анализируемой численной модели, предполагающей наличие экранированного кулоновского потенциала, условиям эксперимента.

3.3. Результаты экспериментального определения коэффициента теплопроводности плазменно-пылевой жидкости при неоднородном нагреве пучком электронов

Ещё одна серия экспериментов, посвящённая исследованию процессов теплопереноса в плазменно-пылевой структуре и определению её коэффициентов теплопроводности и температуропроводности, была выполнена в условиях, когда локальный разогрев пылевого облака производился при помощи электронного пучка. Исследования проводились на экспериментальном стенде (рис. 3.10), позволяющем генерировать и инжектировать электронный пучок в газы с давлением 0,1 – 100 Торр [96].

Эмиттером электронов служит таблетка гексаборида лантана диаметром 4 мм, установленная в специальном держателе электронной пушки. Электронный прожектор электронно-лучевой пушки триодного типа (1) размещен в высоковакуумной камере (2), являющейся полостью вакуумного затвора диаметром 400 мм и откачиваемой паромасляным насосом (13) до давлений $\sim 10^{-6}$ торр. Высоковакуумная камера имеет смотровое окно для визуального прицеливания электронного пучка на торец вставки выводного устройства (4). Промежуток между высоковакуумной камерой и выводным устройством разделен клапаном,



1 — электронно-лучевая пушка, 2 — высоковакуумная камера, 3 — электронный пучок, 4 — выводное устройство, 5 — рабочая камера, 6 — иллюминаторы для ввода луча подсветки и съемки структуры, 7 — электронно-пучковая плазма, 8 — натекатель, 9 — CCD видеокамера, 10 — измеритель давления плазмообразующего газа, 11 — форвакуумный насос, 12 — измеритель тока инжектируемого электронного пучка, 13 — высоковакуумный насос, 14 — трансформаторно-выпрямительный блок, 15 — блок управления

Рис. 3.10. Схема экспериментального стенда

который закрывается на время разгерметизации рабочей камеры (5). Через выводное устройство электронный пучок инжектируется в рабочую вакуумную камеру, представляющую собой прямоугольный параллелепипед со сторонами $800 \times 340 \times 340$ мм. Рабочая вакуумная камера имеет вакуумную дверь для доступа внутрь, смотровое окно диаметром 250 мм и толщиной 80 мм изготовленное из радиационно-защитного стекла марки ТФ-5, дополнительные вакуумные вводы, которые могут быть использованы для подключения электрических вводов, подачи газа, дополнительных иллюминаторов и т.п.

Для генерации высокочастотного разряда в рабочую вакуумную камеру были помещены электроды с вмонтированной системой вброса ча-

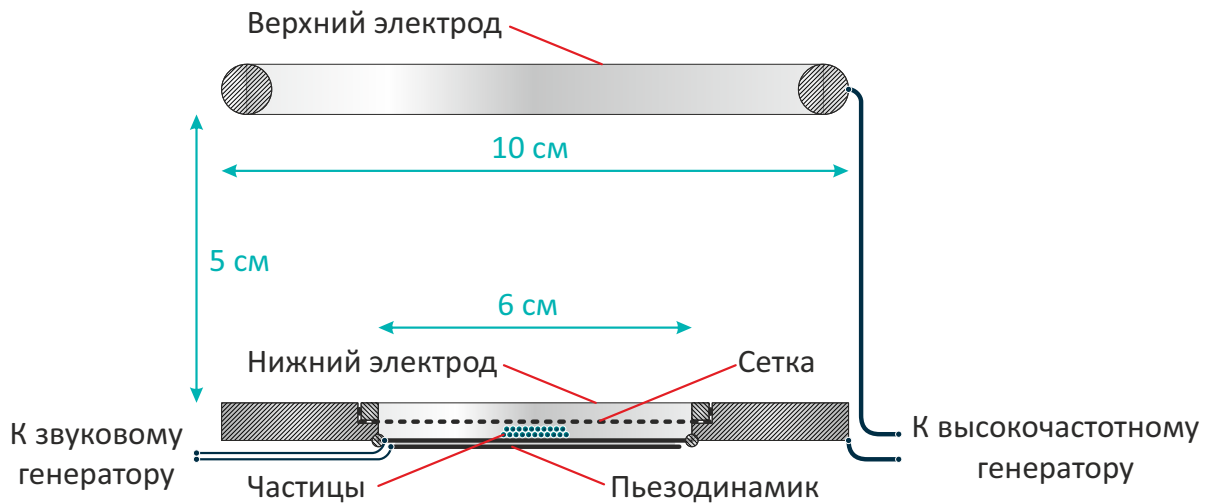


Рис. 3.11. Система ввода частиц и система электродов

стиц (рис. 3.11), в которой используется пьезокерамический вибратор. Нижний электрод был изготовлен в виде кольца с внешним диаметром 10 см и диаметром внутреннего отверстия 6 см. В это кольцо была впрессована сетка с размером ячеек ~ 100 мкм, что позволило варьировать размер частиц в различных сериях экспериментов. Под сеткой размещался круглый пьезодинамик, подключенный к звуковому генератору, настроенному на его резонансную частоту 25 Гц. В результате образовался контейнер, дно которого — это рабочая часть излучателя, а верх — впрессованная сетка, через которую свободно просыпаются частицы. Для стабилизации высокочастотного разряда был добавлен верхний тороидальный электрод на расстоянии 5 см от нижнего. Верхний электрод был подключён к генератору, нижний был заземлён.

Вакуумная камера откачивалась до давления $P = 13$ Па. На сеточный электрод подавалось напряжение от ВЧ-генератора с несущей частотой 13,56 МГц. В результате в камере в воздушной атмосфере возникал тлеющий разряд. Вследствие вибрации пьезокерамического излучателя частицы подбрасывались, пролетали через сетку и попадали в ВЧ-разряд, где, заряжаясь отрицательно, зависали в приэлектродном слое. Частицы образовывали упорядоченную структуру с характерным диаметром 5 см и высотой около 1 см. Такой способ введения частиц позволил устранить падение независших частиц

на поверхность электрода и, тем самым, избежать возникновения связанных с этим локальных неоднородностей разряда, приводящих к неравномерному горизонтальному распределению плазменно-пылевых образований. Углубление нижнего электрода предохраняло плазменно-пылевую структуру от разрушения, создавая потенциальную ловушку и не давая частицам «убегать» на края электрода.

Для визуализации полученная структура подсвечивалась через боковой иллюминатор лучом He-Ne лазера с длиной волны 633 нм. На пути лазера был установлен телескоп, который расширял луч и создавал параллельный цилиндрический пучок диаметра ~ 2 см (рис. 3.12). Добавление к такой оптической схеме цилиндрической выпуклой длиннофокусной линзы с фокусным расстоянием 40 см позволило создать «лазерный нож», с помощью которого можно высветить единичный слой частиц в структуре или несколько слоев.

В качестве пылевой фазы использовались полидисперсные частицы оксида алюминия (Al_2O_3 , фракция диаметром 3–5 мкм, средний радиус — $a_d \approx 2$ мкм, плотность материала — $\rho_d \approx 2,4$ г/см³) и пластиковые монодисперсные частицы (МФ, $a_d \approx 0,5$ мкм, $\rho_d \approx 1,5$ г/см³). В условиях эксперимента частицы пылевого облака первоначально находились в равновесном состоянии в жидкой фазе.

С помощью фокусирующей и отклоняющей системы в рабочей вакуумной камере формировался осесимметричный электронный пучок с энергией электронов 25 кэВ. Подведённый с одного из краёв пылевого облака электронный пучок вызывал локальное возмущение, разогревая структуру (рис. 3.13).

Съемка пылевых структур осуществлялась цифровой видеокамерой с разрешением 704×480 пикселей со скоростью съемки 50 кадров в секунду.

Обработка экспериментальных данных полученных в экспериментах позволила восстановить картину поведения пылевых частиц при локальном воздействии электронного пучка. Плотность тока j_e электронного пучка в экспериментах варьировалась от $\sim 0,05$ до $\sim 0,2$ мА/мм². Для анализа характеристик среды каждый кадр видеозаписи разбивался на несколько прямоугольников шири-

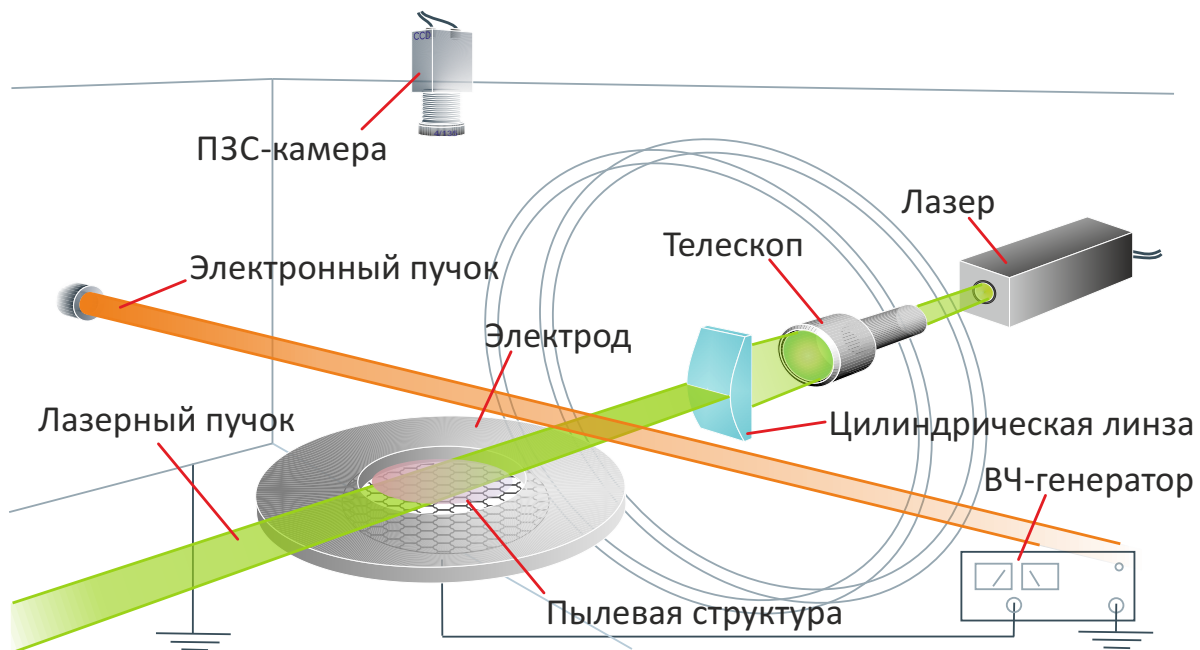


Рис. 3.12. Схема постановки эксперимента

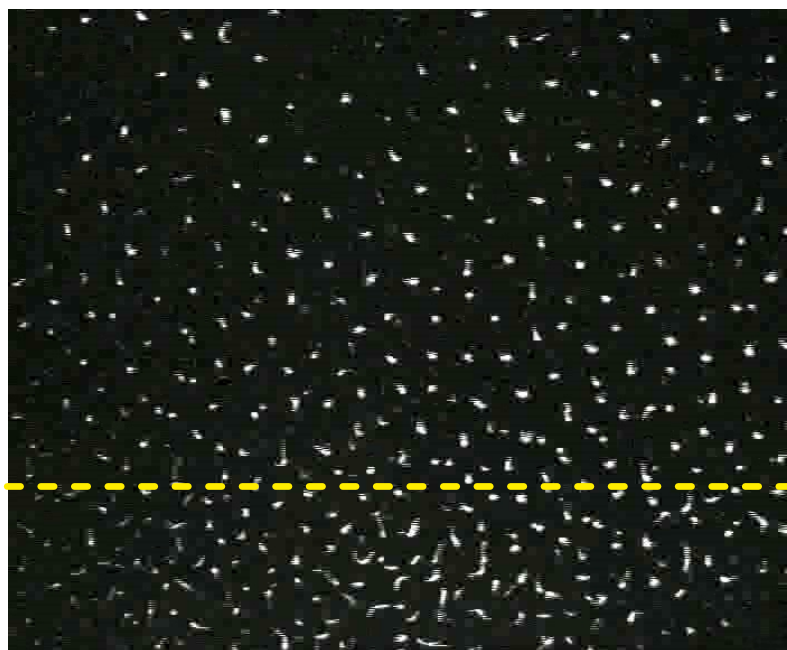


Рис. 3.13. Кадр видеозаписи пылевой структуры с четко-выраженной высокотемпературной и низкотемпературной фазами (пунктиром обозначена граница раздела)

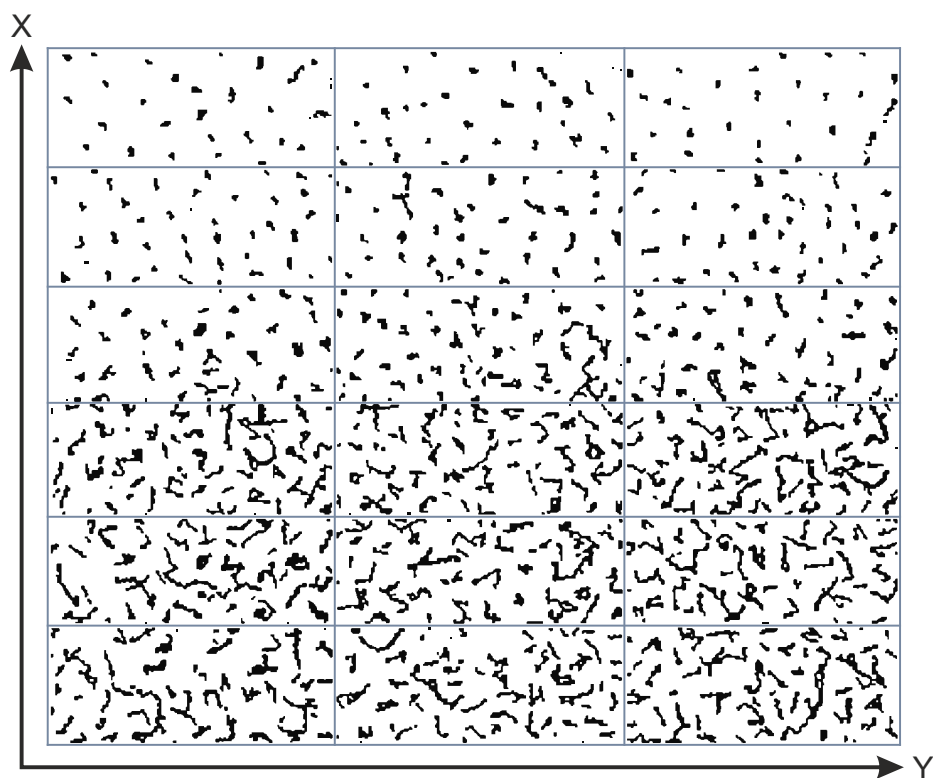


Рис. 3.14. Обработка экспериментальных данных (получение траекторий движения частиц, разбивка кадра на прямоугольные области)

ной $\delta x \approx 0,175$ см и длиной $\delta y \approx 0,5$ см (рис. 3.14). Во всех экспериментах после включения электронного пучка пылевая система приходила в новое равновесное состояние, состоящее из двух фаз (высокотемпературной и низкотемпературной) с ярко выраженной границей раздела, находящейся примерно в $\sim 2-2,5$ см от первоначально возмущённого края облака (рис. 3.13). При этом низкотемпературная фаза имела характеристики (температуру и параметр неидеальности) близкие к характеристикам начальной фазы.

В случае неоднородной пылевой структуры, как температура, так и её свойства являются функцией пространственных координат. Тем не менее, уравнения (3.1) и (3.2) остаются справедливыми и в общем случае (для среды с произвольным распределением параметров), а, соответственно, существует возможность восстановления пространственной зависимости коэффициента теплопроводности в неоднородном пылевом облаке. Такие измерения будут корректными, если число анализируемых частиц в области заметного изменения характе-

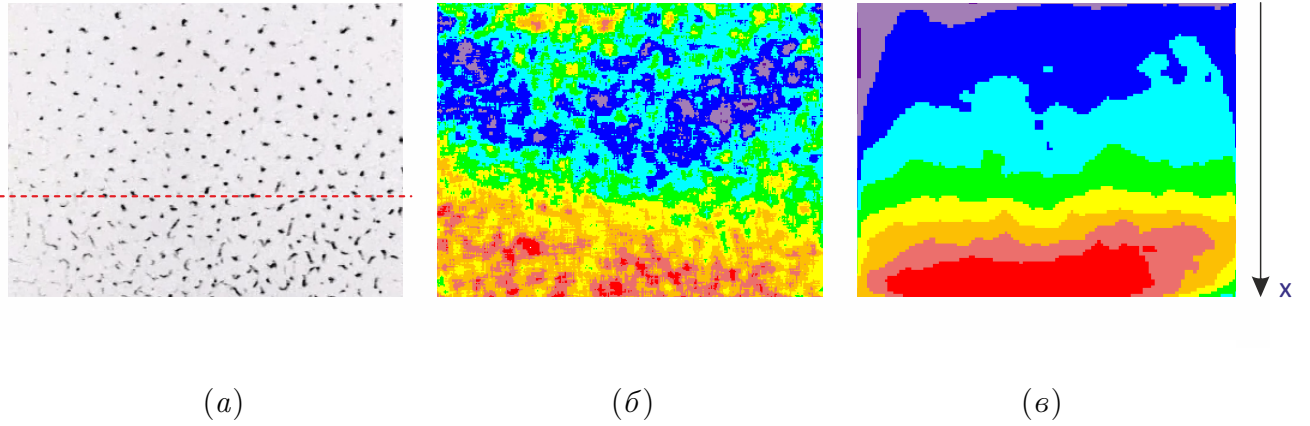


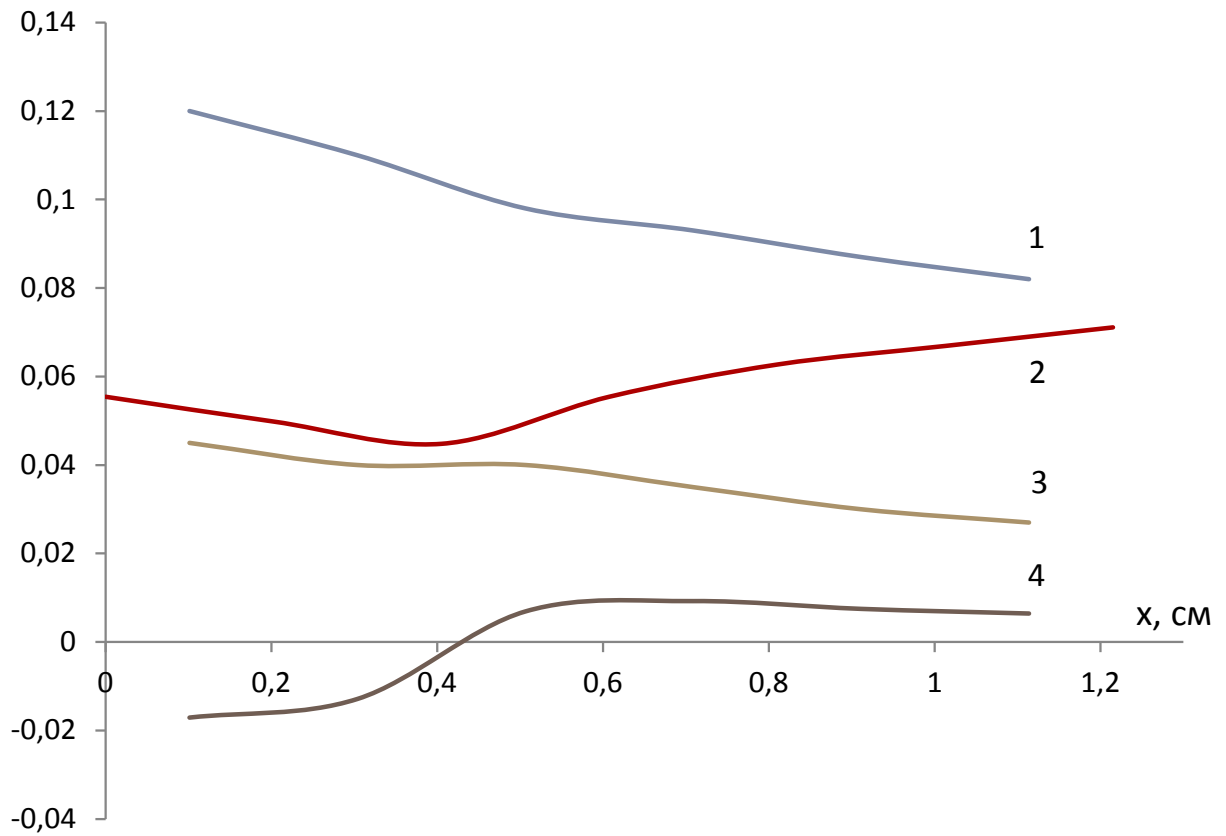
Рис. 3.15. (а) — кадр видеозаписи пылевой структуры с четко-выраженной высокотемпературной и низкотемпературной фазами (пунктиром обозначена граница раздела), (б) — пространственное распределение кинетической температуры частиц T и (в) — плотности частиц n

ристик пылевой структуры является достаточным для статистической обработки данных. В случае резкого пространственного изменения параметров пылевой структуры восстановлению подлежат только некоторые средние характеристики среды.

В проведенных экспериментах параметры пылевого образования (температура, концентрация, плотность потока тепла, корреляционная функция) менялись в горизонтальном направлении x (перпендикулярно оси пучка в плоскости структуры) (рис. 3.15). Изменения параметров структуры вдоль оси y зафиксировано не было, что позволило рассматривать одномерную задачу. Также анализ построенных функций распределения частиц по скоростям не выявил какого-либо их конвективного (или другого регулярного) движения.

На рис. 3.16 показаны измеренные зависимости (r_d, T, Γ^*, q) от расстояния x (отсчитывается от края видеокadra) для пластиковых пылевых частиц ($j_e = 0,1 \text{ mA/mm}^2$).

На базе экспериментально полученных величин по закону Фурье были рассчитаны коэффициент теплопроводности χ и коэффициенты температуро-



1 — межчастичное расстояние r_d , см; 2 — кинетическая температура T , эВ; 3 — параметр неидеальности $\Gamma^*/1000$; 4 — плотность теплового потока делённая на плотность структуры q/ρ , см³/с³; x возрастает в направлении к электронному пучку

Рис. 3.16. Усреднённые зависимости измеренных параметров от расстояния x до края видео кадра (см. рис. 3.15, а)

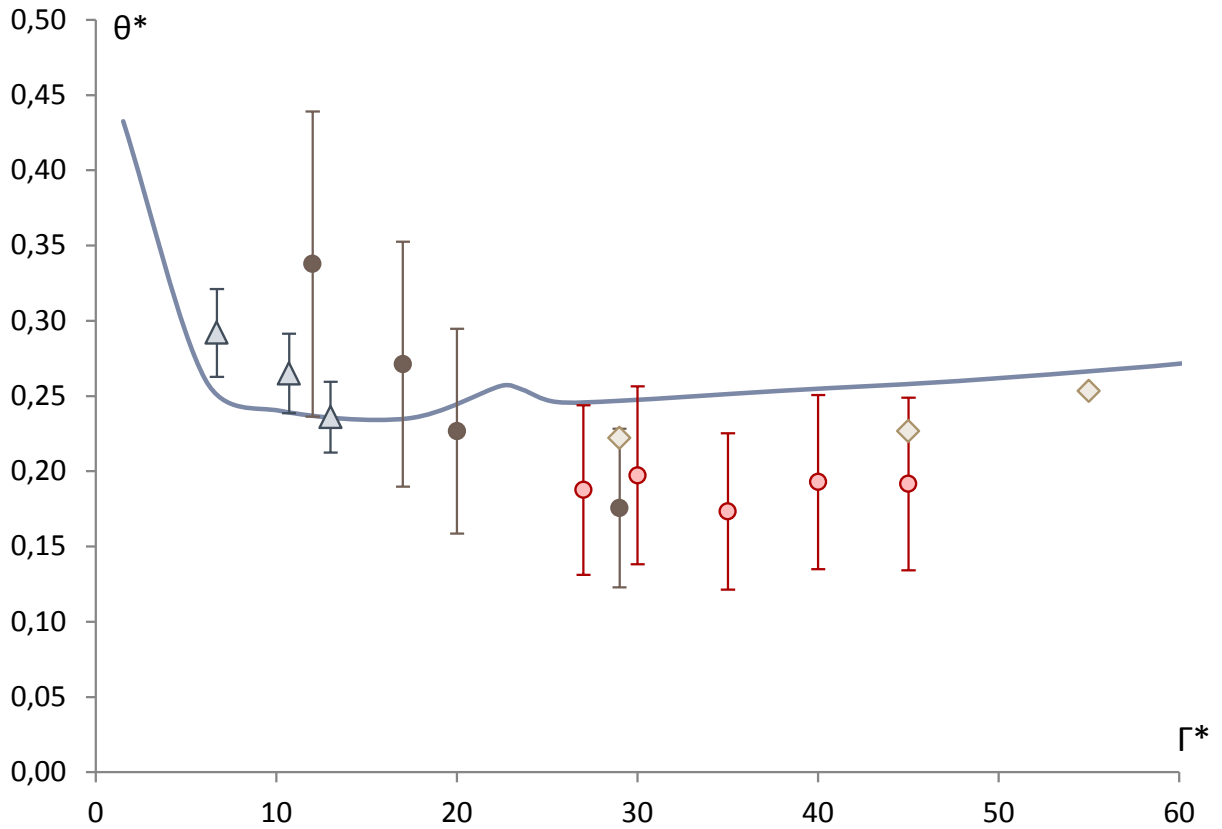


Рис. 3.17. Зависимость нормированного коэффициента температуропроводности θ^* от параметра неидеальности Γ^* для численного моделирования (линия), в экспериментах с электронным пучком (\bullet — пластиковые частицы (МФ), плотность тока пучка $j_e = 0,05 \text{ мА/мм}^2$; \circ — МФ, $j_e = 0,1 \text{ мА/мм}^2$; \diamond — Al_2O_3 , $j_e = 0,1 \text{ мА/мм}^2$) и в экспериментах газоразрядной плазме (Δ — Al_2O_3) в стационарном случае [5].

T , эВ	Γ^*	r_d , мм	θ , см ² /с	χ , 10 ⁻¹⁴ эрг/с·К·см
Al ₂ O ₃ , $a_d \approx 2$ мкм, $j_e = 0,1$ мА/мм ²				
2,0	55	0,71	0,027	2,6
2,8	45	0,70	0,024	2,4
3,7	29	0,69	0,022	2,3
МФ, $a_d \approx 0,5$ мкм, $j_e = 0,1$ мА/мм ²				
0,055	45	1,20	0,132	2,6
0,050	40	1,10	0,111	2,9
0,055	35	0,93	0,080	3,4
0,063	30	0,87	0,077	4,0
0,067	27	0,82	0,067	4,2
МФ, $a_d \approx 0,5$ мкм, $j_e = 0,05$ мА/мм ²				
0,027	29	1,10	0,082	2,1
0,037	23	0,93	0,080	3,4
0,048	19	0,85	0,087	4,9
0,050	14	0,81	0,093	6,0

Таблица 3.2. Коэффициенты температуропроводности θ , теплопроводности χ и соответствующие параметры для различных серий экспериментов.

проводности пылевой компоненты θ используя уравнения (3.3) и (3.4). Погрешность для величины θ составила менее 30%. Найденные значения коэффициента θ , а также соответствующие параметры экспериментов представлены в таблице 3.2.

В работах [5] и [11] представлены результаты численного моделирования процессов теплопереноса, выполненных для простых одноатомных жидкостей. На рис. 3.17 представлена зависимость нормированного коэффициента температуропроводности $\theta^* = \theta / (\omega^* r_d^2 (1 + (\omega^* / \nu_{fr})^{5/8}))$ от параметра неидеальности Γ^* для численного моделирования и для проведённых экспериментов. Частота столкновений пылевых частиц между собой $\omega^* = \sqrt{T\Gamma / \pi M r_d^2}$, а ν_{fr} — характерная частота их столкновения с нейтральными атомами окружающего газа.

Значения ω^* , определённые для разных серий опытов представлены в табл. 3.2. Следует отметить, что методы восстановления таких параметров как Γ^* и T обсуждались в гл. 1.1.1. Для частиц Al_2O_3 $\nu_{fr} = 17,5 \text{ с}^{-1}$, для частиц МФ $\nu_{fr} = 112 \text{ с}^{-1}$ [97, 98].

Как видно из зависимости на рис. 3.17, результаты численного моделирования и экспериментально полученные данные находятся в хорошем соответствии друг с другом.

Некоторое количественное отличие результатов измерений от численных расчётов, выполненных для одноатомных жидкостей, может быть обусловлено потерями энергии пылевых частиц за счёт их столкновений с нейтралами окружающего газа. Также следует обратить внимание, что в полученных экспериментальных данных (табл. 3.2) коэффициент температуропроводности меняется в диапазоне от 0,022 до 0,132 $\text{см}^2/\text{с}$, что хорошо согласуется с результатами оценки для нестационарного случая распространения волны плавления [5].

Экспериментальные исследования процессов теплопереноса при воздействии лазерного излучения в двумерных плазменно-пылевых системах состоящих из смеси жидкой и кристаллической фаз выполнены в работе Nosenko и др. [99], в двумерных кристаллических плазменно-пылевых системах в работе Nunomura и др. [100]. Сравнение с экспериментальными данными и оценками, представленными в работах [99–101] и [5], показаны на диаграмме 3.18 и в таблице 3.3.

Отличие результатов измерений и оценок в работах [100, 101] может быть связано с существенным отличием условий существования плазменно-пылевых структур в указанных работах, где исследовалась теплопроводность при значительно больших параметрах неидеальности двумерных кристаллических и близких к кристаллическим структур.

Сравнение коэффициентов температуропроводности для плазменно-пылевых структур с коэффициентами теплопереноса реальных одноатомных жидкостей показывает, что измеренные величины θ более чем на порядок больше вели-

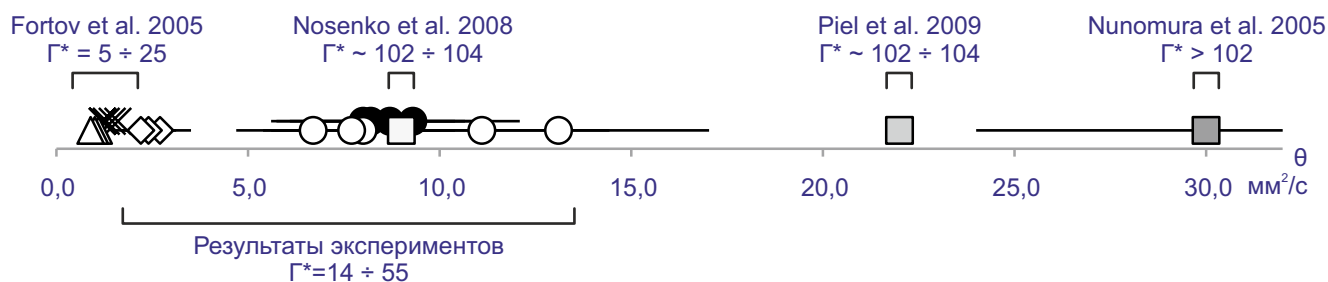


Рис. 3.18. Сравнение результатов с экспериментальными данными и оценками коэффициентов температуропроводности, полученными в работах [99–101] и [5] (см. табл. 3.3) для плазменно-пылевых структур в приэлектродном слое ВЧ разряда

	Вид структуры	θ , $\text{см}^2/\text{с}$	Γ^*	r_d , мм	P , Па
Стационарное возмущение структуры электронным пучком					
	~15 слоёв	0,022-0,132	14-55	0,69-1,2	13
Возмущение структуры неоднородностью разряда					
Fortov et al. 2005 [5]	13-15 слоёв	0,0089-0,016	5-25	~0,4	20
Возмущение структуры лазерным излучением					
Nosenko et al. 2008 [99]	монослой	0,09	~102-104	~0,7-0,8	0,7
Piel at el. 2009 [101]	монослой	0,22	~102-104	~0,7-0,8	0,7
Nunomura et al. 2005 [100]	монослой	0,3	>102	~0,84	0,8

θ — температуропроводность, Γ^* — эффективный параметр неидеальности, r_d — среднее межчастичное расстояние, P — давление плазмообразующего газа

Таблица 3.3. Сравнение результатов с экспериментальными данными и оценками, полученными в работах [99–101] и [5] для плазменно-пылевых структур в приэлектродном слое ВЧ разряда

чины данного коэффициента для жидких диэлектриков (таких как сжиженные инертные газы) и более чем на порядок меньше величины θ для большинства жидких металлов (от 20 до 100 раз). Наиболее близкую величину коэффициента температуропроводности ($\theta \approx 0,04 \text{ см}^2/\text{с}$) имеет жидкая ртуть.

3.4. Выводы к третьей главе

Представлены результаты исследования динамики распространения теплового возмущения, возникающего в пылевом облаке при небольшом изменении давления газа, или мощности разряда. В конечном (стационарном) состоянии пылевая структура представляла собой жидкую двухфазную среду с ярко выраженной границей раздела между низкотемпературной и высокотемпературной фазой. По результатам анализа стационарного и нестационарного процессов теплопереноса были восстановлены коэффициенты теплопроводности и температуропроводности для жидкостных пылевых структур. Получена температурная зависимость данных коэффициентов, которая качественно согласуется с результатами численного моделирования. Количественное сравнение результатов измерений с численными расчётами, выполненными для простых одноатомных жидкостей, показало отличие в величине коэффициентов теплопереноса, предположительно обусловленное диссипацией энергии пылевых частиц за счёт их столкновений с нейтралами окружающего газа.

Исследованы процессы теплопереноса в плазменно-пылевых структурах при воздействии электронного пучка и получены коэффициенты теплопроводности и температуропроводности для плазменно-пылевых образований. Получена зависимость этих коэффициентов от параметра неидеальности, которая качественно согласуется с результатами численного моделирования, выполненного для простых одноатомных жидкостей.

Зарядка пылевых частиц под действием ультрафиолетового излучения

Данный раздел посвящён изучению фотоэмиссионной зарядки конденсированной дисперсной фазы микронных размеров. Интерес к данному направлению работ вызван прежде всего важностью такого механизма зарядки для физических процессов, происходящих в верхних слоях атмосферы, на поверхности космических тел, в том числе и лунной, и в космическом пространстве. Эти исследования также важны для разработки средств управления поведением пылевых частиц в плазме обычных ВЧ и постоянного тока тлеющих газовых разрядов в лабораторных условиях и в технологических процессах. Исследования фотоэмиссионной зарядки пылевых частиц были начаты на космической станции «Мир» в условиях микрогравитации [43, 102]. Затем такие исследования были выполнены на земле с металлическими частицами [103] и с лунной пылью [104], в условиях низкого вакуума. В работах [50, 105–109] и [28] процесс фотоэмиссионной зарядки и эволюции заряженного облака был изучен на основе различных теоретических моделей. Настоящие исследования позволяют расширить понимание процессов фотоэмиссионной зарядки полидисперсных пылевых образований.

4.1. Экспериментальный стенд для изучения фотоэмиссионной зарядки макрочастиц

Экспериментально была изучена фотоэмиссионная зарядка макрочастиц под действием ультрафиолетового излучения. Схема специально разработанного экспериментального стенда представлена на рис. 4.1.

Пылевые макрочастицы вбрасывались в герметичную камеру в атмосфере

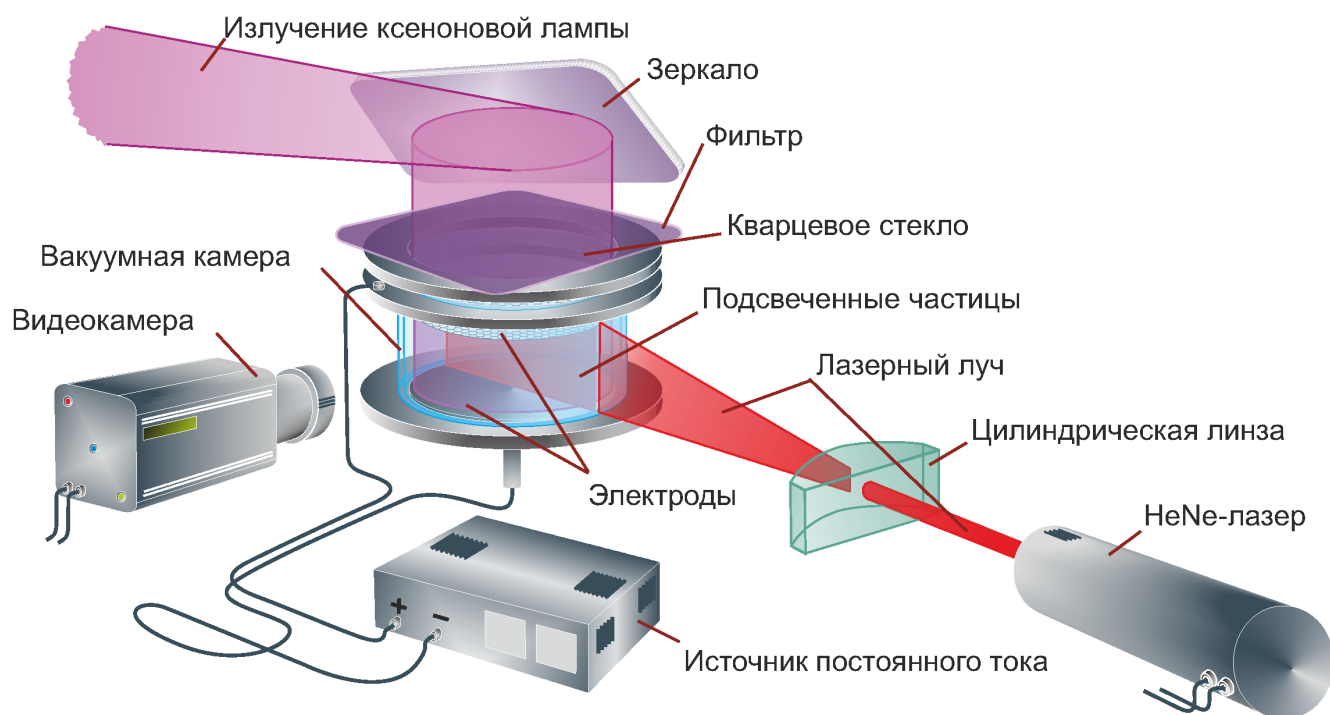


Рис. 4.1. Схема экспериментов по изучению фотоэмиссионной зарядки макрочастиц под действием светового излучения

аргона при давлении 1 бар. Камера представляла собой стеклянный цилиндр диаметром 75 мм и высотой 20 мм. Один из её торцов был выполнен в виде кварцевого иллюминатора, позволяющего вводить в рабочий объем вакуумной камеры не только оптические, но и ультрафиолетовые компоненты излучения, источником которого являлась ксеноновая лампа высокого давления. Отметим, что спектр её излучения в видимой и ультрафиолетовой областях близок к спектру солнечного излучения в верхних слоях атмосферы Земли (рис. 4.2).

В экспериментах использовались частицы иттрия (работа выхода фотоэлектронов около 3.3 эВ [110]) полидисперсной фракции с характерными размерами менее 40 мкм. Фотоизображения частиц представлены на рис. 4.3.

Следует отметить, что при контакте с воздухом иттрий окисляется и покрывается оксидной плёнкой, которая обладает по сравнению с неокисленным металлом существенно меньшим квантовым выходом фотоэлектронов и большей работой выхода [110]. Для предотвращения окисления пылевых частиц их помещали в атмосферу аргона в специализированный контейнер, из которо-

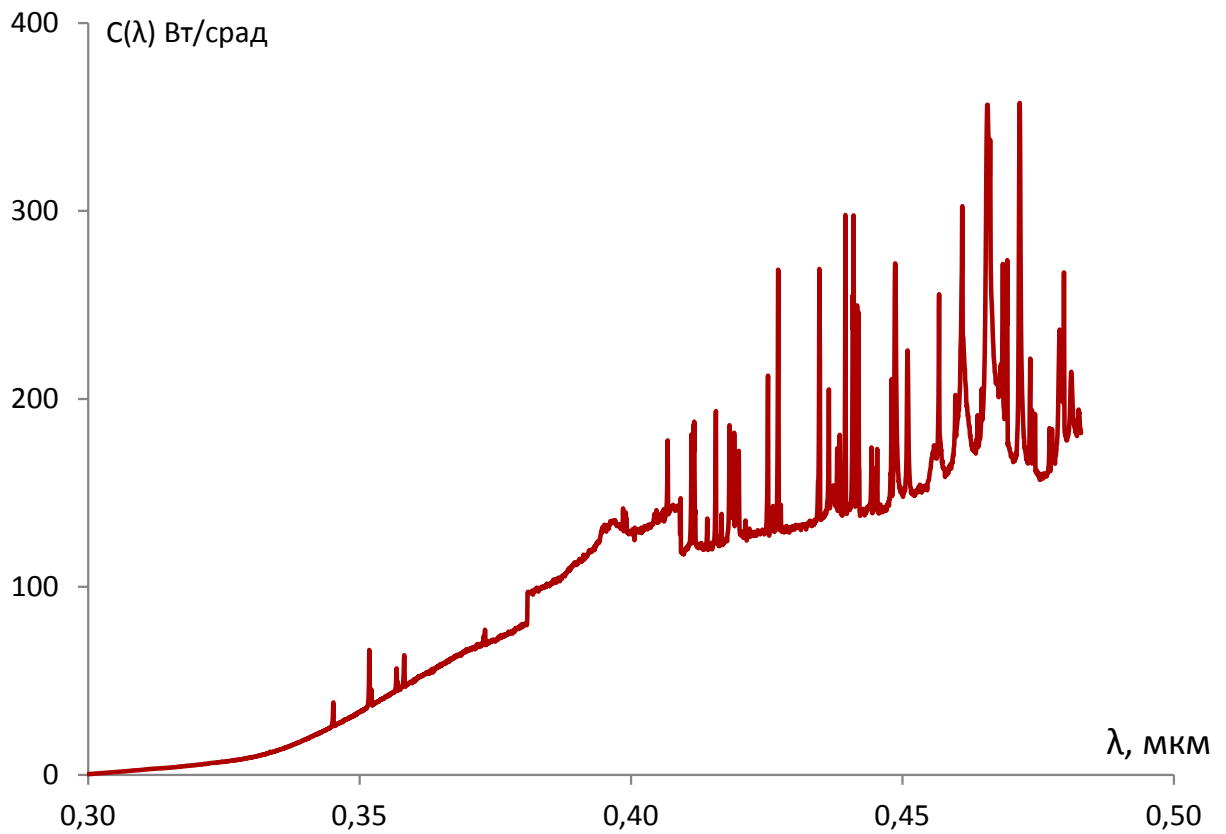


Рис. 4.2. Спектр излучения имитатора солнечного света

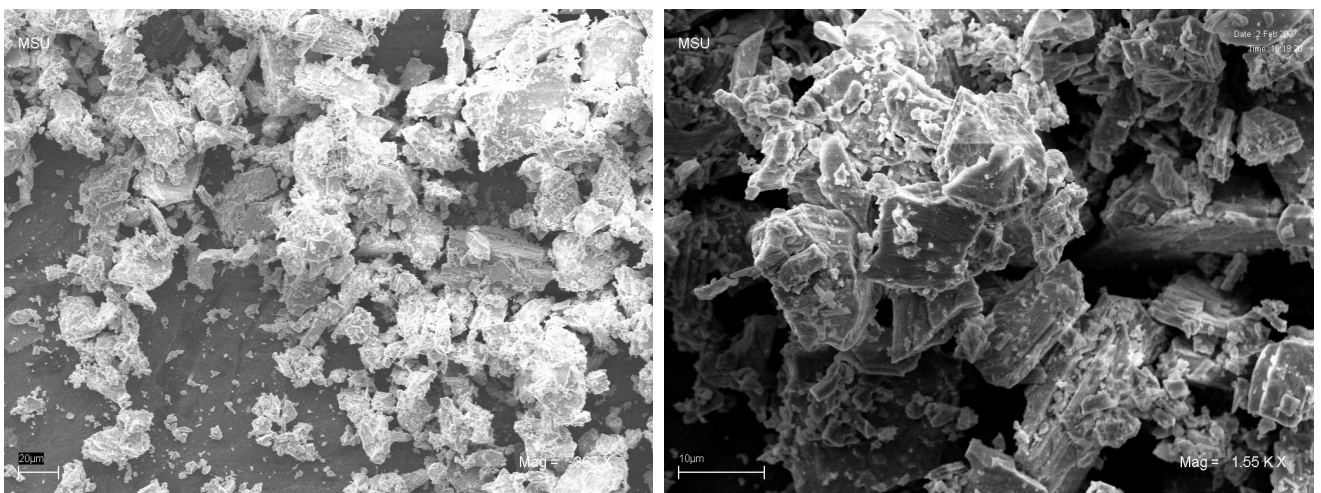


Рис. 4.3. Фотографии полидисперсной фракции иттриевых макрочастиц, использованных в эксперименте, полученные с помощью сканирующего электронного микроскопа

го по герметичному газо-пылепроводу в ходе эксперимента они вбрасывались в вакуумную камеру. Все подготовительные технические операции по загрузке иттриевых частиц выполнялись в перчаточном боксе в атмосфере аргона.

Также обратим внимание, что ультрафиолетовые компоненты несут в себе лишь небольшую часть энергии, излучаемой ксеноновой лампой. Длинноволновая часть её спектра может приводить к значительному нагреву отдельных элементов вакуумной камеры и размещённых внутри неё конструкций, что, в свою очередь, может вызывать конвективные потоки буферного газа, увлекающие пылевые частицы и затрудняющие интерпретацию эффектов, связанных с фотоэмиссионной зарядкой. К аналогичным нежелательным влияниям связанным с нагревом также следует отнести и возможную термофоретическую силу. Для подавления указанных явлений использовался охлаждаемый фильтр УФС-1, обрезающий длинноволновую часть светового излучения, а также стеклянные пластины внутри вакуумной камеры, препятствующие формированию конвекционных газовых потоков.

Диагностика заряда, приобретаемого макрочастицами за счёт фотоэмиссии электронов, осуществлялась по регистрации изменения динамического поведения макрочастиц во внешних электрических полях. Для этого внутрь рабочего объёма фотоэмиссионной ячейки помещались два электрода, к которым прикладывалось постоянное напряжение с амплитудой 200 В. Исследовалось поведение пылевых частиц при переключении полярности приложенного напряжения или при его включении и выключении. В начальных сериях экспериментов плоскости электродов располагались горизонтально (как изображено на рис. 4.1, параллельно основаниям фотоэмиссионной ячейки. После предварительного анализа полученных результатов конфигурация электродов была изменена на вертикальную, что помогло исключить погрешности связанные с начальными скоростями частиц и влиянием на них силы тяжести. Диагностика движения макрочастиц проводилась на основе метода оптической визуализации. Для подсветки макрочастиц использовался гелий-неоновый ла-

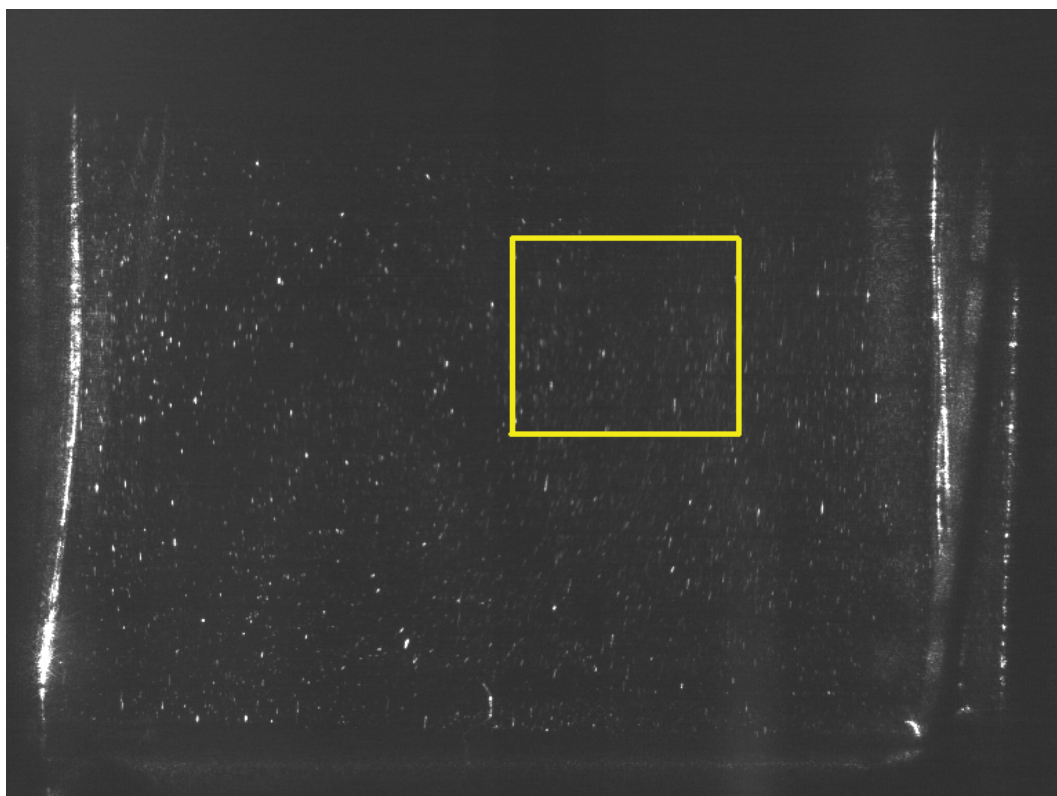
зер ($\lambda = 633$ нм), луч которого был сформирован в «лазерный нож» с шириной 2.5 см и толщиной в области перетяжки около 200 мкм. В качестве приёмника излучения, рассеянного пылевыми частицами, использовалась видеокамера со скоростью съёмки 20 кадров/с с ПЗС-матрицей в качестве чувствительного элемента. Плоскость сечения «лазерного ножа» была расположена вертикально.

4.2. Результаты анализа динамики движения макрочастиц в электрическом поле при воздействии УФ излучения

На рис. 4.4 представлен типичный видеокадр, полученный в ходе эксперимента, рамкой отмечена область, внутри которой находятся частицы, анализируемые далее. В ходе обработки видеоданных эксперимента были получены такие параметры пылевой системы как общее количество частиц в выделенной области, скорости пылевых частиц, временные зависимости количества макрочастиц,двигающихся в заданном направлении, и временные зависимости средних скоростей направленного движения макрочастиц в указанных направлениях.

На рис. 4.5 представлена зависимость от времени количества макрочастиц (в долях от общего числа), имеющих составляющую скорости вдоль положительного направления оси Ox (см. рис. 4.4). Следует отметить, что гравитационная сила, действующая на пылевые частицы, направлена вдоль оси Oy , в то время как для положительно заряженных частиц электрическая сила, возникающая под действием приложенного к электродам напряжения, совпадает с положительным направлением оси Ox .

В момент времени $t = -4$ с внутри рабочего объёма вакуумной камеры было создано пылевое облако, которое в момент времени $t = -1$ с было под-



Рамкой отмечена область, внутри которой находятся частицы, анализируемые
далее в представленной работе

Рис. 4.4. Типичный видеокادر, полученный в ходе эксперимента

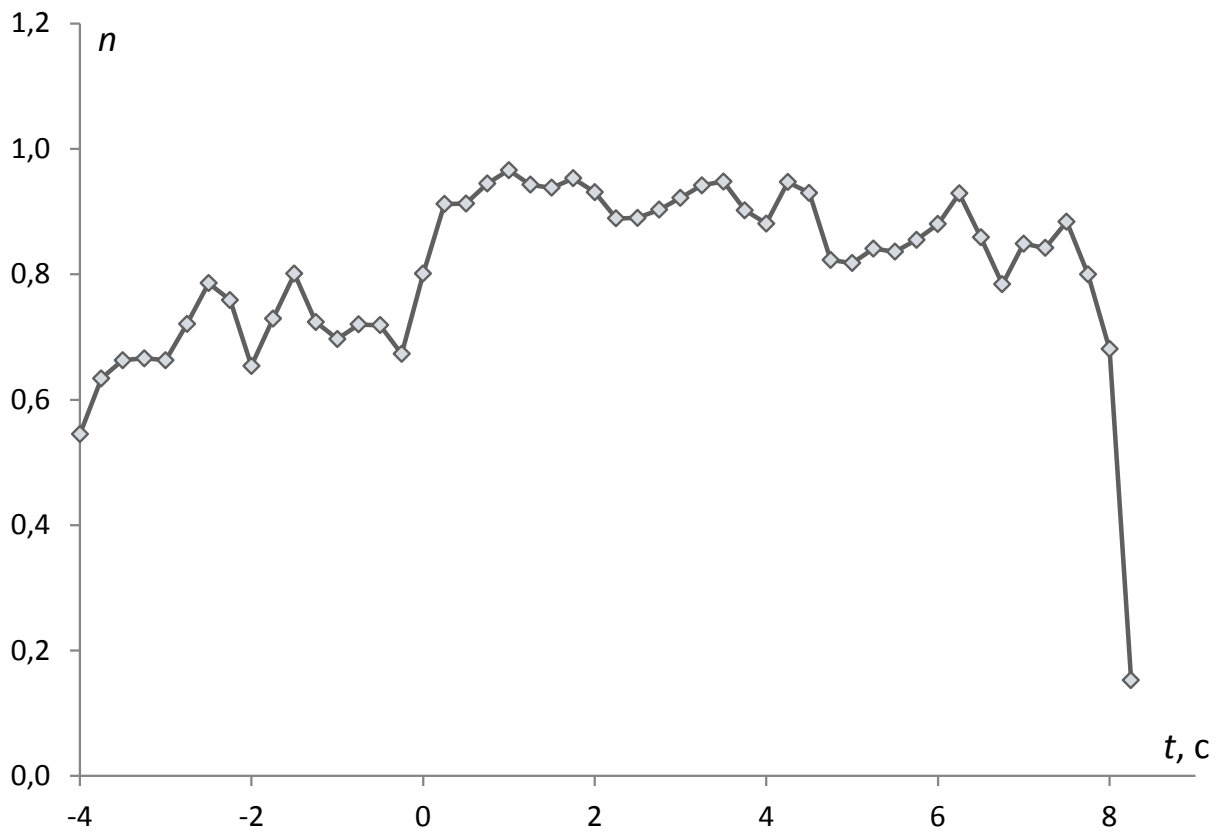


Рис. 4.5. Временная зависимость количества макрочастиц (в долях от общего числа), имеющих составляющую скорости вдоль положительного направления оси Ox

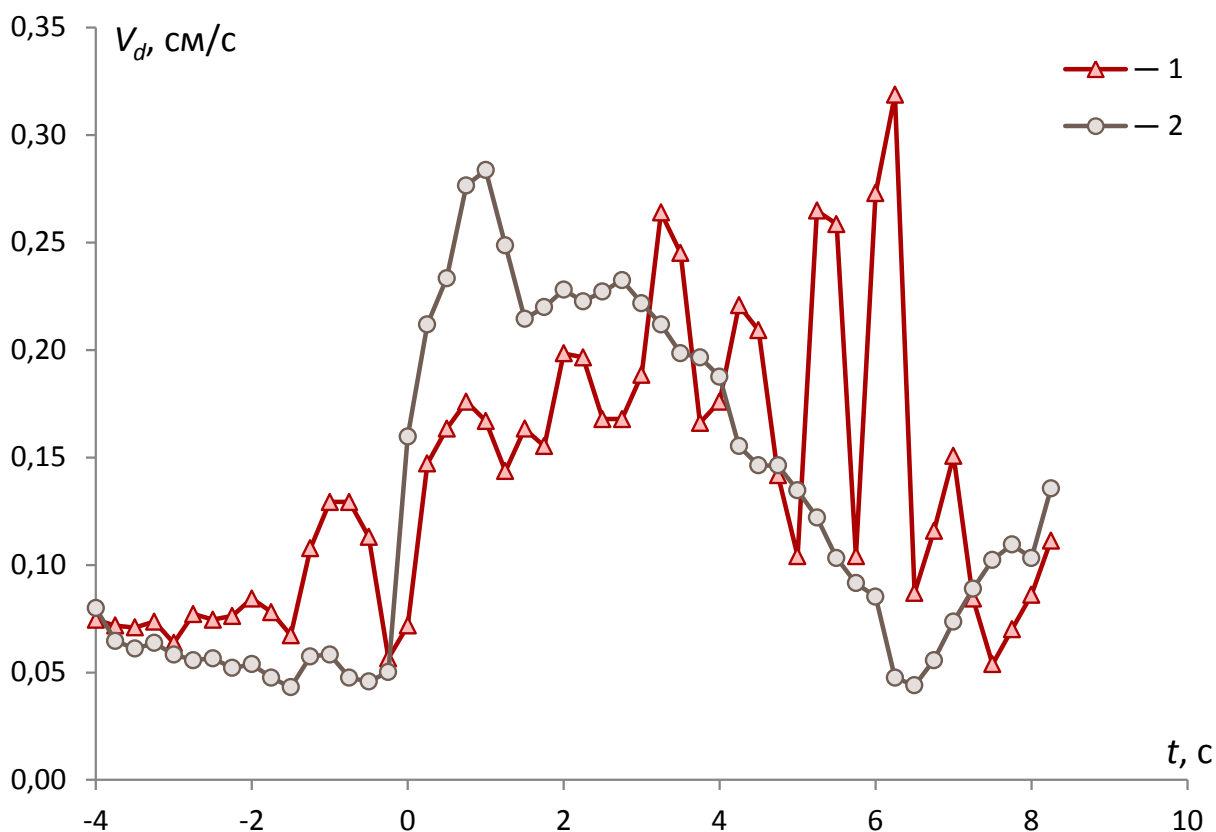


Рис. 4.6. Зависимость среднего значения скорости направленного движения макрочастиц вдоль положительного (1) и отрицательного (2) направлений оси Ox от времени

вергнуто воздействию излучения, генерируемого имитатором солнечного света, и, наконец, при $t = 0$ с было подано напряжение на электроды. При этом происходили изменения скорости направленного движения макрочастиц вдоль положительного направления оси Ox . Временная зависимость среднего значения этой скорости представлена на 4.6.

Усреднение проводилось только по тем частицам пылевого ансамбля, которые имеют составляющую скорости, совпадающую с направлением оси x . Погрешность в определении мгновенной скорости каждой частицы составила менее 0.05 см/с. Отметим, что вследствие диффузионных процессов, а также влияния внешнего электрического поля, количество пылевых частиц в рассмат-

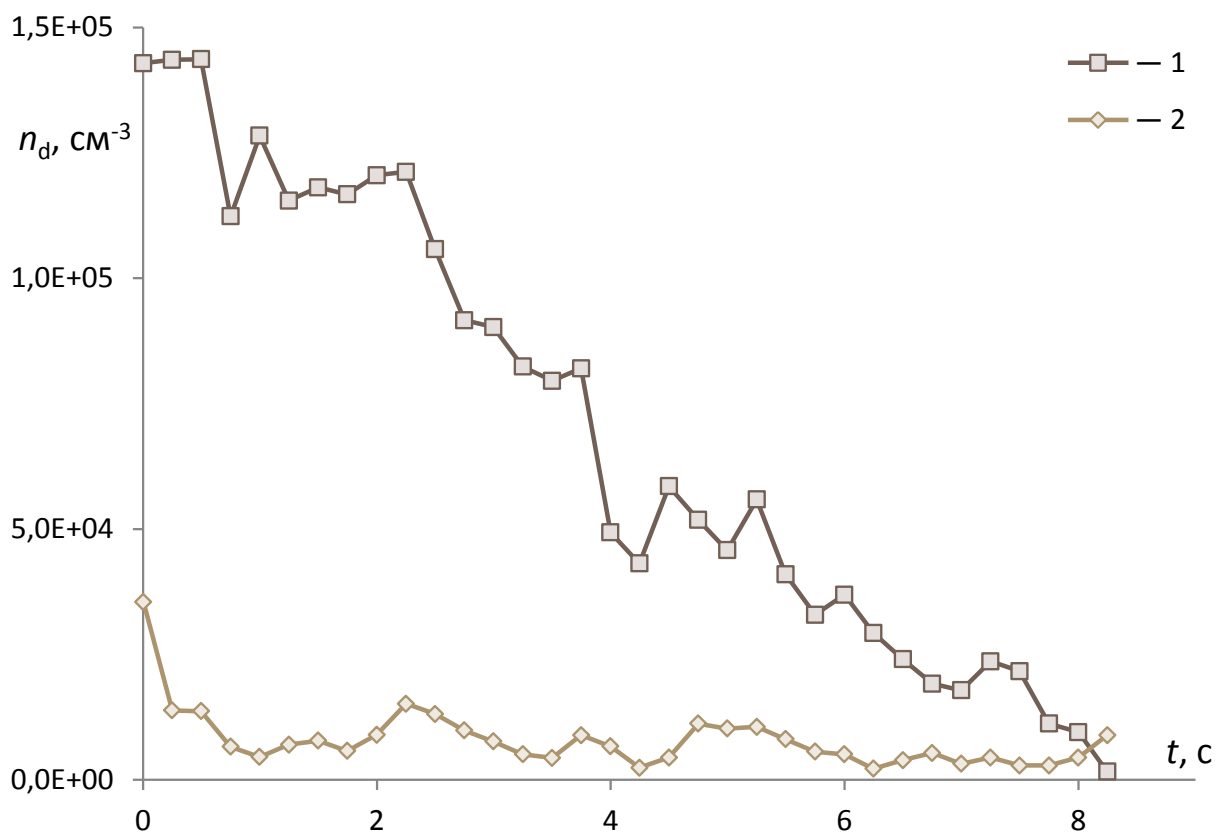


Рис. 4.7. Зависимости от времени концентрации положительно заряженных (1) и отрицательно заряженных (2) пылевых частиц в фотоячейке в аргоне при давлении 1 атм

риваемой области с течением времени уменьшается (рис. 4.7) и, как следствие, на достаточно больших временах ($t > 8$ с) из-за малой статистики становится существенным влияние флуктуаций движения отдельных пылевых частиц (например, вследствие броуновского движения) на среднее значение скорости макрочастиц, которая, таким образом, перестаёт характеризовать направленное движение ансамбля макрочастиц под действием постоянного электрического поля. Поэтому, для обеспечения достоверности результатов, дальнейший анализ был проведён на основе экспериментальными данными, полученными на временах $t < 8$ с.

Зависимость, представленная на рис. 4.5, свидетельствует о том, что под

действием излучения имитатора солнечного света почти все (более 90 %) пылевые макрочастицы, находящиеся в рабочем объёме вакуумной камеры, приобрели положительный заряд. Для оценки этого заряда запишем уравнение баланса сил, действующих на макрочастицу в направлении оси Ox в установившемся режиме:

$$0 = E \cdot Q - \beta \cdot V_{av}. \quad (4.1)$$

где E – поле создаваемое постоянным напряжением, приложенным к электродам, в условиях эксперимента оно составляло около $E \approx 125$ В/см, Q – заряд макрочастицы, V_{av} – средняя установившаяся скорость движения пылевых частиц, приобретших положительный заряд, β – коэффициент трения макрочастицы в буферном газе. Как видно из зависимости, представленной на рис. 4.6, для пылевых частиц действительно имеет место выход на стационарный режим движения (при $t > 1$ с), при этом $V_{av} = (0,2-0,25)$ см/с. Для оценки β была применена формула Стокса: $\beta = 6\pi r_0 \eta$ [49], где $\eta = 22,7 \cdot 10^{-6}$ Па·с – вязкость аргона [110], r_0 – радиус пылевой частицы. Для оценки было принято значение $r_0 = 15$ мкм, соответствующее центральной области распределения по размерам полидисперсных частиц иттрия (рис. 4.3). Следует отметить, что в эксперименте распределение частиц по размерам могло быть иным. Это связано с тем, что более тяжёлые частицы имеют большую характерную длину релаксации скорости, и после газодинамического вдува могут покидать поле зрения видеокамер, используемых в эксперименте.

Положительный заряд пылевой частицы, полученный на основании уравнения (4.1) и значений величин, приведённых выше, составил около $Q = 530$ элементарных зарядов на микрон радиуса. Аналогичные оценки для частиц имевших приобретших отрицательный заряд (их доля от общего числа составила менее 10 %) дают значение 100 элементарных зарядов.

Численное моделирование зарядки пылевых частиц и эволюции пылевого облака в фотоэмиссионной ячейке после воздействия источника ультрафиолето-

вого излучения под действием приложенного напряжения в условиях близких к реализованным в данных экспериментах проведено в работе [23]. Было показано, что в системе полидисперсных пылевых частиц с одинаковой эффективностью фотоэмиссии имеет место только униполярная зарядка частиц, а в случае монодисперсных частиц, имеющих разные эффективности квантового выхода, возможна двуполярная зарядка. Полидисперсность в данном случае облегчает появление разноименно заряженных частиц в фотоэмиссионной плазме.

4.3. Выводы к четвёртой главе

В заключении сформулируем основные полученные результаты. Экспериментально была исследована фотоэмиссионная зарядка металлических полидисперсных частиц с относительно небольшой (3.3 эВ) работой выхода. Было установлено, что происходит двуполярная зарядка пылевых частиц, т. е. основная часть ансамбля (около 90 %) приобретает положительный заряд, однако небольшая доля макрочастиц (около 10 %) получает отрицательный заряд. Это может быть объяснено возникновением фотоэмиссионной плазмы, в которой некоторые частицы, отличающиеся от остальных эффективностью квантового выхода фотоэлектронов, за счёт поглощения потока электронов из плазмы, не в состоянии компенсировать его потоком фотоэлектронов, образующемся под действием ультрафиолетового излучения. Моделирование, представленное в работе [23], показывает, что ключевыми для возникновения разноименно заряженных пылевых частиц являются именно различные эффективности квантового выхода и в системах полидисперсных макрочастиц с одинаковыми значениями квантового выхода возможна только униполярная зарядка.

Воздействие пучка электронов кэВ энергий на пылевые образования

В данной главе рассмотрены вопросы, связанные с зарядкой пылевых макрочастиц электронным пучком кэВ-энергий. Интерес к проведению подобного изучения вызван целым спектром задач. Одна из них — это проблема лунной пыли. Как показывают исследования Луны (рис. 5.1 [111]) над её поверхностью существуют левитирующие облака пыли. И если на солнечной стороне Луны их существование может быть объяснено воздействием солнечного фотонного излучения, приводящего к зарядке макрочастиц за счёт фотоэффекта, то на темной стороне главную роль в образовании пылевой плазмы и левитирующих пылевых скоплений, по-видимому, может играть поток энергетичных электронов (рис. 5.2 [112]). Другой задачей, носящей прикладной характер, является использование ускорения ионов в электростатическом поле, создаваемом пылевой частицей, которая заряжается электронным пучком. При этом за счёт глубокой имплантации ионов может происходить модификация поверхности макрочастицы. Получаемые таким образом материалы с изменёнными поверхностными свойствами могут представлять интерес с точки зрения создания новых композитных материалов, лекарственных препаратов, катализаторов. Также применение сильно заряженных пылевых частиц открывает возможности для каталитического ускорения скорости реакций с высоким энергетическим барьером, в частности для создания малогабаритных источников нейтронов [113]. Ещё одним направлением, для которого необходимы макрочастицы обладающие значительными зарядами — это создание плазменно-пылевых космических двигателей [114–116], которые могут представлять интерес для межпланетных и межзвёздных экспедиций. Не менее важно исследование сверхвысокой зарядки пылевых частиц и с точки зрения изучения сильнонеиде-

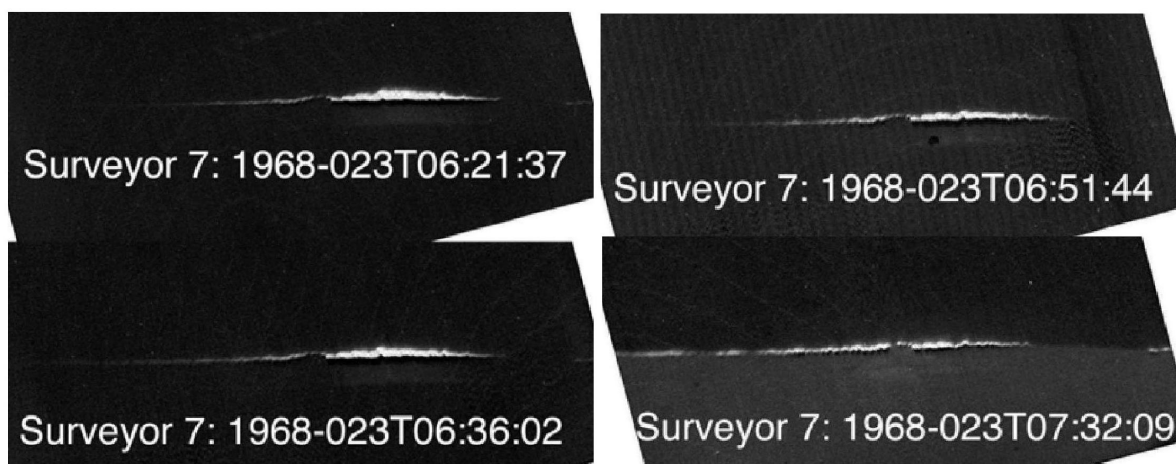


Рис. 5.1. Необработанные изображения свечения лунного горизонта, полученные ТВ-камерой посадочного аппарата «Surveyor-7» [111]

альных систем, т.к. открывает возможности для создания и наблюдения плазменно-пылевых образований с экстремально высокими значениями параметра неидеальности Γ .

Следует заметить, что в лабораторных условиях, как правило, заряд пылевых частиц в плазменно-пылевых структурах не превышает 10^3-10^4e (e — элементарный заряд) для частиц микронных размеров [29], в то время как применение электронного пучка позволяет превысить эти значения как минимум на порядок величины [13]. Основной целью работ, представленных в данном разделе, является экспериментальное исследование зарядки пылевых частиц электронным пучком с энергиями электронов до 50 кэВ.

5.1. Экспериментальный стенд для исследования воздействия пучка электронов кэВ энергий на пылевые частицы

Для исследования плазменно-пылевых образований и процессов, протекающих в них при воздействии пучка электронов, была разработана и создана экспериментальная установка (рис. 5.3), состоящая из 3-х основных систем: си-

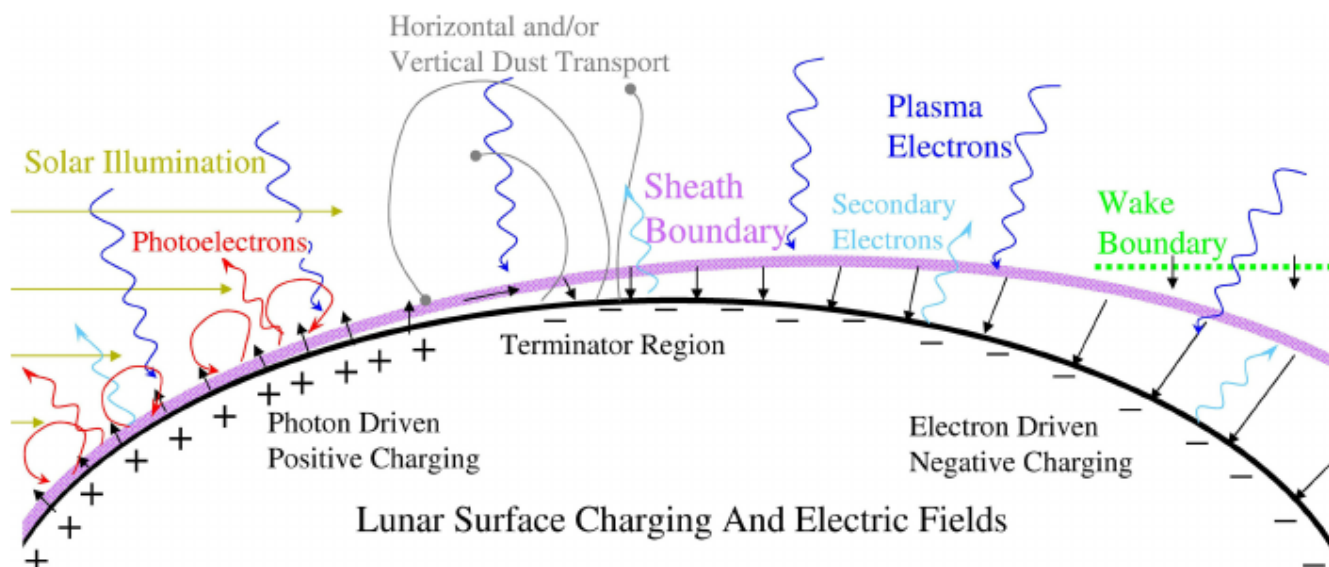


Рис. 5.2. Схема лунной электростатической среды в солнечном ветре ((рисунок заимствован из работы [112])

стема генерации и управления электронным пучком, система регулирования расхода газов и поддержания давления и система создания и диагностики плазменно-пылевых образований (рис. 5.4).

Блок генерации электронного пучка предусматривает работу в непрерывном или импульсном режиме. Источник электронов изготовлен томской фирмой «Элион» и представляет собой электронную пушку с плазменным эмиттером [117]. Её принципиальная схема представлена на рис. 5.5.

Разрядная камера образована тремя электродами: полым катодом, анодом и эмиттерным катодом с каналом для вывода электронов. В ней в магнитном поле, создаваемом самарий-кобальтовым магнитом, зажигается низковольтный отражательный разряд низкого давления [117]. На рис. 5.6 приведена типичная вольтамперная характеристика отражательного разряда в таких системах. Участок характеристики, представленный линией CD (разряд с полым катодом), отвечает рабочему режиму электронной пушки, т.к. при этом реализуются более высокие значения тока и максимум плотности плазмы реализуется на оси разрядной камеры, что позволяет организовать продольное извлечение электронов.

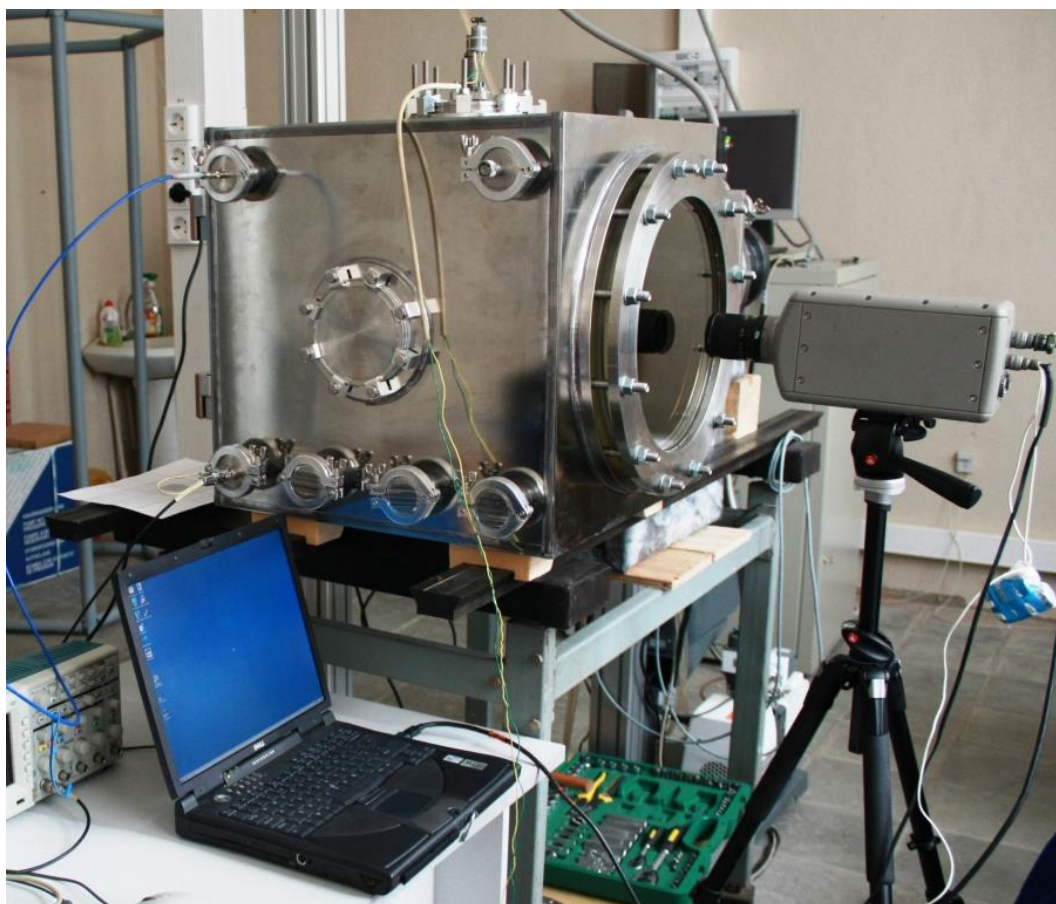


Рис. 5.3. Электронно-лучевой комплекс

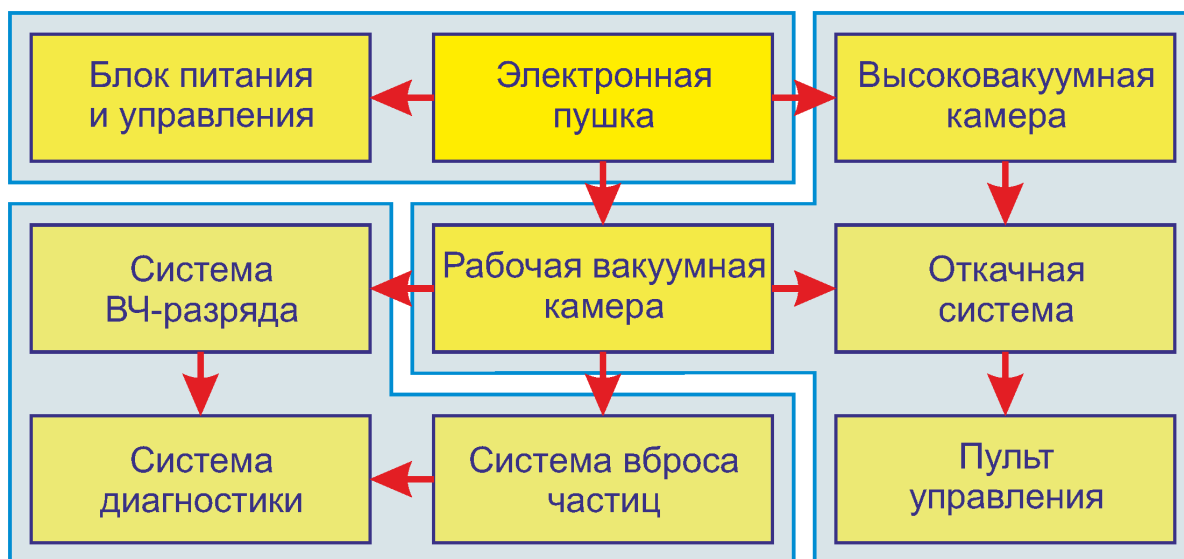
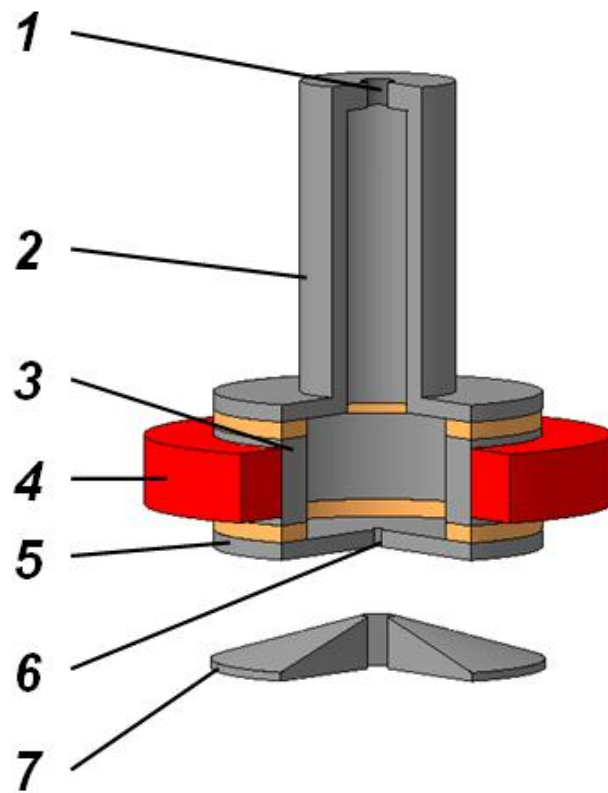


Рис. 5.4. Блок-схема систем экспериментального комплекса



1 — канал в полой катоде для напуска рабочего газа, 2 — полый катод, 3 — анод,
4 — постоянный магнит, 5 — эмиттерный катод, 6 — эмиссионный канал,
7 — ускоряющий электрод или экстрактор

Рис. 5.5. Электродная структура электронного источника с плазменным эмиттером (рисунок заимствован из работы [118])

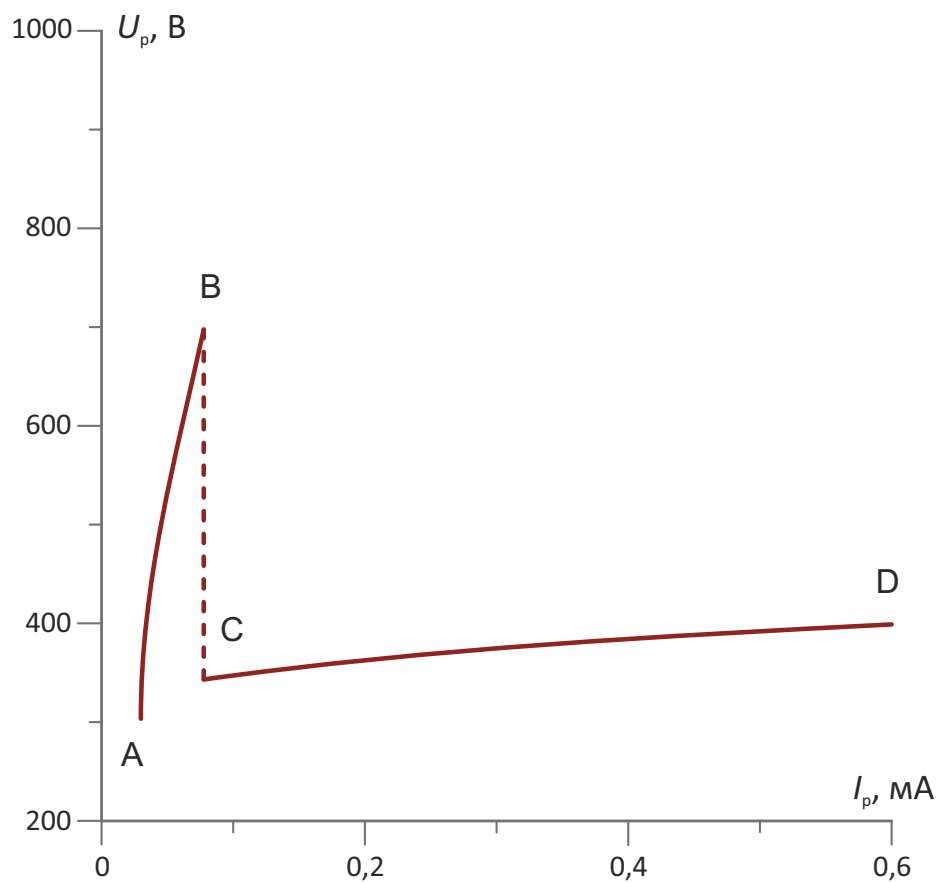


Рис. 5.6. Вольтамперная характеристика отражательного разряда с полимерным катодом

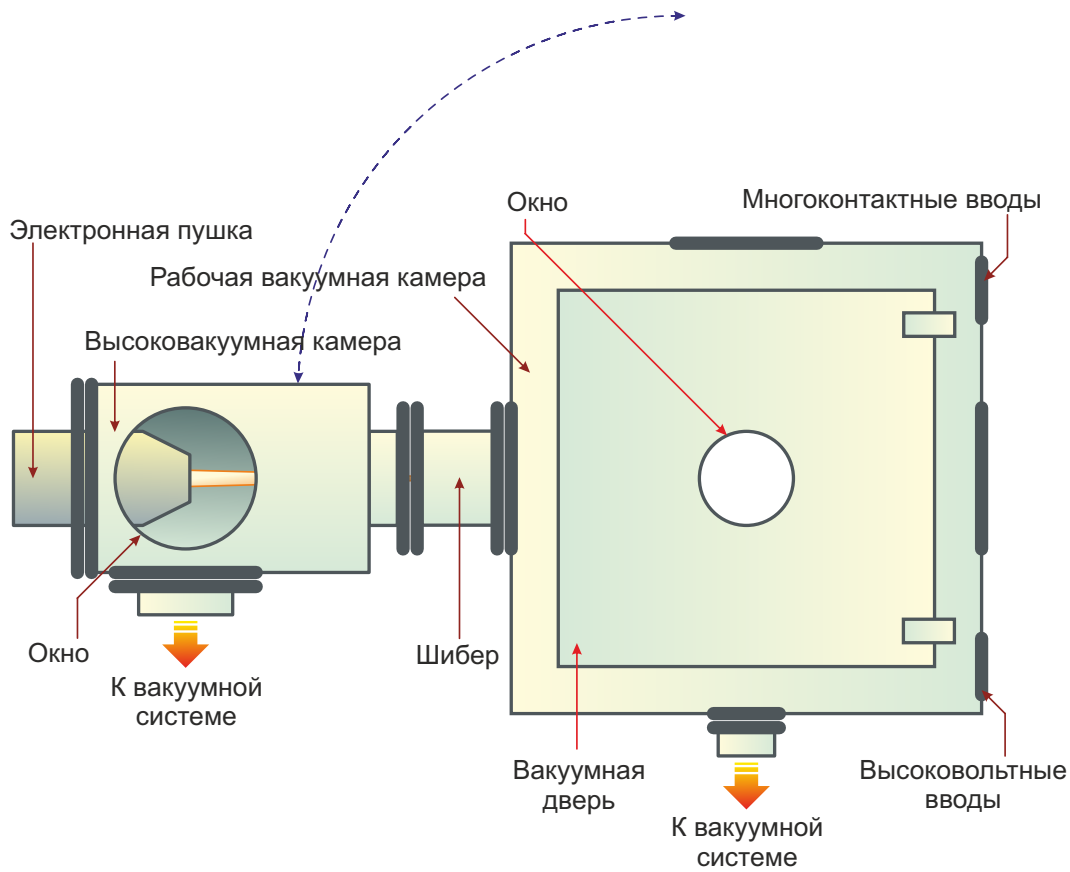
Ускоряющее напряжение	30–50 кВ
Ток пучка	1–100 мА
Дискретность изменения тока пучка	0,2 мА
Угол отклонения пучка	не менее 10°
Минимальный диаметр пучка	не более 0,8 мм
Форма развертки	круг, растр, др.
Регулировки	размах и смещение по двум осям
Длительность импульсов и пауз	1,0–10 ³ мс
Расход рабочего газа (воздух)	10–30 см ³ /час
Напряжение питания	220±30 В, 50 Гц
Потребляемая мощность	не более 5 кВт

Таблица 5.1. Основные характеристики системы генерации и управления электронного пучка

Ускорение электронов до заданных значений энергий осуществляется системой высоковольтных электродов, а для фокусировки и отклонения электронного пучка используются магнитные катушки. Управление электронной пушкой осуществляется с помощью персонального компьютера через интерфейс RS-485, при этом возможно изменение таких параметров как ускоряющее напряжение, ток пучка, напряжение и ток разряда, напряжение смещения, токи фокусирующих и отклоняющих систем, длительности импульсов и пауз в импульсном режиме. Основные рабочие параметры блока электронной пушки представлены в табл. 5.1.

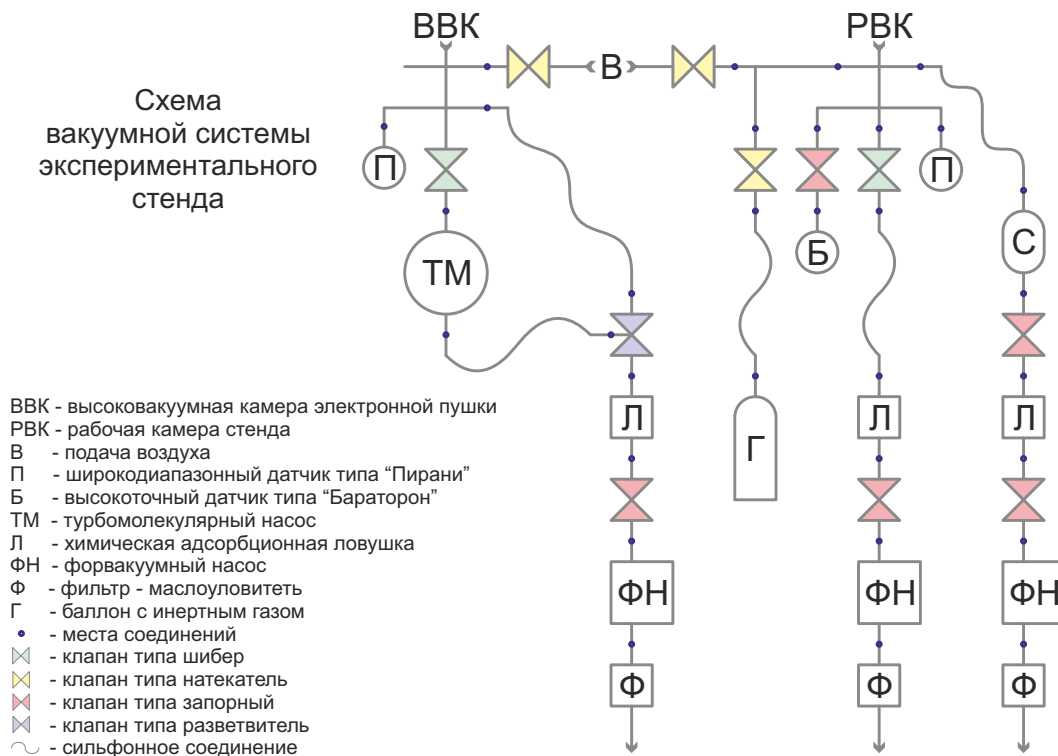
Вакуумная система экспериментального стенда включает в себя две выполненные из нержавеющей стали камеры — камеру для генерации электронного пучка и рабочую вакуумную камеру для проведения экспериментов (рис. 5.7).

Кубическая рабочая вакуумная камера размером 500 × 500 × 500 мм оснащена герметичной дверью квадратного сечения размером 400 × 400 мм для удобного доступа внутрь. Камеры соединены между собой через шиббер, позволяющий отсекалть их друг от друга и производить различные изменения в рабочей



(a)

Схема вакуумной системы экспериментального стенда



(б)

Рис. 5.7. Схема расположения вакуумных камер (а) и схема вакуумной системы (б)

камере при атмосферном давлении, не отключая работу электронной пушки. Откачка камер до давлений 10^{-5} торр обеспечивается вакуумным постом с использованием турбомолекулярного и форвакуумного насосов. Системы газонапуска, контроля и поддержания давления позволяют обеспечивать заданные потоки различных газов при поддержании постоянного давления, кроме того, система контроля давления в случае превышения контрольных значений позволяет передать сигнал и отключить генерацию электронного пучка. Вакуумные соединения в основном выполнены в стандартах ISO-KF и ISO-K, что позволяют быстро переконфигурировать вакуумную систему. Конструкция вакуумных камер предусматривает размещение электронной пушки как в горизонтальном так и в вертикальном положениях, в зависимости от поставленных экспериментальных задач. Для визуального контроля в камерах предусмотрены смотровые окна диаметром 100, 250, 320 мм и предусматривающие использование свинцового стекла ТФ-5 толщиной 10–20 мм, необходимого для обеспечения защиты персонала от ионизирующего излучения. Все узлы электронно-лучевого комплекса изготовлены с выполнением всех требований и норм по радиационной безопасности.

Система подачи пылевых частиц в область воздействия пучка электронов представляет собой контейнер, дно которого имеет отверстие диаметром 1 мм и, при необходимости, может перекрываться сеткой с заданным для текущего эксперимента размером ячейки, например, 30 мкм (рис. 5.8). Вибрация контейнера и, как следствие, просыпание из него макрочастиц, вызывается малогабаритным электродвигателем с маховиком-эксцентриком через вакуумный ввод движения. Регулирование скорости подачи порошка для частиц различных материалов и размеров может быть осуществлено смещением эксцентрика (1–5 мм) или варьированием напряжения питания электродвигателя (2–5 В) (рис. 5.9).

Система диагностики позволяет контролировать параметры электронной пушки, ток электронного пучка в рабочей камере, спектральные характеристики и динамику пылевых частиц (методом визуализации). Подсветка макроча-

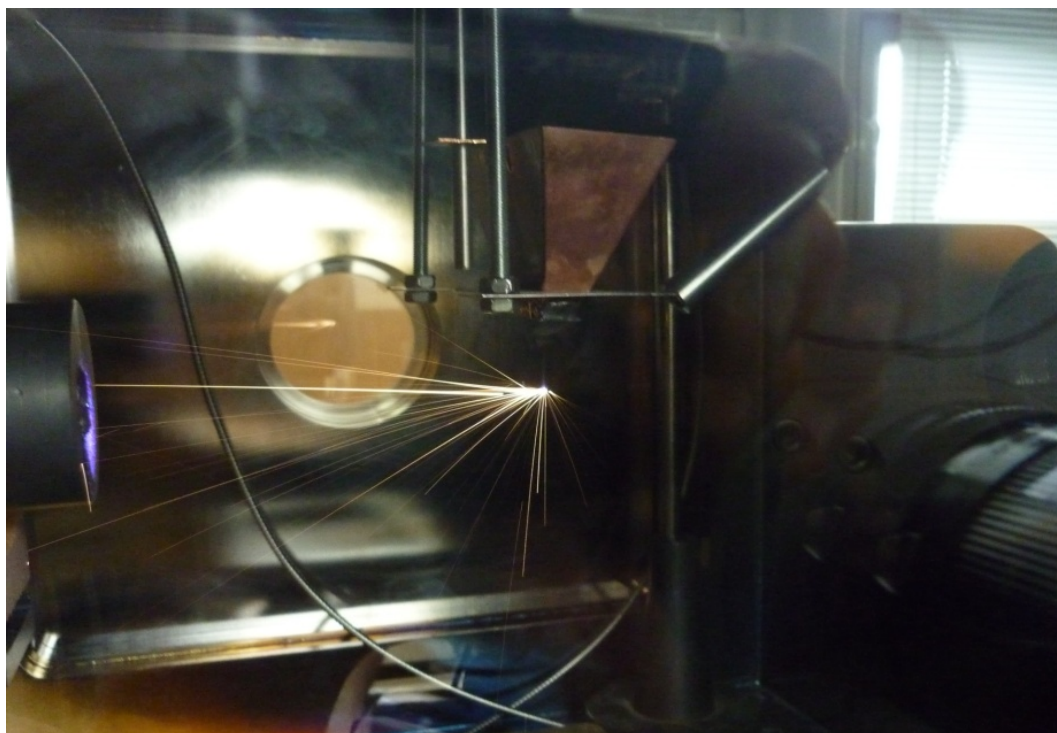


Рис. 5.8. Система подачи пылевых частиц: контейнер с частицами в верхней части рабочей вакуумной камеры

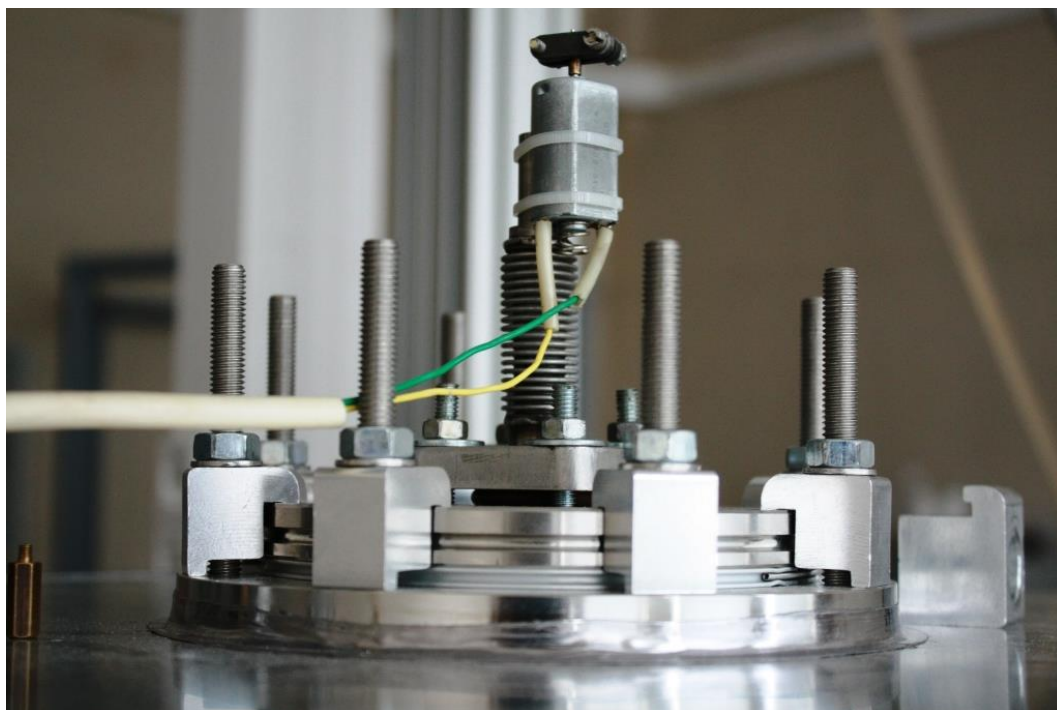


Рис. 5.9. Система подачи пылевых частиц: ввод движения и электродвигатель с маховиком-эксцентриком

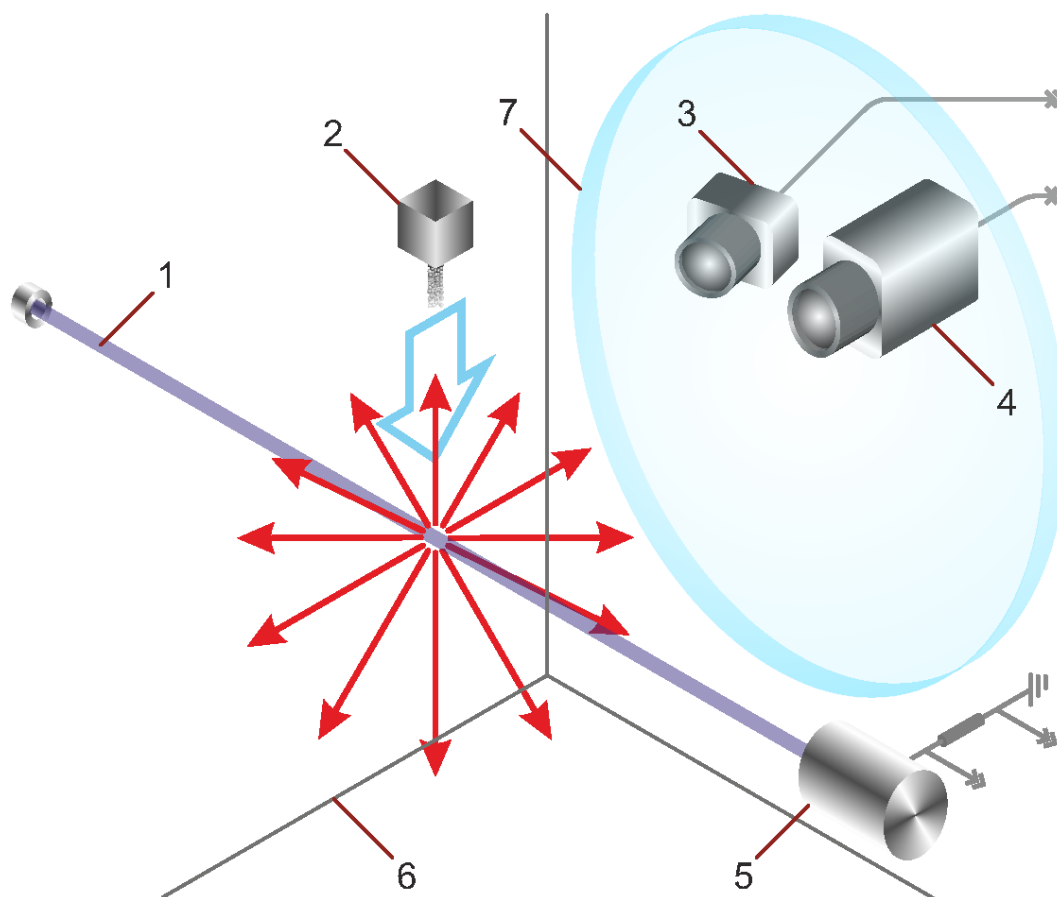
стиц в случае необходимости реализовывалась твердотельным лазером с длиной волны 535 нм, луч которого по оптоволоконному кабелю диаметром 400 мкм заводился внутрь вакуумной камеры и рассеивался с помощью линзы с общим углом рассеяния 90° . Видеосъемка пылевых частиц выполняется камерой со скоростью съемки до 1000 кадров в секунду при разрешении матрицы 1024×1024 пикселя. Ток пучка в рабочей камере фиксировался изготовленным из меди цилиндром Фарадея диаметром 70 мм и длиной 100 мм с полостью глубиной 80 мм и диаметром 20 мм

5.2. Сверхвысокая зарядка пылевых частиц электронами кэВ энергий

На установке, описанной в предыдущем разделе, был выполнен ряд опытов направленных на изучение зарядки пылевых частиц при воздействии электронного пучка. Схема экспериментов представлена на рис. 5.10.

Из диспенсера проводился вброс макрочастиц в область прохождения электронного пучка. Проводилась видеофиксация разлёта пылевых частиц. Предварительные серии исследований были выполнены с различными типами пылевых макрочастиц: металлическими (медь, средний размер частиц фракции ~ 30 мкм), в том числе и с малой работой выхода термоэлектронов (гексаборид лантана, средний диаметр частиц фракции около 20 мкм), крупными диэлектрическими частицами правильной формы (стеклянные микросферы, средний диаметр частиц фракции около 60 мкм, характерная толщина стенки 3–5 мкм), керамическими частицами (оксид алюминия, средний диаметр частиц фракции ~ 100 мкм) и др. (табл. 5.2).

Эксперименты проводились в воздушной и гелиевой атмосферах при давлениях от 10^{-4} до ~ 10 торр, ток пучка варьировался в пределах 1–50 мА, энергия электронов пучка — 25–31 кэВ. Типичный фотокадр траекторий движения пылевых частиц представлен на рис. 5.11.



1 — электронный пучок, 2 — система вброса частиц, 3 — фотокамера,
4 — видеокамера, 5 — цилиндр Фарадея, 6 — вакуумная камера,
7 — иллюминатор

Рис. 5.10. Схема эксперимента

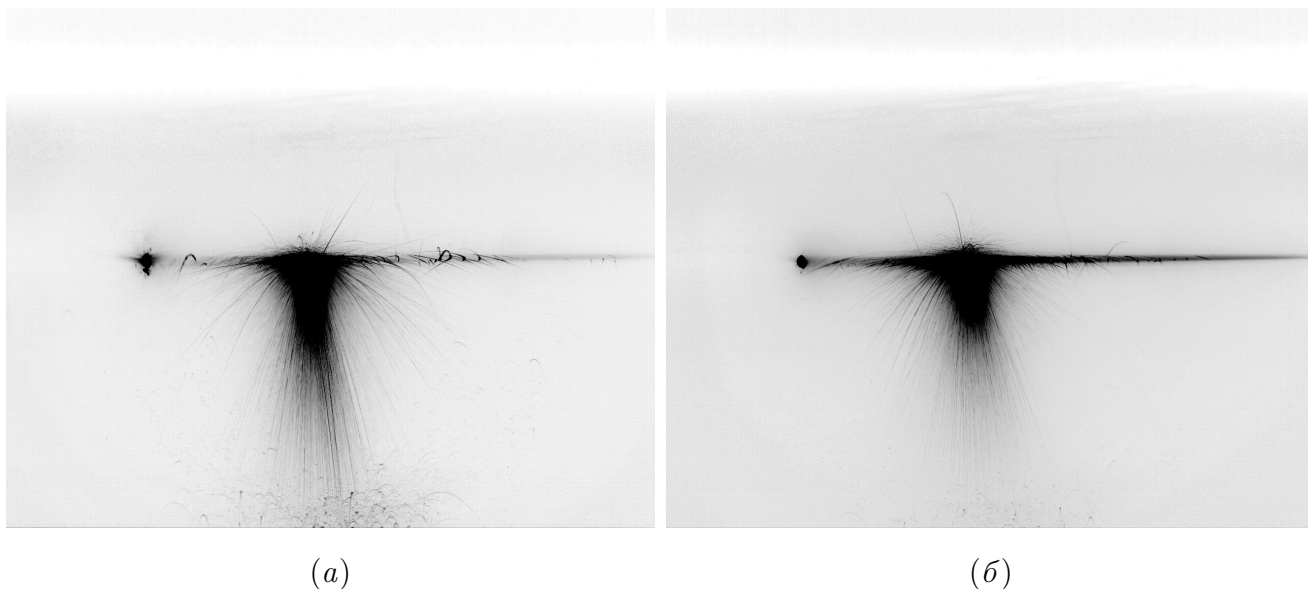
Вещество	Хим. формула	Диаметр, мкм	Плотность, г/см ³
Оксид алюминия	Al ₂ O ₃	~10–100	4,03
Медь	Cu	~ 30	8,96
Графит	C	~ 100	2,27
Гексаборид лантана	LaB ₆	~ 20	4,72
Оксид церия	CeO ₂	~ 10	7,65
Оксид магния	MgO	~ 10	3,58
Стеклянные микросферы		~ 60	

Таблица 5.2. Частицы, использованные в экспериментах



Частицы Al_2O_3 100 мкм, давление $7,5 \cdot 10^{-3}$ торр, ток пучка 21 мА, энергия электронов пучка 30,8 кэВ

Рис. 5.11. Траектории движения пылевых частиц



ток пучка — 8 мА, давление буферного газа (а) — 0,2 торр, (б) — 0,6 торр,
траектории получены путём инвертирования и наложения 1000 кадров
видеозаписи

Рис. 5.12. Траектории разлета частиц меди в воздушной (а) и гелиевой (б)
атмосферах

В серии экспериментов, проведённых при давлении 0,2 торр в атмосфере воздуха, наибольший разлёт наблюдался с частицами меди и стеклянными микросферами, в то время как частицы гексаборида лантана практически не разлетались. При увеличении давления до $\sim 0,5$ торр разлёт всех используемых типов частиц полностью прекращался. В атмосфере гелия аналогичное прекращение происходило только при давлениях ~ 2 торр, а при меньших давлениях разлёт частиц происходил более интенсивно, чем при соответствующих параметрах воздушной атмосферы. Примеры кадров из экспериментально полученных видеоизображений области взаимодействия потока частиц с электронным пучком представлены на рис. 5.12.

Следует отметить, что в ряде экспериментальных серий спектральный анализ свечения пылевых частиц указывал на наличие в длинноволновой видимой и ближней инфракрасной областях сплошного спектра, характерного для излучения серых тел с температурой $(1-2) \cdot 10^3$ К, в то время как в других сериях

такого спектра не наблюдалось.

Рассмотрим более подробно серию экспериментов, в которой заметного нагрева частиц не происходило. В этих опытах использовалась полидисперсная фракция макрочастиц Al_2O_3 со средним радиусом $r_d = 50$ мкм и дисперсией 15 мкм. Ток электронного пучка составлял $I_b = 10$ мА, его радиус — $r_b = 3$ мм, энергия электронов пучка — $W_e = 30,8$ кэВ. Эксперименты были выполнены в атмосфере воздуха. В результате воздействия пучка электронов наблюдался интенсивный разлёт частиц. Спектр их излучения показал наличие люминесцентного пика в ближней ультрафиолетовой области спектра и коротковолновой области видимого спектра излучения (рис. 5.13), но не выявил заметного излучения, связанного с увеличением температуры пылевых частиц.

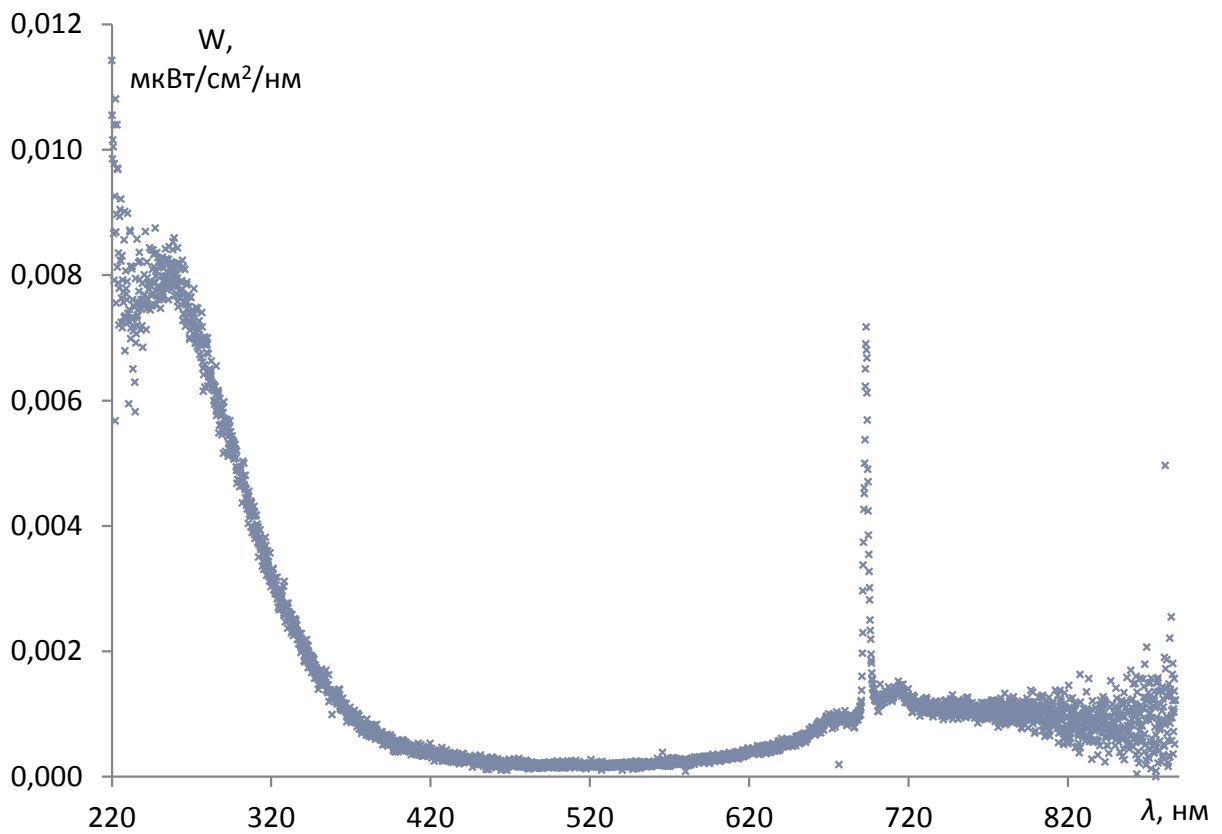
Анализ видеоизображений, полученных в ходе экспериментов (рис. 5.14), позволил установить, что характерные скорости V_d разлета макрочастиц меняются в диапазоне от 0,3 м/с до 1,2 м/с в зависимости от направления движения (рис. 5.15). Оценка сверху силы трения $F_n = \beta V_d$, действующей на пылевую частицу в условиях эксперимента, показала, что $F_n \leq 3 \cdot 10^{-11}$ Н ($\beta = 2 \cdot 10^{-11}$ кг/с — коэффициент сопротивления среды [4], $V_d \leq 1,5$ м/с).

При этом сила тяжести, действующая на макрочастицу, $F_g = m_d g = 2 \cdot 10^{-8}$ Н (m_d — масса макрочастицы). Скорости разлета частиц в вертикальном и горизонтальном направлении совпадают по порядку величины. Таким образом, $F_g, F_\Sigma \gg F_n$, где F_Σ — суммарная сила, приводящая к разлету макрочастиц, и при проведении дальнейшего анализа действие силы трения на пылевые частицы не будет учитываться.

Пылевая частица при движении под действием силы тяжести от точки вброса до области взаимодействия с электронным пучком приобретает скорость $V_y = 0,7$ м/с. Разность

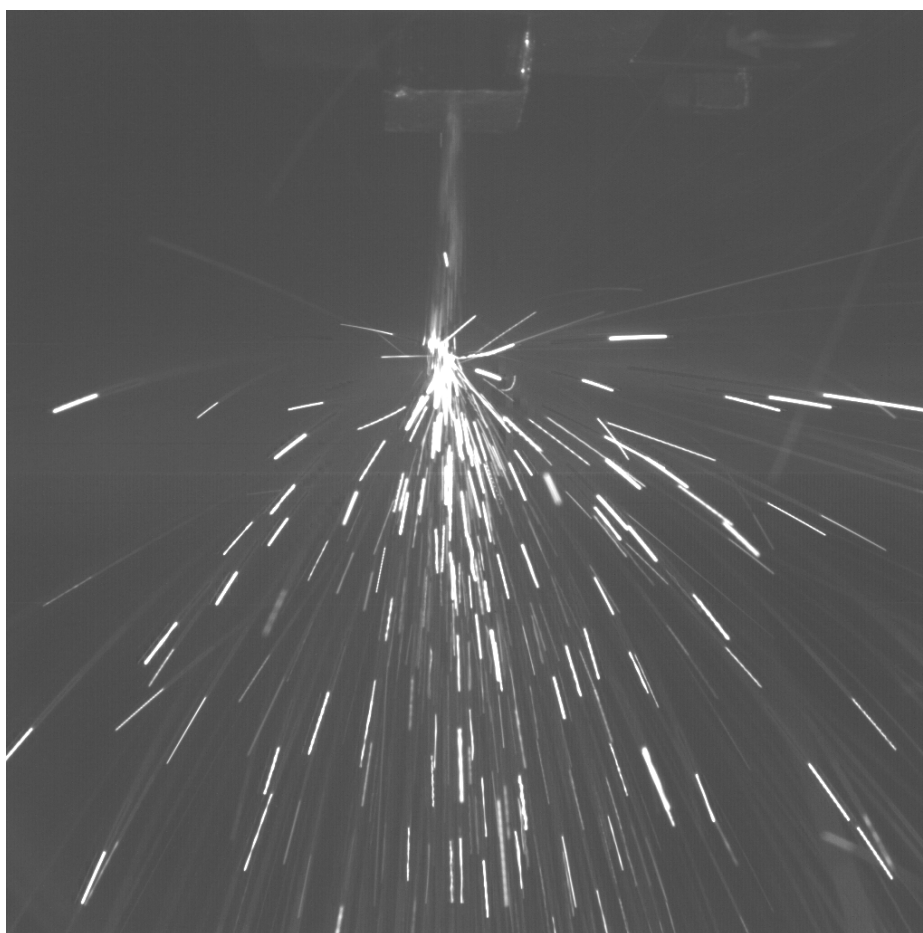
$$\mathbf{V} = \mathbf{V}_d - \mathbf{V}_y \quad (5.1)$$

представляет собой дополнительную скорость, возникающую у макрочастицы



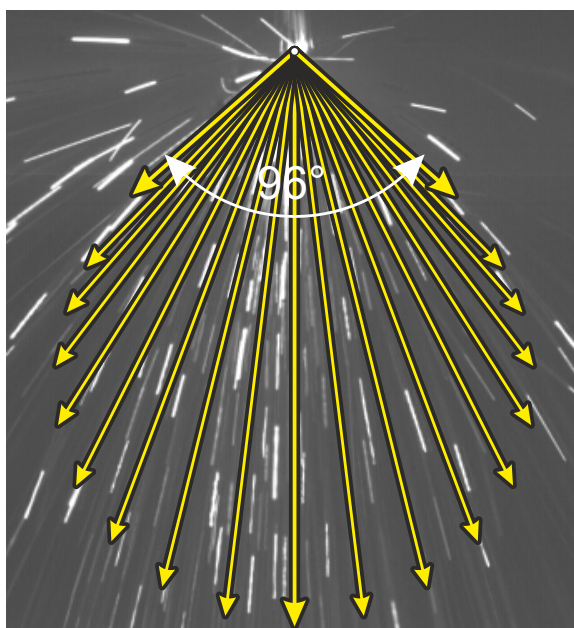
Давление — 0.001 мбар, напряжение пучка — 30.8 кВ, диаметр пучка — 6 мм,
буферный газ — воздух, ток пучка — 10 мА, радиусы частиц — 50 мкм

Рис. 5.13. Спектральная плотность мощности излучения частиц оксида алюминия при непосредственном электронно-пучковом воздействии



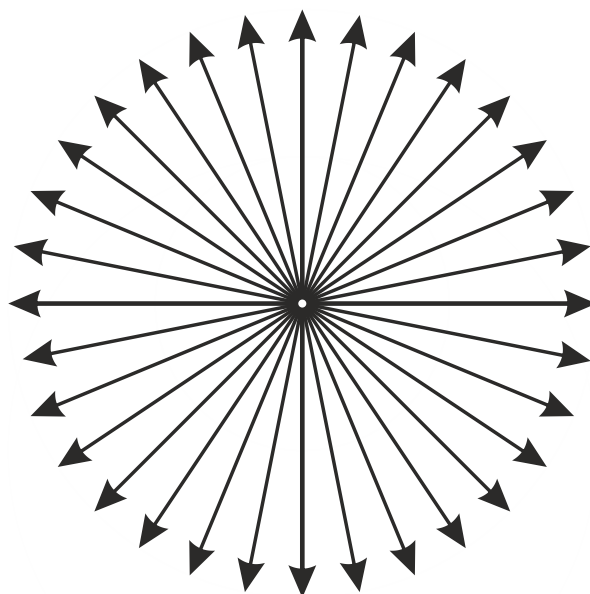
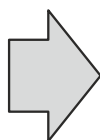
Частицы — Al_2O_3 100 мкм, давление — 10^{-3} торр, ток пучка — 10 мА, энергия электронов пучка — 30,8 кэВ, экспозиция кадра — 1/200 с

Рис. 5.14. Кадр видеозаписи эксперимента



Скорости разлёта 0,3–1,2 м/с
на расстоянии 5 мм от пучка

(а) Разлёт частиц в первой серии экспериментов



Изотропное распределение частиц
по скоростям с абсолютным
значением 0,5 м/с

(б) Восстановленная диаграмма скоростей разлёта макрочастиц

Рис. 5.15. Кадр видеозаписи и диаграмма скоростей разлёта макрочастиц

при взаимодействии с электронным пучком. Для получения распределения скоростей по углам была выполнена следующая процедура: изображения на видеокадрах разбивались на секторы с центром в области взаимодействия пучка частиц. Далее в каждом секторе были определены частицы, обладающие максимальными проекциями скорости на плоскость видеоизображения и построены распределения количества частиц по скоростям, что позволило определить типичную скорость. Таким образом была получена зависимость скорости частиц V_d от угла рассеяния. Отметим, что при этом предполагалась симметрия задачи относительно прямолинейной траектории движения пылевых частиц до взаимодействия с электронным пучком. Данное предположение основано на анализе фотокадров и визуальных наблюдений, выполненных с различных ракурсов.

С помощью выражения (5.1) были восстановлены скорости V макрочастиц для различных углов разлёта и определено, что они составляют 0.5 м/с и не зависят от направления движения. Такая особенность разлёта показывает, что за время взаимодействия пылевых частиц с электронным пучком влияние сил, действующих вдоль определённого направления (например, гравитационной силы) пренебрежимо мало по сравнению с силами, приводящими к изотропному разлёту. Основные силы, которые могут приводить к разлёту макрочастиц, можно представить в виде

$$\mathbf{F}_\Sigma = \mathbf{F}_{th} + \mathbf{F}_b + \mathbf{F}_e, \quad (5.2)$$

где F_{th} — сила, связанная с нагревом пылевых частиц при поглощении электронов пучка, F_b — сила увлечения макрочастиц электронами пучка, F_e — электрическая сила, обусловленная зарядкой частиц в пучке и взаимодействием частиц друг с другом и с электронами пучка.

Сила F_{th} связана с нагревом материала пылевых частиц при поглощении электронов пучка. Вклад в эту силу может давать неизотропное испарение вещества, а также термофоретические эффекты, связанные с отличием темпера-

туры макрочастицы от температуры буферного газа. Нагрев пылевых частиц в условиях эксперимента может быть оценён из соотношения

$$\Delta T = \frac{W_e N_e}{m_d c_d}, \quad (5.3)$$

где c_d — удельная теплоемкость материала частицы, N_e — количество электронов, поглощенных частицей за время её нахождения в пучке. Оценка сверху для величины N_e может быть получена из выражения

$$N_e = \frac{I_b S_d}{e S_b} t_d = 1.5 \cdot 10^{11}, \quad (5.4)$$

где $S_d = 7 \cdot 10^{-9} \text{ м}^2$ — характерная площадь сечения пылевой частицы, $S_b = \pi r_b^2$ — площадь сечения пучка электронов, $t_d = 2r_b/V_y = 9 \cdot 10^{-3} \text{ с}$ — время прохождения пылевой частицы через пучок электронов. Таким образом, $\Delta T = 440 \text{ К}$, т. е. разогрева, при котором началось бы заметное испарение материала макрочастиц, не происходит. Это в свою очередь означает, что F_{th} определяется только термофоретическим эффектом, т. е. $F_{th} \sim 3 \cdot 10^{-9} \text{ Н}$ [29], и в условиях эксперимента $F_{th} \ll F_g$.

Сила увлечения пылевой частицы электронами пучка не является изотропной и имеет выделенное направление действия вдоль пучка. Поэтому, в силу изотропности разлёта макрочастиц, её действием можно пренебречь. Этот результат подтверждается и следующей оценкой: импульс, приобретаемый пылевой частицей при поглощении электронов пучка

$$p_d = \sqrt{2W_e m_e N_e}, \quad (5.5)$$

что соответствует изменению скорости макрочастицы $\Delta V_d = 7 \text{ мм/с}$, т. е. $\Delta V_d \ll V_d$ (m_e — масса электрона).

Как видно из приведённого анализа, основной силой, приводящей к разлёту частиц не может являться ни F_{th} , ни F_b . Таким образом, наблюдаемый в эксперименте разлёт частиц вызван электрическим взаимодействием частиц друг с другом, что в свою очередь обусловлено зарядом, приобретаемым пылевыми макрочастицами за счёт поглощения электронов пучка. Данный вывод

также косвенно подтверждается следующими наблюдениями: в моменты, когда через пучок электронов проходят единичные частицы существенного изменения траекторий их движения не происходит.

Отметим еще раз, что сила электрического взаимодействия пылевых частиц друг с другом существенно превышает другие действующие силы (F_g , F_n , F_{th} , F_b). Учитывая представленные особенности, для оценки заряда, приобретаемого макрочастицей, была предложена следующая модель: при зарядке в пучке электронов все макрочастицы приобретают одинаковый отрицательный заряд Q , который при дальнейшем движении частицы не меняется (обоснование выбора знака заряда будет приведено ниже при рассмотрении механизмов зарядки пылевой частицы). Кроме сил электрического взаимодействия пылевых частиц друг с другом и с электронами пучка, другие силы не учитываются. В электронном пучке из-за непрерывной подачи порошка находится N макрочастиц, каждая из которых уже имеет заряд Q , причём объем, занимаемый заряженными макрочастицами, рассматривается как сферический. Радиус заряженного шара из пылевых частиц $r_b = 3$ мм совпадает с радиусом электронного пучка, т.к. область пересечения электронного пучка с потоком частиц занимает объём с характерным размером 6 мм. Электронный пучок рассматривается как равномерно заряженный стержень с линейной плотностью заряда

$$k_b = \frac{I_b}{\sqrt{(2W_e/m_e)}} \approx -10^{-10} \text{ Кл/м.} \quad (5.6)$$

Макрочастицы начинают движение с поверхности сферы с нулевой начальной скоростью и ускоряются в поле шара и стержня. Оценка количества частиц N , образующих заряженный шар, может быть выполнена путём подсчёта количества траекторий частиц кадре (время экспозиции $1/200 = 5 \cdot 10^{-3}$ с). Число таких треков варьировалось от 11 до 23. Время прохождения пылевой частицы через пучок электронов $t_d = 9 \cdot 10^{-3}$ с в $9/5$ раз больше времени экспозиции кадра, поэтому отношение количества одновременно находящихся в пучке частиц к числу отслеживаемых треков также равно $9/5$. В рассматриваемых экспери-

ментах принималось $N = 20 - 40$.

Уравнение движения макрочастицы в проекции на ось, перпендикулярную электронному пучку, в рамках данной модели принимает следующий вид:

$$m_d \ddot{r} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{NQ^2}{r^2} + \frac{1}{2\pi\epsilon_0} \frac{Qk_b}{r}, \quad (5.7)$$

где r — расстояние до центра шара (и до оси пучка), ϵ_0 — электрическая постоянная. Согласно экспериментальным данным за время $\tau = 1/200$ с пылевая частица удаляется на расстояние $r = 5$ мм. Рассмотрев Q в качестве вариационного параметра, было достигнуто наилучшее совпадение результатов численного интегрирования уравнения (5.7) и данных эксперимента, при этом значение заряда макрочастицы составило $Q \approx 1.6 \cdot 10^7 e$, где e — элементарный заряд.

Следует отметить, что в предложенной модели, при данных параметрах эксперимента влияние электронного пучка на движение пылевых частиц оказывается пренебрежимо малым, и основной вклад в уравнение (5.7) вносит член, отвечающий за взаимодействие частиц друг с другом и содержащий Q^2 . Это позволяет получить абсолютное значение заряда, приобретаемого макрочастицей и в значительной мере отвлечься от способа зарядки макрочастиц. Также из уравнения (5.7) следует, что зависимость полученного заряда Q от числа частиц N является слабой, а именно степенной с показателем 0.5. По этой причине незначительная флуктуация числа частиц не приводит к существенному изменению значения заряда. Относительная погрешность определения заряда с учётом погрешностей обработки экспериментальных данных составила 30 %

Сравнение с максимальным зарядом

$$Q_{\max} = 4\pi\epsilon_0 r_d \varphi_d = -1,7 \cdot 10^{-10} \text{ Кл} = 10^9 e, \quad (5.8)$$

где $\varphi_d = 30.8$ кВ — потенциал поверхности частицы, который она может приобрести, заряжаясь пучком с энергией электронов $W_e = 30.8$ кэВ, показывает, что заряд Q , приобретаемый пылевой частицей в условиях эксперимента, меньше максимально достижимого более чем на порядок. В качестве причин,

которые приводят к такому отличию, могут быть следующие: вторичная эмиссия электронов, термоэлектронная эмиссия, недостаточное для полной зарядки макрочастицы время взаимодействия с пучком электронов, экранировка пылевой частицы ионами, нарабатываемыми электронным пучком в буферном газе. Рассмотрим подробнее вышеперечисленные причины.

Коэффициент вторичной электронной эмиссии веществ существенно зависит от энергии первичных электронов [119, 120]. Для оксида алюминия при энергиях первичных электронов, реализованных в экспериментах, коэффициент вторичной эмиссии электронов становится существенно меньше единицы [121]. Однако следует рассмотреть ещё одно ограничение, обусловленное геометрическим фактором, которое может приводить к увеличению коэффициента вторичной эмиссии электронов из пылевой макрочастицы. Дело в том, что глубина проникновения моноэнергетического пучка электронов в вещество может оказаться сравнимой с размерами частицы, что приведёт к прохождению электронов сквозь материал пылевой частицы и, как следствие, к заметному росту коэффициента вторичной электронной эмиссии [122]. Для проверки этого предположения были выполнены расчёты пробега электронов в оксиде алюминия [110]:

$$R_x = R_{Al} \frac{\left(\frac{Z}{A}\right)_{Al}}{\left(\frac{Z}{A}\right)_x} \left[\frac{\text{мг}}{\text{см}^2} \right], \quad (5.9)$$

где R_{Al} и $(Z/A)_{Al, x}$ — пробег и отношение заряда к массе для алюминия (Al) и оксида алюминия (x) ($R_{Al} = 412 \cdot E^n$, $0.01 \leq E \leq 3$ МэВ, $n = 1.265 - 0.0954 \ln E$ (МэВ) [123]). Полученное значение $R_x = 1.6$ мг/см² в единицах длины дает $l_x = R_x/\rho_x = 3.9$ мкм (ρ_x — плотность вещества), которое много меньше диаметра частиц (напомним, что средний радиус частиц в данном эксперименте составлял $r_d = 50$ мкм). Из этого следует, что конечные размеры макрочастиц в условиях эксперимента не приводят к заметному увеличению коэффициента вторичной электронной эмиссии и вероятность поглощения электронов пучка, попадающих на частицу, близка к единице.

Теперь оценим величину плотности тока термоэлектронной эмиссии с пы-

левой частицы, для этого воспользуемся уравнения Ричардсона-Дешмана [119]:

$$j_{th} \approx A_0 T^2 \exp\left(-\frac{e\varphi_0}{k_B T}\right), \quad (5.10)$$

где $A_0 = 1,20173 \text{ А}/(\text{м}^2 \text{К}^2)$ — универсальная постоянная. Температуру макро-частицы примем $T \leq 1000 \text{ К}$, а эффективную работу выхода $e\varphi_0 \sim 4\text{--}5 \text{ эВ}$. Т.е. в условиях эксперимента $j_{th} \sim 10^{-15} \text{ А}/\text{м}^2$ оказывается пренебрежимо малой по сравнению с плотностью тока пучка электронов $j_b = 350 \text{ А}/\text{м}^2$. Отметим, что более подробное рассмотрение вопросов, связанных с нагревом пылевых частиц проведено ниже в разделе 5.3.

В условиях эксперимента, плотность ионов n_i в нарабатываемой электронным пучком плазме не превышает 10^5 см^{-3} [96], в то время как плотность электронов пучка $n_e = 2 \cdot 10^7 \text{ см}^{-3}$. Т.е. в процессе зарядки $n_e \gg n_i$ и влиянием ионов в первом приближении можно пренебречь.

Следует также проверить, успевает ли пылевая частица полностью зарядиться за время взаимодействия с электронным пучком, т.е. за время пролёта сквозь него. Оценку проведём в предположении, что зарядка отдельной макро-частицы обусловлена только потоком электронов пучка. Макрочастица представляет собой объект, обладающий электрической ёмкостью $C = q/\varphi$, где q — заряд на частице φ — ее потенциал. Электротехнически процесс зарядки пылевой частицы может быть описан простейшей схемой, содержащей источник питания, некоторое сопротивление R и рассматриваемую ёмкость. Тогда, оценивая сверху R как $R = U/(j_b(\pi r_d^2))$, где U — разгоняющее напряжение электронного пучка, j_b — его плотность тока, а ёмкость как $C = Q_{\max}/U$, находим

$$q = Q_{\max} \left(1 - \exp\left(-\frac{t}{t_{ch}}\right)\right), \quad (5.11)$$

$$t_{ch} = RC = \frac{U}{j_b(\pi r_d^2)} C, \quad (5.12)$$

Подставляя значения, получаем характерное время зарядки пылевой макро-частицы при взаимодействии с пучком электронов $t_{ch} = 6 \cdot 10^{-5} \text{ с}$. Напомним,

что характерное время нахождения пылевой макрочастицы в пучке электронов составляет $t_d = 10^{-2}$ с, т. е. $t_{ch} \ll t_d$ за время пролёта через пучок электронов пылевая макрочастица успевает полностью зарядиться.

Следовательно, отличие заряда, приобретаемого макрочастицей при прямом взаимодействии с электронным пучком, от максимально возможного, обусловлено совместным влиянием перечисленных выше причин, причём ни одна из них не может быть выделена в качестве доминирующей.

Следует отметить, что представленная экспериментальная методика позволяет измерять только эффективный заряд пылевой частицы, т. е. заряд частицы с учётом частичной экранировки ионами, нарабатываемыми пучком электронов. Косвенно справедливость этого утверждения подтверждается тем фактом, что в рассмотренной аналогичным образом ещё одной серии экспериментов, выполненной при меньшем давлении ($\sim 10^{-4}$ торр) и энергии электронов пучка 25 кэВ, полученное значение заряда пылевых макрочастиц оказалось выше ($5 \cdot 10^7 e$).

Заряд пылевой частицы так же может быть ограничен её прочностными свойствами. На единицу площади заряженной частицы действует пондеромоторная сила [124]

$$f = \frac{\varepsilon_0 E^2}{2} = \frac{Q^2}{32\pi^2 \varepsilon_0 r_d^4}. \quad (5.13)$$

Прочность твёрдого тела может быть определена при помощи уравнения Гриффитса [125]

$$P_r = \sqrt{\frac{4\sigma_T E_Y}{\pi l}}, \quad (5.14)$$

где σ_T — удельная свободная поверхностная энергия твёрдого тела, E_Y — модуль Юнга, l — длина зародышевой трещины. Положим для оценок, что $l \approx r_d$ [13], тогда для определения предельного значения заряда, приравняв f (5.13) и P_r (5.14) получим соотношение

$$q_{\max} = 8r_d(\varepsilon_0^2 \sigma_T E_Y r_d^3 \pi^3)^{\frac{1}{4}}. \quad (5.15)$$

Для оксида алюминия при нормальных условиях $\sigma_T \sim 10^{-1}$ Дж/м² [126], $E_y = 382$ ГПа [110] и для частиц радиусом 50 мкм получаем $q_{\max} \sim 10^9 e$. Следовательно в условиях эксперимента разрушения частиц не происходит, что так же подтверждает и микроскопический анализ частиц, собранных после взаимодействия с электронным пучком.

5.3. Нагрев пылевых частиц электронами кэВ энергий

Рассмотрим несколько более подробно нагрев пылевых макрочастиц при взаимодействии с пучком электронов в условиях близких к рассмотренным в предыдущем разделе. Предполагая, что все электроны, которые попадают на частицу, поглощаются ею и при этом являются единственным источником энергии поступающей на неё, можно провести грубую оценку температуры нагрева

$$\Delta T = j_b \cdot \pi r_d^2 \cdot U \cdot t_d \cdot 1/C_d, \quad (5.16)$$

где C_d — полная теплоёмкость частицы, а t_d — время, в течение которого происходит нагрев макрочастицы. Принимая значения $j_b = 350$ А/м², $r_d = 50$ мкм, $U = 30$ кВ, $t_d = 10^{-2}$ с (время нахождения макрочастицы в пучке электронов), $C_d = (4/3\pi r_d^3) \cdot \rho/\mu \cdot c_{уд} = 1.6$ мкДж/К, где $\rho = 3.97$ г/см³ — плотность, $\mu = 102$ г/моль — молярная масса и $c_{уд} = 79$ Дж/(моль·К) — удельная теплоёмкость оксида алюминия [119], находим $\Delta T = 515$ К. Таким образом, достигаемая в условиях эксперимента температура пылевой частицы менее 1000 К, что для оксида алюминия существенно меньше температуры плавления, а также температур, при которых заметно проявление термоэмиссии.

Для получения дополнительной информации о свечении пылевых частиц при взаимодействии с электронным пучком были выполнены спектральные измерения излучения. На той же экспериментальной установке дополнительно был использован оптоволоконный спектрометр, позволяющий фиксировать излучение в диапазоне 200–800 нм с разрешающей способностью 1.5 нм (FWHM).

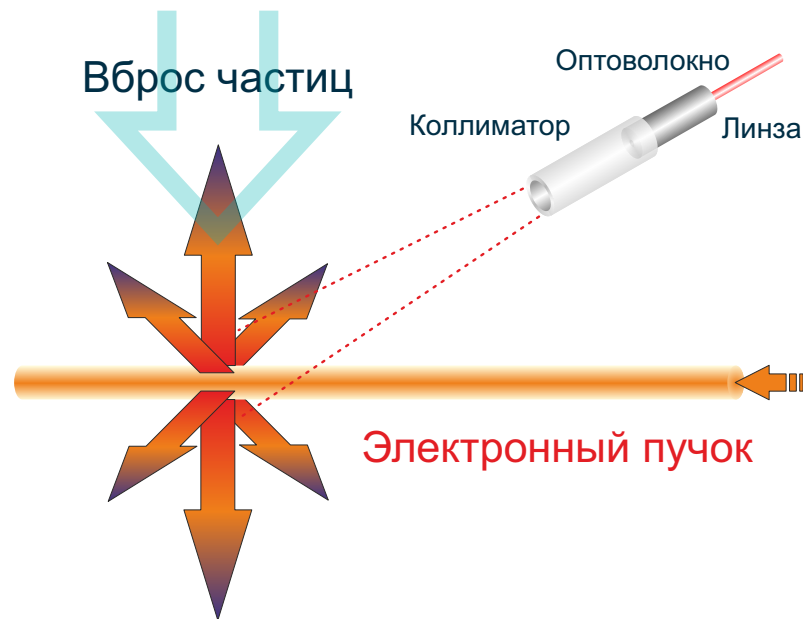
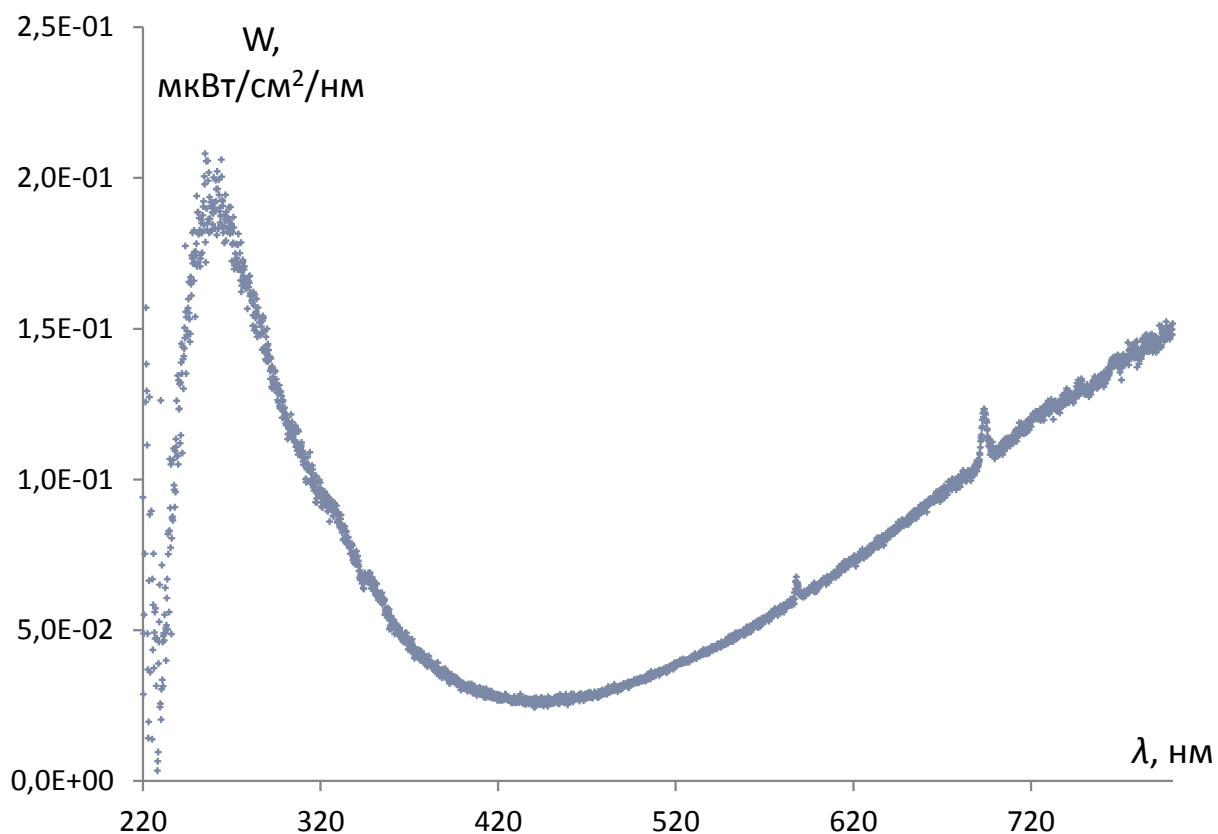


Рис. 5.16. Схема эксперимента

Схема эксперимента представлена на рис. 5.16. Были выполнены серии экспериментов, в которых использовались частицы оксида алюминия крупной фракции (радиус 50 мкм), а также серии экспериментов с частицами того же вещества, но меньших размеров (радиусы частиц менее 10 мкм). Типичный спектр, полученный в экспериментах представлен на рис. 5.17. Наблюдаемый в фиолетовой области пик излучения вызван фотолюминесценцией под действием ультрафиолета с длиной волны 180 нм (рис. 5.18 [127]). По имеющимся данным однозначный вывод о тепловом характере спектра излучения в красной области сделан быть не может, хотя следует отметить тот факт, что для более мелкой фракции частиц интенсивность в этой области спектра выше, чем для более крупной. Также следует отметить, что аппроксимация для мелкой фракции частиц красной части непрерывного спектра при помощи формулы Планка (предполагая излучение серого тела) даёт значение ~ 2000 К. Близкое значение получается при расчёте по формуле (5.16).

Указанные данные позволяют сделать вывод, что значительный вклад в свечение пылевых частиц при взаимодействии с пучком электронов вносит не тепловое излучение, а люминесценция, вызываемая УФ излучением плаз-



Давление — 0.002 мбар, напряжение пучка — 30.8 кВ, диаметр пучка — 6 мм, буферный газ — воздух, ток пучка — 10 мА, радиусы частиц — менее 10 мкм

Рис. 5.17. Спектральная плотность мощности излучения частиц оксида алюминия при непосредственном электронно-пучковом воздействии

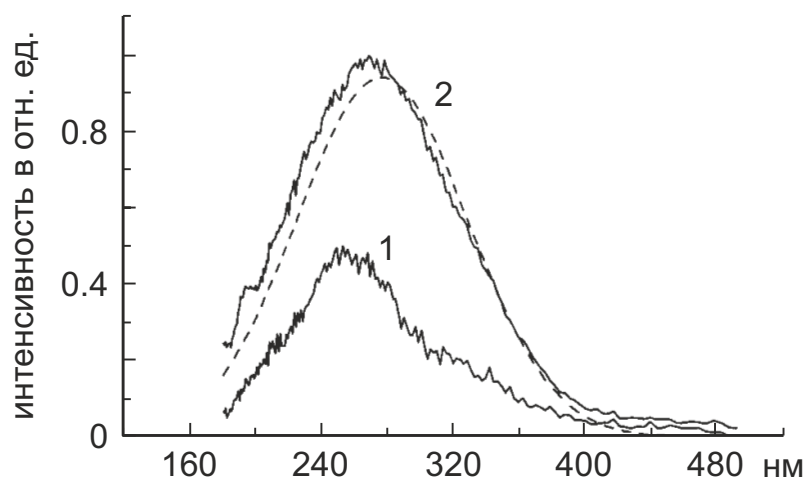


Рис. 5.18. Пики фотолюминесценции Al_2O_3 под действием ультрафиолета с длиной волны 180 нм (рисунок заимствован из работы [127])

мы, нарабатываемой электронным пучком. Этот факт косвенно подтверждает, что достаточно крупные частицы (радиусом 50 мкм) оксида алюминия за время взаимодействия с пучком электронов не успевают нагреваться до высоких температур.

5.4. Выводы к пятой главе

В заключении ещё раз перечислим основные полученные результаты. Для исследования плазменно-пылевых образований и процессов, происходящих в них при воздействиях высокоэнергетических заряженных частиц, был разработан и создан экспериментальный комплекс с использованием источника высокоэнергетических электронов на базе плазменного эмиттера. В ходе выполненных работ была изучена динамика движения пылевых частиц, осуществлён анализ механизмов зарядки и продемонстрирована сверхвысокая зарядка пылевых частиц при прямом воздействии электронного пучка. Заряд, приобретаемый частицами, составил $Q \approx 5 \cdot 10^7 e$, что соответствует удельному заряду $10^6 e$ для частицы микронных размеров. Такая величина заряда более чем на два порядка превышает типичные значения заряда для аналогичных пылевых частиц такого же размера, находящихся в плазме газовых разрядов низкого давления. Погрешность полученных результатов составила около 30 %. Отмечено, что найденные значения существенно меньше заряда, который можно было бы ожидать при параметрах электронного пучка, реализованных в эксперименте, что может быть объяснено частичной экранировкой пылевой частицы ионами плазмы, нарабатываемой электронным пучком. Установлено, что нагрев пылевых частиц в области действия электронного пучка практически не влияет на величину приобретаемого ими заряда.

Динамика частиц плазменно-пылевой структуры при воздействии лазерного излучения на отдельную частицу

В гл. 2 были представлены результаты изучения влияния луча лазера на характер объёмного течения плазменно-пылевой среды. Данный раздел продолжает цикл исследований динамики пылевых частиц при воздействии лазерного излучения и посвящён рассмотрению отклика плазменно-пылевой системы на возмущение, создаваемое лазерным пучком, действующим на отдельную частицу в упорядоченной структуре.

6.1. Возбуждение долгоживущих колебательных состояний макрочастицы в плазменно-пылевом монослое

Настоящая часть работы посвящена изучению незатухающих колебаний пылевых частиц, инициированных воздействием лазерного луча. Эксперименты проводились на установке, подобной описанной в гл. 1. Схема эксперимента представлена на рис. 6.1. В вакуумной камере в воздушной атмосфере при давлении 0.1 торр между двумя плоскими электродами создавался высокочастотный разряд (на частоте 13.56 МГц, мощность 5 Вт). Через отверстие в верхнем электроде из специального контейнера в разряд вводились графитовые макрочастицы радиусом $R = 28\text{--}30$ мкм. Графитовые пылинки, попадая в плазму разряда и заряжаясь отрицательно, зависали в приэлектродном слое. На нижнем электроде в горизонтальной плоскости создавалась плазменно-пылевая ловушка, в которой формировалась монослойная жидкостная плазменно-пылевая

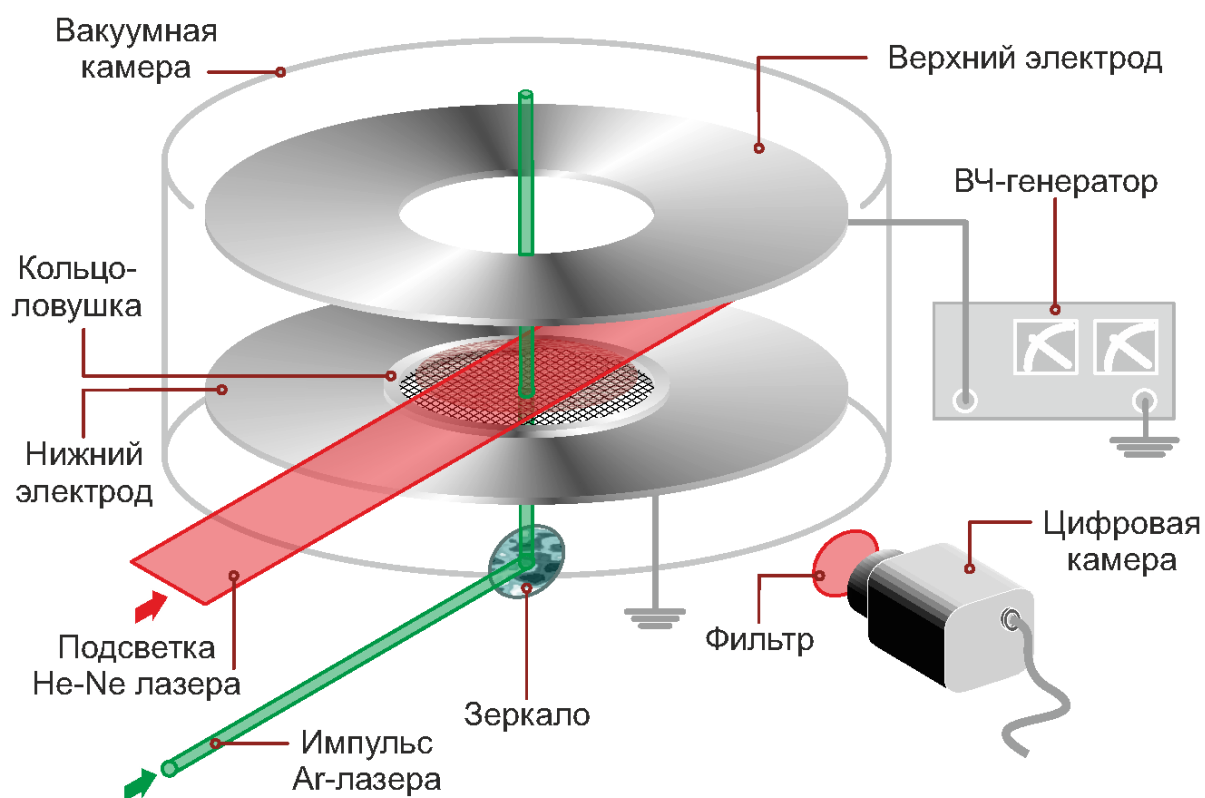


Рис. 6.1. Схема установки

структура диаметром около 4 см. Воздействие на отдельную пылевую частицу осуществлялось сфокусированным аргоновым лазером мощностью 1 Вт (длина волны 514 нм) единичным импульсом длительностью около 1 с. Луч лазера был направлен перпендикулярно плоскости плазменно-пылевой структуры.

Регистрация движения пылевых частиц осуществлялась цифровой видеокамерой, поле зрения которой располагалось в вертикальной плоскости (перпендикулярно плоскости плазменно-пылевой структуры), при этом подсветка производилась излучением твердотельного лазера с длиной волны 671 нм. Видеосъемка производилась со скоростью 50 кадров в секунду.

Воздействие импульса лазера на отдельную пылевую частицу вызывало её отклонение от равновесного положения и инициировало незатухающие колебания в вертикальном направлении. Следует обратить внимание, что лазерное излучение вызывало только начальное отклонение, в дальнейшем же движение макрочастицы осуществлялось свободно без какого-либо воздействия со сторо-



Рис. 6.2. Невозмущенная плазменно-пылевая структура

ны луча лазера.

В процессе обработки видеоизображений (рис. 6.2), полученных в различных экспериментальных сериях, было установлено, что амплитуда вертикальных колебаний макрочастиц L невозмущенной плазменно-пылевой структуры меньше 0.1 мм, в то время как амплитуда инициированных лазерным воздействием вертикальных колебаний отдельной макрочастицы L_1 , приблизительно равна 0.8 мм, что существенно превышает (рис. 6.3).

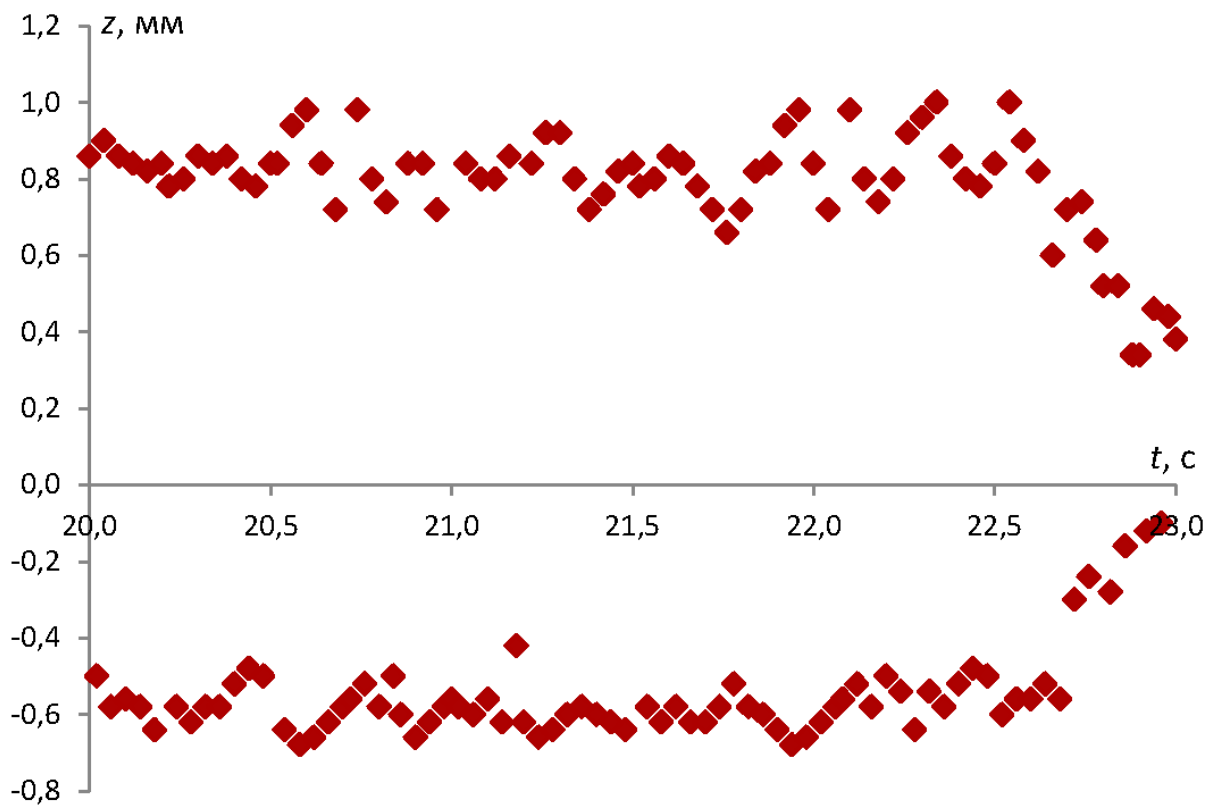
Для различных моментов времени были восстановлены координаты макрочастицы, на которую осуществлялось лазерное воздействие. На базе этих данных были построены временные зависимости отклонения макрочастицы от положения равновесия (рис. 6.4 и 6.5). Анализ зависимостей показал, что характерная частота колебаний составляет $\nu \approx 25$ Гц. При этом амплитуда колебаний остаётся неизменной в течение длительного времени $t > 20$ с (рис. 6.4), а затем в некоторый момент времени начинает резко уменьшаться, причём характерное



Рис. 6.3. Трек пылевой частицы после воздействия Ar лазера

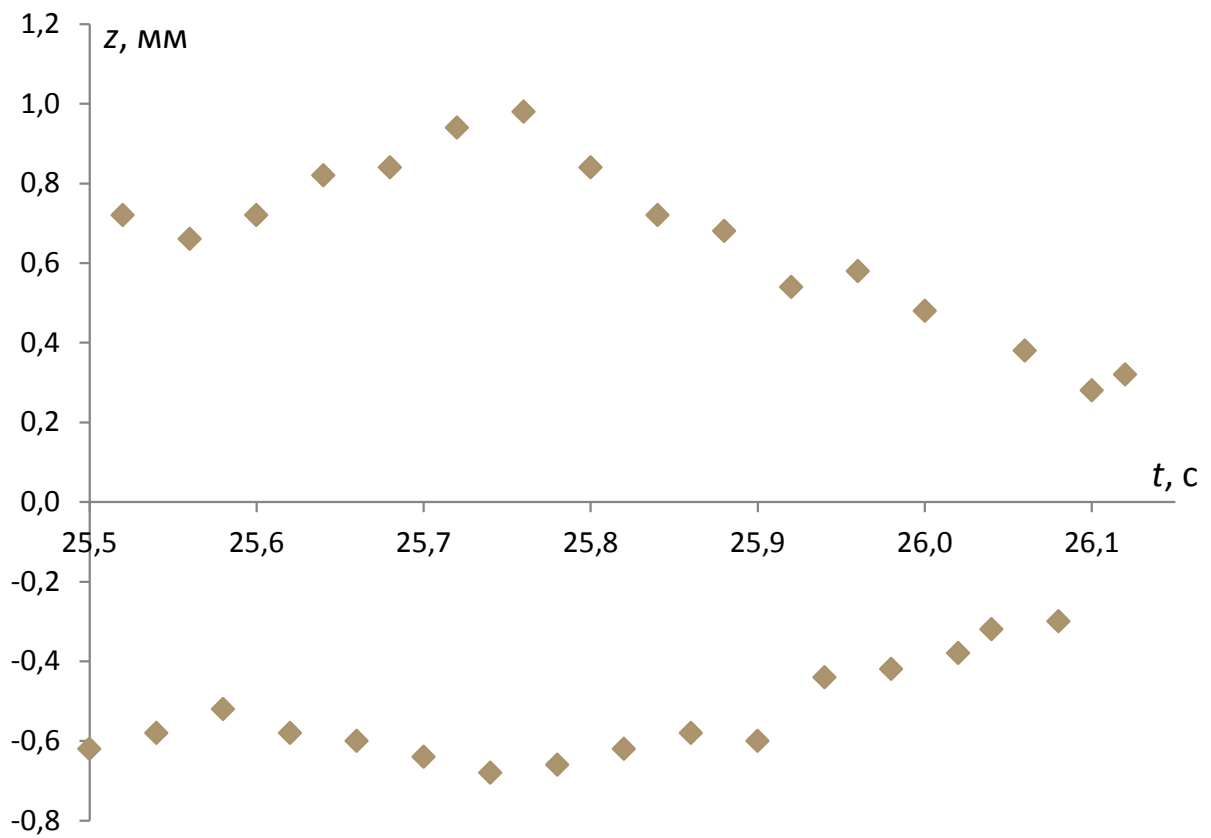
время затухания колебаний составляет $t_1 \approx 0.5$ с (рис.6.5). Таким образом, было установлено, что пылевая частица совершает автоколебания, инициированные лазерным импульсом.

В автоколебательном режиме компенсация диссипированной в процессе движения частицы энергии должна осуществляться за счёт поступления энергии из внешнего источника, при этом поле сил, действующее на макрочастицу, оказывается непотенциальным [128]. В работах, посвящённых изучению самовозбуждающихся колебаний в низкотемпературной плазме, было отмечено, что причиной подобной непотенциальности может служить запаздывание реального заряда макрочастицы по отношению к равновесному заряду, то есть заряду, приобретаемому пылинкой при выравнивании потоков электронов и ионов на её поверхность при бесконечно медленном движении частицы [129]. Равновесный заряд макрочастицы самосогласованно связан с параметрами окружающей её плазмы и если плазма неоднородна, то величина заряда становится функцией



$z = 0$ соответствует положению плазменно-пылевой структуры,
 время жизни колебания — 23 с

Рис. 6.4. Амплитуда колебаний в зависимости от времени



Время жизни колебания — 26.1 с

Рис. 6.5. Затухание колебаний

координат.

В горизонтальной плоской плазменно-пылевой ловушке ВЧ разряда имеет место вертикальная неоднородность плазмы. Характерный профиль неоднородности в рассматриваемом случае исследован в работе [130]. Соответствующая этим профилям зависимость плавающего потенциала U_F макрочастицы была изучена в работе [131]. Макрочастицы левитируют в области роста U_F , обусловленного увеличением энергии электронов на фоне слабого уменьшения концентрации электронов. Соответствующий этому изменению плавающего потенциала градиент заряда частицы, по порядку величины равен 10^{13} Кл/м. При движении макрочастицы через неоднородную плазму изменяется значение её заряда. Однако выравнивание потоков заряженных частиц на поверхность пылинки происходит не мгновенно, а с некоторой временной задержкой, поэтому реальный заряд макрочастицы будет отличаться от равновесного и тем сильнее, чем больше скорость макрочастицы и чем сильнее неоднородность плазмы. Этот механизм может приводить к тому, что положительная работа электрического поля при движении макрочастицы становится по модулю больше отрицательной, то есть в системе реализуются условия для увеличения энергии колебательного движения макрочастицы. Для проверки гипотезы о возможности поддержания автоколебательного движения за счёт указанного канала подкачки энергии рассмотрим следующую модель.

Электрическое поле E вблизи равновесного положения левитации макрочастиц рассмотрим в линейном приближении

$$E(z) = E_0 + \left(\frac{dE}{dz} \right)_0 \cdot z, \quad (6.1)$$

где z — направленная вертикально вниз ось, вдоль которой макрочастица совершает колебательные движения, нулевое значение z соответствует равновесному положению пылевых частиц, E_0 — напряжённость электрического поля в положении равновесия, а $(dE/dz)_0$ — градиент электрического поля вблизи положения равновесия.

Сила, действующая на заряд со стороны электрического поля с учётом эффекта запаздывания зарядки, равна

$$F_e(z) = Q(z - \tau(z)\dot{z}) \cdot E(z), \quad (6.2)$$

где \dot{z} — скорость пылевой частицы, $\tau(z)$ — время запаздывания заряда на пылевой частице.

Заряд частицы представим в виде

$$Q(z) = R \cdot U_F, \quad (6.3)$$

где U_F — плавающий потенциал макрочастицы. Поскольку макрочастицы левитируют в области монотонного роста U_F на протяжении всей траектории колебаний, воспользуемся линейным приближением для $Q(z)$

$$Q(z) = Q_0 + \left(\frac{dQ}{dz} \right)_0 \cdot z - \frac{dQ}{dz} \cdot \tau \dot{z}, \quad (6.4)$$

где Q_0 — равновесный заряд макрочастицы в положении равновесия, $(dQ/dz)_0$ — производная равновесного заряда по координате в точке $z = 0$, τ — среднее время запаздывания заряда на макрочастице за период колебания.

Тогда уравнение движения пылевой макрочастицы можно представить в виде

$$m\ddot{z} = -\beta\dot{z} - \left(Q_0 + \left(\frac{dQ}{dz} \right)_0 \cdot z - \left(\frac{dQ}{dz} \right)_0 \dot{z}\tau \right) \cdot \left(E_0 + \left(\frac{dE}{dz} \right)_0 \cdot z \right) + mg, \quad (6.5)$$

где m — масса пылевой частицы, g — ускорение свободного падения, β — коэффициент трения макрочастицы о буферный газ.

В данной модели не учитывается влияние силы ионного увлечения. Поскольку оценка этой силы с использованием модели холодных ионов [132] даёт величину, не превышающую 1/100 от силы гравитационного притяжения.

Пренебрегая членами второго порядка малости по z и учитывая, что $Q_0 E_0 = mg$, перепишем уравнение (6.5) в виде

$$\ddot{z} + 2\delta\dot{z} + \omega_0^2 z = 0, \quad (6.6)$$

где

$$2\delta = \left(\beta - \left(\frac{dQ}{dz} \right)_0 \cdot E_0 \tau \right) / m, \quad \omega_0^2 = \left(\frac{d(Q \cdot E)}{dz} \right)_0 / m, \quad (6.7)$$

где $(d(Q \cdot E)/dz)_0$ — значение производной по координате произведения равновесного заряда на электрическое поле в точке $z = 0$. Полученные соотношения позволяют оценить τ , необходимое для реализации рассматриваемого механизма накачки и частоту автоколебаний частиц.

Условие нарастания и поддержания амплитуды колебаний, т.е. условие реализации автоколебательного режима, имеет вид

$$\delta \leq 0, \quad \text{т.е.} \quad \beta - \left(\frac{dQ}{dz} \right)_0 \cdot E_0 \tau \leq 0, \quad (6.8)$$

Для оценки градиента заряда макрочастицы, необходимого для поддержания автоколебаний, перепишем это условие в виде

$$\tau \geq \beta Q_0 / \left(\left(\frac{dQ}{dz} \right)_0 \cdot mg \right), \quad (6.9)$$

где учтено, что $E_0 Q_0 = mg = 2,5 \cdot 10^{-9}$ Н.

Учитывая условия эксперимента и применяя формулу Эпштейна [133], имеем

$$\beta \frac{6\pi\eta D^2}{4 \cdot 1,1 \cdot l} = 5,6 \cdot 10^{-10} \frac{\text{Н} \cdot \text{с}}{\text{м}}, \quad (6.10)$$

где $\eta = 1,8 \cdot 10^{-5}$ Н·с/м² — коэффициент вязкости воздуха, l — длина свободного пробега молекул буферного газа. Заряд частицы $Q_0 \approx 10^5 e$ оценили на базе теории ОМЛ [37] (температуры электронов и ионов принимались соответственно $T_e = 2$ эВ, $T_i = 0,03$ эВ). Подставляя приведённые значения в (6.9) получаем ограничение на время перезарядки $\tau \geq 2 \cdot 10^{-3}$ с. Однако в условиях эксперимента характерное время зарядки и, соответственно, перезарядки уединённой пылевой частицы составляет приблизительно 10^{-5} с [134]. Таким образом, возникновение автоколебаний, наблюдаемых в эксперименте, не может быть объяснено в рамках предложенной модели зарядки.

Оценка частоты колебаний с использованием соотношения (6.7) даёт $\omega \approx 11 \text{ с}^{-1}$, что на порядок ниже наблюдавшихся значений. Таким образом, имеется

явное несоответствие расчётных значений параметров (τ, ω) измеренным величинам. Это может свидетельствовать о существенном несоответствии данных работы [130] по характеристикам неоднородности плазмы реальным значениям параметров имеющейся плазменно-пылевой ловушки или вообще другому механизму накачки энергией пылевых частиц в процессе колебаний.

Интересно отметить, что если формально положить заряд частицы пропорциональным потенциалу электрического поля U в данной точке пространства ($Q = R \cdot U$), то в рамках приведённого подхода частоты колебаний и характерные времена запаздывания оказываются вполне соответствующими полученным в эксперименте.

В качестве одной из гипотез, объясняющих возникновение автоколебаний, может быть рассмотрено предположение, учитывающее взаимодействие колеблющейся частицы с остальными пылевыми частицами структуры (рис. 6.6). Пылевые частицы структуры создают электрическое поле, действующее вдоль оси z на макрочастицу, выведенную из положения равновесия. При движении вдоль z частица O взаимодействует с частицами A и B , которые в свою очередь взаимодействуют с остальной плазменно-пылевой структурой и в среднем приобретают дополнительную кинетическую энергию, зависящую от кинетической температуры пылевых частиц в структуре. Таким образом, может реализоваться ситуация, при которой частица O и частицы A и B двигаются синфазно, т. е. при движении вниз частица O передаёт часть своего импульса частицам A и B , они, в свою очередь, отражаются от других частиц пылевой структуры не упруго, а с приобретением дополнительного импульса, зависящего от кинетической температуры пылевой структуры. При движении частицы O в обратном направлении происходит передача ей уже увеличенного импульса от A и B . Другими словами, возникновение резонанса при движении частицы O в вертикальном направлении и движении частиц A и B в горизонтальном обуславливает перекачку кинетической энергии хаотического движения пылевых частиц плазменно-пылевой структуре в энергию вертикальных колебаний макрочасти-

цы О. Важная роль обмена энергией между вертикальным и горизонтальным движением пылевых частиц уже отмечалась в работах посвящённых изучению аномального разогрева пылевых частиц в плазме [135]. В данной работе было показано, что при приближении значения амплитуды горизонтальных колебаний к значению амплитуды вертикальных колебаний появляется второй параметрический резонанс, который разогревает вертикальные колебания за счёт горизонтальных. Также в пользу предложенной гипотезы говорит тот факт, что частота вертикальных автоколебаний, наблюдаемых в эксперименте, составляет $\nu \approx 25$ Гц, что практически совпадает с характерным значением частоты колебаний пылевых частиц в слое $\nu_d \approx 19$ Гц, полученной методом резонанса в работе [136]. Обратим внимание, что срыв автоколебательного режима и затухание колебаний в рамках данной гипотезы могут быть объяснены флуктуациями движения пылевых частиц, приводящими к нарушению резонанса.

6.2. Генерация и последующая эволюция вакансий в плазменно-пылевом кристалле

Данная часть работы посвящена экспериментам по созданию вакансии в плазменно-пылевой кристаллической структуре и изучению динамики пылевых частиц вблизи неё. Вакансия генерировалась при помощи воздействия лазерного пучка на отдельную частицу по схеме, аналогичной описанной в предыдущей части (рис. 6.1).

Для создания монослойной кристаллической плазменно-пылевой структуры были использованы калиброванные пластиковые монодисперсные частицы (диаметр — 12.74 мкм, плотность — 1.5 г/см³).

Всего было проведено две серии экспериментов при различных параметрах высокочастотного газового разряда (давление плазмообразующего газа, мощность разряда). В первой серии в роле буферного газа использовался воздух при давлении 9 Па, мощность разряда составляла 9 Вт. Во второй серии в ро-

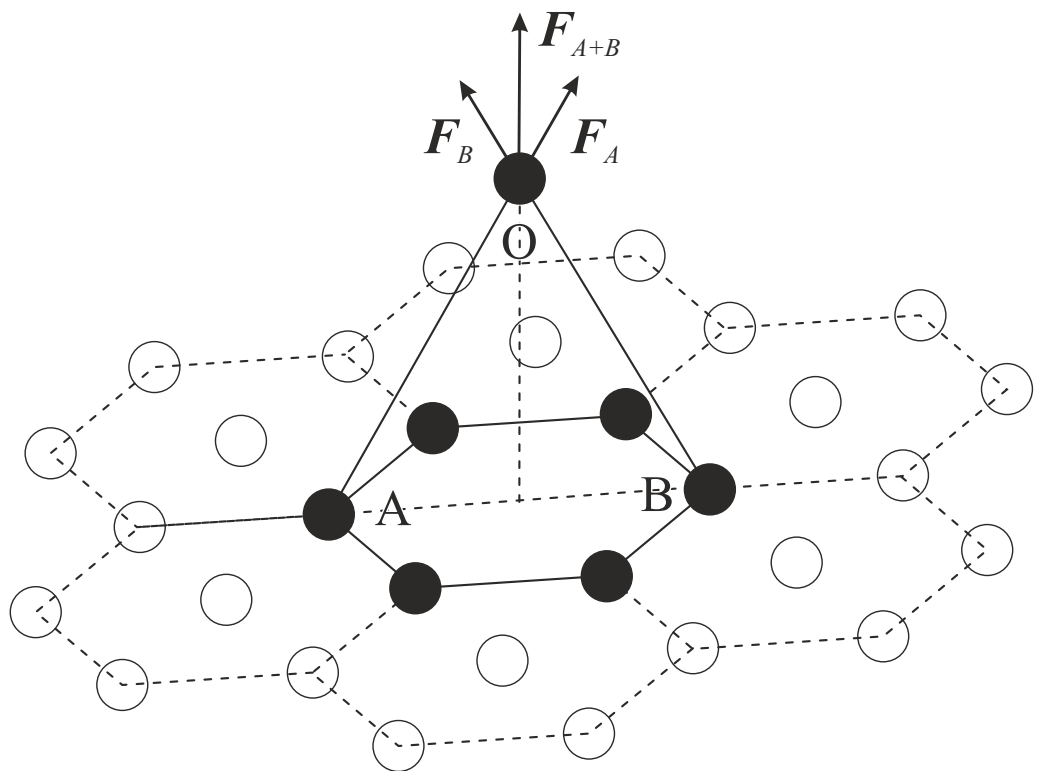
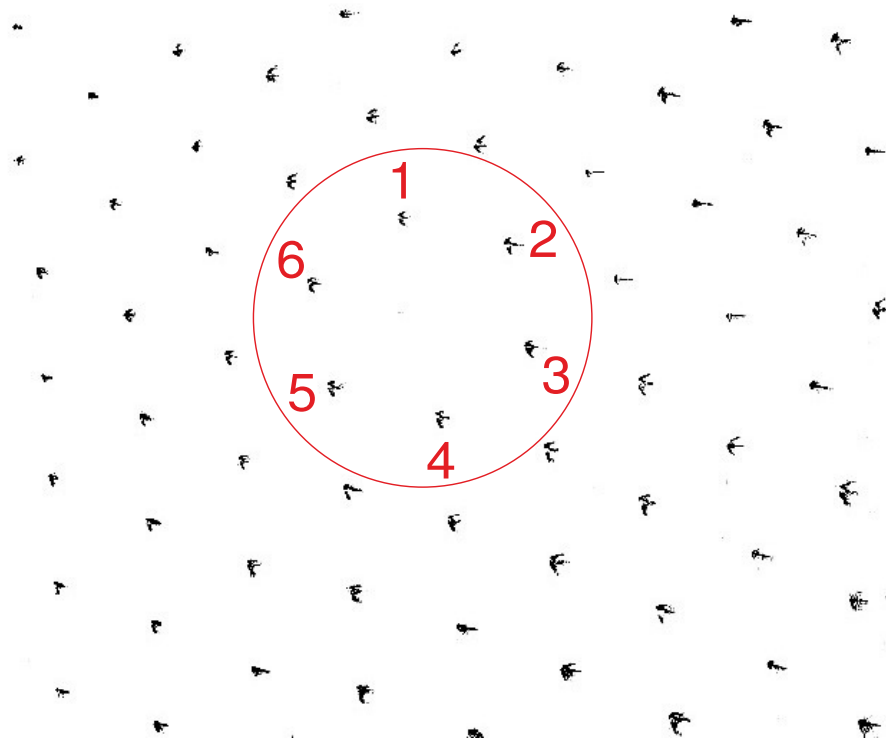


Рис. 6.6. Пылевые частицы структуры создают электрическое поле, действующее вдоль вертикальной оси на макрочастицу, пролетающую сквозь структуру во время колебаний



Красным отмечена область с вакансией,
цифры — номера частиц, траектории которых изучались в дальнейшем

Рис. 6.7. Плазменно-пылевой кристалл после образования вакансии

ли буферного газа также использовался воздух при давлении 13 Па, мощность разряда составляла 12 Вт.

За счёт воздействия лазерного импульса пылевая макрочастица начинала двигаться в вертикальном направлении и покидала плоскость плазменно-пылевого кристалла, в результате чего в кристалле создавалась вакансия (рис. 6.7).

Отметим, что вылетев из плазменно-пылевой структуры и, достигнув максимальной высоты подъёма равной 15 мм над ней, пылевая макрочастица возвращалась обратно в кристалл на 5–6 межчастичных расстояниях от места образования вакансии.

Анализ видеоизображений, полученных в эксперименте, показал, что после образования вакансии пылевые частицы, находящиеся на расстоянии 1–2 межчастичных расстояний начинали колебаться в направлении центра вакансии. Пылевые частицы, находящиеся на больших расстояниях (три межчастич-

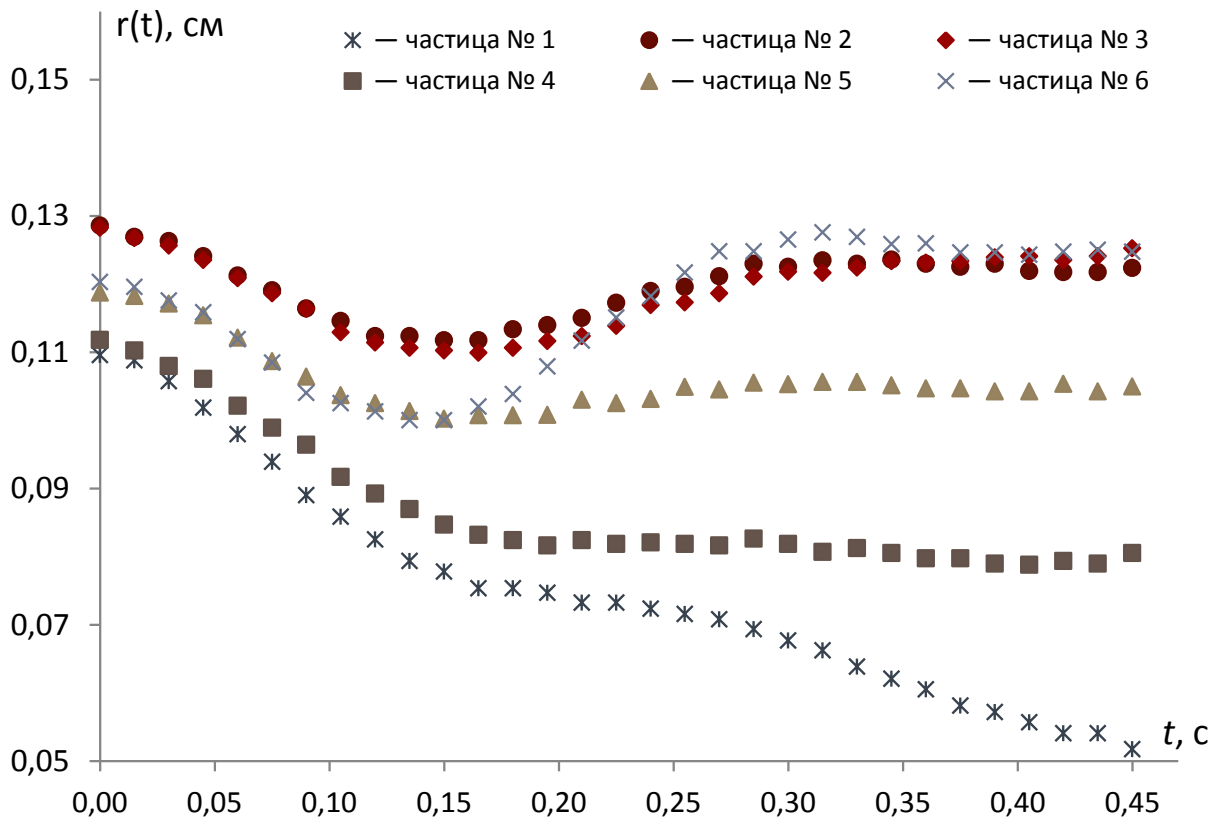


Рис. 6.8. Временные зависимости удаления частиц от центра вакансии

ных и далее), также реагировали на создание вакансии, но их смещения были малы и сравнимы с погрешностью определения координат макрочастиц. В ходе обработки видеоданных были восстановлены координаты частиц, построены временные зависимости удаления частиц, отмеченных на рис. 6.8, от центра вакансии (рис. 6.8).

Из представленных зависимостей были оценены характерные частоты колебаний, которые составили 3–4 Гц, начальные амплитуды 0.1–0.35 мм и времена затухания, оказавшиеся сравнимыми с периодом колебаний.

Вычислив ускорение частиц, окружающих только что образованную вакансию, оценим силу межчастичного взаимодействия. Для первой серии экспериментов ускорение получилось равным $a = 6 \pm 2 \text{ см/с}^2$, для второй серии — $a = 9 \pm 3 \text{ см/с}^2$. Умножая полученную оценку на массу частицы $m =$

$1.6 \cdot 10^{-9}$ г, находим силу межчастичного взаимодействия: для первой серии — $F = (1.0 \pm 0.3) \cdot 10^{-8}$ дин, для второй — $F = (1.5 \pm 0.3) \cdot 10^{-8}$ дин.

После затухания колебаний в плазменно-пылевом кристалле происходило перераспределение макрочастиц структуры и вакансии распалась. На её месте возникала группа дисклинаций, которые через 2–3 с либо аннигилировали, либо мигрировали на границы пылевого образования и плазменно-пылевой кристалл возвращался к исходной гексагональной структуре. Заметим, что долгоживущей вакансии в условиях эксперимента не наблюдалось. Этот факт служит косвенным подтверждением точки зрения, что в плазменно-пылевых образованиях между частицами не возникает эффективного притяжения, а «потенциальная яма», необходимая для формирования кристаллической (или жидкостной) структуры, образована внешней ловушкой, удерживающей макрочастицы от разбегания.

6.3. Выводы к шестой главе

В качестве заключения ещё раз сформулируем основные результаты, полученные в данной главе: при помощи воздействия лазерного импульса в монослойной плазменно-пылевой структуре реализовано возбуждение вертикальных осцилляций отдельной частицы. Данные осцилляции происходят в автоколебательном режиме с характерной частотой колебаний $\nu \approx 25$ Гц. Показано, что эффекты, связанные с перезарядкой частицы и запаздыванием её заряда по отношению к равновесному, в рамках известных значений параметров неоднородности плазменно-пылевых ловушек, не могут обеспечить поддержание автоколебательного режима осцилляций. Высказано предположение, что поддержание наблюдаемых в эксперименте автоколебаний отдельной пылевой частицы происходит за счёт резонансной перекачки кинетической энергии хаотического движения пылевых частиц плазменно-пылевой структуры в энергию вертикальных колебаний.

Предложен способ генерации единичных вакансий в плазменно-пылевом кристалле, что позволяет изучить их эволюцию. По измеренным ускорениям пылевых частиц оценена сила их эффективного взаимодействия.

Заключение

- В широком диапазоне параметров неидеальности ($\approx 20-110$) получены данные экспериментальных исследований диффузии макрочастиц в жидкостных плазменно-пылевых структурах и выполнена верификация метода диагностики структур, позволяющего восстанавливать параметр неидеальности по парным корреляционным функциям.
- В широком диапазоне параметров неидеальности ($\approx 1-100$) получены данные экспериментальных исследований парных и тройных корреляций в плазменно-пылевых структурах. Установлено, что отличие суперпозиционного приближения от трёхчастичной корреляционной функции, полученной в эксперименте, составляет $\approx 30-60\%$.
- Разработан метод, позволяющий диагностировать коэффициент вязкости плазменно-пылевых образований в широком диапазоне параметров неидеальности ($\sim 1-110$): от соответствующих слабокоррелированной жидкости до отвечающих кристаллическим структурам. Экспериментально получены характерные значения коэффициента сдвиговой вязкости ($(0,2-1,4) \cdot 10^{-9}$ Па·с для плазменно-пылевых жидкостей и $(1-4) \cdot 10^{-8}$ Па·с для плазменно-пылевых кристаллов).
- Выполнены экспериментальные исследования процессов теплопереноса в плазменно-пылевой жидкости (характерное значение коэффициента теплопроводности $(1-4) \cdot 10^{-14}$ эрг/(с·см·К)), определены зависимости от температуры и параметра неидеальности коэффициентов теплопроводности и температуропроводности.
- Получены данные экспериментального исследования фотоэмиссионной зарядки полидисперсных иттриевых частиц (работа выхода фотоэлектронов 3,3 эВ), показано, что происходит двуполярная зарядка: около 90 % частиц

приобретает положительный заряд (~ 8000 элементарных зарядов), около 10 % — отрицательный заряд (~ 1500 элементарных зарядов) для частиц радиусом 15 мкм.

- Экспериментально показана и проанализирована сверхвысокая зарядка пылевых частиц при воздействии пучка электронов ($1,6 \cdot 10^7$ элементарных зарядов для частицы радиусом 50 мкм).
- Предложен способ генерации вакансий в плазменно-пылевом кристалле с помощью лазерного воздействия. Выполнена оценка сил межчастичного взаимодействия по экспериментальным данным об ускорении частиц вблизи вакансии ($\sim 10^8$ дин для пластиковых частиц диаметром 12,74 мкм).
- Экспериментально обнаружены незатухающие вертикальные осцилляции отдельной частицы в плазменно-пылевом монослое, возбуждаемые лазерным импульсом. Исследованы параметры этих осцилляций, изучены эффекты, связанные с перезарядкой частицы и запаздыванием ее заряда по отношению к равновесному.

Список публикаций

1. Ваулина О. С., Петров О. Ф., Фортов В. Е., Чернышев А. В., Гавриков А. В., Шахова И. А., Семенов Ю. П. Экспериментальные исследования динамики макрочастиц в плазме газовых разрядов // *Физ. плазмы*. — 2003. — Т. 29, № 8. — С. 698–713.
2. Gavrikov A. V., Shakhova I. A., Vaulina O. S., Petrov O. F., Fortov V. E. Study of diffusion coefficient and phase transitions in structures formed by dust particles in RF-discharge // *Phys. Scr.* — 2004. — Vol. 2004, no. T107. — P. 83.
3. Vaulina O. S., Petrov O. F., Fortov V. E., Chernyshev A. V., Gavrikov A. V., Shakhova O. A. Three-particle correlations in nonideal dusty plasma // *Phys. Rev. Lett.* — 2004. — Vol. 93. — P. 035004.
4. Gavrikov A., Shakhova I., Ivanov A., Petrov O., Vorona N., Fortov V. Experimental study of laminar flow in dusty plasma liquid // *Phys. Lett. A.* — 2005. — Vol. 336, no. 4–5. — P. 378–383.
5. Фортов В. Е., Ваулина О. С., Петров О. Ф., Шахова И. А., Гавриков А. В., Хрусталеv Ю. В. Экспериментальное исследование процессов теплопереноса для макрочастиц в пылевой плазме // *Письма в ЖЭТФ*. — 2005. — Т. 82, № 8. — С. 549–555.
6. Petrov O. F., Fortov V. E., Vaulina O. S., Chernyshev A. V., Antipov S. N., Gavrikov A. V., Shakhova I. A. Experimental study of dusty plasma kinetics // *Phys. Scr.* — 2005. — Vol. 2005, no. T116. — P. 97.
7. Baimbetov F. B., Ramazanov T. S., Dzhumagulova K. N., Kadyrsizov E. R., Petrov O. F., Gavrikov A. V. Modelling of dusty plasma properties by computer simulation methods // *J. Phys. A.* — 2006. — Vol. 39, no. 17. — P. 4521.
8. Фортов В. Е., Ваулина О. С., Петров О. Ф., Шахова И. А., Гавриков А. В., Хрусталеv Ю. В. Анализ процессов теплопереноса для пылевых структур в плазме ВЧ-разряда // *Физ. плазмы*. — 2006. — Т. 32, № 4. — С. 352–361.

9. Фортов В. Е., Петров О. Ф., Ваулина О. С., Усачев А. Д., Зобнин А. В., Гавриков А. В. Методы диагностики пылевой плазмы (Раздел III) / Под ред. В. Е. Фортова. — М: Янус-К, 2006. — Т. I-2: [Пылевая плазма](#) из Энциклопедии по физике низкотемпературной плазмы. Серия А. Прогресс в физике и технике низкотемпературной плазмы. — ISBN: [978-5-8037-0376-1](#) ([5-8037-0376-1](#)).
10. Ваулина О. С., Петров О. Ф., Гавриков А. В., Фортов В. Е. Определение парного потенциала взаимодействия между пылевыми частицами в плазме // [Физ. плазмы](#). — 2007. — Т. 33, № 4. — С. 311–322.
11. Fortov V. E., Vaulina O. S., Petrov O. F., Vasiliev M. N., Gavrikov A. V., Shakova I. A., Vorona N. A., Khrustalyov Y. V., Manohin A. A., Chernyshov A. V. Experimental study of the heat transport processes in dusty plasma fluid // [Phys. Rev. E](#). — 2007. — Vol. 75. — P. 026403.
12. Fortov V. E., Gavrikov A. V., Petrov O. F., Shakhova I. A., Vorob'ev V. S. Investigation of the interaction potential and thermodynamic functions of dusty plasma by measured correlation functions // [Phys. Plasmas](#). — 2007. — Vol. 14, no. 4. — P. 040705.
13. Филиппов А. В., Васильев М. Н., Гавриков А. В., Паль А. Ф., Петров О. Ф., Старостин А. Н., Фортов В. Е. Сверхвысокая зарядка пылевых частиц в неравновесной плазме // [Письма в ЖЭТФ](#). — 2007. — Т. 86, № 1. — С. 16–21.
14. Ворона Н. А., Гавриков А. В., Иванов А. С., Петров О. Ф., Фортов В. Е., Шахова И. А. Вязкость плазменно-пылевой жидкости // [ЖЭТФ](#). — 2007. — Т. 132, № 4. — С. 941–948.
15. Vaulina O. S., Petrov O. F., Gavrikov A. V., Adamovich X. G., Fortov V. E. Experimental study of transport of macroparticles in plasma RF-discharge // [Phys. Lett. A](#). — 2008. — Vol. 372, no. 7. — P. 1096 – 1100.
16. Vaulina O. S., Lisin E. A., Gavrikov A. V., Petrov O. F., Fortov V. E. Determination of pair interaction forces between particles in nonideal dissipative systems // [Phys. Rev. Lett.](#) — 2009. — Vol. 103. — P. 035003.

17. Filippov A. V., Pal' A. F., Starostin A. N., Gavrikov A. V., Fortov V. E., Petrov O. F., Vasil'ev M. N. Charging dust particles in plasmas with two-temperature distributions of electrons and with cold ions // *Phys. Plasmas*. — 2009. — Vol. 16, no. 9. — P. 093702.
18. Ваулина О. С., Лисин Е. А., Гавриков А. В., Петров О. Ф., Фортвов В. Е. Анализ парного межчастичного взаимодействия в неидеальных диссипативных системах // *ЖЭТФ*. — 2010. — Т. 132, № 4. — С. 941–948.
19. Gavrikov A. V., Goranskaya D. N., Ivanov A. S., Petrov O. F., Timirkhanov R. A., Vorona N. A., Fortov V. E. Investigation of non-newtonian behavior of dusty plasma liquid // *J. Plasma Phys.* — 2010. — Vol. 76, no. 3–4. — P. 579–592.
20. Vaulina O. S., Lisin E. A., Gavrikov A. V., Petrov O. F., Fortov V. E. Analysis of the interaction between particles in non-ideal quasi-equilibrium extended systems // *J. Plasma Phys.* — 2010. — Vol. 76, no. 3–4. — P. 593–602.
21. Васильев М. Н., Ворона Н. А., Гавриков А. В., Петров О. Ф., Сидоров В. С., Фортвов В. Е. Аномально высокая зарядка дисперсных частиц электронным пучком с энергией электронов 25 кэВ // *Письма в ЖТФ*. — 2010. — Т. 36, № 24. — С. 54–60.
22. Гавриков А. В., Дорохов В. Г., Иванов А. С., Паль А. Ф., Петров О. Ф., Рябинкин А. Н., Савченко В. И., Серов А. О., Скрылева Е. А. и др. Гидрирование тринитротолуола в присутствии дисперсного композиционного материала (Pd+Al)/SiO₂, полученного с использованием пылевой плазмы // *ДАН*. — 2010. — Т. 430, № 4. — С. 487–489.
23. Филиппов А. В., Бабичев В. Н., Фортвов В. Е., Гавриков А. В., Паль А. Ф., Петров О. Ф., Старостин А. Н., Саркаров Н. Э. Двуполярная зарядка пылевых частиц под действием ультрафиолетового излучения // *ЖЭТФ*. — 2011. — Т. 139, № 5. — С. 1009–1021.
24. Fortov V. E., Gavrikov A. V., Petrov O. F., Sidorov V. S., Vasiliev M. N., Vorona N. A. Superhigh dust charging by high-voltage electron beam //

- [EPL](#). — 2011. — Vol. 94, no. 5. — P. 55001.
25. Антонов Н. Н., Гавриков А. В., Иванов А. С., Петров О. Ф., Тимирханов Р. А., Фортов В. Е. Лазерное возбуждение долгоживущих колебательных состояний в плазменно-пылевой ловушке // [ЖЭТФ](#). — 2012. — Т. 139, № 5. — С. 1009–1021.
 26. Стаценко К. Б., Гавриков А. В., Шахова И. А. Экспериментальное исследование распределения макрочастиц по скоростям в плазменно-пылевых структурах в приэлектродном слое ВЧ-разряда емкостного типа // Труды XLVII научной конференции МФТИ ГУ «Современные проблемы фундаментальных и прикладных наук». Часть VIII. Проблемы современной физики. 26-27 ноября 2004 года, г. Долгопрудный. — М: МФТИ, 2004. — С. 95.
 27. Gavrikov A. V., Shakhova I. A., Ivanov A. S., Petrov O. F., Vorona N. A., Fortov V. E. Shear viscosity of gas discharge dusty plasma // 15th Symposium on Applications of Plasma Processes, 3d EU-Japan Joint Symposium on Plasma Processing, Podbanske, Slovakia, 15-20 January 2005, Book of Contributed Papers. — CUP, Slovakia, 2005. — P. 99.
 28. Gavrikov A. V., Fortov V. E., Petrov O. F., Babichev V. N., Filippov A. V., Pal A. F., Starostin A. N. Study of photoemissive dusty plasma // [AIP Conf. Proc.](#) — 2008. — Vol. 1041, no. 1. — P. 211–212.

Цитированная литература

29. [Комплексная и пылевая плазма. Из лаборатории в космос](#) / Под ред. В. Е. Фортов, Г. Е. Морфилл, А. Г. Храпак. — пер. с англ. изд. — М: Физматлит, 2012.
30. Фортов В. Е., Храпак А. Г., Храпак С. А. и др. Пылевая плазма // [УФН](#). — 2004. — Т. 174, № 5. — С. 495–544.
31. Kopnin S. I., Popel S. I. Dust acoustic mode manifestations in earth's dusty ionosphere // [AIP Conf. Proc.](#) — 2005. — Vol. 799, no. 1. — P. 161–164.
32. Goertz C. K. Dusty plasmas in the solar system // [Rev. Geophys.](#) — 1989. — Vol. 27, no. 2. — P. 271–292.
33. Robinson P. A. J., Coakley P. Spacecraft charging-progress in the study of dielectrics and plasmas // [IEEE Trans. Electr. Insul.](#) — 1992. — Vol. 27, no. 5. — P. 944–960.
34. Verheest F. Dusty plasmas in application to astrophysics // [Plasma Phys. Control. Fusion.](#) — 1999. — Vol. 41, no. 3A. — P. A445.
35. Winter J. Dust in fusion devices — experimental evidence, possible sources and consequences // [Plasma Phys. Control. Fusion.](#) — 1998. — Vol. 40, no. 6. — P. 1201.
36. Цытович В. Н., Винтер Д. Пыль в установках управляемого термоядерного синтеза // [Усп. физ. наук](#). — 1998. — Т. 168, № 8. — С. 899–907.
37. Ваулина О. С., Фортов В. Е., Петров О. Ф. и др. [Пылевая плазма: эксперимент и теория](#). — М. : Физматлит, 2009. — С. 316. — ISBN: 9785-94052-179-2.
38. Kroesen G. M. W., Stoffels E., Stoffels W. W. et al. [Dusty Plasmas: Fundamental Aspects and Industrial Applications](#) // [Advanced Technologies Based on Wave and Beam Generated Plasmas](#) / Ed. by H. Schlüter, A. Shivarova. — Dordrecht : Springer Netherlands, 1999. — P. 175–190. — ISBN: 978-94-017-0633-9.
39. Langmuir I., Fong C. G., Dittmer A. F. A new type of electric discharge: the

- streamer discharge // [Science](#). — 1924. — Vol. 60, no. 1557. — P. 392–394.
40. Косс К. Г., Петров О. Ф., Мясников М. И. и др. Фазовые переходы и динамическая энтропия в малых двумерных системах: эксперимент и численное моделирование // [ЖЭТФ](#). — 2016. — Т. 150, № 1. — С. 111–121.
41. Антипов С. Н., Асиновский Э. И., Кириллин А. В. и др. Заряд и структуры пылевых частиц в газовом разряде при криогенных температурах // [ЖЭТФ](#). — 2008. — Т. 133, № 4. — С. 948–956.
42. Болтнев Р. Е., Васильев М. М., Кононов Е. А., Петров О. Ф. Явления самоорганизации в криогенной газоразрядной плазме: формирование пылевого облака наночастиц и плазменно-пылевых волн // [ЖЭТФ](#). — 2018. — Т. 126, № 4. — С. 679–684.
43. Фортов В. Е., Нефедов А. П., Ваулина О. С. и др. Пылевая плазма, индуцированная солнечным излучением, в условиях микрогравитации: эксперимент на борту орбитальной станции «Мир» // [ЖЭТФ](#). — 1998. — Т. 114, № 6. — С. 2004–2021.
44. Fortov V., Morfill G., Petrov O. et al. The project ‘Plasmakristall-4’ (PK-4) — a new stage in investigations of dusty plasmas under microgravity conditions: first results and future plans // [Plasma Phys. Control. Fusion](#). — 2005. — Vol. 47, no. 12B. — P. B537.
45. Petrov O. F., Myasnikov M. I., D’yachkov L. G. et al. Coulomb clusters of dust particles in a cusp magnetic trap under microgravity conditions // [Phys. Rev. E](#). — 2012. — Vol. 86. — P. 036404.
46. Usachev A. D., Zobnin A. V., Petrov O. F. et al. Formation of a boundary-free dust cluster in a low-pressure gas-discharge plasma // [Phys. Rev. Lett.](#) — 2009. — Vol. 102. — P. 045001.
47. Norman G. E., Timofeev A. V. Kinetic temperature of dust particle motion in gas-discharge plasma // [Phys. Rev. E](#). — 2011. — Nov. — Vol. 84. — P. 056401.
48. Semyonov V., Timofeev A. Resonant energy transfer between degrees of free-

- dom in a dusty plasma system // [IEEE Trans. Plasma Sci.](#) — 2018. — May. — Vol. 46, no. 5. — P. 1855–1858.
49. Фукс Н. А. [Механика аэрозолей](#) / Под ред. Б. В. Дерягин. — М.: АН СССР, 1955. — С. 353.
50. Филиппов А. В., Фортов В. Е., Паль А. Ф., Старостин А. Н. Механизм диффузии положительно заряженных пылевых частиц в фотоэмиссионной ячейке в условиях микрогравитации // [ЖЭТФ](#). — 2003. — Т. 123, № 4. — С. 775–786.
51. Нефедов А. П., Петров О. Ф., Фортов В. Е. Кристаллические структуры в плазме с сильным взаимодействием макрочастиц // [Усп. физ. наук.](#) — 1997. — Т. 167, № 11. — С. 1215–1226.
52. Khrapak S. A., Ratynskaia S. V., Zobnin A. V. et al. Particle charge in the bulk of gas discharges // [Phys. Rev. E.](#) — 2005. — Vol. 72. — P. 016406.
53. Френкель Я. И. [Кинетическая теория жидкостей](#) / Под ред. Н. Н. Семенов. Классики науки. — Л.: Наука, Ленингр. отд., 1975. — С. 536.
54. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Питаевский Л. П. [Физическая кинетика](#). — 2-е, испр. изд. — М.: Физматлит, 2002. — Т. X из Теоретическая физика. — С. 536. — ISBN: [978-5-9221-0125-7](#).
55. Балеску Р. [Равновесная и неравновесная статистическая механика](#) / Под ред. Д. Н. Зубарев, Ю. Л. Климонтович. — М.: Мир, 1978. — Т. 1. — С. 405. — ISBN: [978-0-8946-4524-2](#).
56. Ailawadi N. K. Equilibrium theories of simple liquids // [Phys. Rep.](#) — 1980. — Vol. 57, no. 4. — P. 241–306.
57. Скрышевский А. Ф. [Структурный анализ жидкостей и аморфных тел](#) / Под ред. Г. С. Жданов. — 2-е, перераб. и доп. изд. — М: Высшая школа, 1980. — С. 328.
58. Raveche H. J., Mountain R. D. Three atom correlations in liquid neon // [J. Chem. Phys.](#) — 1972. — Vol. 57, no. 9. — P. 3987–3992.
59. Raveche H. J., Mountain R. D., Streett W. B. Three atom correlations in

- the lennard-jones fluid // *J. Chem. Phys.* — 1972. — Vol. 57, no. 11. — P. 4999–5006.
60. shion Wang S., Krumhansl J. A. Superposition assumption. ii. high density fluid argon // *J. Chem. Phys.* — 1972. — Vol. 56, no. 9. — P. 4287–4290.
61. *Спектроскопия оптического смешения и корреляция фотонов* / Под ред. Пайк Э. Камминс Г. — М.: Мир, 1978. — С. 3987–3992.
62. Ваулина О. С., Храпак С. А. Моделирование динамики сильновозмущенных макрочастиц в слабоионизованной плазме // *ЖЭТФ*. — 2001. — Т. 119, № 2. — С. 264–271.
63. Löwen H., Palberg T., Simon R. Dynamical criterion for freezing of colloidal liquids // *Phys. Rev. Lett.* — 1993. — Vol. 70. — P. 1557–1560.
64. Vaulina O., Khrapak S., Morfill G. Universal scaling in complex (dusty) plasmas // *Phys. Rev. E*. — 2002. — Vol. 66. — P. 016404.
65. Robbins M. O., Kremer K., Grest G. S. Phase diagram and dynamics of yukawa systems // *J. Chem. Phys.* — 1988. — Vol. 88, no. 5. — P. 3286–3312.
66. Ohta H., Hamaguchi S. Molecular dynamics evaluation of self-diffusion in yukawa systems // *Phys. Plasmas*. — 2000. — Vol. 7, no. 11. — P. 4506–4514.
67. Rosenberg R. O., Thirumalai D. Structure and dynamics of screened-coulomb colloidal liquids // *Phys. Rev. A*. — 1986. — Vol. 33. — P. 4473–4476.
68. Kremer K., Grest G. S., Robbins M. O. Dynamics of supercooled liquids interacting with a repulsive yukawa potential // *J. Phys. A: Math. Gen.* — 1987. — Vol. 20, no. 3. — P. L181.
69. Bernu B., Vieillefosse P. Transport coefficients of the classical one-component plasma // *Phys. Rev. A*. — 1978. — Nov. — Vol. 18. — P. 2345–2355.
70. Donko Z., Nyiri B. Molecular dynamics calculation of the thermal conductivity and shear viscosity of the classical one-component plasma // *Phys. Plasmas*. — 2000. — Vol. 7, no. 1. — P. 45–50.

71. Bastea S. Viscosity and mutual diffusion in strongly asymmetric binary ionic mixtures // [Phys. Rev. E](#). — 2005. — Vol. 71. — P. 056405.
72. Salin G., Caillol J.-M. Transport coefficients of the yukawa one-component plasma // [Phys. Rev. Lett.](#) — 2002. — Vol. 88. — P. 065002.
73. Salin G., Caillol J.-M. Equilibrium molecular dynamics simulations of the transport coefficients of the yukawa one component plasma // [Phys. Plasmas](#). — 2003. — Vol. 10, no. 5. — P. 1220–1230.
74. Saigo T., Hamaguchi S. Shear viscosity of strongly coupled yukawa systems // [Phys. Plasmas](#). — 2002. — Vol. 9, no. 4. — P. 1210–1216.
75. Daligault J. Liquid-state properties of a one-component plasma // [Phys. Rev. Lett.](#) — 2006. — Feb. — Vol. 96. — P. 065003.
76. Murillo M. S. Viscosity estimates for strongly coupled yukawa systems // [Phys. Rev. E](#). — 2000. — Sep. — Vol. 62. — P. 4115–4119.
77. Овчинников А. А., Тимашев С. Ф., Белый А. А. [Кинетика диффузионно-контролируемых химических процессов](#). — М.: Химия, 1986. — С. 288.
78. Thomas H. M., Morfill G. E. Melting dynamics of a plasma crystal // [Nature](#). — 1996. — Vol. 379. — P. 806–809.
79. Жуховицкий А. А., Шварцман Л. А. [Физическая химия](#). — М.: Металлургия, 1987. — С. 688.
80. Белащенко Д. К. [Явления переноса в жидких металлах и полупроводниках](#). — М.: Атомиздат, 1970. — С. 400.
81. Френкель Я. И. [Введение в теорию металлов](#) / Под ред. С. В. Вонсовский. — М.: Физматгиз, 1958. — С. 368.
82. March N. H., Tosi M. P. [Introduction to Liquid State Physics](#). — World Scientific, 2002. — ISBN: 9789813102538.
83. Петрик Г. Г., Тодоровский Б. Е., Гаджиева З. Р. О возможности расчета критических параметров (t_c, v_c) вещества на основе информации о взаимодействии образующих его молекул // [Химия и компьютерное моделирование. Бутлеровские сообщения. Спец. выпуск](#). — 2002. — № 10. — С. 301–304.

84. Young D. A., Alder B. J. Critical point of metals from the van der waals model // [Phys. Rev. A.](#) — 1971. — Vol. 3. — P. 364–371.
85. Farouki R. T., Hamaguchi S. Phase transitions of dense systems of charged “dust” grains in plasmas // [Appl. Phys. Lett.](#) — 1992. — Vol. 61, no. 25. — P. 2973–2975.
86. Ichimaru S. Strongly coupled plasmas: high-density classical plasmas and degenerate electron liquids // [Rev. Mod. Phys.](#) — 1982. — Vol. 54. — P. 1017–1059.
87. Vaulina O. S., Vladimirov S. V. Diffusion and dynamics of macro-particles in a complex plasma // [Phys. Plasmas.](#) — 2002. — Vol. 9, no. 3. — P. 835–840.
88. Vaulina O. S., Vladimirov S. V., Petrov O. F., Fortov V. E. Criteria of phase transitions in a complex plasma // [Phys. Rev. Lett.](#) — 2002. — Vol. 88. — P. 245002.
89. Saigo T., Hamaguchi S. Shear viscosity of strongly coupled yukawa systems // [Phys. Plasmas.](#) — 2002. — Vol. 9, no. 4. — P. 1210–1216.
90. Wallenborn J., Baus M. Kinetic theory of the shear viscosity of a strongly coupled classical one-component plasma // [Phys. Rev. A.](#) — 1978. — Vol. 18. — P. 1737–1747.
91. Горшков А. В. Полуэмпирические уравнения зависимости кинетических и термодинамических параметров элементарных жидкостей от характеристик элементов // [Прикладная физика.](#) — 1999. — № 6.
92. Цытович В. Н. Плазменно-пылевые кристаллы, капли и облака // [Усп. физ. наук.](#) — 1997. — Т. 167, № 1. — С. 57–99.
93. Fortov V. E., Vaulina O. S., Petrov O. F. et al. Transport of microparticles in weakly ionized gas-discharge plasmas under microgravity conditions // [Phys. Rev. Lett.](#) — 2003. — Vol. 90. — P. 245005.
94. Сивухин Д. В. [Термодинамика и молекулярная физика.](#) — 5-е изд., испр. изд. — М.: Физматлит, 2005. — Т. 2 из Общей курс физики. — С. 544. — ISBN: [5-9221-0601-5.](#)

95. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. *Гидродинамика*. — М.: Физматлит, 2001. — Т. 6 из Теоретическая физика в 10 томах.
96. Бычков В. Л., Васильев М. Н., Коротеев А. С. *Электронно-пучковая плазма. Генерация, свойства, применение*. — М. : МГОУ А/О «Росвузнаука», 1993. — С. 144. — ISBN: 5-7045-0219-9.
97. Konopka U., Ratke L., Thomas H. M. Central collisions of charged dust particles in a plasma // *Phys. Rev. Lett.* — 1997. — Vol. 79, no. 7. — P. 1269–1272.
98. Konopka U., Morfill G. E., Ratke L. Measurement of the interaction potential of microspheres in the sheath of aRF discharge // *Phys. Rev. Lett.* — 2000. — Vol. 84, no. 5. — P. 891–894.
99. Nosenko V., Zhdanov S., Ivlev A. V. et al. Heat transport in a two-dimensional complex (dusty) plasma at melting conditions // *Phys. Rev. Lett.* — 2008. — Vol. 100, no. 2. — P. 025003.
100. Nunomura S., Samsonov D., Zhdanov S., Morfill G. Heat transfer in a two-dimensional crystalline complex (dusty) plasma // *Phys. Rev. Lett.* — 2005. — Vol. 95, no. 2. — P. 025003.
101. Hou L.-J., Piel A. Heat conduction in 2D strongly coupled dusty plasmas // *J. Phys. A: Math. Theor.* — 2009. — Vol. 42, no. 21. — P. 214025.
102. Ваулина О. С., Нефедов А. П., Петров О. Ф., Фортов В. Е. Транспортные характеристики макрочастиц в пылевой плазме, индуцированной солнечным излучением // *ЖЭТФ*. — 2001. — Т. 119, № 6. — С. 1129–1136.
103. Sickafoose A. A., Colwell J. E., Horányi M., Robertson S. Photoelectric charging of dust particles in vacuum // *Phys. Rev. Lett.* — 2000. — Vol. 84. — P. 6034–6037.
104. Colwell J. E., Robertson S. R., Hornyi M. et al. Lunar dust levitation // *J. Aerosp. Eng.* — 2009. — Vol. 22, no. 1. — P. 2–9.
105. Филиппов А. В., Паль А. Ф., Старостин А. Н. Фотоэмиссионная зарядка пылевых частиц и амбиполярный распад пылевой плазмы в гелии при

- атмосферном давлении // [Физика экстремальных состояний вещества](#) — 2004 / Под ред. В. Е. Фортов, В. П. Ефремов, К. В. Хищенко и др. ; Институт проблем химической физики Российской академии наук. — Черноголовка, 2004. — С. 199–201.
106. Ren L.-W., Wang Z.-X., Wang X. et al. The dust acoustic solitary waves in dusty plasmas: Effects of ultraviolet irradiation // [Phys. Plasmas](#). — 2006. — Vol. 13, no. 8. — P. 082306.
107. Filippov A. V., Pal A. F., Starostin A. N. Study of photoemission charging of dust particles // 2nd International Conference on the Physics of Dusty and Burning Plasmas. — Odessa, Ukraine, 2007. — P. 44–47.
108. Ignatov A. M. Photoelectric charging of dust grains // [Plasma Phys. Rep.](#) — 2009. — Aug. — Vol. 35, no. 8. — P. 647–650.
109. Miloch W. J., Vladimirov S. V., Pecseli H. L., J. T. Charging of insulating and conducting dust grains by flowing plasma and photoemission // [New J. Phys.](#) — 2009. — Vol. 11, no. 4. — P. 043005.
110. Бабичев А. П., Бабушкина Н. А., Братковский А. М. [Физические величины: Справочник](#) / Под ред. И. С. Григорьев, Е. З. Мейлихов. — М. : Энергоатомиздат, 1991. — С. 1232. — ISBN: [9785-94052-179-2](#).
111. Colwell J. E., Batiste S., Horanyi M. et al. Lunar surface: Dust dynamics and regolith mechanics // [Rev. Geophys.](#) — 2007. — Vol. 45, no. 2.
112. Stubbs T., S Halekas J., Farrell W., Vondrak R. Lunar surface charging: A global perspective using lunar prospector data. — 2005. — 08. — Vol. 1280.
113. Акишев Ю. С., Каральник В. Б., Петряков А. В. и др. Малогабаритный источник нейтронов на основе сверхвысокой зарядки пылевых частиц пучково-плазменным методом // Атомтех 2014. Электрофизика. отраслевая научная конференция 26–28 ноября 2014 г. Тезисы докладов. — М: НИЯУ МИФИ, 2014. — С. 39.
114. Liu T. M., Musinski L. D., Patel P. R. et al. Nanoparticle electric propulsion for space exploration // [AIP Conf. Proc.](#) — 2007. — Vol. 880, no. 1. —

- Р. 787–794.
115. Trottenberg T., Kersten H., Neumann H. Feasibility of electrostatic microparticle propulsion // *New J. Phys.* — 2008. — Vol. 10, no. 6. — P. 063012.
116. Avinash K., Zank G. P. Micropropulsion in space via dust-plasma thruster // *Phys. Plasmas*. — 2007. — Vol. 14, no. 5. — P. 053507.
117. Корнилов С. Ю. *Формирование и фокусировка интенсивных электронных пучков в электронно-оптической системе с плазменным эмиттером* : Дис. ... канд. техн. наук / С. Ю. Корнилов ; ТУСУР. — Томск, 2010. — С. 142.
118. Корнилов С. Ю., Осипов И. В., Ремпе Н. Г. Получение остросфокусированных пучков в электронных пушках с плазменным катодом // *ПТЭ*. — 2009. — Т. 3. — С. 104–109.
119. *Таблицы физических величин. Справочник* / Под ред. И. К. Кикоин. — М. : Атомиздат, 1976. — С. 1008. — ISBN: 9785-94052-179-2.
120. Walch B., Horányi M., Robertson S. Charging of dust grains in plasma with energetic electrons // *Phys. Rev. Lett.* — 1995. — Vol. 75, no. 5. — P. 838–841.
121. Рау Э. И., Евстафьева Е. Н., Андрианов М. В. Механизмы зарядки диэлектриков при их облучении электронными пучками средних энергий // *ФТТ*. — 2008. — Т. 50, № 4. — С. 599–607.
122. Beránek M., Richterová I., Nmeek Z. et al. Secondary electron emission from highly charged carbon grains // *Eur. Phys. J. D.* — 2009. — Vol. 54, no. 2. — P. 299–304.
123. Katz L., Penfold A. S. Range-energy relations for electrons and the determination of beta-ray end-point energies by absorption // *Rev. Mod. Phys.* — 1952. — Vol. 24, no. 1. — P. 28–44.
124. Сивухин Д. В. *Электричество*. — 5-е изд., стер. изд. — М: Физматлит, 2009. — Т. 3 из Общей курс физики. В 5 томах. — С. 656. — ISBN: 978-5-9221-0673-3, 5-9221-0226-5.
125. Тимошенко С. П., Гудьер Д. *Теория упругости* / Под ред. Г. С. Шапиро. —

- М. : Наука, 1975. — С. 576.
126. Миссол В. [Поверхностная энергия раздела фаз в металлах](#) / Под ред. Н. В. Перцов. — М. : Металлургия, 1978. — С. 108.
127. Горбунов С. В., Зацепин А. Ф., Пустоваров В. А. и др. Электронные возбуждения и дефекты в наноструктурном Al_2O_3 // [ФТТ](#). — 2005. — Т. 47, № 4. — С. 708–712.
128. Жаховский В. В., Молотков В. И., Нефедов А. П. и др. Аномальный нагрев системы пылевых частиц в газоразрядной плазме // [Письма в ЖЭТФ](#). — 1997. — Т. 66, № 6. — С. 392–397.
129. Nunomura S., Misawa T., Ohno N., Takamura S. Instability of dust particles in a coulomb crystal due to delayed charging // [Phys. Rev. Lett.](#) — 1999. — Vol. 83. — P. 1970–1973.
130. Tomme E. B., Law D. A., Annaratone B. M., Allen J. E. Parabolic plasma sheath potentials and their implications for the charge on levitated dust particles // [Phys. Rev. Lett.](#) — 2000. — Vol. 85. — P. 2518–2521.
131. Ikkurthi V. R., Matyash K., Melzer A., Schneider R. Computation of dust charge and potential on a static spherical dust grain immersed in RF discharges // [Phys. Plasmas](#). — 2008. — Vol. 15, no. 12. — P. 123704.
132. Nitter T. Levitation of dust in rf and dc glow discharges // [Plasma Sources Sci. Technol.](#) — 1996. — Vol. 5, no. 1. — P. 93.
133. Epstein P. S. On the resistance experienced by spheres in their motion through gases // [Phys. Rev.](#) — 1924. — Vol. 23. — P. 710–733.
134. Yaroshenko V. V., Antonova T., Thomas H. M., Morfill G. E. Parameters of a collisional radio-frequency sheath and dust characteristics resulting from the microparticle levitation // [Phys. Plasmas](#). — 2009. — Vol. 16, no. 10. — P. 103505.
135. Норман Г. Э., Стегайлов В. В., Тимофеев А. В. Аномальная кинетическая энергия системы пылевых частиц в плазме газового разряда // [ЖЭТФ](#). — 2011. — Т. 139, № 5. — С. 1017–1032.

136. Homann A., Melzer A., Piel A. Measuring the charge on single particles by laser-excited resonances in plasma crystals // *Phys. Rev. E.* — 1999. — Vol. 59. — P. R3835–R3838.