

На правах рукописи

ЗОБНИН Андрей Вячеславович

**КОМПЛЕКСНАЯ ГАЗОРАЗРЯДНАЯ ПЛАЗМА:
ФОРМИРОВАНИЕ ОБЪЁМНЫХ ПЛАЗМЕННО-ПЫЛЕВЫХ
СТРУКТУР И ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ПЫЛЕВОЙ
КОМПОНЕНТЫ С ПЛАЗМОЙ ТЛЕЮЩЕГО РАЗРЯДА**

01.04.08 - физика плазмы

Автореферат
диссертации на соискание ученой степени
доктора физико-математических наук

Москва 2021

Диссертационная работа выполнена в Федеральном государственном бюджетном учреждении науки Объединённом институте высоких температур Российской академии наук (ОИВТ РАН)

Официальные оппоненты: Глова Александр Фёдорович, доктор физико-математических наук, профессор, начальник лаборатории, Государственный научный центр Российской Федерации Троицкий институт инновационных и термоядерных исследований (г. Москва)

Карасёв Виктор Юрьевич, доктор физико-математических наук, профессор кафедры общей физики-1, Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Санкт-Петербургский государственный университет» (г. Санкт-Петербург)

Сухинин Геннадий Иванович, доктор физико-математических наук, доцент, главный научный сотрудник лаборатории разреженных газов, Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе Сибирского отделения Российской академии наук (г. Новосибирск)

Ведущая организация: Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Федеральный исследовательский центр «Институт общей физики им. А. М. Прохорова Российской академии наук» (г. Москва)

Защита состоится « » _____ 2021 г. в 11 ч. 00 мин. на заседании диссертационного совета Д002.110.02 при Федеральном государственном бюджетном учреждении науки Объединённом институте высоких температур РАН, по адресу 125412 г. Москва, ул. Ижорская д. 13, строение 2, экспозал.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке и на сайте Объединённого института высоких температур РАН www.jiht.ru/science/dissert-council/diss_texts/

Отзыв на автореферат просьба присылать по адресу: г. Москва, 125412, ул. Ижорская д.13 строение 2 диссертационный совет ОИВТ РАН.

Автореферат разослан _____ 2021 г.

Учёный секретарь
диссертационного совета Д002.110.02
д. ф.-м. н.



Васильев
Михаил Михайлович

© Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Объединённый институт высоких температур Российской академии наук, 2021

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность работы

Комплексная (пылевая) плазма представляет собой частично ионизованный газ, содержащий большое число твёрдых, или жидких макрочастиц. Такая плазма, как правило, неравновесна, поскольку температура кипения, или сублимации конденсированного вещества обычно ниже температуры, необходимой для ионизации газа. Тем не менее, пылевая плазма широко распространена в природе и часто возникает в различных технологических процессах. Макрочастицы (пылинки), находящиеся в ионизованном газе, приобретают электрический заряд, который кардинально меняет структуру и динамику пылевой подсистемы. Распространённость пылевой плазмы в природе и обнаружение явлений самоорганизации (упорядоченных структур) привели к всплеску интереса к этому объекту исследований в 1990-ых — 2000-х годах, который сохраняется и до настоящего времени.

Цель диссертационной работы

Целью работы является исследование трёхмерных плазменно-пылевых структур в газоразрядной плазме, определение основных характеристик пылевой компоненты, анализ механизма зарядки макрочастиц, диспергированных в газоразрядную плазму, разработка подходов к численному моделированию газоразрядной плазмы с пылевой компонентой и исследование влияния плазменно-пылевых структур на структуру разряда.

Научная и практическая значимость работы

Исследования, представленные в диссертации, касаются фундаментальных вопросов взаимодействия пылевой подсистемы с плазмой тлеющего разряда. Исследования плазменно-пылевых структур в высокочастотном разряде индукционного типа стали одной из предпосылок для международного эксперимента «Плазменный Кристалл-4», проводящегося в настоящее время на борту Международной Космической Станции. Обнаружение сильного влияния столкновений ионов с нейтральными атомами на заряд пылевых частиц в типичных условиях плазмы разряда низкого давления привлекло внимание к этому вопросу широкого круга учёных из разных стран и вылилось в целое направление исследований. Исследование влияния облаков пылевых частиц на радиальное и продольное поле в разряде постоянного тока, а также эффект стратификации разряда под влиянием пылевой компоненты показало, что плазменно-пылевую структуру в газовом разряде нельзя рассматривать как ансамбль взаимодействующих частиц, находящихся в заданной потенциальной ловушке, поскольку параметры этой ловушки существенно зависят от размера, формы и плотности пылевого облака. Это открывает новый взгляд на процессы самоорганизации в комплексной плазме.

Научная новизна

Впервые были исследованы условия формирования и свойства плазменно-пылевых структур в плазме ВЧ разряда индукционного типа. Впервые было показано, что для правильного описания зарядов пылевых частиц в типичных условиях плазмы тлеющего разряда необходимо учитывать возрастания потока ионов на частицу вследствие столкновений с нейтральными атомами. Впервые рассчитаны вольт-амперные характеристики для малого сферического притягивающего зонда с учётом столкновений ионов с нейтрами для диапазона параметров, в котором ни бесстолкновительное приближение, ни приближение радиального движения не применимы. Разработана оригинальная модель разряда постоянного тока с нелокальной кинетикой электронов, позволяющая рассчитывать продольную и радиальную структуру положительного столба при наличии возмущения в виде изменения радиуса

разрядной трубки, или присутствия пылевого облака. Впервые наблюдалась стратификация положительного столба, вызванная присутствием облака частиц микронных размеров.

Достоверность результатов и апробация работы

Особенностью данной работы является сочетание экспериментальных и теоретических исследований. Все численные расчёты, представленные в работе, сравниваются с экспериментальными результатами. В диссертации приведены результаты исследований, проводившихся автором на протяжении более 20 лет. Поэтому большинство результатов прошли проверку временем и были подтверждены исследованиями различных научных групп.

Результаты работы были представлены автором на международных конференциях «Уравнения состояния вещества» (Терскол 2000, Эльбрус 2014, 2018), конференциях «Воздействие интенсивных потоков энергии на вещество» (Эльбрус 2003, 2009, 2011, 2013), всероссийских конференциях по физике низкотемпературной плазмы (Петрозаводск 2001, 2004), на международных конференциях пылевая плазма в приложениях (Одесса, Украина 2007, 2010), юбилейной конференции ОИВТАН (Москва, 2010), VII International Conference on the Physics of Dusty Plasmas (Garmisch-Partenkirchen, Germany 2011); и на различных сессиях, совещаниях и семинарах.

Всего автор имеет более 50 публикаций по физике плазмы в отечественных и международных реферируемых журналах. В диссертацию включены исследования, представленные в 19 из них.

НАУЧНЫЕ ПОЛОЖЕНИЯ, ВЫНОСИМЫЕ НА ЗАЩИТУ

1. Структуры из пылевых частиц формируются в тлеющем высокочастотном разряде индукционного типа вблизи границы свечения разряда, или у стенки газоразрядной камеры.
2. Экспериментально показано, что в трёхмерной плазменно-пылевой структуре, сформированной у нижней границы свечения разряда, происходит сепарация частиц по размерам.
3. В плазменно-пылевых структурах, сформированных у нижней границы свечения разряда при давлениях до 50 Па происходит самовозбуждение пыле-акустических колебаний, параметры которых зависят от давления газа и плотности частиц в облаке.
4. Столкновения ионов с нейтральными атомами плазмообразующего газа оказывают сильное влияние на заряды пылевых частиц в квазиизотропной газоразрядной плазме в условиях, когда длина свободного пробега ионов сопоставима, или превышает радиус Дебая фоновой плазмы.
5. Результаты расчётов вольт-амперных зависимостей ионных токов на малый сферический притягивающий зонд в изотропной слабоионизованной плазме с различными частотами столкновений ионов с нейтрами и их аналитические аппроксимации.
6. Численная модель продольно- и радиально-неоднородного положительного столба разряда постоянного тока с нелокальной кинетикой электронов и пылевой компонентой.
7. Результаты тестирования указанной модели сравнением расчётов пространственных распределений метастабильных уровней неона и интенсивностей свечения плазмы разряда постоянного тока в разрядной трубке со ступенчатым изменением радиуса с результатами экспериментальных измерений.
8. Протяжённая плазменно-пылевая структура вызывает значительное увеличение яркости свечения плазмы положительного столба разряда постоянного тока в месте своего

нахождения, что является следствием влияния плазменно-пылевой структуры на электрическое поле разряда.

9. Под влиянием пылевого облака происходит стратификация первоначально однородного положительного столба.
10. Учёт отражения электронов от поверхности пылевых частиц позволяет правильно описать ионизационно-рекомбинационное равновесие в плазменно-пылевой структуре в разряде постоянного тока в неоне.

Объём и структура диссертации

Диссертация состоит из 5 глав, содержит 177 страниц, 73 рисунка и 8 таблиц. Список цитируемой литературы содержит 209 наименований.

Личный вклад автора

Все расчёты, представленные в диссертации, были проведены автором, включая постановку задачи, разработку алгоритмов и написание программ. Во всех экспериментах, описанных в диссертации, автор принимал непосредственное участие, как в постановке эксперимента, так и в его проведении и обработке результатов.

СОДЕРЖАНИЕ ДИССЕРТАЦИИ

В конце 90-х наиболее актуальным вопросом было изучение явлений самоорганизации в трёхмерных плазменно-пылевых структурах. После обнаружения возможности формирования объёмных плазменно-пылевых структур в высокочастотных разрядах индукционного типа (ВЧИ) [Ю. В. Герасимов, и др., Письма в ЖТФ, т.24, с.62 (1998)], возникла задача систематического изучения условий формирования и свойств таких структур. Результаты таких исследований, проведённых автором, представлены в **Главе 1**, озаглавленной «**Исследование плазменно-пылевых структур в индукционном высокочастотном разряде**». Первая глава состоит из пяти подразделов.

В пункте **п. 1.1** дано описание экспериментальной установки, схема которой представлена на Рисунке 1, приведены условия формирования плазменно-пылевых структур и описан их внешний вид. ВЧИ разряд создавался индуктором из двух витков медной проволоки диаметром 1.5 мм в стеклянной трубке внутренним диаметром 2.7 см. Высокочастотный ток в индукторе находился в пределах 50-200 мА. Для подсветки пылевых частиц использовался лазерный нож толщиной 50 мкм.

Если плазма заполняла не всю разрядную трубку, то пылевые структуры формировались вблизи нижней границы свечения плазмы. Структуры наибольшего размера наблюдались в гелии и неоне. Вертикальное сечение пылевой структуры, сформированной при засыпке монодисперсных сферических частиц меламин-формальдегида диаметром 1.87 ± 0.09 мкм (по уровню 99%) производства фирмы «*microparticles GmbH*» после небольшой засыпки показано на Рисунке 2(а) и (б). После первоначальной засыпки, длина структуры достигала 10 - 15 мм, а ширина 3 - 4 мм. Концентрация частиц в верхней части плазменно-пылевой структуры менялась от 70 мм^{-3} при 30 Па неона до 150 мм^{-3} при 80 Па. При дальнейшем подсыпании большинство частиц просыпались мимо пылевого облака, но при длительной и обильной засыпке верхняя часть облака постепенно увеличивалась и принимала сердцевидную форму, как показано на Рисунке 2(в).

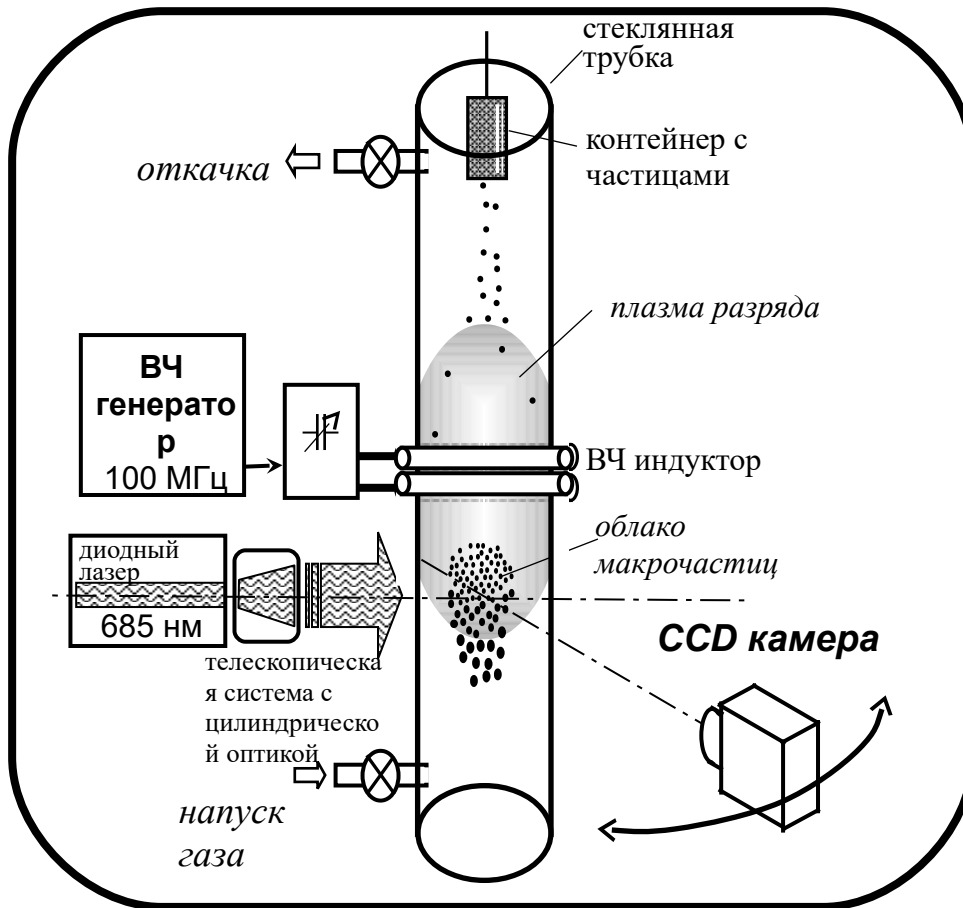


Рисунок 1 - Схема экспериментальной установки с ВЧИ разрядом.

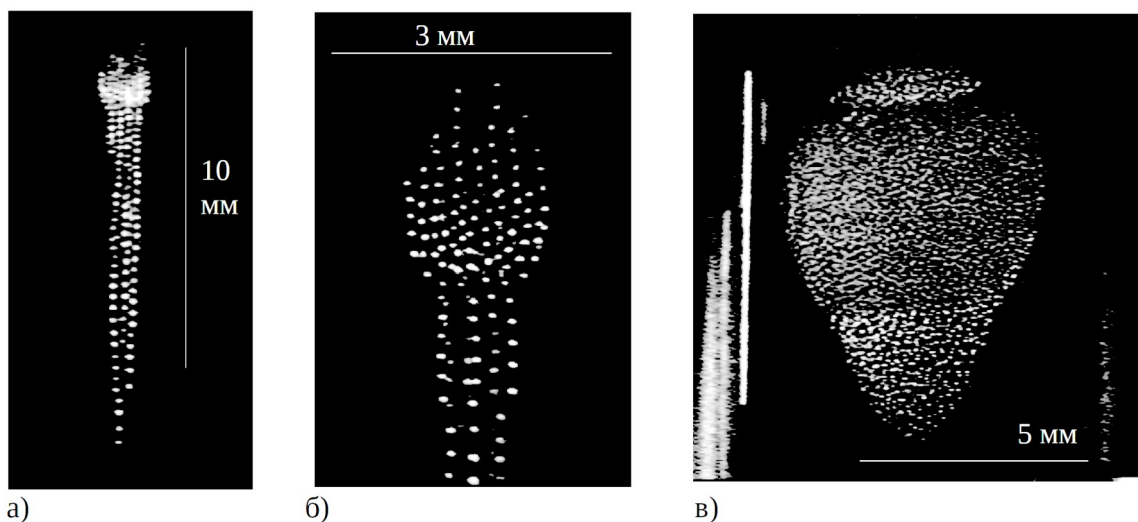


Рисунок 2 — Типичный вид плазменно-пылевых структур, сформированных засыпкой монодисперсных частиц, разряд в неоне при давлении 50 Па, а) структура, сформированная при небольшой засыпке частиц, б) её фрагмент в более крупном масштабе, в) облако, сформировавшееся в результате длительной и обильной засыпке частиц при давлении 100 Па.

При использовании полидисперсных частиц окиси церия наблюдалось формирование более крупных и сложно устроенных облаков, заполнявших практически всё поперечное сечение разрядной трубки. Фрагменты таких облаков показаны на Рисунке 3. Можно отметить,

что в гелии и неоне при давлениях 150 - 300 Па зависание пылевых облаков наблюдалось не только у нижней, но и у верхней границы светящейся области разряда.

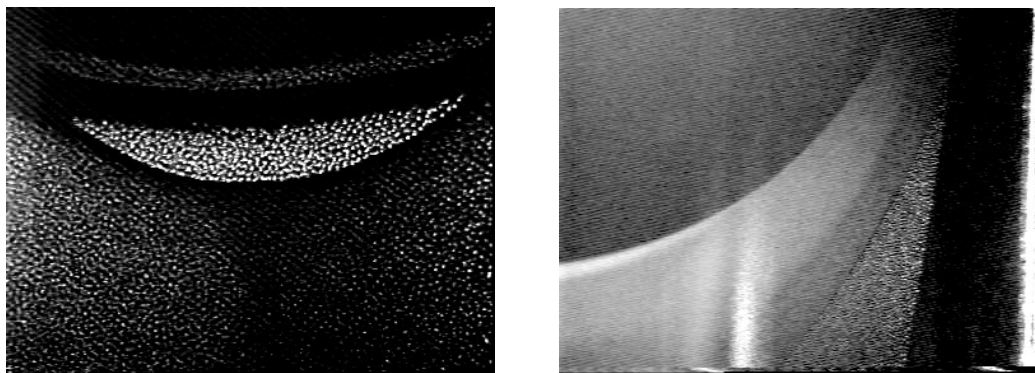


Рисунок 3 — Фрагменты плазменно-пылевых структур, сформированных полидисперсными частицами окиси церия.

В пункте 1.2 приводится описание схемы зондовых измерений и параметры плазмы в области формирования плазменно-пылевых структур в ВЧИ разряде в неоне. Использовалась трёхзондовая схема. Большой плоский противоэлектрод был введен в верхнюю часть разряда специально для возможности использования электронной ветви зондовой вольт-амперной характеристики (ВАХ). Для измерений использовался подвижный зонд диаметром 0,15 и длиной 5 мм, представлявший собой молибденовую проволоку, помещенную в тонкую, оттянутую на конце стеклянную трубку, переходящую в остеклованную часть зонда, находившийся в нижней части разряда. Система перемещения позволяла перемещать зонд в двух координатах (вдоль оси и по радиусу). Диапазон перемещения зонда по высоте составлял 4.5 см. Противоэлектрод имел площадь 24 см², достаточную для того, чтобы пропустить электронный ток подвижного зонда, но все же не достаточную для того, чтобы можно было пренебречь сопротивлением плазма - противоэлектрод. Поэтому потенциал подвижного зонда измерялся относительно другого неподвижного (опорного) электрода. Он располагался вблизи индуктора и находился под плавающим потенциалом. Для уменьшения влияния высокочастотного поля разряда в цепи опорного и подвижного зондов были введены фильтры, настроенные на частоту генератора, а противоэлектрод был заземлён. Измерения проводились в отсутствии пылевых частиц для обеспечения большей стабильности параметров плазмы.

Потенциал пространства определялся по обращению в 0 второй производной тока по напряжению. Температура электронов определялась двумя способами: по наклону логарифма второй производной тока и по зависимости концентрации электронов от потенциала пространства при разных положениях зонда. Результаты определения параметров плазмы приведены на Рисунке 4 и представлены в Таблице 1. Температуры электронов, определённые по наклону логарифма второй производной зондового тока, представленные во втором столбце Таблицы 1, оказались систематически на 30% выше, чем определённые по зависимости концентрации электронов от потенциала пространства и представленные в третьем столбце.

При определении температуры первым способом происходит систематическое завышение из-за флуктуаций потенциала пространства и выпрямления высокочастотного тока, текущего через зонд. При втором способе температура занижается из-за возмущения плазмы держателем зонда, которое возрастает по мере приближения зонда к индуктору. Поэтому в дальнейшем за температуру электронов принималось среднее между приведёнными в таблице значениями.

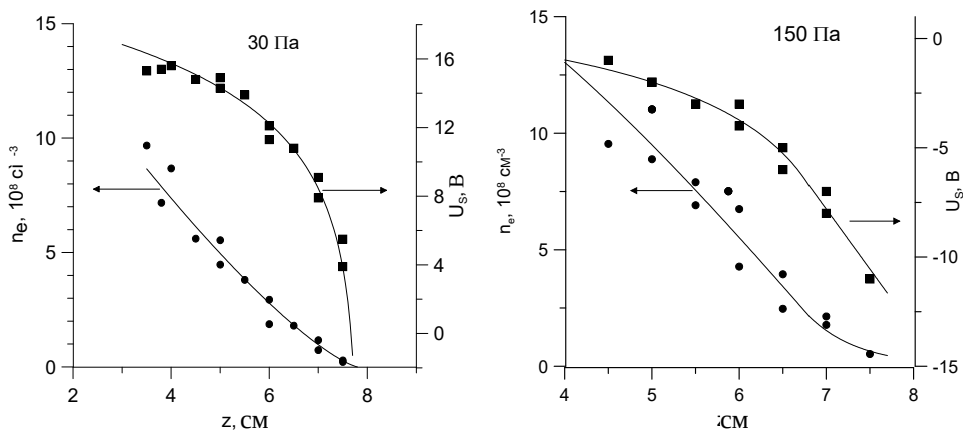


Рисунок 4 — Распределения концентрации электронов n_e и потенциалов пространства U_s на оси разряда в зависимости от расстояния до плоскости индуктора.

Таблица 1 - Результаты зондовых измерений в диффузном крае ВЧИ разряда

Р, Па	T_{e1} , эВ	T_{e2} , эВ	E, В/см	n_e , 10^8 см^{-3}	dn_e/dz , 10^8 см^{-4}
10	5.4	4.2	1.5-3.2	0.7-1.5	1.8
15	5.1	4.1	1.8-3.5	1.0-2.0	2.3
20	4.8	4.0	2.0-3.8	1.2-2.5	2.75
30	4.6	3.8	2.4-5.4	1.5-3.2	3.5
50	4.4	3.5	2.5-8.0	1.7-5.5	4.0
80	4.2	3.4	2.3-5.9	1.8-4.5	3.0
150	4.1	3.3	1.8-5.0	2.5-7.0	3.8

Вблизи границы свечения плазмы, которую удавалось определить на глаз с погрешностью до 3 мм, концентрация электронов менялась практически линейно с высотой. Наклон этой зависимости приведён в крайнем правом столбце Таблицы 1. Значения электрического поля и концентраций электронов, приведённые в таблице, соответствуют интервалу 1 см непосредственно над границей свечения, где и наблюдается формирование плазменно-пылевых структур.

В пункте 1.3 описаны методы измерения размеров частиц в облаке и результаты определения распределения размеров сферических частиц по сечению плазменно-пылевой структуры в различные моменты времени, приведены также измеренные скорости уменьшения размеров частиц. Для определения размеров частиц в отдельных частях облака проводилось снятие индикатрис рассеяния лазерного излучения и их сравнение с расчётными, но для исследования сепарации частиц по размерам в пылевой структуре и определения скорости деградации частиц использовался оригинальный метод, основанный на сравнении распределений яркости частиц в сечении плазменно-пылевой структуры, снятой под несколькими углами. Идея метода состоит в том, что сечение рассеяния монохроматического света на прозрачной сферической частице микронных размеров имеет при фиксированном угле рассеяния имеет отчётливы максимумы и провалы в зависимости от размера частицы. Были выбраны углы наблюдения, по возможности близкие к 90° , при которых имеются наиболее резкие максимумы и провалы в актуальном диапазоне размеров. Для исследования структур,

сформированных засыпкой частиц из меламин-формальдегида диаметром 0.99 ± 0.04 мкм (по уровню 99%) были выбраны углы 85° и 58° . При освещении лазером с длиной волны 685 нм рассеяние под углом 85° максимально для частиц диаметром 0.41 и 0.79 мкм и минимально при диаметрах 0.59 и 0.90 мкм, а при угле 58° максимумы яркости соответствуют диаметрам 0.47, 0.61 и 0.85 мкм, а минимумы — 0.53 и 0.74 мкм. По этим данным удалось восстановить распределение частиц по размерам в облаке, сформированном при 150 Па неона и обильной засыпке частиц. Измеренное таким способом распределение представлено на Рисунке 5. Индикатриса рассеяния излучения гелий-неонового лазера промеренная для одного из участков верхней части облака хорошо описывается теорией Ми рассеяния на частицах диаметром 0.75 мкм, что вполне согласуется с распределением на рисунке. Индикатриса рассеяния для нижней части облака, соответствующей заштрихованной области на рисунке, на малых углах рассеяния описывается функцией Бесселя, соответствующей малоугловому рассеянию на экране диаметром 2 мкм, что соответствует рассеянию на агломератах из нескольких слипшихся частиц, действительно присутствующих в засыпке.

Для исследования структур, образующихся при засыпке частиц диаметром 1.87 мкм, были подобраны углы наблюдения 74° , 82° и 92° . При угле наблюдения 74° имеются максимумы рассеяния для частиц диаметров 1.75 и 1.83 мкм и минимум при 1.80 мкм, при угле 82° максимумы яркости соответствуют диаметрам 1.60 и 1.89 мкм, а минимум диаметру 1.64 мкм, при угле 92° максимумы яркости приходятся на диаметры частиц 1.53, 1.75 и 1.83 мкм, а выраженные минимумы соответствуют диаметрам 1.48, 1.58, 1.61 и 1.92 мкм.

Вертикальное сечение пылевого облака, сформированного обильной засыпкой монодисперсных частиц меламин-формальдегида диаметром 1.87 мкм в плазму ВЧИ разряда при 150 Па неона, снятое на камеру под углами 74° , 82° и 92° к направлению луча лазера сразу после засыпки и через семь минут представлены на Рисунке 6.

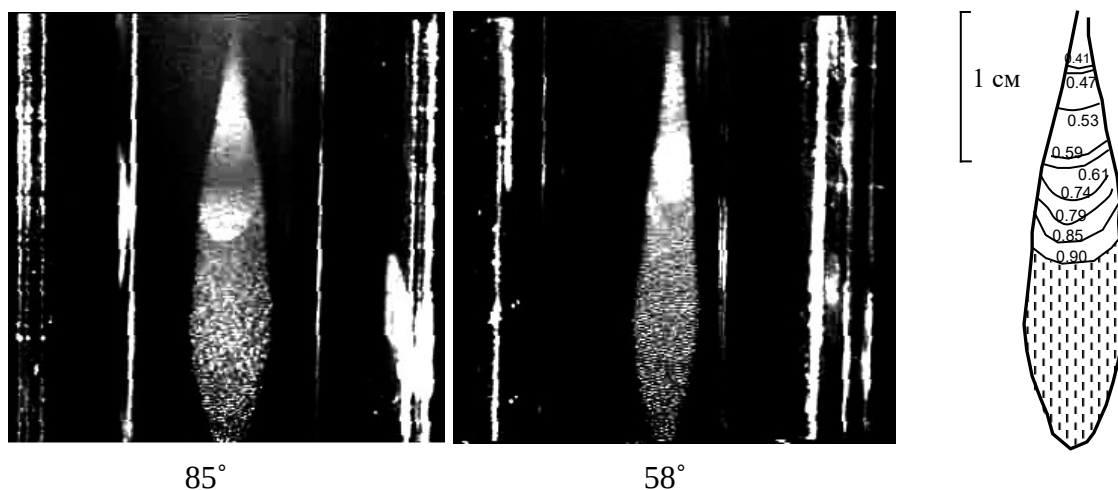


Рисунок 5 - Плазменно-пылевая структура, снятая под углами 85° и 58° и распределение сферических частиц по размерам (указаны диаметры частиц в микронах), восстановленное по соотношениям яркостей соответствующих частей облака.

Интересно отметить, что даже сразу после засыпки в облаке отсутствует область с частицами основного размера, но есть «хвост» образованный несферическими агломератами, с характерными размерами >2.5 мкм, как следует из индикатрисы рассеяния для этой области.

Распределения размеров частиц по высоте облака для структур, сформированных при давлениях 150 и 80 Па неона, для различных моментов времени представлены на Рисунке 7

(отсчёт высоты идёт от границы сферических и несферических частиц). Из этого рисунка можно определить скорость уменьшения размера частицы в разных местах разряда. Диапазон скоростей распыления частиц составляет от 0.1 нм/с до 0.14 нм/с как при 150 Па, так и при 80 Па. Скорость распыления увеличивается с приближением к индуктору примерно пропорционально росту концентрации электронов. Коэффициент скорости плазменного распыления составляет $3.5 \pm 1 \times 10^{-25}$ м⁴/с при 80 Па и $2 \pm 0.5 \times 10^{-25}$ м⁴/с при 150 Па.

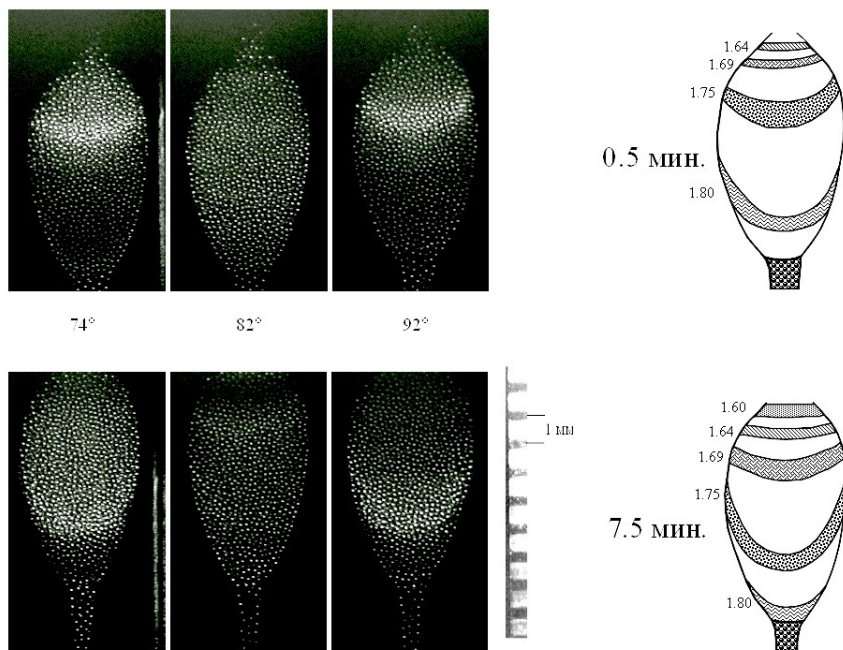


Рисунок 6 - Плазменно-пылевые структуры из частиц 1.87 мкм при давлении 150 Па неона при наблюдении под углами 74, 82 и 92 градуса и распределения частиц по размерам через пол минуты после формирования облака и спустя 7 минут.

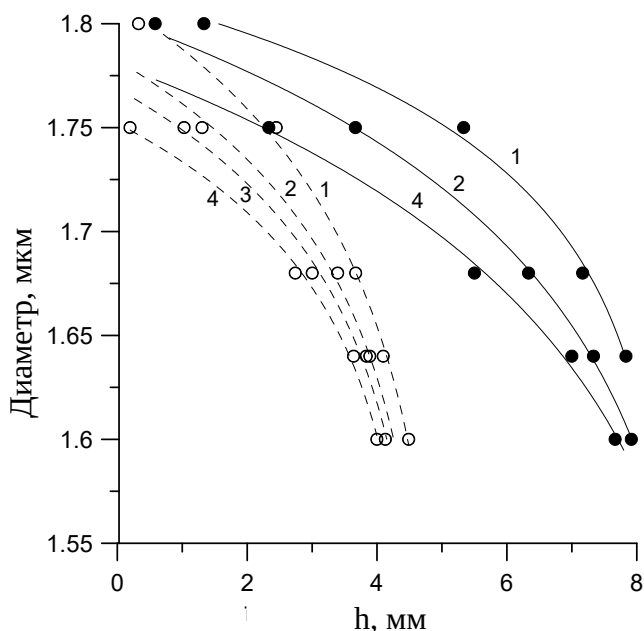


Рисунок 7 - Распределение частиц по размерам в облаке при 150 Па (сплошные кружки и непрерывные линии) и при 80 Па (открытые кружки и штриховые линии) для разных моментов времени, отсчёт координаты ведётся от границы между зонами сферических и не сферических частиц по направлению вверх (к индуктору), цифры у кривых соответствуют 1- 0.5 мин. после засыпки, 2 – 3.5 мин., 3 – 5 мин., 4 – 7.5 мин.

В пункте 1.4 описан способ измерения зарядов частиц методом столкновений и результаты измерений зарядов. Метод основан на анализе движения частиц, находящихся в плазменно-пылевой структуре, при пролёте вблизи них более крупных частиц, падающих в поле тяжести. Фактически таким образом можно определить только произведение зарядов частиц двух размеров, для определения заряда каждой частицы требуется дополнительное предположение о зависимости заряда от радиуса, например предположение о независимости потенциала поверхности от радиуса (отметим, что характерное время установление заряда частицы это единицы, или десятки микросекунд, поэтому заряд падающей со скоростью несколько десятков сантиметров в секунду частицы, можно считать равновесным).

Плазменно-пылевые структуры формировались засыпкой монодисперсных частиц диаметром 1.87 мкм (фактический размер частиц в структуре был 1.75 ± 0.05 мкм), а пролетали через них монодисперсные частицы диаметром 12.74 мкм. Видео регистрация велась скоростной камерой на скорости 1000 кадров в секунду. Эксперименты проводились при давлениях неона 20, 30, 49 и 51 Па. По движению частиц определялись начальные импульсы, приобретаемые мелкими частицами при пролёте крупной. В силу конечной толщины лазерного ножа, подсвечивающего частицы, как скорости мелких частиц, так и дистанции между треком крупной частицы и начальным положением мелкой (прицельные параметры) могли занижаться вследствие проектирования на плоскость изображения. Поэтому на диаграмме импульс - прицельный параметр экспериментальные точки занимали некоторую область. Верхняя граница этой области аппроксимировалась расчётной зависимостью, полученной для потенциала взаимодействия типа Дебая-Хюккеля с двумя параметрами — произведением зарядов и длиной экранирования. Экспериментальные точки, аппроксимации и соответствующие им параметры приведены на Рисунке 8.

В пункте 1.5 описаны эксперименты по исследованию самовозбуждающихся пыле-акустических колебаний в плазменно-пылевых структурах в ВЧИ разряде. Эксперименты проводились при давлениях 10, 15, 20, 30 и 50 Па неона. В нижней части разряда формировались протяжённые плазменно-пылевые структуры после обильной засыпки частиц меламин-формальдегида диаметром 1.87 мкм.

При всех указанных давлениях наблюдались периодические колебания концентрации пылевых частиц, имевшие вид волн, зарождавшихся в верхней части пылевого облака и распространявшихся вниз с возрастающей амплитудой. Видеосъёмка проводилась на частоте 200 кадров в секунду. Анализ видео изображений позволял определять частоту и пространственный период волн, а также оценивать концентрацию пылевых частиц в облаке. Полученные экспериментальные данные представлены в Таблице 2. Описание волн проводилось в рамках приближения самосогласованного поля с использованием дисперсионного уравнения, аналогичного уравнению для ионно-звуковых волн [V. E. Fortov, *et al.*, Phys. Plasmas 7, 1374 (2000)], предполагалось что длина свободного пробега ионов много меньше длины волны, но учитывался разогрев ионов в электрическом поле.

В Таблице 2 использованы следующие обозначения: P – давление неона в разрядной трубке, n_d – концентрация пылевых частиц, k – волновой вектор, ω - циклическая частота колебаний, η - коэффициент вязкого трения частиц о газ, Z_d – зарядовое число пылевой частицы, R_{Di} – ионный радиус Дебая, E – напряжённость электрического поля, n_e – концентрация электронов в облаке. Концентрация пылевых частиц оценивалась по счётной плотности частиц на изображении и толщине лазерного «ножа» с погрешностью до 50%, волновой вектор и

частота измерялись с погрешностью 10-15%, коэффициент трения рассчитывался в предположении полной аккомодации атомов на поверхности пылевых частиц, Остальные параметры, приведённые в таблице, оценивались исходя из сравнения измеренных параметров волн с величинами, рассчитанными по теории пыле-акустических колебаний.

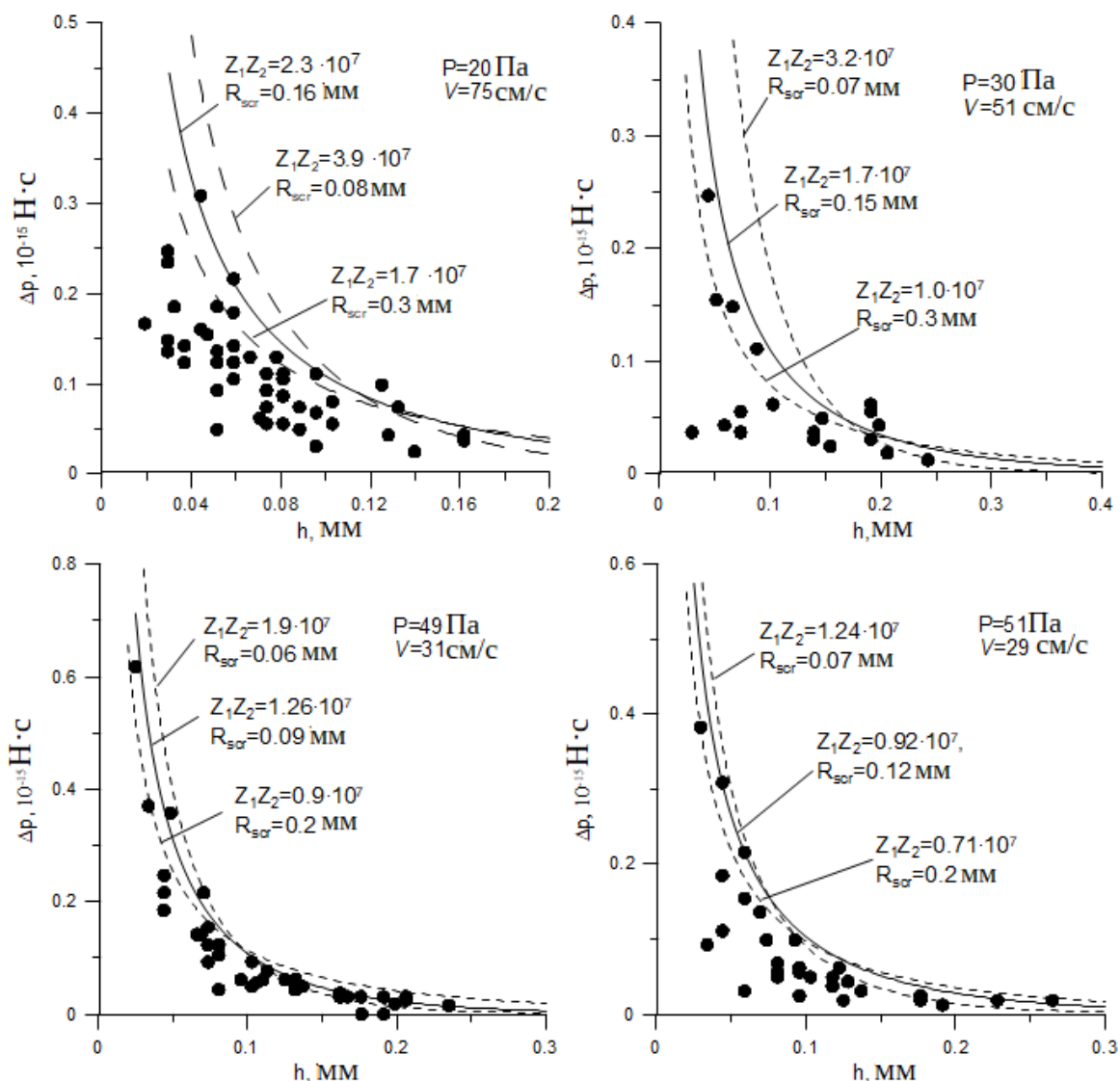


Рисунок 8 - Зависимости импульсов, приобретённых мелкими частицами, после пролёта крупной частицы от расстояния между мелкой частицей и треком крупной частицы при различных давлениях. На рисунках указаны давления, скорости падения крупных частиц и параметры аппроксимаций

Таблица 2 Параметры пыле-акустических колебаний

P , Па	n_d , 10^4 см^{-3}	k , мм^{-1}	ω , с^{-1}	η , с^{-1}	Z_d , 10^3	R_{Di} , мм	E , В/см	n_e , 10^8 см^{-3}
10	2.4	1.2	100	37	1.2	0.54	14	0.5
15	10	5.0	290	56	3.1	0.08	4.1	2.2
20	1.5	2.1	100	74	1.9	0.22	10	1.1
20	7	6.0	290	74	3.2	0.07	4.5	2.5
30	7	6.6	280	110	2.3	0.09	7.5	1.9
50	12	9.7	285	185	1.8	0.064	7.1	2.3
50	7	9.7	220	185	1.9	0.061	6	2.7

Выводы по Главе 1:

Впервые наблюдалось образование упорядоченных структур в высокочастотном разряде индукционного типа либо вблизи границы светящейся области разряда, если вводимая в разряд мощность была недостаточной для заполнения плазмой всей трубки, либо около дна разрядной трубки при большей мощности. В экспериментах с монодисперсными частицами из меламин-формальдегида (плотность 1.51 г/см^3), частицы диаметром 1.87 мкм удерживались в плазме разряда в разрядной трубке внутренним диаметром 27 мм в гелии при давлениях не превышающих 250 Па , в неоне – до 150 Па , в аргоне - меньше 50 Па , в криптоне - меньше 15 Па и в ксеноне - меньше 10 Па . При умеренной мощности разряда пылевое облако располагалось на нижней границы свечения разряда вблизи оси трубки. Пылевые облака, сформированные в результате засыпки калиброванных сферических частиц, были вытянуты вдоль оси трубки и имели структуру, состоящую из верхней округлой части и нижнего вытянутого «хвоста» из вертикальных цепочек. Верхняя часть облака состояла из сферических частиц, в то время как нижняя из несферических агломератов. При засыпке частиц небольшими порциями, размер верхней части облака составлял $2\text{-}3 \text{ мм}$ и медленно увеличивался с продолжением засыпки частиц. При обильной, или длительной засыпке, верхняя часть пылевого облака увеличивалась в размере до $10\text{-}15 \text{ мм}$ и состояла из частиц меньшего размера, чем основная фракция. Наблюдалась сепарация частиц по размерам и уменьшение размера частиц во времени со скоростью $0.1\text{-}0.14 \text{ нм}$ в секунду вследствие плазменного травления.

В разряде в неоне среднее геометрическое потенциалов сферических частиц диаметрами 1.8 мкм и 12.7 мкм составляла от 2 В при 50 Па до 3 В при 20 Па , что соответствует $0.5 - 0.75$ от температуры электронов, выраженной в электрон-вольтах. В предположении независимости плавающего потенциала от размера частицы заряды, определённые из анализа столкновений, составляли от 1200 до 1800 элементарных зарядов на частицах диаметром 1.8 мкм и от 8000 до 13000 элементарных зарядов на частицах 12.7 мкм .

В разряде в неоне при давлениях до 50 Па в плазменно-пылевых структурах, получающихся при засыпке частиц диаметром 1.87 мкм , наблюдались самовозбуждающиеся волны плотности, распространявшиеся сверху вниз. Частота колебаний составляла от 16 до 46 Гц (росла с увеличением размера облака), фазовая скорость находилась в пределах $2.2 - 8 \text{ см/с}$ (менялась примерно обратно-пропорционально давлению). Анализ колебаний, на основании теории, аналогичной теории ионно-звуковых колебаний, даёт оценку зарядовых чисел частиц от 1200 до 3200 , что, с учётом значительной нелинейности колебаний, находится в разумном согласии с результатами измерений зарядов методом столкновений.

Результаты, представленные в Главе 1, были опубликованы в [1, 2, 4-9, 20, 26, 27] из списка работ автора.

Из элементарных процессов, проходящих в пылевой плазме, наиболее важным является процесс зарядки макрочастиц, поскольку именно приобретение пылинками большого электрического заряда определяет уникальные свойства плазменно-пылевой системы. Заряд холодной пылинки в плазме определяется балансом потоков электронов и ионов на её поверхность. Если для расчёта потока электронов на малую (по сравнению с радиусом Дебая фоновой плазмы) макроскопическую частицу можно воспользоваться хорошо разработанной теорией электрического зонда (с точностью до коэффициента отражения электронов от поверхности частицы, который должен определяться эмпирически), то расчёт потока ионов в условиях газоразрядной плазмы оказался гораздо более сложным вопросом, даже для

простейшего случая сферической частицы в изотропной плазме. Дело в том, что когда размер электрического зонда (пылевой частицы) много меньше радиуса экранирования, а потенциал поверхности по абсолютной величине во много раз превышает тепловую энергию ионов, то даже редкие столкновения ионов с нейтральными молекулами способны существенно увеличить поток ионов на зонд. Хотя ещё в 60-х Натансон [Г. Л. Натансон, ЖТФ, т.30, с.573 (1960)] при описании процессов зарядки частиц аэрозолей учитывал захват ионов притягивающей частицей в результате столкновений с нейтральными молекулами, но при расчётах зарядов пылевых частиц в газоразрядной плазме долгое время использовалось приближения ограниченного орбитального движения, или OML (Orbital Motion Limited) [J.-S. Chang, J. G. Laframboise, Phys. Fluids, **19**, 25 (1976)], не учитывающее столкновения с нейтралами. Глава 2 посвящена исследованию влияния столкновений ионов с нейтралами на заряд пылевых частиц. Она озаглавлена «**Влияние столкновений ионов с нейтралами на заряды пылевых частиц в изотропной плазме**».

Вторая глава состоит из двух частей, первая из которых- «**Численное моделирование зарядки уединённой частицы при максвелловском распределении электронов**» - посвящена численному моделированию зарядки уединённой частицы в изотропной слабоионизованной столкновительной плазме с максвелловской функцией распределения электронов, вторая часть «**Сравнение результатов расчётов с экспериментальными данными**» - экспериментальным исследованиям зависимости зарядов пылевых частиц от давления плазмообразующего газа и сравнению с результатами моделирования.

В пункте 2.1.1 дано описание численной модели, в которой рассчитывается движение ионов в самосогласованном поле с учётом столкновений ионов с нейтралами и поглощения на поверхности сферической частицы. Задача предполагается сферически симметричной, электроны, распределённые по Больцману, трактуются как заряженный фон, Поток ионов на границе счётной ячейки соответствует тепловому с температурой газа. Учитываются только столкновения с перезарядкой. Ионизация и рекомбинация в объёме не учитываются. Поток ионов на частицу моделировался напрямую, а поток электронов рассчитывается на основании теории зондов. Особенностью алгоритма является использование неравномерной сетки по координате и дробления шагов по времени, что позволяет проводить расчёты для больших отношений радиуса счётной ячейки к радиусу частицы (до 10^4).

В пункте 2.1.2 представлены результаты расчётов, которые проводились для неона с температурой газа 0.025 эВ и двух значений температур электронов 2.5 и 5 эВ. На Рисунке 9, приведены результаты численных расчетов плавающих потенциалов поверхности частицы от произведения давления неона на радиус Дебая при отношении температур электронов и ионов 100 и 200, а также такие зависимости, соответствующие модели OML и гидродинамическому приближению для движения ионов. Также показано, что при низких давлениях и малых размерах частиц (до 0.024) распределение потенциалов вокруг частицы хорошо описывается потенциалом Дебая-Хюккеля, но при уменьшении длины свободного пробега меньше длины Дебая, экранировка пропадает и распределение потенциалов переходит в кулоновское на всех расстояниях.

В пункте 2.2.1 приведены сравнения результатов моделирования с данными о зарядах частиц, полученных при исследовании плазменно-пылевых структур в ВЧИ разряде. В Таблице 3 приведены произведения зарядовых чисел частиц, измеренные методом столкновений,

описанном в пункте 1.4, и значения, полученные на основании расчётов по теории OML и на основании численных расчётов с учётом столкновений ионов с нейтралами.

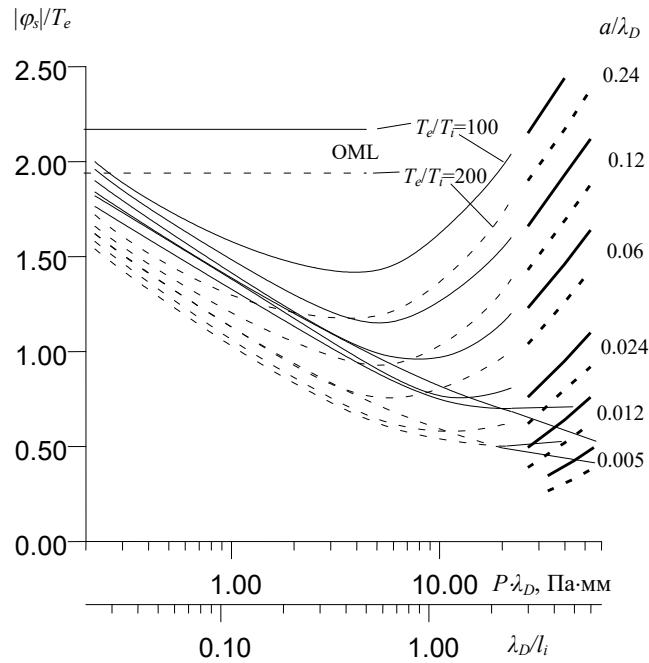


Рисунок 9 - Зависимости нормированного потенциала поверхности частицы от параметра $P\lambda_D$ (или λ_D/l_i), рассчитанные для частиц различного размера ($a/\lambda_D = 0.24, 0.12, 0.06, 0.024, 0.012, 0.0048$) при $T_e = 2.5$ эВ (сплошные кривые) и 5 эВ (штриховые кривые). OML приближение - горизонтальные прямые, гидродинамическое приближение - жирные линии.

Таблица 3 Заряды частиц в диффузном крае ВЧ разряда

P , Па	l_i , мм	n_e , 10^8 см^{-3}	T_e , эВ	λ_{Di} , мм	R_{scr} , мм (эксп.)	$Z_1 Z_2$, 10^6 (эксп.)	$Z_1 Z_2$, 10^6 (OML)	$Z_1 Z_2$, 10^6 (MC)
20	0.42	3	4.5	0.075	$0.16^{+0.14}_{-0.08}$	23^{+16}_{-6}	244	77
30	0.28	3	3.8	0.075	$0.15^{+0.15}_{-0.08}$	17^{+15}_{-7}	177	47
49	0.17	4	3.5	0.062	$0.09^{+0.11}_{-0.03}$	13^{+6}_{-4}	145	35
51	0.17	4	3.5	0.062	$0.12^{+0.08}_{-0.05}$	9.2^{+3}_{-2}	145	35

На Рисунке 10 представлены сравнения результатов определения зарядов пылевых частиц в диффузном крае индукционного разряда из анализа пыле-акустических автоколебаний, описанных в пункте 1.5, с результатами расчётов.

В пункте 2.2.2 описан эксперимент по измерению скорости дрейфа частиц в положительном столбе постоянного тока в условиях искусственной невесомости. Эксперимент проводился на прототипе установки ПК-4 [V. Fortov, *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion 47, B537 (2005)] во время параболических полётов. Использовались частицы размером 1.2 мкм разряд постоянного тока (1 мА) зажигался в неоне при различных давлениях, частицы инжигировались в плазму небольшими порциями и свободно дрейфовали в однородном положительном столбе. Скорости дрейфа частиц были определены из анализа видеоизображений. Параметры разряда были определены с помощью зондовых измерений на наземной экспериментальной установке, соответствующей лётному образцу. Измерения проводились в отсутствии пылевых частиц.

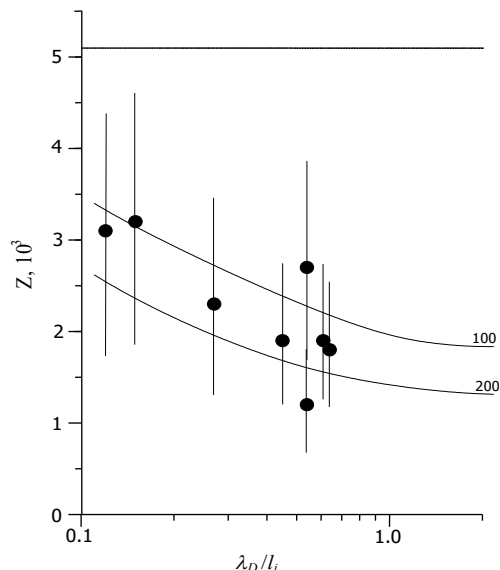


Рисунок 10 - Зависимость заряда пылевой частицы от отношения радиуса Дебая к длине свободного пробега ионов; точки экспериментальные данные, сплошные кривые – численные расчеты с учётом столкновений с нейтралами для двух отношений температур электронов и ионов: 100 и 200, горизонтальная линия – расчёт в приближении OML, температура электронов принята равной 4 эВ.

Заряды частиц определялись из баланса силы трения о газ, силы ионного увлечения и электрической силы. Результаты определения зарядов представлены на Рисунке 11.

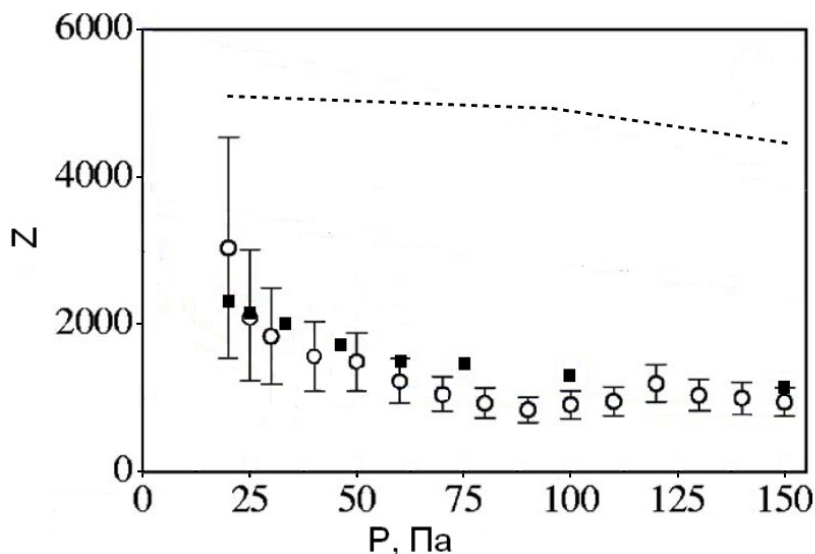


Рисунок 11 - Зависимость измеренных зарядов (кружки) и полученных в численном моделировании (квадраты) от давления, пунктиром показан расчёт по OML.

Несмотря на невысокую точность измерения зарядов, все эксперименты дают значительно меньшие заряды частиц по сравнению с бесстолкновительной моделью зарядки и находятся в качественном согласии с результатами численных расчётов. Наиболее прямые, а потому достоверные, измерения зарядов методом столкновений и по скоростям дрейфа дают значения зарядов ещё меньшие, чем получены в расчётах, что можно объяснить предположением полного поглощения электронов частицами. Между тем, отражение электронов от поверхности диэлектрических частиц может быть существенным.

Выводы по Главе 2

В результате теоретического исследования процессов зарядки пылевых частиц в слабоионизованной плазме низкого давления показано, что столкновения ионов с нейтральными атомами приводят к существенному уменьшению плавающего потенциала малой частицы вследствие увеличения потока ионов. В типичных для газового разряда условиях заряд частиц уменьшается в от 2 до 4 раз по сравнению с бесстолкновительной теорией. Экспериментальные данные о зарядах пылевых частиц в плазме тлеющих разрядов этот результат подтверждают.

Результаты, представленные во второй главе, были опубликованы в работах [3,8-11,20,27] из списка работ автора.

В приведённых во второй главе расчётах поток электронов определялся заложенной в расчёт температурой электронов и пренебрегалось отражением электронов от поверхности частицы. Для определения плавающего потенциала при произвольной функции распределения электронов и с учётом отражения необходимо знать поток ионов при произвольном потенциале поверхности. Фактически требуются вольт-амперные характеристики малого зонда под отрицательным потенциалом в плазме с промежуточной частотой столкновений, когда ни приближение бесстолкновительного орбитального движения, ни приближение радиального движения не выполняются. Расчёту таких характеристик и посвящена Глава 3, которая называется «**Ионный ток на малый сферический притягивающий зонд в слабоионизованной изотропной плазме с учётом столкновений**».

В пункте 3.1 изложен способ расчёта ионного тока на зонд на основе решения кинетического уравнения с модельным интегралом столкновений Батнагара-Гросса-Крука. Для сферически симметричной задачи кинетическое уравнение для ионов может быть записано в переменных полная энергия — момент импульса:

$$v_r \frac{\partial f_i(W, J)}{\partial r} = -v(f_i(W, J) - n_i F_0),$$

где

$$F_0 = \left(\frac{m_i}{2\pi T} \right)^{3/2} \exp\left(-\frac{W - e\varphi(r)}{T} \right) - \text{функция распределения Максвелла,}$$

$$v_r = \pm \sqrt{2(W - e\varphi)/m_i - J^2/(m_i r)^2} - \text{радиальная компонента скорости,}$$

v - частота столкновений ионов с нейтралами, n_i – концентрация ионов.

Для решения кинетического уравнения строилась функция Грина методом интегрирования по траекториям. С её помощью было получено интегральное уравнение для концентрации ионов, которое решалось совместно с уравнением Пуассона-Больцмана методом итераций со специально подобранной весовой функцией. После нахождения пространственных распределений потенциалов и концентраций ионов, рассчитывался ионный ток.

В пункте 3.2 представлены результаты расчётов, приведённые в Таблице 4 и на Рисунках 12-15, а также предложены аналитические аппроксимации ВАХ для случая, когда энергия электронов много больше тепловой энергии ионов. Согласно расчётам, при $T_e/T_i \gg 1$ ионный ток практически не зависит от электронной температуры, а значит и от функции распределения электронов. Это демонстрируют ВАХ, представленные на Рисунке 12. В расчётах были получены также и распределения потенциалов вокруг зонда. В случае достаточно малого зонда на небольших расстояниях распределения потенциалов описывается потенциалом Дебая -

Хюккеля, а на расстояниях, существенно превышающих длину свободного пробега иона, переходит на кулоновскую асимптоту, как показано на Рисунке 13.

Таблица 4 - Результаты расчётов ионного тока на сферический зонд (в единицах $er_p^2 n_i(\infty) \sqrt{T/m_i}$)

	$r_p \rightarrow$	0,015		0,15		0,015	0,15		0,015			
$\tilde{V} \rightarrow$	0	0,2	2,0	0,2	2,0	0,2	0,2	2,0	0,2	0,4	1,0	2,0
$-eV_p/T$	I_{OML}	$T_e/T=1$				$T_e/T=25$			$T_e/T=100$			
5	30,1			39,2	56,2		39,1	56,5	34,0			
10	55,2	74,0	132,5	82,7	142,7	70,0	82,1	146,6	69,4	81,1	104,8	132,3
20	105	165	425	184	307	153	179	325	153	210,5	316,9	416
50	256	600	2195	529	749	571	496	871	267			
100	506	1708	6950	1159	1381	1503	1063	1736	571	823	1439	2095
200	1008	4674	18735	2457	2457	3880	2236	3182	1503	2354	4435	6361
500	2512	15890	57200	6601	5899	13500	5999	7103	3880	6288	11839	17019
<i>Продолжение</i>												
	$r_p \rightarrow$	0,03	0,05				0,15					
$\tilde{V} \rightarrow$	0	0,1	0,1	0,2	0,4	1,0	2,0	0,1	0,2	0,4	1,0	2,0
$-eV_p/T$	I_{OML}	$T_e/T=100$										
5	30,1					49,6					52,0	56,5
10	55,2		67,8	77,2	92,1	126,3	161,6	70,6	82,7	96,5	124,1	147,2
20	105	139	145	178	242	346	453	145	179	223	294	331
30	155			298								
50	256	407	432	570	830	1289	1623	391	496	649	867	882
100	506	952	972	890	1970	3240	3807	825	1063	1423	1853	1792
200	1008	2267	2146	1367	4433	7325	8182	1743	2247	2962	3768	3355
500	2512	7007	5902	3083	13236	20645	21398	4621	5877	7836	9594	7861

Аналитическая аппроксимация ионного тока при достаточно высокой температуре электронов относительно ионов может быть дана в виде $I = I_{OML}(1+K)$, где I_{OML} - ток по модели OML (бесстолкновительный ток на зонд), а

$$K = \frac{-\tilde{V}_p \tilde{r}_p \tilde{v}}{0.07 + 2\tilde{r}_p + 2.5\tilde{r}_p \tilde{v} - (0.27\tilde{r}_p^{1.5} + 0.8\tilde{r}_p^2 \tilde{v})\tilde{V}_p - 0.4\tilde{V}_p^2 \tilde{r}_p^2 \tilde{v}^2 / (1 - 0.4\tilde{r}_p \tilde{v})}$$

В литературе часто используется другая аппроксимация [A. S. Khrapak, G. E. Morfill, Phys. Plasmas, 15, 114503 (2008)] для предела редких столкновений, имеющая более наглядный физический смысл, а именно

$$J_{kin} = J_{OML} + v n_i \frac{4\pi}{3} R_c^3,$$

где $J_{OML} = n_i \sqrt{8\pi T/m_i} (1 - V_p/T)$ - бесстолкновительный ток, даваемый теорией OML, а R_c - эффективный радиус сферы, внутри которой столкновения ионов с нейтралами приводят к захвату иона и последующему падению его на зонд.

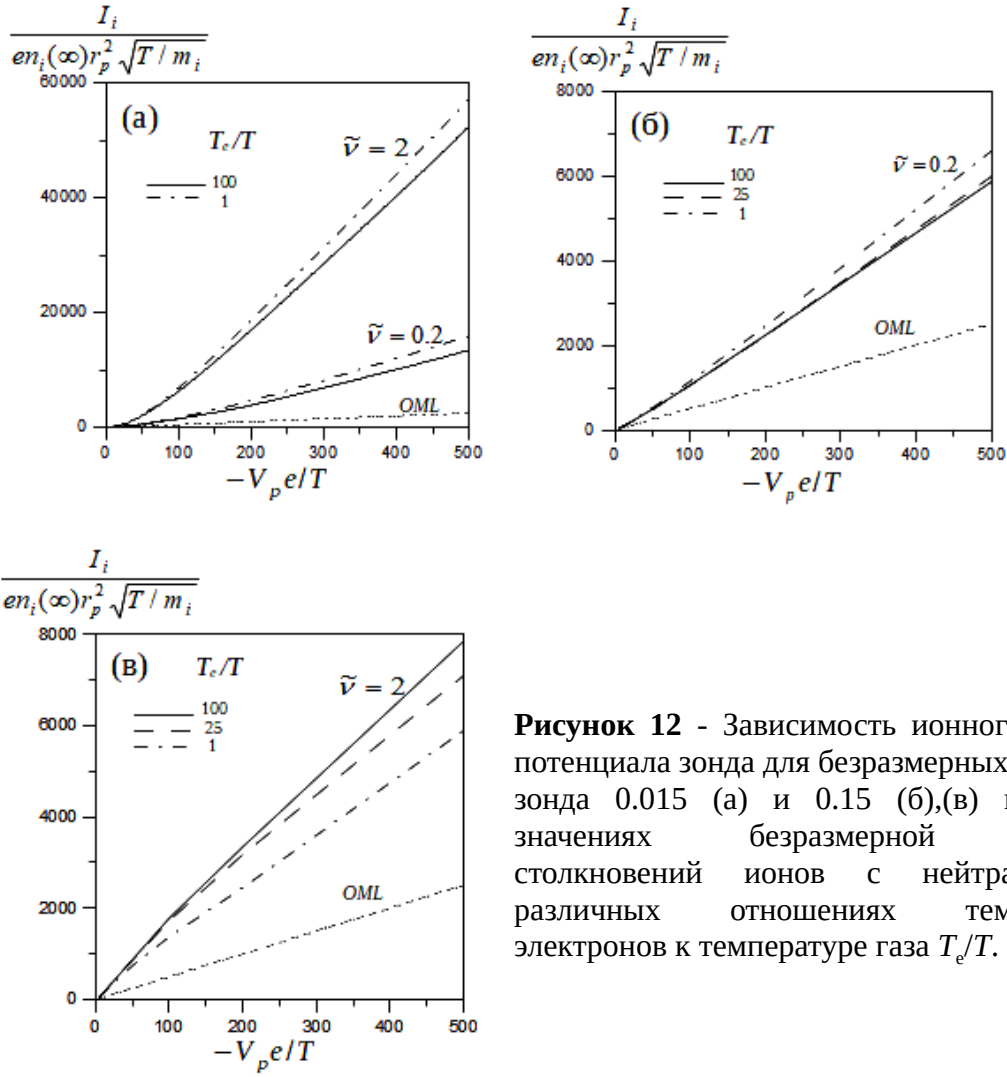


Рисунок 12 - Зависимость ионного тока от потенциала зонда для безразмерных радиусов зонда 0.015 (а) и 0.15 (б),(в) при двух значениях безразмерной частоты столкновений ионов с нейтралами и различных отношениях температуры электронов к температуре газа T_e/T .

По порядку величины R_c соответствует расстоянию, на котором потенциальная энергия иона сравнивается с температурой газа. В работе [S. A. Khrapak, *et al.*, EPL, 97, 35001 (2012)] получена оценка $R_c \approx \lambda_{scr} \ln(1 - eV_p r_p / (T \lambda_{scr}))$. Результаты расчётов для малых частот столкновений неплохо аппроксимируются выражением

$$J_{kin} = J_{OML} + v n_i \frac{4\pi}{3} (0.65(\lambda_D + 5r_p) \ln(1 - eV_p r_p / (T \lambda_D)))^3,$$

Для интерполяции между предельными случаями редких столкновений и гидродинамического подхода в работах [I. H. Hutchinson, L. Patacchini, *Phys. Plasmas*, 14, 013505 (2007); A. S. Khrapak, G. E. Morfill, *Phys. Plasmas*, 15, 114503 (2008)] предлагается формула вида

$$J = (J_{kin}^\beta + J_h^\beta)^{1/\beta},$$

где J_h — ток в гидродинамическом приближении, который дается выражением

$$I_i = 4\pi r_p n_i \mu_i \frac{-V_p}{1 - (1 + \mu_i V_p / (2r_p v_T)) \exp(V_p / T)} \approx 4\pi r_p n_i \mu_i (-V_p),$$

где v_T — тепловая скорость ионов. Неплохое согласие с представленными здесь расчётами получается при $\beta = -0.6$. Это значение существенно отличается от предложенного в указанных

работах, поскольку аппроксимирует зависимость тока от частоты столкновений не при плавающем, а при фиксированном потенциале зонда.

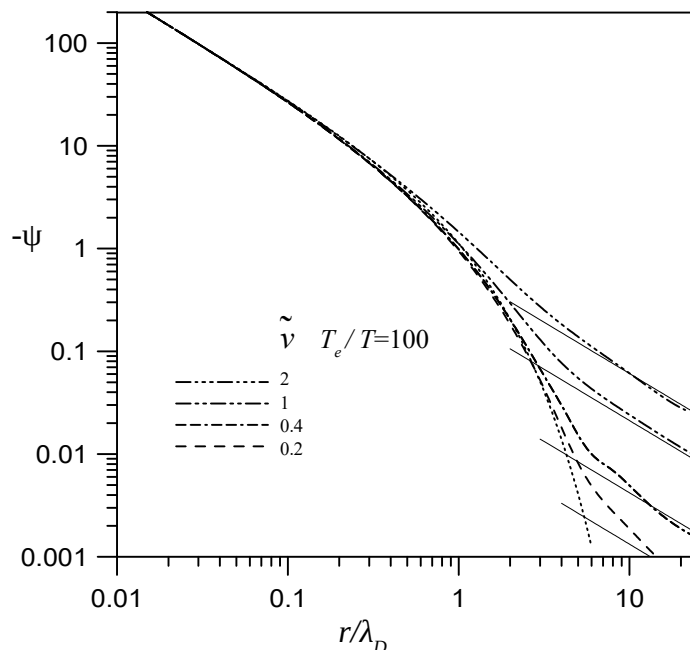


Рисунок 13 - Распределения потенциалов вокруг сферы радиусом $0.015 \lambda_D$ при потенциале поверхности $-200T/e$. Штриховые и различные штрихпунктирные линии соответствуют различным частотам столкновений, указанных на вставках; тонкие сплошные прямые линии соответствуют полю амбиполярной диффузии, пунктир – потенциалу Дебая-Хюккеля.

В пункте 3.3 показано, что результаты расчётов плавающих потенциалов частиц с использованием первой аппроксимации находятся в хорошем согласии с расчётами, приведёнными в Главе 2, и с расчетами других авторов [M. Lampe, *et al.*, Phys. Plasmas, 10, 1500 (2003); I. N. Hutchinson, L. Patacchini, Phys. Plasmas, 14, 013505 (2007); I. L. Semenov, *et al.*, Phys. Plasmas, 18, 103707(1-11) (2011)].

Выводы по Главе 3

На основании численного решения кинетического уравнения для ионов в слабоионизованной плазме рассчитаны зависимости ионного тока на малый сферический зонд от величины притягивающего потенциала зонда для различных размеров зонда и частот столкновений ионов с нейтралами. Получены аналитические аппроксимации найденных зависимостей, позволяющие проводить расчёты плавающих потенциалов и зарядов пылевых частиц и плазменных потоков на них в изотропной плазме при условиях, характерных для тлеющих разрядов низкого и среднего давления.

Результаты расчётов плавающих потенциалов частиц на основе предложенных аппроксимаций находятся в хорошем согласии с расчётами, проведёнными другими авторами, и с результатами численных расчётов, описанных в Главе 2.

Теория ионного тока на малый притягивающий зонд, учитывающая столкновения ионов с нейтралами, является важной составной частью самосогласованной теории пылевой плазмы, так как она необходима для описания процесса зарядки частиц в плазме с произвольной функцией распределения электронов.

Результаты, представленные в третьей главе, были опубликованы в работах [12, 21] из списка работ автора.

Комплексная газоразрядная плазма является сложной самоорганизующейся и открытой системой, поэтому её адекватное описание должно включать влияние пылевой компоненты на разряд, особенно когда речь идёт о протяжённых трёхмерных пылевых структурах. Потребность в теоретическом описании плазменно-пылевых структур в положительном столбе (ПС) разряда постоянного тока (ПТ) в условиях микрогравитации, экспериментальное исследование которых проводится в рамках международного проекта „Plasma Kristall-4” («Плазменный Кристалл - 4») на борту Международной Космической Станции, привела к разработке математической модели пространственно-неоднородного ПС с нелокальной кинетикой электронов и пылевой компонентой, которая описана в **Главе 4** под названием **«Численное моделирование пространственно-неоднородного положительного столба разряда постоянного тока с нелокальной кинетикой электронов»**. В этой главе также приводятся результаты экспериментальных исследований и численного моделирования ПС в разрядной трубке с переменным сечением и обсуждается механизм формирования неподвижных страт, вызванных изменением радиуса трубки.

Четвёртая глава состоит из трёх частей. Первая часть **«Пространственно-неоднородный положительный столб с нелокальной кинетикой электронов»**, содержит описание численной модели продольно- и радиально-неоднородного ПС в неоне без пылевой компоненты с расчётом функции распределения электронов в «нелокальном» приближении. Вторая часть четвёртой главы **«Численное моделирование и экспериментальное исследование положительного столба разряда постоянного тока в неоне в трубке со ступенчатым изменением радиуса разрядной трубки»** посвящена проверке численной модели посредством расчёта структуры ПС разряда ПТ в разрядной трубке, включавшей вставку меньшего диаметра, и сравнения полученных результатов с результатами оптических измерений пространственных распределений интенсивностей свечения плазмы и концентраций метастабильных атомов. Третья часть четвёртой главы называется **«Особенности численного моделирования положительного столба с пылевой компонентой»** и посвящена вопросу включения пылевой компоненты в самосогласованную модель разряда.

В пункте **4.1.1** указаны основные подходы и предположения, взятые в основу модели. Рассматривается стационарный разряд в аксиально-симметричной геометрии. Предполагается, что применимо двучленное приближение. Кулоновские столкновения электронов играют пренебрежимо малую роль всюду, за исключением областей потенциальных ловушек для электронов, где возможно накопление холодных электронов. Пренебрегается сверхупругими столкновениями возбуждённых атомов с электронами.

Процесс расчёта состоит в последовательности итераций, включающих расчёт функции распределения электронов при данных распределениях электрических потенциалов, концентраций метастабильных атомов и зарядов на пылевых частицах, расчёты пространственных распределений концентрации электронов, скорости ионизации, скорости образования и разрушения метастабильных атомов, расчёты потоков ионов, коррекцию зарядов пылевых частиц и коррекцию электрических потенциалов.

В пункте **4.1.2** дано описание расчёта функции распределения электронов.

Изотропная часть функции распределения электронов (ФРЭ), рассматривается как функция полной энергии $f(\varepsilon, r, z)$, где ε – полная энергия электрона, r — координата по радиусу трубки, z — продольная координата. ФРЭ удовлетворяет кинетическому уравнению

$$\operatorname{div}(\sqrt{w} D \operatorname{grad}(f)) + 2 \frac{m}{M} N_g \frac{\partial}{\partial \varepsilon} (w^2 \sigma_t f) = Q_{in},$$

где $\sqrt{w} D = \frac{w}{3\sigma_t N_g}$, σ_t – полное транспортное сечение столкновений, Q_{in} – интеграл неупругих столкновений, m – масса электрона, M – масса атома, N_g – концентрация атомов нейтрального газа, а все коэффициенты, зависящие от кинетической энергии электронов w , рассматриваются как функции полной энергии в соответствии с уравнением $w \equiv \varepsilon + e\varphi$.

Если длина энергетической релаксации электронов больше, чем радиус трубки, то можно пренебречь изменением ФПЭ с радиусом и проинтегрировав все члены уравнения по сечению трубки, записать [L. D. Tsengin, Plasma Source Sci. Technol. 4, 200-211 (1995)]:

$$\frac{\partial}{\partial z} \left(\langle \sqrt{w} D \rangle \frac{\partial f}{\partial z} \right) + 2 \frac{m}{M} N_g \frac{\partial}{\partial \varepsilon} (\langle w^2 \sigma_t \rangle f) = \langle Q_{in} \rangle - \sqrt{\frac{m}{2}} J_{w\varepsilon},$$

(*)

где скобки $\langle \rangle$ означают интегрирование по сечению трубки: $\langle X \rangle \equiv 2\pi \int_0^R X \theta(w) r dr$ (R – радиус разрядной трубки в данном сечении, θ -функция Хевисайда ограничивает пределы интегрирования энергетически доступной областью), $J_{w\varepsilon}$ – поток электронов с данной полной энергией на стенку трубки в рассматриваемом сечении на единицу длины трубки. Если энергия достаточна для достижения электроном стенки, то

$$J_{w\varepsilon} = \sqrt{\frac{2}{m}} \left(\frac{\varepsilon + e\varphi(R, z)}{4} \right) f(\varepsilon, z) \frac{dS}{dz}.$$

Интеграл неупругих столкновений представляет собой сумму вида

$$Q_{in} = \sum_{k,\alpha} N_\alpha (\varepsilon + e\varphi + U_k^\alpha) \sigma_k^\alpha (\varepsilon + e\varphi) f(\varepsilon + U_k^\alpha) - f(\varepsilon) \sum_{k,\alpha} N_\alpha (\varepsilon + e\varphi) \sigma_k^\alpha (\varepsilon + e\varphi) + Q_i,$$

где суммирование проводится по верхним и нижним электронным уровням, U_k^α – энергии возбуждения, σ_k^α – сечения соответствующих неупругих процессов, а Q_i описывает процессы ионизации. При моделировании разряда в неоне учитывались переходы из основного состояния в состояния $1s_5, 1s_4, 1s_3, 1s_2$ с энергиями возбуждения 16.62 эВ, 16.67 эВ, 16.72 эВ и 16.85 эВ, в состояния $2p_{10}$ с энергией 18.38 эВ, группу состояний $2p_9-2p_6$ со средней энергией 18.6 эВ, в группу состояний $2p_5-2p_2$ со средней энергией 18.71 эВ, в состояние p_1 с энергией 18.97 эВ, группу состояний $4s$ с эффективной энергией 19.7 эВ и группу состояний $3d$ с энергией 20.0 эВ.

Граничные условия по z для уравнения (*) при заданной ε зависят от того ставятся ли они на границе счётной области, или внутри неё. Если координата z , при которой максимальная в данном сечении кинетическая энергия электрона обращается в 0, лежит внутри счётной области, то граничным условием в этой точке является стремление к 0 потока $J_{z\varepsilon} = \langle \sqrt{w} D \rangle \frac{\partial f}{\partial z}$.

Если полная энергия такова, что доступная электрону область доходит до катодного края счётной области, то граничное условие ставится на краю счётной области и соответствует равенству $f(\varepsilon, z_0)$ величине изотропной части функции распределения для однородного разряда $f_0(\varepsilon)$. Другое граничное условие соответствует равенству $f(\varepsilon, z_1)$ либо 0 при таком z_1 , что кинетическая энергия электрона на стенке трубки превышает 15 эВ, либо функции распределения для однородного разряда на анодном краю счётной области. Особого рассмотрения требует ситуация, когда в разряде имеются области с обратным полем и существуют потенциальные ловушки для электронов. Уравнение (*) не имеет решений для

пленённых электронов (холодные электроны могут неограниченно накапливаться в потенциальной ловушке). Расчет концентрации пленённых электронов проводился отдельно, а при решении уравнения (*) область фазового пространства (диапазон энергий и координат z), соответствующая потенциальной яме для электронов, исключается из рассмотрения.

В пункте 4.1.3 приводится описание модели продольно-однородного ПС. Расчёт параметров продольно-однородного столба нужен для постановки граничных условий на краях счётной области.

В пункте 4.1.4 описан подход к расчёту концентрации электронов в области потенциальной ловушки. Электроны, теряющие энергию в неупругих столкновениях и рождающиеся при ионизации, становятся запертыми в потенциальной ловушке, или пленёнными. В случае разряда постоянного тока, пленённые электроны не получают энергии от поля. Поэтому потери таких электронов могут происходить вследствие рекомбинации с ионами, сверхупругих столкновений с возбуждёнными атомами, кулоновских столкновений со свободными электронами и диффузии по энергии при упругих столкновениях с нейтральными атомами, имеющими конечную температуру. Простые оценки показывают, что два последних процесса являются определяющими в условиях слаботокового разряда при низком давлении.

Для нахождения ФРЭ в потенциальной ловушке решается нестационарное кинетическое уравнение с интегралом столкновений, выраженным через изотропные потенциалы Розенблюта [M. N. Rosenbluth, *et al.*, Phys. Rev., 107, 1 (1957)], начиная от некоторой произвольно заданной начальной функции распределения электронов до установления стационарной функции распределения. При этом распределение электрических потенциалов считалось заданным, как и функция распределения электронов с энергиями, существенно превышающими пороговую энергию выхода из ловушки. Кинетическое уравнение кроме электрон-электронных столкновений включает член интеграла столкновений, описывающий появление пленённых электронов в неупругих столкновениях вблизи порога возбуждения атома и член, описывающий вытекание электронов из ловушки в окрестности седловой точки профиля потенциалов при энергии электронов, превышающих пороговую. ФРЭ пленённых электронов при заданной полной энергии считается независимой от координаты, поэтому все коэффициенты в уравнениях интегрировались по доступному объёму при условии постоянства полной энергии. Концентрация пленённых электронов вычислялась интегрированием ФРЭ по энергии.

В пункте 4.1.5 описывается способ решения двумерной задачи нахождения пространственных распределений потенциалов, концентраций ионов и метастабильных атомов. Показан итерационный процесс, обеспечивающий выполнение уравнения непрерывности потока ионов и уравнения Пуассона совместно с расчётом ФРЭ. Уравнение переноса ионов записывается в дрейфовом приближении с подвижностью, зависящей от напряжённости поля. Рождение ионов происходит в процессах ионизации атомов в основном и метастабильном состояниях при хемионизации в парных столкновениях метастабилей. Граничное условие на стенке требует равенства потоков ионов и электронов на стенку в каждом сечении. Блок-схема алгоритма приведена на Рисунке 14. Схема содержит три вложенных цикла, отмеченных переходами d, c и b, а также дополнительную процедуру коррекции концентрации пленённых электронов, запускающуюся раз в несколько десятков циклов b.

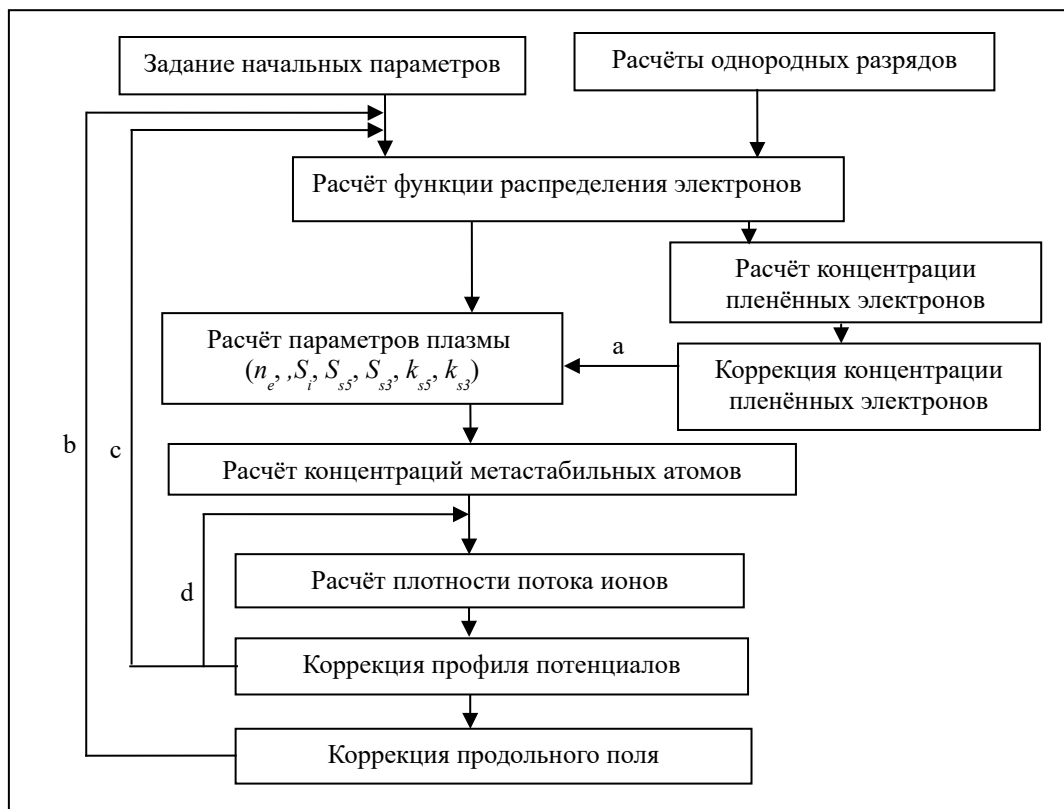


Рисунок 14 - Схема расчёта пространственно-неоднородного положительного столба разряда постоянного тока.

В пункте 4.2.1 дана постановка задачи исследования параметров разряда ПТ в трубке с переменным сечением.

В пункте 4.2.2 описывается экспериментальная установка и приводятся параметры численной модели, соответствующей условиям эксперимента.

Схема экспериментальной установки и оптических измерений представлена на Рисунке 15 (а). Разряд горел в стеклянной трубке внутренним диаметром 30.0 мм, в которую был вставлен отрезок рубки внутренним диаметром 13.9 мм. Катод находился со стороны тонкой трубки. Общая длина разрядного промежутка составляла около 65 см, из которых на тонкую трубку приходилось 24.4 см. Через разрядную трубку осуществлялся проток неона высокой чистоты со скоростью от 11 до 18 стандартных кубических сантиметров в минуту при постоянном давлении 40 или 90 Па. Ток разряда составлял 4 или 10 мА.

В пункте 4.2.3 описаны методы оптических измерений интенсивностей излучения плазмы и концентраций метастабильных атомов. Излучение плазмы в линии неона 585 нм регистрировалось спектрометром, калиброванным по эталонной лампе в абсолютных значениях энергии излучения. Линия поглощения 653 нм, соответствующая метастабильному состоянию $1s_3$, прописывалась с помощью перестраиваемого диодного лазера (Рисунок 15(б)). Мощность излучения лазера снижалась фильтрами до уровня, обеспечивающего линейность поглощения. Средняя по диаметру трубки концентрация метастабильных атомов определялась по коэффициенту поглощения в центре линии.

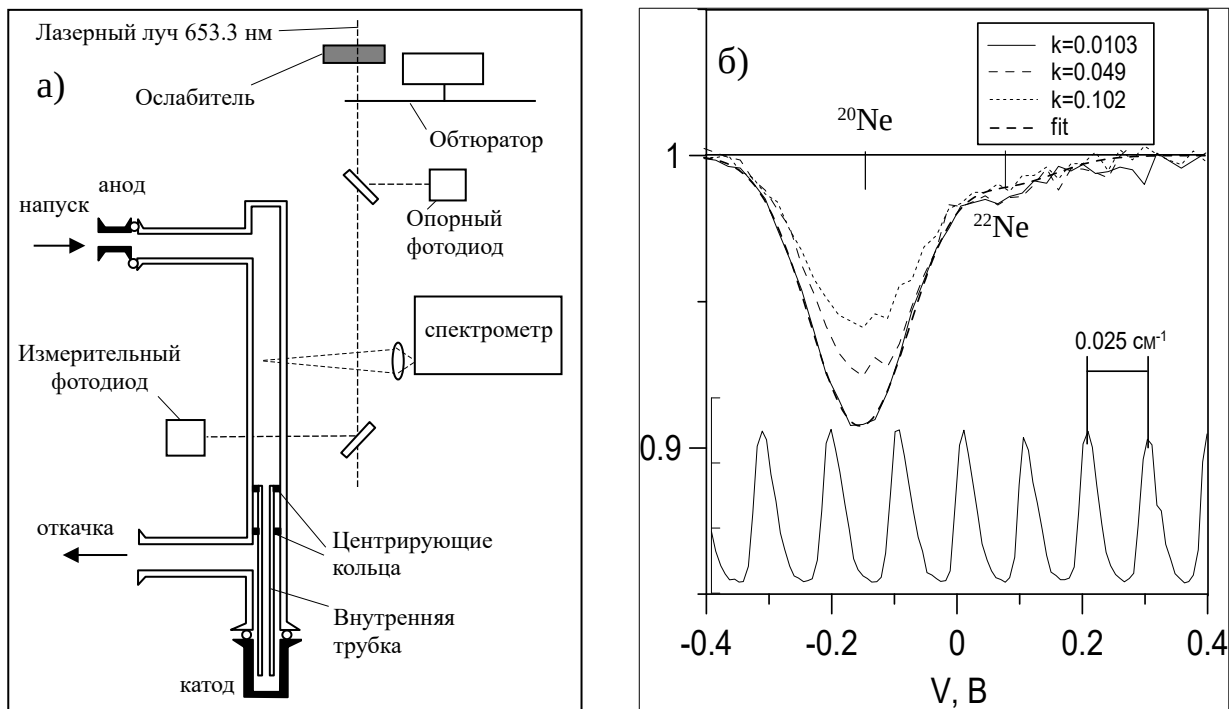


Рисунок 15 - схема экспериментальной установки (а) и линии поглощения, прописанные при разном ослаблении лазерного излучения.

В пункте 4.2.4 представлены результаты расчётов. На Рисунке 16 показаны профили распределения потенциалов, концентрации электронов и скоростей ионизации в продольном сечении разрядной трубки, полученные в численных расчётах.

На Рисунке 17 показаны распределения напряжённости поля, концентрации электронов, концентрации метастабильных атомов и скорости ионизации на оси разряда. Координата z отсчитывается от среза тонкой трубки в сторону анода.

В пункте 4.2.5 приводится сопоставление экспериментальных профилей с расчётными, как показано на Рисунке 18.

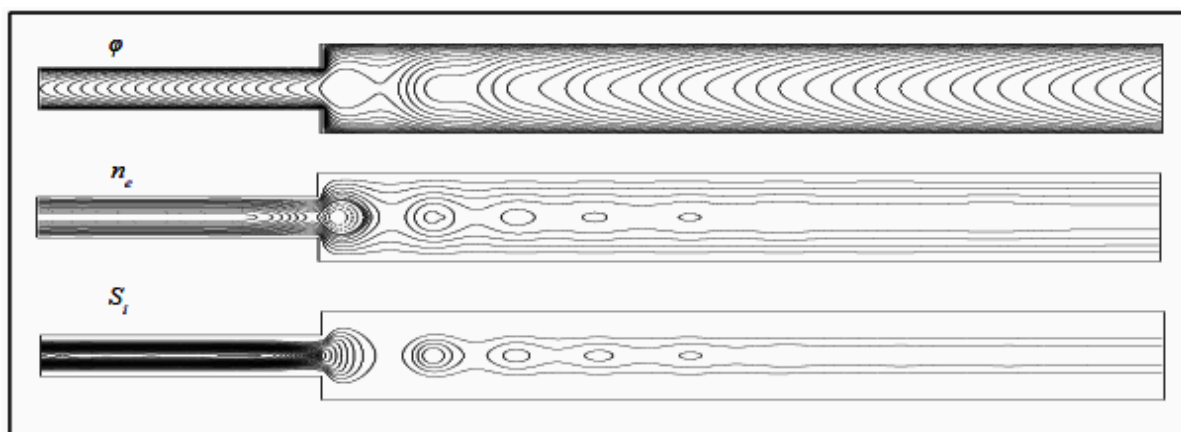


Рисунок 16 - Распределения электрического потенциала φ с шагом 2 В, концентрации электронов n_e с шагом $2 \cdot 10^8 \text{ см}^{-3}$ (пунктирами показаны уровни концентраций $3 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$, $4 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$, $5 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$, $6 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$ и $7 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$ в области потенциальной ловушки) и скорости ионизации S_i с шагом $1 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3} \text{ с}^{-1}$ в разряде при давлении 40 Па и токе 4 мА.

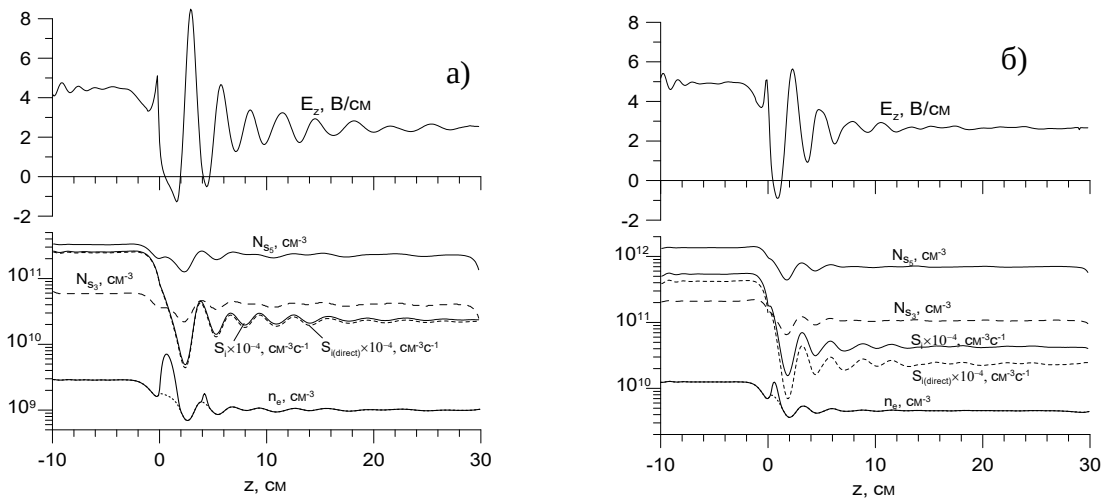


Рисунок 17 — Напряжённости продольного электрического поля на оси разряда E_z , концентрации метастабильных атомов в состояниях $1s_5 - Ns_5$ и $1s_3 - Ns_3$ на оси трубки, скорости ионизации на оси трубки (полной S_i и прямой $S_{i(\text{direct})}$) и концентраций электронов на оси трубки n_e для условий: а) 40 Па, 4 мА; б) 90 Па, 10 мА

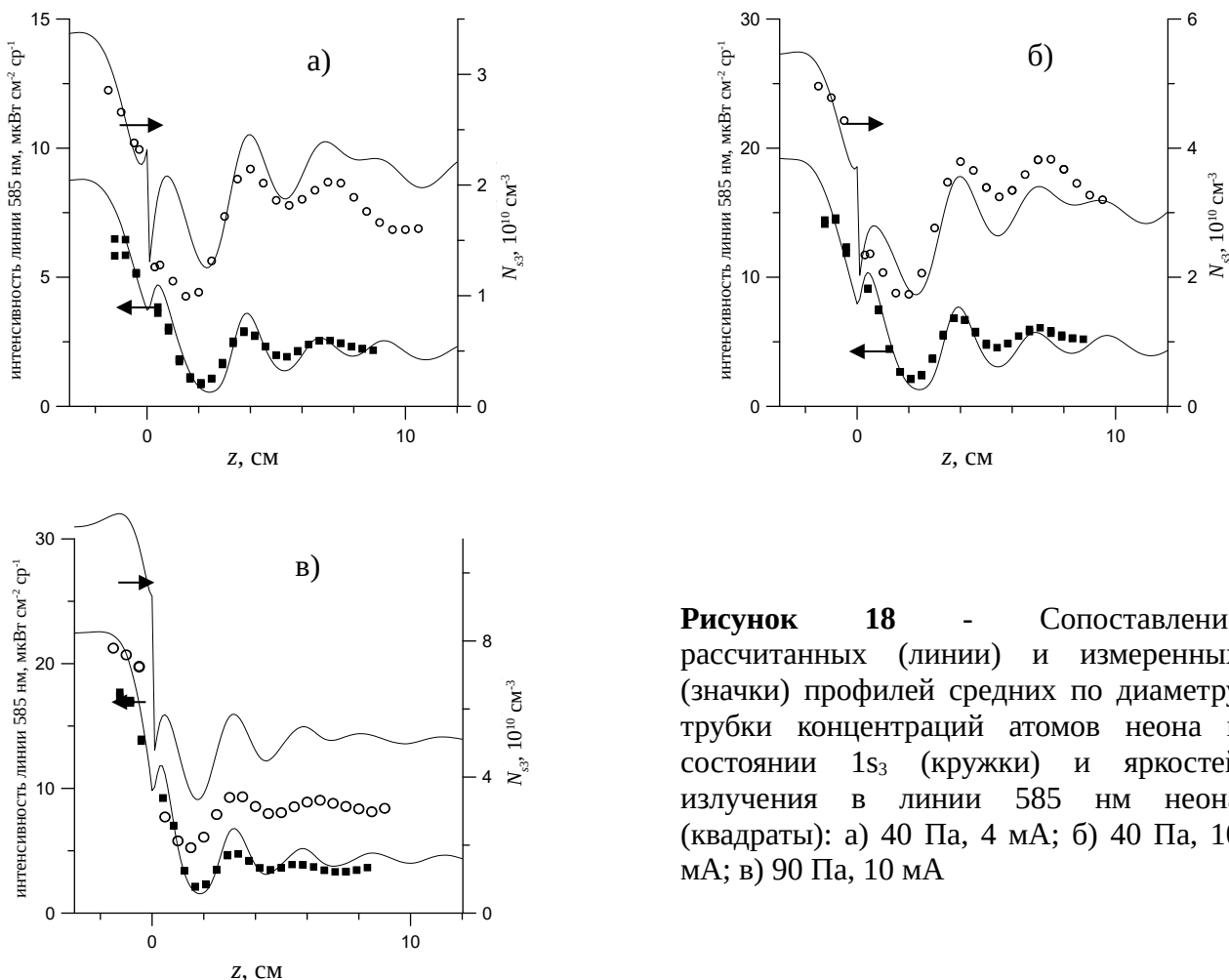


Рисунок 18 - Сопоставление рассчитанных (линии) и измеренных (значки) профилей средних по диаметру трубки концентраций атомов неона в состоянии $1s_3$ (кружки) и яркостей излучения в линии 585 нм неона (квадраты): а) 40 Па, 4 мА; б) 40 Па, 10 мА; в) 90 Па, 10 мА

В пункте 4.2.6 обсуждается механизм формирования неподвижных страт в возмущённом ПС с нелокальной кинетикой электронов. Известно, что бегущие страты в слаботочном разряде низкого давления подчиняются закону Новака. Падения напряжение на страте соответствует условию «бунчировки» [Yu. V. Golubovskiiy, et al., J. Phys. D: Appl. Phys., 31, 2447 (1998)] и в

случае неона имеет величину 19-20 В для *s*-страты, 12-14 В для *d*-страты и 9-10 В для *p*-страты. Представленные в настоящей работе расчёты структуры переходной области ПС показывают, что период неподвижных страт соответствует падению от 9.2 до 6.4 В на страте (между соседними минимумами электрического поля) при давлении 40 Па и 7.4-6.8 В при 90 Па. Если при 40 Па падение потенциала на ближайшей к месту изменения радиуса трубки страте близко к соответствующей величине для *p*-страты, то для последующих страт оно существенно меньше и не соответствует условию «бунчировки», так же как и при давлении 90 Па. Аналогичный результат был получен и в работе [S. Arndt, *et al.*, F Plasma Chem. Plasma Processing 25, 567 (2005)], где экспериментально и теоретически исследовалось статическое возмущение разряда зондом, введённым в разрядную трубку.

Механизм формирования неподвижных страт иллюстрируется Рисунком 19. На нём представлен 2D-профиль ФРЭ в логарифмическом масштабе.

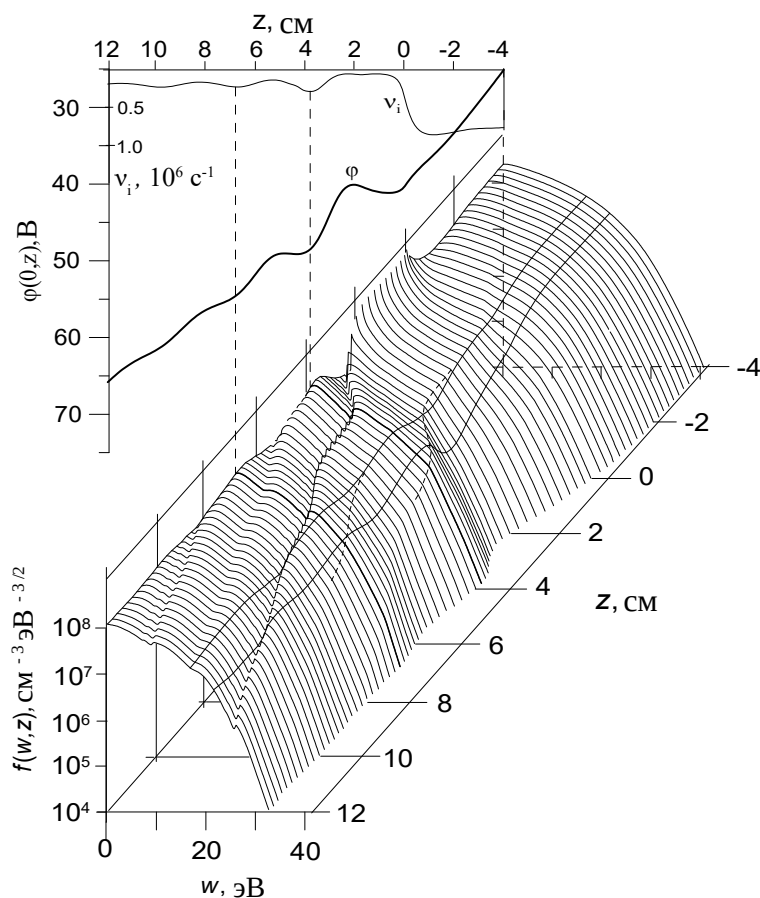


Рисунок 19 - Профили функции распределения электронов $f(w,z)$ в логарифмическом масштабе с шагом 2 мм по оси z , зависимости частоты ионизации $v_i=S_i/n_e$ и потенциала ϕ на оси трубки от координаты z . Давление 40 Па, ток разряда 10 мА.

На профилях ФРЭ проведены линии при значениях энергии 16.8 эВ и 21.54 эВ, что соответствует порогу неупругих столкновений и порогу ионизации. Толстыми линиями выделены профили, соответствующие максимумам частоты ионизации.

В областях слабых полей на ФРЭ формируется излом при энергии 16.7 эВ, соответствующей порогу возбуждения нижних уровней неона. В более сильных полях точки изломов смещаются к большим энергиям, вследствие нелокальной кинетики электронов. «Траектории движения» изломов в двух стратах выделены на Рисунке 19 штриховыми линиями. Приближение точки излома к порогу ионизации ведёт к быстрому росту скорости ионизации.

Частота ионизации достигает максимума, когда точка излома уходит на 1-2 эВ за линию, соответствующую энергии ионизации. После ухода точки излома в область ещё больших энергий, которым соответствуют очень малые концентрации электронов, наличие этого излома перестаёт иметь какое-либо значение.

В неподвижных стратах максимуму скорости ионизации соответствует максимум концентрации электронов и наиболее быстрый спад электрического поля, поэтому падение потенциала на страте не на много превышает разность между порогом прямой ионизации и порогом неупругих столкновений, обуславливающих появление излома на ФРЭ. В этом случае условие «бунчировки» не выполняется, и функция распределения электронов не воспроизводится на периоде страты, а страты быстро затухают по мере удаления от области возмущения к аноду.

В пункте 4.3.1 рассматривается вопрос о влиянии пылевых частиц на кинетику электронов и ионов. Рассматриваются процессы поглощения электронов пылевыми частицами, торможение потоков ионов вследствие рассеяния ионов на пылевых частицах, гибель ионов на пылевых частицах и вклад объёмного заряда пылевой компоненты в уравнение Пуассона.

В пункте 4.3.2 рассматривается вопрос о самосогласованном расчёте зарядов частиц в пылевой структуре. Заряд пылевой частицы определяется балансом потоков электронов и ионов. Поток электронов при известной ФРЭ может быть рассчитан по формуле

$$I_e(\varphi) = e \sqrt{\frac{2}{m_e}} S (1 - R_e) \int_{-e\varphi}^{\infty} f(w) (w + e\varphi) dw,$$

где S – площадь поверхности частицы, φ – потенциал поверхности, R_e – коэффициент отражения электронов от поверхности частицы. Поток ионов на уединённую частицу может быть посчитан по аппроксимациям, приведённым в Главе 3, но при заметном вкладе объёмного заряда частиц в условие квазинейтральности, возникает вопрос о том какую брать концентрацию ионов и радиус Дебая. Дело в том, что ионы сильно коррелируют с пылевыми частицами и располагаются по пространству неравномерно. Предлагается для расчёта радиуса Дебая и потока ионов на частицу использовать концентрацию ионов на границе ячейки Вигнера-Зейца пылевой структуры.

В рамках модели сферической ячейки Вигнера-Зейца и предполагая допустимым использование потенциала Дебая-Хюккеля, получено уравнение для эффективной концентрации ионов n_i^* :

$$\frac{-eQ_d}{4\pi\epsilon_0} \left(\frac{2k^* \exp(k^* R)}{k^* R + 1 + (k^* R - 1) \exp(2k^* R)} \right) = T_i \left(1 - \frac{n_e}{n_i^*} \right), \text{ где } k^{*2} = \frac{e^2 n_i^*}{\epsilon_0 T_i} \text{ и } R = \left(\frac{3n_d}{4\pi} \right)^{-1/3} - \text{ радиус}$$

ячейки Вигнера Зейца, а Q_d – заряд частицы.

Приближённое решение этого уравнения может быть записано как $n_i^* \approx n_e \cdot (1 + Z_d n_d / n_e)^{1/(1+0.17 R^2 k_0^2)}$, где Z_d – зарядовое число пылевой частицы, а $k_0 = \left(\frac{e^2 n_e}{\epsilon_0 T_i} \right)^{1/2}$.

Выводы по Главе 4

Разработана двумерная модель пространственно-неоднородного стационарного столба разряда постоянного тока с нелокальной кинетикой электронов. Проведены расчёты структуры положительного столба разряда в неоне в трубке со ступенчатым изменением радиуса. Модель проверена на примере разряда в трубке с переменным сечением, для которого выполнена серия

оптических измерений скоростей возбуждения резонансных уровней и концентраций метастабильных атомов неона. Проведены экспериментальные измерения абсолютных интенсивностей излучения плазмы на переходе $1s_2 - 2p_1$ неона и средних по диаметру концентраций метастабильных атомов в состоянии $1s_3$ в переходной области. Найдено хорошее согласие рассчитанных и измеренных профилей интенсивностей и концентраций для нескольких режимов разряда. Показано, что для неподвижных страт, формируемых локальным возмущением положительного столба, падение потенциала на страте отличается от резонансных значений, определяемых законом Новака для бегущих страт. Анализ изменений функции распределения электронов в переходной области показал, что формирование периодической структуры, происходит из-за возникновения излома на функции распределения электронов у границы перехода от зоны энергий упругих столкновений к зоне неупругих столкновений в области слабого, или обратного, продольного поля, и последующего смещения этого излома за энергию ионизации в области сильного поля.

Разработана двумерная модель разряда постоянного тока с пылевой компонентой и нелокальной кинетикой электронов, включающую самосогласованный расчёт зарядов пылевых частиц, скорости рекомбинации плазмы на пылевых частицах и рассеяния ионов на пылевых частицах. Предложен новый подход к расчёту зарядов частиц и радиуса экранирования в плотных пылевых облаках, а также интерполяционная формула для учёта влияния направленного движения ионов на ионный ток в слабо столкновительной плазме. Модель позволяет рассчитывать влияние пылевой компоненты на радиальное и продольное распределение параметров газоразрядной плазмы и описывает такие явления, как стратификацию разряда вызванную локальным возмущением и накопление пленённых электронов в областях потенциальных ловушек для электронов.

Результаты, представленные в Главе 4, были опубликованы в работах [13,14,16,19,22-25] из списка работ автора.

Эксперименты по исследованию влияния пылевых структур на разряд постоянного тока в неоне и результаты численных расчётов разряда с протяжёнными плазменно-пылевыми структурами, а также их сравнение с экспериментальными данными приводятся в **Главе 5**, озаглавленной «**Исследование влияния пылевого облака на плазму положительного столба разряда постоянного тока в неоне**». Пятая глава состоит из двух частей «**Экспериментальные исследования**», в которой описаны условия экспериментов, их результаты и их предварительный анализ, и «**Численное моделирование разряда постоянного тока с пылевыми структурами**», в которой приведены параметры численных моделей, использованных для описания экспериментов, результаты расчётов и сопоставление с экспериментальными данными.

В пункте **5.1.1** приводится описание экспериментальной установки и условий экспериментов.

Эксперименты проводились в условиях микрогравитации в параболических полётах на опытном образце установки «Плазменный кристалл-4» [M. Yu. Pustynnik, *et al.*, Review of Scientific Instruments 87, 093505 (2016)]. Схема регистрации плазменно-пылевых облаков, подсвечиваемых лазерным «ножом» и регистрации излучения плазмы в линиях неона представлена на Рисунке 20.

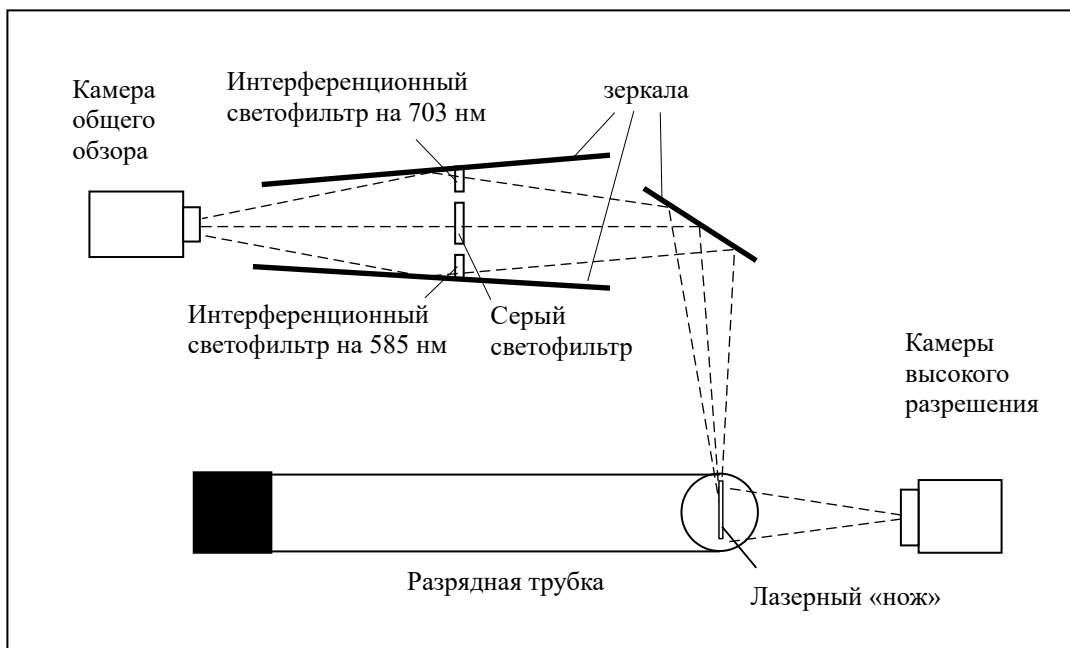


Рисунок 20 - Схема регистрации излучения плазмы камерой общего обзора и расположение камер высокого разрешения для наблюдения частиц

Эксперименты проводились в неоне первый эксперимент проводился при давлении 60 Па, второй при давлении 40 Па, величина тока разряда в обоих экспериментах составляла 1 мА, первом случае полярность была неизменной в течении эксперимента, во втором менялась с периодом цикла 4 мс и скважностью 48 к 52. Для формирования плазменно-пылевых структур использовались монодисперсные частицы меламин-формальдегида диаметром 6.86 ± 0.12 мкм. В первом эксперименте формировалось облако длиной около 10 см, которое быстро дрейфовало, через рабочий участок разрядной трубки, постепенно удлиняясь. Во втором эксперименте наблюдалось как протяжённое облако частиц разделилось на два отдельных облака, которые медленно дрейфовали через зону наблюдения.

В пункте 5.1.2 приводятся экспериментальные данные о структуре свечения разряда и параметрах плазменно-пылевой структуры в первом эксперименте (эксперименте с одним облаком). Для анализа влияния облака на свечение разряда был получены зависимости яркостей изображения разряда в линиях 585 и 703 нм на обзорной камере, просуммированные по поперечному размеру изображения трубки, как функции продольной координаты для невозмущённого разряда (до введения пылевых частиц) и в момент прохождения пылевого облака через поле наблюдения видеокамер. Форма облака была каплевидной с широкой округлой передней частью и вытянутым сужающимся «хвостом». Концентрация частиц в передней части облака составляла $4 \pm 1 \cdot 10^4$ см⁻³. Скорости дрейфа частиц были определены как по длине треков частиц на камерах высокого разрешения, так и по смещениям краёв облака, хорошо заметным на обзорной камере.

В пункте 5.1.3 приводятся экспериментальные данные о структуре свечения разряда и параметрах пылевых облаков, сформировавшихся в процессе второго эксперимента (эксперимента с двумя облаками). Облака имели овальную форму их размер одного был 43 мм в длину и 17 мм в диаметре, другого 35 мм в длину и 16.6 мм в диаметре. Концентрации частиц в обоих облаках составляли $8 \pm 1 \cdot 10^4$ см⁻³. Для анализа свечения разряда оцифровка видеоизображений проводилась в узкой полосе на оси изображения разрядной трубки и в полосе поперёк изображения разрядной трубки в месте нахождения облака. Обнаружилось, что

распределение яркости поперёк трубки в присутствии облака становится более широким, чем в невозмущённом разряде, что показано на Рисунке 21.

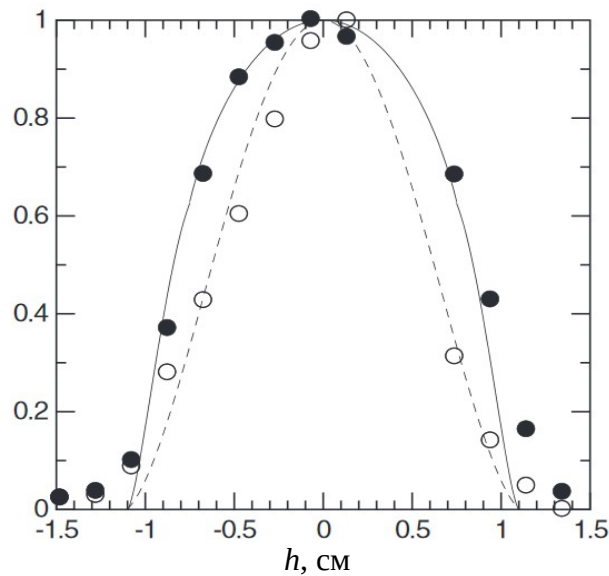


Рисунок 21 - Относительные профили яркостей свечения разряда в линии неона 585 нм поперёк разрядной трубки для разряда без пылевых частиц (открытые кружки) и в центре пылевого облака (закрашенные кружки).

В пункте 5.1.4 даётся предварительный анализ экспериментальных результатов и приводится упрощённая модель разряда с пылевым облаком в рамках подхода Шоттке. Принимается, что коэффициент ионизации α не зависит от радиуса, внутри пылевого облака скорость ионизации равна скорости рекомбинации на пылевых частицах, поэтому радиальное поле отсутствует и концентрация электронов постоянна, вне облака происходит амбиполярная диффузия на стенку с коэффициентом диффузии D_a . Таким образом, граничное условие равенства 0 производной концентрации электронов переносится с оси трубки на границу облака, а распределение Бесселя заменяется на комбинацию функций Бесселя и Неймана. Это даёт возможность определить зависимость частоты ионизации от размера облака через решение уравнения

$$\frac{J_0(\mu)}{N_0(\mu)} = \frac{J_1(\mu X)}{N_1(\mu X)}, \text{ где } X \text{ — отношение радиусов облака и разрядной трубки, а } \mu = R \sqrt{\frac{\alpha}{D_a}}, \text{ где } R \text{ — радиус трубки. Решение можно аппроксимировать выражением } \mu \approx 2.405 \left(1 + 1.4 \frac{X^2}{1 - X^2} \right).$$

Если считать, что яркость свечения плазмы пропорциональна скорости ионизации, то такая простая модель удовлетворительно описывает возрастание яркости разряда в зоне плазменно-пылевой структуры.

В пункте 5.2.1 приводятся параметры численных моделей, использованных для описания каждого из экспериментов. Расчёты описанные в разделе 5.2 проводились в рамках самосогласованной модели, изложенной в Главе 4. На Рисунке 22 показаны счётные области и основные параметры, закладывавшиеся в модель.

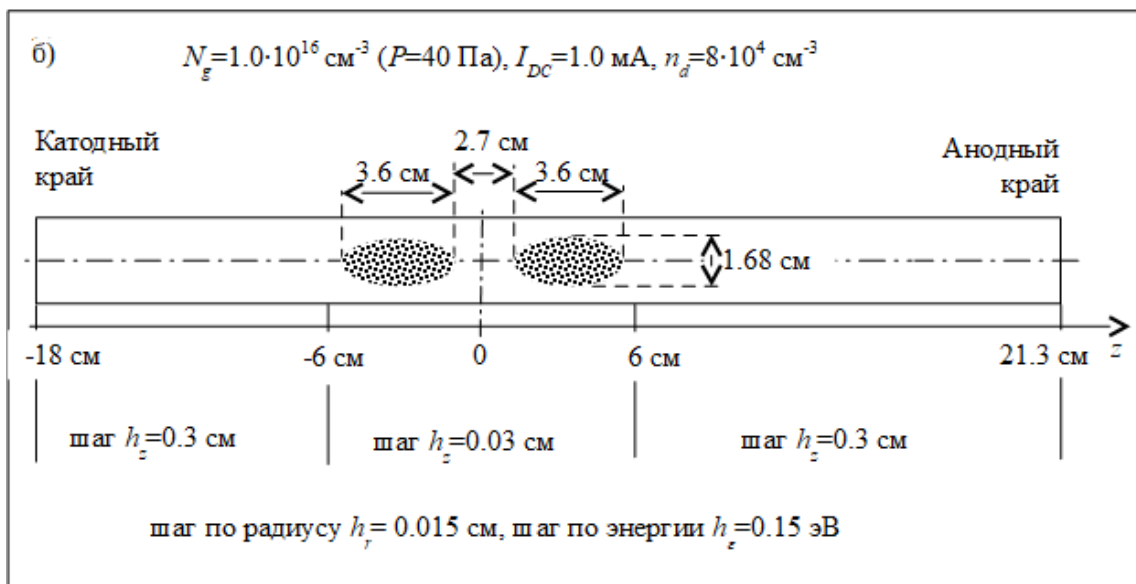
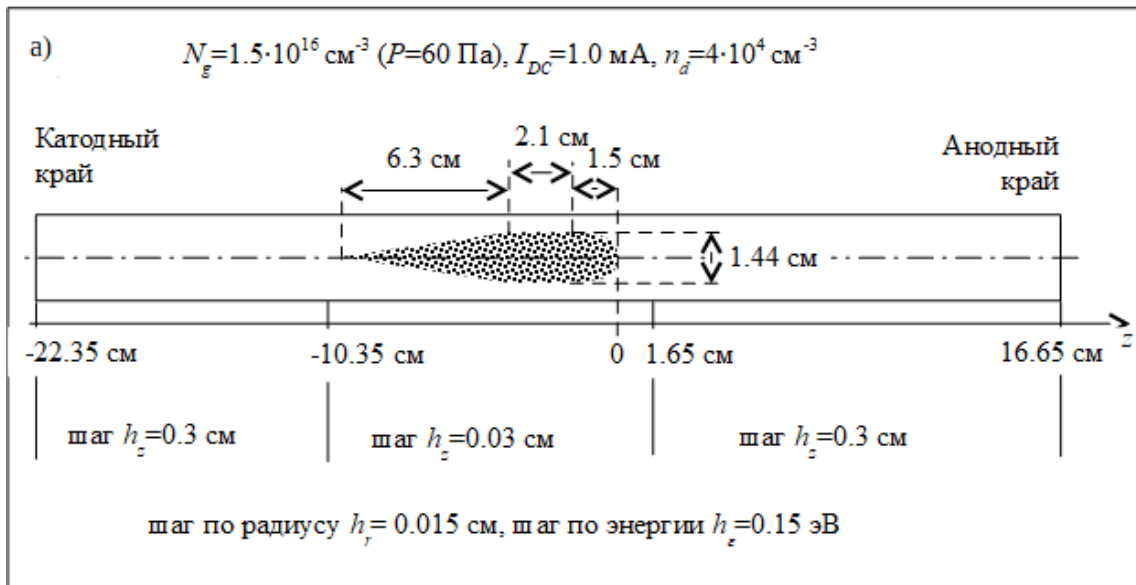


Рисунок 22 - Схема счётной области и параметры модели для эксперимента с одним облаком (а) и с двумя облаками (б).

Поскольку коэффициент отражения медленных электронов от поверхности меламина-формальдегида неизвестен, то расчёты, соответствующие эксперименту с одним облаком, были проведены для нескольких коэффициентов отражения: 0, 40%, 60%, 70 % и 80%, что соответствует коэффициентам абсорбции электронов η : 1, 0.6, 0.4, 0.3 и 0.2, а при моделировании эксперимента с двумя облаками коэффициент абсорбции принимался 0.4.

В пункте 5.2.2 приводятся результаты численного моделирования для эксперимента с одним облаком. Распределения электрических потенциалов в продольном сечении разрядной трубки показаны на Рисунке 23.

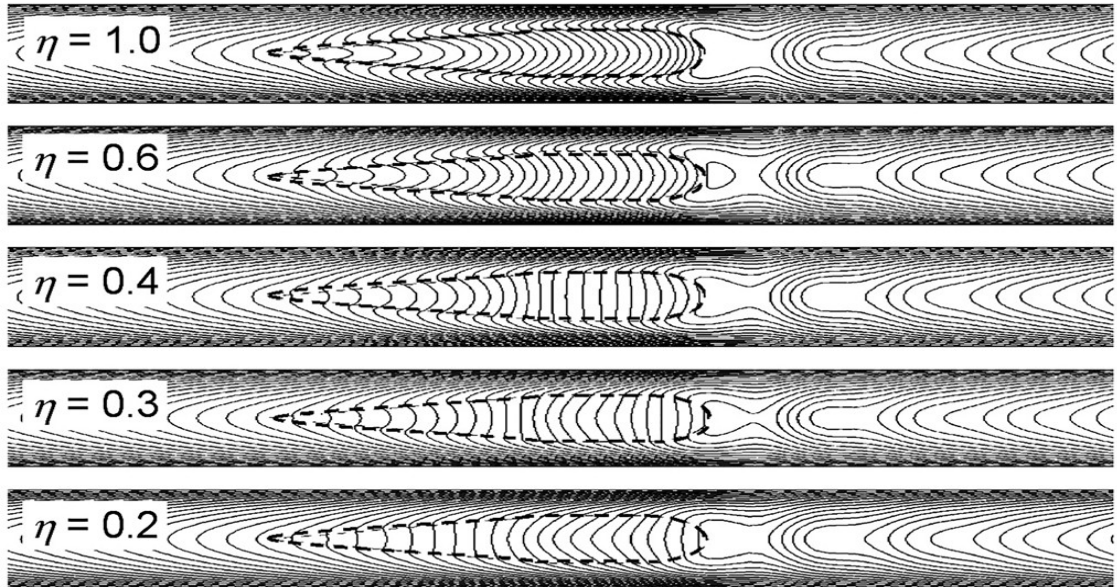


Рисунок 23 - Распределение профилей электрических потенциалов с шагом 2 В в продольном сечении разрядной трубки для различных коэффициентов абсорбции электронов

Для радиальной устойчивости плазменно-пылевой структуры необходимо, чтобы поле амбиполярной диффузии внутри пылевого облака было малым, поэтому наиболее правдоподобным является результат, соответствующий 60% отражению электронов. Рассчитанное распределение зарядов в пылевом облаке для этого случая приведено на Рисунке 24. Распределения основных параметров плазмы на оси трубки представлены на Рисунке 25.

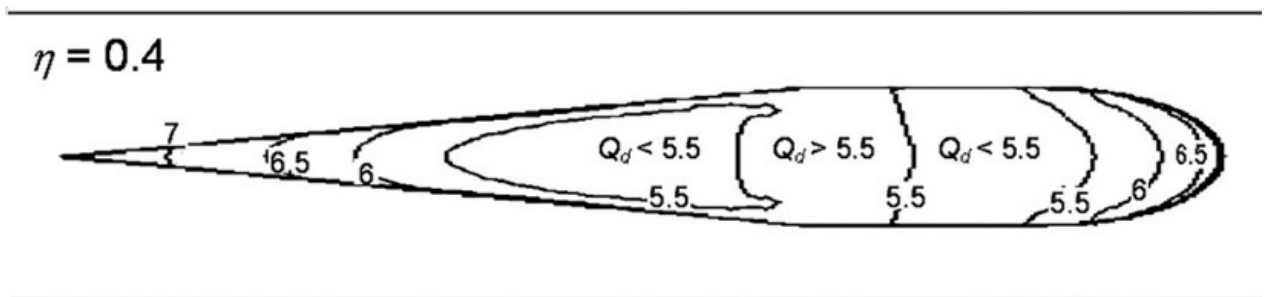


Рисунок 24 - Распределение зарядов пылевых частиц в облаке (в тысячах зарядов электронов)

На Рисунке 26 показано сравнение измеренных и расчётных распределений яркостей сечения разряда вдоль трубки, нормированных на яркость свечения невозмущённого разряда. На Рисунке 27 приведены расчётные и экспериментальные скорости дрейфа пылевых частиц.

В пункте 5.2.2 представлены результаты расчётов, описывающих эксперимент с двумя облаками. Профили продольного поля, концентраций электронов и распределение яркости свечения приведены на Рисунке 28.

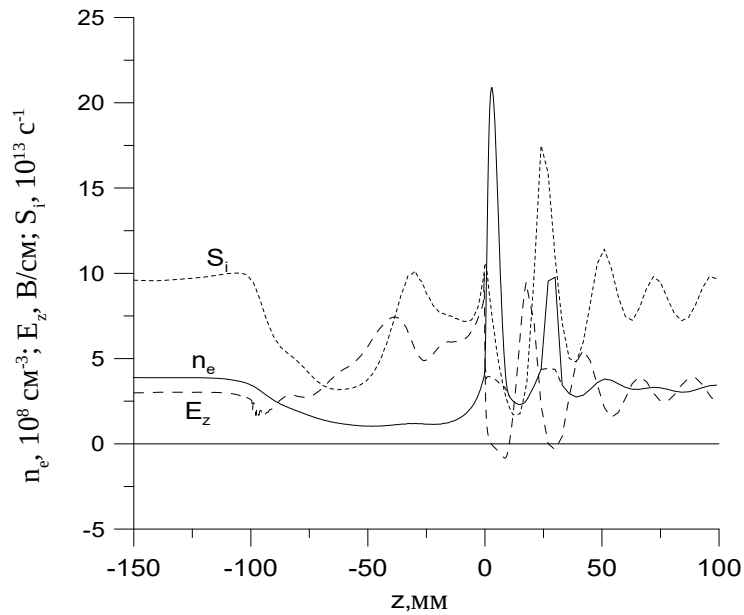


Рисунок 25 - Осевые распределения концентрации электронов (n_e), электрического поля (E_z) и скорости ионизации (S_i) для 60% отражения электронов.

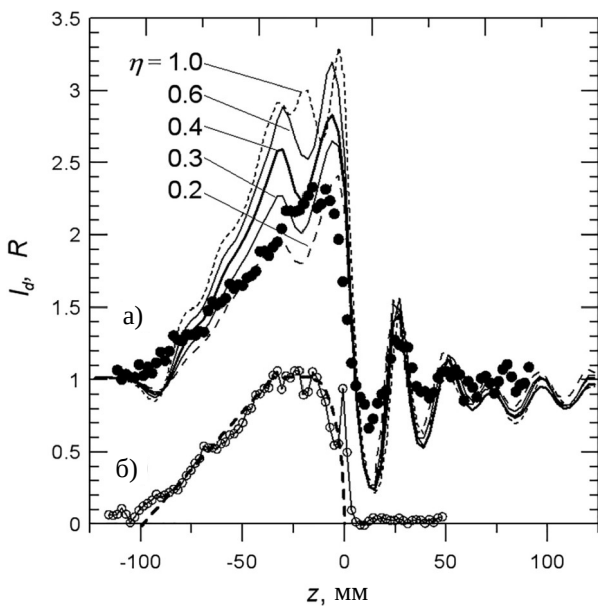


Рисунок 26 - Распределение относительной яркости свечения разряда в линии неона 585 нм, линии – расчёт для различных коэффициентов абсорбции электронов, закрашенные кружки – экспериментальные данные (а); Распределение яркости рассеянного на пылевом облаке лазерного излучения (экспериментальные данные) – открытые кружки и зависимость радиуса пылевого облака от продольной координаты, принятая в расчётах — штриховая линия (б)

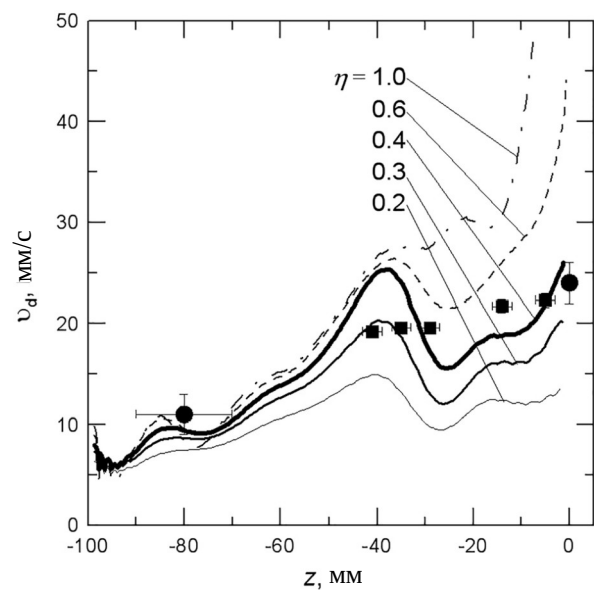


Рисунок 27 - Зависимость скорости дрейфа пылевых частиц от положения в облаке, значки – экспериментальные наблюдения (квадраты – по длине треков, кружки – по смещению границ облака), линии – результаты расчетов для различных значений коэффициента абсорбции электронов

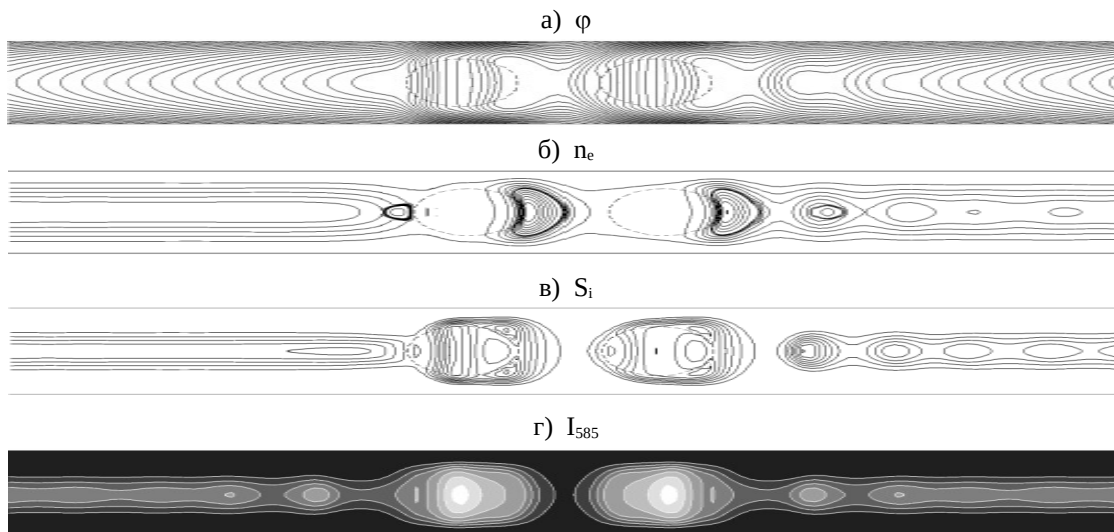


Рисунок 28 - Распределения электрических потенциалов, шаг 2В (а), концентраций электронов, шаг $5 \cdot 10^7 \text{ см}^{-3}$ до $4 \cdot 10^8 \text{ см}^{-3}$, при больших концентрациях (в потенциальных ловушках) шаг $4 \cdot 10^8 \text{ см}^{-3}$ (б) и распределений скоростей ионизации, шаг $2.0 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3} \text{ с}^{-1}$ (в) в продольном осевом сечении разрядной трубки; распределение яркости свечения разряда в линии неона 585 нм при наблюдении сбоку и усреднении по периоду смены полярности (шаг $0.2 \text{ мкВт/см}^2/\text{с/ср}$) (г)

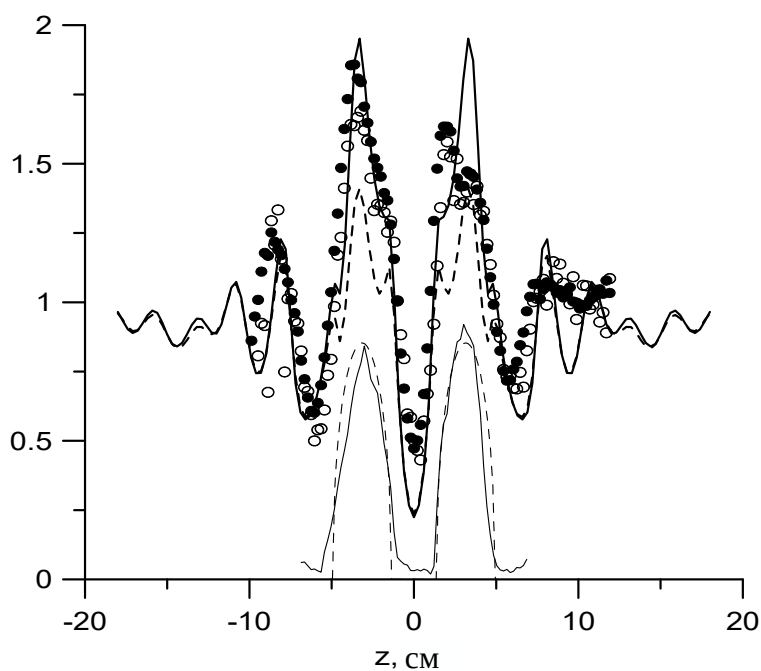


Рисунок 29 – Сопоставление рассчитанной относительной яркости свечения разряда в линии 585 нм неона (жирная сплошная линия) и линии 703 нм (жирные штриховые линии) с измеренной яркостью видео изображения разрядной трубки (сплошные кружочки – 585 нм, открытые – 703 нм); яркости нормированы на яркость невозмущённого разряда; внизу рисунков показаны профили интенсивностей рассеяния лазерного излучения на пылевых частицах – тонкие сплошные линии – и диаметры пылевых облаков, заложенные в расчётах – тонкие штриховые линии (всё в произвольной нормировке).

Выводы по Главе 5

На основе анализа экспериментальных измерений и расчётов, обнаружено сильное влияние плотных плазменно-пылевых облаков на свечение плазмы разряда постоянного тока, обнаружен эффект стратификации разряда под влиянием пылевой компоненты. Численные расчёты и экспериментальные измерения скоростей дрейфа пылевых частиц в различных частях облака показывают, что продольное поле разряда меняется в облаке, несколько снижаясь по сравнению с полем невозмущённого разряда вблизи катодного края облака и существенно возрастая в центральной и части и у анодного края облака. Возрастание продольного поля сопровождается снижением концентрации электронов, но увеличением скорости ионизации и возбуждения электронных состояний атомов. Рекомбинация электронов и ионов на пылевых частицах приводит к уменьшению радиального поля в пылевом облаке и даже к изменению его знака. Поскольку радиальная устойчивость пылевого облака требует наличия максимума потенциала на оси трубки, то для правильного описания экспериментальных наблюдений необходимо учитывать неполное поглощение электронов, сталкивающихся с поверхностью диэлектрической частицы уменьшающее скорость рекомбинации плазмы в объёме облака.

Данные, представленные в Главе 5, были опубликованы в работах [17,18] из списка работ автора.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В Диссертации представлены результаты комплексных исследований условий формирования и свойств плазменно-пылевых структур в индукционном высокочастотном разряде. Показано, что плазменно-пылевые структуры, образованные полидисперсными частицами формируются как в нижней, так и в верхней части индукционного разряда (в диффузных краях разряда). При использовании монодисперсных сферических частиц диаметром 0.97 и 1.87 микрон плазменно-пылевые структуры наблюдались только в нижней части разряда. Исследован эффект сепарации пылевых частиц по размерам в диффузном крае индукционного разряда и определена скорость уменьшения размера частиц в плазме неона в зависимости от концентрации электронов. Показано, что облако, сформированное засыпкой монодисперсных сферических частиц состоит из двух частей: в верхней части частицы имеют сферическую форму и размер несколько меньший, чем паспортный, в нижней части облака частицы имеют неправильную форму и размер, существенно превышающий диаметр одиночной сферической частицы, что указывает на наличие агломератов из слипшихся частиц. Размер частиц в верхней части облака уменьшается с высотой и со временем нахождения в разряде. Обнаружены и исследованы самовозбуждающиеся пыле-акустические волны в трёхмерных плазменно-пылевых структурах в диффузном крае индукционного разряда. Волны бегут вниз и быстро достигают нелинейной стадии. Частота и скорость волны может быть удовлетворительно описана в рамках приближения самосогласованного поля. Разработан и использован метод определения зарядов пылевых частиц путем регистрации и анализа столкновений падающих крупных частиц с частицами пылевого облака. Получены произведения зарядов частиц различного размера при нескольких давлениях плазмообразующего газа.

Представлены численные расчёты зарядки макрочастиц с размерами существенно меньшими, чем радиус Дебая в слабоионизованной двухтемпературной плазме. В этих расчётах было впервые показано, что столкновения ионов с нейтралами способны существенно (в разы) уменьшить заряд макрочастиц в плазме газового разряда по сравнению с бесстолкновительной

теорией даже в условиях, когда длина свободного пробега ионов превышает как размер частицы, так и радиус экранирования. Проведённые экспериментальные исследования зарядов макрочастиц в диффузном крае индукционного разряда и в положительном столбе разряда постоянного тока при различных давлениях, подтвердили низкий уровень зарядов частиц по сравнению с бесстолкновительной теорией и согласие с численными расчётами.

Представлены численные расчёты вольт-амперных характеристик для малого сферического притягивающего зонда в промежуточной области давлений, где не применимы ни бесстолкновительный подход, ни приближение радиального движения, предложены аналитические аппроксимации для полученных численных результатов. Полученные результаты позволяют рассчитывать поток ионов на сферическую частицу, или малый сферический зонд при произвольной функции распределения электронов по энергиям, в то же время как в численных расчётах установившегося заряда (и плавающего потенциала) распределение электронов по энергиям предполагалось максвелловским с заданной температурой.

В Диссертации представлена численная модель положительного столба разряда постоянного тока, учитывающая радиальную и продольную пространственную неоднородность плазмы и нелокальную кинетику электронов. Модель включает расчёт функции распределения и концентрации пленённых электронов в зонах с инверсией продольного поля разряда. Модель проверена путём экспериментальных измерений пространственных распределений концентраций метастабильных атомов и интенсивностей свечения плазмы (с абсолютной калибровкой) в разряде в трубке со ступенчатым изменением радиуса и сравнения экспериментальных данных с результатами моделирования. При анализе результатов моделирования было замечено, что падение потенциала на страте не соответствует закону Новака для бегущих страт. Для объяснения величины падения потенциала на страте предложена гипотеза о механизме формирования неподвижных страт в разряде в инертных газах. Согласно выдвинутой гипотезе, за формирование страт ответственно возникновение излома на функции распределения электронов при энергии, соответствующей возбуждению нижних электронных состояний, в области слабого поля и смещение этого излома к энергии, соответствующей потенциалу ионизации, в области сильного поля.

Модель разряда дополнена процессами взаимодействия плазмы с пылевыми частицами, включающими зарядку пылевых частиц до плавающего потенциала, рекомбинацию электронов и ионов на поверхности частиц, рассеяние электронов и ионов на заряженных пылевых частицах. Предложен новый подход к описанию зарядки пылевых частиц в плотном пылевом облаке на основе использования концентрации ионов на границе ячейки Вигнера-Зейца.

В Диссертации представлены результаты экспериментальных исследований влияния протяжённых пылевых структур на интенсивность свечения газоразрядной плазмы в спектральных линиях неона. Обнаружено существенное повышение интенсивности свечения положительного столба в зоне нахождения пылевого облака и появление серии страт вблизи анодного края облака. Численное моделирование показывает существенное увеличение продольного поля разряда в пылевом облаке и даёт качественное описание наблюдаемых в экспериментах эффектов.

Список работ, опубликованных автором по теме диссертации.

Статьи в рецензируемых журналах, входящих в международные реферативные базы данных и системы цитирования (перечень ВАК):

1. V. E. Fortov, A. P. Nefedov, V. A. Sinel'shchikov, A. V. Zobnin, A. D. Usachev, *Inductively-Coupled Dusty Plasma* // Journal de Physique IV, France, 10, Pr5-399-Pr5-402 (2000);
2. A. V. Zobnin, A. P. Nefedov, V. A. Sinel'shchikov, V. S. Filinov, *Macroparticles ordered structures in induced discharge of low pressure* // Известия Российской академии наук. Серия физическая, Т. 64, N 8 . – с. 1539-1544 (2000);
3. А. В. Зобнин, А. П. Нефедов, В. А. Синельщиков, В. Е. Фортвов, *О заряде пылевых частиц в газоразрядной плазме низкого давления* // ЖЭТФ 118 №3 с.554-559 (2000);
4. А. В. Зобнин, А. П. Нефедов, В. А. Синельщиков, О. А. Синкевич, А. Д. Усачёв, В. С. Филинов, В. Е. Фортвов, *Упорядоченные структуры пылевых частиц в плазме высокочастотного безэлектродного газового разряда* // ФИЗИКА ПЛАЗМЫ, том 26, №5, с. 445-454 (2000);
5. V. E. Fortov, A. P. Nefedov, V. A. Sinel'shchikov, A. D. Usachev, A. V. Zobnin, *Filamentary Dusty Structures in RF Inductive Discharge* // Physics Letters A, V.267, P. 179-183(2000);
6. А. В. Зобнин, А. Д. Усачёв, О. Ф. Петров, В. Е. Фортвов, *Пыле-акустическая неустойчивость в плазме индукционного газового разряда* // ЖЭТФ, Т.122, N.3, с. 500-512 (2002);
7. A. V. Zobnin, A. D. Usachev, V. E. Fortov, *Spatial Separation of Dust Particles by their Sizes at the Diffuse Edge of RF Inductive Discharge Plasma* // The Third International Conference on the Physics of Dusty Plasmas. (Durban, South Africa. May, 2002) AIP Conference Proceedings 649. P. 293-296;
8. V. E. Fortov, A. D. Usachev, A. V. Zobnin, V. I. Molotkov, and O. F. Petrov, *Dust-acoustic wave instability at the diffuse edge of radio frequency inductive low-pressure gas discharge plasma* // Physics of Plasmas V.10. No5. P. 1199-1208 (2003);
9. V. E. Fortov, O. F. Petrov, A. D. Usachev, A. V. Zobnin, *Micron-sized particle-charge measurements in an inductive rf gas-discharge plasma using gravity-driven probe grains*// Physical Review E 70, 046415 (2004);
10. S. Ratynskaia, S. Khrapak, A. Zobnin, M. H. Thoma, M. Kretschmer, A. Usachev, V. Yaroshenko, R. A. Quinn, G. E. Morfill, O. Petrov, V. Fortov, *Experimental Determination of Dust-Particle Charge in a Discharge Plasma at Elevated Pressures* // Physical Review Letters 93, 085001 (2004);
11. S. A. Khrapak, S. V. Ratynskaia, A. V. Zobnin, A. D. Usachev, V. V. Yaroshenko, M. H. Thoma, H. Höfner, G. Morfill, O. F. Petrov, V. E. Fortov, *Particle charge in the bulk of gas discharges* // Physical Review E 72, 016406 (2005);
12. A. V. Zobnin, A. D. Usachev, O. F. Petrov, V. E. Fortov, *Ion current on a small spherical attractive probe in a weakly ionized plasma with ion-neutral collisions (kinetic approach)* // Physics of Plasmas 15, 043705 (2008);
13. А. В. Зобнин, *Нелокальная модель пространственно-неоднородного положительного столба разряда постоянного тока*// Теплофизика Высоких Температур, Т. 47, № 6, с. 803-810 (2009);
14. A. V. Zobnin, A. D. Usachev, O. F. Petrov, V. E. Fortov, M. A. Bukharin, *Simulations of the DC-discharge Plasma with Dusty Structure* // Sixth International Conference on the Physics of Dusty Plasmas (Garmisch-Partenkirchen, Germany May 16-20 2011) AIP Conference Proceedings 1397, P. 150-151 (2011);

15. S. A. Khrapak, M. H. Thoma, M. Chaudhuri, G. E. Morfill, A. V. Zobnin, A. D. Usachev, O. F., Petrov, E. E. Fortov, *Particle flows in a dc discharge in laboratory and microgravity conditions* // Physical Review E 87, 063109 (2013);
16. A. V. Zobnin, A. D. Usachev, O. F. Petrov, and V. E. Fortov, *Two-dimensional positive column structure in a discharge tube with radius discontinuity* // Physics of Plasmas 22, 094701 (2015);
17. A. Usachev, A. Zobnin, O. Petrov, V. Fortov, M. Thoma, M. Pustyl'nik, M. Fink, G. Morfill, *Elongated dust clouds in uniform DC positive column of low pressure gas discharge* // Plasma Sources Science and Technology 25 035009 (2016);
18. A. V. Zobnin, A. D. Usachev, O. F. Petrov, V. E. Fortov, M. H. Thoma, M. A. Fink, *Two-dimensional positive column structure with dust cloud: Experiment and nonlocal kinetic simulation* // Physics of Plasmas 25, 033702 (2018);
19. A. V. Zobnin, A. D. Usachev, A. M. Lipaev, V. I. Molotkov M. Y. Pustyl'nik, M. A. Thoma, H. M. Thomas, *Charges of a single grain and the grain in a cloud: Theory and experiments* // Journal of Physics: Conference Series 1556, 012078 (2020);

Статьи в сборниках тезисов докладов научных конференций и других изданиях, не входящих в перечень ВАК:

- 20 А. В. Зобнин, А. Д. Усачев, *Определение параметров пылевой плазмы в индукционном разряде из анализа автоколебаний* // Материалы Всероссийской конференции по физике низкотемпературной плазмы, Петрозаводск, июнь 2001, ч.2 с.120-124;
- 21 А. В. Зобнин, *A small spherical probe in a slightly collisional plasma* // 2-nd International conference on The Physics of Dusty and Burning Plasmas, Proceedings (Odessa, Ukraine August 26-30 2007), p.182-184;
- 22 А. В. Зобнин, *The impact of dusty cloud on the DC discharge positive column structure* // in compendium "Physics of Extreme Matter - 2009", Institute of Problems of Chemical Physics, Russian Academy of Sciences, Chernogolovka, 2009, с.227-228;
- 23 А. В. Зобнин, А. Д. Усачев, О. Ф. Петров, В. Е. Фортов, *Numerical simulation of the dusty cloud evolution in dc discharge positive column* // 3-rd International conference on The Physics of Dusty and Burning Plasmas, Proceedings (Odessa, Ukraine August 25-29 2010) p.144-147;
- 24 М. А. Бухарин, А. В. Зобнин, *Экспериментальное исследование пространственно-неоднородного положительного столба разряда постоянного тока оптическими методами* // XXXVIII конференция по Физике Плазмы и Управляемому Термоядерному Синтезу, г. Звенигород Московской обл.14-18 февраля 2011 г. Тезисы докладов, ЗАО НТЦ «ПЛАЗМАИОФАН» 2011, с.292-294;
- 25 А. В. Зобнин, А. Д. Усачев, О. Ф. Петров, В. Е. Фортов, *Численное моделирование динамики пылевого облака в разряде постоянного тока* // Юбилейная конференция ОИВТАН, Москва, Россия 20-21 октября 2010 г. Сборник трудов, Москва 2011, с.441-444;
- 26 А. В. Зобнин, О. Ф. Петров, А. Д. Усачев, *Пространственная сепарация пылевых частиц по их размерам в диффузном крае радиочастотного индукционного газового разряда* // в сборнике «Научные труды Института теплфизики экстремальных состояний ОИВТ РАН» вып. 5 — 2002. Сборник Под. Ред. В. Е. Фортова и А. П. Лихачева. - М.: ОИВТ РАН, 2003, 446 с, с.251-256;
- 27 О. Ф. Петров, А. Д. Усачев, А. В. Зобнин, *Измерения зарядов сферических частиц микронного размера, левитирующих в плазме индукционного газового разряда* // в сборнике «Научные труды Института теплфизики экстремальных состояний ОИВТ РАН» вып. 6 — 2003. Сборник Под. Ред. В. Е. Фортова и А. П. Лихачева. - М.: ОИВТ РАН, 2004, 478с., с.267-272;