

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ
ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ
УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ
«ПЕТРОЗАВОДСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ»

На правах рукописи

Савин Василий Николаевич

МЕХАНИЗМЫ ЗАРЯДКИ ПЫЛЕВЫХ ЧАСТИЦ В ПЛАЗМЕ РАЗРЯДА С УЧЕТОМ
ЭМИССИИ ЭЛЕКТРОНОВ

Специальность - 01.04.04 - физическая электроника

Диссертация на соискание ученой степени кандидата
физико-математических наук

Научный руководитель:
доктор физико-математических
наук,

Мольков С.И.

Петрозаводск – 2017 г.

СОДЕРЖАНИЕ

| | |
|---|----|
| СОДЕРЖАНИЕ..... | 2 |
| ВВЕДЕНИЕ..... | 4 |
| ГЛАВА 1. АНАЛИЗ ЛИТЕРАТУРЫ ПО ТЕМЕ ДИССЕРТАЦИИ..... | 11 |
| 1.1. ЗАРЯДКА ПЫЛЕВЫХ ЧАСТИЦ В ГАЗОРАЗРЯДНОЙ ПЛАЗМЕ В РЕЖИМЕ ОГРАНИЧЕННОГО ОРБИТАЛЬНОГО ДВИЖЕНИЯ..... | 12 |
| 1.2. ЗАРЯДКА ПЫЛЕВЫХ ЧАСТИЦ В РЕЖИМЕ РАДИАЛЬНОГО ДРЕЙФА ИОНОВ | 16 |
| 1.3. ЗАРЯДКА ПЫЛЕВЫХ ЧАСТИЦ В ГИДРОДИНАМИЧЕСКОМ РЕЖИМЕ ДВИЖЕНИЯ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ..... | 18 |
| 1.4. ЭМИССИОННЫЕ МЕХАНИЗМЫ ЗАРЯДКИ ПЫЛЕВЫХ ЧАСТИЦ..... | 22 |
| 1.4.1. Вторичная электронная эмиссия..... | 23 |
| 1.4.2. Термоэлектронная эмиссия..... | 24 |
| 1.4.3. Фотоэлектронная эмиссия..... | 25 |
| 1.4.4. Ионно-электронная эмиссия..... | 26 |
| 1.5. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЗАРЯДА ПЫЛЕВЫХ ЧАСТИЦ..... | 27 |
| 1.6. РАБОТЫ ПО МАТЕМАТИЧЕСКОМУ МОДЕЛИРОВАНИЮ ПРОЦЕССА ЗАРЯДКИ ПЫЛЕВЫХ ЧАСТИЦ..... | 32 |
| 1.7. ВЛИЯНИЕ УПОРЯДОЧЕННЫХ ПЛАЗМЕННО-ПЫЛЕВЫХ СТРУКТУР НА ПАРАМЕТРЫ ПЛАЗМЫ..... | 34 |
| 1.8. ОБЛАСТЬ ВОЗМУЩЕНИЯ ПЛАЗМЫ ПРИСУТСТВИЕМ ПЫЛЕВОЙ ЧАСТИЦЫ (ЗОНДА)..... | 38 |
| 1.9. ВЫВОДЫ..... | 39 |
| ГЛАВА 2. ЗАРЯДКА ПЫЛЕВЫХ ЧАСТИЦ В РЕЖИМЕ ОГРАНИЧЕННОГО ОРБИТАЛЬНОГО ДВИЖЕНИЯ ИОНОВ С УЧЕТОМ ЭМИССИИ ЭЛЕКТРОНОВ, СТЕПЕНИ ШЕРОХОВАТОСТИ ПОВЕРХНОСТИ И СТОЛКНОВНИЙ ИОНОВ С АТОМАМИ..... | 40 |
| 2.1. УРАВНЕНИЯ БАЛАНСА ЗАРЯДА И ЭНЕРГИИ НА ПОВЕРХНОСТИ ПЫЛЕВЫХ ЧАСТИЦ..... | 40 |
| 2.2. КОЭФФИЦИЕНТЫ ЭМИССИИ ЭЛЕКТРОНОВ..... | 45 |
| 2.2.1. Вторичная электронная эмиссия..... | 45 |
| 2.2.2. Ионно-электронная и фотоэмиссия..... | 46 |
| 2.3. ХАРАКТЕРИСТИКИ МИКРОНЕРОВНОСТЕЙ ПОВЕРХНОСТИ..... | 47 |
| 2.4. КОЭФФИЦИЕНТЫ АККОМОДАЦИИ АТОМОВ И ИОНОВ..... | 48 |
| 2.5. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТА..... | 49 |
| 2.6. ВЫВОДЫ..... | 56 |
| ГЛАВА 3. МЕХАНИЗМ ЗАРЯДКИ УЕДИНЕННОЙ ПЫЛЕВОЙ ЧАСТИЦЫ В ПЛАЗМЕ ГАЗОВОГО РАЗРЯДА В ПРОМЕЖУТОЧНОМ РЕЖИМЕ ДВИЖЕНИЯ ИОНОВ С УЧЕТОМ ЭМИССИИ ЭЛЕКТРОНОВ И ШЕРОХОВАТОСТИ ПОВЕРХНОСТИ..... | 57 |
| 3.1. СИСТЕМА МОМЕНТНЫХ УРАВНЕНИЙ И УРАВНЕНИЯ ПУАССОНА..... | 58 |
| 3.2. ГРАНИЧНЫЕ УСЛОВИЯ. МЕТОДИКА РАСЧЕТА..... | 61 |
| 3.2.1. Методика расчета при $z_e = 0$ | 61 |
| 3.2.2. Методика расчета при $z_e \neq 0$ | 64 |
| 3.3. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТА..... | 67 |
| 3.4. ВЫВОДЫ..... | 87 |
| ГЛАВА 4. МЕХАНИЗМ ЗАРЯДКИ ПЫЛЕВОЙ ЧАСТИЦЫ В ПЛАЗМЕННОМ КРИСТАЛЛЕ ГАЗОВОГО РАЗРЯДА В ПРОМЕЖУТОЧНОМ РЕЖИМЕ ДВИЖЕНИЯ ИОНОВ С УЧЕТОМ ЭМИССИИ ЭЛЕКТРОНОВ И ШЕРОХОВАТОСТИ ПОВЕРХНОСТИ..... | 89 |
| 4.1. СИСТЕМА МОМЕНТНЫХ УРАВНЕНИЙ И УРАВНЕНИЕ ПУАССОНА..... | 90 |
| 4.2. МЕТОДИКА РАСЧЕТА. ГРАНИЧНЫЕ УСЛОВИЯ..... | 92 |

| | |
|---|-----|
| 4.3. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТА | 95 |
| 4.4. СРАВНЕНИЕ С ТЕОРЕТИЧЕСКИМИ МОДЕЛЯМИ..... | 102 |
| 4.5. СРАВНЕНИЕ С ЭКСПЕРИМЕНТОМ | 104 |
| 4.6. ВЫВОДЫ | 105 |
| ЗАКЛЮЧЕНИЕ..... | 107 |
| СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ..... | 110 |
| ПРИЛОЖЕНИЕ А | 118 |
| ПРИЛОЖЕНИЕ Б | 121 |
| ПРИЛОЖЕНИЕ В..... | 123 |
| ПРИЛОЖЕНИЕ Г | 125 |
| ПРИЛОЖЕНИЕ Д..... | 128 |
| ПРИЛОЖЕНИЕ Е..... | 130 |
| ПРИЛОЖЕНИЕ Ж..... | 133 |
| ПРИЛОЖЕНИЕ З | 137 |
| ПРИЛОЖЕНИЕ И | 146 |

ВВЕДЕНИЕ

Актуальность работы:

Пылевая плазма представляет собой ионизованный газ, содержащий заряженные частицы конденсированного вещества субмикронного и микронного размера. Такая плазма может встречаться в естественных условиях, например, в космическом пространстве, или может возникать в результате различных технологических процессов. К таковым можно отнести, например, производство полупроводниковых материалов или создание генераторов электрической энергии на основе плазменно-пылевых структур, где энергия радиоактивного распада преобразуется в излучение, а затем специальными преобразователями, в электрическую.

Образуются эти упорядоченные плазменно-пылевые структуры за счет приобретения значительного, обычно отрицательного, электрического заряда пылевыми частицами. Наиболее полное описание таких структур позволяет получать новую информацию о фундаментальных свойствах твердых тел, фазовых переходах и самоорганизующихся объектах. Для изучения свойств пылевой плазмы используют искусственно полученную лабораторную пылевую плазму. Часто при этом в качестве среды для создания плазмы выступает положительный столб тлеющего разряда низкого давления. Интерес к пылевой плазме особенно вырос в последние десятилетия [1, 2].

Очевидно, что важной задачей при этом становится исследование процесса зарядки пылевых частиц. Решение данной задачи позволяет рассчитать заряд пылевых частиц и потенциал их взаимодействия, что является ключом к исследованию упорядоченных структур. Зарядка пылевых частиц, аналогично зондам, обусловлена потоками ионов и электронов плазмы на ее поверхность. Поэтому часто используются модели из зондовой теории для описания процессов формирования потоков заряженных частиц плазмы. Особенного внимания заслуживает такая характеристика как поток ионов на поверхность частиц.

Теория ограниченного орбитального движения [3, 4, 5, 6], справедлива для сильно разряженной плазмы при бесстолкновительном движении электронов и ионов, теория радиального дрейфа [7, 8, 9] применима для ионов с нулевой температурой. Данные теории не учитывают влияния ионизации и столкновений частиц. Для случая высоких давлений, когда столкновения существенны, используется диффузионно-дрейфовое приближение [10, 11, 12].

В ряде работ учитывается влияние столкновений ионов с атомами и ионизация при расчете потоков ионов на поверхность пылевой частицы (зонда). При этом

использовались теория радиального дрейфа и гидродинамическое приближение [13, 14], методы молекулярной динамики [15, 16, 17] и метод частиц в ячейках с розыгрышем столкновений методом Монте-Карло [18]. Следует отметить, что при моделировании реальных задач эти методы сложны в реализации, особенно если есть необходимость учета эмиссионных процессов.

Процессы эмиссии электронов с поверхности пылевых частиц играют зачастую значительную роль в определении их заряда. Эмиссия не только сильно влияет на величину заряда частиц, но может изменить знак их заряда, что делает ее учет критически важным. В работе [19] представлена теоретическая самосогласованная модель расчета распределения пылевых частиц и фотоэлектронов у поверхности Луны, включающая зарядку пылевых частиц за счет фотоэмиссии. В [20, 21] рассмотрено влияние фото и термоэлектронной эмиссии, в [22, 23] учтено влияние вторичной эмиссии для пылевых частиц в разряде инертных газов при атмосферном давлении, а в [24] рассмотрены эффекты, вносимые термоавтоэлектронной и вторичной эмиссией. Имеющиеся литературные данные по учету влияния эмиссии на заряд пылевых частиц носят фрагментарный характер, так как не анализируется вся совокупность эмиссионных процессов. Кроме того, не учитывается влияние шероховатости поверхности пылевых частиц на эмиссионные процессы.

Неправильное определение заряда пылевой частицы может существенно усложнить или сделать невозможным практическое использование результатов. Поэтому **актуальной** является разработка универсального метода расчета заряда пылевых частиц, который опирается на модель ионного тока, справедливую в промежуточном режиме с учетом столкновений и ионизации при произвольном соотношении радиуса частицы, дебаевского радиуса и длины свободного пробега ионов. Метод должен учитывать все виды эмиссионных процессов: вторичную, ионно-электронную, фото и термоавтоэлектронную эмиссии, а также влияние шероховатости поверхности частицы на величину ее заряда.

Цель работы: На основании комплекса теоретических исследований осуществить разработку физико-математической модели механизма зарядки пылевых частиц с учетом процессов эмиссии в широком диапазоне параметров невозмущенной плазмы при произвольном соотношении характерных масштабов задачи: радиуса частицы, дебаевского радиуса, длины свободного пробега ионов.

Для достижения поставленной цели необходимо решить следующие задачи:

1. С помощью уравнения баланса заряда на поверхности частицы рассчитать заряд (потенциал) пылевой частицы с учетом вторичной, ионно-электронной и фотоэлектронной эмиссий в различных режимах движения ионов на поверхность частицы.
2. Для учета термоавтоэлектронной эмиссии совместно с уравнением баланса заряда решить уравнение баланса энергии на поверхности частицы.
3. Определить заряд пылевой частицы в режиме применимости теории ограниченного орбитального движения ионов.
4. Включить в рассмотрение шероховатость поверхности частицы и определить ее влияние на процессы эмиссии и теплообмен компонент плазмы с поверхностью пылевой частицы.
5. Учесть торможение ионной компоненты в результате ион-атомных столкновений при формировании ионного тока на поверхность уединенной частицы.
6. Учесть ионизацию атомов электронным ударом в области возмущения плазмы вблизи уединенной частицы и дополнительное торможение ионной компоненты в результате появления при ионизации атомов ионов с нулевой направленной скоростью.
7. Решить задачу зарядки пылевых частиц с учетом перечисленных выше факторов для плотной плазменно-пылевой структуры.
8. Уточнить методику определения параметров плазмы с учетом возможного влияния эмиссионных процессов для зондовой диагностики.
9. Сравнить полученные результаты моделирования с литературными теоретическими и экспериментальными данными.

Научная новизна работы определяется тем, что в ней впервые:

- 1) При расчете заряда пылевой частицы совместно решались уравнения баланса заряда и энергии на поверхности пылевой частицы, что позволило учесть влияние вторичной, ионно-электронной, фото и термоавтоэлектронной эмиссий.
- 2) Учтено влияние шероховатости поверхности на эмиссию и процесс теплообмена компонент плазмы и поверхности пылевой частицы.
- 3) Предложена модель ионного тока, опирающаяся на моментные уравнения для ионов и уравнение Пуассона, позволяющая решить поставленную задачу с учетом перезарядки ионов на атомах, ионизации атомов и эмиссии электронов с поверхности пылевых частиц.
- 4) Учитывая тот факт, что область возмущения плазмы уединенной пылевой частицей заранее не известна, разработан метод оптимизации, позволяющий определить размер области возмущения и распределения параметров плазмы в этой области.

5) Для плотной системы пылевых частиц метод оптимизации модифицирован с учетом эффектов изменения параметров плазмы на границе ячейки Зейтца-Вигнера.

6) Учтено влияние эмиссионных процессов при анализе вольт-амперных характеристик цилиндрических и сферических зондов.

Научно-практическая значимость работы определяется тем, что в ней получена новая информация о процессе зарядки пылевых частиц с учетом эмиссионных процессов в широкой области плазменных параметров, необходимая при проведении теоретических исследований и анализа экспериментальных данных. Учет эмиссионных процессов позволил уточнить определение плазменных параметров с помощью зондовой методики диагностики плазмы. Перспективными направлениями практического применения результатов работы являются: физика пылевой плазмы, физика космоса, зондовая диагностика плазмы, технологические процессы с использованием плазменно-пылевых структур.

Основные положения, выносимые на защиту:

1) В работе проведено комплексное рассмотрение влияния эмиссионных процессов на заряд пылевой частицы в широком диапазоне плазменных параметров. Можно утверждать, что наиболее существенное влияние из эмиссионных процессов оказывает вторичная эмиссия для упруго-отраженных и истинно-вторичных электронов

2) Влияние ионно-электронной и фотоэмиссии менее значительно, чем влияние вторичной эмиссии. Влияние термоэмиссии существенно только при определенных параметрах плазмы, когда разогрев пылевых частиц становится значительным. Автоэмиссия существенна для малых гладких пылевых частиц и частиц с шероховатой поверхностью. Установлено, что разогревается поверхность частицы в основном ионами и электронами плазмы, а охлаждается атомами и своим излучением.

3) Результаты численных расчетов показывают, что учет влияния эмиссии на заряд пылевой частицы является значительным и может привести к смене знака заряда пылевой частицы.

4) Шероховатость поверхности частицы приводит к уменьшению влияния эмиссии в целом. Рост шероховатости ведет к увеличению коэффициентов аккомодации ионов и атомов. При этом эффективность охлаждения поверхности растет, что ведет к уменьшению ее температуры и подавлению термоэмиссии.

5) Разработанная модель формирования ионного потока на поверхность пылевой частицы с учетом ионизации может быть применена при произвольных

соотношениях радиуса частицы, дебаевского радиуса электронов и длины свободного пробега ионов.

6) Методика расчета системы моментных дифференциальных уравнений и уравнений баланса заряда и баланса энергии на поверхности пылевой частицы, основанная на методе оптимизации, позволяет не только получить заряд частицы с учетом эмиссионных процессов, но и распределение плазменных параметров в области возмущения плазмы. Она справедлива как для уединенной частицы, так и для частицы в плотной плазменно-пылевой структуре.

7) Зондовая методика при наличии эмиссионных процессов на поверхности зонда была модифицирована. Показано, что учет эмиссии для некоторых материалов зонда вносит существенные коррективы в определение плазменных параметров.

Апробация работы: Основные результаты диссертационной работы были доложены на:

- Восемнадцатая Всероссийская научная конференция студентов-физиков и молодых ученых (ВНКСФ – 18). г. Красноярск, 29 марта – 5 апреля 2012 г.

- Plasma Physics and Plasma Technology (PPPT – 7), Minsk, Belarus, 17 – 21 September 2012.

- Инновации в науке, производстве и образовании. г. Рязань. 14 – 16 октября 2013.

- 66 – я Всероссийская (с международным участием) научная конференция обучающихся и молодых ученых. г. Петрозаводск. 14 – 30 апреля 2014 г.

- 67 – я Всероссийская (с международным участием) научная конференция обучающихся и молодых ученых. г. Петрозаводск. 13 – 30 апреля 2015 г.

- Plasma Physics and Plasma Technology (PPPT – 8), Minsk, Belarus, 14 – 18 September 2015.

опубликованы в виде статей и тезисов докладов конференций:

1. Мольков, С.И. Влияние процессов электронной эмиссии на заряд пылевых частиц в упорядоченных плазменно-пылевых структурах / С.И. Мольков, В.Н. Савин // Научно-технические ведомости СПбГПУ. Физико-математические науки. – 2013. – №1(165), – С. 80 – 86.

2. Mol'kov, S.I. Influence of processes on dust particles' surface on their electrical charge in ordered plasma-dust structures / S.I. Mol'kov, V.N. Savin // Ученые записки Петрозаводского государственного университета. Естественные и технические науки. – 2013. – № 6(135). – С. 89 – 94.

3.Савин, В.Н. Учет влияния эмиссионных процессов на заряд микро- и наночастиц в пылевой плазме для технологических приложений / В.Н. Савин, С.И. Мольков // Научно-технические ведомости СПбГПУ. Физико-математические науки. – 2016. – №3 (248). – С.78–87, <http://dx.doi.org/10.1016/j.spjpm.2016.08.006>.

4.Мольков, С.И. Механизмы зарядки пылевых частиц в плазме с учетом эмиссионных процессов / С.И. Мольков, В.Н. Савин // Физика плазмы. – 2017. – Т.43, №2. – С. 193–202.

5.Мольков, С.И. Влияние эмиссии электронов на зарядку пылевых частиц в комплексной плазме / С.И. Мольков, В.Н. Савин // Восемнадцатая Всероссийская научная конференция студентов-физиков и молодых ученых (ВНКСФ – 18). г. Красноярск, 29 марта – 5 апреля 2012 г.

6.Mol'kov, S.I. Influence of electron emission processes on the charge of dust particles in ordered plasma-dust structures / S.I. Mol'kov, V.N. Savin // Plasma Physics and Plasma Technology (PPPT – 7), Minsk, Belarus, 17 – 21 September 2012.

7.Мольков, С.И. Влияние процессов на поверхности пылевых частиц на их электрический заряд в упорядоченных плазменно-пылевых структурах / С.И. Мольков, В.Н. Савин // Инновации в науке, производстве и образовании, ИНПО-2013, г. Рязань 14-16 октября 2013, с. 91-95.

8.Мольков, С.И. Влияние процессов электронной эмиссии на заряд пылевых частиц в упорядоченных плазменно-пылевых структурах / С.И. Мольков, В.Н. Савин // 66 – я Всероссийская (с международным участием) научная конференция обучающихся и молодых ученых. г. Петрозаводск. 14 – 30 апреля 2014 г.

9.Мольков С.И. Механизмы зарядки пылевых частиц в плазме с учетом эмиссионных процессов / С.И. Мольков, В.Н. Савин // 67 – я Всероссийская (с международным участием) научная конференция обучающихся и молодых ученых. г. Петрозаводск. 13 – 30 апреля 2015 г.

10. Mol'kov, S.I.Charging processes of the dust particles in plasma taking into account emission of electron / S.I. Mol'kov, V.N. Savin // Plasma Physics and Plasma Technology (PPPT – 8), Minsk, Belarus, 14– 18 September 2015.

Личный вклад автора. Постановка задачи и разработка математической модели исследования осуществлялась при непосредственном участии автора. Алгоритмы решения системы уравнений, описывающих зарядку пылевых частиц, основанные на методе оптимизации, разработаны автором. Программная реализация предложенных алгоритмов и все результаты численных расчетов проведены автором.

Объем и структура диссертации. Диссертация состоит из введения, 4 глав, заключения, списка литературы и приложений. Основное содержание работы изложено на 117 страницах, включая 38 рисунков и список литературы из 101 наименований на 8 страницах. Приложение к работе содержит 29 страниц.

ГЛАВА 1. АНАЛИЗ ЛИТЕРАТУРЫ ПО ТЕМЕ ДИССЕРТАЦИИ

Частицы конденсированного вещества, находящиеся в объеме плазмы называются плазменно-пылевыми частицами. Эти частицы приобретают электрический заряд за счет потока заряженных частиц плазмы (ионов и электронов) на их поверхность. Этот процесс не является единственным механизмом зарядки пылевых частиц. Электроны могут покидать поверхность пылевой частицы за счет вторичной, ионно-электронной, фото и термоавтоэлектронной эмиссии. В общем случае кинетика зарядки пылевых частиц в плазме определяется уравнением [1]:

$$\frac{dZ_d}{dt} = 4\pi a^2 (J_{iw} - J_{ew} + J_{em}), \quad (1.1)$$

где Z_d – зарядовое число пылевой частицы (заряд, выраженный в единицах элементарного заряда e), a – радиус частицы, $J_{i(e)w}$ – плотность потока ионов (электронов) плазмы, J_{em} – суммарная плотность потока электронов эмиссии.

Стационарный или установившийся заряд пылевых частиц определяется условием

$$\frac{dZ_d}{dt} = 0, \quad J_{iw} - J_{ew} + J_{em} = 0. \quad (1.2)$$

Выражение (1.2) представляет собой уравнение баланса заряда на поверхности пылевой частицы.

В отсутствие эмиссии электронов заряд пылевых частиц в плазме газовых разрядов становится отрицательным. Это связано с тем, что из-за более высокой подвижности электронов их поток на частицу значительно превышает поток ионов, и частица начинает заряжаться отрицательно. При некотором значении заряда электронный поток начнет сильно тормозиться из-за роста величины отталкивающего поля, а ионный наоборот – ускоряться, за счет роста отрицательного заряда частицы. В итоге это приведет к тому, что потоки ионов и электронов сравняются, и установится заряд некоторой величины. Приобретенный отрицательный заряд частицы в дальнейшем не меняется. Потенциал поверхности, образуемый в этих условиях, называется стационарным. Связь заряда сферической пылевой частицы с потенциалом в системе СИ определяется выражением

$$\varphi_w = -\frac{eZ_d}{4\pi\epsilon_0 a}, \quad (1.3)$$

где φ_w – стационарный потенциал, ϵ_0 – электрическая постоянная. Таким образом, связь потенциала и заряда сферической пылевой частицы аналогична связи потенциала и заряда заряженной сферы в вакууме. Такая связь для маленькой пылевой частицы получена для

большинстве плазмы. Справедливость ее применения будет нарушаться при сильном отклонении распределений заряженных частиц плазмы от равновесных, бoльцмановских распределений [1].

1.1. ЗАРЯДКА ПЫЛЕВЫХ ЧАСТИЦ В ГАЗОРАЗРЯДНОЙ ПЛАЗМЕ В РЕЖИМЕ ОГРАНИЧЕННОГО ОРБИТАЛЬНОГО ДВИЖЕНИЯ

Для определения величины потенциала (заряда) пылевой частицы используются теоретические модели, заимствованные из теории электрических зондов [3, 25]. Наиболее часто используемой моделью является модель ограниченного орбитального движения (ООД) [26, 27]. Условия, в которых данная теория применима, формулируются так:

$$a \ll \lambda_D \ll \lambda_{i(e)a}, \quad (1.4)$$

где λ_D – длина экранирования плазмы, $\lambda_{i(e)a}$ – длина свободного пробега ионов (электронов). Так же предполагается изолированность пылевой частицы от влияния других пылевых частиц. Условие (1.4) подразумевает отсутствие столкновений ионов и электронов с атомами на пути к пылевой частице.

В приближении ООД предполагается, что ионы и электроны плазмы поглощаются пылевой частицей. Поглощение происходит, если траектории движения заряженных частиц плазмы пересекают или касаются поверхности пылевой частицы. Прицельный параметр $\rho_{i(e)}$ такого процесса можно получить, используя законы сохранения энергии и момента импульса при движении заряженных частиц из плазмы на поверхность частицы [26]:

$$\frac{m_{i(e)} v_{i(e)}^2}{2} = \frac{m_{i(e)} v'_{i(e)}{}^2}{2} + Z_{i(e)} e \phi_w, \quad (1.5)$$

$$m_{i(e)} v_{i(e)} \rho_{i(e)} = m_{i(e)} v'_{i(e)} a, \quad (1.6)$$

где $m_{i(e)}$ – масса иона (электрона), $v_{i(e)}$ и $v'_{i(e)}$ – скорости ионов (электронов) до и после взаимодействия с поверхностью, $Z_{i(e)}$ – зарядовое число для ионов (электронов). В случае электронов $Z_e = -1$. Ионное зарядовое число Z_i может быть положительным для электроположительных газов и отрицательным для электроотрицательных газов [4]. Модуль его равен единице для однозарядных ионов, двум для двухзарядных ионов и так далее. Таким образом, для расчета прицельного параметра получают следующее выражение:

$$\rho_{i(e)} = a \sqrt{1 - \frac{2Z_{i(e)} e \varphi_w}{m_{i(e)} v_{i(e)}^2}}.$$

Сечения поглощения заряженных плазменных частиц поверхностью пылевой частицы с потенциалом φ_w в общем случае выглядят следующим образом:

$$\sigma_{i(e)}(v_{i(e)}) = \begin{cases} \pi \rho_{i(e)}^2, & \frac{2Z_{i(e)} e \varphi_w}{m_{i(e)} v_{i(e)}^2} < 1, \\ 0, & \frac{2Z_{i(e)} e \varphi_w}{m_{i(e)} v_{i(e)}^2} \geq 1. \end{cases} \quad (1.7)$$

Плотности потоков ионов и электронов плазмы на поверхности пылевой частицы находятся интегрированием соответствующих сечений и функций распределения по скоростям $f_{i(e)}(v_{i(e)})$:

$$J_{i(e)w} = n_{i(e)} \int v \sigma_{i(e)}(v) f_{i(e)}(v_{i(e)}) d^3 v_{i(e)}, \quad (1.8)$$

где $n_{i(e)}$ – концентрация ионов (электронов) плазмы.

В случае максвелловского распределения по скоростям заряженных плазменных частиц с температурами T_i и T_e , выраженными в энергетических единицах, функция распределения примет вид:

$$f_{i(e)}(v_{i(e)}) = \left(\frac{m_{i(e)}}{2\pi T_{i(e)}} \right)^{3/2} \exp\left(-\frac{m_{i(e)} v_{i(e)}^2}{2T_{i(e)}} \right). \quad (1.9)$$

Для однозарядных положительных ионов $Z_i = 1$. Когда потенциал (заряд) поверхности пылевой частицы отрицателен $\varphi_w < 0$, поле частицы будет притягивать ионы и их сечение по (1.7) примет следующий вид: $\sigma_i(v_i) = \pi \rho_i^2$. Электроны будут двигаться в отталкивающем поле. Для высокоэнергичных электронов сечение получится, как для ионов: $\sigma_e(v_e) = \pi \rho_e^2$. Электроны с маленьким запасом кинетической энергии не смогут преодолеть потенциальный барьер и не будут поглощены поверхностью пылевой частицы: $\sigma_e(v_e) = 0$. Далее, для нахождения плотностей потоков плазменных частиц на поверхности пылинки вычисляются интеграл (1.8), учитывая сечения, описанные выше. Тогда получаются следующие, широко известные, выражения:

$$J_{iw} = \sqrt{\frac{T_i}{2\pi m_i}} n_i \left(1 - \frac{e \varphi_w}{T_i} \right), \quad (1.10)$$

$$J_{ew} = \sqrt{\frac{T_e}{2\pi m_e}} n_e \exp\left(\frac{e \varphi_w}{T_e} \right). \quad (1.11)$$

Если присутствует внешнее электрическое поле, то для процесса зарядки пылевых частиц может оказаться важным дрейф ионов окружающей плазмы по отношению к покоящимся пылевым частицам. Данная ситуация может реализоваться в пристеночных и приэлектродных областях газоразрядной плазмы. В этом случае максвелловское распределение ионов по скоростям станет сдвинутым:

$$f_i(v_i) = \left(\frac{1}{2\pi v_{Ti}^2} \right)^{3/2} \exp\left(-\frac{m_i(v_i - u_i)^2}{2v_{Ti}^2} \right),$$

где u_i – дрейфовая скорость для тока однозарядных ионов, $v_{Ti} = \sqrt{T_i/m_i}$. Используют это распределение и находят плотность ионного потока для данного случая [27]:

$$J_{iw} = \sqrt{\frac{\pi}{2}} n_i v_{Ti} \left[\sqrt{\frac{\pi}{2}} \frac{1 + u_i^2/v_{Ti}^2 - 2e\phi_w/T_i}{u_i/v_{Ti}} \operatorname{erf}\left(\frac{u_i}{\sqrt{2}v_{Ti}} \right) + \exp\left(-\frac{u_i^2}{2v_{Ti}^2} \right) \right]. \quad (1.12)$$

В отсутствии эмиссии электронов с поверхности пылевых для стационарного случая уравнение баланса заряда (1.2) дает выражение:

$$J_{iw} = J_{ew}, \quad (1.13)$$

Для дальнейшего рассмотрения введем безразмерные величины:

$$\eta_w = -\frac{e\phi_w}{T_e}, \quad \tau = \frac{T_e}{T_i}, \quad \mu = \frac{m_e}{m_i}, \quad (1.14)$$

Подставляя (1.10) и (1.11) в (1.12) получим уравнение баланса заряда в нормированном виде:

$$\exp(-\eta_w) = \frac{n_i}{n_e} \sqrt{\frac{\mu}{\tau}} (1 + \eta_w \tau). \quad (1.15)$$

Одной из характеристик процесса зарядки пылевой частицы является параметр Хавнеса $P_H = |Z_d| n_d / n_e$, где n_d – концентрация пылевых частиц. Для уединенной пылевой частицы $P_H \ll 1$, при этом отсутствует влияние соседних пылинок на движение ионов и электронов, и поэтому выполняется условие квазинейтральности в следующем виде $n_i = n_e = n_0$, где n_0 – концентрация заряженных частиц невозмущенной плазмы. Таким образом, уравнение (1.13) окончательно примет вид:

$$\exp(-\eta_w) = \sqrt{\frac{\mu}{\tau}} (1 + \eta_w \tau). \quad (1.16)$$

В приближении ограниченного орбитального движения заряженных частиц к поверхности уединенной пылевой частицы заряд частицы определяется отношением температур электронов и ионов и отношением массы электрона к массе иона (то есть родом газа). На рисунке 1 представлены рассчитанные зависимости нормированного

потенциала поверхности от нормированной температуры электронов для ряда газов. Данные для построения рисунка взяты из [1]. Анализ показывает, что для типичных разрядных значений нормированной температуры электронов $\tau \sim 10-100$ величина безразмерного потенциала η_w находится в пределах от 1 до 4, что физически объясняется небольшой долей электронов в энергетическом спектре, которые способны преодолеть потенциальный барьер между плазмой и поверхностью частицы.

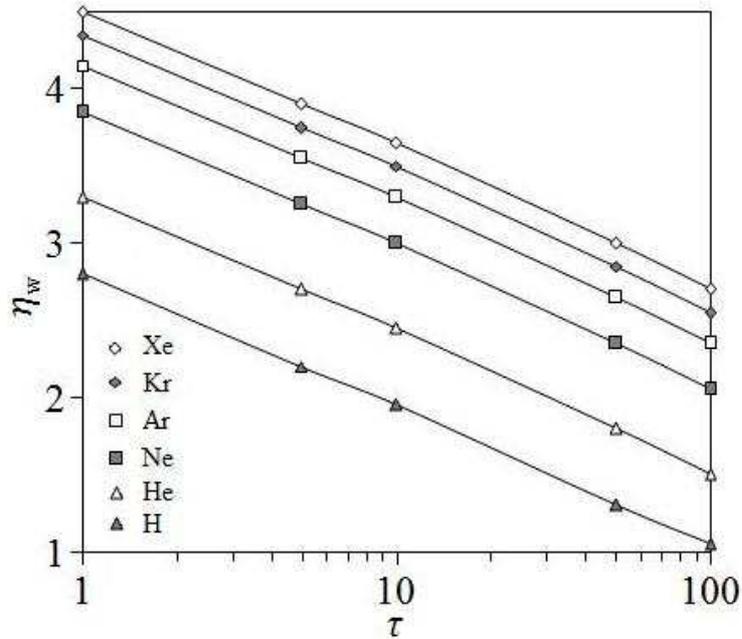


Рис. 1.1. Зависимости $\eta_w(\tau)$ для ряда газов, полученные по данным из [1].

В тех случаях, когда концентрация пылевых частиц велика, то есть $P_H \gg 1$, влиянием соседних пылинок нельзя пренебречь. Учет влияния соседних пылевых компонент приводит к следующему условию квазинейтральности в области пылевой структуры:

$$n_i = n_e + |Z_d| n_d, \quad (1.17)$$

Напомним, что $Z_d < 0$. Подставляя (1.17) в (1.15) для случая плотной системы пылевых частиц, получаем следующее уравнение баланса заряда:

$$\exp(-\eta_w) = \sqrt{\frac{\mu}{\tau}} (1 + \eta_w \tau) (1 + P_H). \quad (1.18)$$

Приближение ограниченного орбитального движения позволяет довольно просто рассчитать потенциал (заряд) пылевых частиц, как без учета эмиссионных эффектов, так и при включении их в рассмотрение процесса зарядки (см. глава 2). Однако данная теория не учитывает влияния столкновения заряженных частиц плазмы с атомами, а также ионизацию в объеме приповерхностного слоя плазмы, которые оказывают значительное влияние на поток заряженных частиц. Помимо этого, данное приближение не учитывает

влияние потенциальных барьеров, которые могут возникать даже для маленьких пылинок (зондов). Присутствие потенциальных барьеров должно снижать ионный ток на поверхность, поэтому теория ООД дает завышенный поток ионов на частицу в таких случаях. В работе [28] предложена методика расчета потенциала зонда с учетом потенциальных барьеров.

1.2. ЗАРЯДКА ПЫЛЕВЫХ ЧАСТИЦ В РЕЖИМЕ РАДИАЛЬНОГО ДРЕЙФА ИОНОВ

Газоразрядная плазма низкого давления, создаваемая в лабораторных условиях, характеризуется отсутствием детального термодинамического равновесия по причине незамкнутости системы. Для описания ее состояния нельзя использовать единую для всех плазменных частиц функцию распределения и температуру, так как средние энергии электронов и тяжелых частиц будут сильно отличаться друг от друга. Однако очень часто на практике используется приближение частичного равновесия, при котором считается, что компоненты плазмы имеют распределение близкое максвелловскому, но с разными температурами [29, 30]. То есть, T_i , T_e и T_a – вместо одной, единой температуры T . Причем, для лабораторной плазмы низкого давления характерно следующее неравенство $T_i \approx T_a \ll T_e$. Значит интенсивность теплового движения ионов намного меньше интенсивности теплового движения электронов. В этом случае использование теории ООД может быть не совсем обоснованно из-за ослабления орбитального движения ионов при малых значениях температуры ионов. По этой причине справедливым может оказаться использование приближения радиального дрейфа при описании движения “холодных” ионов в окрестности пылевой частицы [7, 8, 9]. В теории радиального дрейфа (РД) предполагается отсутствие тепловой скорости ионов: $T_i = 0$. В этом случае они движутся чисто радиально со скоростью дрейфа, определяемой значением потенциала в данной точке φ , и законом сохранения энергии:

$$u_{ir} = \sqrt{-\frac{2e\varphi}{m_i}}. \quad (1.19)$$

Ионизацией в объеме и столкновениями с атомами пренебрегается, что требует увеличения размера плазмы до бесконечности. При этом поток ионов остается постоянным до поверхности частицы. Для сферической частицы ионный поток на поверхности запишется:

$$I_{iw} = 4\pi a^2 J_{iw} = 4\pi r^2 J_i.$$

Здесь r – радиальная координата, берущая свое начало в центре частицы, J_i – плотность потока ионов в произвольной точке. Так как плотность направленного потока ионов в любой точке есть:

$$J_i = n_i u_{ir}, \quad (1.20)$$

концентрация ионов в произвольной точке будет выглядеть так:

$$n_i = \frac{J_i}{u_{ir}} = \frac{I_{iw}}{4\pi r^2 \sqrt{-2e\phi/m_i}}. \quad (1.21)$$

Распределение концентрации электронов в отталкивающем поле пылевой частицы предполагается бoльцмановским:

$$n_e = n_0 \exp\left(\frac{e\phi}{T_e}\right). \quad (1.22)$$

Уравнение Пуассона в сферической системе координат (сферическая частица или зонд в центре системы координат) запишется в следующем виде:

$$\frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} r^2 \frac{d\phi}{dr} = -\frac{e}{\epsilon_0} (n_i - n_e), \quad (1.23)$$

Учитывая (1.21), (1.22), получим уравнение Пуассона:

$$\frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} r^2 \frac{d\phi}{dr} = -\frac{e}{\epsilon_0} \left(\frac{I_{iw}}{4\pi r^2 \sqrt{-2e\phi/m_i}} - n_0 \exp\left(\frac{e\phi}{T_e}\right) \right). \quad (1.24)$$

Для решения уравнения Пуассона граничные условия в отсутствии ионизации задаются в следующем виде:

$$\phi(\infty) = 0, \quad \frac{d\phi(\infty)}{dr} = 0. \quad (1.25)$$

На практике численное решение начинают с некоторой далекой от поверхности пылевой частицы (зонда) точке, где предполагается квазинейтральность [7].

Задавая ионный ток $I_{iw} = const$, а также параметры плазмы – T_e и n_0 , уравнение (1.24) численно интегрируется, и в результате решения находится потенциал поверхности зонда. Для определения плавающего потенциала пылевой частицы подбор I_{iw} необходимо осуществлять в соответствии с уравнением баланса заряда (1.2), при котором $I_{iw} = I_{ew}$, где I_{ew} – электронный поток на поверхности частицы.

Существенным недостатком теории РД является принятое за нуль значение для температуры ионов, что ограничивает применение данной теории в случае существенного орбитального движения ионов в окрестности пылевой частицы (зонда). Помимо этого, в ней не учитывается ионизация в области возмущения плазмы пылевой частицей. В силу

последнего теория радиального дрейфа больше подходит для описания процесса зарядки пылевой частицы, уединенной от влияния других частиц, или для зонда, так как в плотной системе пылевых частиц ионизация в межчастичной области является важным процессом формирования ионного тока. Также отсутствует и учет столкновений ионов с атомами. Однако в [14], для зондов сферической и цилиндрической геометрии, рассчитаны типичные вольтамперные характеристики с применением теории РД ионов с включением ионизации электронами плазмы и столкновений ионов с атомами.

1.3. ЗАРЯДКА ПЫЛЕВЫХ ЧАСТИЦ В ГИДРОДИНАМИЧЕСКОМ РЕЖИМЕ ДВИЖЕНИЯ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ

Условие применимости теории ООД (1.4) перестает выполняться при повышении давления газа. Рост концентрации атомов приводит к сокращению длины свободного пробега ионов и электронов из-за участвовавших столкновений с атомами. Может возникнуть ситуация, когда $\lambda_D \sim \lambda_{ia}$ или $\lambda_D > \lambda_{ia}$. Радиус пылевых частиц a , в лабораторных исследованиях имеющий порядок микронных и субмикронных размеров, не всегда меньше величины λ_D . В экспериментах могут реализоваться случаи, когда $a \sim \lambda_D$, или $a > \lambda_D$. Величины потенциала поверхности пылевой частицы, прогнозируемые теориями ООД и РД для данных режимов, могут очень сильно отличаться от реальных величин. Поэтому для описания зарядки пылевой частицы используется гидродинамический режим.

Потенциал (заряд) частицы в этом случае также будет определяться уравнением баланса заряда (1.2). Для описания формирования потока заряженных частиц на поверхность пылевой частицы в гидродинамическом режиме рассматриваются моментные уравнения нулевого и первого порядков [29, 30], которые являются уравнениями непрерывности и движения. Уравнение непрерывности в стационарном случае для сферической геометрии записывается так:

$$\frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} r^2 n_i u_{ir} = G, \quad (1.26)$$

где в параметр G входят ионизационные и рекомбинационные члены. Для плазмы разряда обычно рекомбинацию в объеме не учитывают, а ионизация атомов происходит благодаря электронным ударам, тогда $G = n_e z_e$, где z_e – частота ионизации. Уравнения движения для электронов и ионов выглядят следующим образом:

$$T_e \frac{dn_e}{dr} = -en_e E_r - m_e n_e u_{er} V_{ea}, \quad (1.27)$$

$$m_i n_i u_{ir} \frac{du_{ir}}{dr} + T_i \frac{dn_i}{dr} = en_i E_r - \frac{m_i}{2} v_{ia} n_i u_{ir} - m_i u_{ir} n_e z_e, \quad (1.28)$$

где $u_{i(e)r}$ – радиальная направленная скорость ионов (электронов), $v_{i(e)a}$ – частота столкновений ионов (электронов) с атомами. В правую часть уравнения для ионов входят инерционный член и градиент давлений. В левой части находятся электрическая сила и силы объемного трения, вызванные столкновениями ионов с атомами газа и ионизацией атомов, при которой возникший ион обладает нулевой направленной скоростью. Для электронов инерционный член не учитывается из-за малости массы электрона.

Часто инерционным членом и торможением за счет ионизации для ионов в уравнении движения пренебрегают, а силы объемного трения за счет столкновений с нейтралами сохраняют. В этом случае плотности потоков заряженных частиц на поверхность пылевой частицы будут формироваться в результате диффузии и дрейфа (диффузионно-дрейфовое приближение), которое справедливо в случае преобладающих столкновений: $\lambda_{i(e)} \ll \lambda_D$. Как и в случае со сферическим зондом, в плазме повышенного давления [25], для однозарядных положительных ионов и электронов плотности потоков в произвольной точке запишутся так:

$$J_i = -n_i \mu_i \frac{d\varphi}{dr} - D_i \frac{dn_i}{dr}, \quad (1.29)$$

$$J_e = n_e \mu_e \frac{d\varphi}{dr} - D_e \frac{dn_e}{dr}, \quad (1.30)$$

где $\mu_{i(e)}$ – подвижность ионов (электронов), $D_{i(e)}$ – коэффициент диффузии ионов (электронов). В работах [10-12, 23, 31] в диффузионно-дрейфовом приближении рассматривалась зарядка пылевых частиц в слабоионизованных инертных газах при атмосферном давлении. Уравнения непрерывности ионов и электронов учитывают рождение заряженных частиц внешним источником и собственными электронами. Также при высоких давлениях в уравнения включают и рекомбинационные члены. Таким образом, для сферической частицы использовались уравнения в следующем виде

$$\frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} r^2 J_i = Q_{ion} + z_e n_e - \beta_{ei} n_e n_i, \quad (1.31)$$

$$\frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} r^2 J_e = Q_{ion} + z_e n_e - \beta_{ei} n_e n_i, \quad (1.32)$$

где Q_{ion} – скорость ионизации газа внешним источником, β_{ei} – скорость электрон-ионной рекомбинации. Для полного описания процесса зарядки сферической пылевой частицы к уравнениям (1.29) - (1.32) добавляется уравнение Пуассона (1.23).

Для расчета плотностей потоков заряженных частиц на поверхность пылевой

частицы необходимо знать коэффициенты переноса для ионов и электронов. В работах [10, 32] подвижности, коэффициенты диффузии, а также константы скоростей процессов рождения и гибели электронов определены по функции распределения электронов по энергии (ФРЭЭ), невозмущенной присутствием пылевой частицы, что требует обоснования. В случае применимости локального приближения [33]:

$$\lambda_T = \lambda_{ea} / \sqrt{\delta} \ll a, \lambda_D, \quad (1.33)$$

где λ_T – длина энергетической релаксации электрона, $\delta = 2m_e/m_i$ – средняя потеря энергии электронов в упругом соударении, ФРЭЭ и все коэффициенты определяются локальным значением приведенного электрического поля E/n_a , где E – напряженность поля, n_a – концентрация атомов. Следует отметить, что для ионов, вследствие сравнимости ионной и атомной массы, длина релаксации энергии равна длине свободного пробега, и условие (1.33) выполняется.

В [11, 31] при исследовании пылевой плазмы в молекулярных газах, электронные коэффициенты переноса определялись по локальному значению электрического поля. Однако в этих работах была обоснована необходимость более общего подхода к описанию переноса электронов к поверхности пылевой частицы в силу невыполнения условия (1.33) для плазмы гелия при атмосферном давлении. Для учета нелокальности ФРЭЭ в [23] был использован нелокальный метод моментов, отличающийся от обычного метода моментов тем, что коэффициенты переноса, константы скоростей процессов рождения и гибели электронов определяются не локальным значением поля, а средней энергией электронов (“температурой”). Для определения локального значения средней энергии введено дополнительное уравнение, связывающее среднюю энергию электронов с параметрами плазмы в соседних точках. Таким образом, система уравнений включает уравнения непрерывности для заряженных частиц плазмы, уравнение Пуассона и уравнение баланса для средней энергии. В последующей работе [12] этими же авторами использован другой метод учета нелокальности ФРЭЭ, где считается, что ФРЭЭ вблизи заряженной частицы является функцией полной энергии электронов. Данный подход аналогичен предложенному в работе [33], где он использовался для описания радиального распределения параметров положительного столба в тлеющем разряде.

Для решения задачи, состоящей из уравнений (1.29) – (1.32) и уравнения Пуассона (1.23), необходимо задать граничные условия для интегрирования. Считается, что на поверхности пылевой частицы заряженные частицы (ионы и электроны) отсутствуют: уходят в металл, прилипают к диэлектрикам с последующей рекомбинацией. Ситуация

аналогична случаю диффузионной гибели зарядов на стенке газоразрядной камеры. Отсюда задаются условия:

$$n_i(a) = n_e(a) = 0, \quad \varphi(a) = \varphi_w. \quad (1.34)$$

Обоснование таких граничных условий приводится, например, в работе [34], при описании взаимодействия заряженных частиц полностью ионизованной плазмы с холодной стенкой разрядной трубки. Вдали от поверхности уединенной частицы для концентраций и потенциала полагается:

$$n_i(\infty) = n_e(\infty) = n_0, \quad \varphi(\infty) = 0. \quad (1.35)$$

Для системы плотно расположенных пылевых частиц обычно используется модель ячеек Зейтца-Вигнера [35]. На внутренней поверхности ячейки полагается

$$J_i(r_d) = J_e(r_d) = 0, \quad \varphi(r_d) = 0, \quad (1.36)$$

где $r_d = (3/4 \pi n_d)^{1/3}$ – радиус ячейки Зейтца-Вигнера, n_d – концентрация пылевых частиц.

Интегрирование проводится в пределах $a \leq r \leq r_d$.

В работах [23, 31] был численно исследован процесс зарядки пылевой частицы в плазме с более сложными, но более общими, чем (1.34), граничными условиями:

$$\left(n_{i(e)} - \gamma_{0i(e)} \frac{\lambda_{i(e)a}}{a} \frac{d(rn_{i(e)})}{dr} \right)_{r=a} = 0, \quad (1.37)$$

где $\gamma_{0i(e)}$ – поправочные коэффициенты. Эти граничные условия учитывают факт нелокальности ФРЭЭ вблизи поверхности пылевой частицы, описанный выше. Граничные условия (1.37) при $\lambda_{i(e)a} \ll a$ могут быть заменены на (1.34) [23].

Гидродинамическая модель диффузионно-дрейфового движения заряженных частиц плазмы справедлива для случая высоких давлений в режиме сплошной среды. Однако сохранение инерционных членов в уравнении движения заряженных частиц позволяет использовать гидродинамическую модель для описания процесса зарядки пылевых частиц при промежуточных и даже низких давлениях.

Гидродинамическое приближение широко используется в теории зондов. В [36] рассмотрен плоский слой заряда в гидродинамическом приближении при нулевой температуре ионов. Учитывались столкновения ионов с атомами, однако ионизацией в объеме пренебрегалось. Получено минимальное значение направленной скорости ионов на входе в слой:

$$v_0 \geq \sqrt{T_e/m_i} \left(1 + 12.9 [\lambda_d/\lambda_{ia}]^{0.8} \right)^{-1/2},$$

которое является критерием монотонности изменения потенциала в слое пространственного заряда около зонда.

В [37] рассмотрена квазинейтральная область плоского, цилиндрического и сферического зондов. Учитывались ионизация в объеме и столкновения с атомами. Во всех случаях скорость ионов на границе слоя, определенная по условию $d\phi/dr \rightarrow \infty$, оказалась равной $v_0 = \sqrt{(T_e + T_i)/m_i}$. Температура ионов учитывалась только в градиенте давления в предположении выравнивания дрейфовых скоростей ионов из-за столкновений между ионами.

В работе [38] была развита теория положительного столба разряда низкого давления в режиме, когда длина свободного пробега ионов λ_{ia} сравнима с радиусом капилляра R . Используются моментные уравнения и уравнение Пуассона для описания промежуточного режима движения заряженных частиц к стенкам газоразрядной трубки. Считается, что электроны имеют равновесное больцмановское распределение, а их поток на стенку определяется формулой (1.11). Температурой ионов в уравнении движения ионов пренебрегается, что обосновано для газоразрядной плазмы, в которой $T_i \ll T_e$. Поток ионов на поверхность при этом предполагается направленным, так как направленная скорость ионов много больше хаотической. В работе описан предельный переход между двумя широко известными моделями положительного столба газового разряда: теорией Шоттки [39] и теорией Ленгмюра-Тонкса [40]. Теория Шоттки справедлива для случая высоких давлений газа, когда выполняется условие $\lambda_{ia} \ll R$. Противоположный случай, $\lambda_{ia} \gg R$, описывается теорией Ленгмюра.

1.4. ЭМИССИОННЫЕ МЕХАНИЗМЫ ЗАРЯДКИ ПЫЛЕВЫХ ЧАСТИЦ

Поглощение ионов и электронов поверхностью пылевой частицы не является единственным механизмом ее зарядки. Благодаря процессам эмиссии электроны могут покидать поверхность частицы. Тем самым, заряд частицы увеличивается и, при определенных условиях, заряд может стать положительным. Именно за счет эмиссии могут образоваться пылевые частицы с положительным зарядом. Данная ситуация, в первую очередь, характерна для космических пылевых частиц, где эмиссионные потоки велики. Аналогичная ситуация может реализоваться и для плазмы газового разряда. Например, в работе [41] удалось экспериментально получить плазменно-пылевые структуры, подвешенные над анодом. Направление электрической силы, уравновешивающей гравитационную силу, говорит о положительном знаке заряда частиц. Частицы из боросиликатного стекла диаметром от 10 до 30 мкм наблюдались в воздухе в плазме положительного столба тлеющего разряда постоянного тока, величина которого

изменялась от 1 до 10 мА, при давлении от 0.2 до 2 тор. Отчасти знак заряда объясняется вторичной эмиссией электронов, но больший вклад вносила интенсивная фотоэлектронная эмиссия с поверхности частицы, вызванная резонансной линией азота с длиной волны 149.4 нм.

Вклад в плотность потока электронов эмиссии J_{em} могут дать такие типы эмиссионных процессов, как вторичная электронная эмиссия, ионно-электронная эмиссия, фотоэлектронная эмиссия и термоавтоэлектронная эмиссия.

1.4.1. Вторичная электронная эмиссия

Процесс испускания электронов поверхностью тела под действием потока первичных электронов, направленных на поверхность тела, называется вторичной электронной эмиссией. При малых энергиях налетающих электронов (до 50 эВ) в потоке вторичных электронов преобладают истинно вторичные электроны с коэффициентом эмиссии δ и энергиями порядка 1 эВ, и упруго отраженные электроны с коэффициентом эмиссии r и энергиями, равными энергиям налетающих электронов [42]. При больших энергиях налетающих электронов существенным может оказаться поток неупруго отраженных электронов. Однако в случае газоразрядной плазмы количество таких электронов пренебрежимо мало, поэтому поток неупруго рассеянных электронов не берется в расчет.

Фактор вторичной эмиссии является существенным в процессе зарядки космических тел (космическая пыль, астероиды, корпуса космических аппаратов) в магнитосфере, где температура электронов достигает нескольких сотен эВ, и коэффициент вторичной эмиссии может быть больше единицы [43]. Стационарный потенциал в этом случае определяется балансом потока первичных электронов и электронов вторичной эмиссии.

Для моноэнергетичных электронов в работе [43] приведена формула для расчета δ , усредненного по углу падения:

$$\bar{\delta} = \frac{2.228}{Q} \left(\frac{\varepsilon}{\varepsilon_m} \right)^{0.35} (Q - 1 + \exp[-Q]), \quad (1.38)$$

где ε – энергия первичных электронов, $Q = 2.28(\varepsilon/\varepsilon_m)^{1.35}$, δ_m – значение максимума коэффициента эмиссии, ε_m – соответствующая энергия. В зависимости от материала соответствующие максимумы лежат в следующих пределах: $\delta_m \sim 1 - 4$, $\varepsilon_m \sim 0.2 - 0.4$ кэВ.

Для коэффициента r в [43] предложена формула:

$$r = \frac{W^4}{16(\varepsilon + W)^3 + W^3}, \quad (1.39)$$

где W – сумма энергии Ферми и работы выхода для данного вещества.

При учете влияния эмиссионных процессов на стенках капилляра на параметры положительного столба для максвелловского распределения электронов с температурой T_e для диэлектриков приводятся единые аппроксимационные формулы для коэффициентов δ и r , усредненных по максвелловской ФРЭЭ [44]:

$$\bar{\delta} = 0.25 \left(1 + \frac{2.9}{T_e} \right) T_e^{0.4} \exp \left\{ -\frac{4.5}{T_e} \right\}, \quad \bar{r} = \frac{47.8 T_e}{(4 + T_e)^3}. \quad (1.40)$$

В работах [22, 23] исследовался процесс зарядки пылевых частиц в диффузионно-дрейфовом режиме движения плазменных частиц с учетом влияния вторичной электронной эмиссии, производимой внешним пучком быстрых электронов. Было показано незначительное влияние эмиссии на величину заряда для азотной и гелиевой плазмы в условиях комнатной и криогенной температур при атмосферном давлении.

1.4.2. Термоэлектронная эмиссия

В [20, 21] рассмотрена зарядка с учетом термоэмиссии и фотоэмиссии электронов с поверхности пылевых частиц в двухкомпонентной системе, которая включает пылевые частицы и эмитированные ими электроны. В этом случае равновесный потенциал частицы будет определяться балансом между поглощением и испусканием электронов поверхности: $J_{ew} - J_{th} = 0$, а условие квазинейтральности примет вид:

$$Z_d n_d = n_e. \quad (1.41)$$

где n_e – концентрация электронов эмиссии.

В предположении, что эмитированные электроны имеют максвелловское распределение по скоростям и температуру T_w , соответствующую температуре поверхности, плотность потока термоэлектронов J_{th} , эмитированных частицей с потенциалом поверхности φ_w , можно записать [45, 46]:

$$J_{th} = J_{th}^0 \begin{cases} 1, & \varphi_w < 0, \\ \left(1 + \frac{e\varphi_w}{T_w} \right) \exp \left\{ -\frac{e\varphi_w}{T_w} \right\}, & \varphi_w > 0, \end{cases} \quad (1.42)$$

где J_{th}^0 – плотность потока термоэлектронов с нейтральной частицы, даваемая формулой Ричардсона-Дешмана:

$$J_{th}^0 = A_0 T_w^2 \exp\left\{-\frac{W_0}{T_w}\right\}, \quad (1.43)$$

где коэффициент $A_0 = 4\pi m_e / h^3$.

Формула (1.42) учитывает тот факт, что при положительном заряде пылевой частицы не все электроны эмиссии смогут покинуть ее поверхность из-за противодействия поля, что приведет к снижению эмиссионного потока. В случае отрицательного заряда следует ожидать некоторого увеличения потока термоэлектронов из-за направления действия электрической силы, обусловленной полем частицы. Данное явление учитывается эффектом Шоттки, который приводит к снижению работы выхода электрона.

1.4.3. Фотоэлектронная эмиссия

Электроны могут покинуть поверхность пылевой частицы под действием падающего электромагнитного излучения. Для большинства веществ работа выхода W_0 не превышает 6 эВ, поэтому фотоны с энергиями порядка 10 эВ могут участвовать в эмиссионной зарядке пылевой частицы, не ионизируя при этом окружающий газ, такой как Ne или Ar [1].

Эффективность фотоэлектронной эмиссии характеризуется квантовым выходом Y , который определяет число эмитированных электронов в расчете на один фотон. В общем случае Y зависит от свойств материала частицы, формы и состояния поверхности, направления излучения. С ростом энергии фотонов $h\nu$ величина квантового выхода растет, и в области вакуумного ультрафиолета может составлять один электрон на несколько квантов излучения, что делает фотоэмиссионную зарядку пылевых частиц особенно важной в космосе [47]. Для плазмы инертных газов $h\nu \sim 10$ эВ, и величина $Y \sim 0.001 - 0.1$ для различных веществ [44].

Плотность потока эмитированных электронов с максвелловским распределением с температурой T_{pe} можно представить согласно [45]:

$$J_{pe} = YJ \begin{cases} 1, & \varphi_w < 0, \\ \exp\left(-\frac{e\varphi_w}{T_{pe}}\right), & \varphi_w > 0, \end{cases} \quad (1.44)$$

где J – плотность потока фотонов. Характерные значения T_{pe} составляют от 1 до 2 эВ [1].

Для случая газоразрядной плазмы в качестве излучения, вызывающего эмиссию, предполагается излучение резонансных фотонов. Для расчета плотности потока резонансных фотонов $J = J_{ph}$ в [44] используется формула:

$$J_{ph} = J_{iw} \frac{Q_{ex}}{\beta_i}, \quad (1.45)$$

где β_i – коэффициент ионизации и Q_{ex} – константа скорости возбуждения резонансных уровней, распадающихся спонтанно, определялись по методике [48].

В [49] проведено теоретическое моделирование кулоновского кристалла положительно заряженных пылевых частиц в газе высокого давления. Считается, что пылевые частицы приобретали заряд за счет фотоэмиссии электронов, стимулируемой потоком ультрафиолетовых фотонов с энергией, больше работы выхода материала частиц, но меньше потенциала ионизации газа. Предложена формула оценки максимального заряда пылевых частиц Z_{max} из условия равенства потенциала поверхности $\varphi_w = eZ_{max}/4\pi\epsilon_0 a$:

$$Z_{max} = \frac{4\pi\epsilon_0 (h\nu_{max} - W_0)}{e^2}, \quad (1.46)$$

где ν_{max} – максимальная частота падающего излучения.

1.4.4. Ионно-электронная эмиссия

Эмиссия электронов может возникать при взаимодействии ионов с поверхностью пылевой частицы. В случае высокой энергии ионов (~10 кэВ) взаимодействие носит ударный характер, и ионы выбивают электроны [26]. В случае ионов с высокой энергией коэффициент эмиссии может быть существенно выше единицы. В [50] показано, что поведение ионов с высокой энергией, падающих на поверхность пылевой частицы, может быть таким же, как поведение первичных электронов, выбивающих вторичные электроны (см. 1.4.1). То есть, они могут проникать в вещество частиц, а в случае тонкого материала могут проходить сквозь него. Порции энергии, теряемые при этом, пойдут на возбуждение вторичных электронов. Однако, таких ионов нет в разряде плазмы, и для плазмы разряда взаимодействие ионов с поверхностью частиц носит потенциальный характер, так как энергия ионов существенно меньше 1 кэВ. Коэффициент ионно-электронной эмиссии γ в этом случае слабо зависит от энергии налетающих ионов, и его можно считать постоянным. Величина γ растет с ростом энергии ионизации E_a и уменьшается с ростом W_0 . Для оценки γ можно использовать эмпирическую формулу [51]:

$$\gamma = 0.016(E_a - 2W_0). \quad (1.47)$$

1.5. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЗАРЯДА ПЫЛЕВЫХ ЧАСТИЦ

Экспериментальное определение заряда пылевых частиц имеет первостепенное значение, особенно когда параметры самой плазмы не известны или не могут быть достаточно точно определены. При этом подходы к измерению заряда пылевых частиц достаточно разнообразны. Однако можно выделить несколько методик, которые особенно часто цитируются в литературе. Это методы, в основе которых лежит анализ столкновений частиц с восстановлением их заряда, анализ вынужденных колебаний пылинок, уравнение баланса силы тяжести и электрической силы, а также измерение заряда пылевых калибровочных частиц-зондов.

Определение потенциала взаимодействия между пылевыми частицами при организации упругих столкновений двух пылинок проводилось в [52, 53]. Данный метод осуществлен в [54] для частиц радиуса $a = 4.5$ мкм, которые вводились в объем ВЧ разряда аргона при давлении $p = 2.7$ Па. Частицы зависали над нижним электродом за счет уравнивания силы тяжести электростатической силой. В горизонтальной плоскости фиксация частиц осуществлялась специальным параболическим потенциалом, форма которого обеспечивалась медным кольцом на электроде. Организация упругих столкновений осуществлялась электрическим зондом. Видеофиксация столкновительных траекторий, которые зависели от внешнего потенциала и потенциала взаимодействия, позволяла получить законы движения частиц. Из анализа полученных уравнений движения находился потенциал межчастичного взаимодействия. Величина полученного потенциала по данной методике [53, 54] при низких давлениях близка к экранированному кулоновскому потенциалу. Также стоит отметить, что полученная в эксперименте длина экранирования гораздо ближе к дебаевскому радиусу для электронов, а не для ионов.

В работах [55] метод определения заряда пылевых частиц и потенциала их взаимодействия опирается на измерение отклика этих частиц на периодическое возмущение. При этом областью исследования, в которой находятся пылинки, выступает либо приэлектродный слой ВЧ разряда, либо прикатодный слой разряда постоянного тока. Причиной выбора данных областей является достаточно большая электрическая сила, которая может компенсировать гравитационную силу, чтобы частицы могли приходить в устойчивое состояние левитации. В случае ВЧ разряда электрическая сила является усредненной по периоду. Важной особенностью данных разрядных областей является

возрастающее по направлению к электроду поле и растущее отношение n_i/n_e в силу роста концентрации ионов в слое. Таким образом, заряд пылевой частицы Z_d и, соответственно, действующее на нее поле, будет зависеть от положения (высоты в данном случае) частицы относительно электрода.

Заняв устойчивое положение в приэлектродном слое, пылевая частица будет совершать колебания в присутствии внешнего воздействия. Обеспечиваться это будет возникающей равнодействующей силой, которая будет стремиться вернуть пылинку в исходное положение равновесия. В случае вертикальных колебаний с частотой Ω , величина этой частоты будет определяться параметрами плазмы и пылевых частиц. Частота внешнего воздействия ω является входной величиной. Подбирая частоту ω находят точку резонанса, когда выполняется условие $\Omega \approx \omega$. По величине Ω находят заряд Z_d . Основная сложность данной методики заключается в установлении связи между Ω и Z_d . Часто используют формулу $\Omega^2 \approx |dE/dy \langle Z_d \rangle e| / m_d$, где dE/dy – градиент поля по вертикальной, перпендикулярной электроду, координате y , m_d – масса пылевой частицы. Справедлива данная формула при малом изменении величины заряда частиц.

Для нахождения величины dE/dy используют уравнение Пуассона, где величины n_i и n_e находятся экстраполяцией результатов зондовых измерений в объеме плазмы. К экстраполяции прибегают из-за сложностей проведения прямых зондовых исследований в слое. Именно из-за этого положения точность метода невелика. В качестве внешнего возмущения может быть использовано дополнительное низкочастотное напряжение, поданное на электрод [55, 56-59], либо лазерное излучение [58]. Типичные экспериментальные результаты данных работ для пылевых частиц в приэлектродном слое ВЧ разряда, где в качестве воздействия используются низкочастотное синусоидальное напряжение, ступенчатое напряжение, или лазер, дают примерно одинаковое значение частоты (~17 Гц), которой соответствует максимум амплитуды колебаний частиц.

Исследование пылевых частиц в приэлектродных слоях ВЧ разряда и разряда постоянного тока осложняются выбором теоретических моделей, которые должны описать довольно непростую структуру этих областей. Поэтому часто для исследования пылевых частиц выбирают более однородные области плазмы, вдали от пристеночных слоев. Например, это может быть положительный столб тлеющего разряда или диффузный край ВЧ разряда.

Так, зондовыми исследованиями в [60] показано, что в диффузном крае температура электронов практически постоянна, а градиент концентрации электронов

намного меньше, чем в предслое. В эксперименте [61] исследовалось падение двух групп калибровочных частиц сферической формы в этой области с радиусами $a_1 \approx 1.87$ мкм и $a_2 \approx 12.74$ мкм. Разрядная трубка имела внутренний диаметр 28 мм и длину 60 см. Разряд возбуждался в неоне при частоте 100 МГц с давлением газа от 20 до 50 Па. Вначале падали маленькие частицы, которые частично задерживались в нижней части разряда и образовывали пылевое облако. Затем падали большие пробные частицы, которые пролетали сквозь облако маленьких частиц и взаимодействовали с ними. Камерами фиксировалось движение частиц в лазерном “ноже”. Из анализа видеосъемки определялся импульс Δp , приобретаемый маленькой частицей при взаимодействии, как функция прицельного параметра h . Предполагалось, что потенциал взаимодействия частиц экранированный кулоновский. Величина заряда маленьких Z_{d1} и больших Z_{d2} частиц, а также эффективная длина экранирования поля определялись аппроксимацией зависимости $\Delta p(h)$ теоретической функцией для импульса Δp . Данная функция была получена из предположения о прямолинейном движении пробной частицы с установившейся скоростью падения u_d , величина которой находится из уравнения движения частицы. Доминирующими силами в данном уравнении считались сила тяжести и сила трения о газ. Величины зарядов Z_{d1} и Z_{d2} , полученные в [61], в несколько раз меньше соответствующих результатов, полученных по теории ООД и методом молекулярной динамики в [62]. Авторы объясняют этот эффект вероятным отражением электронов от диэлектрических частиц. Полученная эффективная длина экранирования лежит между ионным и электронным дебаевскими радиусами.

Уравнение баланса электрической и гравитационной сил использовалось для нахождения потенциала поверхности пылевой частицы φ_w в работе [63]. Рабочей областью выступал емкостной ВЧ разряд в аргоне при давлении $p = 0.1 \div 0.01$ тор. Предполагалось, что в пылевом слое частица находится в квазистационарном состоянии, то есть амплитуда смещения много меньше среднего расстояния между частицами. Величина потенциала φ_w находилась из условия равенства гравитационной силы $m_d g$ электрической силе $e\langle Z_d \rangle E(y)$, где y – вертикальная координата. Для случая низких давлений использовалась аппроксимация $E(y) = C_1 y$, для промежуточных давлений предложена формула $E(y) = C_2 y^2$. Величины C_1 и C_2 приведены в работе [64]. Ошибка при использовании линейной аппроксимации не превышала 4%, по квадратичной – 10%. Температура электронов в исследованной области разряда, восстановленная по величине

полученного потенциала, примерно в 1.5 раза ниже величины, полученной независимо методом зондовых исследований в [64].

Ниже приведены обзоры нескольких экспериментальных работ, которые заслуживают внимания.

Измерение заряда пылевых частиц в разряде постоянного тока проведено в [65]. Пылевая частица заданного радиуса и вещества выбивалась из пылевой структуры. Траектория, по которой частица возвращается, фиксируется видеокамерой. Частица двигается под действием радиального поля плазмы, также на нее действует сила трения со стороны нейтралей. Эти силы вычисляются из теоретических соображений, а заряд определяется по значению максимально скорости частицы. Для расчета радиального поля используется стандартная теория положительного столба.

Методика определения заряда пылевых частиц по параметрам акустических волн, которые распространяются в плазменно-пылевой структуре, предложена в [66]. Для случая, когда длина волны намного превосходит радиус Дебая, фазовая скорость волны v будет выглядеть следующим образом:

$$v = \frac{|Z_d|}{\sqrt{n_i}} \sqrt{\frac{n_d T_i}{m_i}}.$$

Помимо скорости необходимо знать значения ионной концентрации n_i и ионной температуры T_i в энергетических единицах. Считается, что $T_i = T_a$ (T_a – значение комнатной температуры). А величину n_i определяют зондовой диагностикой. Полученные значения заряда в работе мало отличаются от теоретических расчетов.

В [67] используется метод определения заряда пылевых частиц по штарковскому уширению спектральных линий атома водорода. Метод базируется на интегрировании картины штарковского расщепления по распределению поля в окрестности частицы и сравнении полученного профиля с экспериментальным. Однако, метод справедлив, если только в разряде присутствуют атомы водорода.

В работе [68] экспериментально исследовалась зарядка частиц из стекла, меди, графита и кремния с характерными размерами от 30 до 120 мкм. Пылевые частицы заряжались за счет потока тепловых и моноэнергетичных электронов, дрейфующих со скоростью u_e , которая намного превосходит тепловую скорость электронов. В случае моноэнергетичных электронов наблюдается зарядка пылевых частиц до величины потенциала, который пропорционален энергии электронов, что соответствует теории. Отмечается наличие порогового значения энергии электронов, различного для разных

веществ, после которого потенциал (заряд) начинает падать по абсолютной величине из-за значительного вклада вторичной электронной эмиссии в процессе зарядки.

В работе [69] экспериментально изучены процессы зарядки пылевых частиц их собственным фотоэмиссионным потоком и зарядка вблизи поверхности, испускающей фотоэмиссионный электронный ток (циркониевый фотокатод). Оба подобных процесса зарядки характерны для космических объектов. Диаметр сферических частиц (цинк, медь, графит, стекло) составлял 90-106 мкм, диаметр алюминиевой камеры равен 30 см, а давление в ней было $4 \cdot 10^{-7}$ тор. Вверху камеры находилась капельница, через которую поступали пылевые частицы. Снизу находилась камера, в которой фиксировался заряд пылинок. Для зарядки частиц использовалось УФ излучение дуговой лампы. Установлено, что пылевые частицы, падая вблизи фотокатода, заряжались отрицательно. При изолированной зарядке, за счет собственного фотоэмиссионного потока, они заряжались положительно, при этом, наблюдался рост положительного заряда с уменьшением работы выхода. Для непроводящих частиц из стекла модули зарядов при обоих типах зарядки оказались больше, чем аналогичные величины для проводящих (цинк, медь, графит).

В работах [70-72] исследовалось поведение пылевых частиц, зарядка которых обеспечивалась солнечным излучением в условиях невесомости на космическом комплексе "Мир". В [70] рассмотрена плазма, образованная при воздействии ультрафиолетового излучения, в условиях микрогравитации. Установлено, что пылевые частицы размером в несколько микрон в космическом пространстве за счет фотоэмиссии приобретают положительный заряд величиной от 10^2 до 10^4 единиц элементарного заряда. Отмечено, что несмотря на высокие заряды пылевых частиц, сильной корреляции межчастичных расстояний не обнаружено, и частицы образовывали только жидкостную структуру. Также были рассмотрены кристаллические структуры пылевых частиц из стекла и корунда (Al_2O_3) в тлеющем разряде постоянного тока. Для стеклянных микросфер радиусом от 50 до 60 мкм, заряд составляет 10^6 единиц элементарного заряда. Для частиц из Al_2O_3 заряд составляет $10^5 e$.

Экспериментальное зондовое исследование зарядки микрочастиц в полностью ионизованной плазме [72], содержащей электроны и ионы калия K^+ при $T_e = T_i = 0.2 \text{ эВ}$, показало снижение отрицательного заряда пылевых микрочастиц по абсолютной величине при увеличении их концентрации, что предсказывалось теорией. В [17] проведены экспериментальные работы по исследованию упорядоченных плазменно-пылевых структур. Определены получившиеся межчастичные расстояния. Установлена зависимость межчастичного расстояния от размеров частиц. Приведена область значений

отношения радиуса частиц к дебаевскому радиусу плазмы, при которых возможно образование плазменно-пылевых структур. Предложен критерий установления межчастичного расстояния.

1.6. РАБОТЫ ПО МАТЕМАТИЧЕСКОМУ МОДЕЛИРОВАНИЮ ПРОЦЕССА ЗАРЯДКИ ПЫЛЕВЫХ ЧАСТИЦ

В общем случае процесс зарядки пылевых частиц, как в уединенном состоянии, так и в плотной плазменно-пылевой системе является сложным процессом. Аналитическое и экспериментальное рассмотрение такого процесса зачастую невозможно, что требует проведение численного моделирования систем пылевых частиц. Широкое применение в этой области имеют два метода: метод молекулярной динамики и метод Монте-Карло. Метод молекулярной динамики (МД) основан на математическом моделировании достаточно большого числа частиц с заданным законом взаимодействия [73, 100]. В результате численного решения уравнений движения находятся динамические траектории движения частиц, а затем находятся средние значения любых динамических переменных. В методе Монте-Карло (МК) средние значения динамических переменных определяются усреднением по множеству случайных событий (конфигураций), образующих цепь Маркова с постоянными вероятностями переходов [74].

В [18] методом МК моделировался случай неравновесной пылевой плазмы, содержащей взаимодействующие частицы. Для однородной плазмы с частицами заданного размера и концентрацией модель дает величину среднего самосогласованного электрического поля, необходимого для поддержания плазмы при заданном токе разряда, заряде и потенциале поверхности частиц, распределении потенциала, функции распределения по скоростям электронов и ионов. В модели рассмотрен случай электростатического взаимодействия частиц, когда расстояние между частицами d во много раз превышает радиус дебаевского экранирования λ_d . Также рассмотрен и обратный случай, когда частицы изолированы от электростатического поля друг друга, то есть $d \gg \lambda_d$.

С использованием метода МД в [62] были проведены самосогласованные расчеты заряда частиц микронных размеров в плазме низкого давления. Было показано, что влияние процесса перезарядки ионов на нейтральных частицах начинает сказываться на заряде пылевых частиц при давлениях, соответствующих длинам свободного пробега

ионов, существенно больше, чем радиус Дебая λ_d . Установлена немонотонная зависимость потенциала частицы от давления.

В [15] проводилось численное моделирование процесса зарядки пылевой частицы в слабоионизированной газоразрядной плазме. Методом МД определялся потенциал и заряд, а также ионный ток на поверхности пылевой частицы. С ростом давления наблюдалось существенное увеличение ионного тока до некоторой величины, после которой рост сменялся монотонным спадом. Полученный максимум ионного тока соответствовал отношениям длины свободного пробега ионов к радиусу частиц λ_{ia}/a лежащим в интервале от 20 до 40. Исходя из анализа работ [15] и [62], была предложена эмпирическая аппроксимация для плотности потока ионов:

$$J_i = C_n \sqrt{\frac{T_i}{2\pi m_i}} \frac{e|\Phi_w|}{T_i}, \quad (1.48)$$

$$C_n = \left(1 - \frac{1 - \exp(-Q_n)}{Q_n}\right) Kn_i,$$

где $Q_n = 2(1 + 4\pi\lambda_{di}/\lambda_{ia})/Kn_i$, $Kn_i = \lambda_{ia}/a$ – число Кнудсена, $\lambda_{di} = \sqrt{\epsilon_0 T_i / e^2 n_0}$ – дебаевский радиус ионов. С ростом давления данная формула дает переход от модели ограниченного орбитального движения заряженных частиц к модели диффузионно-дрейфового движению. Отклонение при использовании такой аппроксимации от данных, полученных численно, не превышает 25% [1].

В [75] рассмотрен метод расчета пылевой плазмы, основанный на моделировании частиц в ячейках с розыгрышем столкновений методом МК. Модель учитывала взаимодействие ионов и электронов с пылевыми частицами, что позволяет изучать динамику процесса зарядки и механизмы взаимодействия этих частиц. Исследовано поведение ионов вблизи пылевых частиц.

В [16] построена модель процесса зарядки пылевой частицы методом молекулярной динамики для одномерного случая в сферической системе координат, а также для двумерного случая нитевидных плазменных кристаллов в цилиндрической системе координат. Получен критерий установления межчастичного расстояния, основанный на максимуме силы, действующей на единице площади поверхности заряженной частицы со стороны электростатического поля плазмы. На основании анализа результатов численного эксперимента выявлено, что основополагающим параметром в процессе формирования упорядоченных пылевых структур в газоразрядной плазме низкого давления является отношение a/λ_d .

1.7. ВЛИЯНИЕ УПОРЯДОЧЕННЫХ ПЛАЗМЕННО-ПЫЛЕВЫХ СТРУКТУР НА ПАРАМЕТРЫ ПЛАЗМЫ

В присутствии пылевых частиц в плазме разряда появляется дополнительный уход заряженных плазменных частиц на их поверхность, что отмечалось в [76, 72]. При определенных условиях рекомбинационные потери ионов и электронов на пылевых частицах могут сравниться с потерями на стенке газоразрядной трубки. Это обязательно должно сказаться на пространственном распределении плазменных частиц, особенно в области расположения пылевых структур. Уход высокоэнергетических электронов на пылинки приводит к снижению концентрации свободных электронов. При этом происходит изменение ФРЭЭ, проявляющееся в обеднении хвоста распределения. Рост рекомбинационных потерь заряженных компонент плазмы на поверхности пылевых частиц в стационарном случае должен привести к росту ионизации в объеме. Это является необходимым условием компенсации дополнительных потерь. Увеличение частоты объемной ионизации электронным ударом может реализоваться за счет роста величины продольного поля, то есть роста эффективного напряжения на плазменном промежутке. Также уменьшение количества свободных электронов может стимулировать развитие неустойчивостей положительного столба и стимулировать процессы стратификации плазмы.

Для изучения влияния пылевых частиц на параметры плазмы разряда используют экспериментальные и численные подходы. К последним подходам относят активно развиваемые в последнее время методы МД и МК, упомянутые выше. Для условий ВЧ разряда, который используется в процессе получения тонких пленок для микроэлектроники, влияние пылевых частиц исследовалось в вышеупомянутой работе [18] методом PIC-MCC. В работе [77] представлена модель ВЧ емкостного разряда с подвижным распределением пылевых наночастиц. Модель основана на уравнениях Больцмана для электронов и ионов, уравнении переноса пылевых частиц в диффузионно-дрейфовом режиме и уравнении Пуассона. Для самосогласованного решения данной системы уравнений использован метод PIC-MCC. Результаты расчета распределений пылевых частиц в разряде и сценарий изменения разрядных характеристик в присутствии данных наночастиц хорошо согласуются с результатами эксперимента [78]. Ниже остановимся на некоторых работах, посвященных исследованию плазмы положительного столба тлеющего разряда низкого давления.

В [79] проведен комплекс экспериментальных исследований взаимного влияния параметров плазмы тлеющего разряда и характеристик упорядоченных плазменно-

пылевых структур, образуемых в плазме. Измерительно-управляющая установка включала в себя оптический, спектральный и электрический диагностические модули, а также модуль визуализации исследуемого объекта. Показано изменение плазменных условий при внесении в нее пылевых частиц и дальнейшем образовании пылевых структур. В частности, наблюдалось возрастание интенсивности в случае присутствия частиц, а также изменения пространственного профиля спектральной мощности излучения в области пылевых структур. Последовательное добавление пылинок в плазму вело к росту объема структуры, но при определенном числе инжестрированных частиц рост структуры замедляется и наблюдается тенденция к стабилизации величины объема. Для частиц из Al_2O_3 при токе 0.3 мА и давлении 0.6 тор среднее межчастичное расстояние составляло 130 мкм при радиусе частиц до 60 мкм.

В [80] предложена теоретическая диффузионная модель положительного столба тлеющего разряда, учитывающая присутствие пылевых структур в объеме разряда. Данная модель для заданных значений концентрации пылевых частиц n_d и разрядного тока I позволяет вычислить соответствующие радиальные распределения ионов и электронов, значение продольной составляющей напряженности разрядного поля E_z и распределение радиальной составляющей E_r . Здесь z – продольная координата, совпадающая с осью цилиндрической разрядной трубки, и r – радиальная координата трубки.

Также в работе проведено экспериментальное исследование влияния пылевых структур на описанные выше параметры и осуществлено сравнение некоторых результатов экспериментального исследования с результатами, даваемыми описанной диффузионной моделью. Расчет осуществлен для частиц из Al_2O_3 радиусом $a = 2$ мкм в воздухе. Диапазоны параметров, когда наблюдались устойчивые структуры, приняли следующий вид: для тока – $I = 0.6 \div 2$ мА, давления $p = 53 \div 67$ Па, концентрации пылевых частиц – $n_d = 1.2 \cdot 10^4 \div 3 \cdot 10^5$ см⁻³.

Расчет и эксперимент демонстрируют увеличение E_z с ростом концентрации пылевых частиц n_d при фиксированном значении тока. Росту поля соответствует рост частоты ионизации. Отмечено, что при определенных высоких значениях концентрации пылевых частиц величина продольного поля перестает от нее зависеть. Этот факт означает, что образовалась достаточно плотная структура, которая полностью непроницаема для свободных электронов. При этом ток разряда сместится в часть сечения разрядной трубки, которая свободна от пылевых частиц. Это является неким предельным случаем. При значениях концентрации пылевых частиц ниже, чем та при которой пылевая

структура непроницаема для электронов, также наблюдается перераспределение плазменных компонент, что влечет к изменению электрических полей в плазме.

В отсутствии пылевых частиц и при малом их количестве радиальное поле E_r монотонно растет по направлению к стенке разрядной камеры. С ростом концентрации n_d величина E_r начинает падать, из-за уменьшения числа свободных электронов, и при достаточно высоких значениях концентрации пылинок становится отрицательной в некоторой области пылевого облака, то есть поле меняет направление. При такой ориентации радиального поля в области структуры, поток плазменных частиц будет направлен к оси разрядной трубки, в результате чего на пылевое образование будет действовать сила, стремящаяся сдвинуть его к центру разряда. Поэтому по сечению разрядной трубки пылевые частицы будут распространены неравномерно, в центре их концентрация будет значительно выше.

При достаточно плотных пылевых структурах, когда поглощающая эффективность поверхности пылинок сравнима с эффективностью диффузионных потерь электронов на стенке разрядной камеры, наблюдается существенное обеднение радиального распределения электронов. В области структуры это распределение выравнивается. Из-за неравномерности заполнения пылевой структуры в разряде в радиальном направлении, на краю структуры концентрация электронов становится выше, чем на оси разрядной трубки. Данная часть радиального распределения электронов в пределе стремится к параболическому виду.

В общем же показано, что присутствие пылевых частиц выравнивает профиль концентрации электронов, повышает продольное поле и температуру электронов. Расчет по предложенной диффузионной модели при исследованных параметрах показал, что концентрация ионов в разряде в пределах пылевого облака в 2-3 раза превышает значение, соответствующее свободному разряду, что позволяет рассматривать пылевые структуры как способ создания ловушек для ионов. Стоит отметить, что выводы, полученные в [80], схожи с выводами для плазмы тлеющего разряда в электроотрицательных газах [81], где влияние отрицательных ионов на плазменные компоненты и распределение этих ионов в разряде аналогичны влиянию и распределению пылевых частиц.

Самосогласованная одномерная модель, основаниями которой являются уравнение Больцмана для ФРЭЭ, теория ООД для зарядки пылевых частиц и условие нейтральности плазмы, представлена в [82]. Модель дает описание взаимного влияния характеристик пылевых частиц (их концентрации и заряда) и параметров газоразрядной плазмы (продольного поля, концентрации заряженных частиц и разрядного тока). Входными

параметрами данной модели являлись: радиус пылевых частиц a , их концентрация n_d , радиус разрядной трубки R , концентрация атомов газа n_a , плотность электронного тока j_e .

Методика расчета по предложенной модели была следующей. При отсутствии пылевых частиц $n_d = 0$, определялась ФРЭЭ, далее из условия баланса рождения и гибели заряженных частиц при столкновениях и рекомбинации на стенке трубки определяется продольное поле E_z . Последующими шагами являются определение концентрации электронов n_e из условия нормировки ФРЭЭ и заряда одиночной пылевой частицы по теории ООД. Затем в рассмотрение вводится облако пылевых частиц с концентрацией $n_d > 0$. Для вычисления ФРЭЭ из уравнения Больцмана задавалось некоторое начальное приближение продольного поля $E_z = E_0$, так же из уравнения баланса. С помощью условия нормировки ФРЭЭ вычислялось новое значение концентрации электронов, а новая концентрация ионов n_i определялась из условия нейтральности, аналогичное условию (1.17). Далее вычислялись новые значения потенциала и заряда пылевых частиц. При заданной концентрации пылевых частиц параметры плазмы и пылевых частиц по уравнениям модели ООД, уравнению Больцмана и условия нейтральности (1.17) пересчитывались итерациями до тех пор, пока все эти параметры не перестали изменяться. Картина для другого значения концентрации пылевых частиц получалась описанной выше процедурой, проводимой до полной сходимости плазменных параметров и характеристик частиц.

В результате расчетов по предложенной методике показано, что для концентрации пылевых частиц в области $n_d a \sim (1-10^2) \text{ см}^{-3}$ величина заряда пылевых частиц уменьшается, но параметр Хавнеса P_H растет, что означает обеднение электронами области плазмы, занятой пылевой структурой ($n_e < n_i$). Также получены приближенные законы подобия для разрядного поля и потенциала пылевых частиц. Для различных значений радиуса a электрическое поле является функцией параметра $n_d a^2$. Величина поля растет с ростом данного параметра. Потенциал поверхности пылевых частиц является функцией параметра $n_d a / j_z$.

Самосогласованный расчет для зависимости ФРЭЭ от энергии электронов при различных значениях концентрации пылевых частиц демонстрирует смещение ФРЭЭ в область с высокими энергиями с ростом значения концентрации. Данный результат является достаточно неожиданным, так как, исходя из общих представлений, ФРЭЭ

должна значительно обедняться для энергий электронов, больше чем значение $-e\phi_w$, из-за роста интенсивности рекомбинации на пылевых частицах. Однако данный результат отражает самосогласованный процесс подстройки ФРЭЭ к повышенному продольному полю разряда в области пылевой структуры относительно величины поля в области свободной от структуры. Отмечено, что при фиксированном продольном поле E_z , для частиц с зарядом Z_d и радиусом a несогласованное решение дает заниженное значение ФРЭЭ для соответствующих энергий при увеличении концентрации n_d .

1.8. ОБЛАСТЬ ВОЗМУЩЕНИЯ ПЛАЗМЫ ПРИСУТСТВИЕМ ПЫЛЕВОЙ ЧАСТИЦЫ (ЗОНДА)

Помещенное в объем плазмы тело (пылевая частица, зонд, космический аппарат) возмущает ее своим присутствием. Это возмущение проявляется в изменении основных параметров плазмы в окрестности тела: концентрации плазменных частиц, потенциала. Используя классическую теорию орбитального движения, размер области оценивали максимальным значением прицельного параметра для ионов [83]. Значения таких оценок растут, вплоть до размеров превосходящих размер плазмы, и, при уменьшении температуры ионов до нуля стремятся к бесконечности. Радиальная теория для “холодных” ионов [7] предполагает отбор ионов на зонд с внешней поверхности с бесконечно большим радиусом. В такой постановке не существует невозмущенной плазмы.

В зондовой теории область возмущения обычно разбивается на две части. За невозмущенной плазмой следует квазинейтральный предслой и слой, где значения концентраций ионов и электронов не совпадают и определяются потенциалом зонда. Соответственно, на границе плазмы и предслоя потенциал равен потенциалу плазмы, а концентрации ионов и электронов совпадают и равны концентрациям заряженных частиц невозмущенной плазмы. Далее следует слой пространственного заряда, примыкающий к поверхности зонда, размер которого совпадает по порядку с электронным дебаевским радиусом [25].

В [84] размер области возмущения оценивается «рекомбинационной длиной», что справедливо для случаев высокого давления, когда рекомбинация в объеме существенна. В [85] область возмущения определяется объемом плазмы в окрестности зонда, в котором число рождающихся в единицу времени частиц равно току на зонд. Проблемы, связанные с получением точного решения для задачи об области возмущения, детально исследовались. Основные результаты этих исследований приведены в [28, 86].

Также в этих работах обсуждались некоторые потенциальные возможности решения такой задачи.

В работе [87] определяется размер области возмущения бесстолкновительной плазмы заряженным телом сферической формы. Анализируется структура области возмущения. Рассматривается пространственное распределение эффективного потенциала ионов при различных значениях орбитального момента. Учитывая область энергий, при которых возможно поглощение ионов сферой и захват их в область возмущения, где они двигаются по финитным траекториям, определяются граничные условия для уравнения Пуассона. Радиус сферы захвата ионов определяется полученными граничными условиями. В работе приведены простые примеры расчета для бесстолкновительной плазмы, демонстрирующие предложенную методику.

1.9. ВЫВОДЫ

Рассмотренные работы позволяют сделать следующие выводы:

- В ряде работ уделяется внимание процессам эмиссии с поверхности плазменно-пылевой частицы, однако комплексных расчетов заряда частиц в плазме газового разряда с учетом совместного влияния вторичной, ионно-электронной, фото и термоавтоэлектронной эмиссии не приведено.

- Не уделяется внимание шероховатости поверхности пылевой частицы, которая, очевидно, будет вносить коррективы в процессы, происходящие на поверхности пылевой частицы: эмиссию электронов и теплообмен поверхности пылевой частицы с частицами плазмы.

- Многие теоретические модели учитывают влияние столкновений с атомами и ионизации на формирование ионного тока на поверхность пылевой частицы (зонда). Однако необходимость учета влияния эмиссии и шероховатости поверхности пылевой частицы может оказаться критичной для многих из них. Особенно, очевидно, это относится к моделированию методами молекулярной динамики и Монте-Карло, которые могут оказаться неоправданно сложными в реализации.

- Существующие теоретические модели ионного тока на зонд или уединенную пылевую частицу в плазме газового разряда, учитывающие ионизацию в объеме, не дают информацию о размере области возмущения плазмы присутствием частицы.

- Следует учесть возможное влияние эмиссионных эффектов на определение плазменных параметров при использовании зондовой диагностики.

ГЛАВА 2. ЗАРЯДКА ПЫЛЕВЫХ ЧАСТИЦ В РЕЖИМЕ ОГРАНИЧЕННОГО ОРБИТАЛЬНОГО ДВИЖЕНИЯ ИОНОВ С УЧЕТОМ ЭМИССИИ ЭЛЕКТРОНОВ, СТЕПЕНИ ШЕРОХОВАТОСТИ ПОВЕРХНОСТИ И СТОЛКНОВНИЙ ИОНОВ С АТОМАМИ

Для определения заряда пылевых частиц в плазме положительного столба тлеющего разряда низкого давления часто используют модель ограниченного орбитального движения (1.4). Оно используется в случае выполнения условий: $a < \lambda_d$ и $\lambda_{ia}/\lambda_d \geq 100$ [1], когда применимость этой теоретической модели не вызывает вопросов. В данной главе для описания процесса зарядки пылевых частиц в плазме разряда с учетом вторичной, ионно-электронной, фото и термоавтоэлектронной эмиссии с поверхности частицы с учетом ее шероховатости используется данная теоретическая модель.

2.1. УРАВНЕНИЯ БАЛАНСА ЗАРЯДА И ЭНЕРГИИ НА ПОВЕРХНОСТИ ПЫЛЕВЫХ ЧАСТИЦ

Стационарный потенциал (заряд) пылевой частицы определяется из уравнения баланса заряда на поверхности частицы (1.2). В общем виде, учитывая эмиссионные потоки электронов и шероховатость поверхности, уравнение баланса примет следующий вид:

$$J_{iw} - J_{ew} + J_{em} = 0, J_{em} = P_f (J_{ew} [\bar{r}\kappa_r + \bar{\delta}\kappa_\delta] + J_{iw}\gamma\kappa_\gamma + J_{ph}Y\kappa_{ph}) + J_{ih}\kappa_{ih}, \quad (2.1)$$

где J_{iw} , J_{ew} , J_{ph} – плотности потоков ионов, электронов и резонансных фотонов на поверхности частицы, J_{ih} – плотность потока термоавтоэлектронов, \bar{r} и $\bar{\delta}$ – усредненные по ФРЭЭ коэффициенты эмиссии упруго отраженных и истинно вторичных электронов, γ – коэффициент ионно-электронной эмиссии, Y – квантовый выход фотоэффекта, P_f – вероятность вылета плазменных частиц без повторных столкновений с поверхностью пылевой частицы. Фактор κ равен 1 при отрицательном заряде пылевой частицы и равен $\exp\{-e\varphi_w/T\}$ при положительном заряде, так как в этом случае электроны эмиссии испытывают дополнительное торможение. Температура T принимает значения: T_e – для упруго отраженных электронов, T_δ – температура истинно вторичных электронов, T_γ – температура электронов ионно-электронной эмиссии, T_{pe} – температура фотоэлектронов.

Температура термоавтоэлектронов будет соответствовать температуре поверхности пылевой частицы T_w .

Для описания процесса теплообмена частиц плазмы и излучения с поверхностью пылевой частицы введем в рассмотрение уравнение баланса энергии на поверхности частицы:

$$J_a \alpha_a 2(T_w - T_a) + J_{th} 2T_w + Q_{rad} = J_{iw} (E_a + \alpha_i [\varepsilon_{iw} - 2T_w] - P_f \gamma \varepsilon_\gamma) + J_{ew} (2T_e - P_f [\bar{r} \varepsilon_r + \bar{\delta} \varepsilon_\delta]) + J_{ph} (E_{ex} - P_f \gamma \varepsilon_{pe}). \quad (2.2)$$

Здесь $J_a = n_a \sqrt{T_a / 2\pi n_a}$ – плотность потока атомов на поверхность частицы, $\alpha_{a(i)}$ – коэффициент аккомодации атомов (ионов), $T_{a(e)}$ – температура атомов (электронов) в энергетических единицах, E_a и E_{ex} – энергии ионизации и возбуждения резонансных уровней, ε_{iw} , ε_γ , ε_δ , ε_r – кинетическая энергия ионов и вторичных электронов при ионно-электронной эмиссии, истинно вторичных электронов и фотоэлектронов, $Q_{rad} = a_0 \sigma T_w^4$ – энергетическая светимость пылевой частицы, где a_0 – интегральная поглощательная способность, σ – постоянная Стефана-Больцмана. В левой части уравнения (2.2) стоят члены, учитывающие охлаждение пылевой частицы атомами, электронами термоавтоэлектронной эмиссии и излучением. В правой части находятся члены, учитывающие нагрев пылевой частицы ионами, электронами, резонансными фотонами и охлаждение соответствующими вторичными электронами.

С ростом степени шероховатости поверхности пылевой частицы вероятность вылета электронов эмиссии без повторных столкновений P_f будет уменьшаться, а эффективность эмиссии снижаться. Однако для термоавтоэлектронов следует ожидать увеличения эмиссионного потока за счет роста площади поверхности частицы и количества микроострий на ней. Эти два фактора, уменьшение вероятности вылета электронов и рост площади и количества микровыступов, оказывают противоположные влияния на поток термоавтоэлектронов, поэтому влияние шероховатости на него не учитывается в уравнениях (2.1) и (2.2).

Плотность потока термоавтоэлектронов при высокой температуре и малых полях соответствует формуле (1.40) и определяется температурой пылевой частицы, и для ее нахождения уравнение баланса заряда (2.1) должно решаться совместно с уравнением баланса энергии (2.2). Для нахождения величины J_{th} используют формулу Ричардсона-Шоттки:

$$J_{th} = A_0 T_w^2 \exp \left\{ - \frac{[W_0 - e\Delta\phi]}{T_w} \right\}, \quad (2.3)$$

где $A_0 = 4\pi m_e / h^3$. Величина $e\Delta\varphi$ учитывает эффект Шоттки, который заключается в снижении работы выхода электрона при отрицательном заряде поверхности частицы и увеличении потока термоэлектронов. Для расчета величины снижения потенциального барьера можно воспользоваться формулой, которая в системе СИ будет выглядеть так [88]:

$$e\Delta\varphi = \sqrt{\frac{e^3 E_w}{4\pi\epsilon_0}},$$

где E_w - напряженность электрического поля на поверхности пылевой частицы. При положительном заряде поверхности частицы $e\Delta\varphi = 0$.

Формула (2.3) справедлива при малых полях и высоких температурах. В случае малых пылевых частиц, когда электрические поля могут быть велики, то используется теория Мерфи-Гуда [89], которая включает теорию Ричардсона-Шоттки как предельный случай. Выражение для плотности потока электронов термополевой (термоавтоэлектронной) эмиссии J_{th} и запишем в следующем виде:

$$J_{th} = \frac{2\pi\pi^2}{h^2} \sqrt{\frac{m_e T_w}{2\pi}} |E_w| \exp\left(-\frac{W_0}{T_w} + \chi\right), \quad (2.4)$$

$$\chi = \frac{1}{6} \left(\frac{eh}{4\pi}\right)^2 \frac{|E_w|}{m_e T_w^3}$$

где h – постоянная планка.

Расчет плотностей потоков электронов и ионов осуществлен по теории ООД:

$$J_{ew} = n_0 \sqrt{\frac{T_e}{2\pi m_e}} \exp(-e\varphi_w/T_e), \quad J_{iw} = n_0 \sqrt{\frac{T_a}{2\pi m_a}} \Phi,$$

где $\Phi = (1 - e\varphi_w/T_a)$ при $\varphi_w < 0$ и $\Phi = \exp(-e\varphi_w/T_a)$ при $\varphi_w > 0$. Плотность потока резонансных фотонов находится по формуле:

$$J_{ph} = J_{iw} \frac{Q_{ex}}{\beta_i},$$

где Q_{ex} и β_i – константы скоростей возбуждения резонансных уровней и ионизации, которые определялись по методике [48].

При расчетах принято $T_a = T_i = 300 \text{ K} = 0.026 \text{ эВ}$, что является характерным для лабораторной плазмы. Средняя энергия частицы плазмы, переносимая на поверхность или с поверхности, равна $2T$, в отличие от средней энергии частицы в разряде, где она принимает значение $1.5T$. Следовательно, средние кинетические энергии атомов и первичных электронов равны $2T_a$ и $2T_e$ соответственно. Средняя кинетическая энергия

упруго отраженных электронов $\varepsilon_r = 2T_e$. Истинно вторичные электроны приобретают энергию ε_δ порядка 1 эВ [42]. При отрицательном заряде поверхности пылевой частицы ионы двигаются в ускоряющем поле, при этом их средняя будет равна $\varepsilon_{iw} = 2T_a - e\phi_w$. Если частица заряжена положительно, то $\varepsilon_{iw} = 2T_a$. Энергии фотоэлектронов и электронов ионно-электронной эмиссии равны $\varepsilon_{pe} = 0.5(E_{ex} - 2W_0)$ и $\varepsilon_\gamma = 0.5(E_a - W_0)$, соответственно [44].

Для организации расчета запишем уравнения (2.1) и (2.2) в безразмерном виде. Плотности потоков частиц нормируем на величину $n_0 u_0$, где $u_0 = \sqrt{T_e/m_i}$ – ионно-звуковая скорость. Энергетические величины и температуры задачи отнесем к температуре атомов T_a , взятую в энергетических единицах. Энергетическую светимость Q_{rad} , даваемую законом Стефана-Больцмана, выразим в единицах $T_a n_0 u_0$:

$$\tilde{Q}_{rad} = 7 \cdot 10^3 a_0 \frac{\sqrt{m_i [aem]} \tau_w^4}{n_0 [cm^{-3}] \sqrt{\tau}}.$$

Таким образом, в безразмерном виде система уравнений (2.1) и (2.2) примет следующий вид:

$$\tilde{J}_{iw} - \tilde{J}_{ew} + \tilde{J}_{em} = 0, \tilde{J}_{em} = P_f \left(\tilde{J}_{ew} [\bar{r}\kappa_r + \bar{\delta}\kappa_\delta] + \tilde{J}_{iw} \gamma \kappa_\gamma + \tilde{J}_{ph} Y \kappa_{ph} + \tilde{J}_{th} \kappa_{th} \right), \quad (2.5)$$

$$\begin{aligned} \tilde{J}_a \alpha_a 2(\tau_w - 1) + \tilde{J}_{th} P_f 2\tau_w + \tilde{Q}_{rad} = \tilde{J}_{iw} (\tilde{E}_a + \alpha_i [\tilde{\varepsilon}_{iw} - 2\tau_w] - P_f \gamma \tilde{\varepsilon}_\gamma) + \\ + \tilde{J}_{ew} (2\tau - P_f [\bar{r}\tilde{\varepsilon}_r + \bar{\delta}\tilde{\varepsilon}_\delta]) + \tilde{J}_{ph} (\tilde{E}_{ex} - P_f Y \tilde{\varepsilon}_{pe}) \end{aligned} \quad (2.6)$$

здесь волнистой чертой обозначены нормированные плотности потоков, энергетические величины и энергетическая светимость. Нормированные температуры электронов и поверхности частицы обозначены τ и τ_w , соответственно.

В результате решения системы уравнений (2.5) – (2.6) определяется величина потенциала поверхности частиц (заряд) и температура поверхности частицы с учетом влияния эмиссионных процессов, описанных выше, и шероховатости поверхности в зависимости от параметров невозмущенной плазмы: температур и концентраций электронов и атомов, а также характеристик газа и поверхности пылевой частицы. Текст программ для реализации решения системы (2.5) – (2.6) для пакета Octave приведен в приложениях А и Б. Таблицы 2.1 и 2.2 содержат выражения и расчетные формулы для размерных и нормированных плотностей потоков частиц различного типа, а также для энергий частиц различного типа.

Таблица 2.1. Выражения и расчетные формулы для плотностей потоков частиц различного типа

| Тип частиц | Расчетная формула для плотности потока J_j , $\text{см}^{-2}\text{с}^{-1}$ | Расчетная формула для $\tilde{J}_j = J_j/n_0u_0$ |
|--|---|--|
| Атомы, $j=a$ | $3.91 \cdot 10^5 n_a [\text{см}^{-3}] \sqrt{\frac{T_a [\text{эВ}]}{m_a [aem]}}$ | $\frac{n_a}{n_0 \sqrt{2\pi\tau}}$ |
| Ионы, $j=i$ | $3.91 \cdot 10^5 n_0 [\text{см}^{-3}] \sqrt{\frac{T_a [\text{эВ}]}{m_a [aem]}} \Phi$, $\Phi = \begin{cases} 1 - e\varphi_w/T_a, \varphi_w < 0, \\ \exp(-e\varphi_w/T_a), \varphi_w > 0. \end{cases}$ | $\frac{1}{\sqrt{2\pi\tau}} \Phi$, $\Phi = \begin{cases} 1 + \eta_w \tau, \eta_w > 0, \\ \exp(\eta_w \tau), \eta_w < 0. \end{cases}$ |
| Электроны, $j=e$ | $1.67 \cdot 10^7 n_0 [\text{см}^{-3}] \sqrt{T_e [\text{эВ}]} \exp(e\varphi_w/T_e)$ | $\frac{1}{\sqrt{2\pi\mu}} \exp(-\eta_w)$ |
| Фотоны, $j=ph$ | $3.91 \cdot 10^5 n_0 [\text{см}^{-3}] \sqrt{\frac{T_i [\text{эВ}]}{m_a [aem]}} \frac{Q_{ex}}{\beta_i}$ | $\frac{1}{\sqrt{2\pi\tau}} \frac{Q_{ex}}{\beta_i}$ |
| Термоэлектроны, $j=th$ | $10^{29} T_w^2 [\text{эВ}] \exp\left(-\frac{W_0 - e\Delta\varphi}{T_w}\right)$, $e\Delta\varphi = \begin{cases} \sqrt{e^3 E_w / 4\pi\epsilon_0}, \varphi_w < 0, \\ 0, \varphi_w > 0. \end{cases}$ | $4.05 \cdot 10^{20} \frac{\sqrt{m_i [aem]} \tau_w^2}{n_0 [\text{см}^{-3}] \sqrt{\tau}} \exp\left(-\frac{38.46 [W_0 - e\Delta\varphi]}{\tau_w}\right)$, $e\Delta\varphi = \begin{cases} 3.8 \cdot 10^{-4} \sqrt{\eta_w \tau T_a [\text{эВ}] / a [\text{см}]}, \eta_w > 0, \\ 0, \eta_w < 0. \end{cases}$ |
| Электроны термоавтоэлектронной эмиссии, $j=th$ | $8.74 \cdot 10^{21} \frac{\{T_a [\text{эВ}]\}^{3/2}}{a [\text{эВ}]} \times$ $\times \sqrt{\tau_w \tau} Z_w \exp\left\{-\frac{38.5 W_0}{\tau_w} + \chi\right\}$, $\chi = \frac{3.18 \cdot 10^{-13}}{T_a [\text{эВ}] \{a [\text{см}]\}^2} \frac{(Z_w \tau)^2}{\tau_w^3}$ | $0.894 \cdot 10^{16} t(y)^{1/2} \frac{\{T_a [\text{эВ}]\} \{m_i [aem]\}^{1/2}}{a [\text{см}] n_0 [\text{см}^{-3}]} \times$ $\times Z_w \tau^{1/2} \tau_w^{1/2} \exp\left(-\frac{\tilde{W}_0}{\tau_w} + \chi\right)$, $\chi = \frac{3.18 \cdot 10^{-13}}{T_a [\text{эВ}] \{a [\text{см}]\}^2} \frac{(Z_w \tau)^2}{\tau_w^3}$ |

Таблица 2.2. Энергии частиц различного типа

| Тип частиц | Энергия частиц E , эВ | Энергия частиц $\tilde{E} = E/T_a$ |
|-------------------------------------|---|--|
| Атомы | $2T_a$ | 2 |
| Ионы | $\begin{cases} 2T_a - e\varphi_w, \varphi_w < 0, \\ 2T_a, \varphi_w > 0. \end{cases}$ | $\begin{cases} 2 + \eta_w \tau, \eta_w > 0, \\ 2, \eta_w < 0. \end{cases}$ |
| Электроны | $2T_e$ | 2τ |
| Фотоны | E_{ex} | E_{ex}/T_a |
| Термоавтоэлектроны | $2T_w$ | $2\tau_w$ |
| Электроны ионно-электронной эмиссии | $0.5(E_a - 2W_0)$ | $0.5(E_a - 2W_0)/T_a$ |
| Упруго отраженные электроны | $2T_e$ | 2τ |
| Истинно вторичные электроны | $\sim 1 \text{ эВ}$ | ~ 38.5 |
| Фотоэлектроны | $0.5(E_{ex} - W_0)$ | $0.5(E_{ex} - W_0)/T_a$ |

2.2. КОЭФФИЦИЕНТЫ ЭМИССИИ ЭЛЕКТРОНОВ

2.2.1. Вторичная электронная эмиссия.

При малых энергиях ($\varepsilon < 50 \text{ эВ}$) первичные электроны, налетающие на поверхность пылевой частицы, вызывают эмиссию истинно вторичных и упруго отраженных электронов. Эмиссия истинно вторичных электронов описывается коэффициентом δ . Величина средней кинетической энергии таких электронов составляет 1 эВ. Коэффициент r характеризует эмиссию упруго отраженных электронов, которые имеют энергию налетающих первичных электронов. Величины δ и r для гладкой поверхности частицы зависят от материала и энергии первичных электронов ε . Также прослеживается слабая зависимость от угла падения [42].

Вид зависимостей $\delta(\varepsilon)$ и $r(\varepsilon)$ оказывается практически универсальным для различных материалов [1, 44]. Данный факт позволяет для их описания использовать единые аппроксимационные формулы, которые будут учитывать их основные особенности, а именно: рост δ начиная с некоторого порогового значения ε_i и наличие максимума r_m у зависимости $r(\varepsilon)$ при энергии ε_m . Данным условиям отвечают следующие выражения [44]:

$$\delta = A(\varepsilon - \varepsilon_i)^a, \quad r = 2.718r_m \frac{\varepsilon}{\varepsilon_m} \exp\left(-\frac{\varepsilon}{\varepsilon_m}\right), \quad (2.7)$$

где A , a - постоянные аппроксимации. Для диэлектриков разброс $\delta(\varepsilon)$ и $r(\varepsilon)$ для различных веществ невелик. Это позволяет для диэлектрических частиц использовать единые коэффициенты аппроксимации, которые получены по методике [89] и равны: $A = 0.18$, $a = 0.54$, $\varepsilon_i = 4.5 \text{ эВ}$, $\varepsilon_m = 4 \text{ эВ}$, $r_m = 0.55$. Для различных металлических материалов разброс зависимостей $\delta(\varepsilon)$ и $r(\varepsilon)$ существенно выше, поэтому для некоторых из них в таблице 3 приведены значения соответствующих коэффициентов аппроксимации.

Таблица 2.3. Параметры аппроксимации коэффициентов эмиссии и соответствующие характеристики для некоторых металлов

| | r_m | $\varepsilon_m, \text{эВ}$ | A | a | $\varepsilon_n, \text{эВ}$ | $a_0, [48]$ | $W_0, [48]$ |
|----|-------|----------------------------|-------|------|----------------------------|-------------|-------------|
| Cu | 0.13 | 10 | 0.044 | 0.73 | 6 | 0.03 | 4.4 |
| W | 0.2 | 10 | 0.036 | 0.71 | 5.5 | 0.39 | 4.54 |
| Al | 0.14 | 4 | 0.016 | 0.87 | 5 | 0.04 | 4.25 |
| Ni | 0.11 | 2.5 | 0.012 | 0.92 | 4 | 0.045 | 4.5 |

Для усреднения значений δ и r по энергиям и углам падения θ используем выражения:

$$\bar{\delta} = \frac{1}{J_e} \int_0^\infty \iint_{(2\pi)} \delta(\varepsilon, \theta) dJ_e(v, \theta), \quad \bar{r} = \frac{1}{J_e} \int_0^\infty \iint_{(2\pi)} r(\varepsilon, \theta) dJ_e(v, \theta), \quad (2.8)$$

где J_e - плотность потока электронов на поверхность частицы, $dJ_e(v, \theta)$ - плотность потока электронов со скоростями в интервале от v до $v + dv$, движущихся к поверхности к поверхности в направлении θ в телесном угле $d\Omega = \sin \theta d\theta d\varphi$, φ - азимутальный угол. В случае максвелловской ФРЭЭ получаем:

$$dJ_e(v, \theta) = n_e \left(\frac{m_e}{2\pi T_e} \right)^{3/2} \exp\left\{-\frac{m_e v^2}{2T_e}\right\} dv \cos \theta d\Omega, \quad J_e = n_e \sqrt{\frac{m_e}{2\pi T_e}}. \quad (2.9)$$

Используя выражения (2.7) по формулам (2.8) и (2.9) получим [89]:

$$\bar{\delta} = A\Gamma(1+a) \left[1 + a + \frac{\varepsilon_t}{T_e} \right] T_e^a \exp\left\{-\frac{\varepsilon_t}{T_e}\right\}, \quad \bar{r} = 5.44 \frac{r_m \varepsilon_m^2 T_e}{(\varepsilon_m + T_e)^3}, \quad (2.10)$$

где $\Gamma(x)$ - гамма-функция.

Для диэлектриков, используя единые коэффициенты, получаем [44]:

$$\bar{\delta} = 0.25 \left(1 + \frac{2.9}{T_e} \right) T_e^{0.4} \exp\left\{-\frac{4.5}{T_e}\right\}, \quad \bar{r} = \frac{47.8 T_e}{(4 + T_e)^3}. \quad (2.11)$$

Вводя нормированную температуру электронов τ в (2.9), получим расчетные формулы для диэлектриков:

$$\bar{\delta} = 3.48 \cdot 10^{-2} \left(1 + \frac{112}{\tau} \right) \tau^{0.4} \exp\left(-\frac{137}{\tau}\right), \quad \bar{r} = \frac{1.24\tau}{(4 + 0.026\tau)^3}. \quad (2.12)$$

2.2.2. Ионно-электронная и фотоэмиссия.

Как отмечалось в главе 1, взаимодействие ионов с поверхностью пылевых частиц для разрядных условий носит потенциальный характер из-за малой энергии налетающих ионов. В этом случае коэффициент ионно-электронной эмиссии γ слабо зависит от энергии падающих ионов, и для его оценки можно использовать выражение [51]:

$$\gamma \approx 0.016(E_a - W_0),$$

где E_a и W_0 выражены в эВ.

Квантовый выход фотоэффекта Y растет с ростом энергии налетающих фотонов $h\nu$ и обладает тенденцией к насыщению. Для инертных газов $h\nu$ имеет величины порядка 10 эВ и $Y \sim 10^{-3} \div 10^{-1}$ для различных сортов газа. Для He и Ne $Y \approx 10^{-1}$, для Ar ,

Kr , Xe $Y \approx 10^{-2}$. Шероховатость поверхности влияет на коэффициенты эмиссии, поэтому в уравнения балансов входят эффективные коэффициенты: $P_f \bar{\delta}$, $P_f \bar{r}$, $P_f \gamma$ и $P_f Y$.

2.3. ХАРАКТЕРИСТИКИ МИКРОНЕРОВНОСТЕЙ ПОВЕРХНОСТИ

Частицы, покидающие шероховатую поверхность пылевых частиц в результате эмиссии, столкновений или образования на поверхности за счет рекомбинации, могут испытывать повторные соударения с поверхностью. Это приведет к снижению коэффициента эмиссии электронов и росту коэффициента аккомодации атомов. Данные эффекты учитывает вероятность вылета частиц без столкновений P_f . Для абсолютно гладкой поверхности $P_f = 1$, при большой степени шероховатости $P_f \rightarrow 0$.

Для расчета P_f рассмотрим малый участок сферической поверхности пылевой частицы. Будем считать, что он описывается случайной функцией $z(x, y)$ с непрерывными производными $z_x = \partial z / \partial x$, $z_y = \partial z / \partial y$, где плоскость (x, y) совпадает со средним уровнем поверхности. Случайная функция $z(x, y)$ распределена по нормальному закону, с корреляционной функцией, зависящей только от расстояния между двумя точками (x_1, y_1) и (x_2, y_2) равной $\sigma^2 \exp(-t^2 / \rho^2)$, где σ - среднеквадратичное отклонение z , а ρ - радиус корреляции [90]. При $t > \rho$ - случайные величины $z(x_1, y_1)$ и $z(x_2, y_2)$ статистически не связаны. Параметры σ и ρ можно связать с отношением истинной площади поверхности к кажущейся ψ_s , или с отношением истинного расстояния между двумя точками на поверхности к кажущемуся расстоянию ψ_L . Отношения ψ_s и ψ_L равны математическим ожиданиям величин $dS/dxdy = \sqrt{1 + z_x^2 + z_y^2}$ и $dl/dx = \sqrt{1 + z_x^2}$, где dS и dl - элементы площади и длины на поверхности соответствующие элементам $dxdy$ и dx в плоскости xy . Таким образом, для ψ_s и ψ_L получаем [90]:

$$\psi_s = \iint_{-\infty}^{+\infty} \sqrt{1 + z_x^2 + z_y^2} f_s(z_x, z_y) dz_x dz_y, \quad \psi_L = \int_{-\infty}^{+\infty} \sqrt{1 + z_x^2} f_L(z_x) dz_x, \quad (2.13)$$

где $f_s(z_x, z_y)$ и $f_L(z_x)$ - плотности распределения вероятностей для случайных величин z_x , z_y и z_x , которые имеют вид [91]:

$$f_s(z_x, z_y) = \frac{\rho^2}{4\pi\sigma^2} \exp\left\{-\frac{\rho^2}{4\pi\sigma^2}(z_x^2 + z_y^2)\right\}, \quad f_L(z_x) = \frac{\rho}{2\sqrt{\pi}\sigma} \exp\left\{-\frac{\rho^2 z_x^2}{4\sigma^2}\right\}. \quad (2.14)$$

Интегрируя (2.13) с учетом (2.14) и аппроксимируя результат, получаем:

$$\psi_S = \sqrt{1 + \pi P_S^2}, \quad \psi_L = \sqrt{1 + 4P_S^2/\pi},$$

где $P_S = \sigma/\rho$ - параметр шероховатости реальной поверхности. Для расчета P_f определим среднеквадратичный тангенс угла наклона поверхности. Используя выражение для $f_L(z_x)$ получаем:

$$\langle z_x^2 \rangle = \int_{-\infty}^{+\infty} z_x^2 f_L(z_x) dz_x = 2P_S^2.$$

Тогда средний угол наклона поверхности относительно плоскости (x, y) θ_f будет приблизительно равен:

$$\theta_f \cong \arctg \sqrt{\langle z_x^2 \rangle} = \arctg \sqrt{2P_S^2}.$$

Пусть φ – угол рассеяния частицы поверхностью, отсчитываемый от среднего уровня. Тогда, считая, что все направления рассеяния в пределах от 0 до $\pi/2$ равновероятны, для вероятности рассеяния частиц в пределах $d\varphi$ имеем $dP_\varphi = 2d\varphi/\pi$. Введем вероятность вылета частицы под углом φ без повторных столкновений $P(\varphi)$. Очевидно, что $P(\varphi) = 0$ при $0 < \varphi < \theta_f$ и $P(\varphi) = 1$ при $\theta_f < \varphi < \pi/2$. Тогда вероятность вылета частицы с шероховатой поверхности без столкновений будет равна [89]:

$$P_f = \int_0^{\pi/2} P(\varphi) dP = \frac{2}{\pi} \arctg \frac{1}{\sqrt{2P_S}}. \quad (2.15)$$

2.4. КОЭФФИЦИЕНТЫ АККОМОДАЦИИ АТОМОВ И ИОНОВ

Для характеристики процесса теплообмена тяжелых частиц плазмы с поверхностью пылевой частицы вводится коэффициент аккомодации, который равен отношению энергии, передаваемой частицей газа поверхности пылинки при столкновении и максимально возможной энергии. При однократном рассеянии атомов решеткой твердых сфер коэффициент аккомодации находят по формуле [91]: $\alpha_0 = 2.4 \mu' / (1 + \mu')^2$, где $\mu' = m_a/m_w$ – отношение массы частицы газа к массе атома поверхности или среднему арифметическому масс атомов в случае молекулярного вещества поверхности.

Реальная поверхность пылевой частицы является шероховатой. При отражении атомов такой поверхностью часть из них повторно столкнется с поверхностью. После n -го столкновения с шероховатой поверхностью пылевой частицы атом либо покидает ее с энергией $\varepsilon_n = 2\alpha_0 T_w + [1 - \alpha_0] \varepsilon_{n-1}$, где ε_{n-1} – энергия после $n-1$ столкновения с

вероятностью P_f , либо испытывает еще одно столкновение с вероятностью $1 - P_f$. Учитывая это, выражение для эффективного коэффициента аккомодации атомов запишется [91]:

$$\alpha_a = \frac{\alpha_0}{\alpha_0 + P_f(1 - \alpha_0)} \quad (2.16).$$

Ионы двигаются к поверхности пылевой частицы в двойном слое объемного заряда по нормали к средней поверхности. Вблизи поверхности их траектории несколько искривляются в соответствии с искажением электрического поля около отрицательно заряженной шероховатой поверхности. Ионы попадают на стенку под малыми углами падения θ , в отличие от атомов, которые двигаются под всевозможными углами. Коэффициент аккомодации такого столкновения будет равен $1.5\alpha_0$. Если считать, что повторные столкновения ионов с поверхностью частицы описываются коэффициентом α_0 , и использовать рассуждения, аналогичные выводу (2.16), то для ионов коэффициент аккомодации будет выглядеть, как [91]:

$$\alpha_i = \frac{\alpha_0(1 + 0.5P_f)}{\alpha_0 + P_f(1 - \alpha_0)}. \quad (2.17)$$

2.5. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТА

В случае, когда влияние термоавтоэмиссии не учитывается, заряд пылевой частицы определяется при решении только уравнения баланса заряда (2.5). При этом он зависит только от температуры электронов или, при немаксвелловской ФРЭЭ, от эффективной температуры "хвоста" функции распределения и характеристик газа. На рис. 2.1 представлены расчетные зависимости нормированного потенциала поверхности гладкой пылевой частицы η_w в разряде неона Ne ($\mu = 0.000027$) от нормированной температуры электронов τ без учета эмиссии и с учетом вторичной, ионно-электронной и фотоэмиссии, включаемых в рассмотрение порознь и вместе при следующих параметрах системы:

$$n_0 = 10^{11} \text{ см}^{-3}, n_a = 10^{16} \text{ см}^{-3}, a_0 = 0.1, W_0 = 3.9 \text{ эВ}, a = 10 \text{ мкм}, \mu' = 0.990.$$

Учет этих типов эмиссии приводит к снижению потенциала частицы. Также следует отметить, что влияние вторичной эмиссии растет с увеличением температуры электронов и может привести к смене знака заряд пылевой частицы при значениях $\tau \sim 400$.

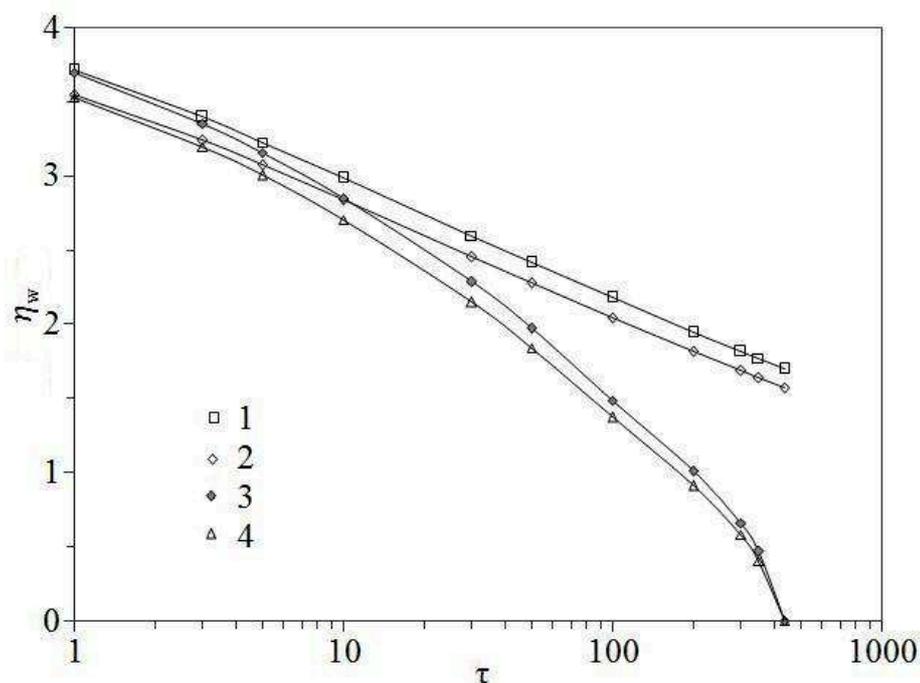


Рис.2.1. Расчетные зависимости нормированного абсолютного значения потенциала η_w (частицы в разряде неона Ne) от нормированной температуры электронов τ без учета эмиссии – 1 и с учетом: 2 – ионно-электронной и фотоэмиссии; 3 – вторичной; 4 – всех трех типов эмиссии, при $n_0 = 10^{11} \text{ см}^{-3}$, $n_a = 10^{16} \text{ см}^{-3}$, $a_0 = 0.1$, $a = 10 \text{ мкм}$.

Потенциал (заряд) пылевых частиц при наличии термоэмиссии помимо электронной температуры зависит также от концентрации электронов и атомов, и поэтому для его определения необходимо совместное решение уравнений (2.5)-(2.6). Из сравнительного анализа членов, входящих в уравнение баланса заряда (2.5) следует что, влияние термоэмиссии необходимо учитывать, когда $T_w \geq T_{w0}$, где $T_{w0} = W_0 / (50 - \ln n_0 [\text{см}^{-3}])$ или в нормированном виде:

$$\tau_w \geq \tau_{w0}, \tau_{w0} = 38.46 W_0 / (50 - \ln n_0 [\text{см}^{-3}]). \quad (2.18)$$

Данное неравенство показывает, что термомиссионный поток электронов с поверхности пылевой частицы становится существенным при достижении температурой поверхности частицы значения выше определенного порога. Для иллюстрации этого утверждения на рис. 2.2 приведена зависимость нормированного потенциала η_w от нормированной температуры электронов τ при различных значениях нормированной температуры поверхности частицы τ_w . Начиная с некоторого порогового значения ($\tau_w = 5$) влияние термоэмиссии на величину заряда плазменно-пылевой частицы становится определяющим.

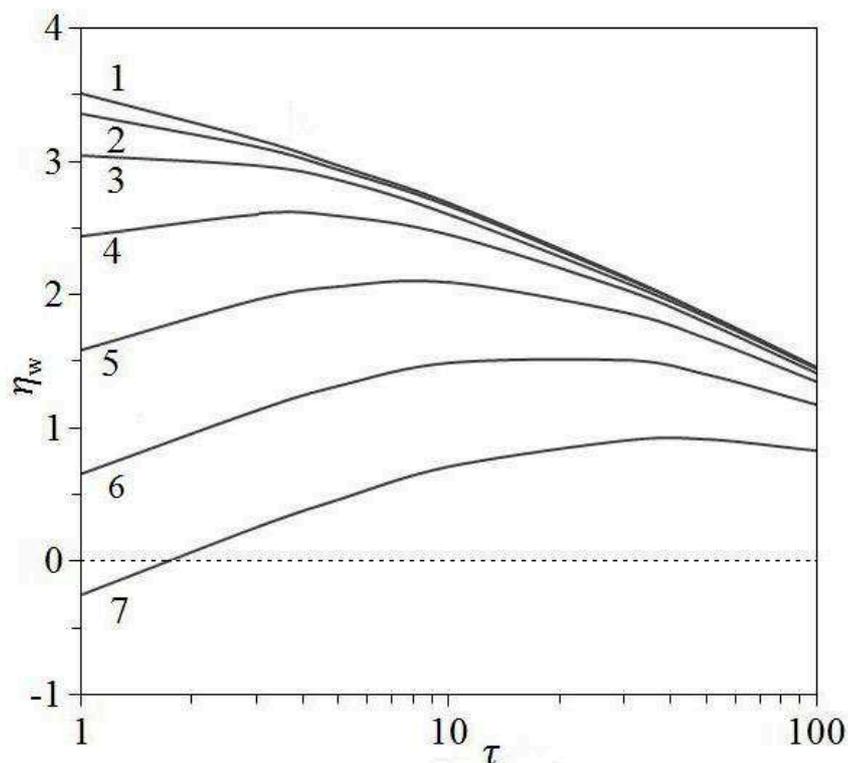


Рис. 2.2. Расчетные зависимости $\eta_w(\tau)$ гладкой пылевой частицы в разряде неона Ne для $n_0 = 10^{10} \text{ см}^{-3}$ и $n_a = 10^{16} \text{ см}^{-3}$ при различных значениях нормированной температуры поверхности τ_w : 1 – 1; 2 – 5; 3 – 5.2; 4 – 5.4; 5 – 5.6; 6 – 5.8; 7 – 6.

При достаточно сильном разогреве пылевой частицы возможно ее плавление, если $T_w \geq T_{melt}$, где T_{melt} – температура плавления вещества, из которого состоит частица или в нормированном виде: $\tau_w \geq \tau_{melt}$. При плавлении образуется гладкая пылевая капля. Как показывает анализ членов уравнения баланса энергии (2.4), нагрев пылевой частицы осуществляется, в основном, ионами, а охлаждение – излучением и атомами. Влияние остальных процессов невелико.

На рис. 2.3 приведены расчетные зависимости нормированного абсолютного значения потенциала η_w и нормированной температуры поверхности гладкой частицы τ_w от нормированной температуры электронов τ с учетом термоэмиссии для различных значений концентрации частиц невозмущенной плазмы n_0 в плазме разряда неона при $n_a = 10^{16} \text{ см}^{-3}$. На рисунке отмечены соответствующие температуры τ_{w0} , определенные по формуле (2.16), и температура плавления вещества в нормированной виде τ_{melt} (например $T_{melt} = 2050 \text{ }^\circ\text{C}$). Все вычисленные значения τ_{w0} оказались меньше τ_{melt} . Для сравнения приведен расчет потенциала без учета эмиссии электронов. С ростом концентрации n_0

порог температуры τ_{w0} , начиная с которого термоэмиссия становится существенной, растет и смещается в сторону меньших температур электронов τ . Начиная от порога, влияние термополевой эмиссии на потенциал поверхности увеличивается с ростом температуры. Численные расчеты системы уравнений (2.5)–(2.6) показывают, что при некотором значении температур электронов зависимость $\eta_w(\tau)$ имеет минимум. В работе проведены расчеты до точки минимума и рассмотрена только монотонная часть зависимостей $\eta_w(\tau)$ и $\tau_w(\tau)$, которая имеет ясный физический смысл.

Таким образом, при повышенных давлениях ($p \sim 10 \text{ тор}$) разогрев пылевых частиц до температур, при которых существенна термополевая эмиссия, не происходит из-за интенсивного охлаждения атомами. С уменьшением давления ($p \sim 0.1 \text{ тор}$) и ростом T_e , начиная с некоторого порогового значения, при малых значениях степени черноты ($a_0 \leq 0.1$) и достаточно высоких концентрациях заряженных частиц в невозмущенной плазме ($n_0 = 10^{11} \text{ см}^{-3}$) влияние термоэмиссии становится существенным. В случаях, когда a_0 близко к 1, охлаждение излучением становится заметным и термоэмиссия затрудняется.

На рис. 2.4 представлены зависимости $\eta_w(\tau)$ для гладкой пылевой частицы в разряде неона при $n_0 = 10^{11} \text{ см}^{-3}$ и $n_a = 10^{16} \text{ см}^{-3}$ с учетом вторичной, ионно-электронной, фото и термоэмиссии включаемых в рассмотрение порознь и вместе.

На рис. 2.5 представлены зависимости $\eta_w(\tau)$ для параметров, рассмотренных на рис. 2.4, с учетом вторичной, ионно-электронной и фотоэлектронной эмиссий при различных значениях степени шероховатости поверхности пылевой частицы. С ростом степени шероховатости влияние эмиссии ослабевает, из-за уменьшения вероятности вылета электронов эмиссии с шероховатой поверхности без повторных столкновений. При этом зависимость $\eta_w(\tau)$ приближается к соответствующей зависимости для гладкой частицы без учета эмиссии. Следует отметить, что влиянием эмиссии электронов на процесс зарядки пылевых частиц можно пренебречь при шероховатости $P_s > 0.8$.

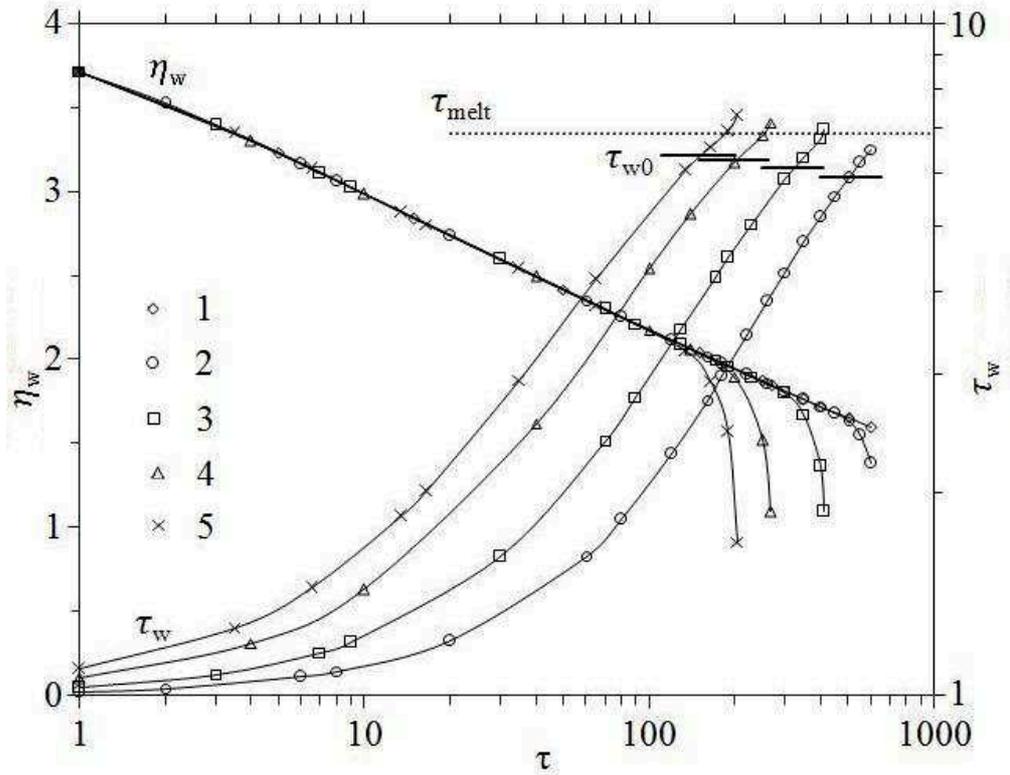


Рис. 2.3. Расчетные зависимости $\eta_w(\tau)$ и $\tau_w(\tau)$ гладкой пылевой частицы в разряде неона для $n_a = 10^{16} \text{ см}^{-3}$ без учета эмиссии – 1 и с учетом термоэлектронной эмиссии при различных значениях n_0 : 2 – $0.5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$; 3 – $1 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$; 4 – $2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$; 5 – $3 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$.

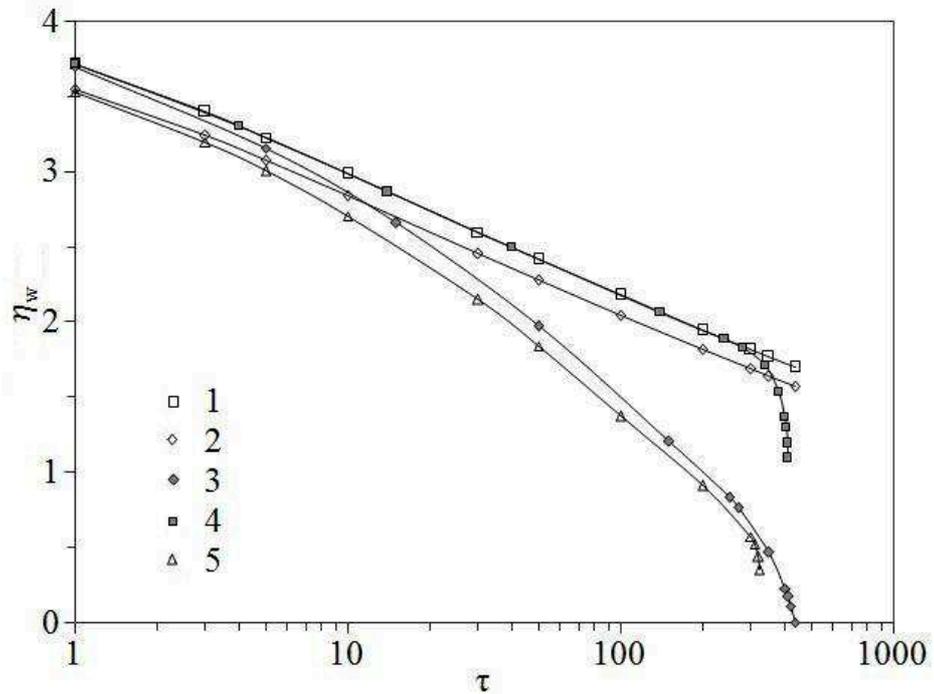


Рис. 2.4. Расчетные зависимости $\eta_w(\tau)$ для гладкой пылевой частицы в разряде неона при $n_0 = 10^{11} \text{ см}^{-3}$ и $n_a = 10^{16} \text{ см}^{-3}$ без учета эмиссии – 1 и с учетом: 2 – ионно-электронной и фотоэмиссии; 3 – вторичной; 4 – термоэмиссии; 5 – всех типов эмиссии.

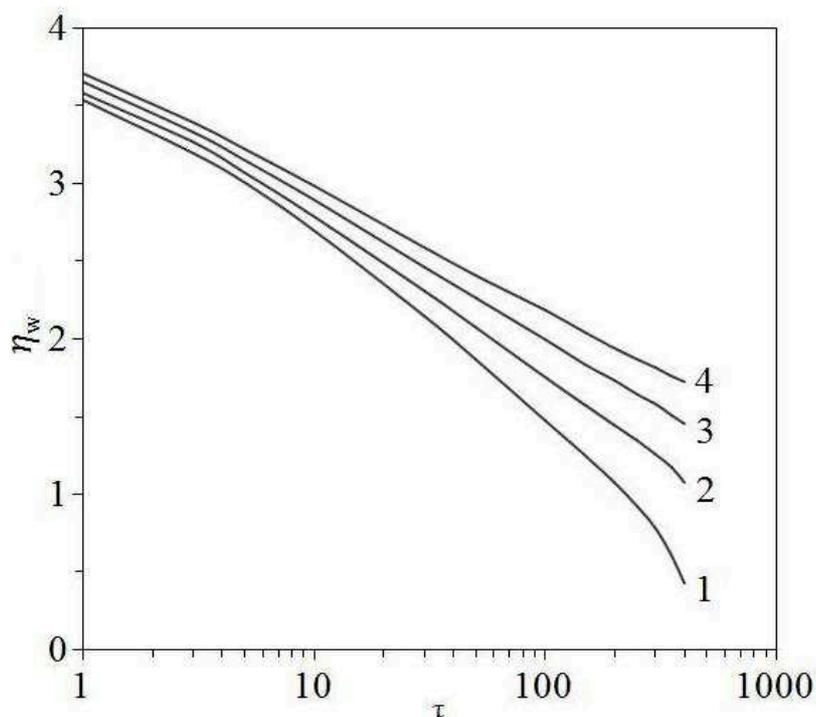


Рис. 2.5. Расчетные зависимости $\eta_w(\tau)$ (для параметров из рис. 2.4) с учетом вторичной, ионно-электронной и фотоэлектронной эмиссий при различных значениях степени шероховатости P_s : 1 – 0 ($P_f = 1$ - гладкая частица); 2 – 0.08; 3 – 0.8; 4 – ∞ .

Теория ограниченного орбитального движения не учитывает влияния столкновений ионов и атомов на величину ионного потока. В работе [15] в результате моделирования ионного тока методом молекулярной динамики, была предложена аппроксимационная формула, позволяющая рассчитать плотность потока ионов на поверхности пылевой частицы (зонда) (1.48), которая в нормированном виде для нашей задачи может быть представлена в виде:

$$\tilde{J}_{iw} = \frac{J_{iw}}{n_0 u_0} = C_n \sqrt{\frac{\tau}{2\pi}} \eta_w.$$

Коэффициент C_n для заданных параметров системы рассчитывался по формулам, приведенным в главе 1.

На рис. 2.6 представлены расчетные зависимости нормированного абсолютного значения потенциала гладкой частицы с учетом вторичной, ионно-электронной, фото и термоэлектронной эмиссии для различных значений числа Кнудсена Kn_i . Также даны зависимости без учета эмиссии. При значениях $Kn_i \ll 1$ реализуется диффузионно-дрейфовое движение частиц. Большим значениям $Kn_i \sim 100 \div 1000$, характерным для

сильно разряженной плазмы, соответствует теория ограниченного орбитального движения (ООД). На рисунке видно, что при $Kn_i = 100$ рассчитанный потенциал близок потенциалу, даваемому ООД. С уменьшением значения Kn_i , рассчитанные абсолютные значения потенциала растут. Это обстоятельство объясняется тем, что с уменьшением числа Кнудсена растет влияние столкновений, так как уменьшается длина свободного пробега ионов. Очевидно, что столкновения уменьшают плотность потока ионов на частицу. Исходя из уравнения баланса заряда (2.5), уменьшение плотности потока ионов приведет к уменьшению плотности потока электронов. В данной ситуации плотность потока электронов зависит только от абсолютного значения потенциала на поверхности. Следовательно, уменьшение потока электронов на поверхности приведет к росту абсолютного значения потенциала.

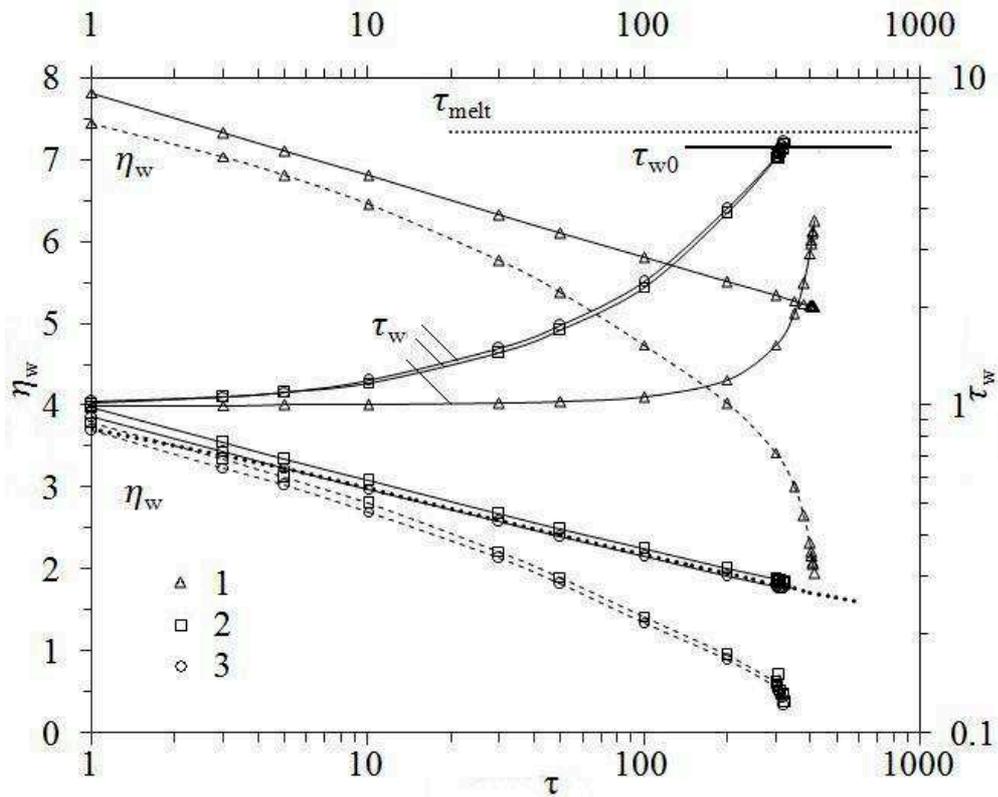


Рис. 2.6. Зависимости $\eta_w(\tau)$ и $\tau_w(\tau)$ для гладкой частицы ($a_0 = 0.1$, $W_0 = 3.9 \text{ эВ}$, $\mu' = 0.990$) в разряде неона, при $n_0 = 10^{11} \text{ см}^{-3}$, $n_a = 10^{16} \text{ см}^{-3}$, рассчитанные с использованием аппроксимационной формулы [15] для различных значений числа Кнудсена Kn_i : 1 – 0.01; 2 – 1; 3 – 100. Пунктиром обозначены потенциалы, полученные для данных значений числа Кнудсена с учетом вторичной, ионно-электронной, фото и термоавтоэмиссии. Точки соответствуют расчету по теории ООД.

Кроме того, на рис. 2.6 приведены рассчитанные температуры поверхности гладкой частицы. Видно, что при $Kn_i = 0.01$ разогрева поверхности частицы до температур, когда термоавтоэлектронная эмиссия существенна, не происходит. Это связано с тем, что поток заряженных частиц плазмы один из основных факторов нагрева поверхности пылевой частицы. Так как с уменьшением числа Кнудсена потоки ионов и электронов падают, то, исходя из уравнения баланса энергии, уменьшается и интенсивность нагрева, вызванного ими.

2.6. ВЫВОДЫ

Расчеты для приближения ООД и с использованием аппроксимационной формулы для произвольных значений числа Кнудсена, проведенные в данной главе, позволяют сделать следующие выводы:

1. Для гладкой пылевой частицы в приближении ограниченного орбитального движения ионов наблюдается значительное влияние вторичной, ионно-электронной, фото и термоавтоэлектронной эмиссии на потенциал поверхности (заряд) частицы.

2. Учет шероховатости поверхности приводит к затруднению выхода электронов эмиссии и, соответственно, к уменьшению влияния эмиссионных процессов на заряд, в пренебрежении термоавтоэмиссии.

3. Термоэмиссия становится существенной при достаточно сильном разогреве поверхности частицы. Предложен критерий (2.16) существенного влияния термоэмиссии на заряд пылевой частицы. Достигается такой разогрев при высоких значениях концентраций частиц невозмущенной плазмы ($n_0 \sim 10^{11} \text{ см}^{-3}$), низких давлениях газа ($p \sim 0.1$ тор) и малых степенях черноты ($a_0 \leq 0.1$). При высоких значениях степени черноты ($a_0 \sim 1$) охлаждение излучением усиливается и термоэмиссия затрудняется. Также при повышении давления ($p \sim 10$ тор), разогрева до температур, при которых термоэмиссия становится существенной, не происходит. Необходимо отметить, что термоэмиссия может быть существенной и до перехода частицы из твердого состояния в состояние жидкой капли.

4. Учет влияния столкновений ионов с атомами приводит к снижению плотностей потоков ионов и электронов на поверхности пылевой частицы. Это в свою очередь приводит к росту абсолютного значения потенциала поверхности частицы и уменьшению температуры поверхности пылевой частицы.

ГЛАВА 3. МЕХАНИЗМ ЗАРЯДКИ УЕДИНЕННОЙ ПЫЛЕВОЙ ЧАСТИЦЫ В ПЛАЗМЕ ГАЗОВОГО РАЗРЯДА В ПРОМЕЖУТОЧНОМ РЕЖИМЕ ДВИЖЕНИЯ ИОНОВ С УЧЕТОМ ЭМИССИИ ЭЛЕКТРОНОВ И ШЕРОХОВАТОСТИ ПОВЕРХНОСТИ

Модель ограниченного орбитального движения не всегда применима для определения заряда пылевых частиц в плазме положительного столба тлеющего разряда, так как в такой плазме возможны ситуации, когда $\lambda_{ia} < a, \lambda_d$, и влияние столкновений становится существенным. В случае, когда $\lambda_{ia}/a \ll 1, \lambda_d/\lambda_{ia} > 1$, для расчета ионного тока используется диффузионно-дрейфовое приближение [12, 22, 23, 24].

Несмотря на то, что в ряде работ учитывается влияние столкновений и ионизации при расчете ионного тока на поверхность частицы [14, 93, 94], теория зарядки пылевых частиц в промежуточном режиме на стыке применимости диффузионно-дрейфового приближения и приближения ограниченного орбитального движения не развита. Активно развиваемые методы молекулярной динамики [15, 16, 17] или метод частиц в ячейках с розыгрышем столкновений методом Монте-Карло [18] при моделировании реальных задач сложны в реализации. Кроме того задача усложняется процессами эмиссии электронов с поверхности пылевых частиц, обусловленными различными факторами (вторичной, ионно-электронной, фото и термоавтоэмиссии).

В работе [38] была развита теория положительного столба разряда низкого давления в режиме, когда длина свободного пробега ионов λ_{ia} и дебаевский радиус электронов λ_d сравнимы с радиусом капилляра R . В предельном случае квазинейтральной плазмы ($\lambda_d \ll R$) для свободного падения ионов на стенку ($\lambda_{ia} \gg R$) и амбиполярной диффузии ($\lambda_{ia} \ll R$) теория соответствует результатам Тонкса-Ленгмюра [40] и Шоттки [39]. Математический аппарат теории основан на использовании моментных уравнений и уравнения Пуассона.

В данной главе промежуточный режим движения ионов на поверхность пылевой частицы рассматривается аналогичным образом с сохранением инерционного члена в уравнении движения ионов. Основная трудность при этом заключается в неопределенности границы области возмущения плазмы вблизи пылевой частицы. Преодолев эту проблему, можно относительно просто учесть процессы эмиссии электронов с поверхности пылевой частицы.

3.1. СИСТЕМА МОМЕНТНЫХ УРАВНЕНИЙ И УРАВНЕНИЯ ПУАССОНА

Для описания процесса зарядки сферической пылевой частицы радиуса a в случае промежуточного режима используем моментные уравнения: уравнение баланса частиц, уравнения движения ионов (1.28) и электронов, а также уравнение Пуассона для описания распределения потенциала в области возмущения. Уравнения запишем в сферической системе координат, считая, что в центре находится пылевая частица:

$$\frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} r^2 n_i u_{ir} = n_e z_e, \quad n_e u_{er} = n_i u_{ir}, \quad (3.1)$$

$$T_e \frac{dn_e}{dr} + en_e E_r + m_e n_e u_{er} v_{ea} = 0, \quad (3.2)$$

$$m_i n_i u_{ir} \frac{du_{ir}}{dr} + T_i \frac{dn_i}{dr} = en_i E_r - \frac{m_i}{2} v_{ia} n_i u_{ir} - m_i u_{ir} n_e z_e, \quad (3.3)$$

$$\frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} r^2 \frac{d\varphi}{dr} = -\frac{e}{\varepsilon_0} (n_i - n_e). \quad (3.4)$$

Для электронов пренебрежение инерционным членом и объемными силами трения ($v_{ea} = 0$) в силу малости радиальной направленной скорости в сравнении с хаотической скоростью, позволяет получить простое уравнение движения электронов (3.2) с температурой T_e . В этом случае распределение электронов является больцмановским вне зависимости от режима движения ионов на поверхность пылевой частицы. Таким образом, плотность потока электронов на частицу равна:

$$J_{ew} = \sqrt{\frac{T_e}{2\pi m_e}} n_0 \exp\left(\frac{e\varphi_w}{T_e}\right), \quad (3.5)$$

В уравнении движения ионов (3.3) сохранен инерционный член и объемные силы трения, обусловленные столкновениями с атомами и ионизацией атомов, которая ведет к образованию ионов с нулевой направленной скоростью.

Введем безразмерные величины:

$$s = r/a, \quad N_i = n_i/n_0, \quad N_e = n_e/n_0, \quad U_i = u_{ir}/u_0, \quad \eta = -e\varphi/T_e, \quad Z = eaE_r/T_e,$$

где $u_0 = \sqrt{T_e/m_i}$. Тогда уравнения (3.1) - (3.4) будут иметь следующий вид:

$$\frac{dN_i}{ds} = \delta_i \frac{N_e}{U_i} - 2 \frac{N_i}{s} - \frac{N_i}{U_i} \frac{dU_i}{ds}, \quad (3.6)$$

$$\frac{dN_e}{ds} = -N_e Z, \quad (3.7)$$

$$N_i U_i \frac{dU_i}{ds} + \frac{T_i}{T_e} \frac{dN_i}{ds} = N_i Z - \delta_c N_i U_i - \delta_i N_e U_i, \quad (3.8)$$

$$\frac{dZ}{ds} = \frac{1}{\alpha^2} (N_i - N_e) - \frac{2Z}{s}, \quad Z = \frac{d\eta}{ds}. \quad (3.9)$$

Безразмерные параметры подобия α , δ_c , δ_i определяются режимами зарядки пылевых частиц. Параметр α определен через характерные длины задачи:

$$\alpha = \frac{\lambda_d}{a} = \frac{1.2 \cdot 10^6}{a[\text{мкм}]} \sqrt{\frac{\tau}{n_0[\text{см}^{-3}]}} \quad (3.10)$$

где $\lambda_d = \sqrt{\epsilon_0 T_e / e^2 n_0}$ – дебаевский радиус электронов [25], $\tau = T_e / T_a$ – нормированная температура электронов (в расчетах принято $T_i \approx T_a = 0.026$ эВ (300 К)). Параметр δ_c , выраженный через характерные длины, примет следующий вид:

$$\delta_c = \frac{av_{ia}}{2u_0} = \frac{a}{\lambda_{ia}} \sqrt{\frac{2}{\pi\tau}} = \frac{1}{Kn_i} \sqrt{\frac{2}{\pi\tau}}, \quad (3.11)$$

где $\lambda_{ia} = 1/\sqrt{2} n_a \sigma_{ir}$, σ_{ir} – усредненное транспортное сечение столкновений ионов с атомами [95]. Определение расчетной формулы для параметра δ_i требует знание частоты ионизации z_e .

$$\delta_i = \frac{az_e}{u_0} = \frac{a\beta_i n_a}{u_0} = \frac{1}{Kn_i} \frac{\beta_i}{\sigma_{ir}} \sqrt{\frac{m_a}{2T_e}}. \quad (3.12)$$

Коэффициент ионизации β_i при максвелловской функции распределения электронов по энергиям (ФРЭЭ) и линейной аппроксимацией сечения ионизации с константой C и энергией ионизации газа E_a имеет вид:

$$\beta_i = \sqrt{\frac{8T_e}{\pi m_e}} C (E_a + 2T_e) \exp\left(-\frac{E_a}{T_e}\right). \quad (3.13)$$

В случае, когда ФРЭЭ немасвелловская, коэффициент ионизации равен $F\beta_i$, где фактор F определяется частотой неупругих процессов и частотой ухода быстрых электронов из разряда на поверхность частицы или стенки разрядной трубки [44]. Формулой (3.13) можно пользоваться, когда для ФРЭЭ используется двухтемпературная аппроксимация. При этом β_i домножается на нормировочный множитель $N \cong 1$, а T_e заменяется на температуру “хвоста” ФРЭЭ T_e' [96]. Используя выражение (13) для β_i , получаем расчетную формулу для δ_i :

$$\delta_i = \frac{1}{Kn_i} \sqrt{\frac{4}{\pi\mu}} \frac{C}{\sigma_{ir}} (E_a + 0.052\tau) \exp\left(-\frac{38.5E_a}{\tau}\right), \quad (3.14)$$

где $\mu = m_e / m_i$ – отношение массы электрона и иона.

Существуют и другие подходы к нахождению величины z_e . Например, теория положительного столба Шоттки. В стационарном режиме, пренебрегая объемной рекомбинацией, уравнение равновесия плазмы запишется

$$z_e = D_{am} \left(\frac{2.405}{R} \right)^2 \cong D_i \frac{T_e}{T_a} \left(\frac{2.405}{R} \right)^2, \quad (3.15)$$

где D_{am} – коэффициент амбиполярной диффузии, D_i – коэффициент ионной диффузии, R – радиус газоразрядной трубки. Коэффициент D_i дается приближением Чепмена – Энскога [97]:

$$D_i = \frac{3}{8} \sqrt{\frac{\pi T_a}{m_a}} \frac{1}{n_a \sigma_{tr}}.$$

Ионизацию электронным ударом в случае постоянного поля часто характеризуют ионизационным коэффициентом Таунсенда α_T , равным числу ионизаций, совершаемых электроном на единице пройденного пути вдоль поля. Очевидно, что:

$$z_e = \alpha_T u_{er}. \quad (3.16)$$

Для расчета коэффициента Таунсенда используют аппроксимационные формулы, приведенные в [25].

Вблизи пылевой частицы квазинейтральность плазмы нарушается. Характерным масштабом области возмущения плазмы является дебаевский радиус электронов λ_d . Расчеты, проведенные в [22], показывают, что при малых значениях частоты ионизации газа аппроксимированный радиус экранирования практически совпадает с λ_d . С увеличением частоты ионизации рассчитанный радиус начинает превышать величину λ_d .

Соотношения между характерными длинами задачи a , λ_d , λ_{ia} описывают определенный режим зарядки пылевых частиц в плазме разряда. Толщина области возмущения характеризуется параметром $\alpha = \lambda_d / a$. Предельные случаи $\alpha \gg 1$ и $\alpha \ll 1$ описывают случаи очень толстого и тонкого слоев, соответственно.

О влиянии столкновений можно судить с помощью параметра подобия $\lambda = \lambda_{ia} / \lambda_d = Kn_i / \alpha$. Бесстолкновительное движение ионов к частице будет реализовываться при больших длинах свободного пробега, в пределе $\lambda \gg 1$. В обратном случае, когда $\lambda \ll 1$, столкновениями пренебрегать нельзя. Таким образом, рассматривая произвольные α и λ , можно описать переходы между вышеописанными предельными случаями.

Для случая неравновесной плазмы температура электронов на существенно больше температуры ионов $T_e \gg T_i$. Учитывая этот факт, уравнение (3.8) можно упростить:

$$\frac{dU_i}{ds} = \frac{Z}{U_i} - \left(\delta_c + \delta_i \frac{N_e}{N_i} \right). \quad (3.17)$$

Уравнения (3.6), (3.7), (3.9) и (3.17) представляют собой систему дифференциальных уравнений первого порядка. Решение данной системы позволяет определить радиальные распределения параметров плазмы (N_i , N_e , U_i , η , Z) в области возмущения.

3.2. ГРАНИЧНЫЕ УСЛОВИЯ. МЕТОДИКА РАСЧЕТА

Известно, что на границе области возмущения, обозначим ее r_0 , потенциал, электрическое поле и радиальная направленная скорость нулевые, а концентрация ионов и электронов совпадают и равны концентрации заряженных частиц невозмущенной плазмы [1], то есть:

$$u_{ir}(r_0) = 0, \varphi(r_0) = 0, E_r(r_0) = 0, n_i(r_0) = n_e(r_0) = n_0. \quad (3.18)$$

В нормированном виде граничные условия запишутся следующим образом:

$$U_i(s_0) = 0, \eta(s_0) = 0, Z(s_0) = 0, N_i(s_0) = N_e(s_0) = 1. \quad (3.19)$$

Заряд (потенциал) частицы в стационарном случае определяется уравнением баланса заряда на поверхности частицы (1.2). Плотность потока электронов на поверхности пылевой частицы находится по формуле (3.5). Плотность потока ионов на поверхности J_{iw} , а также потенциал поверхности, определяются в результате решения системы дифференциальных уравнений в области возмущения r_0 для заданных параметров (T_e , n_0 , v_{ia} , z_e) и радиуса частицы a .

3.2.1. Методика расчета при $z_e = 0$

При нулевой частоте ионизации система уравнений (3.6), (3.7), (3.9) и (3.17) изменится. Уравнение баланса частиц запишется так:

$$\frac{d}{dr} r^2 n_i u_{ir} = 0 \text{ или } r^2 n_i u_{ir} = \text{const} = A.$$

Уравнение движения ионов без учета сил объемного трения, вызванного ионизацией, и градиента давлений будет выглядеть:

$$m_i n_i u_{ir} \frac{du_{ir}}{dr} = en_i E_r - \frac{m_i}{2} v_{ia} n_i u_{ir}.$$

Остальные уравнения останутся без изменений. В нормированном виде полная система уравнений принимает вид:

$$s^2 N_i U_i = A/a^2 n_0 u_0 = \kappa, \quad (3.29)$$

$$\frac{dN_e}{ds} = -N_e Z, \quad (3.31)$$

$$\frac{dU_i}{ds} = \frac{Z}{U_i} - \delta_c, \quad (3.32)$$

$$\frac{dZ}{ds} = \frac{1}{\alpha^2} (N_i - N_e) - \frac{2Z}{s}, \quad \frac{d\eta}{ds} = Z, \quad (3.33)$$

где постоянная κ определяется из уравнения баланса заряда (2.5) на поверхности отрицательно заряженной пылевой частицы. Не трудно убедиться в том, что она представляет собой нормированную плотность потока ионов на стенку \tilde{J}_{iw} . Так как без учета эмиссии ионная плотность потока на поверхности пылевой частицы компенсируется только электронной плотностью потока. Тогда получаем:

$$\kappa = \tilde{J}_{ew} = \exp(-\eta_w) / \sqrt{2\pi\mu}.$$

С учетом эмиссии ионная плотность потока компенсируется ослабленной электронной плотностью потока. Поэтому с учетом вторичной, ионно-электронной, фото и термоавтоэлектронной эмиссий, исходя из уравнения баланса заряда, выражение для κ усложнится:

$$\kappa = \frac{\tilde{J}_{ew} - (P_f \{ \tilde{J}_{ew} [\bar{r} + \bar{\delta}] + \tilde{J}_{ph} Y \} + \tilde{J}_{th})}{1 + \mathcal{P}_f}. \quad (3.34)$$

Без учета термополевой эмиссии, $\tilde{J}_{th} = 0$, нахождение значения κ не вызывает труда, так как все необходимые параметры для расчета будут заданы, включая значение потенциала на поверхности, который заранее неизвестен, и процедура его уточнения будет описана ниже. Для определения значения κ с учетом термоавтоэмиссии необходимо найти значение для плотности потока термоавтоэлектронов \tilde{J}_{th} . Для определения \tilde{J}_{th} нужна температура поверхности пылевой частицы, которая будет определяться из уравнения баланса энергии (2.6). Для решения этого уравнения необходимо задать плотности потоков всех частиц, включая и ионы, то есть κ , которое через величину \tilde{J}_{th} также зависит от температуры поверхности τ_w . Учитывая это, получаем, что при прочих заданных параметрах для определения τ_w , $\tilde{J}_{th}(\tau_w)$ и, соответственно, $\kappa(\tau_w)$ необходимо решить уравнение баланса энергии, которое будет зависеть только от температуры поверхности частицы:

$$\begin{aligned} & \tilde{J}_a \alpha_a 2\{\tau_w - 1\} + \tilde{J}_{th}(\tau_w) 2\tau_w + \tilde{Q}_{rad} - \kappa(\tau_w) \{ \tilde{E}_a + \alpha_i [\tilde{\epsilon}_{iw} - 2\tau_w] - P_f \gamma \tilde{\epsilon}_\gamma \} - \\ & - \tilde{J}_{ew} \{ 2\tau - P_f [\bar{r} \tilde{\epsilon}_r + \bar{\delta} \tilde{\epsilon}_\delta] \} - \tilde{J}_{ph} \{ \tilde{E}_{ex} - P_f Y \tilde{\epsilon}_{pe} \} = 0 \end{aligned}, \quad (3.35)$$

Решив данное уравнение и задав толщину области возмущения и потенциал поверхности, можно решить систему дифференциальных уравнений (3.29)-(3.33).

Для уединенной частицы толщина области возмущения r_0 заранее не известна, что усложняет задачу. В теории радиального дрейфа [7] нулевая температура ионов и отсутствие учета ионизации требуют бесконечно большой области возмущения плазмы частицей, или зондом. Для начала численного решения в качестве области возмущения используют достаточно удаленную от поверхности зонда (пылевой частицы) точку, где приближенно соблюдается квазинейтральность.

Граничные условия для поля и скорости при этом придется видоизменить, так как из уравнения баланса частиц (3.29) следует, что радиальная скорость на границе уже не нулевая и равна малой величине: $u_{ir}(r_0) = A/n_0 r_0^2$. При этом сохранение столкновительного члена в уравнении движения требует ненулевого поля, которое будет уравновешено столкновениями: $E_r(r_0) = m_i v_{ia} u_{ir}(r_0)/2e$. Таким образом, на границе области электрическая сила и сила сопротивления равны. При $r_0 \rightarrow \infty$ $u_{ir}(r_0) \rightarrow 0$, $E_r(r_0) \rightarrow 0$. Таким образом, точность вычислений увеличивается с ростом толщины области. При этом граничные условия в нормированной форме имеют вид:

$$N_i(s_0) = N_e(s_0) = 1, U_i(s_0) = \kappa/s_0^2, Z(s_0) = U_i(s_0)\delta_c, \eta(s_0) = 0.$$

Для более удобной организации расчета произведем замену переменных: $s = s_0 - t$. Учитывая, что оси s и t разнонаправлены, то проекции векторов и производные изменят свои значения на противоположные. При решении уравнений по оси s проекции поля и скорости отрицательны, соответственно, при решении по оси t будут получены их абсолютные значения. Обозначим их $Z' = |Z|$, $U_i' = |U_i|$. Тогда запишем систему уравнений и граничные условия, используемые для расчета:

$$(s_0 - t)^2 N_i U_i = const = \kappa \quad (3.36)$$

$$\frac{dN_e}{dt} = -N_e Z' \quad (3.37)$$

$$\frac{dU_i'}{dt} = \frac{Z'}{U_i'} - \delta_c \quad (3.38)$$

$$\frac{dZ'}{dt} = \frac{1}{\alpha^2} (N_i - N_e) + \frac{2Z'}{s_0 - t}, \quad \frac{d\eta}{dt} = Z' \quad (3.39)$$

$$N_i(0) = N_e(0) = 1, U_i'(0) = \kappa/s_0^2, Z'(0) = U_i'(0)\delta_c, \eta(0) = 0. \quad (3.40)$$

Для решения данных уравнений, помимо T_e , n_0 , v_{ia} , a и характеристик газа и поверхности, необходимо задавать плотность потока электронов на поверхности пылевой частицы, которая входит в параметр κ и определяется потенциалом поверхности по формуле (3.34). Однако потенциал поверхности заранее не известен. Потенциал

поверхности для заданных параметров можно найти, используя метод оптимизации [98]. Целевая функция будет зависеть от α , δ_c , η'_w , то есть: $f(\alpha, \delta_c, \eta'_w, s_0) = (\eta_w - \eta'_w)^2$, где η'_w и η_w - задаваемый и получаемый в результате решения уравнений потенциалы, соответственно.

При описании процесса зарядки с учетом эмиссии необходимо задавать дополнительные параметры, необходимые для решения уравнений балансов заряда и энергии с учетом эмиссионных плотностей потоков, что будет учитываться при определении величины κ . В любом случае, минимум целевой функции, когда $\eta_w \approx \eta'_w$, определит потенциал (заряд) пылевой частицы, все остальные параметры подстроятся под это значение.

Для заданных параметров задачи в результате решения дифференциальных уравнений определяются нормированный потенциал, нормированная концентрация и абсолютное значение скорости, а также температура поверхности пылевой частицы при учете эмиссии, которые позволяют определить плотность потока ионов на частицу: $J_{iw} = n_0 u_0 N_{iw} U_{iw}$. Тексты программы расчета для системы Octave с учетом и без учета эмиссии приведены в приложениях В и Г, соответственно. Для решения систем дифференциальных уравнений используется метод Рунге-Кутты 4-го порядка.

3.2.2. Методика расчета при $z_e \neq 0$

Более реальное описание процесса зарядки пылевой частицы требует учета ионизации. Для этого необходимо интегрировать дифференциальные уравнения (3.6), (3.7), (3.9) и (3.17) с граничными условиями (3.19) в области: $1 \leq s \leq s_0$. Решение уравнений, начиная от границы области возмущения, затруднено нулевым значением скорости, которая встречается в знаменателях. Поэтому вблизи точки s_0 необходимо использовать разложение неизвестных в ряды Тейлора. Аналитические выражения для неизвестных около точки $s = s_0$ в начале счета на тонком слое Δs можно записать:

$$N_i = 1 - f_2 (s - s_0)^2 + f_4 (s - s_0)^4, \quad (3.41)$$

$$N_e = 1 - a_2 (s - s_0)^2 + a_4 (s - s_0)^4, \quad (3.42)$$

$$U_i = c_1 (s - s_0) + c_3 (s - s_0)^3, \quad (3.43)$$

$$\eta = b_2 (s - s_0)^2 + b_4 (s - s_0)^4, \quad (3.44)$$

$$Z = 2b_2 (s - s_0) + 4b_4 (s - s_0)^3. \quad (3.45)$$

Предполагая начальный слой достаточно тонким, $\Delta s \ll s_0$, можно считать его плоским. Тогда уравнения, учитывающие симметрию, изменятся. Уравнение баланса частиц и уравнение Пуассона запишутся так:

$$\frac{dn_i u_{ir}}{dr} = n_e z_e,$$

$$\frac{dE_r}{dr} = \frac{e}{\epsilon_0} (n_i - n_e),$$

или в нормированном виде:

$$\frac{dN_i U_i}{dt} = \delta_i N_e, \quad (3.46)$$

$$\frac{dZ}{dt} = \frac{1}{\alpha^2} (N_i - N_e). \quad (3.47)$$

Подставляя разложения (3.41)-(3.45) в уравнения (3.46), (3.7), (3.9) и (3.47) и приводя подобные, получим значения коэффициентов в выражениях (3.41)-(3.45) для плоского начального тонкого слоя:

$$c_1 = \delta_i, \quad b_2 = c_1 \{c_1 + [\delta_c + \delta_i]\}/2, \quad a_2 = b_2,$$

$$c_3 = \frac{a_2 [c_1 - \delta_i/3]}{12\alpha^2 c_1 \{c_1 + [\delta_c + \delta_i]/4\} + 1},$$

$$b_4 = c_3 (c_1 + [\delta_c + \delta_i]), \quad f_2 = a_2 - 12\alpha^2 b_4,$$

$$a_4 = -b_4 + a_2 b_2/2, \quad f_4 = a_4.$$

Для установления значения коэффициентов для сферического тонкого слоя в начале необходимо подставить разложения в уравнения (3.6), (3.7), (3.9) и (3.17) и привести подобные слагаемые. Тогда для сферического слоя получим следующие коэффициенты:

$$c_1 = \delta_i, \quad b_2 = c_1 \{c_1 + [\delta_c + \delta_i]\}/2, \quad a_2 = b_2,$$

$$c_3 = \frac{\{1 - s_0^2 a_2\} [\delta_i/3 - c_1] - 6\alpha^2 c_1 b_2}{12\alpha^2 s_0^2 c_1 \{c_1 + [\delta_c + \delta_i]/4\} + s_0^2},$$

$$b_4 = c_3 (c_1 + [\delta_c + \delta_i]), \quad f_2 = a_2 - \alpha^2 (12b_4 s_0^2 + 6b_2)/s_0^2,$$

$$a_4 = -b_4 + a_2 b_2/2, \quad f_4 = a_4 + (f_2 - a_2)/s_0^2.$$

Не трудно убедиться в том, что при $s_0 \rightarrow \infty$ выражения коэффициентов для сферического слоя переходят в выражения коэффициентов для плоского слоя. Начиная с некоторых малых значений Δs результаты расчета становятся устойчивыми.

Как и в пункте 3.2.1, заменим переменные для координаты, нормированного поля и скорости для организации более удобного расчета. Коэффициенты разложения при этом не изменятся. Тогда получим систему уравнений:

$$\frac{dN_i}{dt} = \delta_i \frac{N_e}{U'_i} + 2 \frac{N_i}{s_0 - t} - \frac{N_i}{U'_i} \frac{dU'_i}{dt}, \quad (3.48)$$

$$\frac{dN_e}{dt} = -N_e Z', \quad (3.49)$$

$$\frac{dU'_i}{dt} = \frac{Z'}{U'} - \left(\delta_c + \delta_i \frac{N_e}{N_i} \right), \quad (3.50)$$

$$\frac{dZ'}{dt} = \frac{1}{\alpha^2} (N_i - N_e) + \frac{2Z'}{s_0 - t}, \quad Z' = \frac{d\eta}{dt}. \quad (3.51)$$

Параметр $s_0 = r_0/a$ заранее неизвестен, поэтому его необходимо установить. Несмотря на то, что в последнее время интерес к определению области границы возмущения сферическим телом в плазме возрос [87], при практических расчетах используют приближенное определение границы плазма-область возмущения [14]. Подбирать его необходимо таким образом, чтобы уравнение баланса заряда было удовлетворено. Необходимое значение s_0 находится методом оптимизации, как и в 3.2.1, где теперь оно является оптимизируемым параметром. Оптимальным для него считается значение, соответствующее минимальному значению целевой функции, которая будет зависеть от α , δ_c , δ_i . Без учета эмиссии целевая функция примет следующий вид:

$$f(\alpha, \delta_c, \delta_i, s_0) = (\tilde{J}_{iw} - \tilde{J}_{ew})^2.$$

С учетом эмиссии целевая функция запишется так:

$$f(\alpha, \delta_c, \delta_i, s_0) = (\tilde{J}_{iw} - \tilde{J}_{ew} + \tilde{J}_{em})^2,$$

при этом необходимо задать все дополнительные параметры для определения \tilde{J}_{em} . При учете термополевой эмиссии необходимо будет решить уравнение баланса энергии для определения температуры поверхности τ_w и плотности потока термоавтоэлектронов \tilde{J}_{th} .

Для заданных параметров задачи данный подход позволяет определить размер области возмущения и получить распределение плазменных параметров в этой области, а также значение плотности потока ионов на поверхность частицы J_{iw} . Также определится температура поверхности частицы.

Тексты программ расчета без учета и с учетом эмиссии электронов приведены в приложениях Д и Е. Система дифференциальных уравнений решается методом Рунге-Кутты 4-го порядка. Отметим, что в приложении З описан алгоритм, который позволяет

уточнить методику определения плазменных параметров по зондовой методике с учетом возможного влияния эмиссии электронов с поверхности зонда в рамках данной модели ионного тока.

3.3. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТА

Характерный радиус пылевых частиц a в экспериментах по пылевой плазме составляет от 3 до 30 мкм, концентрация электронов n_0 в плазме разряда составляет $10^8 \div 10^{10} \text{ см}^{-3}$, температура электронов T_e от 1 до 3 эВ, а концентрация атомов $n_a = 10^{16} \text{ см}^{-3}$. Таким образом, используя формулы для параметров подобия задачи, можно установить их характерные значения, которые для разряда в неоне составят: $\alpha = 0.1 \div 10$, $\delta_c = 0.01 \div 10$, $\delta_i = 0.00001 \div 0.001$.

Для обоснования начальных условий (3.19') при расчете с нулевой частотой ионизации z_e проведен расчет, результаты которого представлены в таблице 3.1. В ней приведены нормированное абсолютное значение потенциала поверхности, концентрации ионов, электронов, абсолютного значения радиальной скорости ионов, а также плотности потока ионов для различных значений параметра s_0 . Расчеты проведены без учета эмиссии при $\alpha = 1$, $\delta_c = 0.1$. Видно, что, начиная с достаточно большого s_0 , значения рассчитанных параметров на поверхности перестают существенно меняться.

Таблица 3.1. Рассчитанные по методике 3.2.1 значения плазменных параметров на поверхности пылевой частицы без учета эмиссии для различных s_0 при $\alpha = 1$, $\delta_c = 0.1$.

| s_0 | η_w | Z_{iw} | U_{iw} | N_{iw} | $\tilde{J}_{iw} = N_{iw} U_{iw}$ | N_{ew} |
|-------|----------|----------|----------|----------|----------------------------------|----------|
| 30 | 2.9706 | 5.3241 | 2.2918 | 1.7181 | 3.9375 | 0.0513 |
| 50 | 2.9745 | 5.3170 | 2.2912 | 1.7119 | 3.9222 | 0.0511 |
| 100 | 2.9773 | 5.3123 | 2.2906 | 1.7075 | 3.9111 | 0.0509 |
| 200 | 2.9788 | 5.3096 | 2.2904 | 1.7051 | 3.9053 | 0.0509 |
| 300 | 2.9793 | 5.3081 | 2.2904 | 1.7042 | 3.9032 | 0.0508 |

На рис. 3.1 и 3.2 приведены рассчитанные по методике 3.2.1 (сплошные линии) и с использованием ионной плотности потока по модели ООД (точки) зависимости нормированного абсолютного значения потенциала η_w и температуры τ_w (кривые 3) поверхности гладкой пылевой частицы ($P_s = 0$ или $P_f = 1$) от нормированной

температуры электронов τ . Были рассмотрены частицы радиусом 10 мкм ($a_0 = 0.1$, $W_0 = 3.9 \text{ эВ}$, $\mu' = 0.990$) в разряде неона при концентрации атомов $n_a = 10^{16} \text{ см}^{-3}$ и концентрациях заряженных частиц равных 10^{10} см^{-3} (рис. 3.1) и 10^{11} см^{-3} (рис. 3.2), в расчетах принято $T_i = T_a = 300 \text{ К} = 0.026 \text{ эВ}$. Расчет осуществлен с учетом термополевой эмиссии электронов с поверхности пылевой частицы (кривые 1). Для сравнения приведены соответствующие кривые для потенциала без учета эмиссии (кривые 2). На данных рисунках приведена температура τ_{w0} , рассчитанная по предложенной в главе 2 формуле (6), начиная с которой термоавтоэмиссия существенна. Также отмечена температура плавления вещества частицы τ_{melt} (например $T_{melt} = 2050 \text{ }^\circ\text{C}$).

В таблице приведены соотношения радиуса частицы a , радиуса Дебая λ_d и длины свободного пробега ионов λ_{ia} , полученные для рассмотренных параметров при различных значениях нормированной температуры электронов τ . Из анализа данных таблицы следует, что при $n_0 = 10^{10} \text{ см}^{-3}$ (рис. 3.1) практически во всем диапазоне рассмотренных температур (кроме $\tau = 10$ и 30) выполняется неравенство: $a < \lambda_{ia} < \lambda_d$. Применимость приближения ООД в этом случае вызывает сомнение. Также кривые, полученные с использованием ООД, демонстрируют слабый разогрев частицы (температура τ_w не достигает значения τ_{w0}) и, как следствие, отсутствие влияния термоавтоэмиссии.

Однако расчеты по предложенной в пункте 3.2.1 методике говорят о значительном снижении потенциала частицы с учетом термополевой эмиссии, начиная с $\tau \sim 200$. Таким образом, выводы о влиянии термоавтоэмиссии в режиме ООД являются не совсем корректными. Очевидно, это связано с тем, что теория ООД справедлива в достаточно узком диапазоне параметров задачи, и при выпадении параметров из этого диапазона будет давать наибольшую ошибку для влияния эмиссионных процессов. Согласно выводам главы 2, значительное влияние термополевой эмиссии должно появляться только при достаточно высоких значениях концентрации плазмы $n_0 = 10^{11} \text{ см}^{-3}$ и выше. Однако расчеты по предложенной методике демонстрируют значительное влияние и при $n_0 = 10^{10} \text{ см}^{-3}$.

Кривые $\eta_w(\tau)$, полученные по методике 3.2.1, идут значительно ниже, чем аналогичные, полученные по ООД. При концентрации $n_0 = 10^{11} \text{ см}^{-3}$ (рис. 3.2) неравенство $a < \lambda_d < \lambda_{ia}$ выполняется практически везде, при этом применимость модели ООД более справедлива, нежели в первом случае. Расчеты, полученные по обеим методикам при этом

дают значительно более близкие результаты, чем при $n_0 = 10^{10} \text{ см}^{-3}$. Следует отметить влияние термополевой эмиссии, которое начинает расти с $\tau \sim 300$.

Таблица 3.2. Соотношения a , λ_d и λ_{ia} в разряде неона при $a = 10 \text{ мкм}$, $n_a = 10^{16} \text{ см}^{-3}$ для различных значений концентрации n_0 и температуры τ .

| τ | $n_0 = 10^{10} \text{ см}^{-3}$ | | $n_0 = 10^{11} \text{ см}^{-3}$ | |
|--------|---------------------------------|----------------------------------|---------------------------------|----------------------------------|
| | $\frac{a}{\lambda_d}$ | $\frac{\lambda_d}{\lambda_{ia}}$ | $\frac{a}{\lambda_d}$ | $\frac{\lambda_d}{\lambda_{ia}}$ |
| 10 | 0.264 | 0.45603 | 0.834 | 0.144209 |
| 30 | 0.152 | 0.789867 | 0.481 | 0.249778 |
| 50 | 0.118 | 1.019714 | 0.373 | 0.322462 |
| 100 | 0.083 | 1.442094 | 0.264 | 0.45603 |
| 300 | 0.048 | 2.49778 | 0.152 | 0.789867 |
| 330 | 0.046 | 2.619694 | 0.145 | 0.82842 |
| 350 | 0.045 | 2.697911 | 0.141 | 0.853154 |
| 370 | 0.043 | 2.773923 | 0.137 | 0.877191 |
| 400 | 0.042 | 2.884188 | 0.132 | 0.91206 |

В главе 2 отмечалось, что в случае больших значений напряженности поля на поверхности пылевой частицы происходит термополевая эмиссия, и справедливой становится формула для плотности потока электронов (2.4). На рис. 3.3 представлены расчетные зависимости $\eta_w(\tau)$ и $\tau_w(\tau)$, полученные с использованием моментных уравнений и уравнения Пуассона для термоэлектронной и термоавтоэлектронной режимов эмиссии с поверхности гладкой пылевой частицы. Кривые для термоавтоэлектронной эмиссии получены для разных значений радиусов частиц. Из рисунка видно, что с уменьшением радиуса частицы, влияние автоэмиссии увеличивается из-за роста значения напряженности поля на поверхности пылевой частицы. Следует отметить, что автоэмиссия будет существенной для частиц с развитой шероховатостью за счет увеличения эмиссионных потоков из микроострий, количество которых растет с ростом степени шероховатости. Для термоэмиссии в режиме Ричардсона-Шоттки влияние радиуса частицы незначительно.

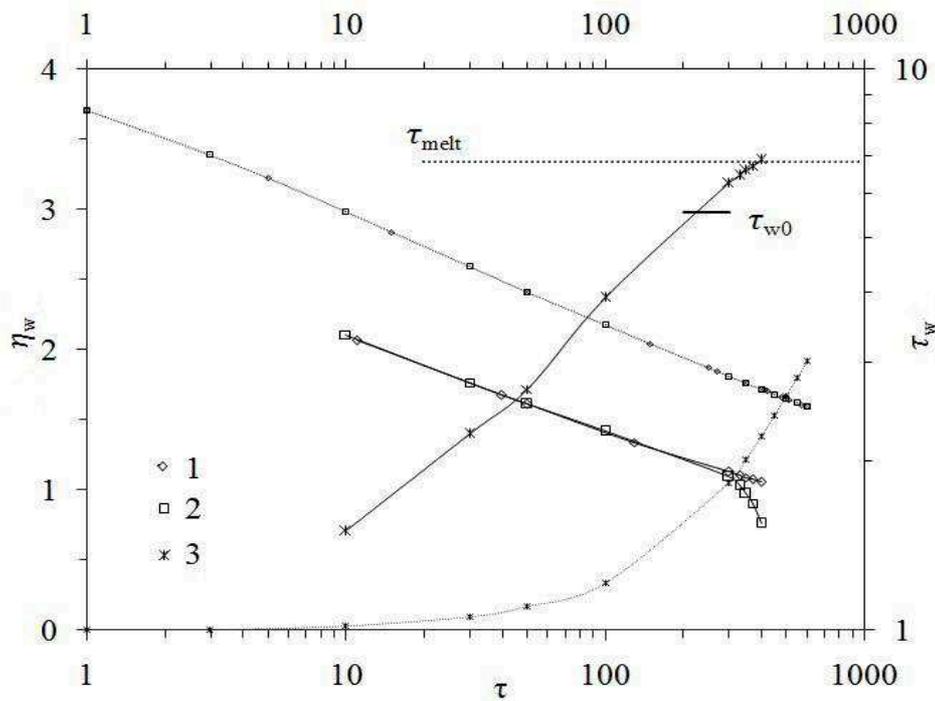


Рис. 3.1. Рассчитанные зависимости $\eta_w(\tau)$ и $\tau_w(\tau)$ (кривые 3), по теории ООД (точки) и по методике 3.2.1 (сплошные линии): 1 – без учета эмиссии, 2 – с учетом термоавтоэмиссии, для гладкой частицы с радиусом $a = 10 \text{ мкм}$ в разряде неона при $n_0 = 10^{10} \text{ см}^{-3}$, $n_a = 10^{16} \text{ см}^{-3}$.

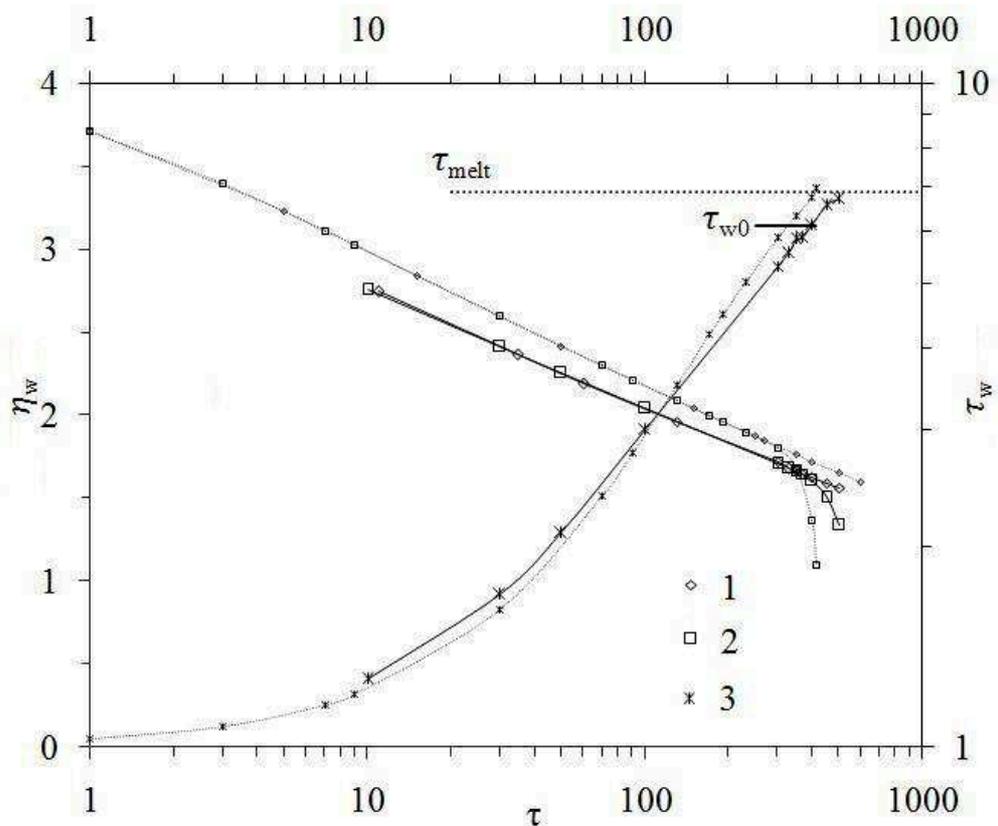


Рис. 3.2. Рассчитанные зависимости $\eta_w(\tau)$ и $\tau_w(\tau)$ (кривые 3), по теории ООД (точки) и по методике 3.2.1 (сплошные линии): 1 – без учета эмиссии, 2 – с учетом термоавтоэмиссии, для гладкой частицы с радиусом $a = 10 \text{ мкм}$ в разряде неона при $n_0 = 10^{11} \text{ см}^{-3}$, $n_a = 10^{16} \text{ см}^{-3}$.

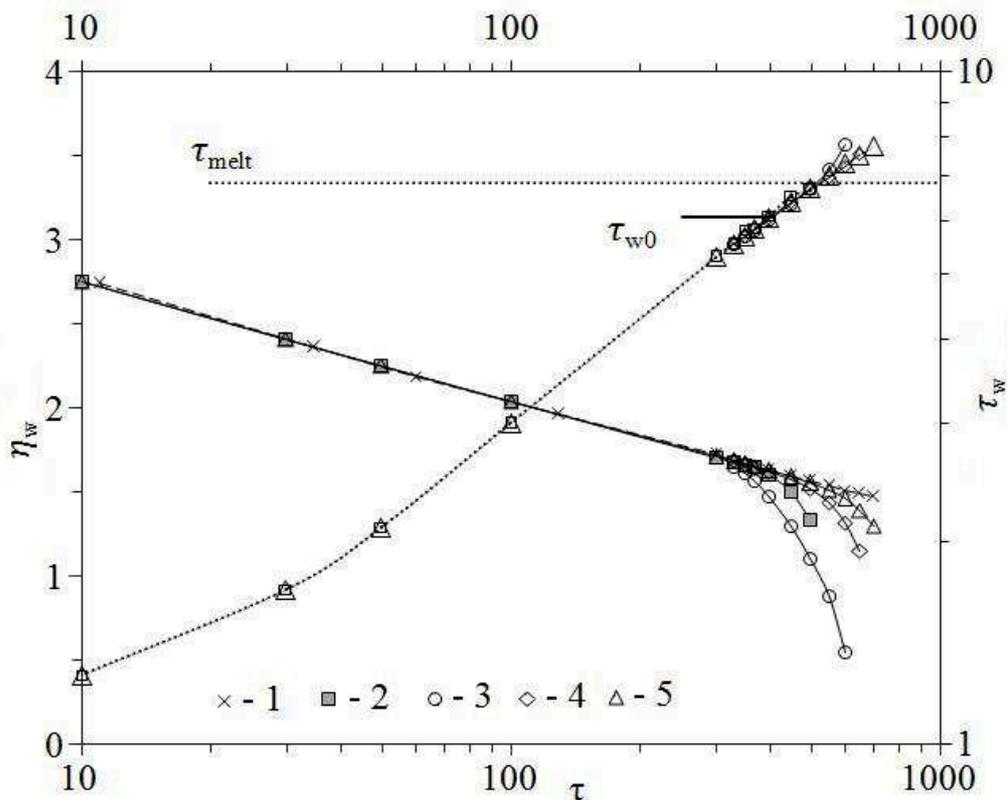


Рис. 3.3. Рассчитанные зависимости $\eta_w(\tau)$ и $\tau_w(\tau)$ по методике 3.2.1: 1 – без учета эмиссии; 2 – с учетом термоэмиссии по формуле (2.3); 3, 4 и 5 получены с использованием уравнения (2.4) для $a=1$, 3 и 10 мкм, соответственно. Рассмотрена частица ($a_0=0.1$, $W_0=3.9\text{эВ}$, $\mu'=0.990$) в разряде неона при $n_0=10^{11}\text{см}^{-3}$, $n_a=10^{16}\text{см}^{-3}$.

На рисунках 3.4-3.5 приведены расчеты $\eta_w(\tau)$ с использованием моментных уравнений с учетом вторичной ионно-электронной, фото и термополевой эмиссии для металлов Al и Cu. Для материала меди влияние вторичной эмиссии существенней, чем для Al. Также следует отметить увеличивающееся влияние термоавтоэлектронной эмиссии для частицы из Cu с уменьшением радиуса частицы. Для сравнения приведены расчеты потенциала поверхности частицы по теории ООД.

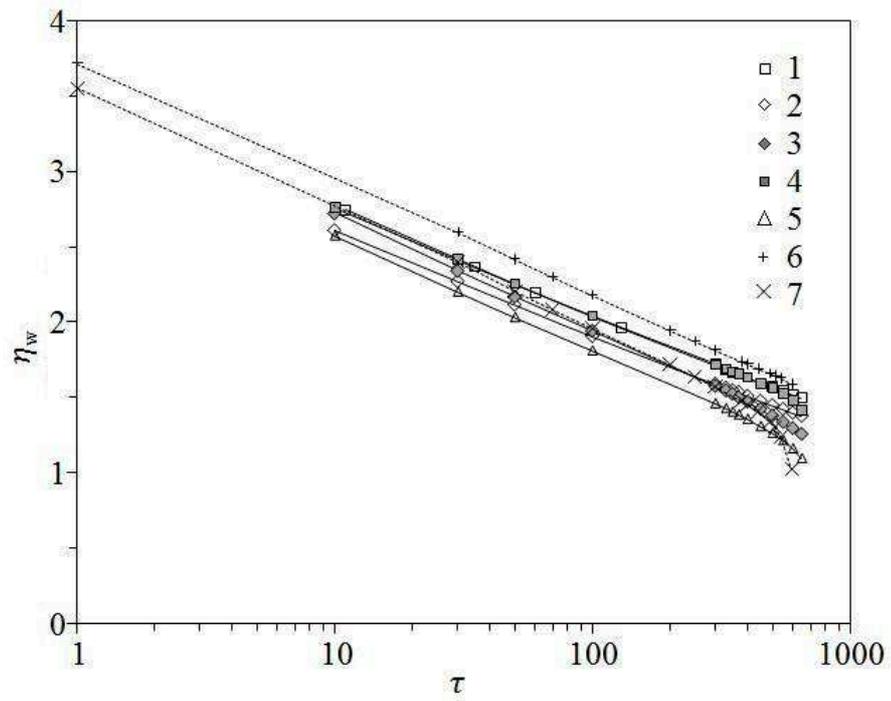
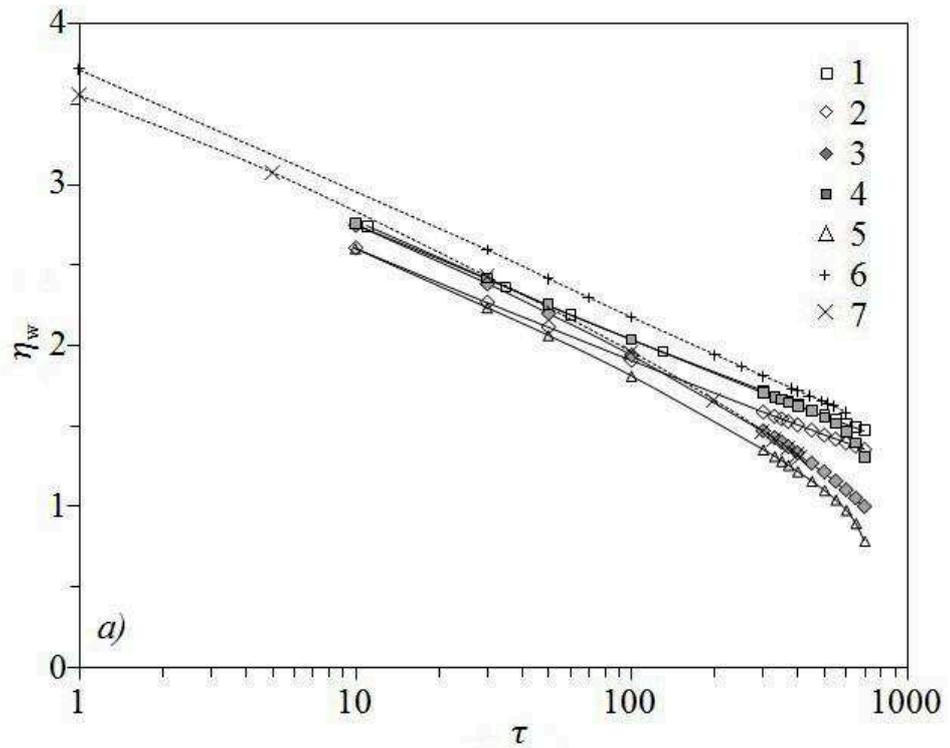


Рис. 3.4. Рассчитанные зависимости $\eta_w(\tau)$ по методике 3.2.1: 1 – без учета эмиссии; 2 – с учетом термоавтоэлектронной эмиссии; 3 – вторичной; 4 – фото и ионно-электронной; 5 – всех указанных типов эмиссии; 6 и 7 – расчет по ООД без эмиссии и с учетом всех типов эмиссии, соответственно. Рассмотрены частицы из Al ($a = 3$ мкм) в разряде неона при $n_0 = 10^{11} \text{ см}^{-3}$, $n_a = 10^{16} \text{ см}^{-3}$. Кривые 6 и 7 – расчет по ООД без эмиссии и с учетом всех типов эмиссии, соответственно



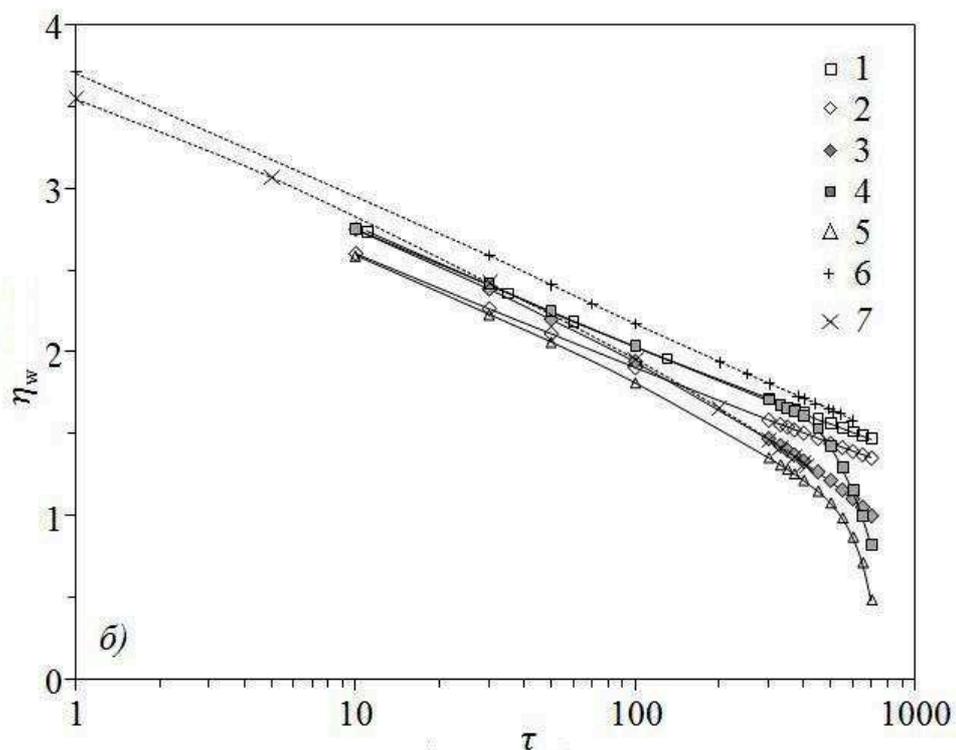


Рис. 3.5. Рассчитанные зависимости $\eta_w(\tau)$ по методике 3.2.1: 1 – без учета эмиссии; 2 – с учетом термоавтоэлектронной эмиссии; 3 – вторичной; 4 – фото и ионно-электронной; 5 – всех указанных типов эмиссии; 6 и 7 – расчет по ООД без эмиссии и с учетом всех типов эмиссии, соответственно. Рассмотрены частицы из Cu в разряде неона при $n_0 = 10^{11} \text{ см}^{-3}$, $n_a = 10^{16} \text{ см}^{-3}$ для: а) $a = 2 \text{ мкм}$; б) $a = 1 \text{ мкм}$.

На рис. 3.6 приведены зависимости нормированного потенциала поверхности гладкой частицы от нормированной температуры электронов для параметров, аналогичных использованным для рис. 3.2. Расчеты осуществлены по методике п. 3.2.1 без учета эмиссии электронов и с учетом вторичной, ионно-электронной, фото и термоэмиссии, включаемых в рассмотрение порознь и вместе. Для сравнения приведен расчет потенциала с использованием ионного потока по модели ООД без учета эмиссии (пунктир), и с учетом всех вышеперечисленных типов эмиссии (точки). Из рисунка видно значительное влияние эмиссии, в результате которого уменьшается абсолютное значение потенциала пылевой частицы.

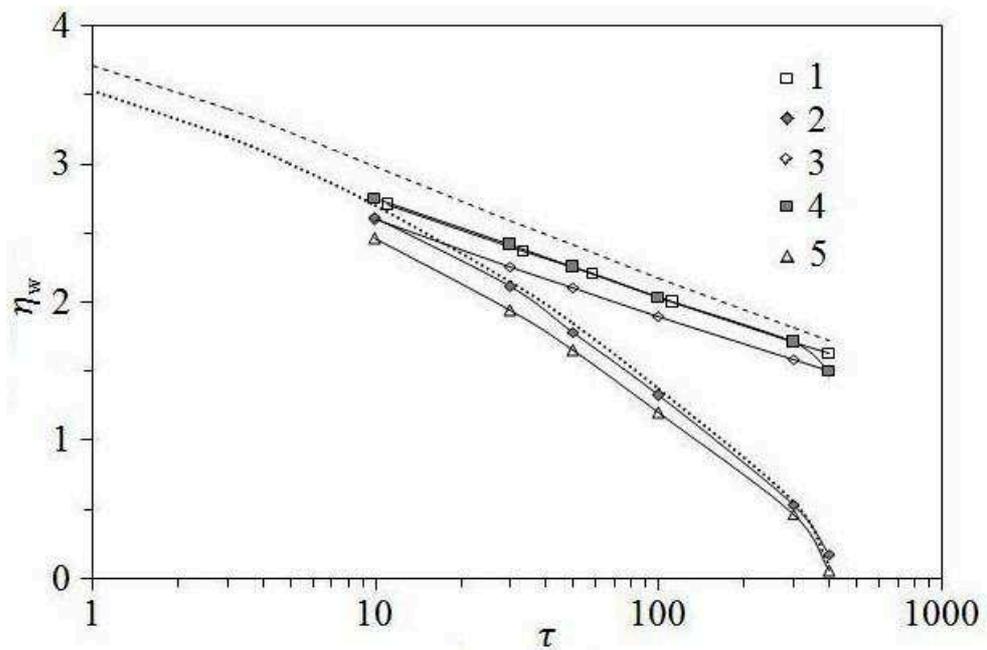


Рис. 3.6. Рассчитанные зависимости $\eta_w(\tau)$ по методике 3.2.1 (сплошные линии): 1 – без учета эмиссии; 2 – с учетом вторичной; 3 – ионно-электронной и фотоэмиссии; 4 – термоэмиссии; 5 – всех типов эмиссии, для гладкой частицы ($a_0 = 0.1$, $W_0 = 3.9 \text{ эВ}$, $\mu' = 0.990$) с радиусом $a = 10 \text{ мкм}$ в разряде неона при $n_0 = 10^{11} \text{ см}^{-3}$, $n_a = 10^{16} \text{ см}^{-3}$. Пунктирные линии обозначают результат по теории ООД без эмиссии, точки – то же с учетом всех описанных типов эмиссии.

На рис. 3.7 представлены зависимости нормированного потенциала пылевой частицы от нормированной температуры электронов для параметров рис. 3.2 с учетом описанных выше типов эмиссии, кроме термоавтоэлектронной, при различных значениях степени шероховатости P_s . С ростом степени шероховатости поверхности влияние эмиссии уменьшается. При этом результаты расчета стремятся к результатам для гладкой пылевой частицы без эмиссии электронов с ее поверхности. Из рисунка видно, что при $P_s > 0.8$ влияние эмиссии будет слабеть из-за достаточно высокой шероховатости, при которой выход электронов с поверхности затруднен.

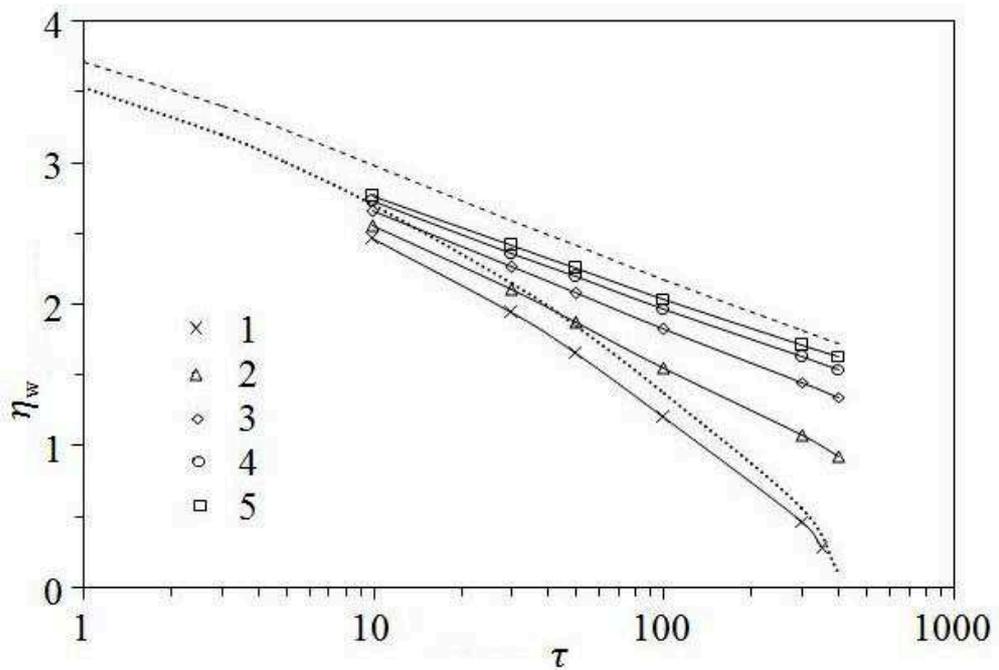


Рис. 3.7 – Полученные по методике 3.2.1 зависимости $\eta_w(\tau)$ с учетом вторичной, ионно-электронной и фотоэмиссии при P_s : 1 – 0; 2 – 0.08; 3 – 0.8; 4 – 8; 5 – ∞ , для частицы ($a_0 = 0.1$, $W_0 = 3.9 \text{ эВ}$, $\mu' = 0.990$) с радиусом $a = 10 \text{ мкм}$ в разряде неона при $n_0 = 10^{11} \text{ см}^{-3}$, $n_a = 10^{16} \text{ см}^{-3}$. Пунктирные линии обозначают результат по теории ООД без эмиссии, точки – то же с учетом всех описанных типов эмиссии.

На рис. 3.8 приведены расчетные зависимости $\eta_w(\tau)$ гладкой частицы с учетом вторичной, ионно-электронной и фотоэмиссии при различных значениях Kn_i по двум методикам. В первом случае (сплошные линии) для расчета плотности потока ионов использовалась аппроксимационная формула (1.48) из [15], которая в нормированном виде запишется так:

$$\tilde{J}_{iw} = \frac{J_{iw}}{n_0 u_0} = C_n \sqrt{\frac{\tau}{2\pi}} \eta_w$$

Выражение для C_n приведено в главе 1. Параметры расчета: гладкая частица ($a_0 = 0.1$, $W_0 = 3.9 \text{ эВ}$, $\mu' = 0.990$) в разряде неона, $n_0 = 10^{11} \text{ см}^{-3}$, $n_a = 10^{11} \text{ см}^{-3}$. Результаты расчетов потенциала по предложенной в 3.2.1 методике (пунктир) для аналогичных параметров, учитывая, что $\lambda = Kn_i / \alpha$ и $\delta_i = 0$, приведены на рис. 3.8.

Максимальное отклонение в расчетах по двум методикам не превышало 6%. Из анализа результатов расчетов видно, что с уменьшением Kn_i абсолютное значение потенциала поверхности гладкой частицы увеличивается. Это объясняется увеличением

тормозного влияния столкновений на плотность потока ионов к частице, в результате которого она уменьшается, а абсолютное значение потенциала, исходя из баланса заряда, увеличивается. Для сравнения приведен расчет потенциала для данных параметров согласно теории ООД (точки). Показано, что для больших значений числа Кнудсена ($Kn_i = 100$), результаты расчетов по двум методикам близки с результатами теории ООД.

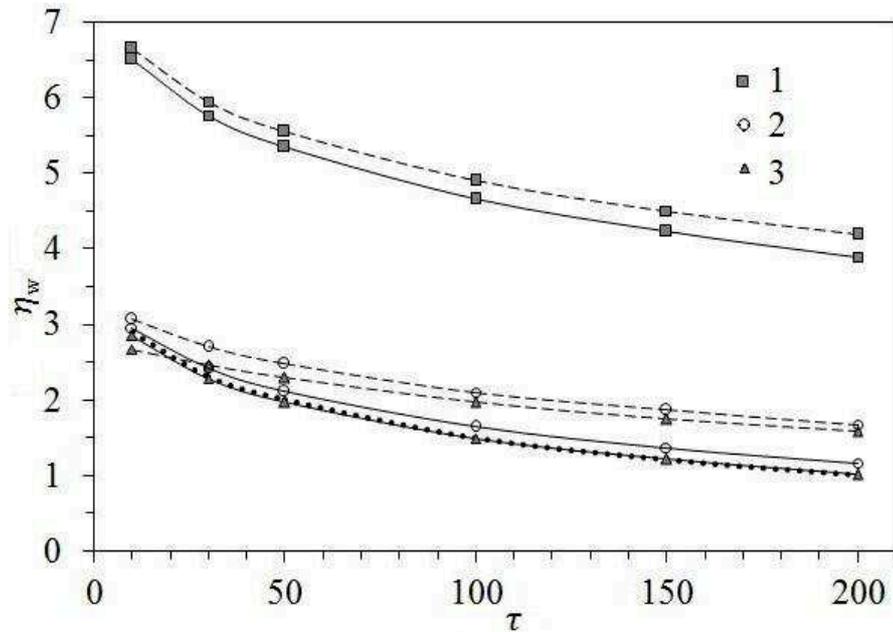


Рис. 3.8. Расчетные зависимости $\eta_w(\tau)$ гладкой пылевой частицы ($a_0 = 0.1$, $W_0 = 3.9 \text{ эВ}$, $\mu' = 0.990$) в плазме неона полученные по методике 3.2.1 при $a=10$ мкм, $n_0=10^{11} \text{ см}^{-3}$ (пунктир) и методике [15] (сплошные линии) с учетом вторичной, ионно-электронной и фотоэлектронной эмиссии для различных значений чисел Кнудсена Kn_i : 1 – 0.01; 2 – 1; 3 – 100. Точками отмечен потенциал, полученный с использованием ионного тока по теории ООД.

Для качественного анализа методики расчета п. 3.2.1 рассмотрим целевые функции $f(\alpha, \delta_c, \eta'_w, s_0) = (\eta_w - \eta'_w)^2$ для различных значений параметров подобия данной методики: α и δ_c . На рис. 3.9 приведены рассчитанные целевые функции для α от 0.1 до 10 и δ_c от 0.1 до 10 без учета эмиссии. Из анализа нетрудно заметить, что с ростом параметра α растет величина λ_d , что связано с уменьшением концентрации заряженных частиц невозмущенной плазмы. Это приводит к уменьшению абсолютного значения стационарного заряда и потенциала пылевой частицы. При этом минимумы целевых функций $f(\alpha, \delta_c, \eta'_w, s_0) = (\eta_w - \eta'_w)^2$ смещаются в область меньших нормированных абсолютных значений потенциала частицы. Таким образом, уменьшение концентрации частиц невозмущенной плазмы ведет к росту слоя пространственного заряда и уменьшению абсолютного значения потенциала частицы.

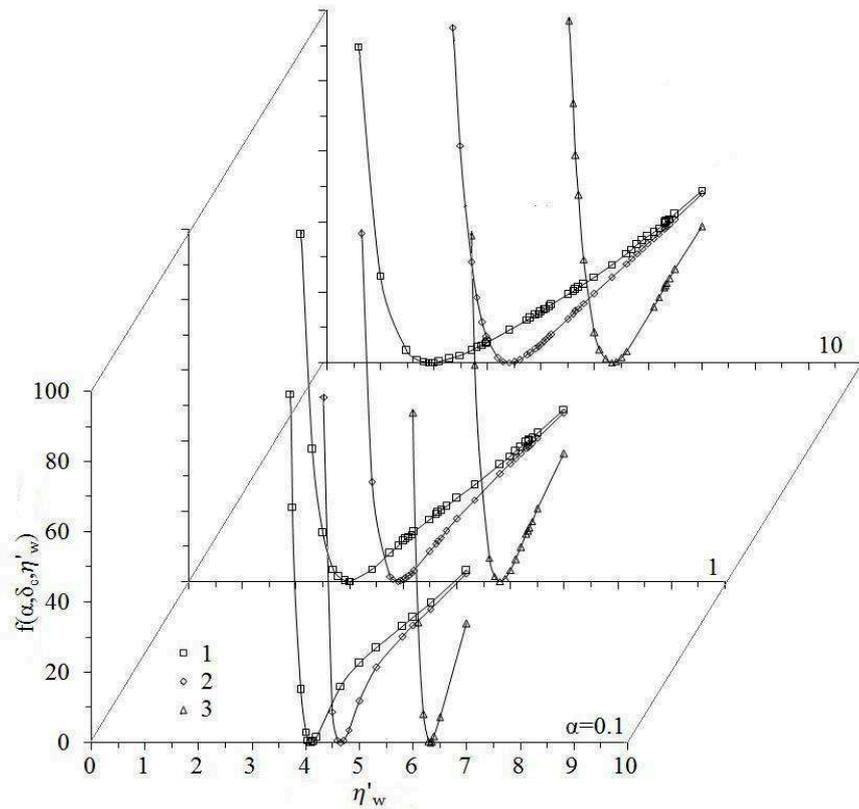


Рис. 3.9. Расчетные значения целевых функций $f(\alpha, \delta_c, \eta'_w) = (\eta_w - \eta'_w)^2$ для значений параметра α от 0.1 до 10 при δ_c : 1 – 0.1; 2 – 1; 3 – 10.

Очевидно, что с ростом частоты столкновений ионов и атомов (рост параметра δ_c) растет сила объемного трения ионов о газовый фон в уравнении движения ионов, из-за чего уменьшается модуль радиальной скорости, то есть плотность потока ионов на пылевую частицу. Исходя из уравнения баланса заряда на поверхности, уменьшается и плотность потока электронов. При этом стационарное абсолютное значение потенциала и заряда пылевой частицы растет за счет уменьшения вклада положительного заряда ионов. Поэтому на рис. 3.9 наблюдается смещение минимумов целевых функций в область больших абсолютных значений потенциала частицы с ростом δ_c . Рост нормированного потенциала поверхности частицы наблюдается с уменьшением числа Кнудсена, при расчете плотности потока ионов по формуле (1.48) (см. рис. 3.8, 2.6).

Методика расчета пункта 3.2.1 позволяет рассчитать параметры плазмы на поверхности частицы. Методика пункта 3.2.2, при заданных параметрах α , δ_c и δ_i , позволяет определить размер области возмущения и распределение плазменных параметров в этой области. На рис. 3.10 приведены распределения нормированных концентраций ионов и электронов, абсолютных значений радиальной направленной

скорости ионов и потенциала без учета эмиссии (сплошные линии) и с учетом вторичной, ионно-электронной, фотоэмиссии для гладкой пылевой частицы.

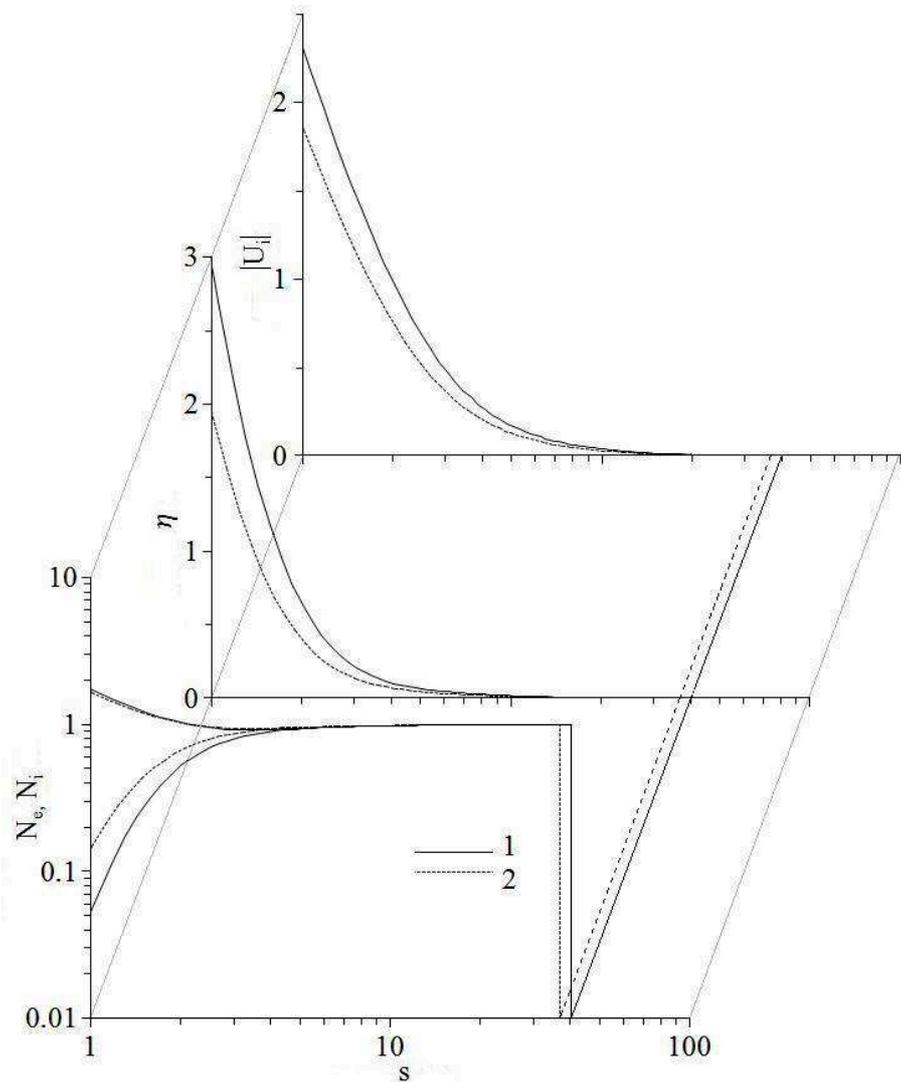


Рис. 3.10. Радиальные распределения плазменных параметров N_i , N_e , η , $|U_i|$ рассчитанные по методике 3.2.2 для $\alpha=1$, $Kn_i=1$ и $\tau=100$: 1 – без учета эмиссии; 2 – с учетом вторичной, ионно-электронной и фотоэмиссии.

Расчет осуществлен для точки (рис. 3.8) при $\tau=100$ и $Kn_i=1$. Вертикальная сплошная линия обозначает координату границы области возмущения без учета эмиссии ($s_0 = 40.191$). Пунктирная линия обозначает координату границы данной области с учетом вышеописанных типов эмиссии ($s_0 = 36.736$). Учет эмиссии снижает абсолютное значение потенциала поверхности частицы за счет дополнительного ухода электронов с поверхности частицы и снижения отрицательного заряда на ее поверхности.

Из рисунка видно, что снижение абсолютного значения потенциала приводит к увеличению концентрации электронов вблизи поверхности частицы, а также к снижению

абсолютного значения направленной скорости и концентрации ионов. Толщина области возмущения при этом незначительно уменьшилась. Очевидно уменьшение области возмущения связано с уменьшением плотности потока ионов, так как при той же частоте ионизации плотность потока ионов может уменьшиться только за счет уменьшения области, в которой рождаются ионы и формируется их поток.

На рис. 3.11 приведены распределения плазменных параметров для данных параметров при различных значениях степени шероховатости пылевой частицы. Как отмечалось выше (рис. 3.7), рост степени шероховатости затрудняет эмиссию электронов с поверхности в пренебрежении термоэлектронной эмиссии. При высоком значении степени шероховатости распределения плазменных параметров с учетом эмиссии стремятся к распределениям для гладкой частицы без эмиссии.

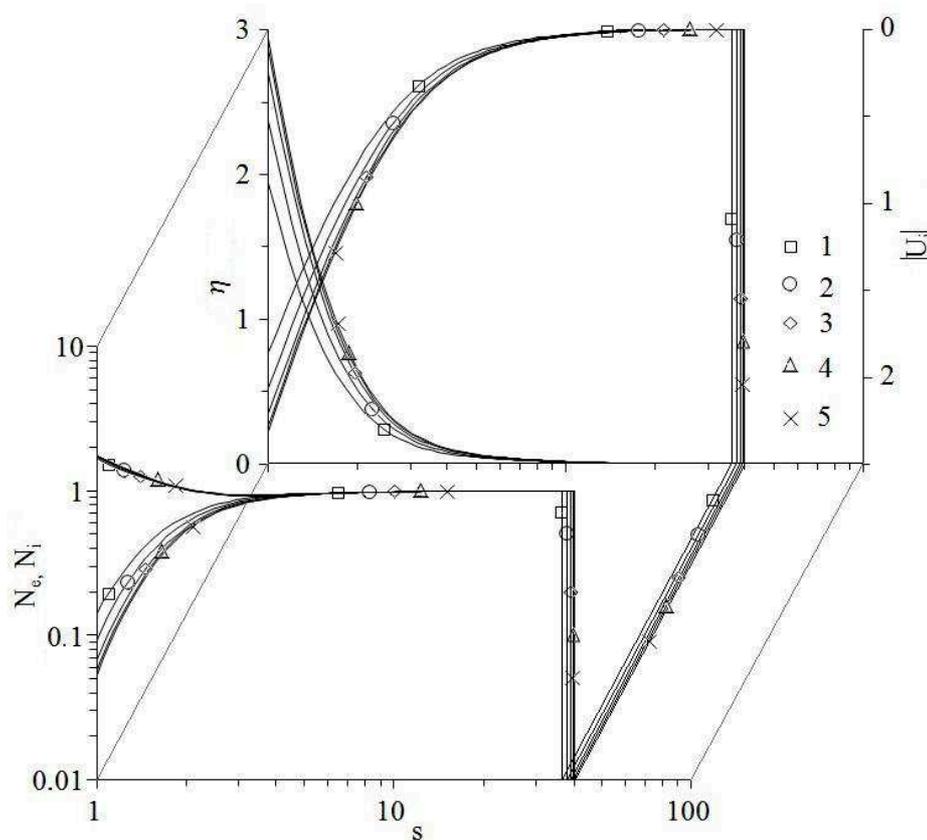


Рис. 3.11. Радиальные распределения плазменных параметров N_i , N_e , η , $|U_i|$, рассчитанные по методике 3.2.2. Расчет осуществлен с учетом вторичной, ионно-электронной, фото и термоэmissions при P_s : 1 – 0; 2 – 0.08; 3 – 0.8; 4 – 8; 5 – ∞ , для частицы ($a_0 = 0.1$, $W_0 = 3.9 \text{ эВ}$, $\mu' = 0.990$) с радиусом $a = 10 \text{ мкм}$ в разряде неона при концентрациях $n_0 = 10^{11} \text{ см}^{-3}$, $n_a = 10^{16} \text{ см}^{-3}$. Все вертикальные линии обозначают координату s_0 для каждого случая.

Ниже приведены результаты расчета плазменных параметров в области возмущения по методике 3.2.2 для некоторых характерных для разряда низкого давления значений параметров подобия задачи α , δ_c и δ_i . Для простоты качественного понимания расчеты осуществлены без учета эмиссии. Очевидно, что все полученные ниже результаты будут справедливы и для зарядки частицы с учетом эмиссии.

На рис. 3.12 и 3.13 приведены рассчитанные радиальные распределения нормированных концентраций ионов и электронов, абсолютных значений скорости, потенциала и напряженности электрического поля значений параметра α от 0.1 до 10, при $\delta_c = 0.1$ и $\delta_i = 0.0001$. На рис. 3.9 отмечалось, что с ростом α нормированное абсолютное значение потенциала частицы уменьшается, а нормированная плотность потока электронов и ионов, исходя из уравнения баланса заряда, растут. Из рис. 3.12 и 3.13 видно, что помимо этого, увеличивается размер области возмущения s_0 и вид распределений потенциала, скорости и поля становятся менее крутыми. Увеличение области возмущения плазмы с ростом α вызвано увеличением нормированного потока ионов на частицу, так при фиксированной частоте ионизации рост потока может быть обеспечен только увеличением области, где он формируется. Также на рис. 3.13 приведены рассчитанные значения плотности потока ионов на поверхности пылевой частицы для каждого значения параметра α .

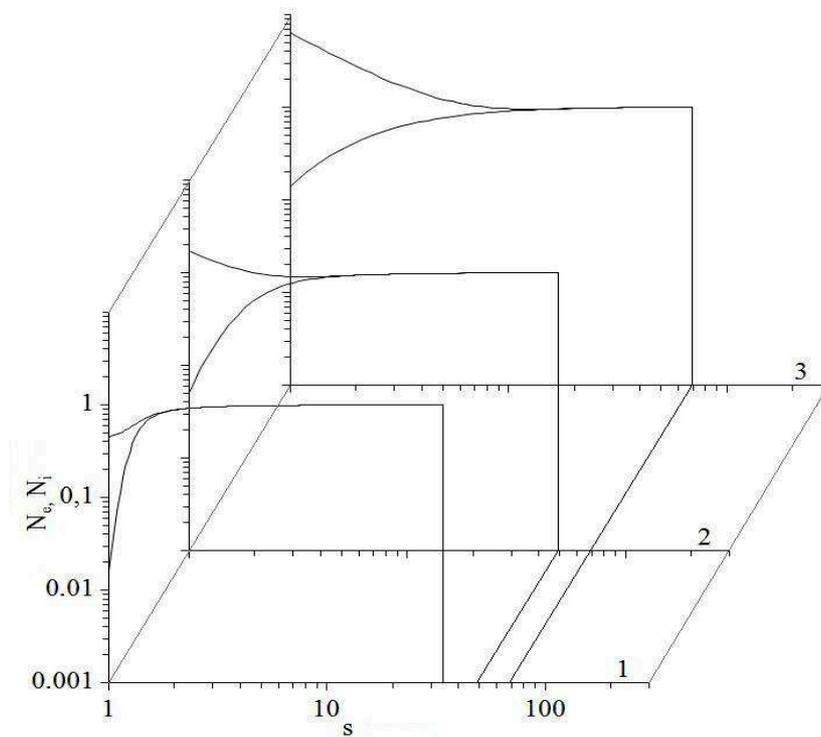


Рис. 3.12. Радиальные распределения плазменных параметров N_i и N_e рассчитанные по методике 3.2.2. Расчет осуществлен для α от 0.1 до 10 при $\delta_c = 0.1$ и $\delta_i = 0.0001$.

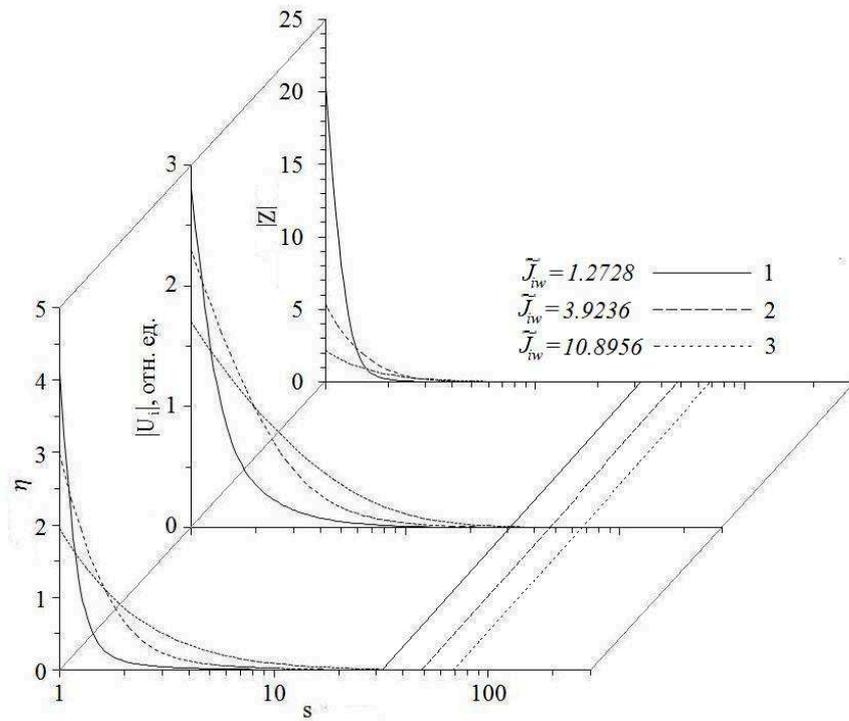


Рис. 3.13. Радиальные распределения плазменных параметров η , $|U_i|$ и $|Z|$ рассчитанные по методике 3.2.2. Расчет осуществлен для различных значений α : 1 - 0.1; 2 - 1; 3 - 10, при $\delta_c = 0.1$ и $\delta_i = 0.0001$.

На рис.3.14 приведена расчетная зависимость нормированной плотности потока ионов на поверхности пылевой частицы \tilde{J}_{iw} от параметра δ_i для $\alpha = 0.1$ при различных значениях параметра δ_c . Видно, что с ростом δ_i плотность потока ионов в начале незначительно растет. Этот незначительный рост объясняется тем, что с ростом δ_i увеличивается количество родившихся ионов, но, вместе с тем, уменьшается размер области возмущения, в которой формируется ионный ток. При дальнейшем росте δ_i , когда $\delta_i \sim \delta_c$, наблюдается падение ионного тока из-за растущего влияния объемного трения, вызванного ионизацией. Далее, падение сменяется ростом, что соответствует чрезвычайно интенсивной ионизации и малой области возмущения ($s_0 \sim 1-3$). При этом ионный ток на поверхность частицы очень высок, так как ионы и электроны рождаются в непосредственной близости к поверхности пылевой частицы и находятся под действием сильного ускоряющего поля [14]. Из рисунка ясно, что влияние ионизации на поток ионов незначительно.

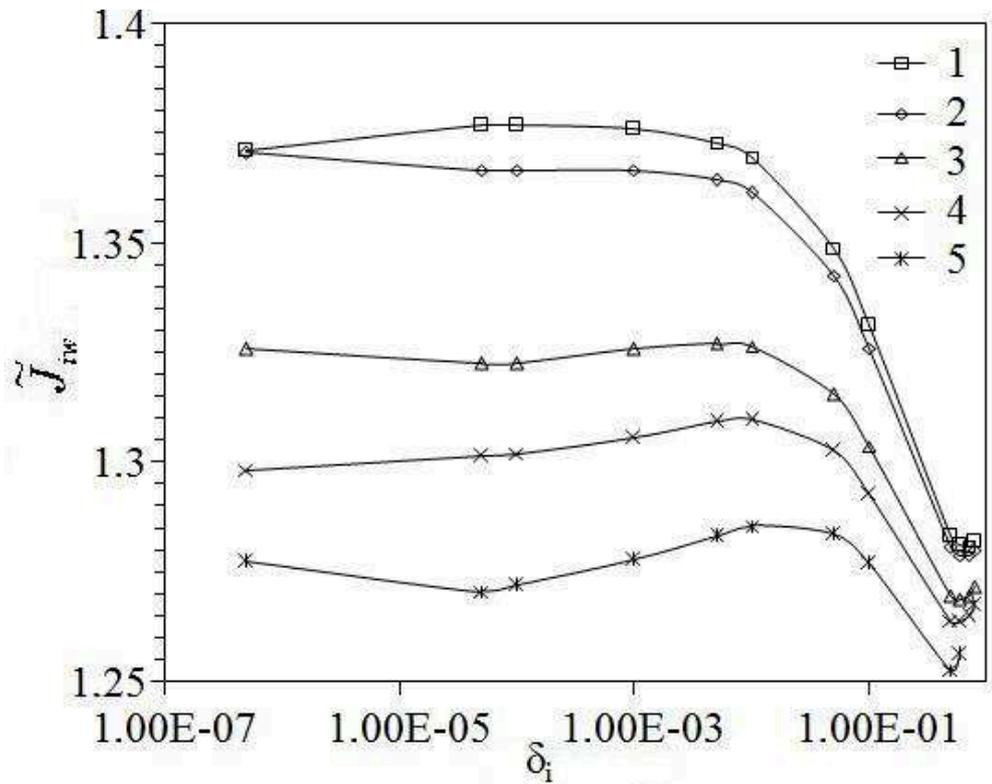


Рис. 3.14. Расчетные зависимости $\tilde{J}_{iw}(\delta_i)$ при $\alpha = 0.1$ для различных значений δ_c : 1 – 0.001; 2 – 0.01; 3 – 0.05; 4 – 0.07; 5 – 0.1.

На рис. 3.15, 3.16 и 3.17 приведены рассчитанные по методике пункта 3.2.2. пространственные распределения плазменных параметров в области возмущения плазмы пылевой частицей. Вертикальные линии различных начертаний обозначают координаты границ областей возмущения для каждого конкретного случая. Расчеты были осуществлены без учета эмиссии при $\alpha = 1$ для характерных при разрядных условиях значений безразмерных величин δ_c от 0.1 до 10 и δ_i от 10^{-5} до 10^{-3} .

Анализ результатов расчетов показывает, что с ростом параметра δ_c модуль направленной скорости ионов уменьшается, что вызвано ростом влияния столкновительного члена в уравнении движения ионов. Очевидно, что при прочих фиксированных значениях параметров это вызовет уменьшение нормированной плотности потока ионов на поверхности частицы. Расчеты показывают, что концентрация ионов тоже уменьшается. Уменьшения плотности потока ионов приводит к уменьшению размера области возмущения плазмы, так как только этот параметр будет влиять на поток при фиксированной частоте ионизации (что уже отмечалось). Помимо этого, уменьшение плотности потока ионов на частицу, приводит к уменьшению плотности потока электронов на поверхность пылевой частицы, согласно уравнению баланса заряда.

Уменьшение плотности потока электронов на поверхности обеспечивается ростом абсолютного значения потенциала на поверхности пылевой частицы.

Изменение параметра δ_i для уединенной частицы не сказывается на рассчитанных плазменных параметрах, так как в рассмотренном диапазоне значений $\delta_c \gg \delta_i$, следовательно, влияние объемного трения, вызванного столкновениями ионов и атомов, много больше влияния трения, вызванного ионизацией, и на рисунках этот эффект не прослеживается.

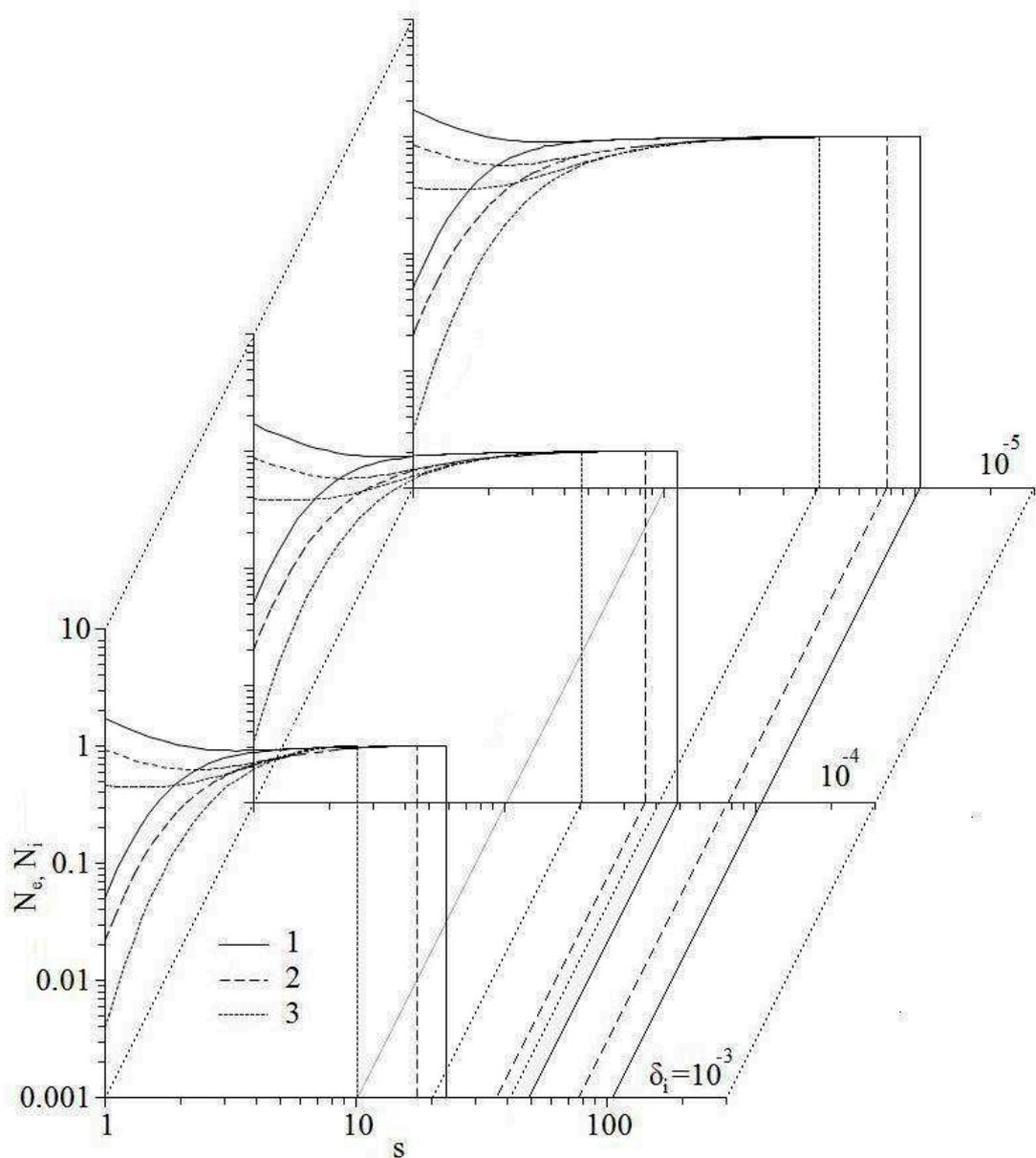


Рис. 3.15. Радиальные распределения плазменных параметров N_i и N_e рассчитанные по методике 3.2.2. Расчет осуществлен для $\alpha = 1$, δ_i от 10^{-5} до 10^{-3} при различных значениях δ_c : 1 – 0.1; 2 – 1; 3 – 10.

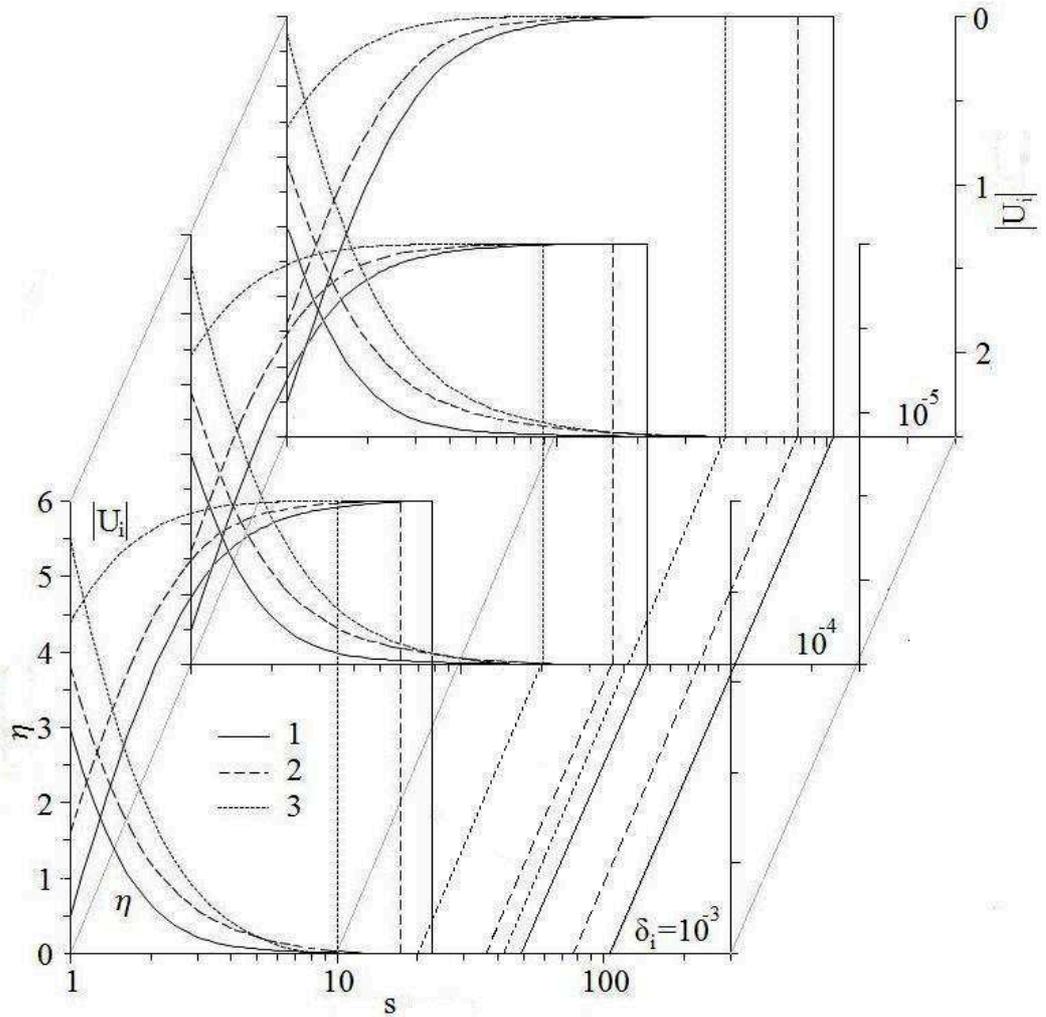


Рис. 3.16. Радиальные распределения плазменных параметров η и $|U_i|$ рассчитанные по методике 3.2.2. Расчет осуществлен для $\alpha = 1$, δ_i от 10^{-5} до 10^{-3} при различных значениях δ_c : 1 – 0.1; 2 – 1; 3 – 10.

На рис. 3.18 приведены рассчитанные целевые функции $f(\alpha, \delta_c, \delta_i, s_0) = (\tilde{J}_{iw} - \tilde{J}_{ew})^2$ для данных значений параметров подобию, из которых видно, что уменьшение δ_i приводит к смещению минимумов целевых функций в области больших значений, то есть к увеличению толщины области возмущения. Расчеты показывают, что при $\delta_i \rightarrow 0$ толщина области возмущения стремится к бесконечности. Данный результат согласуется с зондовой теорией радиального дрейфа ионов [7, 14], где без учета ионизации область возмущения плазмы зондом формально считается бесконечно большой.

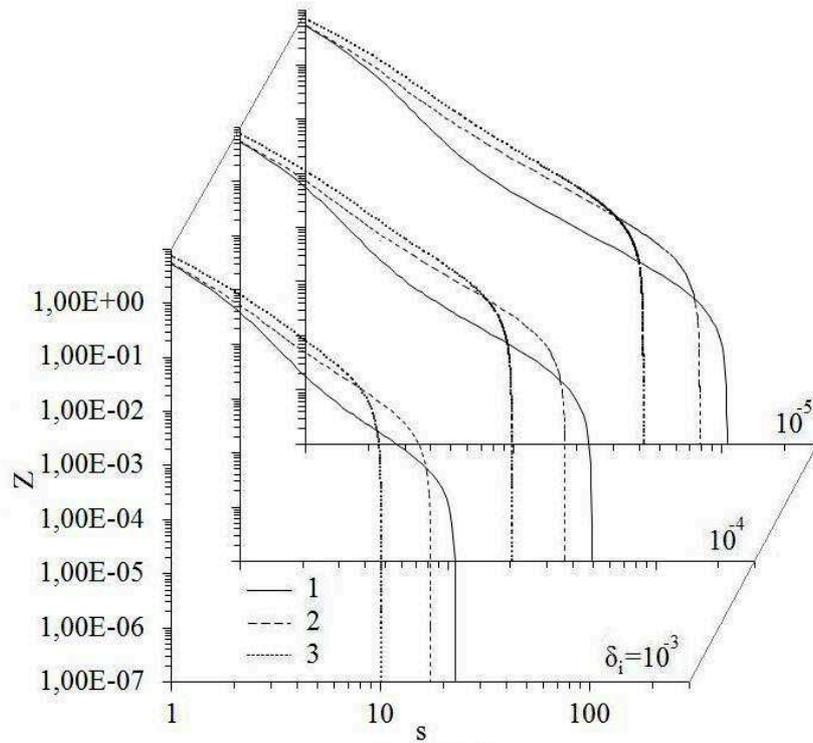


Рис. 3.17. Радиальные распределения нормированного абсолютного значения напряженности электрического поля $|Z|$, рассчитанные по методике 3.2.2. Расчет осуществлен для $\alpha = 1$, δ_i от 10^{-5} до 10^{-3} при различных значениях δ_c : 1 – 0.1; 2 – 1; 3 – 10.

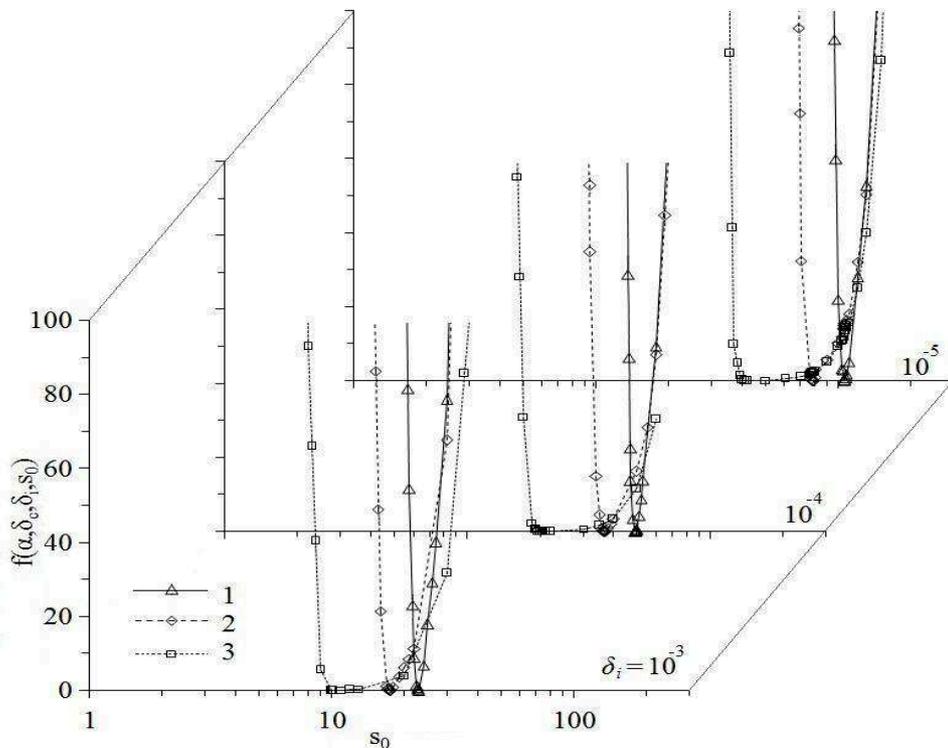


Рис. 3.18. Рассчитанные значения целевой функции $f(\alpha, \delta_c, \delta_i, s_0) = (\tilde{J}_{iv} - \tilde{J}_{ew})^2$. Расчет осуществлен для $\alpha = 1$, δ_i от 10^{-5} до 10^{-3} при различных значениях δ_c : 1 – 0.1; 2 – 1; 3 – 10.

В таблицах 3.3-3.5 приведены полученные в результате расчета плазменные параметры на поверхности пылевой частицы без учета эмиссии для различных значений параметров подобия задачи.

Таблица 3.3. Расчетные значения нормированной толщины области возмущения $s_0 = r_0/a$ для различных значений параметров α , δ_c , δ_i для неона.

| α | $\delta_c \backslash \delta_i$ | 0.00001 | 0.0001 | 0.001 |
|----------|--------------------------------|----------|---------|---------|
| | 0.1 | 0.1 | 72.5358 | 33.9629 |
| 1 | | 60.6934 | 28.3233 | 13.3788 |
| 10 | | 35.4499 | 16.8008 | 8.2253 |
| 1 | 0.1 | 105.4641 | 49.1625 | 22.9042 |
| | 1 | 80.0591 | 36.5976 | 17.4579 |
| | 10 | 42.1606 | 20.2119 | 10.0689 |
| 10 | 0.1 | 149.5294 | 69.3266 | 32.4259 |
| | 1 | 91.6099 | 43.6331 | - |
| | 10 | 49.8064 | - | - |

Таблица 3.4. Расчетные нормированные абсолютные значения потенциала η_w (столбцы 1) и поля $|Z_w|$ (столбцы 2) на поверхности пылевой частицы для различных значений параметров α , δ_c , δ_i для неона.

| α | $\delta_i \backslash \delta_c$ | 0.00001 | | 0.0001 | | 0.001 | |
|----------|--------------------------------|---------|---------|--------|---------|--------|---------|
| | | 1 | 2 | 1 | 2 | 1 | 2 |
| 0.1 | 0.1 | 4.0684 | 29.1934 | 4.3014 | 21.0847 | 4.0947 | 20.3813 |
| | 1 | 4.6060 | 17.4011 | 4.6252 | 17.6332 | 4.5852 | 17.8803 |
| | 10 | 6.2713 | 15.7610 | 6.2358 | 16.0388 | 6.2502 | 16.8628 |
| 1 | 0.1 | 2.9769 | 5.3175 | 2.9729 | 5.3257 | 2.9654 | 5.3467 |
| | 1 | 3.8748 | 5.4667 | 3.8661 | 5.5249 | 3.8027 | 5.5875 |
| | 10 | 5.7822 | 7.3969 | 5.6781 | 7.4362 | 5.5144 | 7.5830 |
| 10 | 0.1 | 1.9700 | 2.2051 | 1.9528 | 2.2012 | 1.9283 | 2.2074 |
| | 1 | 3.4086 | 3.5716 | 3.3485 | 3.5597 | - | - |
| | 10 | 5.2583 | 5.5301 | - | - | - | - |

Таблица 3.5. Расчетные нормированные значения концентрации N_{iw} (столбцы 1) и модуля радиальной скорости ионов $|U_{iw}|$ (столбцы 2) на поверхности пылевой частицы для различных значений параметров α , δ_c , δ_i для неона.

| α | $\delta_i \backslash \delta_c$ | 0.00001 | | 0.0001 | | 0.001 | |
|----------|--------------------------------|---------|--------|--------|--------|--------|--------|
| | | 1 | 2 | 1 | 2 | 1 | 2 |
| 0.1 | 0.1 | 0.4528 | 2.7942 | 0.4486 | 2.8760 | 0.4552 | 2.8065 |
| | 1 | 0.2904 | 2.5363 | 0.2946 | 2.5511 | 0.3050 | 2.5562 |
| | 10 | 0.1162 | 1.2289 | 0.1216 | 1.2451 | 0.1332 | 1.2943 |
| 1 | 0.1 | 1.7041 | 2.2911 | 1.7109 | 2.2923 | 1.7260 | 2.2944 |
| | 1 | 0.8635 | 1.8084 | 0.8864 | 1.8191 | 0.9366 | 1.8281 |
| | 10 | 0.3668 | 0.6616 | 0.3943 | 0.6647 | 0.4577 | 0.6764 |
| 10 | 0.1 | 6.3340 | 1.7065 | 6.3904 | 1.7047 | 6.5443 | 1.7058 |
| | 1 | 1.7929 | 1.4362 | 1.8817 | 1.4332 | - | - |
| | 10 | 0.7833 | 0.5073 | - | - | - | - |

3.4. ВЫВОДЫ

Проведенные расчеты позволяют сделать следующие выводы:

1. В промежуточном режиме движения ионов к поверхности пылевой частицы значительный разогрев поверхности пылевой частицы, при котором термоавтоэмиссия становится существенной, может наступать и при концентрациях электронов начиная с 10^{10} см^{-3} , тогда как при использовании модели ООД (глава 2) разогрев наступает при концентрациях больших 10^{11} см^{-3} .

2. Вторичная, ионно-электронная, фото и термоэмиссия с поверхности гладкой пылевой частицы значительно снижает абсолютное значение потенциала (заряда) пылевой частицы. При этом уменьшается концентрация и радиальная скорость ионов, то есть плотность потока ионов. Это приводит к уменьшению размера области возмущения.

3. Влияние автоэлектронной эмиссии увеличивается с уменьшением радиуса частиц, что, очевидно, связано ростом значения напряженности электрического поля на поверхности гладкой частицы.

4. Шероховатость поверхности пылевой частицы затрудняет эмиссию электронов с поверхности частицы. При увеличении степени шероховатости распределения плазменных параметров стремятся к значениям, соответствующим гладкой частице без учета эмиссии. Как отмечалось в главе 2, характерные значения степени шероховатости P_s , при которых эмиссия становится несущественной, превышают значение 0.8, в пренебрежении термоавтоэлектронной эмиссией.

5. Рост толщины слоя пространственного положительного заряда вокруг пылевой частицы приводит к уменьшению модуля напряженности поля и, соответственно, к уменьшению модуля направленной скорости ионов. Несмотря на это, плотность потока ионов на поверхности частицы растет, за счет увеличения числа ионов в окрестности частицы. Рост плотности потока ионов при той же частоте ионизации должен быть обеспечен ростом размера области возмущения.

6. Ионизация атомов электронами играет важную роль в формировании области возмущения уединенной пылевой частицей (зондом) плазмы. С увеличением δ_i уменьшается размер области возмущения s_0 . При $\delta_i \ll \delta_c$ влияние ионизации на значения плазменных параметров на поверхности пылевой частицы незначительно. При значениях $\delta_i \sim \delta_c$ с ростом δ_i наблюдается уменьшение плотности ионного потока из-за его торможения, вызванного ионизацией. При дальнейшем росте δ_i , падение ионного

потока сменяется ростом (образуется минимум). Такая ситуация характерна для чрезвычайно интенсивной ионизации и малой области возмущения ($s_0 \sim 1 \div 3$).

7. Столкновения ионов с атомами значительно влияют на процесс зарядки пылевой частицы. Рост частоты столкновений ионов с атомами снижает модуль направленной скорости и плотность потока ионов, и увеличивают модуль потенциала поверхности пылевой частицы. Размер области возмущения при этом уменьшается, так как из-за уменьшения плотности потока ионов должна уменьшиться область, в которой формируется этот поток.

8. Методика решения системы моментных уравнений и уравнения Пуассона, предложенная в данной главе, позволяет определить размер области возмущения плазмы присутствием пылевой частицы (зонда) и значения плазменных параметров в этой области.

ГЛАВА 4. МЕХАНИЗМ ЗАРЯДКИ ПЫЛЕВОЙ ЧАСТИЦЫ В ПЛАЗМЕННОМ КРИСТАЛЛЕ ГАЗОВОГО РАЗРЯДА В ПРОМЕЖУТОЧНОМ РЕЖИМЕ ДВИЖЕНИЯ ИОНОВ С УЧЕТОМ ЭМИССИИ ЭЛЕКТРОНОВ И ШЕРОХОВАТОСТИ ПОВЕРХНОСТИ

На потенциал (заряд) уединенной пылевой частицы в плазме разряда не влияют соседние частицы, поэтому он определяется параметрами невозмущенной плазмы. В области плотной системы пылевых частиц (плазменно-пылевом кристалле) каждая частица находится под влиянием соседней. Это может привести к росту потерь ионов и электронов в объеме кристалла и повлиять на параметры плазмы, которые могут сильно отличаться от их значений в области невозмущенной плазмы. Степень влияния пылевых частиц на параметры плазмы характеризуется безразмерным числом Хавнесса $P_H = |Z_d|n_d/n_e$ [99].

При $P_H \ll 1$ влияние незначительно. Учитывая это, получаем, что при характерных для разряда значениях $a \sim 10$ мкм, $n_e \sim 10^9$ см⁻³, $Z_d \sim (10^4 \div 10^5)$ концентрация пылевых частиц n_d , при которой влияние на параметры несущественно, составляет примерно 10^4 см⁻³ [99]. Однако известно, что концентрация пылевых частиц может изменяться в широком диапазоне до значений $n_d \sim 10^8$ см⁻³ [80, 82], параметр P_H при этом растет и влияние пылевых частиц увеличивается. В первую очередь это влияние проявляется в том, что в области пылевого кристалла появляются дополнительные рекомбинационные потери заряженных частиц на поверхности пылинок. Интенсивность этих потерь тем выше, чем выше концентрация пылевых частиц n_d , то есть растет площадь, на которой гибнут электроны и ионы. Для компенсации этих потерь необходимо увеличение значения частоты ионизации в стационарном режиме. Соответственно, это требует увеличения температуры электронов, а значит и увеличения значения продольного поля в области пылевого образования, которое «разогревает» электроны [1].

Изучению влияния плазменно-пылевых структур на параметры плазмы разряда посвящен целый ряд работ. В работе [77] численно, методом PIC-MCC, исследовалось влияние наночастиц на параметры плазмы ВЧ разряда. В работе [82] исследовано влияние концентрации пылевых частиц на параметры плазмы положительного столба тлеющего разряда и была предложена самосогласованная кинетическая модель разряда, основанная на уравнении Больцмана для ФРЭЭ. Влияние пылевого облака на распределение компонент плазмы, конфигурацию электрического поля, а также на ВАХ положительного столба исследовано в [80].

Для рассмотрения процесса зарядки пылевой частицы в плазменно-кристаллической структуре часто используется модель ячеек Зейтца-Вигнера [35] с радиусом ячеек $r_d = (3/4\pi n_d)^{1/3}$. Ячейка является примитивной, то есть содержит одну пылевую частицу, и, исходя из условия квазинейтральности плазмы, электронейтральной. В серии работ [12, 22-24] рассмотрен процесс зарядки пылевых частиц в ячейке Зейтца-Вигнера, где плотности потоков ионов и электронов определялись в диффузионно-дрейфовом приближении. Потенциал и заряд частиц в зависимости от радиуса частиц и ячейки, с учетом ионизации в плазме низкого давления получены в работе [13] при решении уравнения “плазма-слой” аналогично работе [40]. В [15] методом молекулярной динамики получена аппроксимационная формула для ионного тока на поверхность пылевой частицы в ячейке Зейтца-Вигнера с учетом столкновений между ионами и атомами, но не учитывалась ионизация в этой области.

В данной главе для описания процесса зарядки пылевой частицы в ячейке Зейтца-Вигнера в промежуточном режиме движения ионов, аналогично главе 3, используются моментные уравнения и уравнение Пуассона. В предельных случаях они соответствуют приближению ограниченного орбитального движения и диффузионно-дрейфового режима движения ионов. Включение в уравнение баланса заряда эмиссионной плотности потока электронов, позволяет учесть влияние вторичной, ионно-электронной, фото и термоавтоэлектронной эмиссии, а также шероховатости поверхности на заряд частицы.

4.1. СИСТЕМА МОМЕНТНЫХ УРАВНЕНИЙ И УРАВНЕНИЕ ПУАССОНА

Механизм зарядки пылевой частицы в плотном плазменно-пылевом образовании отличается от зарядки уединенной пылевой частицы. Поэтому систему уравнений (3.1) – (3.4) и граничные условия (3.8), введенные в главе 3, необходимо изменить, чтобы использовать их для описания зарядки пылевой частицы в ячейке Зейтца-Вигнера. Все дело в том, что для уединенной частицы введенные параметры подобия α , δ_e , δ_i для данного газа однозначно определяются радиусом частицы a и параметрами невозмущенной плазмы: n_0 , T_e , V_{ia} , z_e , которые считаются заданными.

Частица в ячейке Зейтца-Вигнера может считаться уединенной, когда $r_0 \leq r_d$, что может быть рассмотрено как более строгое требование для уединенной частицы. С ростом концентрации пылевых частиц n_d радиус ячейки r_d уменьшается и в достаточно плотной системе частиц, когда P_H становится сравнимым или больше единицы, влияние пылинок на параметры плазмы становится высоким. При этом величина r_0 , даваемая параметрами

невозмущенной плазмы, превышает радиус ячейки r_d . Радиус ячейки при этом должен рассматриваться как дополнительный параметр, подобно радиусу трубки R , что требует задание дополнительного параметра подобия для него.

В упомянутой выше работе [38] была развита теория положительного столба разряда низкого давления в режиме, когда длина свободного пробега ионов λ_{ia} и дебаевский радиус электронов λ_d сравнимы с радиусом капилляра R . Математический аппарат теории базировался на использовании моментных уравнений и уравнения Пуассона. Для каждого конкретного соотношения разрядных параметров решалась данная система уравнений с нормированной радиальной координатой в единицах z_e/u_0 от нуля до границы плазмы, где соблюдалось простое уравнение баланса заряда: $J_e = J_i$. Это позволяло решить уравнение баланса стационарной плазмы разряда для каждого конкретного случая. В цилиндрическом столбе граничные условия задаются на оси цилиндра, а заряды переносятся к внутренней поверхности. В данной работе для плазменного кристалла граничные условия задаются на внутренней поверхности сферы ячейки Зейтца-Вигнера, а ионы и электроны переносятся на сферическую поверхность пылевой частицы и интегрирование уравнений осуществляется в этой области.

Для этого произведем перенормировку системы уравнений (3.1) – (3.4), используя следующие величины: $l = rz_e/u_0 = \delta_i s$, $N_i = n_i/n_{e0}$, $N_e = n_e/n_{e0}$, $\xi = eu_0 E_r / z_e T_e$, где n_{e0} – концентрация электронов на границе ячейки. Тогда получим уравнения:

$$\frac{dN_i}{dl} = \frac{N_e}{U_i} - 2 \frac{N_i}{l} - \frac{N_i}{U_i} \frac{dU_i}{dl}, \quad (4.1)$$

$$\frac{dN_e}{dl} = -N_e \xi, \quad (4.2)$$

$$\frac{dU_i}{dl} = \frac{\xi}{U_i} - \left(\frac{\delta_c}{\delta_i} + \frac{N_e}{N_i} \right), \quad (4.3)$$

$$\frac{d\xi}{dl} = \frac{1}{(\alpha\delta_i)^2} (N_i - N_e) - 2 \frac{\xi}{l}, \quad \frac{d\eta}{dl} = \xi. \quad (4.4)$$

Здесь параметры подобия α , δ_c , δ_i , а также $l_d = r_d z_e / u_0 = \delta_i r_d / a = \delta_i s_d$ определяются плазменными параметрами, установившимися в кристаллической плазменно-пылевой структуре. Задание трех из них однозначно определяет четвертый, исходя из условия электронейтральности ячейки.

4.2. МЕТОДИКА РАСЧЕТА. ГРАНИЧНЫЕ УСЛОВИЯ

Предложенная в главе 3 методика решения системы уравнений может быть использована и здесь, однако оптимизируемым параметром будет являться параметр l_d , то есть нормированный радиус ячейки Зейтца-Вигнера. Критерием подбора величины l_d в общем виде также будет являться уравнение баланса заряда на поверхности пылевой частицы: $J_{iw} - J_{ew} + J_{em} = 0$, для этого необходимо найти минимум целевой функции:

$$f(\alpha, \delta_c, \delta_i, l_d) = (J_{iw} - J_{ew} + J_{em})^2.$$

При этом автоматически получатся распределения плазменных параметров в ячейке и плотность потока ионов на поверхность частицы J_{iw} .

Граничные условия на внутренней поверхности ячейки Зейтца-Вигнера задаются следующим образом [1]:

$$E_r(r_d) = 0, \varphi(r_d) = 0, u_{ir}(r_d) = 0, n_i(r_d) = n_{i0}, n_e(r_d) = n_{e0}.$$

В нормированном виде граничные условия запишутся:

$$\xi(l_d) = 0, \eta(l_d) = 0, U_i(l_d) = 0, N_i(l_d) = n_{i0}/n_{e0}, N_e(l_d) = 1. \quad (4.5)$$

Величина $N_i(l_d)$ может отличаться от единицы, для отрицательно заряженной частицы $N_i(l_d) \geq 1$, для положительно заряженной частицы $N_i(l_d) \leq 1$.

Интегрирование дифференциальных уравнений (4.1) – (4.4) осуществляется в области $\delta_i \leq l \leq l_d$. Аналогично методике решения главы 3, начинать расчет с граничными условиями (4.5) затруднительно из-за нулевого значения скорости, которая встречается в знаменателях правых частей производных. Следовательно, можно получить аналитические решения неизвестных в виде рядов Тейлора около точки $l = l_d$ в начале счета на тонком сферическом слое Δl , то есть:

$$N_i = f_0 - f_2(l - l_d)^2 + f_4(l - l_d)^4,$$

$$N_e = 1 - a_2(l - l_d)^2 + a_4(l - l_d)^4,$$

$$U_i = c_1(l - l_d) + c_3(l - l_d)^3,$$

$$\eta = b_2(l - l_d)^2 + b_4(l - l_d)^4,$$

$$\xi = 2b_2(l - l_d) + 4b_4(l - l_d)^3.$$

Устанавливая значения коэффициентов разложения, подставляя разложения в уравнения (4.1)-(4.4) и приводя подобные слагаемые, получим:

$$f_0^3 - f_0^2 - (\alpha\delta_i)^2 \{[\delta_c/\delta_i + 1]f_0 - 1\} = 0,$$

$$c_1 = 1/f_0, b_2 = [f_0 - 1]/2(\alpha\delta_i)^2, a_2 = b_2,$$

$$c_3 = \frac{a_2(3c_1 - 1) + 2c_1(f_0 + 6(\alpha\delta_i)^2 b_2)/l_d^2}{36(\alpha\delta_i)^2 c_1(c_1 + 0.25(\delta_c/\delta_i + 1)) + 3f_0},$$

$$b_4 = c_3(c_1 + 0.25(\delta_c/\delta_i + 1)), \quad f_2 = a_2 - (\alpha\delta_i)^2(12b_4 - 4b_2/l_d^2),$$

$$a_4 = b_4 + a_2 b_2/2, \quad f_4 = a_4 + (f_2 - a_2)/l_d^2.$$

Здесь $f_0 = N_i(l_d) = n_{i0}/n_{e0}$ - отношение концентрации ионов и электронов на границе ячейки, величина, которая будет определяться в результате решения кубического уравнения в зависимости от параметров подобия задачи.

Расчет по оси l идет от внутренней поверхности сферы, то есть координата отсчитывается назад. Для более удобной организации расчета произведем замену переменных: $l = l_d - t$. Коэффициенты разложения при этом не изменятся. Учитывая, что оси l и t разнонаправлены, проекции векторов и производные изменят свои значения на противоположные. При решении уравнений по оси l проекции поля и скорости отрицательны, и, соответственно, при решении по оси t будут получены их абсолютные значения. Обозначим их $\xi' = |\xi|$, $U'_i = |U_i|$. При этом система уравнений с заменой переменных имеет следующий вид:

$$\frac{dN_i}{dt} = \frac{N_e}{U'_i} + 2 \frac{N_i}{l_d - t} - \frac{N_i}{U'_i} \frac{dU'_i}{dt}, \quad (4.6)$$

$$\frac{dN_e}{dt} = -N_e \xi', \quad (4.7)$$

$$\frac{dU'_i}{dt} = \frac{\xi'}{U'_i} - \left(\frac{\delta_c}{\delta_i} + \frac{N_e}{N_i} \right), \quad (4.8)$$

$$\frac{d\xi'}{dt} = \frac{1}{(\alpha\delta_i)^2} (N_i - N_e) + 2 \frac{\xi'}{t}, \quad \frac{d\eta}{dt} = \xi'. \quad (4.9)$$

Интегрирование по оси t будет осуществляться в области от 0 до $l_d - \delta_i$. Учитывая это, граничные условия запишутся так:

$$\xi'(0) = 0, \quad \eta(0) = 0, \quad U'_i(0) = 0, \quad N_i(0) = n_{i0}/n_{e0}, \quad N_e(0) = 1. \quad (4.10)$$

Таким образом, задав параметры α , δ_c , δ_i , методом оптимизации можно определить параметр l_d , и при этом будет соблюдено требование нейтральности ячейки Зейтца-Вигнера.

Исходя из условия электронейтральности ячейки в стационарном режиме, абсолютное значение заряда пылевой частицы должно быть равно общему пространственному заряду ячейки, взятому с обратным знаком. Выполнение данного

условия свидетельствует о правильности решения уравнений и о точности определенных параметров.

Модуль заряда пылевой частицы $e|Z_d|$ можно определить по значению электрического поля на поверхности пылевой частицы, используя соотношение [12, 13]:

$$E_w = E_{r=a} = \frac{eZ_d}{4\pi\epsilon_0 a^2}$$

Таким образом, получаем:

$$e|Z_d| = 4\pi\epsilon_0 a^2 |E_w| = \frac{4\pi\epsilon_0 a^2 z_e T_e |\xi_w|}{eu_0}. \quad (4.11)$$

Интегрирование по всему объему ячейки позволит найти общий пространственный заряд Q_{ie} . Выражение для нахождения заряд будет выглядеть:

$$Q_{ie} = 4\pi e \int_a^{r_d} r^2 (n_i - n_e) dr = 4\pi e I. \quad (4.12)$$

Выражение для нахождения значения интеграла I с использованием нормированных величин для концентраций и координаты, с учетом замены переменной l на t , запишется так:

$$I = \frac{u_0^3 n_0}{z_e^3} \int_{\delta_i}^{l_d} l^2 (N_i - N_e) dl = \frac{u_0^3 n_0}{z_e^3} \int_{l_d - \delta_i}^0 (l_d - t)^2 (N_i - N_e) (-dt) = \frac{u_0^3 n_0}{z_e^3} \int_0^{l_d - \delta_i} (l_d - t)^2 (N_i - N_e) dt.$$

Так как в результате численного решения дифференциальных уравнений (4.6) – (4.9) получаются массивы величин: t , N_i , N_e , для подсчета интеграла использована формула численного интегрирования методом трапеций:

$$\int_0^{l_d - \delta_i} (l_d - t)^2 (N_i - N_e) dt \approx \sum_j \left\{ (l_d - t_j)^2 [N_i^j - N_e^j] + (l_d - t_{j+1})^2 [N_i^{j+1} - N_e^{j+1}] \right\} (t_{j+1} - t_j) / 2,$$

где j – индекс элементов массивов t , N_i , N_e .

Для сравнения двух зарядов (4.11) и (4.12) удобно считать их отношение:

$$\frac{Q_{ie}}{e|Z_d|} = \frac{1}{\delta_i^4 \alpha^2} \frac{I}{|\xi_w|}, \quad (4.13)$$

которое должно быть равно 1.

Программа расчета по предложенному механизму представлена в приложении Ж.

4.3. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТА

Методика расчета, предложенная в главе 3, для данных α , δ_c , δ_i , характеризующих определенный режим переноса ионов на поверхность пылевой частицы в ячейке, позволяет получить величину l_d , которая позволит определить уравнение равновесия для данного режима переноса ионов, то есть:

$$l_d(\alpha, \delta_c, \delta_i) - \delta_i = (r_d - a)z_e / u_0.$$

При этом будут получены распределения плазменных параметров в ячейки Зейтца-Вигнера и плотность потока ионов на поверхность пылевой частицы в произвольном режиме переноса ионов с учетом вторичной, ионно-электронной, фото и термоэмиссии. В таблицах 4.1-4.3 приведены расчеты для ячейки при некоторых значениях параметров подобия. Расчет осуществлен без учета эмиссии.

Таблица 4.1. Расчетные значения параметра l_d (столбцы 1) и отношения зарядов по формуле (4.13) (столбцы 2) для различных значений параметров α , δ_c , δ_i для неона.

| α | δ_i | 0.0001 | | 0.001 | | 0.01 | | 0.1 | | 1 | |
|----------|------------|----------|--------|----------|--------|---------|--------|--------|---------|--------|--------|
| | δ_c | 1 | 2 | 1 | 2 | 1 | 2 | 1 | 2 | 1 | 2 |
| 0.1 | 0.1 | 0.0034 | 0.9942 | 0.0157 | 0.9957 | 0.0731 | 0.9958 | 0.3473 | 0.9958 | 1.837 | 0.9959 |
| | 1 | 0.00284 | 0.9472 | 0.0134 | 0.9802 | 0.0641 | 0.9925 | 0.3206 | 0.9951 | 1.7971 | 0.9958 |
| | 10 | 0.001685 | 0.9346 | 0.008205 | 0.9638 | 0.04235 | 0.9868 | 0.2425 | 0.9940 | 1.6110 | 0.9962 |
| 1 | 0.1 | 0.004905 | 0.9957 | 0.02290 | 0.9961 | 0.1072 | 0.9965 | 0.5103 | 0.9973 | 2.6870 | 0.9992 |
| | 1 | 0.003655 | 0.9890 | 0.01746 | 0.9941 | 0.0855 | 0.9972 | 0.4441 | 0.99845 | 2.5747 | 0.9995 |
| | 10 | 0.002013 | 0.9964 | 0.01008 | 0.9939 | 0.0541 | 0.9975 | 0.3265 | 0.9993 | 2.1973 | 1.0001 |
| 10 | 0.1 | 0.006921 | 0.9989 | 0.03241 | 0.9994 | 0.1545 | 1.0002 | 0.7826 | 1.0005 | 4.3052 | 1.0004 |
| | 1 | 0.004368 | 1.0009 | 0.02133 | 1.0006 | 0.1135 | 1.0009 | 0.6620 | 1.0007 | 3.9779 | 1.0005 |
| | 10 | 0.002477 | 1.0020 | 0.01337 | 1.0017 | 0.08084 | 0.9980 | 0.5130 | 1.0008 | 3.3066 | 1.0009 |

Таблица 4.2. Расчетные нормированные абсолютные значения потенциала η_w (столбцы 1) и поля $|\xi_w|$ (столбцы 2) на поверхности частицы для различных значений параметров α , δ_c , δ_i для неона.

| α | δ_i | 0.0001 | | 0.001 | | 0.01 | | 0.1 | | 1 | |
|----------|------------|--------|-----------|--------|-----------|--------|-----------|--------|-----------|--------|-----------|
| | δ_c | 1 | 2 | 1 | 2 | 1 | 2 | 1 | 2 | 1 | 2 |
| 0.1 | 0.1 | 4.3411 | 2.1230E+5 | 4.0933 | 2.0375E+4 | 4.0879 | 2.0440E+3 | 4.0969 | 2.0530E+2 | 4.1029 | 2.1556E+1 |
| | 1 | 4.6415 | 1.7680E+5 | 4.5944 | 1.7910E+4 | 4.5064 | 1.8380E+3 | 4.3927 | 1.9430E+2 | 4.2173 | 2.1650E+1 |
| | 10 | 6.5817 | 1.6780E+5 | 6.1013 | 1.6540E+4 | 5.8530 | 1.7580E+3 | 5.4525 | 1.9790E+2 | 4.7982 | 2.4070E+1 |
| 1 | 0.1 | 2.9595 | 5.3060E+4 | 2.9664 | 5.3480E+3 | 2.9513 | 5.3820E+2 | 2.9538 | 5.5160E+1 | 2.7851 | 6.1595E+0 |
| | 1 | 3.8718 | 5.5326E+4 | 3.8061 | 5.5910E+3 | 3.6802 | 5.7260E+2 | 3.4411 | 6.0130E+1 | 2.9518 | 6.6010E+0 |
| | 10 | 5.5486 | 7.2776E+4 | 5.5440 | 7.6180E+3 | 5.1716 | 7.8400E+2 | 4.5354 | 8.2640E+1 | 3.5812 | 8.8780E+0 |
| 10 | 0.1 | 1.9579 | 2.2070E+4 | 1.9262 | 2.2050E+3 | 1.8635 | 2.2010E+1 | 1.6321 | 2.1090E+1 | 1.1570 | 1.8070E+0 |
| | 1 | 3.3758 | 3.5880E+4 | 3.2069 | 3.5180E+3 | 2.8305 | 3.3030E+2 | 2.1719 | 2.8280E+1 | 1.4256 | 2.2592E+0 |
| | 10 | 5.0594 | 5.4580E+4 | 4.6675 | 5.2810E+3 | 3.9173 | 4.7950E+2 | 3.0118 | 4.1850E+1 | 2.0690 | 3.5630E+0 |

Таблица 4.3. Расчетные нормированные значения концентрации N_{iv} (столбцы 1) и модуля радиальной скорости ионов $|U_{iv}|$ (столбцы 2) на поверхности частицы для различных значений параметров α , δ_c , δ_i для неона.

| α | δ_i | 0.0001 | | 0.001 | | 0.01 | | 0.1 | | 1 | |
|----------|------------|--------|--------|--------|--------|--------|--------|--------|--------|---------|--------|
| | δ_c | 1 | 2 | 1 | 2 | 1 | 2 | 1 | 2 | 1 | 2 |
| 0.1 | 0.1 | 0.4477 | 2.8896 | 0.4552 | 2.8060 | 0.4580 | 2.8060 | 0.4565 | 2.7973 | 0.4658 | 2.7248 |
| | 1 | 0.2943 | 2.5563 | 0.3048 | 2.5593 | 0.3265 | 2.5658 | 0.3670 | 2.5835 | 0.4416 | 2.5631 |
| | 10 | 0.1192 | 1.2969 | 0.1345 | 1.2718 | 0.1631 | 1.3256 | 0.2296 | 1.4318 | 0.3970 | 1.5949 |
| 1 | 0.1 | 1.7105 | 2.2868 | 1.7261 | 2.2948 | 1.7460 | 2.2955 | 1.7510 | 2.2870 | 2.1821 | 2.1712 |
| | 1 | 0.8864 | 1.8208 | 0.9364 | 1.8292 | 1.0477 | 1.8465 | 1.3139 | 1.8718 | 2.1757 | 1.8444 |
| | 10 | 0.3967 | 0.6519 | 0.4568 | 0.6793 | 0.6220 | 0.6970 | 1.1302 | 0.7284 | 2.7840 | 0.7682 |
| 10 | 0.1 | 6.3962 | 1.7071 | 6.5418 | 1.7048 | 7.0170 | 1.6978 | 9.3284 | 1.6095 | 17.893 | 1.3497 |
| | 1 | 1.8837 | 1.4409 | 2.1748 | 1.4210 | 3.3366 | 1.3594 | 7.2103 | 1.2140 | 18.2371 | 1.0123 |
| | 10 | 0.9271 | 0.5010 | 1.4862 | 0.4859 | 3.4612 | 0.4440 | 9.6792 | 0.3905 | 29.0011 | 0.3347 |

Рассмотрим плазму с уединенной пылевой частицей, помещенной в ее объем. При заданных параметрах плазмы по методике, предложенной в главе 3, можно определить размер области возмущения плазмы уединенной пылевой частицы r_0 . С увеличением числа пылевых частиц в плазме разряда, при достаточно больших значениях концентрации n_d , радиус r_d становится меньше величины r_0 . Это означает образование плазменно-пылевой структуры и изменение параметров плазмы в области, занимаемой этой структурой. Для самого простого анализа представим, что величины α и δ_c в области кристалла и вне его не изменились. Тогда обязательно должно измениться значение δ_i , а, если точнее должно возрасти, так как для реализации стационарного режима в ячейке [80, 82] должна возрасти частота ионизации z_e .

На рис. 4.1 представлены графики распределения нормированных концентраций ионов и электронов, а также нормированных абсолютных значений потенциала и радиальной скорости ионов, демонстрирующие переход от уединенной частицы к плотной плазменно-пылевой структуре. Рисунки получены при значениях: $\alpha = 1$, $\delta_c = 1$. Сплошные кривые, соответствующие распределениям для невозмущенной плазмы, получены при $\delta_i = 0.001$. Штрихи ($\delta_i = 0.01$) и точки ($\delta_i = 0.1$) соответствуют распределениям в ячейке Зейтца-Вигнера, с повышенной частотой z_e . Причем, частота ионизации для кривых 3 выше, чем для кривых 2, и, соответственно, радиус ячейки для 3 будет меньше, чем для 2. Величины соответствующих нормированных радиусов приведены на рис.4.1.

Также видно, что с увеличением концентрации пылевых частиц и уменьшением радиуса ячейки, при подстроенной для данных условий частоты ионизации, потенциал (заряд) пылевых частиц уменьшается из-за сильного различия концентраций ионов и

электронов на границе, ($n_{i0} > n_{e0}$) и большего вклада ионной компоненты в уравнение баланса заряда, что качественно согласуется с результатами работ [79, 82].

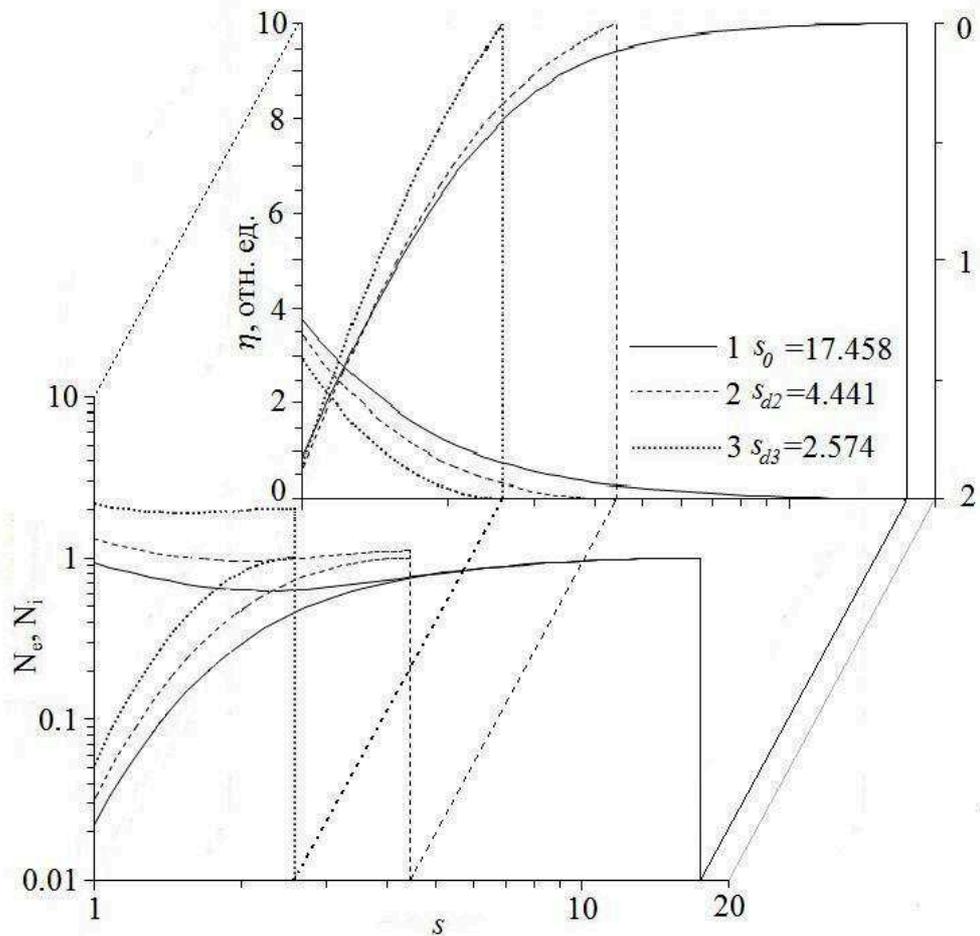


Рис. 4.1. Распределения нормированных концентраций ионов и электронов, потенциала и абсолютного значения радиальной скорости при $\alpha = 1$, $\delta_c = 1$: 1 - $\delta_i = 0.001$; 2 - $\delta_i = 0.01$; 3 - $\delta_i = 0.1$.

На рис. 4.2 представлены распределения нормированных концентраций ионов и электронов в ячейке Зейтца-Вигнера. Расчет осуществлен для различных значений параметра α при фиксированных значениях $\delta_c = 1$ и $\delta_i = 0.01$. Результаты говорят о том, что с ростом параметра α вместе с отношением λ_d/a увеличивается и отношение λ_d/r_d . Для $\alpha < 1$ при заданных δ_c и δ_i выполняется условие $\lambda_d/r_d < 1$, при $\alpha = 10$ $\lambda_d/r_d > 1$, область квазинейтрального предслоя в ячейке отсутствует и $n_{i0} > n_{e0}$. Значения нормированных концентраций ионов приведены на рис. 4.2.

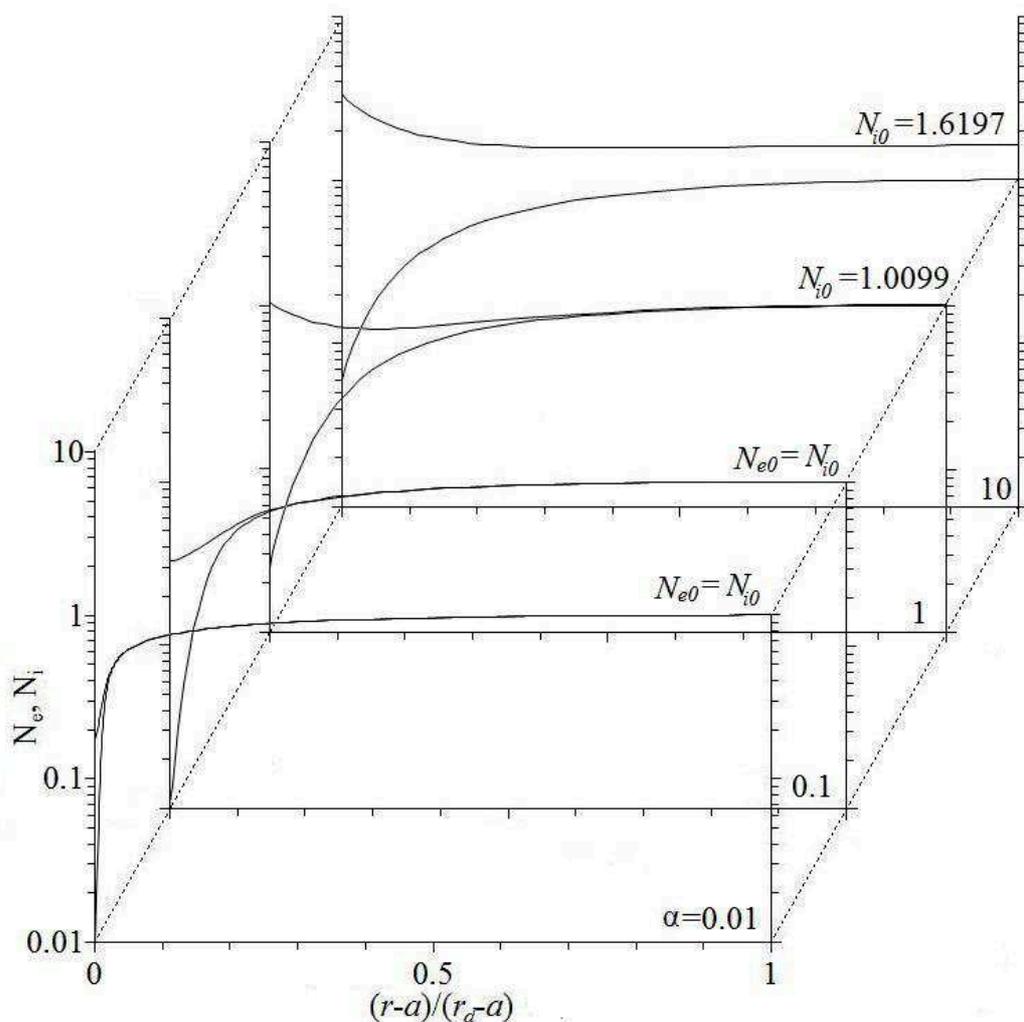


Рис. 4.2. Распределения нормированных концентраций ионов и электронов в ячейке Зейтца-Вигнера при $\delta_c = 1$, $\delta_i = 0.01$ и α от 0.01 до 10.

На рис. 4.3, 4.4 представлены распределения нормированных концентраций ионов и электронов, абсолютного значения потенциала и радиальной скорости ионов для различных значений δ_c и δ_i при фиксированном значении $\alpha = 1$. Из анализа рисунков видно, что с ростом параметра δ_c нормированные значения концентрации и модуля радиальной скорости снижается, то есть снижается плотность ионного потока на поверхность частиц. Это приводит к росту потенциала в окрестности пылевой частицы, исходя из уравнения баланса заряда на поверхности частиц. Данный результат для параметра δ_c аналогичен полученному для уединенной частицы (см. главу 3).

С ростом значения параметра δ_c концентрации ионов и электронов различаются все сильнее и при $\delta_i = 1$ и $\delta_c = 10$ концентрации ионов и электронов на границе ячейки отличаются уже более чем в полтора раза значительно. Также для уединенной частицы получено, что с ростом δ_i уменьшается размер области возмущения. Однако для частицы

в ячейке, где размер области фиксирован, изменение δ_i будет приводить к изменению распределений параметров. Учитывая тот факт, что в уравнении движения ионов (4.8) параметр δ_i находится в знаменателе первого слагаемого в скобках, то его рост приведет к увеличению нормированного абсолютного значения радиальной скорости ионов. На рисунке виден этот незначительный рост, в результате которого увеличивается плотность потока и концентрация ионов, а также концентрация электронов. Уравнение баланса заряда при этом даст меньшее абсолютное значение нормированного потенциала.

Анализ рисунков показывает, что рост δ_i или частоты ионизации z_e приводит к уменьшению квазинейтрального предслоя в ячейке, и, при достаточно интенсивной ионизации, его не остается. Очевидно, что при $\delta_i = 1$ и $\alpha = 1$ мы получаем ситуацию очень плотной системы частиц, когда a , λ_d и r_d сравнимы. На рис. 4.5 приведены распределения нормированного абсолютного значения напряженности поля, рассчитанные для рассмотренных значений параметров α , δ_c и δ_i .

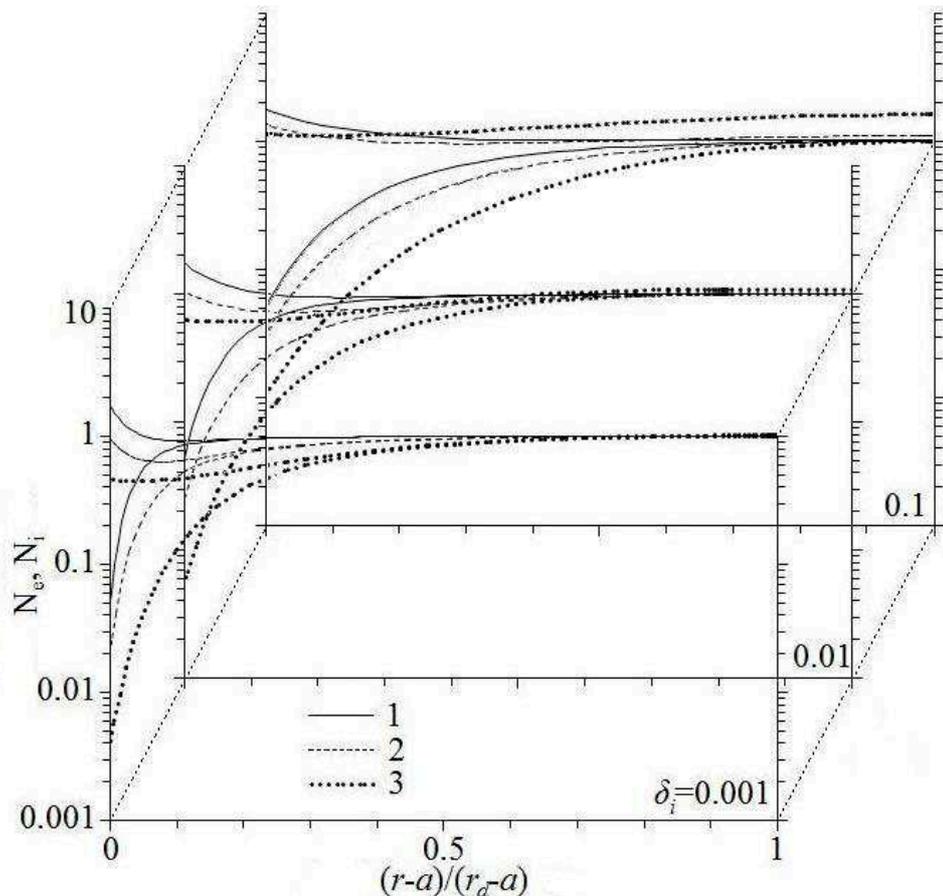


Рис. 4.3. Распределения нормированных концентраций ионов и электронов в ячейке Зейтца-Вигнера для $\alpha = 1$ и δ_i от 0.001 до 0.1, при различных значениях δ_c : 1 – 0.1; 2 – 1; 3 – 10.

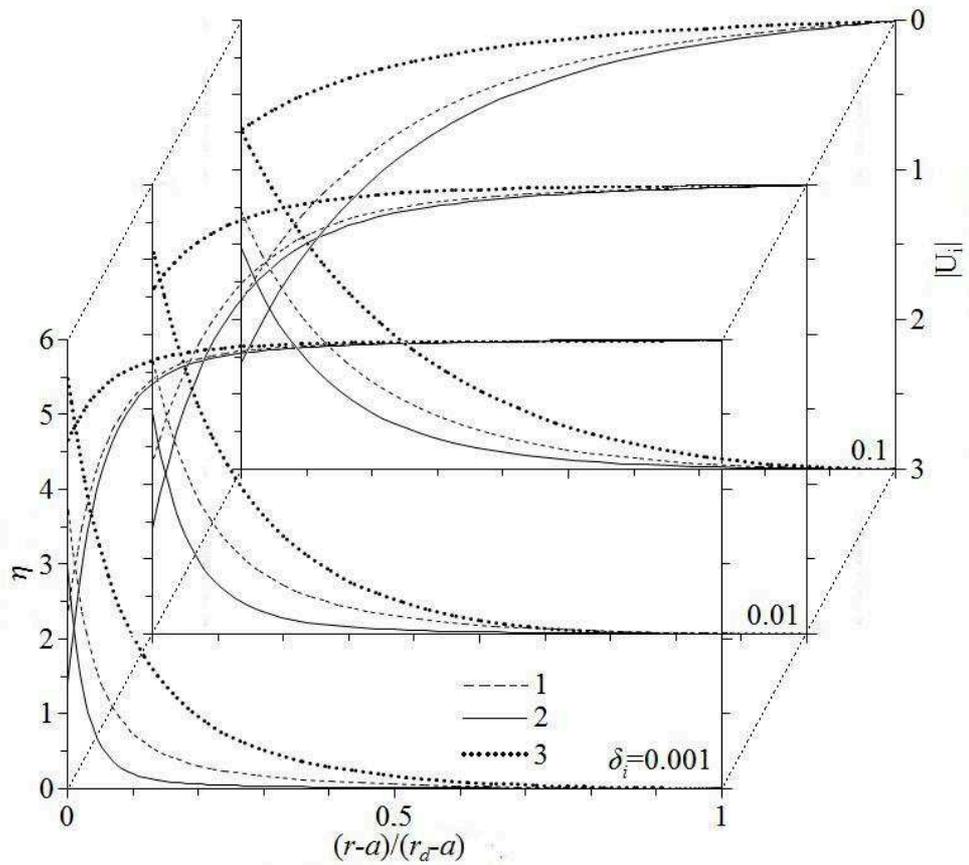


Рис. 4.4. Распределения нормированных абсолютных значений потенциала и радиальной скорости ионов в ячейке Зейтца-Вигнера для $\alpha = 1$ и δ_i от 0.001 до 0.1, при различных значениях δ_c : 1 – 0.1; 2 – 1; 3 – 10.

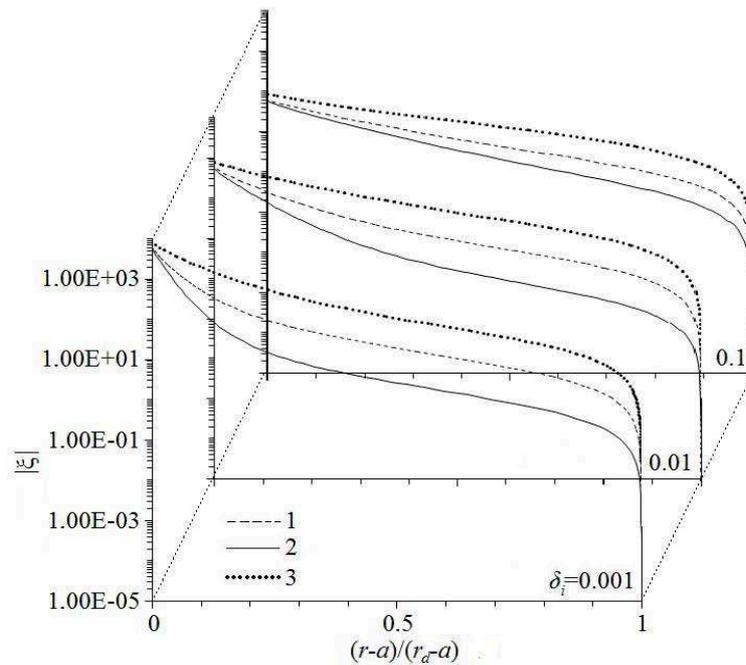


Рис. 4.5. Распределения нормированного абсолютного значения напряженности электрического поля для значений α , δ_c и δ_i рассмотренных на рисунках 3 и 4.

Распределения нормированных концентраций ионов, электронов, потенциала, а также нормированного абсолютного значения скорости ионов для плазмы разряда неона при $\tau = 100$, $Kn_i = 1$ и $\alpha = 1$ без учета эмиссии (сплошные линии) и с учетом вторичной, ионно-электронной, фото и термоэмиссии (пунктир) с поверхности гладкой пылевой частицы в ячейке Зейтца-Вигнера приведены на рис. 4.6. Была рассмотрена частица при $a_0 = 0.1$, $W_0 = 3.9\text{эВ}$, $\mu' = 0.990$. Параметры δ_c и δ_i получены по формулам (3.11) и (3.14).

Учет эмиссии приводит к уменьшению количества электронов на поверхности пылевой частицы. Исходя из уравнения баланса заряда, абсолютное значение потенциала на поверхности частицы уменьшается из-за дополнительного ухода электронов. Это приводит к увеличению концентрации электронов в окрестности частицы. Концентрация и абсолютное значение радиальной скорости ионов при этом снижается.

На рис. 4.7 получены распределения концентраций, потенциала и скорости с учетом выше описанных типов эмиссии при различных значениях степени шероховатости поверхности P_s частицы в ячейке. Влияние степени шероховатости аналогично уединенной частице – с ее ростом эмиссия уменьшается.

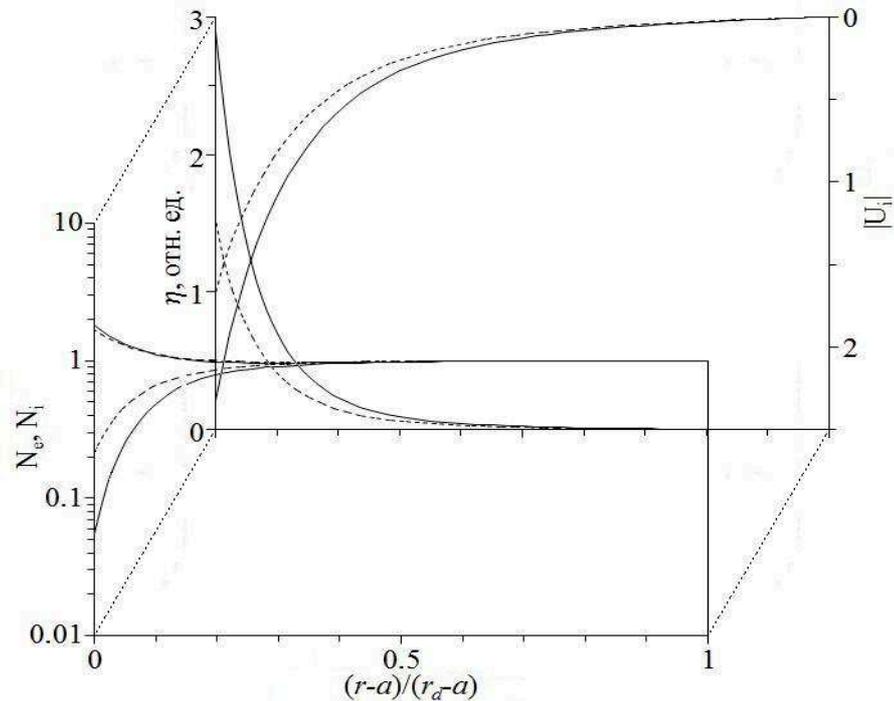


Рис. 4.6. Распределения нормированных концентраций ионов, электронов, абсолютного значения потенциала и радиальной скорости ионов для плазмы разряда неона при $\tau = 100$, $Kn_i = 1$ и $\alpha = 1$ без учета эмиссии (сплошные линии) и с учетом вторичной, ионно-электронной, фото и термоэмиссии (пунктир) с поверхности гладкой пылевой частицы ($a_0 = 0.1$, $W_0 = 3.9\text{эВ}$, $\mu' = 0.990$) в ячейке Зейтца-Вигнера.

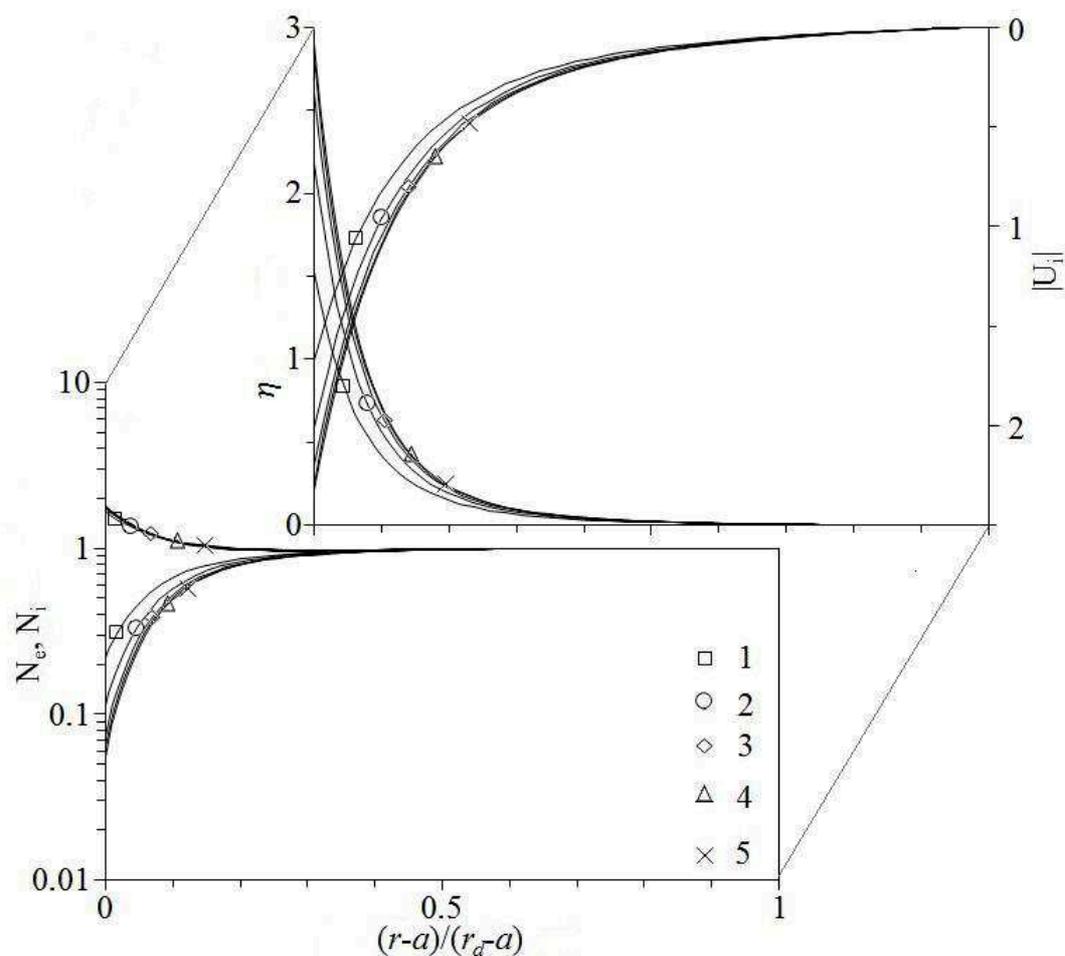


Рис. 4.7. Распределения нормированных концентраций ионов, электронов, потенциала и абсолютного значения радиальной скорости ионов для плазмы разряда неона при $\tau = 200$, $Kn_i = 1$ и $\alpha = 1$ с учетом вторичной, ионно-электронной, фото и термоэмиссии с поверхности пылевой частицы ($a_0 = 0.1$, $W_0 = 3.9 \text{ эВ}$, $\mu' = 0.990$) в ячейке Зейтца-Вигнера при различных значениях P_s : 1 – 0; 2 – 0.08; 3 – 0.8; 4 – 8; 5 – ∞ .

4.4. СРАВНЕНИЕ С ТЕОРЕТИЧЕСКИМИ МОДЕЛЯМИ

В работе [15] предложена аппроксимационная формула для ионного тока (1.48), которая учитывает влияние столкновений ионов с атомами. Формула была получена для промежуточного режима движения ионов в слабоионизованной плазме для широкого диапазона значений числа Кнудсена $Kn_i = 1 \div 10000$.

На рис. 2.6 были приведены расчетные зависимости $\eta_w(\tau)$ с использованием данной формулы, полученные из решения уравнения баланса заряда на поверхности пылевой частицы с учетом всех типов эмиссии. На рис. 4.8 приведены зависимости η_w от

давления газа p в разряде неона, а также зависимости нормированной плотности ионного потока \tilde{J}_{iw} , полученные из решения уравнения баланса заряда (1.1) без учета эмиссионных потоков, с использованием формулы для ионов (1.48) – пунктир, и по предложенной в данной работе модели ионного потока – сплошные линии. Зависимости получены для следующих значений параметров плазмы, радиуса частиц и температур ионов и электронов:

$$(n_0 = [10^9 - 10^{11}] \text{ см}^{-3}), \text{ при } a = 50 \text{ мкм}, T_i = 300 \text{ К} = 0.026 \text{ эВ}, T_e = 0.5 \text{ эВ}.$$

Кроме этого, на рис.4.8.а добавлены расчетные значения нормированной плотности потока ионов, полученные для аналогичных параметров с использованием теории ООД и в режиме диффузионного дрейфа ионов.

Приведенные результаты расчетов по предложенной модели и по аппроксимационной формуле (1.48) демонстрируют неплохое соответствие. Видно, что при низких давлениях расчеты, результаты даваемые данными моделями, близки к результатам, даваемым теорией ограниченных орбит. При высоких давлениях результаты расчетов соответствуют режиму диффузионного-дрейфа.

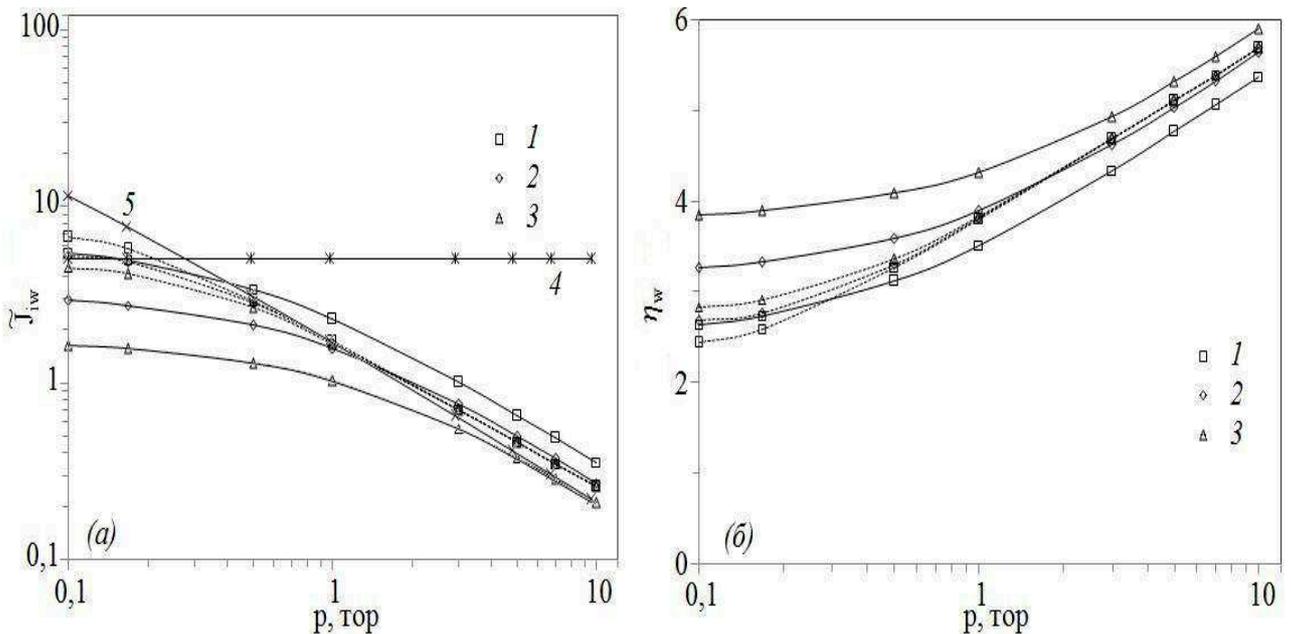


Рис.4.8. Расчетные зависимости (а) $\tilde{J}_{iw}(p)$ и (б) $\eta_w(p)$ на поверхности пылевой частицы, полученные и использованием формулы для ионов (1.48) (пунктир) и по предложенной в данной работе модели ионного тока (сплошные линии) при $a = 50 \text{ мкм}$, $T_i = 300 \text{ К} = 0.026 \text{ эВ}$, $T_e = 0.5 \text{ эВ}$ для различных значений n_0 : 1 - 10^9 см^{-3} ; 2 - 10^{10} см^{-3} ; 3 - 10^{11} см^{-3} . Кривая 4 – теория ООД; 5 – диффузионно-дрейфовое приближение для параметров 2.

4.5. СРАВНЕНИЕ С ЭКСПЕРИМЕНТОМ

На рис.4.9. представлены результаты определения заряда маленьких пылевых частиц с радиусом $a = 0.6 \text{ мкм}$ в плазме неона Ne при постоянном токе, полученные разными путями в [101]. Использовалось экспериментальное определение заряда, из баланса сил при низком и высоком давлении (выше порога неустойчивости), а также проводился численный эксперимент методом молекулярной динамики. На данный рисунок были добавлены результаты расчета заряда пылевой частицы, полученные с использованием предложенной методики, когда заряд определялся по рассчитанному нормированному абсолютному значению напряженности электрического поля на поверхности частицы Z_w :

$$Z_d = 714.3 Z_w a [\text{мкм}] T_e [\text{эВ}],$$

где Z_d измеряется в элементарных зарядах. Параметры для расчета, а также результаты определения параметров подобия и результаты самого расчета представлены в табл. 4.4.

Из анализа рис.4.9 видно, что все результаты, полученные как экспериментально, так и численно, включая результаты по предложенной модели, близки друг к другу, несмотря на некоторые различия.

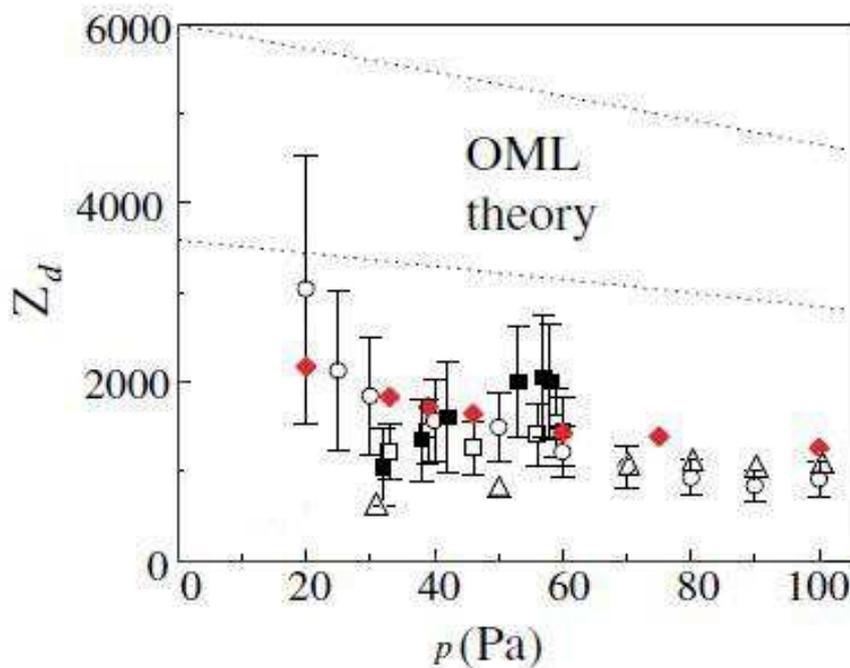


Рис.4.9. Заряд пылевой частицы, полученный в [101]: экспериментально (из баланса сил при низком давлении – кружки; при балансе сил для давления выше порога неустойчивости – квадраты); из МД моделирования – красные ромбы. Заряд, полученный по предложенной методике – треугольники. Область между двумя пунктирными линиями соответствует зарядам, даваемым теорией ООД при значениях параметра Хавнеса $P_H=0.2$ (верхняя линия) и $P_H=3$ (нижняя линия).

Табл.4.4. Параметры и результаты расчета заряда малых ($a = 0.6 \mu\text{м}$) пылевых частиц в разряде неона

| | | | | | | | | |
|--------------------------|-----------|-----------|-----------|-----------|-----------|-----------|-----------|-----------|
| p , Па | 13 | 20 | 31 | 50 | 70 | 80 | 90 | 100 |
| p , тор | 0,0988 | 0,152 | 0,2356 | 0,38 | 0,532 | 0,608 | 0,684 | 0,76 |
| λ_{ia} , см | 0,02581 | 0,016776 | 0,010823 | 0,006711 | 0,004793 | 0,004194 | 0,003728 | 0,003355 |
| T_e , эВ | 6,65 | 7,8 | 8,2 | 7,45 | 7,35 | 7 | 6 | 5,95 |
| τ , отн ед | 255,7692 | 300 | 315,3846 | 286,5385 | 282,6923 | 269,2308 | 230,7692 | 228,8462 |
| n_0 , см ⁻³ | 1,27E+08 | 1,45E+08 | 1,50E+08 | 2,50E+08 | 3,20E+08 | 3,20E+08 | 3,20E+08 | 3,45E+08 |
| λ_d , см | 0,1702 | 0,1726 | 0,1740 | 0,1284 | 0,1128 | 0,1100 | 0,1019 | 0,0977 |
| α | 2837,466 | 2875,974 | 2899,232 | 2140,572 | 1879,275 | 1833,985 | 1697,94 | 1628,436 |
| δ_c | 0,0001162 | 0,0001788 | 0,0002772 | 0,0004471 | 0,0006259 | 0,0007153 | 0,0008047 | 0,0008941 |
| δ_i | 1,09E-04 | 2,89E-04 | 5,24E-04 | 6,23E-04 | 8,33E-04 | 8,06E-04 | 5,12E-04 | 5,50E-04 |
| $Z_w = -eaE_p/T_e$ | 0,09327 | 0,1298 | 0,1836 | 0,2684 | 0,34504 | 0,3796 | 0,4127 | 0,443782 |
| Z_d , эл зар | 265,8248 | 433,9115 | 645,2358 | 856,98 | 1086,898 | 1138,823 | 1061,25 | 1131,666 |

4.6. ВЫВОДЫ

Расчеты, осуществленные в данной главе для плотной системы пылевых частиц, позволяют сделать следующие выводы:

1. Столкновения ионов с атомами снижают ионную плотность потока и приводят к росту абсолютного значения потенциала (заряда) пылевой частицы. Этот же эффект наблюдается и для уединенной частицы.

2. Показано, что с ростом частоты ионизации распределения параметров в ячейке изменяются. При достаточно высокой ионизации радиус Дебая превышает размер ячейки Зейтца-Вигнера, и квазинейтрального предслоя в ячейке не остается, то есть $n_{i0} > n_{e0}$.

3. Влияние вторичной, ионно-электронной, фото и термоавтоэмиссии на заряд частицы в плазменно-пылевом образовании аналогичен влиянию для уединенной частицы. Показано, что эмиссия снижает абсолютное значения потенциала (заряда) частицы. Шероховатость также оказывает влияние на процесс зарядки, затрудняя эмиссию электронов.

4. Размер области возмущения плазмы пылевой частицей r_0 определяется параметрами невозмущенной плазмы, величина r_d определяется концентрацией пылевых частиц. Частица будет считаться уединенной, когда $r_0 < r_d$. Таким образом, соотношение между этими величинами характеризует степень влияния плазменного пылевого образования на параметры плазмы, аналогично параметру Хавнесса. При $r_0/r_d \ll 1$ –

уединенная частица, низкая степень влияния, при $r_0 \sim r_d$ – плотная система пылевых частиц, высокая степень влияния.

5. Предложенная методика расчета позволяет установить соотношения между пламенными параметрами в объеме пылевого облака исходя из условия электронейтральности ячейки Зейца-Вигнера.

6. Сравнение результатов расчета по предложенной модели ионного потока показывает неплохое соответствие с результатами теории ограниченных орбит при низких давлениях, и с режимом диффузионного дрейфа при высоких. Ионный поток при промежуточных давлениях в слабоионизованной плазме с хорошей, экспериментально проверенной, точностью описывается аппроксимацией из [15]. Сравнение рассчитанной в работе плотности ионного потока с величиной, даваемой аппроксимацией дает близкие результаты. Сходство расчета заряда пылевой частицы по предложенной модели с экспериментальными данными и результатами МД моделирования является хорошим.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В заключении представлены основные результаты, полученные в работе.

1. Для гладкой пылевой частицы в приближении ограниченного орбитального движения ионов наблюдается значительное влияние вторичной, ионно-электронной, фото и термоавтоэлектронной эмиссии на потенциал поверхности (заряд) частицы. Также эти типы эмиссии с поверхности гладкой пылевой частицы значительно снижают абсолютное значение потенциала (заряда) пылевой частицы и в промежуточном режиме движения ионов. При этом уменьшаются концентрация и радиальная скорость ионов, то есть плотность потока ионов. Это приводит к уменьшению размера области возмущения, так как она пропорциональна потоку ионов. Влияние эмиссии на заряд частицы в плазменно-пылевом образовании аналогичен влиянию для уединенной частицы.

2. Учет шероховатости поверхности приводит к затруднению выхода электронов эмиссии и, соответственно, к уменьшению влияния эмиссионных процессов на заряд в пренебрежении термоавтоэмиссии. Показано, что при увеличении степени шероховатости поверхности частицы, распределения плазменных параметров в области возмущения стремятся к значениям, соответствующим гладкой частице без учета эмиссии. Характерные значения степени шероховатости P_s , при которых эмиссия становится несущественной, превышают значение 0.8.

3. Термоэмиссия становится существенной при достаточно сильном разогреве поверхности частицы. Предложен критерий, когда влияние термоэмиссии на заряд пылевой частицы значителен. Достигается такой разогрев при высоких значениях концентраций частиц невозмущенной плазмы ($n_0 \sim 10^{11} \text{ см}^{-3}$), низких давлениях газа ($p \sim 0.1$ тор) и малых степенях черноты ($a_0 \leq 0.1$). При высоких значениях степени черноты ($a_0 \sim 1$) охлаждение излучением усиливается и термоэмиссия затрудняется. Также при повышении давления ($p \sim 10$ тор), разогрева до температур, при которых термоэмиссия становится существенной, не происходит. Необходимо отметить, что термоэмиссия может быть существенной и до перехода частицы из твердого состояния в состояние жидкой капли. В промежуточном режиме движения ионов к поверхности пылевой частицы значительный разогрев поверхности пылевой частицы, при котором термоэмиссия становится существенной, может наступать и при концентрациях электронов начиная с 10^{10} см^{-3} . Тогда как при использовании модели ООД разогрев наступает при концентрациях больших 10^{11} см^{-3} . Влияние автоэлектронной эмиссии увеличивается с уменьшением радиуса гладких пылевых частиц, что, очевидно, связано

ростом значения напряженности электрического поля на поверхности гладкой частицы. Следует отметить, что для шероховатых частиц влияние автоэмиссии увеличивается независимо от радиуса частицы из-за увеличения количества микровыступов и роста эмиссионного потока из них.

4. Учет влияния столкновений ионов с атомами приводит к снижению плотностей потоков ионов и электронов на поверхности пылевой частицы. Это в свою очередь приводит к росту абсолютного значения потенциала поверхности частицы и уменьшению температуры поверхности пылевой частицы. Размер области возмущения при этом уменьшается, так как из-за уменьшения плотности потока ионов должна уменьшиться область, в которой формируется этот поток.

5. Уменьшение концентрации частиц невозмущенной плазмы ведет к росту толщины слоя пространственного положительного заряда вокруг пылевой частицы, а также к уменьшению абсолютных значений ее заряда и потенциала.

6. Ионизация атомов электронами играет важную роль в формировании области возмущения уединенной пылевой частицей (зондом) плазмы. С увеличением δ_i уменьшается размер области возмущения s_0 . При $\delta_i \ll \delta_c$ влияние ионизации на значения плазменных параметров на поверхности пылевой частицы незначительно. При значениях $\delta_i \sim \delta_c$ с ростом δ_i наблюдается уменьшение плотности ионного потока из-за его торможения, вызванного ионизацией. При дальнейшем росте δ_i , падение ионного потока сменяется ростом (образуется минимум). Такая ситуация характерна для чрезвычайно интенсивной ионизации и малой области возмущения ($s_0 \sim 1 \div 3$). В целом же отмечается слабое влияние ионизации на плотность потока ионов для уединенной частицы. Показано, что с ростом частоты ионизации распределения параметров в ячейке Зейтца-Вигнера изменяются. При достаточно высокой ионизации радиус Дебая превышает размер ячейки Зейтца-Вигнера, и квазинейтрального предслоя в ячейке не остается, то есть $n_{i0} > n_{e0}$.

7. Методика решения системы моментных уравнений и уравнения Пуассона, для уединенной частицы (зонда), позволяет определить размер области возмущения плазмы присутствием пылевой частицы (зонда) и значения плазменных параметров в этой области. Для плотной системы пылевых частиц предложенная методика расчета изменена, и при этом она позволяет установить соотношения между плазменными параметрами в объеме пылевого облака исходя из условия электронейтральности ячейки Зейтца-Вигнера.

8. Размер области возмущения плазмы пылевой частицей r_0 определяется параметрами невозмущенной плазмы, величина r_d определяется концентрацией пылевых частиц. Частица будет считаться уединенной, когда $r_0 < r_d$. Таким образом, соотношение между этими величинами характеризует степень влияния плазменного пылевого образования на параметры плазмы, аналогично параметру Хавнесса. При $r_0/r_d \ll 1$ – уединенная частица, низкая степень влияния, при $r_0 \sim r_d$ – плотная система пылевых частиц, высокая степень влияния.

9. Сравнение результатов расчета по предложенной модели ионного потока показывает неплохое соответствие с результатами теории ограниченных орбит при низких давлениях, и с режимом диффузионного дрейфа при высоких. Ионный поток при промежуточных давлениях в слабоионизованной плазме с хорошей, экспериментально проверенной, точностью описывается аппроксимацией из [15]. Сравнение рассчитанной в работе плотности ионного потока с величиной, даваемой аппроксимацией дает близкие результаты. Наибольшее расхождение наблюдается при низких давлениях для малых частиц, где ионный ток по предложенной модели завышается. Это объясняется влиянием орбитального движения, которое не учитывается в разработанной модели ионного потока. Этим же объясняется различие рассчитанного заряда с экспериментальными данными при низких давлениях. При промежуточных давлениях сходство с экспериментом и результатами МД моделирования является хорошим.

10. Зондовая методика при наличии эмиссионных процессов на поверхности зонда была модифицирована (см. приложение 3). Показано, что учет эмиссии для некоторых материалов зонда вносит существенные коррективы в определение плазменных параметров.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ваулина, О.С. Пылевая плазма: эксперимент и теория / О.С. Ваулина, О.Ф. Петров, В.Е. Фортов, А.Г. Храпак, С.А. Храпак. – М.: Физматлит, 2009. – 315 с.
2. Дзलिएва, Е.С. Динамика плазменно-пылевых структур в ловушке в области сужения канала тока в магнитном поле / Е.С. Дзलिएва, В.Ю. Карасев, С.И. Павлов // Физика плазмы. – 2016. – Т.42. – №2. С. 142-149.
3. Chung, P.M. Electric probes in stationary and flowing plasmas: theory and application / P.M. Chung, L. Talbot, K.J. Touryan. – N.Y.: Springer, 1975. – 150 p.
4. Allen, J.E. Probe theory – the orbital motion approach / J.E. Allen // Physica Scripta. – 1992. – Vol. 45, №5, – P. 497 – 503.
5. Morfill, G.E. Complex plasmas: II. Elementary processes in complex plasmas / G.E. Morfill, H. Thomas, V.N. Tsytovich // Plasma Physics Report. – 2003. – Vol. 29, №1, – P. 1-30.
6. Дзलिएва, Е.С. Об оценке заряда пылевых частиц в слабом магнитном поле / Е.С. Дзलिएва, А.Л. Новиков, С.И. Павлов, В.Ю. Карасев // Вестник Санкт-Петербургского университета. Сер. 4. Физика. Химия. 2015. – Т.2, №4. – С.402-404.
7. Allen, J.E. The collection of positive ions by a probe immersed in a plasma / J.E. Allen, R.L.F. Boyd, P. Reynolds // Proc. Phys. Soc. – 1957. – Vol. 70, №3, – P. 297.
8. Nairn, C.M.C. On the theory of spherical probes and dusty grains / C.M.C. Nairn, B.M. Annaratone, J.E. Allen // Plasma Sources Sci. Technol. – 1998. – Vol.7. – P. 478-490.
9. Kennedy, R.V. The floating potential of spherical probes and dust grains. Part 1. Radial motion theory / R.V. Kennedy, J.E. Allen // J. Plasma Physics. – 2002. – Vol.67, №4. – P. 243-250.
10. Иванов, В.В. Влияние пылевой компоненты на скорости элементарных процессов в низкотемпературной плазме / В.В. Иванов, А.Ф. Паль, Т.В. Рахимова, Н.В. Суетин // ЖЭТФ. – 1999. – Т.115, №6. – С. 2020-2036.
11. Паль, А.Ф. Зарядка пылевых частиц в создаваемой продуктами радиоактивного распада в плазме при повышенных давлениях / А.Ф. Паль, А.И. Старостин, А.В. Филиппов // Физика плазмы. – 2001. – Т.27, №2. – С. 155-164.
12. Филиппов, А.В. Исследование зарядки пылевых частиц в слабоионизованных инертных газах с учетом нелокальности функции распределения электронов по энергии / А.В. Филиппов, Н.А. Дятко, А.С. Костенко // ЖЭТФ. – 2014. – Т.146. – Вып.5 (11). – С.1122-1134.

13. Сысун, В.И. Формирование ионного потока на пылевую частицу в плазме / В.И. Сысун, А.Д. Хахаев, О.В. Олещук, А.С. Шелестов // Современные наукоемкие технологии. – 2005. №3. – С. 30-34.
14. Сысун, В.И. Радиальная теория ионного тока на зонд в плазме низкого давления с учетом объемной ионизации и столкновений с атомами / В.И. Сысун, В.С. Игнахин // Физика плазмы. – 2011. – Т.37, №4. – С. 377-386.
15. Ваулина, О.С. Эмпирическая аппроксимация для ионного тока на поверхность пылевой частицы в слабоионизованной газоразрядной плазме / О.С. Ваулина, А.Ю. Репин, О.Ф. Петров // Физика плазмы. – 2006. – Т. 32, №6. – С. 528-531.
16. Шелестов, А.С. Моделирование процесса зарядки пылевой частицы в плазме низкого давления методом молекулярной динамики / А.С. Шелестов, А.В. Сысун // Фундаментальные исследования. – 2006. - №12. – С. 74-76.
17. Сысун, А.В. Зависимость потенциала и заряда пылевой частицы от межчастичного расстояния и его установление в плазме низкого давления / А.В. Сысун, В.И. Сысун, А.Д. Хахаев, А.С. Шелестов // Физика плазмы. – 2008. – Т.34, №6. – С. 548-555.
18. Voeuf, J.P. Characteristics of a dusty nonthermal plasma from a particle-in-cell Monte Carlo simulation / J.P. Voeuf // Phys. Rev. A. – 1992. – Vol.46, №12. – P. 7910-7922.
19. Попель, С.И. Пылевая плазма у поверхности Луны / С.И. Попель, С.И. Копнин, А.П. Голубь, Г.Г. Дольников, А.В. Захаров, Л.М. Зеленый, Ю.Н. Извекова // Астрономический вестник. – 2013. – Т.47, №6. – С.455-465.
20. Khrapak, S.A. Dynamical properties of random charge fluctuations in a dusty plasma with different charging mechanisms / S.A. Khrapak, A.P. Nefedov, O.F. Petrov and O.S. Vaulina // Phys. Rev. E. – 1999. – Vol.60, №3. – P. 3450.
21. Khrapak, S.A. Waves in two component electron-dust plasma / S.A. Khrapak and G. Morfill // Phys. Plasmas. – 2001. – Vol.8, №6. – P. 2629-2634.
22. Паль, А.Ф. Потенциал пылевой частицы в азотной плазме с конденсированной дисперсной фазой при комнатной и криогенной температурах / А.Ф. Паль, Д.В. Сивохин, А.Н. Старостин, А.В. Филиппов, В.Е. Фортов // Физика плазмы. – 2002. – Т.28, №1. – С. 32-44.
23. Филиппов, А.В. Самосогласованная модель зарядки пылевых частиц при повышенных давлениях на основе метода моментов / А.В. Филиппов, Н.А. Дятко, А.Ф. Паль, А.И. Старостин // Физика плазмы. – 2003. – Т.29, №3. – С. 214-226.

24. Filippov, A.V. Charging dust particles in plasmas with two-temperature distributions of electrons and with cold ions / A.V. Filippov, A.F. Pal', A.N. Starostin, A.V. Gavrikov, V.E. Fortov, O.F. Petrov, M.N. Vasi'ev // *Plasma of Physics*. – 2009. – Vol.16. 093702.
25. Райзер, Ю.П. Физика газового разряда. – 3-е изд. перераб. и доп. / Ю.П. Райзер М.: Интеллект, 2009. – 736 с.
26. Shukla, P.K. Introduction to dusty plasma physics / P.K. Shukla, A.A. Mamun – Bristol and Philadelphia: IOP publishing LTD, 2002. – 265 p.
27. Shukla, P.K. A survey of dusty plasma physics / P.K. Shukla // *Phys. Plasmas*. – 2001. – Vol.8, №5, – P. 1791-1803.
28. Bernstein, I.B. Theory of electrostatic probes in a lowdensity plasma / I.B. Bernstein, I.N. Rabinovitz // *Phys. Fluids*. – 1959. – Vol. 2, №2. – P. 112-120.
29. Голант, В.Е. Основы физики плазмы / В.Е. Голант, А.П. Жилинский, С.А. Сахаров – М.: Атомиздат, 1977. – 385 с.
30. Кролл, Н. Основы физики плазмы / Н. Кролл, А. Трайвелпис. – М.: Мир, 1975. – 520 с.
31. Паль, А.Ф. Несамостоятельный разряд в азоте с конденсированной дисперсной фазой / А.Ф. Паль, А.О. Серов, А.Н. Старостин, А.В. Филиппов, В.Е. Фортов // *ЖЭТФ*. – 2001. – Т.119, №2. – С.272.
32. Bystrenko, O. Screening of dust grains in a weakly ionized gas: Effects of charging by plasma currents / O. Bystrenko, A. Zagorodny // *Phys. Rev. E*. – 2003. – Vol.67. – P. 066403.
33. Tsendin, P.D. Energy distribution of electrons in a weakly ionized current-carrying plasma with a transverse inhomogeneity / P.D. Tsendin // *Sov. Phys.-JETP* – 1974. – Vol.66, №5. – P. 1638-1650.
34. Чекмарев, И.Б. О гидродинамических граничных условиях для слабоионизованного газа около каталитической стенки / И.Б. Чекмарев // *ЖЭТФ*. – 1980. – Т.50, №1. – С. 48-53.
35. Ашкрофт, М. Физика твердого тела. Т.1. / М. Ашкрофт, Н. Мермин – М.: Мир, 1979. – 399 с.
36. Chen, X.P. Sheath criterion and boundary conditions for an electrostatic sheath / X.P. Chen // *Physics of Plasmas*. – 1998. – Vol.5, №3. – P. 804-807.
37. Сысун, В.И. Ионный ток на зонд при промежуточных давлениях и область возмущения плазмы зондом / В.И. Сысун // *Физика плазмы*. – 1978. – Т.4, №4. – С. 931-937.
38. Forrest, J.R. The theory of the positive column including space-charge effects / J.R. Forrest, R.N. Franklin // *J. Phys. D.: Appl. Phys.* – 1968. – Vol.1, №10. – P. 1357-1368.

39. Schottky, W. Theory of positive column of low pressure in gas discharge / W. Schottky // *Phys. Z.* – 1924. – Vol. 25. P.635-640.
40. Tonks, L. A General Theory of the Plasma of an Arc / L. Tonks, I. Langmuir // *Phys. Rev.* – 1929. – Vol.34. – P. 876.
41. Самарян, А.А. Левитация заряженных макрочастиц в анодной области тлеющего разряда / А.А. Самарян, О.С. Ваулина, А.П. Нефедов, О.Ф. Петров, В.Е. Фортов // *ЖЭТФ.* – 2000. – Т.118, №1. – С. 119-124.
42. Бронштейн, И.М. Вторичная электронная эмиссия / И.М. Бронштейн, Б.С. Фрайман. – М.: Наука, 1969. – 407 с.
43. Whipple, E.C. Potentials of surfaces in space / E.C. Whipple // *Rep. Prog. Phys.* – 1981. – Vol. 44. – P. 1197-1250.
44. Мольков, С.И. Влияние процессов на стенках капилляра на параметры плазмы положительного столба разряда низкого давления / С.И. Мольков // *Ученые записки Петрозаводского гос. ун-та. Естественные и технические науки.* – 2012. – № 2(123). – С. 88-95.
45. Sodha, M.S. Physics of Colloidal Plasmas / M.S. Sodha, S. Guha // *Adv. Plasma. Phys.* – 1971. – Vol.4. – P. 219.
46. Goree, J. Charging of particles in a plasma / J. Goree // *Plasma Sources Sci. Technol.* – 1994. – Vol.3. – P. 400-406.
47. Фортов, В.Е. Пылевая плазма, индуцированная солнечным излучением, в условиях микрогравитации: эксперимент на борту орбитальной станции "МИР" / В.Е. Фортов, А.П. Нефедов, О.С. Ваулина, А.М. Липаев, В.И. Молотков и др. // *ЖЭТФ.* – 1998. – Т.114, №6(12). – С. 2004-2021.
48. Биберман, Л.М. Кинетика неравновесной низкотемпературной плазмы / Л.М. Биберман, В.С. Воробьев, И.Т. Якубов. – М.: Наука, 1982. – 976 с.
49. Rosenberg, M. UV-induced Coulomb crystallization of dust grains in high-pressure gas / M. Rosenberg, D.A. Mendis, D.P. Sheenan // *IEEE Trans. Plasma Sci.* – 1996. – Vol. 24, №6. – P. 1422-1430.
50. Draine, B.I. On the physics of dust grains in hot gas / B.I. Draine, E.E. Salpeter // *Astrophys. J.* – 1979. – Vol. 231. – P. 77-94.
51. Фоменко, В.С. Эмиссионные и адсорбционные свойства веществ и материалов / В.С. Фоменко, И.А. Подчерняева. – М.: Атомиздат, 1975. – 147 с.
52. Konopka, U. Central collisions of charged dust particles in a plasma / U. Konopka, L. Ratke, H.M. Thomas // *Phys. Rev. Lett.* – 1997. – Vol.79, №7. – P. 1269-1272.

53. Konopka, U. Measurement of the interaction potential of microspheres in the sheath of a rf discharge / U. Konopka, G.E. Morfill, L. Ratke // *Phys. Rev. Lett.* – 2000. – Vol.84, №5. – P. 891-894.
54. Morfill, G.E. The plasma condensation: liquid and crystalline plasmas / G.E. Morfill, H. M. Thomas, U. Konopka, and M. Zuzic // *Phys. Plasma.* – 1999. – Vol.6, №5. – P.1769-1780.
55. Melzer, A. Experimental determination of the charge on dust particles forming Coulomb lattices / A. Melzer, T. Trottenberg, A. Piel // *Phys. Lett. A.* – 1994. – Vol.191. – P.301-308.
56. Homann, A. Measuring the charge on single particles by laser-excited resonances in plasma crystals / A. Homann, A. Melzer, A. Piel // *Phys. Rev. E.* – 1999. – Vol. 59, №4 – P. R3835-R3838.
57. Trottenberg, T. Measurement of the electric charge on particulates forming Coulomb crystals in the sheath of a radiofrequency plasma / T. Trottenberg, A. Melzer, A. Piel // *Plasma Sources Sci. Technol.* – 1995. – Vol.4. – P. 450-458.
58. Zuzic, M. Wave propagation and damping in plasma crystals / M. Zuzic, H.M. Thomas, G.E. Morfill // *J. Vac. Sci. Technol. A.* – 1996. – Vol.14(2). – P. 496-500.
59. Piel, A. Dynamical processes in complex plasmas / A. Piel, A. Melzer // *Plasma Phys. Controlled Fusion.* – 2002. – Vol.44, №1. – R1-R26.
60. Fortov, V.E. Dust-acoustic wave instability at the diffuse edge of radio frequency inductive low-pressure gas discharge plasma / V.E. Fortov, A.D. Usachev, A.V. Zobnin, V.I. Molotkov, O.F. Petrov // *Physics of Plasmas.* – 2003. Vol.10, №5. – P. 1199-1208.
61. Fortov, V.E. Micro-sized particle-charge measurements in an inductive rf gas-discharge plasma using gravity-driven probe grains / V. E. Fortov, O. F. Petrov, A. D. Usachev, and A. V. Zobnin // *Phys. Rev. E.* – 2004. – Vol.70. – P. 0046415.
62. Зобнин, А.В. О заряде пылевых частиц в газоразрядной плазме низкого давления / А.В. Зобнин, А.П. Нефедов, В.А. Синельщиков, В.Е. Фортвов // *ЖЭТФ.* – 2000. – Т.118, №3. – С. 554-559.
63. Ваулина, О.С. Анализ зарядки макрочастиц в приэлектродном слое емкостного высокочастотного разряда / О.С. Ваулина, А.А. Самарян, Б. Джеймс, О.Ф. Петров, В.Е. Фортвов // *ЖЭТФ.* – 2003. – Т.123, №6. – С. 1179-1187.
64. Райзер, Ю.П. Высокочастотный емкостной разряд: Физика. Техника эксперимента. Приложения / Ю.П. Райзер, Н.Н. Шнейдер, Н.А. Яценко – М.: МФТИ, Наука, Физматлит, 1995. – 305 с.

65. Fortov, V.E. Dependence of the dust-particle charge on its size in a glow-discharge plasma / V.E. Fortov, A.P. Nefedov, V.I. Molotkov, M.Y. Poustylnik, and V. M. Torchinsky // *Phys.Rev. Lett.* – 2001. – Vol.87, №20. – P. 205002.
66. Самарян, А.А. Анализ акустических колебаний в плазменно-пылевых структурах / А.А. Самарян, А.В. Чернышев, О.Ф. Петров, А.П. Нефедов, В.Е. Фортов // *ЖЭТФ.* – 2001. – Т.119, №3. – С. 524-532.
67. Сивохин, Д.В. Определение заряда пылевых частиц по штарковскому уширению спектральных линий атомов водорода. / Д.В. Сивохин // Доклад на школе молодых ученых “Методы и техника экспериментального исследования процессов самоорганизации упорядоченных структур в плазменно-пылевых образованиях”. Петрозаводск. 2.09.-8.09.02.
68. Walch, B. Charging of Dust Grains in Plasma with Energetic Electrons / B. Walch, M. Horanyi, S. Robertson // *Phys. Rev. Lett.* – 1995. – Vol.75, №5. – P.838-841.
69. Sikafoose, A.A. Photoelectric charging of dust particles in vacuum / A.A. Sikafoose, J. E. Colwell, M. Horanyi, and S. Robertson // *Phys. Rev. Lett.* – 2000. – Vol.84, №26. – P. 6034-6037.
70. Нефедов, А.П. Возникновение жидкостных и пылевых структур в пылевой плазме / А.П. Нефедов, О.Ф. Петров, В.И. Молотков, В.Е. Фортов // *Письма в ЖЭТФ.* – 2000. – Т.72, №4. – С. 313-326.
71. Fortov, V.E. Crystalline structures of strongly coupled dusty plasmas in dc glow discharge strata / V.E. Fortov, A.P. Nefedov, V.M. Torchinsky, V.I. Molotkov, O.F. Petrov, A.A. Samarian, A.M. Lipaev, A.G. Khrapak // *Phys. Lett. A.* – 1997. – Vol.229. – P. 317-322.
72. Barkan, A. Charging of dust grains in a plasma / A. Barkan, N. D’Angelo, R. Merlino // *Phys. Rev. Lett.* – 1994. Vol.73, №23. – P. 3093-3096.
73. Лагарьков, А.Н. Метод молекулярной динамики в статистической физике / А.Н. Лагарьков, В.М. Сергеев // *УФН.* – 1978. – Т.125, №3. – С. 409-445.
74. Metropolis, N. The Monte Carlo Method / N. Metropolis, S. Ulam // *J. Of the American Statistical Association.* sep. – 1949. – Vol.44, №247. – P. 335-341.
75. Иньков, Л.В. Численное кинетическое моделирование динамических процессов в пылевой плазме / Л.В. Иньков, В.Д. Левченко, Ю.С. Сигов // *Прикладная физика.* – 2000. – Т.3. – С. 138-145.
76. Липаев, А.М. Упорядоченные структуры в неидеальной пылевой плазме тлеющего разряда / Липаев А.М., Молотков В.И., Нефедов А.П., Петров О.Ф., Торчинский В.М., В.Е. Фортов, А.Г., Храпак, С.А. Храпак // *ЖЭТФ.* – 1997. – Т.112, №6(12). – С. 2030-2044.

77. Швейгерт, И.В. Влияние размера наночастиц на свойства емкостного высокочастотного разряда / И.В. Швейгерт, Ф.М. Питерс // Письма в ЖЭТФ. – 2007. – Т.86, №9. – С. 657-661.
78. Kovacevic, E. Infrared fingerprints and periodic formation of nanoparticles in Ar/C₂H₂ plasmas / E. Kovacevic, I. Stefanovic, J. Berndt, J. Winter // J. Appl. Phys. – 2003. – Vol.93, №5. – P. 2924-2930.
79. Луизова, Л.А. Оптико-спектральные исследования пылевых структур в тлеющем разряде неона постоянного тока / Л.А. Луизова, С.Ф. Подрядчиков, А.Д. Хахаев // Современные наукоемкие технологии. – 2004. – №2. – С. 71-73.
80. Поляков, Д.Н. Положительный столб тлеющего разряда с пылевыми частицами / Д.Н. Поляков, В.В. Шумова, Л.М. Василяк // Электронная обработка материалов. – 2013. – Т.49, №2. – С. 25-35.
81. Головицкий, А.П. Простые аналитические формулы для оценки параметров положительного столба тлеющего разряда в электроотрицательных газах / А.П. Головицкий, Л.Д. Цендин // ЖТФ. – 2014. – Т.85, №3. – С. 44-49.
82. Федосеев, А.В. Взаимное влияние плазмы тлеющего разряда и пылевых частиц / А.В. Федосеев, Г.И. Сухинин, Т.С. Рамазанов, С.К. Коданова, Н.К. Бастыкова // Теплофизика и аэромеханика. – 2011. – Т.18, №4. – С. 643-656.
83. Каган, Ю.М. Зондовые методы исследования плазмы / Ю.М. Каган, В.И. Перель // УФН. – 1963. – Т.81, №3. – С. 411-452.
84. Ульянов, К.Н. Теория электрических зондов в плотной плазме / К.Н. Ульянов // ЖТФ. – 1970. – Т. 40, №4. – С. 790-798.
85. Методы исследования плазмы, под ред. В. Лохте-Хольтгревена. – М.: Мир, 1971, – 552 с.
86. Альперт, Я.Л. Искусственные спутники в разряженной плазме / Я.Л. Альперт, А.В. Гуревич, А.П. Питаевский. – М.: Наука, 1964.
87. Красовский, В.Л. О границе области захвата в задаче о возмущении бесстолкновительной плазмы поглощающей сферой / В.Л. Красовский // Физика плазмы. – 2013. – Т. 39, №6. – С.572.
88. Насыров, К.А. Механизмы переноса электронов и дырок в диэлектрических пленках / К.А. Насыров, В.А. Гриценко // УФН. – 2013. – Т. 183, №10. – С. 1099-1114.
89. Мольков, С.И. Влияние шероховатости поверхности стенок газоразрядной камеры на работу газоразрядных лазеров / С.И. Мольков // Лазеры, измерения, информация: сб. науч. тр. СПб. Изд-во СПбГУ. – 2010. – Т.1. – С.14-15.

90. Баранцев, Р.Г. Взаимодействие разряженных газов с обтекаемыми поверхностями / Р.Г. Баранцев. – М.: Наука, 1975.
91. Мольков, С.И. Расчет параметров плазмы разряда низкого давления с учетом элементарных процессов на поверхности стенок разрядной трубки / С.И. Мольков, В.А. Степанов // Электронная техника. – 1986. – Сер.4, вып. 4. – С.15-22.
92. Morales Crespo, R. Effect of an oblique and constant magnetic field in the sheath thickness, the floating potential and the saturation current collected by a planar wall / R. Morales Crespo, R.N. Franklin // Plasma Sources Sci. Technol. – 2014. – Vol.23. – P.035012. doi:10.1088/0963-0252/23/3/035012.
93. Morales Crespo, R. Complete parametrization of the plasma-sheath transition and I-V curves for a cylindrical or spherical Langmuir probe according to the feature of the probe, simultaneously including geometry, ionization and collisions / R. Morales Crespo // Plasma Sources Sci. Technol. – 2015. – Vol.24. – P.045012. doi:10.1088/0963-0252/24/4/045012.
94. Смирнов, Б.М. Физика слабоионизованного газа / Б.М. Смирнов. – М.: Наука, 1985.
95. Ligthart, F.A.S. Two-electron group model and electron energy balance in low-pressure gas discharges / F.A.S. Ligthart, R.A.J. Kijzer // J. Appl. Phys. – 1980. – Vol. 51, №10. – P.5295-5299.
96. Ферцигер, Дж. Математическая теория процессов переноса в газах / Дж. Ферцигер, Г. Капер. – М.: Мир, 1976.
97. Гилл, Ф. Практическая оптимизация / Ф. Гилл, У. Мюррей, М. Райт. – М.: Мир, 1985.
98. Sukhinin, G.I. Dust particle charging in DC glow discharge plasma / G.I. Sukhinin, A.V. Fedoseev, T.S. Ramazanov, K.N. Dzhumagulova, R. Amangalieva // 28th ICPIG. – 2007. – P.2215-2218.
99. Дикалюк, А.С. Учет процесса зарядки твердых частиц при моделировании при эволюции пылевой компоненты плазмы в нормальном тлеющем разряде / А.С. Дикалюк, С.Т. Стружиков // Физико-химическая кинетика в газовой динамике. – 2011. – Т.11. URL: www.chemphys.edu.ru/pdf/2011-02-01-009.pdf.
100. Сысун, В.И. Моделирование ионного тока на зонд в плазме с учетом ионизации и столкновений с атомами. I. Сферический зонд / В.И. Сысун, В.С. Игнахин // Физика плазмы. – 2014. – Т.40, №2. – С. 125.
101. Ratynskaia, S. Experimental determination of dust-particle charge in a discharge plasma at elevated pressures / S. Ratynskaia, S. Khrapak, A. Zobnin et. al. // Phys. Rev. Let. – 2004. – Vol. 93, №8. – P.085001.

ПРИЛОЖЕНИЕ А

Программа расчета нормированных абсолютного значения потенциала и температуры поверхности пылевой частицы с учетом вторичной, ионно-электронной, фото и термоэлектронной эмиссии, а также с учетом шероховатости поверхности в приближении ограниченного орбитального движения ионов для пакета Octave.

Соотношение между программными переменными (столбцы 1), использованными при написании программного кода, и основными переменными задачи (столбцы 2) приведено в таблице.

| | | | | | | | |
|-----|------------------|----|----------|------|-------------------|-----|-------------------|
| 1 | 2 | 1 | 2 | 1 | 2 | 1 | 2 |
| Jiw | \tilde{J}_{iw} | yy | Y | alf0 | α_0 | ey | ϵ_γ |
| Jew | \tilde{J}_{ew} | Pf | P_f | alfA | α_a | epe | ϵ_{pe} |
| Jph | \tilde{J}_{ph} | na | n_a | alfI | α_i | Eex | E_{ex} |
| Jth | \tilde{J}_{th} | n0 | n_0 | A0 | a_0 | aa | a |
| Ja | \tilde{J}_a | pw | η_w | Qrad | \tilde{Q}_{rad} | eew | $e\Delta\varphi$ |
| r | \bar{r} | te | τ | ei | ϵ_{iw} | mi | m_i |
| d | $\bar{\delta}$ | tw | τ_w | Ea | E_a | | |
| y | γ | m | μ | ed | ϵ_δ | | |

1. Функция, возвращающая значение левой части уравнения баланса заряда:

```
function z=balance_charge(te,Pf,n0,pw,tw,ind)
Jiw=1/(2*3.14*te)^(0.5)*(1+pw*te);%плотность потока ионов по теории ООД
Jew=76.8049*exp(-pw);%для неона
Jph=1/(2*3.14*te)^(0.5*0.2);%плотность потока резонансных фотонов
%коэффициенты эмиссии
r=1.24*te/(4+0.026*te)^3*ind(1);
d=0.0348*(1+112/te)*te^(0.54)*exp(-137/te)*ind(2);
y=0.22*ind(3);
yy=0.1*ind(4);
Jth=fluxther(te,n0,tw);%плотность потока термоэлектронов
z=(Jiw-Jew+Pf*(Jew*r+Jew*d+yy*Jph+y*Jiw+Jth));%уравнение баланса
end
```

2. Функция, возвращающая значение левой части уравнения баланса энергии:

```
function z=balance_energy(te,Pf,n0,na,pw,tw,ind)
Jiw=1/(2*pi*te)^(0.5)*(1+pw*te);%плотность потока ионов по теории ООД
%плотности потоков частиц:
m=0.000027;
Jew=1/sqrt(2*pi*m)*exp(-pw); %для неона
```

```

Jph=1/(2*pi*te).^0.5*0.2;
Ja=na/n0*1/sqrt(2*pi*te);
%коэффициенты эмиссии:
r=1.24*te/(4+0.026*te).^3*ind(1);
d=0.0348*(1+112/te)*te.^(0.54)*exp(-137/te)*ind(2);
y=0.2208*ind(3);
yy=0.1*ind(4);
%коэффициенты аккомодации:
alf0=2.4*0.9892156863/(1+0.9892156863).^2; %на решетке твердых сфер, для
неона и оксида алюминия (корунд)
alfA=alf0/(alf0+Pf*(1-alf0)); %-атомов
alfI=alf0*(1+0.5*Pf)/(alf0+Pf*(1-alf0)); %-ионов
%степень черноты:
A0=0.05;
%плотность потока энергии, уносимой излучением:
Qrad=7e13*A0*sqrt(20.18)/n0*tw.^4/sqrt(te);
%энергии частиц:
ei=2+pw*te;
Ea=830.8;
ed=38.46;
ey=265.4;
epe=248;
Eex=646;
%плотность потока термоэлектронов:
Jth=FluxTher(te,n0,tw,pw);
%уравнение баланса:
z=Ja*alfA*2*(tw-1)+Jth*2*tw+Qrad-Jiw*(Ea+alfI*(ei-2*tw)-Pf*y*ey)-Jew*(2*te-
Pf*(r*2*te+d*ed))-Jph*(Eex-Pf*yy*epe);
end

```

3. Вспомогательная функция, возвращающая значение нормированной плотности потока:

А) термоэлектронов по теории Ричардсона-Дешмана;

```

function Jth=FluxTher(te,n0,tw,pw)
W0=3.9;%в эВ
aa=1e-4;%в см
eew=3.8e-4*sqrt(0.026*te*pw/aa);
W0ef=W0-eew;
mi=20.18;% в аем
Jth=4.05e20*sqrt(mi)/n0*tw.^2/sqrt(te)*exp(-38.46*W0ef/tw);%плотности
термоэлектронов
end

```

Б) электронов термоавтоэлектронной эмиссии по теории Мерфи-Гуда:

```

function Jtf=FluxTher(uiw,niw,pw,zw,te,a,n0,na,j)
w0=4.4/0.026;%норм раб вых для Cu
tw=fminbnd(@(tw)temSurf(uiw,niw,pw,zw,te,a,n0,na,tw,j),0.001,200);%температур
а поверхности частицы из баланса энергии
y=0.379e-5*sqrt(zw*te/(a*0.026))/w0;
v=1-y^2;
teta=3-2*v;
Hi=0.318e-12*teta/(a^2*0.026)*zw^2*te^2/tw^3;
Jtf=0.894e16*0.026*sqrt(20.18)/(a*n0)*zw*sqrt(te)*sqrt(tw)*exp(-w0/tw+Hi);
end

```

4. Функция, возвращающая значения нормированных абсолютного значения потенциала и температуры поверхности пылевой частицы, полученные в результате совместного решения уравнений баланса заряда и энергии.

```
function z = system(te, Pf, n0, na, pwtw, ind)
z=[balance_charge(te, Pf, n0, pwtw(1), pwtw(2), ind);
balance_energy(te, Pf, n0, na, pwtw(1), pwtw(2), ind)];
end
```

5. Функция, решающая систему уравнений баланса заряда и энергии на поверхности пылевой частицы и определяет значения p_w и t_w

```
function z = Solution(te, Pf, n0, na, ind)
z=fsolve(@(pwtw) system(te, Pf, n0, na, pwtw, ind), [1 1]);
end
```

6. Функция, рассчитывающая точку (p_w ; t_e), до которой осуществляется расчет монотонной части зависимости $p_w(t_w)$.

```
function z=minimum(n0, na, ind)
te0=fminbnd(@(te) pw(te, 1, n0, na, ind), 100, 600)
pw0=pw(te0, 1, n0, na, ind);
z=[te0; pw0];
end
```

7. Функция, решающая уравнение баланса заряда и определяющая значение p_w . Используется для расчета потенциала с учетом вторичной, ионно-электронной, фотоэлектронной эмиссии и шероховатости поверхности, но без учета термоэлектронной эмиссии.

```
function z = Solution_bal_charge(te, Pf, n0, ind)
z=fsolve(@(pw) balance_charge(te, Pf, n0, pw, 0, ind), 1);
end
```

ПРИЛОЖЕНИЕ Б

Программа расчета нормированных абсолютного значения потенциала и температуры поверхности пылевой частицы с учетом вторичной, ионно-электронной, фото и термоэлектронной эмиссии, а также с учетом шероховатости поверхности и столкновений ионов с атомами в приближении ограниченного орбитального движения ионов для пакета Octave.

1. Функция, возвращающая значение левой части уравнения баланса заряда:

```
function z=balance_charge(te,Pf,n0,pw,tw,ind)
%плотность потока ионов по аппроксимации из [13]:
Kni=0.01;%число Кнудсена
Qn=2/Kni*(1+pi*4.8e6/(Kni*a*sqrt(n0)));
Cn=Kni*(1-(1-exp(-Qn))/Qn);
Jiw=Cn*sqrt(te/(2*pi))*pw;
Jew=76.8049*exp(-pw);%для неона
Jph=1/(2*pi*te).^0.5*0.2;%плотность потока резонансных фотонов
%коэффициенты эмиссии
r=1.24*te/(4+0.026*te).^3*ind(1);
d=0.0348*(1+112/te)*te.^(0.54)*exp(-137/te)*ind(2);
y=0.22*ind(3);
yy=0.1*ind(4);
Jth=fluxther(te,n0,tw);%плотность потока термоэлектронов
z=(Jiw-Jew+Pf*(Jew*r+Jew*d+yy*Jph+y*Jiw+Jth));%уравнение баланса
end
```

2. Функция, возвращающая значение левой части уравнения баланса энергии:

```
function z=balance_energy(te,Pf,n0,na,pw,tw,ind)% плотность потока ионов по
аппроксимации из [13]:
Kni=0.01;%число Кнудсена
Qn=2/Kni*(1+pi*4.8e6/(Kni*a*sqrt(n0)));
Cn=Kni*(1-(1-exp(-Qn))/Qn);
Jiw=Cn*sqrt(te/(2*pi))*pw;
%плотности потоков частиц:
Jew=1/sqrt(2*3.14*0.000027)*exp(-pw); %для неона
Jph=1/(2*pi*te).^0.5*0.2;
Ja=na/n0*1/sqrt(2*pi*te);
%коэффициенты эмиссии:
r=1.24*te/(4+0.026*te).^3*ind(1);
d=0.0348*(1+112/te)*te.^(0.54)*exp(-137/te)*ind(2);
y=0.2208*ind(3);
yy=0.1*ind(4);
%коэффициенты аккомодации:
alf0=2.4*0.9892156863/(1+0.9892156863).^2; %на решетке твердых сфер, для
неона и оксида алюминия (корунд)
alfA=alf0/(alf0+Pf*(1-alf0)); %-атомов
alfI=alf0*(1+0.5*Pf)/(alf0+Pf*(1-alf0)); %-ионов
%степень черноты:
A0=0.05;
%плотность потока энергии, уносимой излучением:
Qrad=7e13*A0*sqrt(20.18)/n0*tw.^4/sqrt(te);
%энергии частиц:
ei=2*pw*te;
Ea=830.8;
ed=38.46;
ey=265.4;
epe=248;
Eex=646;
%плотность потока термоэлектронов:
```

```
Jth=FluxTher (te,n0,tw);
%уравнение баланса:
z=Ja*alfA*2*(tw-1)+Jth*2*tw+Qrad-Jiw*(Ea+alfI*(ei-2*tw)-Pf*y*ey)-Jew*(2*te-
Pf*(r*2*te+d*ed))-Jph*(Eex-Pf*yy*epe);
end
```

3. Функция, возвращающая значение нормированной плотности потока термоавтоэлектронов:

```
function Jtf=FluxTher(uiw,niw,pw,zw,te,a,n0,na,j)
w0=4.4/0.026;%норм раб вых для Cu
tw=fminbnd(@ (tw)temSurf(uiw,niw,pw,zw,te,a,n0,na,tw,j),0.001,200);%температур
a поверхности частицы из баланса энергии
y=0.379e-5*sqrt(zw*te/(a*0.026))/w0;
v=1-y^2;
teta=3-2*v;
Hi=0.318e-12*teta/(a^2*0.026)*zw^2*te^2/tw^3;
Jtf=0.894e16*0.026*sqrt(20.18)/(a*n0)*zw*sqrt(te)*sqrt(tw)*exp(-w0/tw+Hi);
end
```

4. Функция, возвращающая значения нормированных абсолютного значения потенциала и температуры поверхности пылевой частицы.

```
function z = system(te,Pf,n0,na,pwtw,ind)
z=[balance_charge(te,Pf,n0,pwtw(1),pwtw(2),ind);
balance_energy(te,Pf,n0,na,pwtw(1),pwtw(2),ind)];
end
```

5. Функция, решающая систему уравнений баланса заряда и энергии на поверхности пылевой частицы

```
function z = Solution(te,Pf,n0,na,ind)
z=fsolve(@ (pwtw) system(te,Pf,n0,na,pwtw,ind),[1 1]);
end
```

6. Функция, рассчитывающая точку (pw;te), до которой осуществляется расчет монотонной части зависимости pw(tw).

```
function z=minimum(n0,na,ind)
te0=fminbnd(@ (te)pw(te,1,n0,na,ind),100,600)
pw0=pw(te0,1,n0,na,ind);
z=[te0; pw0];
end
```

7. Функция, решающая уравнение баланса заряда и определяющая значение pw. Используется для расчета потенциала с учетом вторичной, ионно-электронной, фотоэлектронной эмиссии и шероховатости поверхности, но без учета термоэлектронной эмиссии.

```
function z = Solution_bal_charge(te,Pf,n0,ind)
z=fsolve(@ (pw)balance_charge(te,Pf,n0,pw,0,ind),1);
end
```

Функции 1-7 записываются каждая в отдельный m-файл и вызываются из командного окна.

ПРИЛОЖЕНИЕ В

Программа расчета плазменных параметров без учета эмиссионных процессов с учетом столкновений

Соотношение между программными переменными (столбцы 1), использованными при написании программного кода, и основными переменными задачи (столбцы 2), входящими в дифференциальные уравнения (3.29)-(3.33) приведено в таблице.

| | |
|-------|----------|
| 1 | 2 |
| alfa | α |
| t | t |
| x (4) | $ U_i $ |

| | |
|-------|------------|
| 1 | 2 |
| dc | δ_c |
| x (1) | N_i |
| | |

| | |
|-------|------------|
| 1 | 2 |
| di | δ_i |
| x (2) | Z |
| | |

| | |
|-------|--------|
| 1 | 2 |
| s0 | s_0 |
| x (3) | η |
| | |

1. Функция, возвращающая значения правых частей дифференциальных уравнений (3.29)-(3.33).

```
function f = myright(t,x,dc,alfa,s0,pw)
f=zeros(3,1);
m=0.000027;
kappa=exp(-pw)/sqrt(2*pi*m);
ni=kappa/((s0-t).^2*x(3));
f(1)=1./(alfa.^2)*(ni-exp(-x(2)))+2*x(1)/(s0-t);
f(2)=x(1);
f(3)=x(1)/x(3)-dc;
end
```

2. Функция, рассчитывающая значения целевой функции для заданных параметров.

```
function z = MysolDif(dc,alfa,s0,pw)
t00=0;
t1=s0-1;
m=0.000027;
kappa=exp(-pw)/sqrt(2*pi*m);
x30=kappa/s0.^2;
x20=0;
x10=dc*x30;
[t,x]=ode23s(@ (t,x)myright(t,x,dc,alfa,s0,pw),[t00 t1],[x10 x20 x30]);
z=(x(length(x),2)-pw).^2;
end
```

3. Процедура оптимизации.

```
function pw=optim(dc,alfa,s0)
%options=optimset('TolFun',1e-4,'TolX',1e-4);
pw=fminbnd(@ (pw)MysolDif(dc,alfa,s0,pw),0.1,10);
onograph(dc,alfa,s0,pw);
```

```

%X=@(pw1)Mysoldif(dc,alfa,s0,pw1); ezplot(X,[1 10]),
title(['\eta=',num2str(pw),' s0=',num2str(s0),'
z=',num2str(mysoldif(dc,alfa,s0,pw))]);
End

```

4. Построение графиков распределений плазменных параметров.

```

function l=OneGraph(dc,alfa,s0,pw)
t00=0;
t1=s0-1;
m=0.000027;
kappa=exp(-pw)/sqrt(2*pi*m);
x30=kappa/s0.^2;
x20=0;
x10=dc*x30;
[t,x]=ode23s(@(t,x)myright(t,x,dc,alfa,s0,pw),[t00 t1],[x10 x20 x30]);
xz=x(:,1);
xp=x(:,2);
xu=x(:,3);
c=zeros(length(xp),1); c(1)=s0;
pww=xp(length(xp));
xn=kappa.*exp(-pww)./((s0-t).^2.*xu);
new=exp(-pww);
uiw=xu(length(xu));
niw=76.79594626*exp(-pww)/uiw;
ziw=xz(length(xz));
jiw=niw*uiw;
jew=kappa*exp(-pww);
J=jiw-jew;
l=zeros(2,10);
l=[['pww ' 'uiw ' 'niw ' 'new ' 'ziw '],[num2str(pww) num2str(uiw)
num2str(niw) num2str(new) num2str(ziw)]];
z=(pww-pw).^2;
subplot(2,2,1); plot(t,xn,t,exp(-xp)), title(['\delta_c=',num2str(dc),'
\alpha=',num2str(alfa),' s_0=',num2str(s0),' Z_{iw}=',num2str(ziw),'
\eta_w=',num2str(pww),' J_{iw}=',num2str(jiw),' j_{iw}-
j_{ew}=',num2str(J),' N_{ew}=',num2str(new),' U_{iw}=',num2str(uiw),'
N_{iw}=',num2str(niw),' z= ',num2str(z)]), ylabel('ni/n0, ne/n0'),
xlabel('t'); legend('N_i','N_e');
subplot(2,2,2); plot(t,xz); ylabel('Z'), xlabel('t');
subplot(2,2,3); plot(t,xp); ylabel('p'), xlabel('t');
subplot(2,2,4); plot(t,xu), ylabel('U_i'), xlabel('t');
%subplot(2,3,5); plot(t,xx); ylabel('X'), xlabel('t');
%subplot(2,3,6); plot(t,xj); ylabel('J'), xlabel('t');
end

```

ПРИЛОЖЕНИЕ Г

Программа расчета плазменных параметров с учетом вторичной, ионно-электронной, фото, термоэлектронной эмиссии электронов, шероховатости поверхности и столкновений ионов с атомами

1. Функция, возвращающая значения правых частей дифференциальных уравнений (3.36)-(3.40)

```
function f = myright(t,x,dc,alfa,te,Pf,s0,pw,j)
kappa=fminbnd(@(kappa)eq_balance(te,Pf,pw,kappa,j),0.01,40);
ni=kappa/((s0-t).^2*x(3));
f=zeros(3,1);
f(1)=1./alfa.^2*(ni-exp(-x(2)))+2*x(1)/(s0-t);
f(2)=x(1);
f(3)=x(1)/x(3)-dc;
end
```

2. Функция, возвращающая значение левой части уравнения баланса заряда:

```
function f=eq_balance(te,Pf,pw,Jiw,j)
r=1.24*te/(4+0.026*te).^3*j(1);
d=0.0348*(1+112/te)*te.^0.54*exp(-137/te)*j(2);
y=0.22*j(3);
yy=0.1*j(4);
m=0.000027;
Jew=exp(-pw)/sqrt(2*pi*m);
Jph=1/(2*pi*te).^0.5*0.2;
f=((Jew-Pf*(Jew*(r+d)+Jph*yy+FluxTher(Jiw,pw,te,Pf,1e11,j)))/(1+y*Pf)-Jiw).^2;
end
```

3. Функция, рассчитывающая значение нормированной плотности потока термоавтоэлектронов:

```
function Jtf=FluxTher(uiw,niw,pw,zw,te,a,n0,na,j)
w0=4.4/0.026;%норм раб вых для Cu
tw=fminbnd(@(tw)temSurf(uiw,niw,pw,zw,te,a,n0,na,tw,j),0.001,200);%температур
а поверхности частицы из баланса энергии
y=0.379e-5*sqrt(zw*te/(a*0.026))/w0;
v=1-y^2;
teta=3-2*v;
Hi=0.318e-12*teta/(a^2*0.026)*zw^2*te^2/tw^3;
Jtf=0.894e16*0.026*sqrt(20.18)/(a*n0)*zw*sqrt(te)*sqrt(tw)*exp(-w0/tw+Hi);
end
```

4. Функция, определяющая значение температуры поверхности пылевой частицы в результате расчетов:

```
function F=temSurf(Jiw,pw,te,Pf,tw,j)
na=1e16;
n0=1e11;
Jew=1/sqrt(2*3.14*0.000027)*exp(-pw); %для неона
Jph=1/(2*3.14*te).^0.5*0.2;
Ja=na/n0*1/sqrt(2*3.14*te);
%коэффициенты эмиссии
r=1.24*te/(4+0.026*te).^3*j(1);
d=0.0348*(1+112/te)*te.^0.54*exp(-137/te)*j(2);
```

```

y=0.22*j(3);
yy=0.1*j(4);
%коэффициенты аккомодации
alf0=2.4*0.9892156863/(1+0.9892156863).^2; %на решетке твердых сфер, для
неона и оксида алюминия (корунд)
alfA=alf0/(alf0+Pf*(1-alf0)); %-атомов
alfI=alf0*(1+0.5*Pf)/(alf0+Pf*(1-alf0)); %-ионов
%степень черноты
A0=0.1;
Qrad=7e13*A0*sqrt(20.18)/n0*tw.^4/sqrt(te); %плотность потока энергии,
уносимой излучением
%энергии
ei=2+pw*te;
Ea=830.8;
ed=38.46;
ey=265.4;
epe=248;
Eex=646;
%плотность потока термоэлектронов
Jth=4.05e20*sqrt(20.18)/n0*tw.^2/sqrt(te)*exp(-3.9/(0.026*tw));
F=(Ja*alfA*2*(tw-1)+Jth*Pf*2*tw+Qrad-Jiw*(Ea+alfI*(ei-2*tw)-Pf*y*ey)-
Jew*(2*te-Pf*(r*2*te+d*ed))-Jph*(Eex-Pf*yy*epe)).^2;
end

```

5. Функция, вычисляющая значение целевой функции для заданных параметров:

```

function z = MysolDif(dc, alfa, te, Pf, s0, pw, j)
t00=0;
t1=s0-1;
kappa=fminbnd(@ (kappa) eq_balance(te, Pf, pw, kappa, j), 0.01, 40);
x30=kappa/(s0.^2);
x20=0;
x10=dc*x30;
[t, x]=ode23s(@ (t, x) myright(t, x, dc, alfa, te, Pf, s0, pw, j), [t00 t1], [x10 x20
x30]);
z=(x(length(x), 2)-pw).^2;
end

```

6. Процедура оптимизации:

```

function pw=optim(dc, alfa, te, Pf, s0, j)
%options=optimset('TolFun', 1e-4, 'TolX', 1e-4);
pw=fminbnd(@ (pw) MysolDif(dc, alfa, te, Pf, s0, pw, j), 0.001, 10);
onegraph(dc, alfa, te, Pf, s0, pw, j);
%X=@ (s0) MysolDif(dc, alfa, [pw s0]); ezplot(X, [1.0001 1000]),
title(['\eta=', num2str(pw), ' s0=', num2str(s0)],
z=', num2str(mysoldif(dc, alfa, [pw s0]))]);
end

```

7. Процедура построения графиков распределений плазменных параметров:

```

function OneGraph(dc, alfa, te, Pf, s0, pw, j)
t00=0;
t1=s0-1;
r=1.24*te/(4+0.026*te).^3*j(1);
d=0.0348*(1+112/te)*te.^(0.54)*exp(-137/te)*j(2);
y=0.22*j(3);
yy=0.1*j(4);
m=0.000027;
Jph=1/(2*3.14*te).^(0.5)*0.2;
kappa=fminbnd(@ (kappa) eq_balance(te, Pf, pw, kappa, j), 0.01, 40);
x30=kappa/(s0.^2);

```

```

x20=0;
x10=dc*x30;
[t,x]=ode23s(@ (t,x)myright (t,x,dc,alfa,te,Pf,s0,pw,j), [t00      t1], [x10      x20
x30]);
xz=x(:,1);
xp=x(:,2);
xu=x(:,3);
pww=xp(length(xp));
xn=kappa./((s0-t).^2.*xu);
uiw=xu(length(xu));
Jew=exp(-pww)/sqrt(2*3.14*m);%для неона
Jiw=(Jew*(1-Pf*(d+r))-Jph*Pf*yy)/(1+Pf*y);
J=Jiw-Jew+Jew*Pf*(d+r)+Jph*Pf*yy+Jiw*Pf*y;
niw=Jiw/uiw;
new=exp(-pww);
z=(pww-pw).^2;
tw=fminbnd(@ (tw)temSurf(Jiw,pw,te,Pf,tw,j),0.001,10);
subplot(2,2,1);      plot(t,xn,t,exp(-xp)),      title(['\delta_c=',num2str(dc),'
\alpha=',num2str(alfa),'      s_0=',num2str(s0),'      \eta_w=',num2str(pww),'
Z_{iw}=',num2str(xz(length(xz))),'      J_{iw}=',num2str(Jiw),'      j_{iw}-
j_{ew}=',num2str(J),'      N_{ew}=',num2str(new),'      U_{iw}=',num2str(uiw),'
N_{iw}=',num2str(niw),'      z= ',num2str(z),'      tau_w=',num2str(tw)]),
ylabel('ni/n0, ne/n0'), xlabel('t'), legend('N_i','N_e');
subplot(2,2,2); plot(t,xz); ylabel('Z'), xlabel('t');
subplot(2,2,3); plot(t,xp); ylabel('p'), xlabel('t');
subplot(2,2,4); plot(t,xu), ylabel('Ui'), xlabel('t');
end

```

ПРИЛОЖЕНИЕ Д

Программа расчета размера области возмущения плазмы пылевой частицей, а также плазменных параметров в этой области с учетом столкновений ионов с атомами и ионизации, без учета эмиссионных процессов

1. Функция, возвращающая правые части дифференциальных уравнений (3.6), (3.7), (3.9) и (3.17):

```
function f = myright(t,x,di,dc,alfa,s0)
f=zeros(4,1);
f(1)=2*x(1)/(s0-t)+exp(-x(3))/x(4)*di-x(1)/x(4)*(x(2)/x(4)-(dc+di*exp(-x(3))/x(1)));
f(2)=1/(alfa.^2)*(x(1)-exp(-x(3)))+2*x(2)/(s0-t);
f(3)=x(2);
f(4)=x(2)/x(4)-(dc+di*exp(-x(3))/x(1));
end
```

2. Функция, рассчитывающая значение целевой функции для заданных параметров:

```
function z = MysolDif(t00,di,dc,alfa,s0)
m=0.000027;%отношение массы электрона и атома(иона) газа
c1=di;
b2=1/2*c1*(c1+(dc+di));
a2=b2;
c3=(a2*(c1-di/3))/(1+12*alfa.^2*c1*(c1+1/4*(di+dc)));
b4=c1*c3+c3*(dc+di)/4;
a4=a2*b2/2-b4;
f2=a2-12*alfa.^2*b4;
f4=a4;
t1=s0-1;
x10=1-f2*t00.^2+f4*t00.^4;
x20=2*b2*t00+4*b4*t00.^3;
x30=b2*t00.^2+b4*t00.^4;
x40=c1*t00+c3*t00.^3;
[t,x]=ode23s(@(t,x)myright(t,x,di,dc,alfa,s0),[t00 t1],[x10 x20 x30 x40]);
z=(x(length(x),1)*x(length(x),4)-exp(-x(length(x),3)))/sqrt(2*pi*m)).^2;
end
```

3. Процедура оптимизации:

```
function s0=optim(t0,di,dc,alfa)
%options=optimset('TolFun',1e-4,'TolX',1e-4);
s0=fminbnd(@(s0)MysolDif(t0,di,dc,alfa,s0),1.001,1000);
z=onegraph(t0,di,dc,alfa,s0);
%Z = @(s01)mysoldif(t00,di,dc,alfa,s01); ezplot(Z,[1.0001:0.001:1000]);
end
```

4. Процедура построения графиков распределений плазменных параметров в области возмущения:

```
function l=OneGraph(t00,di,dc,alfa,s0)
m=0.000027;%отношение массы электрона и атома(иона) газа
c1=di;
b2=1/2*c1*(c1+(dc+di));
a2=b2;
c3=(a2*(c1-di/3))/(1+12*alfa.^2*c1*(c1+1/4*(di+dc)));
b4=c1*c3+c3*(dc+di)/4;
```

```

a4=a2*b2/2-b4;
f2=a2-12*alfa.^2*b4;
f4=a4;
t1=s0-1;
x10=1-f2*t00.^2+f4*t00.^4;
x20=2*b2*t00+4*b4*t00.^3;
x30=b2*t00.^2+b4*t00.^4;
x40=c1*t00+c3*t00.^3;
[t,x]=ode23s(@ (t,x)myright (t,x,di,dc,alfa,s0),[t00 t1],[x10 x20 x30 x40]);
xn=x(:,1);
xz=x(:,2);
xp=x(:,3);
xu=x(:,4);
niw=xn(length(xn));
uiw=xu(length(xu));
new=exp(-xp(length(xp)));
pw=xp(length(xp));
zw=xz(length(xz));
jiw=niw*uiw;
jew=exp(-pw)/sqrt(2*pi*m);
Iw=jiw-jew;
c=zeros(length(xp),1);
c(1)=a2; c(2)=a4; c(3)=f2; c(4)=f4; c(5)=b2; c(6)=b4; c(7)=c1; c(8)=c3;
c(9)=s0; c(10)=di;
l=[t,x,c];
z=(niw*uiw-exp(-pw)/sqrt(2*pi*m)).^2;
subplot(2,2,1); plot(t,xn,t,exp(-xp)), title(['\delta_i=',num2str(di),
'\delta_c=',num2str(dc), '\alpha=',num2str(alfa), ' s_0=',num2str(s0),
'\eta_w=',num2str(pw), ' Z_w=',num2str(zw), ' N_{iw}=',num2str(niw),
' U_{iw}=',num2str(uiw), ' N_{ew}=',num2str(new), ' I_w=',num2str(Iw),
' j_{iw}=',num2str(jiw), ' z=',num2str(z)]), ylabel('ni/n0, ne/n0'),
xlabel('t'); legend('ni/n0','ne/n0');
subplot(2,2,2); plot(t,xz); ylabel('Z'), xlabel('t');
subplot(2,2,3); plot(t,xp); ylabel('p'), xlabel('t');
subplot(2,2,4); plot(t,xu); ylabel('Ui'), xlabel('t');
end

```

ПРИЛОЖЕНИЕ Е

Программа расчета размера области возмущения плазмы пылевой частицей, а также плазменных параметров в этой области с учетом столкновений ионов с атомами, ионизации, вторичной, ионно-электронной, фото и термоэлектронной эмиссии, шероховатости поверхности

1. Функция, возвращающая значения правых частей дифференциальных уравнений (3.6), (3.7), (3.9) и (3.17):

```
function f = myright(t,x,di,dc,alfa,s0)
f=zeros(4,1);
f(1)=2*x(1)/(s0-t)+exp(-x(3))/x(4)*di-x(1)/x(4)*(x(2)/x(4)-(dc+di*exp(-x(3))/x(1)));
f(2)=1./(alfa.^2)*(x(1)-exp(-x(3)))+2*x(2)/(s0-t);
f(3)=x(2);
f(4)=x(2)/x(4)-(dc+di*exp(-x(3))/x(1));
end
```

2. Функция, рассчитывает значение целевой функции для заданных значений:

```
function z = MysolDif(t00,di,dc,alfa,te,Pf,s0,j)
c1=di;
b2=c1*(c1+(dc+di))/2;
a2=b2;
c3=(a2*(c1-di/3))/(1+12*alfa.^2*c1*(c1+1/4*(di+dc)));
b4=c1*c3+c3*(dc+di)/4;
a4=a2*b2/2-b4;
f2=a2-12*alfa.^2*b4;
f4=a4;
t1=s0-1;
x10=1-f2*t00.^2+f4*t00.^4;
x20=2*b2*t00+4*b4*t00.^3;
x30=b2*t00.^2+b4*t00.^4;
x40=c1*t00+c3*t00.^3;
[t,x]=ode23s(@(t,x)myright(t,x,di,dc,alfa,s0),[t00 t1],[x10 x20 x30 x40]);
niw=x(length(x),1); uiw=x(length(x),4);%скорость и концентрация ионов на
поверхности частицы
pw=x(length(x),3);%потенциал поверхности
Jiw=niw*uiw;
Jew=76.8049*exp(-x(length(x),3));%для неона
Jph=1/(2*3.14*te).^0.5*0.3;
%коэффициенты эмиссии
r=1.24*te/(4+0.026*te).^3*j(1);
d=0.0348*(1+112/te)*te.^(0.54)*exp(-137/te)*j(2);
y=0.2208*j(3);
yy=0.1*j(4);
Jth=fluxther(uiw,niw,pw,te,Pf,le11,j);
z=(Jiw-Jew+Pf*(Jew*r+Jew*d+yy*Jph+y*Jiw+Jth)).^2;%значение целевой функции
%z=(x(length(x),3)-s0pw(2)).^2+(x(length(x),1)*x(length(x),4)-76.8049*exp(-x(length(x),3))).^2;
end
```

3. Процедура оптимизации:

```
function z=optim(t00,di,dc,alfa,te,Pf,j)
%options=optimset('TolFun',1e-4,'TolX',1e-4);
s0=fminbnd(@(s0)MysolDif(t00,di,dc,alfa,te,Pf,s0,j),1.00001,1000);
z=onograph(t00,di,dc,alfa,te,Pf,s0,j);
```

```
%Z = @(s01)mysoldif(t00,di,dc,alfa,s01); ezplot(Z,[1.0001:0.001:1000]);
end
```

4. Функция, рассчитывающая значение плотности потока термоавтоэлектронов:

```
function Jtf=FluxTher(uiw,niw,pw,zw,te,a,n0,na,j)
w0=4.4/0.026;%норм раб вых для Cu
tw=fminbnd(@(tw)temSurf(uiw,niw,pw,zw,te,a,n0,na,tw,j),0.001,200);%температур
а поверхности частицы из баланса энергии
y=0.379e-5*sqrt(zw*te/(a*0.026))/w0;
v=1-y^2;
teta=3-2*v;
Hi=0.318e-12*teta/(a^2*0.026)*zw^2*te^2/tw^3;
Jtf=0.894e16*0.026*sqrt(20.18)/(a*n0)*zw*sqrt(te)*sqrt(tw)*exp(-w0/tw+Hi);
end
```

5. Функция, вычисляет значение температуры поверхности пылевой частицы для заданных параметров:

```
function F=temSurf(uiw,niw,pw,te,Pf,tw,j)
na=1e16;
n0=1e11;
Jiw=uiw*niw;
Jew=1/sqrt(2*3.14*0.000027)*exp(-pw); %для неона
Jph=1/(2*3.14*te).^0.5*0.2;
Ja=na/n0*1/sqrt(2*3.14*te);
%коэффициенты эмиссии
r=1.24*te/(4+0.026*te).^3*j(1);
d=0.0348*(1+112/te)*te.^(0.54)*exp(-137/te)*j(2);
y=0.2208*j(3);
yy=0.1*j(4);
%коэффициенты аккомодации
alf0=2.4*0.9892156863/(1+0.9892156863).^2; %на решетке твердых сфер, для
неона и оксида алюминия (корунд)
alfA=alf0/(alf0+Pf*(1-alf0)); %-атомов
alfI=alf0*(1+0.5*Pf)/(alf0+Pf*(1-alf0)); %-ионов
%степень черноты
A0=0.1;
Qrad=7e13*A0*sqrt(20.18)/n0*tw.^4/sqrt(te); %плотность потока энергии,
уносимой излучением
%энергии
ei=2+pw*te;
Ea=830.8;
ed=38.46;
ey=265.4;
epe=248;
Eex=646;
%плотность потока термоэлектронов
Jth=4.05e20*sqrt(20.18)/n0*tw.^2/sqrt(te)*exp(-3.9/(0.026*tw));
F=(Ja*alfA*2*(tw-1)+Jth*Pf*2*tw+Qrad-Jiw*(Ea+alfI*(ei-2*tw)-Pf*y*ey)-
Jew*(2*te-Pf*(r*2*te+d*ed))-Jph*(Eex-Pf*yy*epe)).^2;
end
```

6. Процедура построения графиков распределений плазменных параметров в области возмущения (решения):

```
function l=OneGraph(t00,di,dc,alfa,te,Pf,s0,j)
c1=di;
b2=c1*(c1+(dc+di))/2;
a2=b2;
c3=(a2*(c1-di/3))/(1+12*alfa.^2*c1*(c1+1/4*(di+dc)));
```

```

b4=c1*c3+c3*(dc+di)/4;
a4=a2*b2/2-b4;
f2=a2-12*alfa.^2*b4;
f4=a4;
t1=s0-1;
x10=1-f2*t00.^2+f4*t00.^4;
x20=2*b2*t00+4*b4*t00.^3;
x30=b2*t00.^2+b4*t00.^4;
x40=c1*t00+c3*t00.^3;
[t,x]=ode23s(@ (t,x)myright (t,x,di,dc,alfa,s0),[t00 t1],[x10 x20 x30 x40]);
xn=x(:,1);
xz=x(:,2);
xp=x(:,3);
xu=x(:,4);
niw=xn(length(xn));
uiw=xu(length(xu));
new=exp(-xp(length(xp)));
pw=xp(length(xp));
Jiw=x(length(x),1)*x(length(x),4);
Jew=76.8049*exp(-x(length(x),3));%для неона
Jph=1/(2*3.14*te)^0.5*0.3;
r=1.24*te/(4+0.026*te).^3*j(1);
d=0.0348*(1+112/te)*te.^(0.54)*exp(-137/te)*j(2);
y=0.2208*j(3);
yy=0.1*j(4);
c=zeros(length(xp),1);
c(1)=a2; c(2)=a4; c(3)=f2; c(4)=f4; c(5)=b2; c(6)=b4; c(7)=c1; c(8)=c3;
c(9)=s0; c(10)=di;
l=[t,x,c];
Jth=fluxther(uiw,niw,pw,te,Pf,lell,j);
z=(Jiw-Jew+Pf*(Jew*r+Jew*d+yy*Jph+y*Jiw+Jth)).^2;
tw=fminbnd(@ (tw)temSurf(uiw,niw,pw,te,Pf,tw,j),0.1,10);
subplot(2,2,1); plot(t,xn,t,exp(-xp)), title(['\delta_i=',num2str(di),
'\delta_c=',num2str(dc), '\alpha=',num2str(alfa), '\tau_e=',num2str(te),
'\tau_w=',num2str(tw), 'P_f=',num2str(Pf), 's_0=',num2str(s0),
'\eta_w=',num2str(pw), 'N_{iw}=',num2str(niw), 'U_{iw}=',num2str(uiw),
'N_{ew}=',num2str(new), 'j_{iw}=',num2str(Jiw), 'z=',num2str(z)]),
ylabel('ni/n0, ne/n0'), xlabel('t'); legend('ni/n0','ne/n0');
subplot(2,2,2); plot(t,xz); ylabel('Z'), xlabel('t');
subplot(2,2,3); plot(t,xp); ylabel('p'), xlabel('t');
subplot(2,2,4); plot(t,xu); ylabel('Ui'), xlabel('t');
end

```

ПРИЛОЖЕНИЕ Ж

Программа расчета плазменных параметров в ячейки Зейтца-Вигнера с учетом столкновений ионов с атомами, ионизации, вторичной, ионно-электронной, фото и термоавтоэлектронной эмиссии, шероховатости поверхности

1. Функция, возвращающая значения правых частей дифференциальных уравнений (4.6), (4.7), (4.8) и (4.9):

```
function f = myright(t,x,di,dc,alfa,ld)
dic=dc/di; alfa1=alfa*di;
f=zeros(4,1);
f(1)=2*x(1)/(ld-t)+exp(-x(3))/x(4)-x(1)/x(4)*(x(2)/x(4)-(dic+exp(-x(3))/x(1)));
f(2)=1./(alfa1.^2)*(x(1)-exp(-x(3)))+2*x(2)/(ld-t);
f(3)=x(2);
f(4)=x(2)/x(4)-(dic+exp(-x(3))/x(1));
end
```

2. Функция, рассчитывает значение целевой функции для заданных значений:

```
function z = MysolDif(t00,di,dc,alfa,ld,f0)
dic=dc/di; alfa1=alfa*di;
c1=1/f0; b2=1/(2*alfa1^2)*(f0-1); a2=b2;
c3=(a2*(3*c1-1)+2*c1/ld^2*(f0+6*alfa1^2*b2))/(36*alfa1^2*c1*(c1+1/4*(dic+1))+3*f0);
b4=c3*(c1+1/4*(dic+1)); a4=-b4+a2*b2/2; f2=a2-alfa1^2*(12*b4-4*b2/ld^2);
f4=a4+(f2-a2)/ld^2;
%c3=(a2*(3*c1-1))/(36*alfa1^2*c1*(c1+1/4*(dic+1))+3*f0);
b4=c3*(c1+1/4*(dic+1)); a4=-b4+a2*b2/2; f2=a2-alfa1^2*(12*b4); f4=a4;
t1=ld-di;
x10=f0-f2*t00.^2+f4*t00.^4;
x20=2*b2*t00+4*b4*t00.^3;
x30=b2*t00.^2+b4*t00.^4;
x40=c1*t00+c3*t00.^3;
[t,x]=ode23s(@ (t,x)myright(t,x,di,dc,alfa,ld),[t00 t1],[x10 x20 x30 x40]);
z=(x(length(x),1)*x(length(x),4)-76.8049*exp(-x(length(x),3))).^2;
end
```

3. Процедура оптимизации:

```
function z=optim(t00,di,dc,alfa,f0)
ld=fminbnd(@ (ld)MysolDif(t00,di,dc,alfa,ld,f0),0,100);
z=onegraph(t00,di,dc,alfa,ld,f0);
end
```

4. Функция, определяющая отношение концентраций ионов и электронов на границе ячейки Зейтца-Вигнера:

```
function z=findf0(alfa1,dic)
z=fzero(@ (f0)f0^3-f0^2-alfa1^2*((dic+1)*f0-1),20);
end
```

5. Процедура проверки выполнения условия электронейтральности ячейки:

```
function j=chek_integ(t,ni,ne,di,alfa,Ew,ld)
I=0;
for i=1:length(t)-1
```

```

I=I+( (ld-t(i)).^2*(ni(i)-ne(i))+(ld-t(i+1)).^2*(ni(i+1)-ne(i+1)))*(t(i+1)-
t(i))./2;
end
j=I./(Ew*di.^4*alfa.^2);%j=Qie/Qd
end

```

6. Процедура построения графиков распределений плазменных параметров в ячейке (решения):

```

function l=OneGraph(t00,di,dc,alfa,ld,f0)
dic=dc/di; alfa1=di*alfa;
c1=1/f0; b2=1/(2*alfa1^2)*(f0-1); a2=b2;
c3=(a2*(3*c1-
1)+2*c1/ld^2*(f0+6*alfa1^2*b2))/(36*alfa1^2*c1*(c1+1/4*(dic+1))+3*f0);
b4=c3*(c1+1/4*(dic+1)); a4=-b4+a2*b2/2; f2=a2-alfa1^2*(12*b4-4*b2/ld^2);
f4=a4+(f2-a2)/ld^2;
%c3=(a2*(3*c1-1))/(36*alfa1^2*c1*(c1+1/4*(dic+1))+3*f0);
b4=c3*(c1+1/4*(dic+1)); a4=-b4+a2*b2/2; f2=a2-alfa1^2*(12*b4); f4=a4;
t1=ld-di;
x10=f0-f2*t00.^2+f4*t00.^4;
x20=2*b2*t00+4*b4*t00.^3;
x30=b2*t00^2+b4*t00.^4;
x40=c1*t00+c3*t00.^3;
[t,x]=ode23s(@ (t,x)myright(t,x,di,dc,alfa,ld),[t00 t1],[x10 x20 x30 x40]);
xn=x(:,1);
xz=x(:,2);
xp=x(:,3);
xu=x(:,4);
xne=exp(-xp);
niw=xn(length(xn));
uiw=xu(length(xu));
new=exp(-xp(length(xp)));
pw=xp(length(xp));
zw=xz(length(xz));
jew=76.8049*exp(-pw);
jiw=niw*uiw;
J=jiw-jew;
Q=chek_integ(t,xn,xne,di,alfa,zw,ld);
c=zeros(length(xp),1); c(1)=a2; c(2)=a4; c(3)=f2; c(4)=f4; c(5)=b2; c(6)=b4;
c(7)=c1; c(8)=c3; c(9)=ld; c(10)=di; l=[t,x,c];
z=(niw*uiw-76.8049*exp(-pw)).^2;
subplot(2,2,1); semilogy(t,xn,t,xne), title(['\eta_w=',num2str(pw),'
Z_w=',num2str(zw),' N_{iw}=',num2str(niw),' U_{iw}=',num2str(uiw),'
New=',num2str(new),' j_{iw}-j_{ew}=',num2str(J),' z= ',num2str(z),'
l_d=',num2str(ld),' Q=',num2str(Q)]), ylabel('ni/n0, ne/n0'), xlabel('t');
legend('ni/n0','ne/n0');
subplot(2,2,2); plot(t,xz); ylabel('Z'), xlabel('t');
subplot(2,2,3); plot(t,xp); ylabel('p'), xlabel('t');
subplot(2,2,4); plot(t,xu); ylabel('Ui'), xlabel('t');
end

```

7. Функция, рассчитывающая значение плотности потока электронов термополевой эмиссии:

```

function Jtf=FluxTher(uiw,niw,pw,zw,te,a,n0,na,j)
w0=4.4/0.026;%норм раб вых для Cu
tw=fminbnd(@ (tw)temSurf(uiw,niw,pw,zw,te,a,n0,na,tw,j),0.001,200);%температур
а поверхности частицы из баланса энергии
y=0.379e-5*sqrt(zw*te/(a*0.026))/w0;
v=1-y^2;
teta=3-2*v;
Hi=0.318e-12*teta/(a^2*0.026)*zw^2*te^2/tw^3;

```

```
Jtf=0.894e16*0.026*sqrt(20.18)/(a*n0)*zw*sqrt(te)*sqrt(tw)*exp(-w0/tw+Hi);
end
```

8. Функция, вычисляет значение температуры поверхности пылевой частицы для заданных параметров:

А) для диэлектриков

```
function F=temSurf(uiw,niw,pw,te,Pf,tw,j)
na=1e16;
n0=1e11;
Jiw=uiw*niw;
Jew=1/sqrt(2*3.14*0.000027)*exp(-pw); %для неона
Jph=1/(2*3.14*te).^0.5*0.2;
Ja=na/n0*1/sqrt(2*3.14*te);
%коэффициенты эмиссии
r=1.24*te/(4+0.026*te).^3*j(1);
d=0.0348*(1+112/te)*te.(0.54)*exp(-137/te)*j(2);
y=0.2208*j(3);
yy=0.1*j(4);
%коэффициенты аккомодации
alf0=2.4*0.9892156863/(1+0.9892156863).^2; %на решетке твердых сфер, для
неона и оксида алюминия (корунд)
alfA=alf0/(alf0+Pf*(1-alf0)); %-атомов
alfI=alf0*(1+0.5*Pf)/(alf0+Pf*(1-alf0)); %-ионов
%степень черноты
A0=0.1;
Qrad=7e13*A0*sqrt(20.18)/n0*tw.^4/sqrt(te); %плотность потока энергии,
уносимой излучением
%энергии
ei=2+pw*te;
Ea=830.8;
ed=38.46;
ey=265.4;
epe=248;
Eex=646;
%плотность потока термоэлектронов
Jth=4.05e20*sqrt(20.18)/n0*tw.^2/sqrt(te)*exp(-3.9/(0.026*tw));
F=(Ja*alfA*2*(tw-1)+Jth*Pf*2*tw+Qrad-Jiw*(Ea+alfI*(ei-2*tw)-Pf*y*ey)-
Jew*(2*te-Pf*(r*2*te+d*ed))-Jph*(Eex-Pf*yy*epe)).^2;
End
```

Б) для металлов

```
function F=temSurf(uiw,niw,pw,zw,te,a,n0,na,tw,j)
w0=4.4/0.026;%норм раб вых
m=2.7e-5;%отн массы электрона и иона газа
Jiw=uiw*niw;
Jew=1/sqrt(2*pi*m)*exp(-pw); %для неона
Jph=1/sqrt(2*pi*te)*0.2;
Ja=na/n0*1/sqrt(2*pi*te);
%Кoeffициенты эмиссии
aa=0.73; AA=0.044; rmm=0.13; emm=10/0.026; enn=6/0.026;%коэффициенты
аппроксимации для Cu
r=5.44*rmm*emm^2*te/(emm+te).^3*j(1);
%r=1.24*te/(4+0.026*te).^3*j(1);
d=0.9147*AA*(1+aa+enn/te)*(0.026*te).^aa*exp(-enn/te)*j(2);
%d=0.0348*(1+112/te)*te.(0.54)*exp(-137/te)*j(2);
y=0.2048*j(3);%для Cu
yy=0.1*j(4);
%коэффициенты аккомодации
Pf=1;
```

```

mu=0.31788;% отношение масс атомов неона и Cu
alf0=2.4*mu/(1+mu).^2; %на решетке твердых сфер
alfA=alf0/(alf0+Pf*(1-alf0)); %-атомов
alfI=alf0*(1+0.5*Pf)/(alf0+Pf*(1-alf0)); %-ионов
%степень черноты
A0=0.1;
Qrad=7e13*A0*sqrt(20.18)/n0*tw.^4/sqrt(te); %плотность потока энергии,
уносимой излучением
%энергии
ei=2+pw*te;
Ea=830.8;
ed=38.46;
ey=0.5*(Ea-2*w0);
Eex=646;
epe=0.5*(Eex-w0);
%плотность потока электронов термоавтоэлектронной эмиссии
y=0.379e-5*sqrt(zw*te/(a*0.026))/w0;
v=1-y^2;
teta=3-2*v;
Hi=0.318e-12*teta/(a^2*0.026)*zw^2*te^2/tw^3;
Jtf=0.894e16*0.026*sqrt(20.18)/(a*n0)*zw*sqrt(te)*sqrt(tw)*exp(-w0/tw+Hi);
F=(Ja*alfA^2*(tw-1)+Jtf*Pf^2*tw+Qrad-Jiw*(Ea+alfI*(ei-2*tw)-Pf*y*ey)-
Jew*(2*te-Pf*(r*2*te+d*ed))-Jph*(Eex-Pf*yy*epe)).^2;
end

```

ПРИЛОЖЕНИЕ 3

Расчет плазменных параметров для зонда цилиндрической и сферической формы с учетом столкновений ионов с атомами, ионизации и эмиссии электронов с поверхности зонда

Методика решения системы моментных уравнений и уравнения Пуассона, предложенная в главе 3 п.3.2.2, может быть использована в зондовых исследованиях для расчета вольт-амперных характеристик и определения параметров плазмы. Для этого необходимо изменить выражения для целевых функций. Также необходимо учесть изменения в уравнениях непрерывности и Пуассона для сферического и цилиндрического зонда. В главе 3 определяется потенциал (заряд) пылевой частицы в плазме или плавающий потенциал зонда, когда плотность полного потока через его поверхность равна нулю.

Уравнения непрерывности и Пуассона для сферической и цилиндрической геометрии запишутся так:

$$\frac{1}{r^g} \frac{d}{dr} r^g n_i u_{ir} = n_e z_e, \quad (\text{П.1})$$

$$\frac{1}{r^g} \frac{d}{dr} r^g \frac{d\varphi}{dr} = -\frac{e}{\varepsilon_0} (n_i - n_e), \quad E_r = -\frac{d\varphi}{dr}, \quad (\text{П.2})$$

где $g=1$ - для цилиндра, $g=2$ - для сферы, координата r берет начало в центре кривизны поверхности зонда. Уравнение движения ионов (3.17) одинаково для цилиндра и сферы. Используя предложенную в данной работе нормировку, в безразмерном виде получим:

$$\frac{dN_i}{ds} = \delta_i \frac{N_e}{U_i} - g \frac{N_i}{s} - \frac{N_i}{U_i} \frac{dU_i}{ds}, \quad (\text{П.3})$$

$$\frac{dZ}{ds} = \frac{1}{\alpha^2} (N_i - N_e) - \frac{gZ}{s}, \quad Z = \frac{d\eta}{ds}. \quad (\text{П.4})$$

Условия на границе области возмущения для зондов будут аналогичны условиям, рассмотренным в главе 3 (3.18), но необходимо учесть влияние геометрии при разложениях плазменных параметров в начале счета на тонком слое Δs . Учитывая это, для коэффициентов разложения получим следующие выражения:

$$c_1 = \delta_i, \quad b_2 = c_1 \{c_1 + [\delta_c + \delta_i]\}/2, \quad a_2 = b_2,$$

$$c_3 = \frac{\{\gamma - s_0^g a_2\} [\delta_i/3 - c_1] - 6\alpha^2 \kappa_1 b_2}{12\alpha^2 s_0^g c_1 \{c_1 + [\delta_c + \delta_i]/4\} + s_0^g},$$

$$b_4 = c_3(c_1 + [\delta_c + \delta_i]), f_2 = a_2 - \alpha^2(12b_4s_0^g + 6\gamma b_2)/s_0^g,$$

$$a_4 = -b_4 + a_2b_2/2, f_4 = a_4 + \gamma(f_2 - a_2)/s_0^g,$$

где $\gamma = s_0^{g-2} g(g-1)/2$.

При зондовых измерений фиксируется зависимость зондового тока от его потенциала и строится вольт-амперная характеристика. Основными параметрами при этом являются характеристики зонда: потенциал, радиус, материал. При теоретическом моделировании потоков ионов и электронов на поверхности зонда необходимо задание плазменных характеристик. Все основные характеристики входят в параметры подобия $\alpha = \lambda_d/a$, δ_c , δ_i , где a – радиус кривизны поверхности зонда (сферы, или основания цилиндра). С учетом эмиссионных эффектов на поверхности зонда необходимо задание основных характеристик материала зонда (W_0 – работа выхода, a_0 – степень черноты, P_f – вероятность вылета электрона без повторных столкновений).

Учитывая особенности зондовых измерений, можно сделать вывод, что потенциал поверхности является задаваемым параметром наряду с радиусом, работой выхода и т.д. Целевая функция для такого случая без учета эмиссии запишется следующим образом:

$$f(\alpha, \delta_c, \delta_i, s_0) = (\eta_w - \eta'_w)^2, \quad (\text{П.5})$$

здесь η_w – задаваемый потенциал поверхности зонда, η'_w – потенциал зонда, получаемый в результате решения дифференциальных уравнений (П.3)-(П.4), (3.7) и (3.17), который будет зависеть от всех задаваемых параметров. При этом заранее неизвестным является размер области возмущения s_0 . Именно по нему и будет находиться минимум функции (П.5) ($\eta_w = \eta'_w$). Данное значение даст абсолютное значение нормированной плотности потока ионов на поверхности зонда $\tilde{J}_{iw} = N_{iw}|U_{iw}|$ ($\tilde{J}_{iw} > 0$), размер области возмущения s_0 и распределения плазменных параметров в этой области.

На рис.П.1. представлены рассчитанные зависимости абсолютного значения нормированной плотности потока ионов и размера области возмущения плазмы цилиндрическим (а) и сферическим (б) зондом от потенциала поверхности зонда (целевая функция (П.5)) без учета эмиссии при $\alpha = 0.5$, $\delta_i = 0.001$ для различных значений параметра δ_c . Рост δ_c приводит к снижению плотности ионного тока и уменьшению области возмущения.

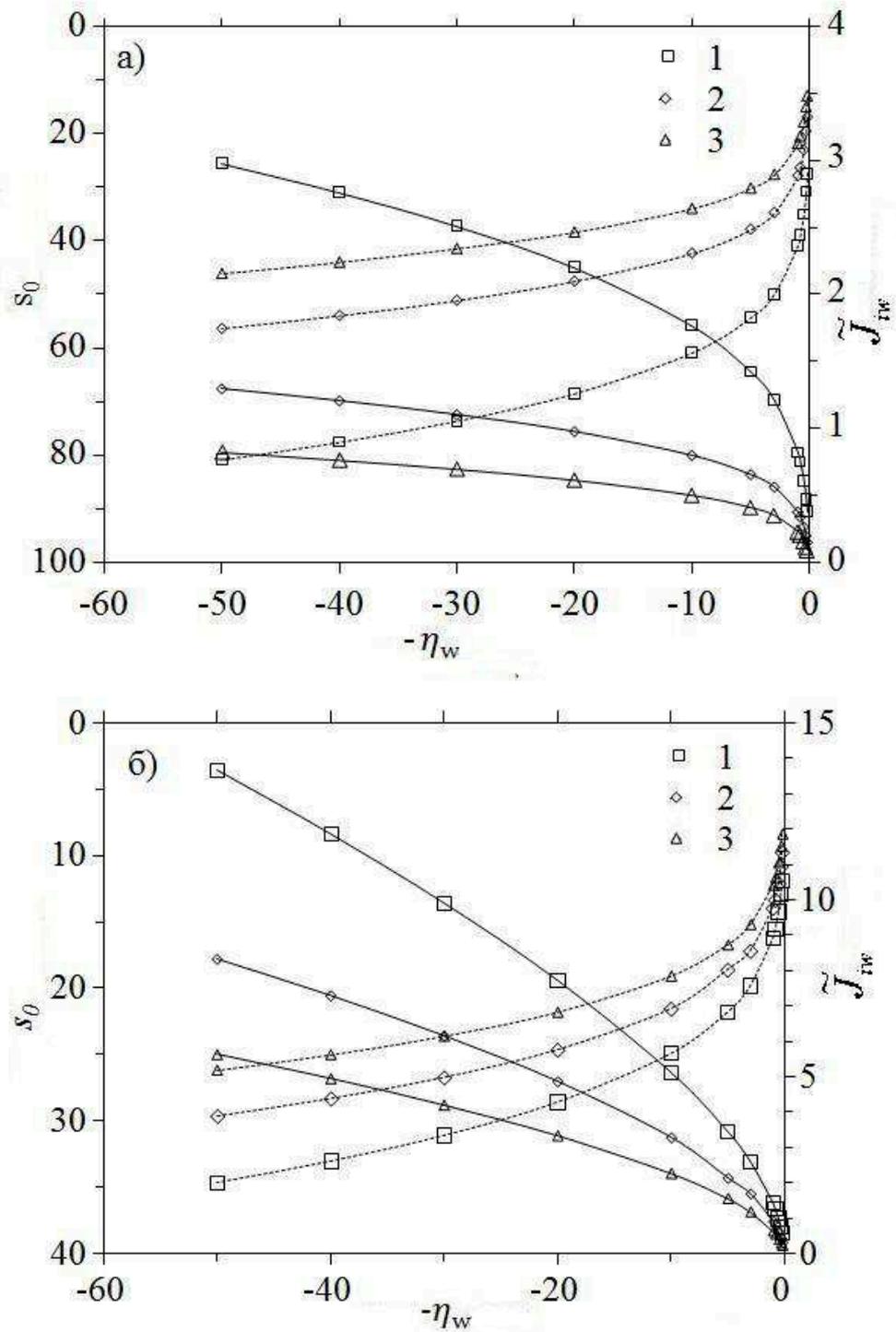


Рис. П.1. Расчетные зависимости $\tilde{J}_{iw}(\eta_w)$ - сплошные линии и $s_0(\eta_w)$ - пунктир, для цилиндрического (а) и сферического (б) зонда при $\alpha = 0.5$, $\delta_i = 0.001$ и различных значениях δ_c : 1 – 0.1; 2 – 0.5; 3 – 1.

На рис.П.2. приведены радиальные распределения нормированных концентрации ионов, электронов, абсолютного значения радиальной скорости ионов и потенциала в области возмущения плазмы цилиндрическим зондом при $\alpha = 0.5$, $\delta_c = 0.5$, $\delta_i = 0.001$ для

абсолютных значений нормированного потенциала поверхности зонда $\eta_w = 0.2$ – крутая часть вольт-амперной характеристики и $\eta_w = 40$ – область ионного насыщения. Из рисунка видно, что с ростом η_w растет толщина слоя ионного пространственного заряда и увеличивается размер области возмущения. При значениях потенциала, близких к потенциалу невозмущенной плазмы ($\eta_w = 0.2$), возмущение незначительно.

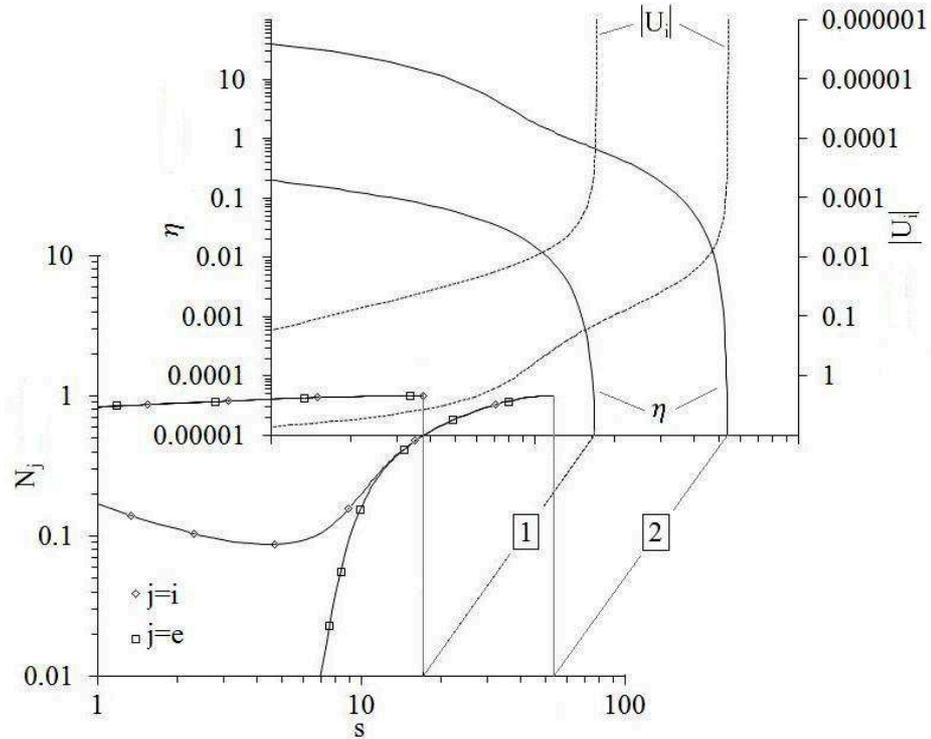


Рис. П.2. Радиальные распределения плазменных параметров N_i , N_e , $|U_i|$ и η при различных абсолютных значениях потенциала поверхности η_w : 1 – 0.2; 2 – 40, в соответствующих областях возмущения около цилиндрической поверхности зонда для $\alpha = 0.5$, $\delta_c = 0.5$, $\delta_i = 0.001$.

Основная цель зондовых измерений – определение параметров плазмы, а именно концентрации и температуры электронов. Если считать распределение электронов по скоростям максвелловским и температуру электронов заданной, то задача сводится к определению концентрации n_0 . Так как она входит в параметр подобия α , то его необходимо определять. При этом считается, что δ_c задается характеристиками газа и давлением, а δ_i – температурой электронов. Также в качестве параметров выступают плотность потока частиц через зонд, потенциал зонда и его радиус.

Минимум целевой функции П.5 позволяет для заданных параметров α , δ_c и δ_i подобрать необходимое абсолютное значение нормированного потенциала поверхности η_w за счет варьирования s_0 . Очевидно, что за счет варьирования α , можно добиться необходимого значения плотности потока частиц через зонд. Целевая функция тогда будет выглядеть так:

$$f(\alpha, \delta_c, \delta_i, s_0) = (\tilde{J}_w - \tilde{J}'_w)^2. \quad (\text{П.6})$$

Здесь \tilde{J}_w – задаваемое нормированное абсолютное значение плотности потока частиц через зонд ($\tilde{J}_w > 0$), \tilde{J}'_w - рассчитываемое нормированное абсолютное значение плотности потока частиц через зонд в результате решения уравнений. Без учета эмиссии $\tilde{J}'_w = |\tilde{J}_{ew} - \tilde{J}_{iw}|$, а в области ионного насыщения - $\tilde{J}'_w \approx \tilde{J}_{iw}$.

Однако, учитывая нормировку уравнений, получаем, что нормированная плотность потока через зонд $\tilde{J}_w = J_w/n_0u_0$, где J_w - модуль плотности потока частиц через зонд в размерных единицах. Таким образом, получаем, что для организации предложенного здесь алгоритма расчета необходимо знание концентрации частиц невозмущенной плазмы, которая является расчетной величиной. Другими словами \tilde{J}_w зависит от α и будет меняться в процессе расчета, при том как J_w фиксированная величина.

Выход из данной ситуации есть. Для организации двойной оптимизации с целевыми функциями (П.5) и (П.6) используются вложенные циклы: во внутреннем цикле ищется минимум функции (П.5) по величине s_0 , а во внешнем – минимум функции (П.6) по величине α . Для внутреннего цикла подобных парадоксов не наблюдается, так как в s_0 не входят параметры, входящие в η_w . Для внешнего же цикла необходимо переводить задаваемую размерную плотность потока частиц J_w в нормированный вид $\tilde{J}_w = n_0u_0$, чтобы сравнивать с ее с рассчитанным по модели тока значением \tilde{J}'_w . Для нахождения n_0 используется текущее значение α :

$$n_0 = \tau \left(\frac{1.2 \cdot 10^6}{\alpha \alpha [\text{мкм}]} \right)^2.$$

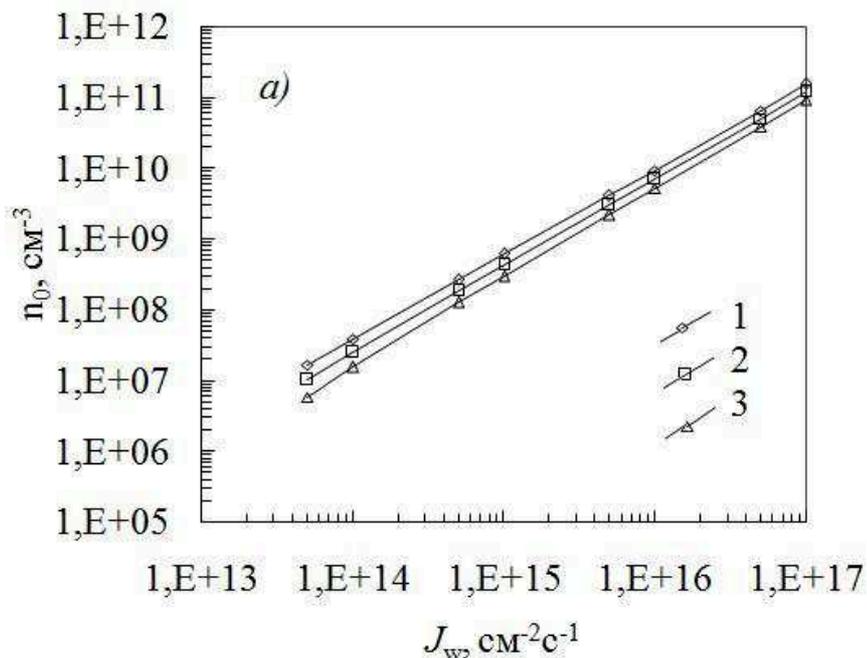
Поэтому для \tilde{J}_w получим следующее выражение:

$$\tilde{J}_w = \frac{J_w [\text{см}^{-2} \text{с}^{-1}]}{\tau \left(\frac{1.2 \cdot 10^6}{\alpha \alpha [\text{мкм}]} \right)^2 10^6 \sqrt{m_i [\text{аеи}]} }.$$

Список параметров при этом расширился. Теперь необходимо задание радиуса зонда, нормированной температуры электронов и характеристик газа. Однако при учете эмиссии электронов с поверхности зонда эти характеристики, а также характеристики поверхности зонда все равно были бы введены в рассмотрение. Таким образом, в результате решения для заданных параметров зонда и газа будут получены толщина области возмущения плазмы зондом r_0/a и величина λ_d/a , в которую входит концентрация заряженных частиц невозмущенной плазмы n_0 .

Типичные значения модуля плотности потока частиц через зонд для экспериментов в плазме неона или аргона низкого давления, при модулях напряжений 150-300 В и токов через зонд от 40 до 60 мкА, при радиусах зондов $a \sim 1000 \text{ мкм}$ – для сферы, $a \sim 40 \text{ мкм}$ – для цилиндра, соответствуют диапазону $10^{13} \div 10^{17} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$.

На рисунке рис. П.3 представлены расчетные зависимости $n_0(J_w)$ для различных абсолютных значений нормированного потенциала поверхности зонда η_w в области ионного насыщения. Расчет осуществлен для сферического ($a = 1000 \text{ мкм}$) и цилиндрического ($a = 40 \text{ мкм}$) зондов, находящихся в разряде неона при $\tau = 100$. С ростом модуля плотности потока через зонд значение n_0 растет. Очевидно, что отношение λ_d/a при этом уменьшается, то есть уменьшается толщина слоя пространственного заряда вокруг зонда. При увеличении абсолютного значения потенциала зонда размер слоя растет и концентрация невозмущенной плазмы, соответственно, уменьшается. Качественно этот результат согласуется с классической теорией слоя Ленгмюра.



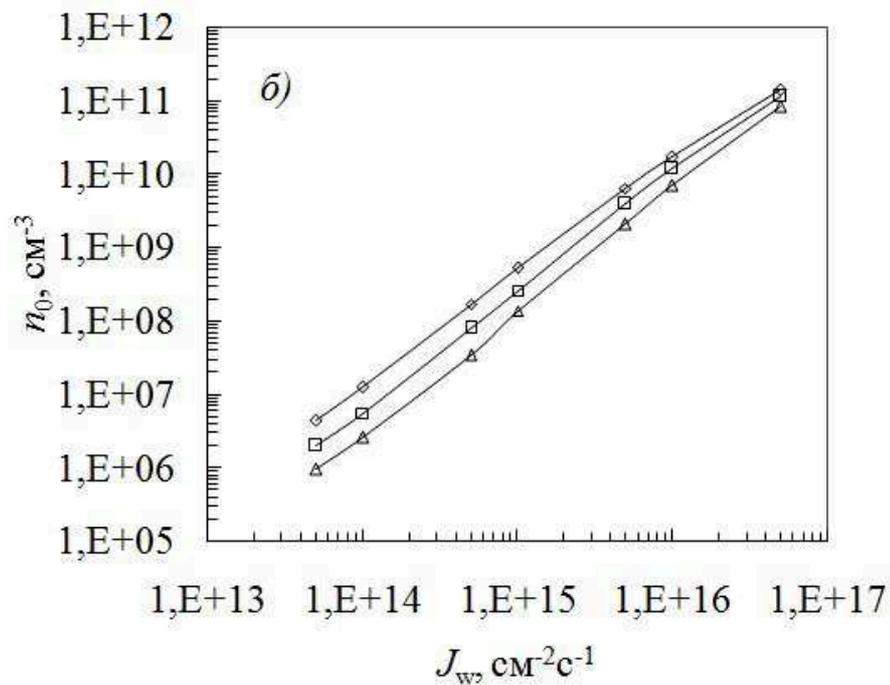


Рис. П.3. Расчетные зависимости $n_0(J_w)$ при $\delta_c = 0.1$ и $\delta_i = 0.0001$ для (а) – цилиндрического ($a = 40 \text{ мкм}$) и (б) – сферического ($a = 1000 \text{ мкм}$) зондов в разряде неона при $\tau = 100$ и различных значениях η_w : 1 – 10; 2 – 20; 3 – 40.

С учетом эмиссии электронов с поверхности зонда нормированное значение плотности потока частиц через зонд, получаемое во время расчета, запишется следующим образом:

$$\tilde{J}'_w = |\tilde{J}_{ew} - \tilde{J}_{iw} - \tilde{J}_{em}| \quad (\text{П.7})$$

Очевидно, что учет эмиссии, должен привести к тому, что плотность потока ионов на зонд должна уменьшиться. При фиксированном потенциале зонда, а также прочих параметрах этого можно добиться за счет увеличения слоя пространственного заряда. Расчеты показывают, что размер области возмущения при этом меняется слабо. Таким образом, учет эмиссии должен привести к уменьшению концентрации плазмы. Для оценки количественного влияния эмиссии на величину рассчитываемой концентрации плазмы проведем расчет.

В эмиссионную плотность потока дают вклад вторичная, ионно-электронная, фото и термоавтоэлектронная эмиссии. В таблице П.1. приведены рассчитанные значения концентрации частиц невозмущенной плазмы без учета эмиссии и с учетом вторичной, ионно-электронной и фотоэмиссии для сферического и цилиндрического медного зонда в плазме неона. Расчет осуществлен при $\delta_c = 0.1$, $\delta_i = 0.0001$, $\tau = 100$, $\eta_w = 20$.

Таблица. П.1. Значения концентрации n_0 , рассчитанные с учетом и без учета эмиссии по данным рис. П.3.

| А | $g = 1$ цилиндр, $a = 40$ мкм, $\tau = 100$, $\eta_w = 20$ | | | | | | | |
|---------------------------------------|---|----------|----------|----------|----------|----------|----------|----------|
| $J_w, \text{сМ}^{-2}\text{с}^{-1}$ | 5E+13 | 1E+14 | 5E+14 | 1E+15 | 5E+15 | 1E+16 | 5E+16 | 1E+17 |
| $n_{0_{\text{бэ}}}, \text{сМ}^{-3}$ | 1,02E+07 | 2,51E+07 | 1,87E+08 | 4,35E+08 | 3,04E+09 | 7,04E+09 | 5,06E+10 | 1,2E+11 |
| $n_{0_{\text{сэ}}}, \text{сМ}^{-3}$ | 7,19E+06 | 1,80E+07 | 1,36E+08 | 3,18E+08 | 2,22E+09 | 5,14E+09 | 3,21E+10 | 8,71E+10 |
| $n_{0_{\text{бэ}}}/n_{0_{\text{сэ}}}$ | 1,42 | 1,39 | 1,38 | 1,37 | 1,37 | 1,37 | 1,58 | 1,38 |

| Б | $g = 2$ сфера, $a = 1000$ мкм, $\tau = 100$, $\eta_w = 20$ | | | | | | | |
|---------------------------------------|---|----------|----------|----------|----------|----------|----------|--|
| $J_w, \text{сМ}^{-2}\text{с}^{-1}$ | 5E+13 | 1E+14 | 5E+14 | 1E+15 | 5E+15 | 1E+16 | 5E+16 | |
| $n_{0_{\text{бэ}}}, \text{сМ}^{-3}$ | 2,03E+06 | 5,62E+06 | 7,91E+07 | 2,63E+08 | 3,93E+09 | 1,17E+10 | 1,13E+11 | |
| $n_{0_{\text{сэ}}}, \text{сМ}^{-3}$ | 1,41E+06 | 3,82E+06 | 5,08E+07 | 1,68E+08 | 2,61E+09 | 7,88E+09 | 8,00E+10 | |
| $n_{0_{\text{бэ}}}/n_{0_{\text{сэ}}}$ | 1,44 | 1,47 | 1,56 | 1,57 | 1,51 | 1,48 | 1,41 | |

Очевидно, что в области ионного насыщения влияние потоков эмиссии, вызываемых потоком первичных электронов (вторичная эмиссия) будет незначительной. Однако эти типы эмиссии вносят значительный вклад, например, в определение плавающего потенциала (см. главу 3). Несмотря на это, такие типы эмиссии как ионно-электронная и фотоэмиссия, зависят от плотности потока ионов и должны вносить существенный вклад в уравнение баланса (П.7).

На рис. П.4. представлены рассчитанных концентраций плазмы без учета и с учетом эмиссии, полученные по данным таблицы П.1. Из анализа рис. П.4 и таблицы П.1 видно, что рассчитанные отношения для обоих типов геометрий зонда во всей рассмотренной области плотностей потоков больше единицы. В среднем же учет эмиссии изменяет рассчитанное значение концентрации плазмы от 40 до 50 %. Таким образом, для более точного определения концентрации плазмы зондовым методом необходимо учитывать эмиссию электронов.

Плотность потока фотоэмиссии не зависит от материала зонда, а коэффициент ионно-электронной эмиссии, и, соответственно, плотность потока электронов ионно-электронной эмиссии зависит от работы выхода материала (см. главу 2). Рост работы выхода уменьшает коэффициент ионно-электронной эмиссии и, соответственно, поток электронов ионно-электронной эмиссии. Коэффициенты ионно-электронной эмиссии для

вольфрама, меди и алюминия равны, соответственно, 0.2723, 0.2752 и 0.2776. Исходя из сравнения данных коэффициентов видно, что различаются они на незначительную величину. Именно поэтому, как показывают расчеты, влияние ионно-электронной эмиссии для данных материалов практически одинаково.

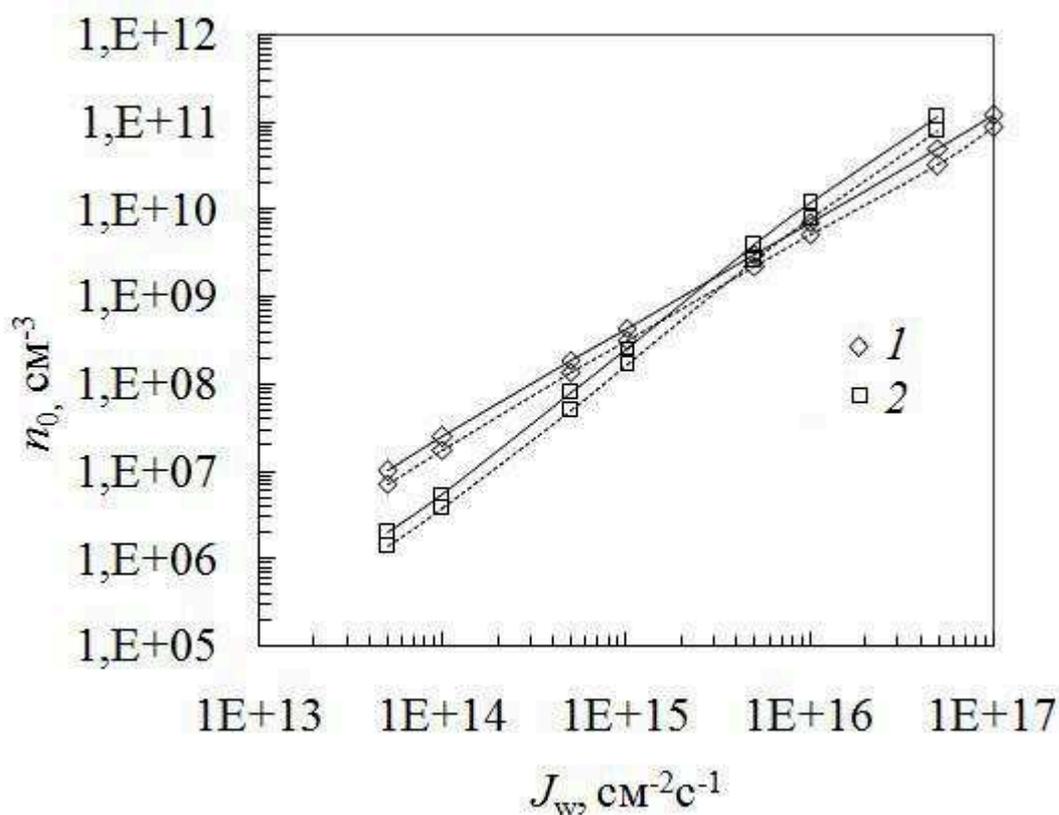


Рис. П.4. Рассчитанные значения концентраций заряженных частиц невозмущенной плазмы без учета эмиссии – сплошные линии; с учетом эмиссии – пунктир. Рисунок построен по данным таблицы П.1: 1 – для цилиндра; 2 – для сферы.

Из приведенных расчетов видно, что эмиссия электронов с поверхности зонда может оказывать значительное влияние на интерпретацию вольт-амперных характеристик, в частности на величину определяемой концентрации плазмы. Показано, что без учета эмиссии электронов с поверхности медного зонда ошибка в определении концентрации плазмы может составлять 40-50%. Для таких материалов как вольфрам и алюминий ошибка сохранится такая же ошибка. Тем самым учет эмиссии очень важен при анализе вольт-амперных характеристик.

Программы расчета приведены в приложении И.

ПРИЛОЖЕНИЕ И

Программа расчета вольт-амперной характеристики зонда с учетом столкновений ионов с атомами, ионизации, вторичной, ионно-электронной, фото и термоэлектронной эмиссии и шероховатости поверхности

1. Функция, возвращающая значения правых частей дифференциальных уравнений (П.3), (3.7), (П.4) и (3.17):

```
function f = myright(t,x,di,dc,alfa,s0,j1)
f=zeros(4,1);
f(1)=j1*x(1)/(s0-t)+exp(-x(3))/x(4)*di-x(1)/x(4)*(x(2)/x(4)-(dc+di*exp(-x(3))/x(1)));
f(2)=1./(alfa.^2)*(x(1)-exp(-x(3)))+j1*x(2)/(s0-t);
f(3)=x(2);
f(4)=x(2)/x(4)-(dc+di*exp(-x(3))/x(1));
end
```

2. Функция, рассчитывающая значение целевой функции (П.5):

```
function z = MysolDif(t00,di,dc,alfa,s0,pw,j1)
c1=di;
b2=c1*(c1+(dc+di))/2;
a2=b2;
c3=(a2*(c1-di/3))/(1+12*alfa.^2*c1*(c1+1/4*(di+dc)));
b4=c1*c3+c3*(dc+di)/4;
a4=a2*b2/2-b4;
f2=a2-12*alfa.^2*b4;
f4=a4;
t1=s0-1;
x10=1-f2*t00.^2+f4*t00.^4;
x20=2*b2*t00+4*b4*t00.^3;
x30=b2*t00.^2+b4*t00.^4;
x40=c1*t00+c3*t00.^3;
[t,x]=ode23s(@(t,x)myright(t,x,di,dc,alfa,s0,j1),[t00 t1],[x10 x20 x30 x40]);
pw1=x(length(x),3);%рассчитанный потенциал поверхности
z=(pw-pw1).^2;%значение целевой функции
end
```

3. Процедура оптимизации по целевой функции (П.5):

```
function s0=optim(t00,di,dc,alfa,pw,j1)
s0=fminbnd(@(s0)MysolDif(t00,di,dc,alfa,s0,pw,j1),1.1,10000);
end
```

4. Функция, рассчитывающая значение целевой функции (П.6)

```
function z=MysolDif1(t00,di,dc,alfa,te,jw,pw,j1,j)
%для неона
mi=20.2;%aem
a=40;%mkm
s0=optim(t00,di,dc,alfa,pw,j1);
c1=di;
b2=c1*(c1+(dc+di))/2;
a2=b2;
c3=(a2*(c1-di/3))/(1+12*alfa.^2*c1*(c1+1/4*(di+dc)));
b4=c1*c3+c3*(dc+di)/4;
```

```

a4=a2*b2/2-b4;
f2=a2-12*alfa.^2*b4;
f4=a4;
t1=s0-1;
x10=1-f2*t00.^2+f4*t00.^4;
x20=2*b2*t00+4*b4*t00.^3;
x30=b2*t00.^2+b4*t00.^4;
x40=c1*t00+c3*t00.^3;
[t,x]=ode23s(@ (t,x)myright(t,x,di,dc,alfa,s0,j1),[t00 t1],[x10 x20 x30 x40]);
niw=x(length(x),1); uiw=x(length(x),4);%скорость и концентрация ионов на
поверхности частицы
pww=x(length(x),3);%потенциал поверхности
zw=x(length(x),2);%поле на поверхности
m=2.7e-5;%neon
Jiw=niw*uiw;
Jew=1/sqrt(2*pi*m)*exp(-pww);
Jph=Jiw*0.2;
%коэффициенты эмиссии
aa=0.73; AA=0.044; rmm=0.13; emm=10/0.026; enn=6/0.026;%коэффициенты
аппроксимации для Cu
%aa=0.87; AA=0.016; rmm=0.14; emm=4/0.026; enn=5/0.026;%коэффициенты
аппроксимации для Al
%aa=0.71; AA=0.036; rmm=0.2; emm=10/0.026; enn=5.5/0.026;%коэффициенты
аппроксимации для W
r=5.44*rmm*emm^2*te/(emm+te)^3*j(1);
d=0.9147*AA*(1+aa+enn/te)*(0.026*te).^aa*exp(-enn/te)*j(2);
y=0.2752*j(3);%для CU
%y=0.2776*j(3);% для Al
%y=0.27296*j(3);% для W
yy=0.1*j(4);
Jtf=0;%fluxther(uiw,niw,pw,zw,te,a,n0,na,j);
Jw=abs(Jew-(Jiw+Jew*r+Jew*d+yy*Jph+y*Jiw+Jtf));%расчет нормированной
плотности потока через зонд
Jw1=jw/(te*(1.2e6/(alfa*a))^2*1e6*sqrt(0.026*te/mi));%расчет плотности потока
через зонд в sm-2s-2
z=(Jw1-Jw).^2;
end

```

6. Функции fluxther.m и temSurf.m такие же, как и в приложении Ж.