

ВЛИЯНИЕ ПЫЛЕВОЙ КОМПОНЕНТЫ НА СКОРОСТИ ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ПРОЦЕССОВ В НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОЙ ПЛАЗМЕ

В. В. Иванов^{а*}, А. Ф. Паль^б, Т. В. Рахимова^а, А. О. Серов^а, Н. В. Суетин^а

^а Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д. В. Скобельцына
115899, Москва, Россия

^б Троицкий институт инновационных и термоядерных исследований
142092, Троицк, Московская обл., Россия

Поступила в редакцию 7 октября 1998 г.

Впервые экспериментально и теоретически исследуются элементарные процессы в пылевой плазме самостоятельного разряда. Построена теоретическая модель плазмы самостоятельного разряда с макрочастицами. Получена оценка степени влияния макрочастиц на функцию распределения электронов по энергиям (ФРЭЭ) в приближении кулоновского поля макрочастиц. Полученный коэффициент рекомбинации электронов и ионов на макрочастицах сравнивается с константой гибели электронов, рассчитанной по ФРЭЭ с сечением поглощения электронов в приближении орбитального движения. Показано, что это приближение, справедливое в бесстолкновительном случае, удовлетворительно работает и за границами своей применимости. Получены распределения заряженных частиц и электрических полей, создаваемых макрочастицами, в плазме гелия. На основании экспериментальных результатов сделан вывод о важности процессов вторичной электронной эмиссии электронами больших энергий.

1. ВВЕДЕНИЕ

Пылевая газовая плазма, т. е. плазма, содержащая кроме электронов, ионов, атомов и молекул газа еще и пылевые частицы субмикронного и микронного размеров (макрочастицы), широко исследовалась в природных явлениях в астрофизике, таких как хвосты комет, межзвездная пыль, планетарные кольца и др. Хотя первые лабораторные исследования пылевой плазмы относятся к началу столетия [1], наибольший интерес к изучению такой плазмы проявился в последние годы в связи с бурным развитием микротехнологии и технологии получения новых материалов в плазменных реакторах [2–4]. С одной стороны, такая плазма рассматривается как один из наиболее эффективных способов синтеза наночастиц с уникальными физическими свойствами, что определяет ее широкое прикладное значение. С другой стороны, изучение процессов, протекающих в пылевой плазме, и динамического поведения образующихся структур представляет глубокий фундаментальный интерес как в физике плазмы, так и в физике твердого тела.

Следует отметить, что частицы в плазме благодаря большей подвижности электронов приобретают отрицательный заряд, однако при условии, что вторичная электронная эмиссия или фотоэмиссия являются определяющими, заряд может быть и положительным. Система одноименно заряженных пылевых частиц может образовывать устойчи-

*E-mail: ivv@mics.msu.su

вые структуры при наличии дальнедействующих сил притяжения, возникающих, например, из-за взаимодействия макрочастиц с частицами плазмы.

Основные экспериментальные и теоретические исследования по плазме с макрочастицами касались их образования [5, 6], коагуляции [7], пространственного распределения [8], температуры частиц [9, 10] и формирования упорядоченных структур («кулоновские» кристаллы) [3, 4]. Большинство работ по наблюдению и изучению кулоновских кристаллов относится к ВЧ разрядам, как наиболее используемым в микро-технологии. Так, на основе работ [4, 11–13] были сформулированы некоторые законы подобия для структур, формирующихся в приэлектродных слоях ВЧ разрядов (уменьшение межчастичного расстояния в решетке структуры с увеличением мощности разряда, уменьшение стабильности решетки с увеличением размера частиц, возможность выхода частиц из решетки с образованием дислокаций).

Успешное применение разрядов постоянного тока в реакторах, используемых при плазменном осаждении тонких пленок, вызвало интерес к исследованию пылевой плазмы в таких разрядах [14, 15]. Однако наличие частиц в плазме может существенно изменить ее свойства за счет появления дополнительного источника поглощения (а иногда и испускания) электронов и ионов.

Особый интерес вызывают механизмы зарождения макрочастиц и их влияние на микро- и макроскопические характеристики плазмы. Пылевые частицы влияют на функцию распределения электронов по энергиям, зарядовый состав и концентрацию заряженных частиц, химический состав плазмы.

К сожалению, в настоящее время отсутствует детальное экспериментальное и теоретическое исследование свойств плазмы с макрочастицами. Ряд теоретических работ [16–18] указывает на эффект влияния макрочастиц на функцию распределения электронов по энергиям (ФРЭЭ) и, следовательно, на транспортные коэффициенты. Для построения теории плазмы с макрочастицами необходимо изучение элементарных процессов (возбуждение, рекомбинация и т. д.) в такой плазме. Одним из основных процессов, определяющих баланс заряженных частиц в плазме, является их объемная рекомбинация. При наличии макрочастиц появляется дополнительная рекомбинация электронов и ионов на поверхности макрочастиц. Эта рекомбинация является одним из основных факторов воздействия пылевой макрочастицы на плазму.

Однако прямых измерений констант скоростей такой рекомбинации не проводилось. В настоящей работе предложена методика измерения скорости гибели электронов на пылевых частицах. Подобные измерения проведены впервые. Результаты представлены в виде значений константы скорости объемной рекомбинации. Обычно скорость рекомбинации плазмы определяют по ее распадным характеристикам, т. е. каким-либо образом измеряется скорость уменьшения концентрации заряженных частиц (как правило, электронов) при выключении источника поддержания плазмы. Однако этот метод достаточно труден в реализации и интерпретации результатов. Кроме того, константы скорости гибели электронов в распадающейся плазме могут отличаться от стационарного случая, например, за счет разницы в функциях распределения электронов по энергиям. Измерения параметров плазмы в зависимости от напряженности электрического поля в стационарных самоподдерживающихся разрядах затруднены сильным взаимным влиянием поля и скорости ионизации. С нашей точки зрения уникальные возможности для измерения эффективности процессов рекомбинации, в том числе и на пылевых частицах, предоставляет использование несамостоятельного газового разряда, т. е. разряда, поддерживаемого за счет внешнего источника ионизации.

Действительно, в этом случае скорость рождения заряженных частиц практически не зависит от плазменных параметров и определяется внешним ионизатором, и в случае его постоянства концентрация заряженных частиц определяется исключительно процессами их гибели в плазме. Таким образом, несамостоятельный газовый разряд является уникальным инструментом для изучения процессов гибели заряженных частиц, в том числе, на пылевых компонентах. Кроме того, насколько нам известно, исследований пылевой плазмы несамостоятельного разряда до настоящего времени не проводилось вообще.

2. ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТА

Эксперименты проводились на установке, схема которой представлена на рис. 1. Электронный ускоритель инжектировал в разрядный промежуток через бериллиевую фольгу толщиной 55 мкм пучок электронов с энергией 125 кэВ и плотностью тока до 100 мкА/см², длительность импульса 1 мс. Разрядный промежуток длиной 0.9 см был образован металлической сеткой, через которую вводился пучок, и сплошным круглым электродом площадью 1 см². На них подавался импульс напряжения с регулируемой амплитудой, длительностью и задержкой. Большая часть экспериментов проведена в несамостоятельном разряде в гелии при атмосферном давлении.

Для запыления разрядного промежутка использовался порошок, представляющий собой микрочастицы из стеклоглерида. Микрофотография частиц пыли, полученная с помощью сканирующего электронного микроскопа, приведена на рис. 2. На фотографии видно, что микрочастицы являются правильными шарами диаметрами 24 ± 5 мкм. Порошок помещался в контейнер (см. рис. 1), имеющий сетчатое дно и расположенный над разрядным промежутком. В контейнере был расположен нагреватель, позволявший прогревать порошок для удаления возможных примесей. С помощью специального ви-

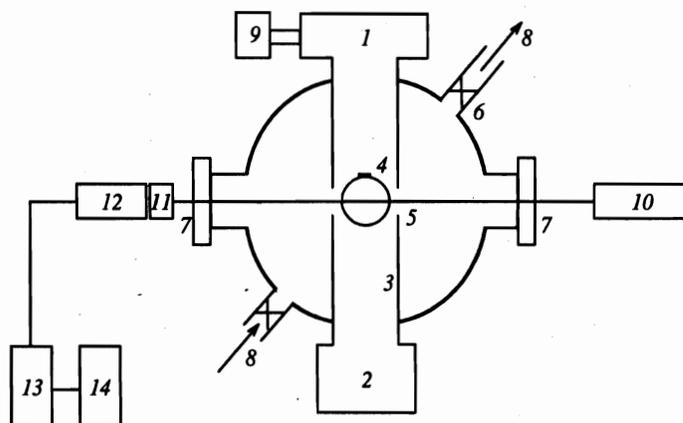


Рис. 1. Схема эксперимента: 1 — контейнер с порошком, 2 — контейнер для сбора пыли, 3 — трубка, в которой распространяется пылевое облако, 4 — электроды, 5 — отверстия для ввода и вывода зондирующего излучения, 6 — корпус, 7 — оптические окна, 8 — входное и выходное отверстия для запуска газа, 9 — вибратор, 10 — лазер, 11 — фильтр, 12 — детектор, 13 — осциллограф, 14 — компьютер

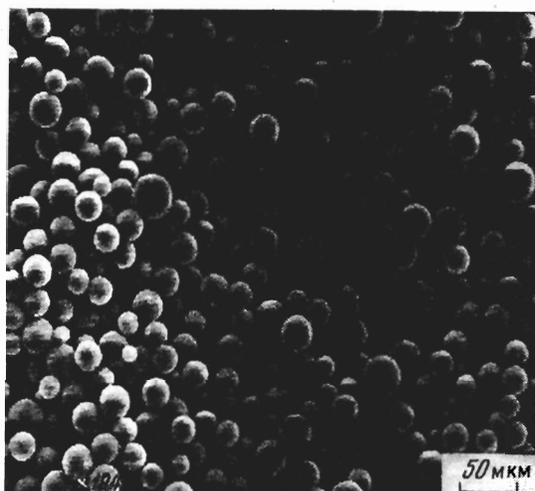


Рис. 2. Микрофотография частиц пыли

братора можно было встряхивать контейнер либо однократно, либо с частотой 100 Гц. Под разрядным промежутком расположен контейнер для сбора использованного порошка. Эти контейнеры соединены вертикальной трубкой. В средней части трубки размещаются электроды разряда. В перпендикулярном направлении имеются отверстия диаметром 2 мм для ввода и вывода зондирующего лазерного излучения. Внешний корпус разрядной камеры, обеспечивающий герметичность, сконструирован так, чтобы оптические окна находились на значительном расстоянии от запыляемого объема.

После присоединения контейнера с порошком к камере и перед заполнением рабочим газом она откачивалась форвакуумным насосом в течение нескольких часов с одновременным нагревом контейнера до 400°C. В промежутках между разрядными импульсами рабочий газ внутри камеры непрерывно обновлялся. Перед включением разряда прокачка газа останавливалась. После однократного встряхивания верхнего контейнера оседающее облако пыли в течение нескольких секунд занимало разрядный промежуток. Визуальное наблюдение (в отсутствие разряда) показало, что пыль полностью заполняет внутренний объем разрядной камеры и практически отсутствует за ее пределами.

Концентрация частиц пыли в плазме определялась по ослаблению лазерного излучения в пылевом облаке. Схема измерений приведена на рис. 1. Излучение He—Ne-лазера (длина волны 0.63 мкм, мощность 1 мВт) проходит через разрядную камеру, где находится запыленный газ. Прошедшее излучение попадает через фильтр на детектор (фотодиод ФД-24К) и регистрируется при помощи осциллографа (С9-8). Фильтр выбирался так, чтобы ток детектора не попадал в область насыщения.

Для вычисления концентрации пылевых частиц N_d в наших условиях, когда радиус r_d частиц много больше длины волны, на основании закона Бугера—Бера была получена формула [19]:

$$N_d = 0.75 \lg(I_0/I) r_d^2 s, \quad (1)$$

где I_0 и I — интенсивности света соответственно в отсутствие и при наличии пыли

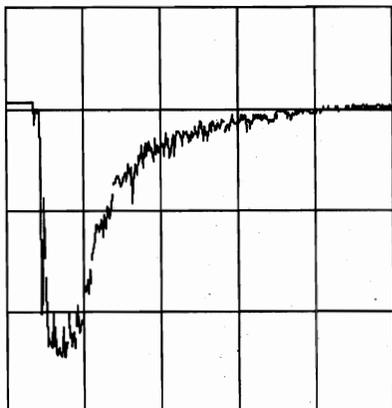


Рис. 3

Рис. 3. Осциллограмма сигнала детектора пылевых частиц (2.5 В/дел., 2 с/дел.)

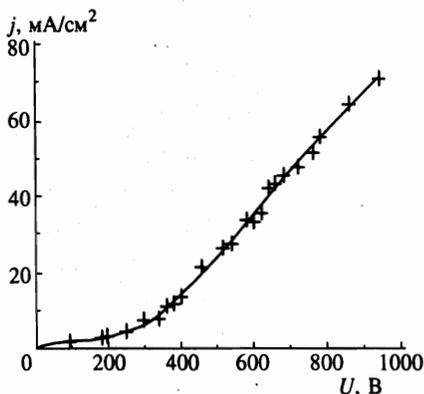


Рис. 4

Рис. 4. Вольт-амперная характеристика несамостоятельного разряда в чистом гелии при токе пучка 60 мкА/см²; + — экспериментальные точки, непрерывная линия — аппроксимация полиномом пятой степени

в камере, $s = 1$ см — размер пылевого облака. Как показали оценки, погрешности измерения N_d определяются в основном неопределенностью диаметра частиц и составляют в нашем случае около 8%. Диапазон измеряемых концентраций пыли для частиц диаметром ~ 25 мкм находится в пределах $5 \cdot 10^3 - 10^6$ см⁻³.

На рис. 3 показана осциллограмма сигнала детектора после встряхивания контейнера с порошком. Видно, что пыль находится в разрядном промежутке в течение нескольких секунд, а концентрация пыли медленно убывает со временем. Поэтому возможно провести исследования в широком диапазоне концентраций пыли, изменяя время задержки момента включения разряда, длительность которого в наших экспериментах не превышала 1 мс. За это время концентрация пылевых частиц остается практически постоянной.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ

На рис. 4 представлена вольт-амперная характеристика $j(U)$ несамостоятельного разряда в чистом гелии при токе пучка 60 мкА/см². Измерения проводились после достижения током своего квазистационарного значения. Скорость ионизации S при данном токе пучка равна 10^{16} см⁻³·с⁻¹ [20]. Исходя из этой скорости рождения и определяя концентрацию электронов из тока разряда, можно определить эффективную скорость гибели электронов в беспылевой плазме. Действительно, в отсутствие макрочастиц несамостоятельный разряд в гелии можно описать следующей системой уравнений:

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} = S - \beta n_e n_{\text{He}^+}, \quad (2)$$

$$\frac{\partial n_{\text{He}_2^+}}{\partial t} = -\beta n_e n_{\text{He}_2^+} + k n_{\text{He}^+} n_{\text{He}}^2, \quad (3)$$

$$\frac{\partial n_{\text{He}^+}}{\partial t} = S - k n_{\text{He}^+} n_{\text{He}}^2, \quad (4)$$

где n_e , n_{He} , n_{He^+} , $n_{\text{He}_2^+}$ — плотности электронов, атомарных и молекулярных ионов гелия, t — время, β — коэффициент рекомбинации ионов димера гелия, k — коэффициент конверсии ионов гелия в димер He_2^+ , S — скорость ионизации электронным пучком. Полученную зависимость $j(U)$ в диапазоне $U > 450$ В можно объяснить с помощью системы уравнений (2)–(4), предполагая коэффициент рекомбинации β равным $2.5 \cdot 10^{-8}$, а катодное падение U_c равным 450 эВ. При меньших напряжениях описание разряда усложняется, так как за счет малой скорости объемной ионизации разряд становится томпсоновским и основная часть напряжения падает в катодном слое. Полученный выше коэффициент рекомбинации ионов He_2^+ примерно в пятьдесят раз превышает известные в литературе значения. Указанное отличие может быть связано либо с колебательным возбуждением иона гелия, либо с наличием примесных молекулярных газов. Первая причина выглядит маловероятной в силу высокого газового давления и быстрой колебательной релаксации молекулярных ионов. Другая причина более обоснована. Действительно, за счет процессов перезарядки на примесных молекулах ионы гелия достаточно быстро нейтрализуются, а рекомбинируют молекулярные ионы примесного газа, например, азота, для которого указанная скорость рекомбинации вполне реальна. Отметим, что достаточно $10^{-3}\%$ примеси азота, чтобы ион N_2^+ был наиболее представленным ионом.

Добавление пылевых частиц в плазму (начиная с концентрации $5 \cdot 10^3 \text{ см}^{-3}$) приводит к изменению вольт-амперной характеристики разряда, а именно, к падению тока, что связано с ростом скорости гибели заряженных частиц в результате рекомбинации на частицах. На рис. 5 приведены зависимости плотности тока в разряде от концентрации макрочастиц при различных напряжениях. Как видно из рисунка, значение плотности тока уменьшается при увеличении концентрации макрочастиц. Скорость падения плотности тока зависит от приложенного напряжения. В отсутствие макрочастиц плотность тока выше при более высоком напряжении, с увеличением плотности макрочастиц эта разница сокращается. При концентрации пылевых частиц более 10^5 см^{-3} плотность тока практически одинакова для всех напряжений.

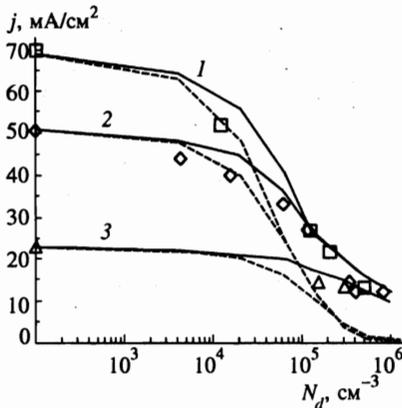


Рис. 5. Зависимость плотности тока в разряде в гелии от плотности макрочастиц и величины приложенного напряжения: 1 — 940 В, 2 — 720 В, 3 — 480 В; точки (\square , \diamond , \triangle) — соответствующие экспериментальные данные. Представлены результаты расчетов без учета (штриховая кривая) и с учетом с коэффициентом 1000 (сплошная кривая) вторичной электронной эмиссии

4. ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

Для определения скорости гибели заряженных частиц в пылевой плазме необходимо решить самосогласованную задачу, включающую решение уравнения Больцмана для ФРЭЭ в присутствии частиц, решение уравнений непрерывности для частиц плазмы и макрочастиц, а также уравнения Пуассона для определения электрического поля в окрестности макрочастицы. В полной постановке для случая столкновительной плазмы задача довольно сложна, поскольку в ФРЭЭ появляется зависимость от расстояния до макрочастицы и необходимо решать неоднородное уравнение Больцмана:

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \mathbf{v} \nabla f - \frac{e\mathbf{E}}{m} \nabla_v f = \left(\frac{df}{dt} \right)_{coll}, \quad (5)$$

где символом ∇_v обозначен градиент в пространстве скоростей, $(df/dt)_{coll}$ — интеграл столкновений, e — заряд электрона. В результате необходимо решить полную самосогласованную задачу по определению радиальных зависимостей ФРЭЭ, электрического поля и концентраций заряженных частиц.

В условиях несамостоятельного разряда ФРЭЭ в области небольших энергий (порядка потенциала макрочастицы) определяется в основном внешним электрическим полем, а не деградационным спектром пучка электронов. Слабая зависимость ФРЭЭ от первичного электронного пучка позволяет не учитывать его влияние на нее. В рамках данной работы была проведена оценка влияния макрочастиц на ФРЭЭ путем решения однородного уравнения Больцмана в двучленном приближении, в котором сечение поглощения электронов макрочастицами было взято в приближении орбитального движения. Это приближение хорошо работает в слабостолкновительной плазме при

$$r_d \ll \lambda \ll l, \quad (6)$$

где λ — характерная длина экранирования потенциала макрочастицы, l — характерное расстояние между частицами. Применимость такого сечения в столкновительном случае требует отдельного исследования.

Использование этого приближения позволяет отделить задачу определения ФРЭЭ от решения уравнения непрерывности и уравнения Пуассона. Метод определения ФРЭЭ в этом приближении подробно изложен в [16]. Этот метод основывается на предположении, что все макрочастицы заданного размера r_d в плазме имеют некоторый усредненный заряд Z_d . В двучленном приближении в стационарном случае изотропная часть ФРЭЭ определяется из уравнения, которое мы преобразуем к виду с явно выделенной зависимостью от основных параметров:

$$\frac{\partial}{\partial \varepsilon} \left(\sqrt{\frac{2\varepsilon}{m}} \frac{e^2(E/N)^2}{3\sigma_t} \frac{\partial f_\varepsilon}{\partial \varepsilon} \sqrt{\frac{1}{\varepsilon}} + \frac{\sqrt{2m}}{M} \varepsilon^{3/2} \sigma_t \right) + Q(f_\varepsilon) + S_r \left(1 - \frac{U_d e}{\varepsilon} \right) \sqrt{\frac{2\varepsilon}{m}} = 0, \quad (7)$$

где E/N — приведенное электрическое поле, $U_d = Z_d e / r_d$ — потенциал макрочастицы, $S_r = \xi \pi r_d^2 N_d / N$ — приведенная площадь макрочастиц, ξ — вероятность прилипания электрона к макрочастице, которая принималась равной 1 в расчетах этой работы, $Q(f_\varepsilon)$ — интеграл столкновений для плазмы без макрочастиц, нормированный на плотность газа.

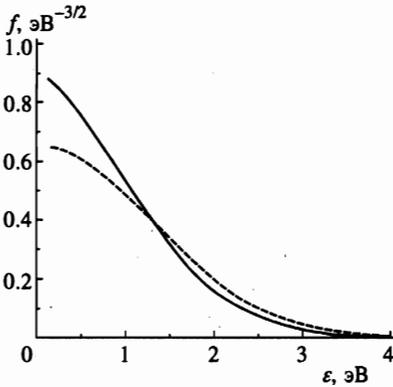


Рис. 6. Функция распределения электронов по энергиям в присутствии (сплошная кривая) и в отсутствие (штриховая кривая) макрочастиц в несамостоятельном разряде в гелии при атмосферном давлении, напряженность электрического поля 2Тд, плотность макрочастиц 10^6 см^{-3} , их потенциал 0.75 эВ

Последний член в уравнении Больцмана учитывает сток электронов на макрочастицы в орбитальном приближении в зависимости от их энергии ϵ . Его выражение можно получить, исходя из потока электронов на макрочастицу

$$Q(\epsilon) = \xi \sigma_{esc} v,$$

где σ_{esc} — сечение поглощения электронов макрочастицей:

$$\sigma_{esc} = \begin{cases} \pi r_d^2 (1 - eU_d/\epsilon), & \epsilon \geq eU_d, \\ 0, & \epsilon < eU_d, \end{cases} \quad (8)$$

v — скорость электрона.

Решение уравнения Больцмана показало, что при высоком давлении гелия ($p = 1$ атм) изменение коэффициентов диффузии и дрейфа электронов в слабых полях $E/N < 3$ Тд, характерных для несамостоятельного разряда в He в условиях эксперимента, не существенно вплоть до концентраций макрочастиц $\sim 3 \cdot 10^5 \text{ см}^{-3}$. При максимальной концентрации макрочастиц в экспериментах ($\sim 10^6 \text{ см}^{-3}$) ситуация меняется. В результате обеднения спектра электронов скорость дрейфа электронов и их диффузия изменяются от 10 до 30% в зависимости от приложенного электрического поля (см. рис. 6, на котором представлен вид ФРЭЭ в отсутствие и в присутствии макрочастиц). Следует иметь в виду, что влияние макрочастиц на ФРЭЭ в области потенциала ионизации гелия становится существенным при меньших значениях концентрации макрочастиц, однако в условиях несамостоятельного разряда ионизация во внешнем поле несущественна всюду, за исключением катодного слоя, толщина которого в наших условиях составляет ~ 0.1 см [21]. Структура катодного слоя может в значительной мере определяться макрочастицами, однако этот вопрос остается за рамками данной работы, посвященной описанию процессов в квазинейтральном положительном столбе несамостоятельного разряда.

Система уравнений для описания взаимодействия заряженных частиц плазмы с макрочастицами в одномерной (сферической) системе координат в диффузионно-дрейфовом приближении имеет следующий вид:

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 D_e \frac{\partial n_e}{\partial r} \right) - \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 v_e^{dr} n_e) + S - \beta n_e n_{\text{He}_2^+} + S_e, \quad (9)$$

$$\frac{\partial n_{\text{He}^+}}{\partial t} = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 D_{\text{He}^+} \frac{\partial n_{\text{He}^+}}{\partial r} \right) - \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 v_{\text{He}^+}^{dr} n_{\text{He}^+}) + S - kn_e n_{\text{He}}^2, \quad (10)$$

$$\frac{\partial n_{\text{He}_2^+}}{\partial t} = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 D_{\text{He}_2^+} \frac{\partial n_{\text{He}_2^+}}{\partial r} \right) - \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 v_{\text{He}_2^+}^{dr} n_{\text{He}_2^+}) + kn_e n_{\text{He}}^2 - \beta n_e n_{\text{He}_2^+}, \quad (11)$$

$$v_e^{dr} = \mu_e E, \quad v_{\text{He}^+}^{dr} = \mu_{\text{He}^+} E, \quad v_{\text{He}_2^+}^{dr} = \mu_{\text{He}_2^+} E,$$

где D , v^{dr} и μ с различными индексами — коэффициенты диффузии, скорости дрейфа и подвижности электронов и соответствующих ионов. Отметим, что коэффициент диффузии электронов D_e определяется не величиной локального поля E , а величиной внешнего поля E_{ext} , связанной с внешним напряжением равенством $E_{ext} = (U - U_c)/L$, где L — межэлектродное расстояние. Отметим, что в правой части уравнения (9) помимо источника электронов, связанного с ионизацией атомов гелия электронным пучком, учтена также вторичная эмиссия электронов из макрочастиц.

Из литературы известно [22], что частицы из непроводящих материалов имеют более высокий коэффициент вторичной эмиссии. В данной работе использовались частички стеклоуглерода, которые имеют сложную композитную структуру и поэтому могут обладать высоким эмиссионным коэффициентом σ_e . Источник электронов, связанный с вторичной электронной эмиссией, был взят в виде, учитывающем, что сечение взаимодействия электронов пучка с макрочастицей, электрический потенциал которой много меньше энергии электрона, равно πr_d^2 :

$$S_e = \sigma_e j_f \pi r_d^2 N_d / e, \quad (12)$$

где j_f — плотность тока пучка.

Центр выбранной системы координат помещен в центре макрочастицы, граничные условия следующие: плотность ионов при $r = r_d$ равна нулю, поток электронов на макрочастицу ограничивается максимально возможным $n_e v_e^{th} / 4$, где v_e^{th} — скорость звука в электронной компоненте плазмы. Граничные условия при r равном радиусу сферы с объемом элементарной ячейки, отвечающей одной макрочастице, $R_d = (3/4\pi N_d)^{1/3}$, выбирались из условий симметрии.

Система уравнений непрерывности для всех компонент замыкалась уравнением Пуассона для определения электрического поля:

$$\frac{dE}{dr} = 4\pi e(n_{\text{He}^+} + n_{\text{He}_2^+} - n_e), \quad (13)$$

граничное условие для которого при $r = r_d$ выбиралось из условия квазинейтральности плазмы:

$$E_{r=r_d} = -\frac{eZ_d}{r_d^2}, \quad Z_d = \int_{r_d}^{R_d} 4\pi e(n_{\text{He}^+} + n_{\text{He}_2^+} - n_e)r^2 dr. \quad (14)$$

Как показали оценочные расчеты ФРЭЭ, коэффициенты диффузии и скорости дрейфа электронов могут быть рассчитаны без учета влияния макрочастиц практически во всем исследованном экспериментально диапазоне плотностей макрочастиц.

В результате решения системы уравнений (9)–(14) определяют профили электрического поля, плотностей электронов и ионов, а также заряд и потенциал макрочастицы.

Для сравнения с экспериментальными данными по плотности тока во внешнем поле рассчитывалась также средняя плотность электронов в элементарной ячейке:

$$\bar{n}_e = \frac{3}{R_d^3 - r_d^3} \int_{r_d}^{R_d} n_e r^2 dr. \quad (15)$$

5. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ И СРАВНЕНИЕ С ЭКСПЕРИМЕНТОМ

На рис. 7а, б приведены распределения плотностей электронов, ионов и напряженности электрического поля по радиусу при различных концентрациях макрочастиц. Представленное на этих же рисунках кулоновское поле макрочастицы при том же заряде рассчитывалось по формуле

$$E(r) = eZ_d r_d / r^2. \quad (16)$$

Радиус макрочастицы принимался равным 12 мкм, что соответствует среднему радиусу частиц стеклоглуглерада. Как видно из рис. 7а, при малой концентрации макрочастиц область влияния частиц на плотность плазмы распространяется на расстояние до 200 мкм, в то время как область существенного нарушения квазинейтральности плазмы гораздо меньше — порядка 50 мкм. Соответственно и электрическое поле существенно меньше кулоновского при том же заряде макрочастицы практически во всей области за исключением узкого слоя нескомпенсированного ионного заряда вблизи самой макрочастицы. Однако толщина этого слоя все же много больше радиуса частицы, что частично оправдывает использованное нами ранее при расчете ФРЭЭ предположение об орбитальном движении макрочастицы.

При увеличении плотности макрочастиц (см. рис. 7б) область квазинейтральности практически не меняет своих размеров, составляя в то же время все большую долю от

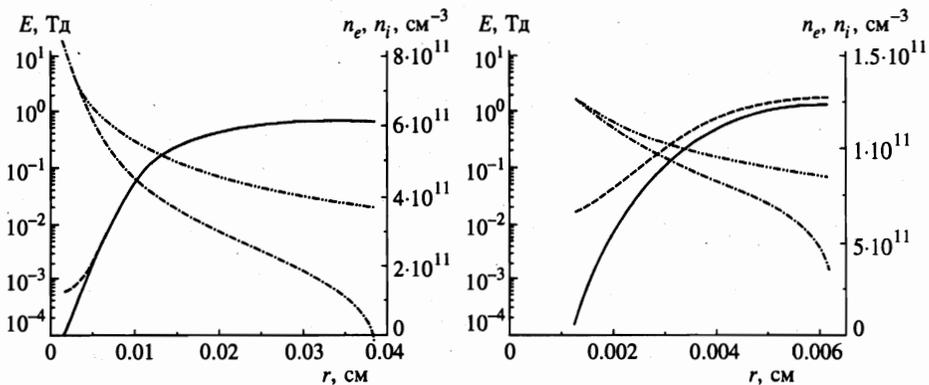


Рис. 7. Распределения плотностей электронов (сплошные кривые), ионов (штриховые кривые) и напряженности электрического поля (штрих-пунктирные кривые) по радиусу. Штрих-пунктирные линии с двумя точками соответствуют напряженности электрического поля в предположении кулоновского потенциала макрочастицы. Концентрация макрочастиц равна 4000 см^{-3} (а) и 10^6 см^{-3} (б)

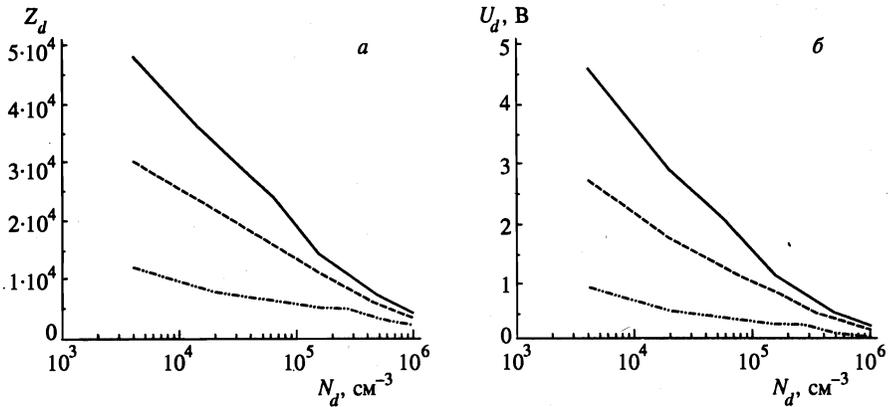


Рис. 8. Зависимости среднего заряда макрочастицы в единицах заряда электрона (а) и потенциала макрочастицы (б) от концентрации макрочастиц при напряжении внешнего электрического поля 940 (сплошная кривая), 720 (штриховая кривая), 480 В (штрих-пунктирная кривая)

уменьшающегося радиуса элементарной ячейки. В результате при $n_d = 10^6 \text{ см}^{-3}$ средняя плотность электронов становится существенно меньше ионной, а распределение электрического поля становится ближе к кулоновскому в большей части элементарной ячейки. Отметим, что при малой концентрации макрочастиц их влияние на ФРЭ мало, следовательно, менее существенны и неточности, связанные с завышением электрического поля вблизи макрочастиц.

На рис. 8а, б приведены зависимости среднего заряда Z_d макрочастицы в единицах заряда электрона и потенциала U_d макрочастицы от концентрации макрочастиц при различных напряжениях внешнего электрического поля. Уменьшение Z_d и U_d с ростом концентрации макрочастиц объясняется тем, что области влияния соседних макрочастиц перекрываются, что выражается в уменьшении плотности плазмы, а следовательно, и потока электронов на макрочастицу. В то же время поток электронов с макрочастицы в результате вторичной электронной эмиссии под действием электронного пучка растет пропорционально плотности макрочастиц. В результате баланс между потоками ионов и электронов устанавливается при меньших значениях Z_d и U_d . Менее очевидна зависимость этих параметров от напряжения внешнего поля. В рассматриваемой модели уменьшение Z_d и U_d с уменьшением U_{ext} определяется зависимостью коэффициентов электронной диффузии и средней энергии электронов от приложенного внешнего напряжения. В результате уменьшение U_{ext} приводит к уменьшению потока электронов на макрочастицу, а с ним и величин Z_d и U_d .

Проведенные расчеты радиального распределения потенциала электрического поля и заряда макрочастиц позволяют более адекватно оценить параметр кулоновского связывания между макрочастицами. Для определения степени кулоновского связывания в литературе (см., например, [25]) введен параметр Γ_c :

$$\Gamma_c = \frac{1}{kT} \frac{Z_d e}{4\pi\epsilon_0 d}, \tag{17}$$

где k — постоянная Больцмана, $Z_d e$ — заряд макрочастиц, $d \approx 2R_d$ — расстояние между частицами, T — кинетическая температура макрочастиц. По сути, параметр Γ_c является

отношением потенциальной энергии макрочастиц, обусловленной кулоновским взаимодействием, к их кинетической энергии. В расчетах [23, 24] методом Монте-Карло показано, что трехмерная кулоновская жидкость образуется при $\Gamma_c > 2$, в то время как кулоновский кристалл формируется при $\Gamma_c > 170$.

Приведенные значения Γ_c были получены в приближении однокомпонентной плазмы, следовательно, они не учитывали существующее в реальной плазме экранирование потенциала макрочастицы ионами и электронами, которое может уменьшить параметр Γ_c на несколько порядков. Для учета экранирования обычно используется формула

$$\Gamma_d = \Gamma_c \exp(-l/\lambda), \quad (18)$$

где в качестве длины экранирования λ используется значение электронного дебаевского радиуса.

В настоящей работе проведено вычисление параметра Γ_c с учетом эффекта экранирования потенциала макрочастицы. В таблице приведены значения различных параметров, характеризующих плазму несамостоятельного разряда при $U = 940$ В, образующуюся при максимальной $N_d = 10^6$ см⁻³ (первое число) и минимальной $N_d = 4 \cdot 10^3$ см⁻³ (второе число) плотностях макрочастиц.

Таблица

| Параметр | $n_e, 10^{11}$ см ⁻³ | $n_i, 10^{11}$ см ⁻³ | $l, \text{мкм}$ | $\tau_{De}, \text{мкм}$ | $\lambda, \text{мкм}$ |
|----------|---------------------------------|---------------------------------|-----------------|-----------------------------|-------------------------------------|
| Формула | — | — | $N_d^{-1/3}$ | $(kT_e/8\pi n_e e^2)^{1/2}$ | $U \approx eZ_d e^{(-r/\lambda)}/T$ |
| Значение | 1.5/6 | 1.6/6 | 100/600 | 15/7.5 | 45/60 |

| Параметр | Γ_c | Γ_d | Γ_D | $l_{sh1}, \text{мкм}$ | $l_{sh2}, \text{мкм}$ |
|----------|-------------------------------|-----------------------------|-------------------------------|-----------------------|-----------------------|
| Формула | $Z_d^2 e^2 / l T_g$ | $\Gamma_c \exp(-l/\lambda)$ | $\Gamma_c \exp(-l/\tau_{De})$ | $eE Z_d t^2 / 2m$ | $F_b t^2 / 2m$ |
| Значение | $2 \cdot 10^4 / 3 \cdot 10^5$ | $2 \cdot 10^3 / 13$ | $3 \cdot 10^{-2} / 10^{-30}$ | 0.1/1 | 0.05/0.1 |

Отметим существенное отличие значений параметра экранирования λ , определенного из условия наилучшей аппроксимации реального плазменного потенциала потенциалом Юкавы (см. рис. 7а, б), и дебаевского радиуса r_D , а также тот факт, что изменения концентрации макрочастиц, дебаевского радиуса и параметра экранирования не коррелированы. В большинстве работ предполагается для оценок, что величина λ определяется электронным дебаевским радиусом (см., например, [15]). В работе [25] предполагалось, что параметр экранирования потенциала макрочастицы в условиях, когда макрочастицы не являются плазменной компонентой, определяется формулой

$$\frac{1}{\lambda} = \frac{1}{r_{De}} + \frac{1}{r_{Di}}, \quad (19)$$

т.е. в наших условиях, когда $n_e \approx n_i$ и $T_e \gg T_i$ длина экранирования λ должна быть равна ионному дебаевскому радиусу r_{Di} . Как видно из таблицы, реальный радиус экранирования не только больше r_{Di} , но и больше r_{De} . Следует отметить, что в [15] величина параметра экранирования не связывается напрямую с r_{Di} или с r_{De} , этот вопрос

остался за рамками работы. Действительно, параметр экранирования связан с дебаевским радиусом лишь в линейном приближении, в то время как вблизи макрочастицы изменения плотностей ионов и электронов достигают 100%. В нелинейном случае оценка λ может быть проведена на основе закона сохранения заряда. Предположим, что в области экранирования $r < r_d + \lambda$ плотность ионов равна плотности ионов вдали от макрочастицы, а плотность электронов равна нулю, в то время как за пределами области соблюдается условие квазинейтральности. Тогда из (14) получим следующее уравнение для определения λ :

$$Z_d = \frac{4}{3} \pi ((r_d + \lambda)^3 - r_d^3) n_i. \quad (20)$$

Эта формула позволяет понять некоррелированность между длиной экранирования и дебаевским радиусом при уменьшении плотности макрочастиц. Действительно, при вычислении дебаевского радиуса в заданном поле температура электронов не меняется, в то время как электронная плотность, примерно равная ионной, увеличивается в 4 раза, что и приводит к уменьшению дебаевского радиуса вдвое. В то же время длина экранирования зависит также и от заряда макрочастицы, который увеличивается на порядок (см. рис. 8а), с избытком компенсируя изменение ионной плотности. В результате длина экранирования увеличивается примерно в полтора раза.

Итак, длина экранирования не связана напрямую с электронным или ионным дебаевскими радиусами, хотя по порядку величины она и близка в условиях наших экспериментов к электронному дебаевскому радиусу. Этот вопрос имеет большое значение при оценке параметра кулоновского связывания. Действительно, как видно из таблицы, оценка этого параметра с учетом экранирования приводит к качественно разным результатам при использовании λ или r_{De} . Оценка параметра Γ при экранировании с дебаевским радиусом дает некоррелированную систему макрочастиц, в то время как использование реальной длины экранирования приводит к заключению о возможности формирования кристаллических структур в плазме несамостоятельного разряда. Однако в условиях данного эксперимента время устойчивого горения несамостоятельного разряда не превышало 1 мс. За это время частицы сдвигаются на расстояние менее 1 мкм (что существенно меньше расстояния между частицами) как за счет электростатических сил (на расстояние l_{sh1}), так и за счет сил, возникающих вследствие бомбардировки поверхности макрочастиц частицами плазмы (на расстояние l_{sh2}) [26]:

$$F_b = 4\pi r_d^4 n_e (T_i + T_e) / R_d^2. \quad (21)$$

Полученные в результате вычислений средние значения плотности электронов в элементарной ячейке позволяют рассчитать плотность тока в разряде в зависимости от плотности макрочастиц:

$$j = e \bar{n}_e v_e^{dr}.$$

В случае пренебрежения вторичной электронной эмиссией расчетные и экспериментальные зависимости плотности тока от плотности макрочастиц при больших концентрациях последних различаются более чем в 10 раз (см. рис. 5). Для того чтобы согласовать эти данные, необходимо предположить, что коэффициент вторичной электронной эмиссии равен 1000, величине, в большей степени характерной для диэлектриков.

Столь большая величина этого коэффициента свидетельствует, по-видимому, о неоднородности состава макрочастицы стеклоглуглерода, о наличии в ней плохо проводящих областей.

Была также рассмотрена другая возможность объяснения экспериментальных результатов за счет дополнительной ионизации плазмы электронами, возникающими в результате вторичной электронной эмиссии. Сравнение с экспериментом в этом случае показало, что разумное согласие достигается, если предположить, что на один падающий на макрочастицу электрон пучка в объеме происходит 10^2 актов ионизации. Однако при больших концентрациях макрочастиц рассчитанные плотности тока остаются зависящими от приложенного внешнего напряжения, что противоречит экспериментальным данным (см. рис. 5). Вариант расчета, в котором учитывается только вторичная электронная эмиссия от пучковых электронов, свободен от этого недостатка, поэтому он и был выбран в качестве основного.

Процесс гибели заряженных частиц на макрочастицах мы можем описать интегрально, вводя коэффициент рекомбинации плазмы на макрочастицах. Его можно вывести путем интегрирования уравнений (9)–(11) по объему элементарной ячейки с учетом того факта, что $\bar{n}_{\text{He}^+} \gg \bar{n}_{\text{He}^*}$. Интегрируя уравнение (11) и представляя поток ионов на макрочастицы (интеграл от первых двух членов правой части (11)) в виде $\beta_d \bar{n}_{\text{He}^+} N_d$, получим

$$S = \beta_d \bar{n}_{\text{He}^+} N_d + \beta \bar{n}_e \bar{n}_{\text{He}^+} \approx \beta_d \bar{n}_e N_d + \beta \bar{n}_e^2. \quad (22)$$

Использование величины \bar{n}_e вместо \bar{n}_{He^+} оправдано близостью этих величин в расчетах даже при большой концентрации макрочастиц (см. рис. 7б) и позволяет провести сравнение рассчитанных и измеренных значений β_d . Интеграл от первых двух членов правой части (9), определяющий поток электронов на макрочастицы в силу стационарности заряда, должен быть равен сумме потока электронов с макрочастицы S_e и потока ионов $\beta_d \bar{n}_e n_d$.

На рис. 9а, б приведены расчетные и экспериментальная зависимости коэффициента рекомбинации плазмы β_d от N_d и U_{ext} . Учет вторичной электронной эмиссии на рис. 9б позволяет согласовать качественно и количественно экспериментальные и расчетные результаты. Коэффициент рекомбинации убывает с увеличением концентрации макрочастиц благодаря уменьшению среднего заряда макрочастиц и соответствующему уменьшению потоков ионов и электронов на нее. Зависимость коэффициента рекомбинации от приложенного напряжения связана с ростом подвижности и диффузии электронов с увеличением приведенного электрического поля. В результате мы получаем, что коэффициент рекомбинации увеличивается с увеличением напряженности электрического поля как при расчетах, так и в экспериментах.

Для иллюстрации степени влияния макрочастиц на скорость рекомбинации плазмы на рис. 9в представлен эффективный коэффициент рекомбинации β_{eff} в зависимости от N_d и приложенного напряжения:

$$\beta_{eff} = S/n_e^2.$$

Из рисунка видно, что заметное влияние на скорость рекомбинации плазмы оказывают макрочастицы с концентрацией более 10^5 см^{-3} . При концентрации 10^6 см^{-3} скорость рекомбинации повышается более чем на порядок.

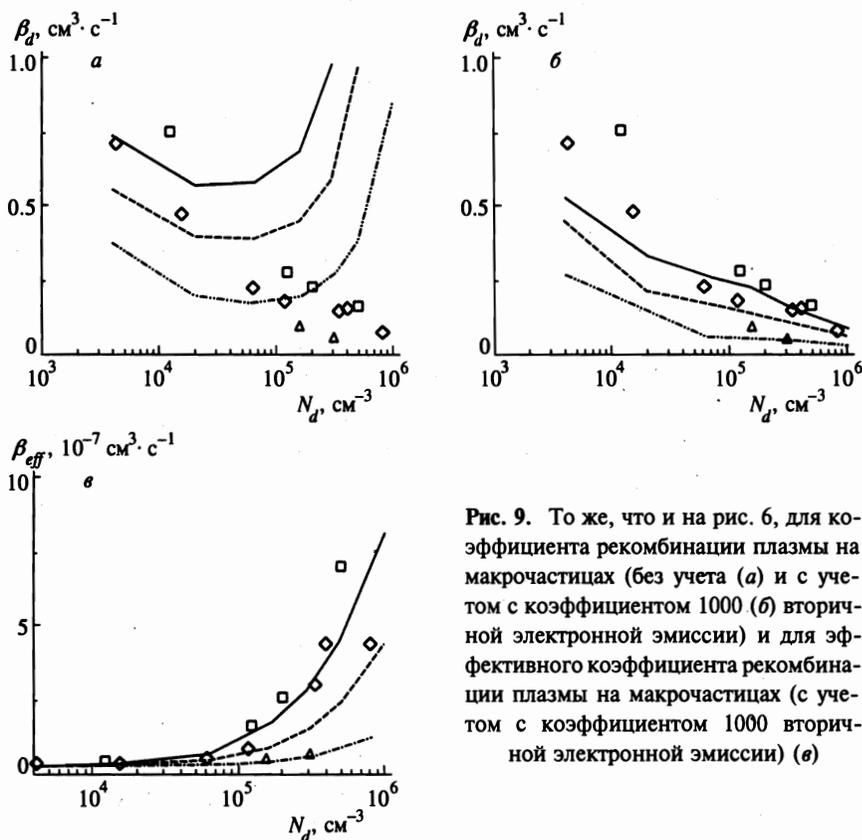


Рис. 9. То же, что и на рис. 6, для коэффициента рекомбинации плазмы на макрочастицах (без учета (а) и с учетом с коэффициентом 1000 (б) вторичной электронной эмиссии) и для эффективного коэффициента рекомбинации плазмы на макрочастицах (с учетом с коэффициентом 1000 вторичной электронной эмиссии) (в)

В заключение отметим, что полученные результаты позволяют провести оценку возможности использования орбитального приближения для сечения поглощения электронов макрочастицей (8) в условиях столкновительной плазмы, т. е. далеко за пределами его формальной применимости. Для этого рассчитаем β_d , используя функцию распределения с сечением (8) при $N_d = 10^6 \text{ см}^{-3}$, когда потенциал электрического поля вблизи макрочастицы близок к кулоновскому и $E/N = 2 \text{ Тд}$ (что соответствует максимальному значению приложенного напряжения). Результаты расчетов дают величину $\beta_d = 0.8$, в то время как экспериментальное значение в шесть раз меньше (см. рис. 9а). Полученный результат показывает, что орбитальное приближение для сечения поглощения электронов на макрочастицах дает качественное согласие с экспериментом даже далеко за рамками его формальной применимости.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе были экспериментально получены зависимости плотности тока несамостоятельного разряда при различных напряжениях и концентрациях инжектируемых частиц. При неизменном электрическом поле наблюдалось падение плотности тока разряда при увеличении концентрации частиц. С ростом поля скорость падения

увеличивается. На основе полученных данных были получены значения коэффициента рекомбинации плазмы на макрочастицах. При увеличении концентрации частиц до 10^6 см^{-3} коэффициент рекомбинации увеличивался примерно в 40 раз по сравнению с беспылевой плазмой.

В работе построена теоретическая модель несамостоятельного разряда с макрочастицами, включающая как учет их влияния на ФРЭЭ и транспортные коэффициенты плазмы, так и расчеты распределений плотностей заряженных частиц и потенциала вблизи макрочастиц. Из сопоставления экспериментальных и теоретических результатов был сделан вывод о важности процессов вторичной электронной эмиссии под действием электронного пучка.

Расчеты показали, что размер области нарушения квазинейтральности может быть не коррелирован с электронным дебаевским радиусом. Размер области влияния макрочастицы (область, в которой плотность плазмы значительно отличается от максимальной) существенно больше области нарушения квазинейтральности и слабо меняется с изменением плотности макрочастиц.

Показано, что орбитальное приближение для сечения поглощения электронов на макрочастицах дает качественное согласие с экспериментом даже далеко за рамками его формальной применимости.

Авторы выражают признательность Г. И. Апонину, А. А. Бешапошникову и Д. М. Кулакову за помощь при измерении концентраций макрочастиц.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (гранты № 96-02-18938 и № 96-15-96447) и Международного гранта INTAS № 96-235.

Литература

1. I. Langmuir, G. Found, and A. E. Dittmer, *Science* **60**, 392 (1924).
2. G. S. Selwyn, J. Singh, and R. S. Bennet, *J. Vac. Sci. Technol. A* **7**, 2758 (1989).
3. J. H. Chu and I. Lin, *Phys. Rev. Lett.* **72**, 4009 (1994).
4. H. Thomas, G. E. Morfill, V. Demmel, J. Goree, B. Fewerbacher, and D. Mohlmann, *Phys. Rev. Lett.* **73**, 652 (1994).
5. J. L. Dorier, Ch. Hollenstein, and A. A. Howling, *J. Vac. Sci. Technol. A* **13**, 918 (1995).
6. A. A. Fridman, L. Boufendi, T. Hbid, B. V. Potapkin, and A. Bouchoule, *J. Appl. Phys.* **79**, 1303 (1996).
7. V. A. Schweigert and I. V. Schweigert, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **29**, 655 (1996).
8. H. H. Hwang and M. J. Kushner, *Appl. Phys. Lett.* **68**, 3716 (1996).
9. J. E. Dougherty and D. B. Graves, *J. Vac. Sci. Technol. A* **11**, 1126 (1993).
10. А. П. Нефедов, А. Г. Храпак, С. А. Храпак, О. Ф. Петров, А. А. Самарян, *ЖЭТФ* **112**, 499 (1997).
11. Th. Trottenberg, A. Mezer, and A. Piel, *Plasma Sources Sci. Technol.* **4**, 450 (1995).
12. J. B. Pierer, J. Goree, and R. A. Quinn, *J. Vac. Sci. Technol. A* **14**, 519 (1996).
13. J. H. Chu, J. B. Du, and I. Lin, *J. Phys. D* **27**, 296 (1994).
14. S. Nunomura, N. Ohno, and S. Takamura, *Jap. J. Appl. Phys.* **36**, L949 (1997).
15. А. М. Липаев, В. И. Молотков, А. П. Нефедов, О. Ф. Петров, В. М. Торчинский, В. Е. Фортов, А. Г. Храпак, С. А. Храпак, *ЖЭТФ* **112**, 2030 (1997).
16. V. V. Ivanov, T. V. Rakhimova, in *Proc. of ICPiG XXXIII*, Toulouse, France (1997), Vol. I, p. 182.

17. M. J. Mc. Caughey and M. J. Kushner, *J. Appl. Phys.* **69**, 6952 (1991).
18. De-Zhen Wang, J. Q. Dong, and S. M. Mahajan, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **30**, 113 (1997).
19. G. I. Aponin, A. A. Besshaposhnikov, D. M. Kulakov, A. F. Pal, A. O. Serov, and N. V. Suetin, *Aerosols C* **4**, 73 (1998).
20. C. Cason, J. F. Perkins, A. H. Werkheiser, and J. Duderstadt, *AIAA J.* **15**, 1079 (1977).
21. В. В. Александров, Е. П. Готов, В. А. Данилычев, В. Н. Котеров, А. М. Сорока, *Труды ФИАН* **142**, 46 (1983).
22. Ю. П. Райзер, *Физика газового разряда*, Наука, Москва (1987).
23. S. Ichimaru, *Rev. Modern Phys.* **54**, 1017 (1982).
24. W. L. Slattery, G. D. Doolen, and H. E. Dewitt, *Phys. Rev. A* **21**, 2087 (1980).
25. В. Н. Цытович, *УФН* **167**, 57 (1997).
26. Я. К. Ходатаев, Р. Бингхем, В. П. Тараканов, В. Н. Цытович, *Физика плазмы* **22**, 1028 (1996).