

УДК 537.525

УСКОРЕННЫЙ КОМБИНИРОВАННЫЙ PIC-MCC АЛГОРИТМ ДЛЯ РАСЧЕТА ЕМКОСТНОГО ВЫСОКОЧАСТОТНОГО РАЗРЯДА

В.А. ШВЕЙГЕРТ, И.В. ШВЕЙГЕРТ

*Институт теоретической и прикладной механики
им. С.А. Христиановича, Новосибирск*

Разработан новый комбинированный численный алгоритм PIC-MCC (метод частиц в ячейках с моделированием столкновений методом Монте Карло) для быстрого расчета высокочастотного (ВЧ) разряда при низком давлении и большой концентрации плазмы. Результаты тестовых расчетов различных режимов горения емкостного ВЧ разряда в аргоне и гелии хорошо согласуются с данными экспериментов. Продемонстрирована высокая эффективность нового подхода (комбинированного PIC-MCC алгоритма) для моделирования нагрева электронов в бесстолкновительном режиме.

ВВЕДЕНИЕ

Метод частиц в ячейках с моделированием столкновений методом Монте Карло (Particle in Cell Monte Carlo Collisions (PIC-MCC)) [1] является общепринятым алгоритмом для моделирования газового разряда в плазменных реакторах травления и осаждения. Тем не менее, остается нерешенной проблема статистических флуктуаций электрического поля и связанного с ними искусственного нагрева электронов при низких давлениях газа, особенно для газов, имеющих так называемый минимум Рамзауэра в сечении упругого рассеяния для электронов. Для периодических электрических полей $E = E_0 \sin(\omega t)$, где ω — частота разряда, скорость нагрева электронов в квазинейтральной части разряда пропорциональна $\nu E_0^2 / (\omega^2 + \nu^2)$, здесь ν — частота электронных столкновений. При больших давлениях газа в столкновительном режиме, когда $\nu > \omega$, электрическое поле в квазинейтральной части разряда достаточно большое, и искусственный нагрев электронов становится менее опасным. При низких давлениях газа в бесстолкновительном режиме (при $\nu > \omega$) электроны приобретают энергию в основном в приэлектродных слоях, т. к. в квазинейтральной части разряда электрическое поле мало. Поэтому именно в квазинейтральной части разряда рассеивание электронов на флуктуациях электрического поля существенно искажает результаты численных расчетов. Хотя численное сглаживание плотности заряда [2] помогает уменьшить статистический шум, необходимо разработать более радикальный способ уменьшения влияния статистических флуктуаций электрического поля на среднюю энергию электронов.

1. МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

Для решения проблемы искусственного нагрева электронов и ускорения стандартного алгоритма РИС-МСС предлагается следующий комбинированный подход. В данной модели в отличие от стандартного РИС-МСС алгоритма система уравнений включает не только кинетические уравнения для электронов и ионов (трехмерные по скорости и одномерные по пространству) и уравнение Пуассона, но и уравнения неразрывности для электронных и ионных плотностей и потоков. Функции распределения по энергиям для электронов $f_e(t, x, \vec{v})$ и ионов $f_i(t, x, \vec{v})$ находятся из уравнений Больцмана:

$$\frac{\partial f_e}{\partial t} + \vec{v}_e \frac{\partial f_e}{\partial x} - \frac{e\vec{E}}{m} \frac{\partial f_e}{\partial \vec{v}_e} = J_e, \quad n_e = \int f_e d\vec{v}_e, \quad (1)$$

$$\frac{\partial f_i}{\partial t} + \vec{v}_i \frac{\partial f_i}{\partial x} + \frac{e\vec{E}}{M} \frac{\partial f_i}{\partial \vec{v}_i} = J_i, \quad n_i = \int f_i d\vec{v}_i, \quad (2)$$

где v_e, v_i, n_e, n_i, m, M — электронные и ионные скорости, плотности и массы соответственно, J_e, J_i — столкновительные интегралы для электронов и ионов. Плотности и потоки электронов и ионов находятся из уравнений неразрывности, основанных на моментах кинетических уравнений (1), (2):

$$\frac{\partial n'_e}{\partial t} + \frac{\partial j'_e}{\partial x} = Q, \quad (3)$$

$$\frac{\partial n'_i}{\partial t} + \frac{\partial j'_i}{\partial x} = Q, \quad (4)$$

$$\frac{\partial j'_e}{\partial t} = -\frac{\partial T'_e n'_e}{\partial x} - \frac{eE}{m} n'_e - v_e j'_e - Q_e, \quad (5)$$

$$\frac{\partial j'_i}{\partial t} = -\frac{\partial T'_i n'_i}{\partial x} - \frac{eE}{m} n'_i - v_i j'_i - Q_i, \quad (6)$$

где

$$Q = N_g \int v_{ex} \sigma_i f_e d\vec{v}_e \quad (7)$$

— скорость ионизации, σ — сечение ионизации, N_g — плотность газа,

$$T'_e = \frac{\int v_{ex}^2 f_e d\vec{v}_e}{\int f_e d\vec{v}_e}, \quad T'_i = \frac{\int v_{ix}^2 f_i d\vec{v}_i}{\int f_i d\vec{v}_i} \quad (8)$$

— эффективные электронные и ионные температуры соответственно,

$$Q_e = N_g \int v_{ex} |\vec{v}_e| \sigma_i f_e d\vec{v}_e - v_e \int v_{ex} f_e d\vec{v}_e, \quad (9)$$

$$Q_i = N_g \int v_{ix} |\vec{v}_i| \sigma_r f_i d\vec{v}_i - v_i \int v_{ix} f_i d\vec{v}_i \quad (10)$$

задают коэффициент трения для электронов и ионов с характерными частотами

$$v_e = \frac{N_g \int |\bar{v}_e| \sigma_e f_e d\bar{v}_e}{\int f_e d\bar{v}_e}, \quad v_i = \frac{N_g \int |\bar{v}_i| \sigma_r f_i d\bar{v}_i}{\int f_i d\bar{v}_i}, \quad (11)$$

где σ_e — электронное транспортное сечение, σ_r — сечение резонансной перезарядки иона на нейтральном атоме. После решения уравнений переноса найденные транспортные величины электронной n'_e и ионной n'_i плотностей используются в уравнении Пуассона для расчета напряженности электрического поля

$$\Delta\phi = 4\pi e(n'_e - n'_i), \quad E = -\partial\phi/\partial x. \quad (12)$$

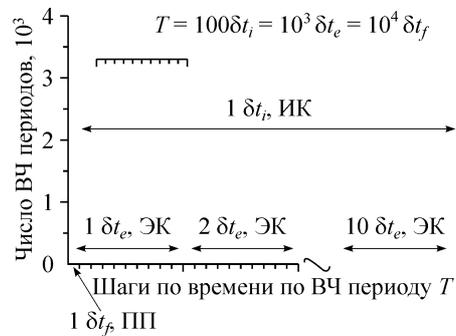
Отметим, что в обычной гидродинамической модели члены Q_e , Q_i равны нулю, что справедливо только для постоянных частот рассеяния электронов на атомах газа.

2. ОПИСАНИЕ АЛГОРИТМА РАСЧЕТА

Комбинированный PIC-MCC алгоритм не может быть разделен на гидродинамическую и кинетическую стадии расчета. Обе модели, гидродинамическая и кинетическая, используются в каждом расчетном периоде разряда, и поэтому аппроксимация кинетических коэффициентов с использованием аналитических коэффициентов не требуется. Схема алгоритма показана на рис. 1. При моделировании ВЧ периода разряда существуют три различных характеристических временных шага: δt_i — для движения ионов и δt_e — для движения электронов при решении кинетических уравнений методом Монте Карло, δt_f — при решении уравнений переноса и уравнения Пуассона. Отметим, что $\delta U \gg \delta t_e \gg \delta t_f$. Сначала с использованием модели ПП (уравнения переноса (3)–(6) и уравнение Пуассона (12)) начинаются расчеты по ВЧ периоду с шагом по времени δt_f . Затем, после выполнения $10\delta t_f$ временных шагов, в полученном поле E решается кинетическое уравнение для электронов (1) (модель ЭК). Используя метод Монте Карло, разрешаем всем электронам двигаться в течение одного временного шага $\delta t_e = 10\delta t_f$. Получившаяся в результате функция распределения электронов по энергиям (ФРЭЭ) используется для вычисления кинетических коэффициентов Q , T_e' , T_i' , Q_e , Q_i в уравнениях (7)–(11). Каждые $10\delta t_f$ шагов расчеты по модели ПП повторяются с обновленными кинетическими коэффициентами. На каждом временном интервале $\delta t_i = 10\delta t_e = 100\delta t_f$ решается кинетическое уравнение для ионов (2) (модель ПК) с использованием метода Монте Карло и рассчитывается распределение плотности ионов и ион-электронная эмиссия с электродов. Веса электронов и ионов перенормируются в соответствии с плотностями n'_e , n'_i , полученными из расчетов по ПП модели. Ионный временной шаг $\delta t_i = 1/(\omega \times i_0)$, где $i_0 = 60-100$, и $\delta t_e \approx 10^{-9}$ с. Кинетические коэффициенты Q , T_e' , T_i' , Q_e , Q_i являются функциями координаты x_k и момента времени t_j по ВЧ периоду (где x_k — узел на расчетной сетке и i меняется от 1 до i_0). Уменьшение статистического шума достигается усреднением

Рис. 1. Схема комбинированного PIC-MCC алгоритма.

T — ВЧ период, δt_i и $5t_e$ — шаги по времени для решения кинетических уравнений для ионов (ИК) и электронов (ЭК) соответственно, $5t_f$ — шаг по времени для решения транспортных уравнений и уравнения Пуассона (ПП).



кинетических коэффициентов по многим ВЧ периодам и сглаживанием по пространственной координате. Для усреднения функции $F(x_k, t_i)$ по ВЧ периодам используется следующий алгоритм:

$$F(x_k, t_i)^n = \alpha F(x_k, U)^n + (1 - \alpha) F(x_k, t_i)^{n-1}, \quad (13)$$

где $F(x_k, t_i)^n$ — значение функции на n -ом ВЧ периоде разряда и $\alpha = 0,01 \div 0,1$. Пространственное сглаживание проводится по следующей формуле [2]:

$$F(x_k, t_i) = \frac{F(x_{k+1}, t_i) + 2F(x_k, t_i) + F(x_{k-1}, t_i)}{4}. \quad (14)$$

Пространственное сглаживание особенно важно для заряда в квазинейтральной части ВЧ разряда, где заряд является разницей двух больших приблизительно равных величин (электронной и ионной плотностей).

Легко видеть, что уравнения (3)–(6) являются прямым следствием кинетических уравнений (1), (2). Поскольку кинетические коэффициенты Q , T_e' , T_i' , Q_e , Q_i рассчитываются при решении кинетических уравнений (1), (2), то полученные плотности электронов и ионов n_e' , n_i' должны совпадать с хорошей точностью с величинами из кинетических уравнений (1), (2). Уравнения (3), (5) аппроксимируются неявной конечно-разностной схемой:

$$\frac{n_{e,k}^i - n_{e,k}^{i-1}}{\Delta t} + \frac{j_{e,k+1/2}^i - j_{e,k-1/2}^i}{x_{k+1/2} - x_{k-1/2}} = Q_k^i, \quad (15)$$

$$\frac{j_{e,k+1/2}^i - j_{e,k+1/2}^{i-1}}{\Delta t} + \nu_e^i j_{k+1/2}^i = -\frac{a_{k+1/2} n_{e,k+1}^i - b_{k+1/2} n_{e,k}^i}{x_{k+1} - x_k} - Q_{e,k+1/2}^i, \quad (16)$$

где $x_{k+1/2} = (x_{k+1} + x_k)/2$, $j_{e,k+1/2}^i = j_e^i(x_{k+1/2})$, $n_{e,k} = n_e'(x_k)$, индекс i означает шаг по времени, коэффициенты a_k , b_k рассчитываются по схеме Гуммеля–Шарфетера [3]:

$$a_{k+1} = c_{k+1/2} \frac{T_{e,k+1}'}{\exp(c_{k+1/2}) - 1}, \quad b_{k+1} = c_{k+1/2} \frac{T_{e,k}' \exp(c_{k+1/2})}{\exp(c_{k+1/2}) - 1}, \quad (17)$$

и $c_{k+1/2} = 2e(\phi_{k+1}^{i-1} - \phi_k^{i-1}) / (T_{e,k+1}' + T_{e,k}')$. Подобная схема используется и для описания ионного транспорта (уравнения (4), (6)). Граничные условия для уравнений переноса включают ион-электронную эмиссию, как это делается в работе [4]. Для малых шагов сетки $T_e \gg e|\phi_{k+1} - \phi_k|$ данная конечно-разностная схема имеет второй порядок точности по Δx и дает точный результат даже на грубых сетках для больцмановского распределения электронов по энергиям. Как и в явном PIC-MCC методе, для решения уравнений (3)–(6) совместно с уравнением Пуассона (12) существует ограничение на шаг по времени $\omega_p \delta t < 1$ (где ω_p — плазменная частота), поэтому $\delta t_f < 10^{-11}$ с. Ограничение на шаг по времени задается обычно давлением газа и плотностью плазмы. Например, в аргоне электронная частота столкновений $\nu \approx 10^7 \div 10^{10} \text{ с}^{-1}$ ($\delta t < 10^{-10}$ с) при $P = 0,001 \div 1$ Тор и $\omega_p \approx 5 \cdot 10^8 \div 2 \cdot 10^{10} \text{ с}^{-1}$ ($\delta t < 5 \cdot 10^{-11}$ с) при $n_e = 10^8 \div 10^{11} \text{ см}^{-3}$. Минимальный пространственный шаг должен быть много меньше толщины приэлектродного слоя, который уменьшается с ростом давления газа. Для пространственных шагов $\Delta x = 0,01 \div 1 - 0,1$ см и для электронной энергии $U_e = 10$ эВ время движения электрона через шаг сетки составляет $\Delta x / v_e \sim 5 \times 10^{-10} \div 5 \times 10^{-11}$ с. Заметим, что некоторые схемы, используемые для расчета

распределения заряда и распределения напряженности электрического поля в PIC-MCC методе, имеют ограничения на максимальный шаг сетки $\lambda_e/\Delta x > 0, 3$, где λ_e — электронный радиус Дебая [5]. Мы выбрали консервативную по энергии схему [6], где данное ограничение не является важным. В кинетической модели используются 5000 расчетных частиц для каждой заряженной компоненты, метод нулевых столкновений для определения времени пролета для электронов и ионов и консервативная по энергии схема второго порядка точности для решения уравнений движения [2, 6]. Так как сечение электронного кулоновского рассеяния σ_{ee} возрастает пропорционально n_e/U_e^2 (U_e — средняя энергия электронов), то аккуратный численный расчет некоторых режимов требует учета межэлектронных столкновений. Для описания этих столкновений использовался метод, предложенный в [7], в котором ланжевеновская сила и трение электронов определялись в зависимости от их распределения по энергиям.

В нашей модели кинетические уравнения, уравнения переноса и уравнение Пуассона решаются самосогласованно. Численный расчет продолжается обычно в течение нескольких тысяч периодов, и в результате наблюдается сходимость кинетических коэффициентов и всех плазменных характеристик. Плотности электронов и ионов из кинетической и гидродинамической модели находятся в хорошем согласовании. Данный алгоритм является численно устойчивым и обеспечивает значительное ускорение стандартного PIC-MCC алгоритма.

2.1. Какое число расчетных частиц является необходимым?

Рассмотрим особенности горения емкостного радиочастотного разряда для условий эксперимента Годяка и соавторов [8] в аргоне и гелии. Численное моделирование проводилось с использованием комбинированного PIC-MCC алгоритма. Ток разряда j имеет синусоидальную форму и меняется с частотой $\omega = 13,56$ МГц. Один электрод заземлен и напряжение на другом электроде рассчитывается самосогласованно при условии поддержания заданной амплитуды тока разряда в согласии с экспериментом. Пространственная сетка имеет 81–181 узел для межэлектродного расстояния $d = 2–6,7$ см, со сгущением в приэлектродных областях. Минимальный шаг сетки увеличивается с уменьшением давления газа, и, таким образом, приэлектродный слой включает примерно постоянное число узлов расчетной сетки. Сечения электронного рассеяния взяты из работы [9] для гелия и из работ [9, 10] для аргона. Упрощенная модель включает рассеяние электронов на атомах (упругое рассеяние, возбуждение и ионизацию), а также электрон-электронные кулоновские столкновения. Для описания возбуждения электронных состояний вводилось одно эффективное сечение возбуждения, как было предложено в работах [9, 10]. Пороговые энергии для возбуждения ϵ_{ex} и ионизации ϵ_i выбирались для аргона $\epsilon_{ex} = 11,5$ эВ, $\epsilon_i = 15,76$ эВ и для гелия $\epsilon_{ex} = 20$ эВ, $\epsilon_i = 24,6$ эВ. Кинетика ионов включала упругое рассеяние на атомах и резонансную перезарядку [11]. Коэффициент ион-электронной эмиссии с электродов полагается равным 0,2 для гелия и 0,1 для аргона [12].

Известно, что статистическая ошибка в методе Монте Карло уменьшается пропорционально $1/N^{1/2}$. Статистически шум приводит к систематической ошибке в нагреве и охлаждении электронов. Поэтому исследовалось влияние числа расчетных частиц на точность результатов с использованием трех различных модификаций PIC-MCC алгоритма: стандартного PIC-MCC метода [1] (а), метода PIC-MCC с пространственным сглаживанием пространственного заряда и напряженности электрического поля (PIC-MCC SS) [2] (б) и предлагаемого в данной работе комбинированного PIC-MCC алгоритма (с). На рис. 2 показана средняя энергия

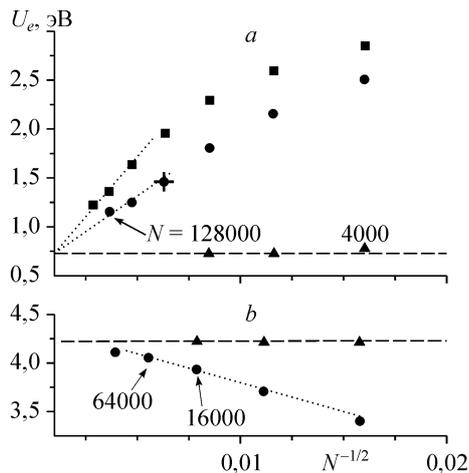


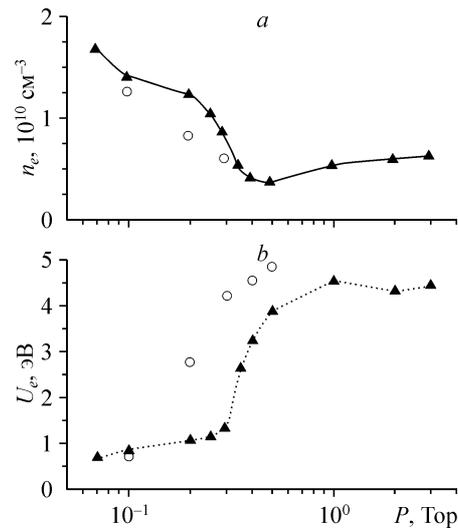
Рис. 2. Средняя энергия электронов в зависимости от числа расчетных частиц N для $P = 0,1$ (a) и $0,3$ (b) Тор, рассчитанная различными методами: стандартным PIC-MCC (квадраты), PIC-MCC SS (кружки) и комбинированным PIC-MCC (треугольники). Крест соответствует расчету из работы [2]. Пунктирная линия показывает измеренное значение U_e [8].

электронов U_e в центре разряда как функция полного числа расчетных частиц для $P = 0,1$ (a) и $0,3$ (b) Тор, рассчитанная стандартным PIC-MCC методом (квадраты), PIC-MCC SS методом (кружки) и нашим комбинированным PIC-MCC алгоритмом (треугольники). “Крест” соответствует расчетам из работы [2] с $N = 32000$, $d = 2$ см, $j = 2,65$ мА/см². Пунктирная линия показывает измеренную U_e [8]. Результаты расчетов, полученные со стандартным PIC-MCC алгоритмом с различными N (квадраты на рис. 2, a), демонстрируют значительную роль флуктуации электрического поля в нагреве электронов при низком давлении газа. Этот метод существенно завышает величину U_e for $N = 4000 \div 256000$. Вторым методом, PIC-MCC SS, дает более точные результаты (кружки на рис. 2, a). Пространственное сглаживание эффективно уменьшает статистический шум, но применимость данного алгоритма ограничена, так как он изменяет пространственный заряд в приэлектродных слоях. Поэтому PIC-MCC SS метод не может гарантировать сходимость к измеренной величине U_e (пунктирная линия на рис. 2, a) даже при $N = 256000$. При более высоких давлениях газа $P = 0,3$ Тор, рассчитанная U_e (см. рис. 2, b) возрастает с N , и метод PIC-MCC SS дает достаточно точное решение (с ошибкой в пределах 10 %) при сравнительно малом числе расчетных частиц $N = 10000$. Проведенный сравнительный анализ трех различных PIC-MCC алгоритмов показывает, что для получения точного решения для низких давлений газа с использованием стандартного PIC-MCC и PIC-MCC SS алгоритмов требуется громадное число расчетных частиц. Напротив, средняя энергия электронов, рассчитанная с использованием комбинированного PIC-MCC метода, даже при небольшом числе расчетных частиц 4000 (треугольники на рис. 2) хорошо согласуется с экспериментальным значением U_e .

3. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ ЕМКОСТНОГО ВЧ РАЗРЯДА В ГЕЛИИ И АРГОНЕ

Переход между различными модами ВЧ разряда хорошо изучен экспериментально [8, 13] и в численных расчетах (см, например, [1, 14–16]). Для тестирования нового комбинированного алгоритма рассмотрим переход между различными режимами горения емкостного ВЧ разряда, связанный с изменением механизма нагрева электронов, который имеет место с уменьшением давления газа. Плотность электронов и их средняя энергия в центре разрядного промежутка показаны на рис. 3 в зависимости от давления в аргоне для $j = 2,65$ мА/см² и $d = 2$ см. Рассчитанные n_e и U_e демонстрируют резкое изменение при критическом значении давления газа, что согласуется с наблюдениями в эксперименте [8]. При высоком давлении газа столкновительный (или омический) нагрев определяет энергию электронов

Рис. 3. Плотность электронов (а) и средняя энергия электронов (b) в аргоне в центре разрядного промежутка, рассчитанная (кружки) и измеренная в работе [8] (треугольники) для $d = 2$ см, $j = 2$, 65 мА/см^2 и $N = 5000$.



в квазинейтральной части разряда. При низком давлении газа электроны нагреваются при взаимодействии с движущимися границами приэлектродного слоя, и омический нагрев в квазинейтральной части незначителен. Заметная разница в поведении разряда наблюдалась с изменением давления газа в нерамзауровском (гелий) и в рамзауровском (аргон) газах. Результаты расчетов для $P = 0,03$ и $0,3$ Тор, $j = 1$ мА/см^2 и $d = 6,7$ см показаны на рис. 4, 5 для гелия и аргона соответственно. Как и ожидалось, в гелии n_e возрастает и U_e также возрастает с понижением давления газа для того, чтобы компенсировать потерю частиц на электродах (рис. 4, а, с). В аргоне наблюдается противоположная картина: U_e падает

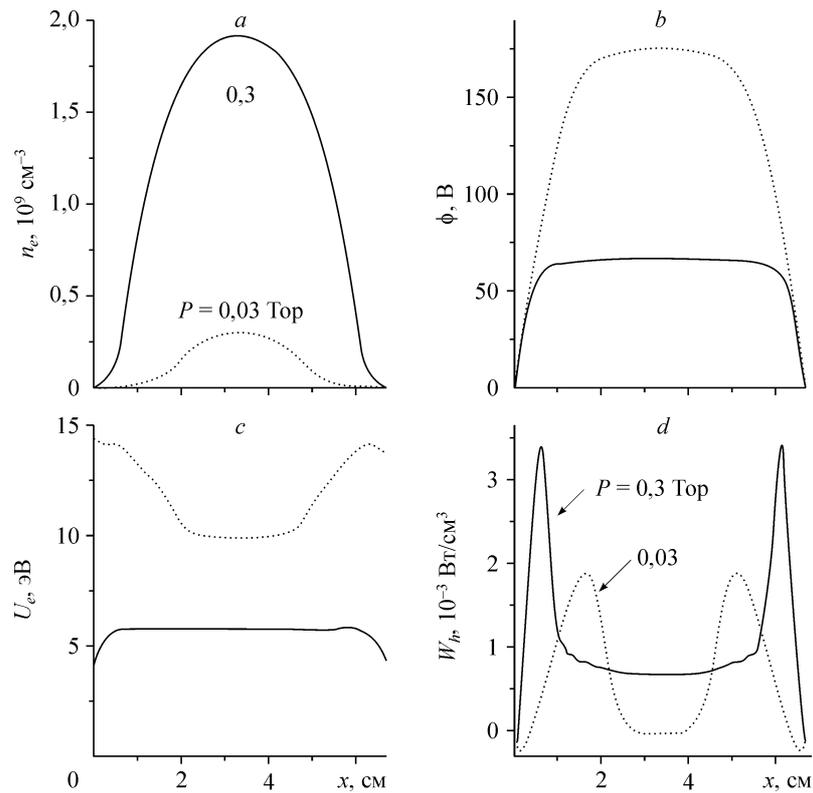


Рис. 4. Пространственное распределение усредненных по ВЧ периоду электронной плотности (а), электрического потенциала (b), средней энергии электронов (с) и скорости нагрева электронов (d) в гелии для давления газа $P = 0,03$ (пунктирные линии) и $0,3$ (сплошные линии) Тор, $d = 6,7$ см, $j = 1$ мА/см^2 и $N = 5000$.

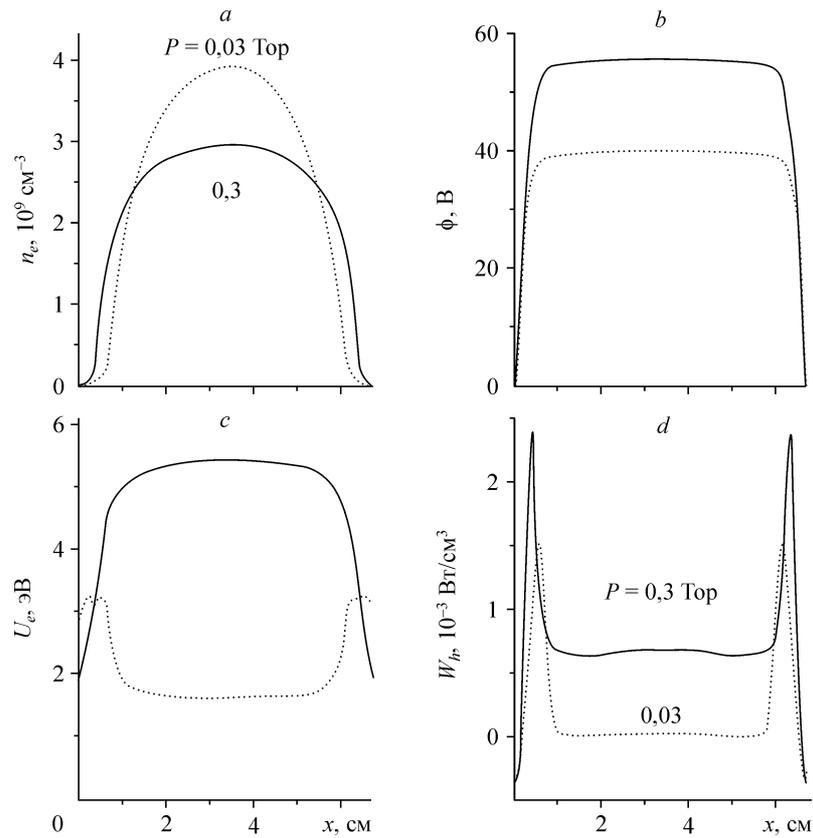


Рис. 5. Пространственное распределение усредненных по ВЧ периоду электронной плотности (а), электрического потенциала (б), средней энергии электронов (с) и скорости нагрева электронов (д) в аргоне для давления газа $P = 0,03$ (пунктирные линии) и $0,3$ (сплошные линии) Торр, $d = 6,7$ см, $j = 1$ мА/см² и $N = 5000$.

с уменьшением P (рис. 5, а, с). Причины такого странного поведения U_e обсуждались в работе [17], где было предсказано падение температуры электронов вплоть до температуры газа в отсутствии межэлектронных столкновений. Интересно отметить, что в гелии более высокая скорость нагрева электронов $W_h = -eE \int v_{ex} f_e d\vec{v}_e$ в центре разрядного промежутка соответствует наименьшей величине U_e . Данный нелокальный эффект невозможно получить в рамках гидродинамического или диффузионно-дрейфового приближений.

Для того, чтобы проиллюстрировать разницу в электронной кинетике в нерамзауровском и рамзауровском газах, мы рассчитали ФРЭЭ в гелии и аргоне. ФРЭЭ, усредненная по ВЧ периоду, показана на рис. 6 для нескольких давлений газа. Как и в эксперименте [8], рассчитанная ФРЭЭ в гелии не имеет пика низкоэнергетичных электронов. По форме ФРЭЭ на рис. 6, а напоминает максвелловскую для всех значений давления газа. В аргоне (рис. 6, б) ФРЭЭ меняется от драйвентенской до би-максвелловской с понижением давления газа. При низком давлении электроны разделены на две группы. Холодные электроны из первой группы неспособны проникнуть в приэлектродный слой, и их омический нагрев пренебрежимо мал из-за минимума Рамзауэра в сечении упругого рассеяния (см. рис. 7). Быстрые электроны из второй группы приобретают большую энергию в приэлектродных

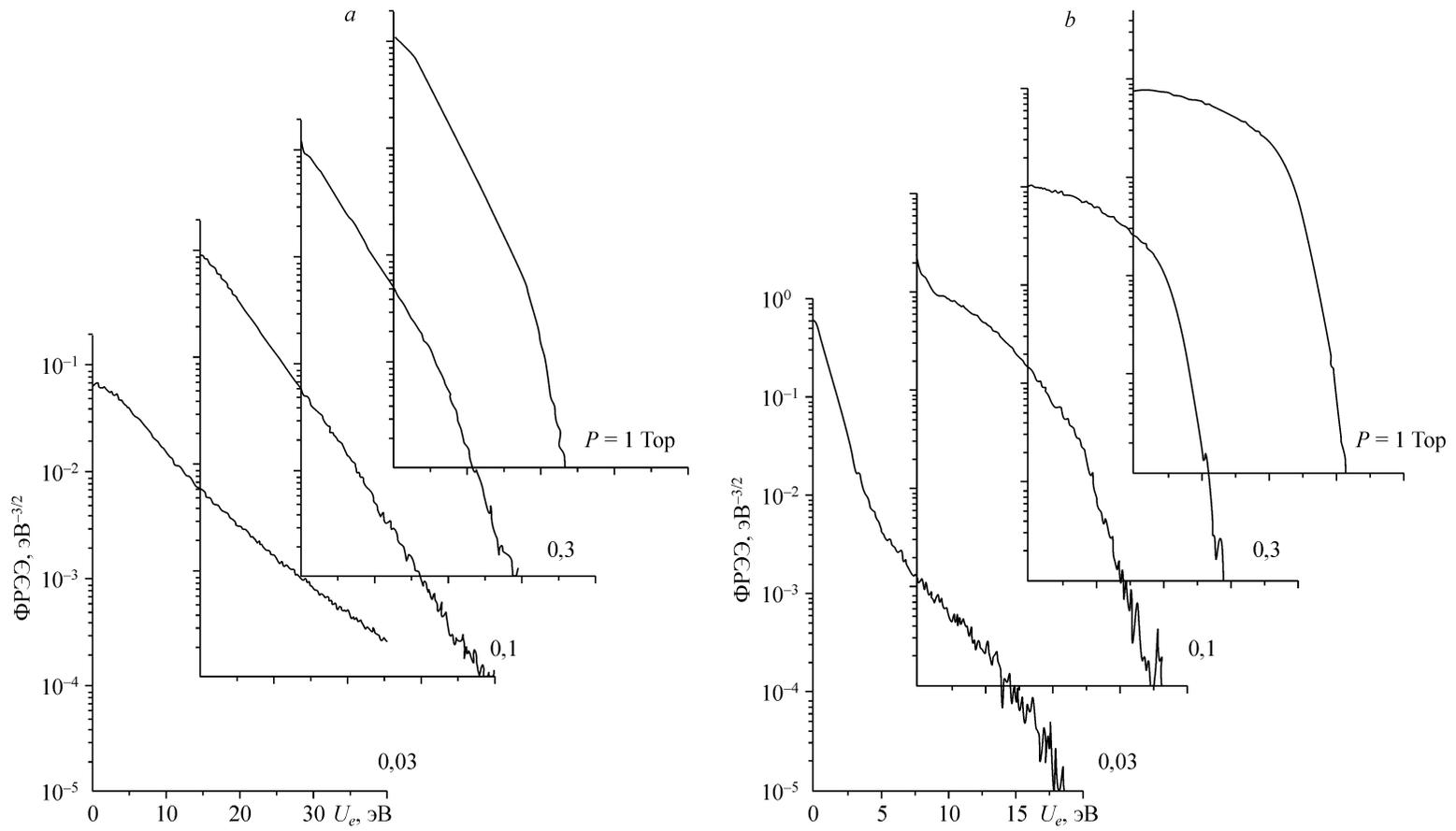


Рис. 6. ФРЭЭ в гелии (а) и в аргоне (б) в центре разряда для различных давлений газа при $d = 6,7$ см, $j = 1$ мА/см² и $N = 5000$.

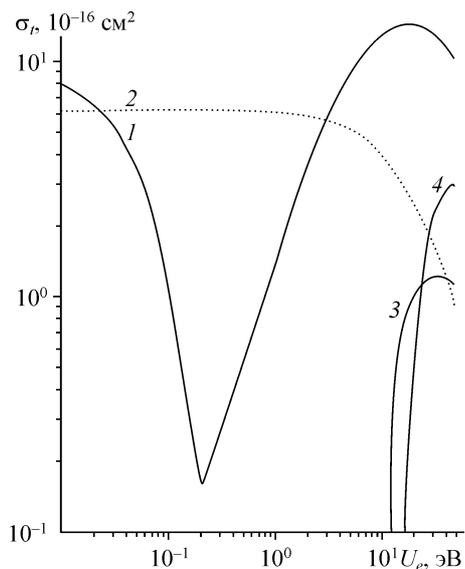


Рис. 7. Сечения упругого рассеяния электрона на атоме в аргоне (1) и в гелии (2), сечения ионизации в аргоне (3) и в гелии (4) как функции энергии электрона.

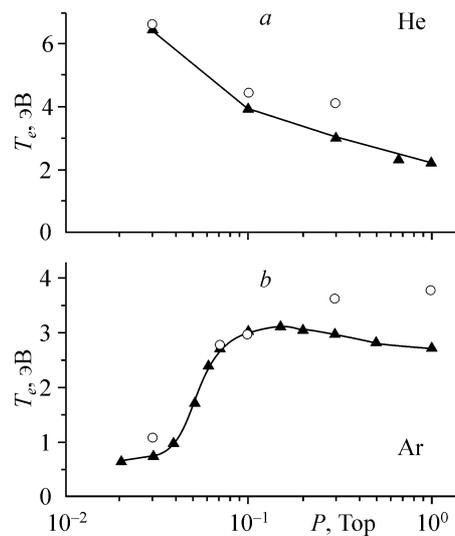


Рис. 8. Эффективная электронная температура ($T_e = 2U_e/3$) в центре разрядного промежутка в гелии (a) и в аргоне (b) при $d = 6,7$ см, $j = 1$ мА/см² и $N = 5000$.

слоях и поддерживают горение разряда, обеспечивая ударную ионизацию. На рис. 8 показана электронная температура ($T_e = 2U_e/3$) в центре разряда ($x = 3,35$ см), рассчитанная (кружки) и измеренная в [8] (треугольники) для $d = 6, 7$ см, $j = 1$ мА/см² и $N = 5000$. Уменьшение давления газа сопровождается падением T_e в аргоне, в то время как в гелии T_e монотонно возрастает. Расчетные и экспериментальные данные хорошо согласуются (ошибка в пределах 20÷30 %) в диапазоне давлений $P = 0,03 \div 0,3$ Тор, но при $P > 0,3$ Тор расчеты дают гораздо большую T_e . Это несоответствие между расчетными и измеренными данными, возможно, объясняется вкладом метастабильных состояний в ионизационную кинетику, особенно в гелии [14]. В нашей модели электронной кинетики процесс многоступенчатой ионизации не учитывается. При низком давлении газа согласование с экспериментом гораздо лучше из-за дезактивации метастабильных атомов на электродах и уменьшения роли многоступенчатой ионизации. Отметим, что в данной работе ионизационная кинетика не является предметом исследования.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Birdsall C.K., Langdon A.B. Plasma physics via computer simulation. — N. York: McGraw-Hill, 1985.
2. Birdsall C.K. Particle-in-Cell charge-particle simulations, plus monte-carlo collisions with neutral atoms, PIC-MCC // IEEE Trans. Plasma Sci. — 1991. — Vol. 19, No.2. — P. 65–85.
3. Scharfetter D.L., Gummel H.K. Large signal analysis of a silicon read diode oscillator // IEEE Trans. on Electron Devices. — 1969. — Vol. ED-16. — P. 64–77.
4. Boeuf J-P. Numerical model of rf glow discharges // Phys. Rev. A. — 1987. — Vol. 36. — P. 2782–2792.
5. Birdsall C.K., Kawamura E., Vahedi V. Physical and numerical methods of speeding up particle codes and paralleling as applied to RF discharges // Plasma Sources, Sci. and Techn. — 2000. — Vol. 9 — P. 413–428.
6. Hockney R.W., Eastwood J.W. Computer simulation using particles. — New York: McGraw-Hill, 1981.
7. Manheimer W.M., Lampe M., Joyce G. Langevin representation of coulomb collisions in PIC Simulations // J. Comp. Phys. — 1997 — Vol. 138. — P. 563–584.

8. **Godyak V.A., Piejak R.B., Alexandrovich B.M.** Ion bombardment secondary electron maintenance of steady RF discharge // IEEE Trans. Plasma Sci. — 1986. — Vol. 14. — P. 112–123.
9. **Lagushenko R., Maya J.** Electron swarm parameters in rare gases and mixtures // J. Appl. Phys. — 1984. — Vol. 55, No 9. — P. 3293–3300.
10. **Иванов В. В., Попов А. М., Рахимова Т. В.** Пространственная структура ВЧ-разряда в аргоне низкого давления // Физика плазмы. — 1995. — Т. 21, №. 6. — С. 548–553.
11. **Мак-Даниель.** Процессы столкновений в ионизованных газах. — Москва: Мир, 1967.
12. **Райзер Ю.П.** Физика газового разряда. — Москва: Наука, 1987. — 590 с.
13. **Левитский С.М.** Пространственный потенциал и распыление электрода в высокочастотном разряде // ЖТФ. — 1957. — Т. 2. — С. 887–894.
14. **Parker G.J., Hitchon W.N.G, Lawler J.E.** Kinetic modeling of the α to γ transition in radio frequency discharges // Physics of Fluids B. — 1993. — Vol. 5, No. 2. — P. 646–649.
15. **Belenguer. Ph., Boeuf J.P.** Transition between different regimes of rf glow discharges // Phys. Rev. A. — 1990. — Vol. 41. — P. 4447–4459.
16. **Boeuf J.P.** Characteristics of a dusty nonthermal plasma from a particle-in-cell Monte Carlo simulation // Phys. Rev. A. — 1992. — Vol. 46. — P. 7910–7922.
17. **Berezhnoi S.V., Kaganovich I.D., L.D. Tsandin.** Generation of cold electrons in a low-pressure RF capacitive discharge as an analog of a thermal explosion // Plasma Physics Reports. — 1998. — Vol. 24. — P. 603–610.

Статья поступила в редакцию 21 января 2005 г.