

УДК 533.93

С.К. Коданова*, Н.Х. Бастыкова, М.Б. Есалиева
НИИЭТФ, Казахский национальный университет им. аль-Фараби, Казахстан, г. Алматы
*E-mail: kodanova@mail.ru

Кинетическое уравнение Больцмана для электронов в пылевой плазме с учетом взаимодействия с пылевыми частицами

Аннотация. Исследуется влияние пылевых частиц на функцию распределения электронов по энергии (ФРЭЭ) в пылевой плазме. С помощью уравнения Больцмана проведены расчеты ФРЭЭ в двухчленном приближении в инертных газах в зависимости от приведенного электрического поля E/N при различных параметрах пылевой компоненты. Получены результаты для различных буферных газов разряда и их концентраций в широком диапазоне параметров пылевых частиц: радиусов частиц, потенциалов поверхности и концентрации пылевых частиц.

Ключевые слова: пылевая плазма, кинетическое уравнение Больцмана, инертный газ, разряд.

Введение

Пылевая или комплексная плазма – это ионизованный газ, состоящий из нейтральных частиц, ионов, электронов и отрицательно заряженных частиц микронного или субмикронного размера [1-3]. Пылевые частицы могут быть найдены в космическом пространстве (например, в межзвездных облаках, хвостах комет и кольцах планет) или в различных технологических процессах (например, в плазмохимических реакторах, используемых для травления и осаждения тонких пленок, термоядерных реакторах и т.д.). В реактивной плазме, используемой в полупроводниковой индустрии, пылевые частицы являются полидисперсными частицами наномикронного или микронного размера, которые могут образовываться сами по себе в результате процессов диссоциации молекул с последующим образованием малых кластеров и их дальнейшей коагуляцией или полимеризацией продуктов диссоциации газов. Эти пылевые частицы формируют в реакторах облако пылевых частиц, левитирующих над подложкой в электрическом поле и загрязняющих поверхность растущей пленки, падая на нее, когда приложенный электрический потенциал выключается [4]. В лабораторных условиях пылевая плазма активно исследуется последние 10-15 лет в положительном столбе (DC) тлеющих разрядов постоянного тока

или в высокочастотных разрядах (RF) низкого давления. Пылевая плазма в RF разрядах изучалась в работах [5-8] с помощью решения уравнения Больцмана для ФРЭЭ. Различные модели реактивной пылевой плазмы представлены в работах [9] и [10].

Модель

Необходимо отметить, что даже без пылевых частиц тлеющий разряд в цилиндрической трубке является очень сложной открытой неравновесной системой, состоящей из нейтральных атомов, ионов и электронов. При некоторых условиях в низкотемпературной плазме тлеющих разрядов возможно развитие процессов самоорганизации (образование страт в положительном столбе разряда). В таких условиях большую роль играют нелокальные процессы. С добавлением в тлеющий разряд пылевых частиц возрастают и трудности описания подобного разряда. Ниже мы рассмотрим упрощенную одномерную модель тлеющего разряда в цилиндрической трубке с пылевыми частицами, занимающими некоторую область трубки, которая должна высвечивать основные проблемы взаимовлияния пылевых частиц на параметры разряда.

Мы рассмотрим положительный столб тлеющего разряда в разрядной трубке без страт в квазидвумерной постановке. Пусть в разряде

без пылевых частиц аксиальное электрическое поле равно E_z и электронная плотность тока на оси трубки имеет некоторое значение j_e . В стационарном состоянии рождение новых ионов и электронов в единицу времени в разрядной трубке, благодаря ионизации газа электронным ударом, полностью компенсируется их рекомбинацией на стенках трубки. Приход ионов и электронов к стенкам трубки управляется процессом амбиполярной диффузии. Известно также, что ФРЭЭ зависит от приведенного электрического поля E_z/N_g (N_g – плотность газа) [7] и определяется из решения уравнения Больцмана:

$$\frac{\partial F}{\partial t} + \vec{v} \cdot \frac{\partial F}{\partial \vec{r}} - \frac{e}{m_e} \vec{E} \cdot \frac{\partial F}{\partial \vec{v}} = S_i(F) \quad (1)$$

где $F(\vec{r}, \vec{v})$ – функция распределения электронов по скоростям \vec{v} в точке \vec{r} , S_i – полный интеграл столкновений, m_e – масса электрона. В стационарном состоянии в однородном DC разряде с заданным значением аксиального электрического поля E_z , уравнение Больцмана может быть записано в виде:

$$-\frac{e}{m_e} E_z \cdot \frac{\partial F}{\partial v_z} = S_i(F) \quad (2)$$

Для слабых электрических полей вдоль оси z справедливо предположение о слабой анизотропии функции распределения электронов, и можно использовать разложение ФРЭЭ по полиномам Лежандра, ограничившись первыми двумя членами (двучленное приближение):

$$f(\varepsilon, \frac{v_z}{v}) = \frac{1}{2\pi} \frac{1}{(2/m)^{3/2}} \left[f_0(\varepsilon) + f_1(\varepsilon) \frac{v_z}{v} \right]. \quad (3)$$

Здесь f_0 – изотропная часть, f_1 – анизотропная часть ФРЭЭ. Используя выражение (3) в выражении (2) и интегрируя по углам, можно получить уравнения Больцмана для изотропной и анизотропной частей ФРЭЭ:

$$-\frac{eE_z v}{3\varepsilon} \frac{\partial (g f_1)}{\partial \varepsilon} = S^{el}(f_0) + \sum_j S_j^{in}(f_0) + S_{ion}(f_0) + S_w(f_0) + S_d(f_0), \quad (4)$$

$$-eE_z \frac{\partial f_0(\varepsilon)}{\partial \varepsilon} = -(N_g \sigma_m(\varepsilon) + N_d \sigma_{e,d}^m(\varepsilon)) f_1(\varepsilon), \quad (5)$$

где $S^{el}(f_0)$, $S_j^{in}(f_0)$, $S_{ion}(f_0)$ – интегралы упругих, неу-

пругих и ионизирующих столкновений электронов с атомом:

$$S^{el}(f_0) = \frac{m_e}{M_i} \frac{1}{v^2} \frac{\partial}{\partial v} \left[v^3 v_m(v) \left(f_0 + \frac{k_B T_g}{mv} \frac{\partial f_0}{\partial v} \right) \right], \quad (6)$$

$$S_j^{in}(f_0) = N_g \frac{1}{v} \left\{ (v^2 + v_j^2) \sigma_j(v^2 + v_j^2) f_0(v^2 + v_j^2) - v^2 \sigma_j(v^2) f_0(v^2) \right\}. \quad (7)$$

Ионизационный интеграл столкновений мы будем использовать в виде, предполагающем, что в результате процесса ионизации возникают два электрона с одинаковыми энергиями

$$S_{ion}(f_0) = N_g \frac{1}{v} \left\{ 4(2v^2 + v_j^2) \sigma_{ion}(2v^2 + v_j^2) f_0(2v^2 + v_j^2) - v^2 \sigma_{ion}(v^2) f_0(v^2) \right\}. \quad (8)$$

Если ввести в разряд пылевые частицы микронного размера с числовой плотностью (концентрацией) N_d , то электроны и ионы будут также принимать участие в рекомбинации на поверхности пылевых частиц. Рекомбинация электронов на пылевых частицах при условии, что длина пробега электронов превосходит радиус частиц, может быть рассмотрена в уравнении Больцмана для ФРЭЭ как процесс объемной рекомбинации.

$S_w(f_0)$ – член, качественно описывающий процесс гибели (рекомбинации) электронов на стенках разрядной трубки радиуса R :

$$S_w(f_0) = -f_0 / \tau_a, \quad (9)$$

где $\tau_a = (R/2.405)^2 / D_a$ – характеристическое время ухода электронов на стенку, D_a – коэффициент амбиполярной диффузии. Отметим, что баланс потерь электронов на стенках разрядной трубки, описываемый членом $S_w(f_0)$, и рождение электронов в ионизирующих столкновениях с нейтральными частицами, определяет аксиальное электрическое поле в разрядной трубке без пылевых частиц. Наличие пылевых частиц ведет к поглощению частицами электронов (и их рекомбинации) с энергиями выше потенциала поверхности частицы, $|\varphi(r_0)| \sim Z_d e^2 / r_0$. Последний член в уравнении (4) определяет потери электронов в результате их поглощения на пылевых частицах:

$$S_d(f_0) = -N_d v \sigma_{cap,e}(\varepsilon) f_0(\varepsilon). \quad (10)$$

Сечение захвата электрона пылевой частицей, заряженной до некоторого заряда Z_d , в данной работе определяется в рамках OML модели

$$\sigma_{cap,e}(\varepsilon) = \pi r_0^2 \left(1 - \frac{|e\varphi(r_0)|}{\varepsilon} \right), \quad \varepsilon > |e\varphi(r_0)|;$$

$$\sigma_{cap,e}(\varepsilon) = 0, \quad \varepsilon < |e\varphi(r_0)| \quad (11)$$

где $\varphi_s = \varphi(r_0) = -Z_d e / r_0$ - потенциал ее поверхности, зависящий от ФРЭЭ, $\varepsilon = \frac{m_e v^2}{2}$ - кинетическая энергия электрона.

В уравнение (5) для анизотропной части ФРЭЭ входит сечение потери импульса электронов как при их захвате, так и при рассеяниях электрона на частицах

$$\sigma_{e,d}^m(\varepsilon) = \pi r_0^2 \left\{ \frac{e^2 \varphi_0^2}{2\varepsilon^2} \ln \left[\left[1 + \left(\frac{\lambda_i}{r_0} \right)^2 \frac{1}{(1 - |e\varphi_0|/2\varepsilon)^2} \right] \right] + \left| 1 - \left(1 - \frac{e|\varphi_0|}{\varepsilon} \right) \right| \right\}, \quad \varepsilon > |e\varphi_0|. \quad (12)$$

Полное диффузионное сечение потери импульса электронами при рассеянии на пылевых частицах равно сумме сечений захвата и сечения рассеяния

$$\sigma_m(\varepsilon) = \pi r_0^2 \left\{ \frac{e^2 \varphi_0^2}{2\varepsilon^2} \ln \left[\left[1 + \left(\frac{\lambda_i}{r_0} \right)^2 \frac{1}{(1 - |e\varphi_0|/2\varepsilon)^2} \right] \right] + \left(1 - \frac{e|\varphi_0|}{\varepsilon} \right) \right\}, \quad \varepsilon > |e\varphi_0|. \quad (12)$$

Таким образом, однородное стационарное уравнение Больцмана для изотропной части ФРЭЭ примет вид:

$$-\frac{(e_0 E)^2}{3} \frac{\partial}{\partial U} \left(\frac{U}{H'(U)} \frac{\partial f_0}{\partial U} \right) = \frac{\partial}{\partial U} \left[2 \frac{m_e}{M} U^2 N_g Q^t(U) f_0 \right] - \sum_k N_g Q_k^n(U) f_0 + \sum_k (U + U_k^n) N_g Q_k^n(U + U_k^n) f_0(U + U_k^n, r, t) - N_g Q_{ioniz}(U) f_0(U) + 4(2U + U_{ioniz}) N_g Q_{ioniz}(2U + U_{ioniz}) f_0(2U + U_{ioniz}) - \pi_0^2 N_d f_0(U) U \left(1 - \frac{|\varphi_0|}{U} \right) - \sqrt{\frac{m_e}{2}} \sqrt{u} \frac{f_0(U)}{\tau_a} \quad (13)$$

где полное сечение потери импульса $H'(U)$:

$$H'(U) = N_g Q^t(U) + \sum_k N_g Q_k^n(U) + \pi r_0^2 \frac{e^2 \varphi_0^2}{2U^2} \ln \left[1 + \left(\frac{2\lambda_i U}{r_0 e \varphi_0} \right)^2 \right] \Big|_{U < |e\varphi_0|} + \pi r_0^2 \left\{ \frac{e^2 \varphi_0^2}{2U^2} \ln \left[\left[1 + \left(\frac{\lambda_i}{r_0} \right)^2 \frac{1}{(1 - |e\varphi_0|/2U)^2} \right] \right] + \left(1 - \frac{e|\varphi_0|}{U} \right) \right\} \Big|_{U > |e\varphi_0|} \quad (14)$$

Функции $f_0(\varepsilon)$ и $f_1(\varepsilon)$ определяют электронную плотность n_e , и плотность электронного тока j_e :

$$n_e = \int_0^\infty f_0(\varepsilon) \sqrt{\varepsilon} d\varepsilon, \quad j_e = -\frac{e}{3} \sqrt{2/m} \int_0^\infty f_1(\varepsilon) \varepsilon d\varepsilon \sim n_e \mu_e E_z. \quad (15)$$

Для определения плотности ионов n_i в данной работе использовалось условие квазинейтральности:

$$n_i \approx Z_d N_d + n_e. \quad (16)$$

Отметим, что это условие выполняется только в среднем по большому объему, содержащему большое количество пылевых частиц.

В рамках описанной теории были проведены численные расчеты по следующей итеративной процедуре. Задавались радиус частиц r_0 , их плотность N_d , радиус разрядной трубки R , плотность газа (гелий) N_g и плотность электронного тока j_e . Эти параметры могли изменяться независимо друг от друга.

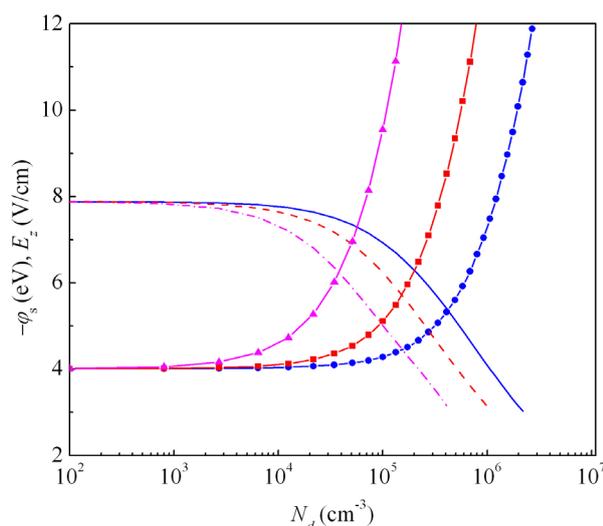
Затем решалась система уравнений (4, 5) без пылевых частиц ($N_d=0$), позволяющая нам определить ФРЭЭ. В этом случае аксиальное электрическое поле $E_z(N_d=0) = E_0$ определялось балансом производства и гибели электронов и ионов в ионизирующих столкновениях и в рекомбинации на стенках разрядной трубки при амбиполярной диффузии электронов и ионов на стенку трубки. Анизотропная часть ФРЭЭ, $f_1(\varepsilon)$, нормировалась с учетом условия, что в центре трубки плотность разрядного тока равна $j_e(N_d=0)$. Это условие позволяло определить плотность электронов n_e из уравнения (15). Заряд одиночной пылевой частицы, помещенной в плазму, $Z_d(N_d=0) = Z_d(0)$, рассчитывался с помощью теории OML с учетом неравновесной ФРЭЭ.

Далее мы рассматривали облако пылевых частиц с плотностью $N_d \neq 0$. Уравнения Больцмана (4, 5) вычислялись с некоторым аксиальным электрическим полем $E_z(N_d \neq 0)$, которое

обеспечивало равенство производства электронов и ионов пар и ионизации газа и их гибели в рекомбинации на стенках и частицах. Новое значение плотности электронов n_e вычислялось с помощью (15), а новая плотность ионов n_i определялась из условия нейтральности (16). Наконец, вычислялись новые значения потенциала частиц φ_s и их зарядов. Для заданной концентрации частиц уравнения для модели OML для потенциала частиц, уравнение Больцмана для ФРЭЭ и условия нейтральности пересчитывались с помощью итераций до тех пор, пока все параметры плазмы и частиц не переставали изменяться. Затем менялась (увеличивалась) концентрация пылевых частиц и вся итеративная процедура повторялась до полной сходимости.

Результаты

На рис. 1 приведено самосогласованное решение для потенциала пылевых частиц φ_s и ак-

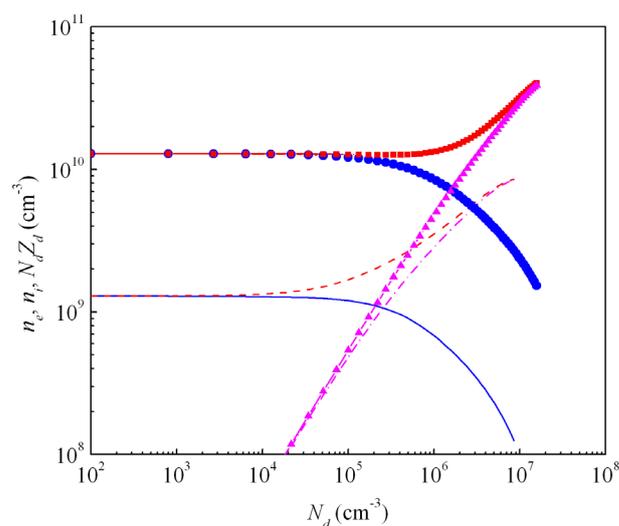


Зависимости от концентрации пылевых частиц N_d для различных радиусов пылевых частиц:
 $r_0 = 1 \mu\text{m}$ – сплошная линия и кружки;
 $r_0 = 2 \mu\text{m}$ – пунктир и квадратики;
 $r_0 = 5 \mu\text{m}$ – пунктир с точками и треугольники.
 Газ гелий, $N_g = 1.75 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, $j_z = 1 \text{ mA/cm}^2$.

Рисунок 1 – Потенциал пылевых частиц φ_s (линии без символов), и аксиальное электрическое поле E_z (линии с символами)

На рис. 2 представлены плотности ионов n_i , электронов n_e , и заряд на пылевых частицах $N_d Z_d$ для различных плотностей токов разряда: $j_z =$

сиального электрического поля E_z в зависимости от концентрации пылевых частиц N_d для радиусов пылевых частиц $r_0 = 1, 2$ и $5 \mu\text{m}$. Видно, что самосогласованное электрическое поле начинает резко расти с ростом концентрации пылевых частиц в области значений параметра $N_d r_0^2 > 10^2 \text{ cm}^{-1}$ из-за роста потерь электронов в процессе рекомбинации на пылевых частицах. Для потенциала частиц наблюдается его более медленное, чем для поля, уменьшение с ростом концентрации пылевых частиц. Потенциал становится всего в два раза меньше, когда параметр произведения плотности частиц на их радиус ($N_d r_0$) достигает значения $(N_d r_0) \sim 10^2 \text{ cm}^{-2}$. Интересно отметить, что для относительно небольших концентраций пылевых частиц и различных радиусов частиц r_0 электрическое поле является функцией параметра $N_d r_0^2$, а практически во всей области концентраций N_d потенциал пылевых частиц является функцией параметра $N_d r_0$.



Газ - гелий, $N_g = 1.75 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$. Радиус частиц $r_0 = 1 \mu\text{m}$. Ток $j_z = 10 \text{ mA/cm}^2$: кружки - n_e , квадраты - n_i , треугольники - $N_d Z_d$. Ток $j_z = 1 \text{ mA/cm}^2$: сплошная линия - n_e , пунктир - n_i , пунктир с точками - $N_d Z_d$.

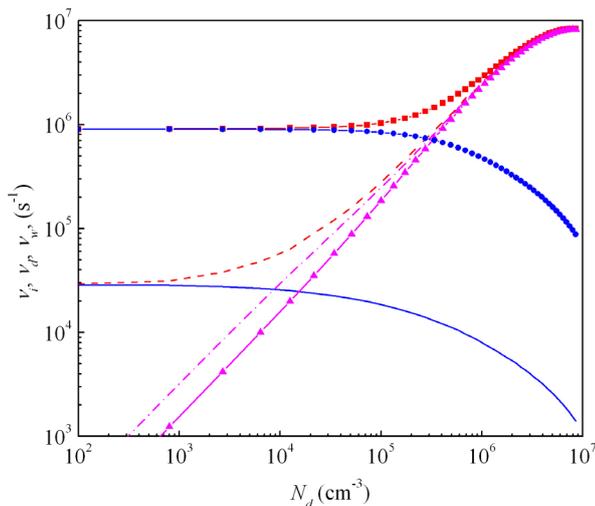
Рисунок 2 – Зависимость концентраций заряженных частиц от концентрации пылевых частиц N_d для различных плотностей тока

1 и 10 mA/cm^2 . Из-за относительно слабой зависимости заряда пылевых частиц $Z_d(N_d)$ от их концентрации величина $N_d Z_d$ почти пропорци-

ональна N_d . Поскольку электронный ток постоянен для всех зависимостей, электронная плотность убывает практически обратно пропорционально электрическому полю. Плотность ионов вычисляется из условия нейтральности (16). В области высоких концентраций пылевых частиц ($P_H \gg 1$) параметры пылевых частиц и плазмы определяются, главным образом, концентрацией пылевых частиц и ионов. Для режима $j_z = 10 \text{ mA/cm}^2$ начальные плотности электронов и ионов в 10 раз выше, чем для $j_z = 1 \text{ mA/cm}^2$. Для больших токов разряда области параметров Хавнуса $P_H \gg 1$ проявляются при более высоких концентрациях пылевых частиц.

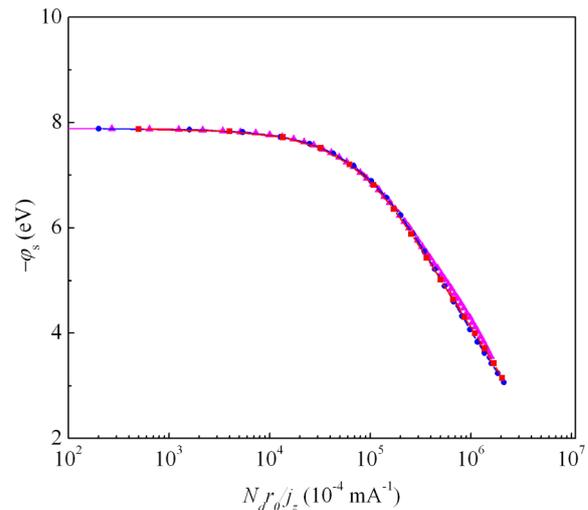
На рис. 3 представлены частоты производства и гибели электронов и ионов, соответствующие членам в правой части уравнения Больцмана (5) для двух значений начального приведенного электрического поля, $E_0/p = 8$ и $4 \text{ V/(cm}\cdot\text{Torr)}$. Очевидно, что чем выше начальные значения электрического поля, тем выше частоты ионизации газа электронным ударом (8) и скорости

рекомбинации на стенках (9) и, соответственно, должно быть меньше значение радиуса R разрядной трубки. Член S_{ion} , описывающий ионизацию, растет с увеличением приведенного электрического поля E_z/N_g , который, в свою очередь, растет с увеличением концентрации пылевых частиц N_d . Видно также, что член S_w , описывающий рекомбинацию на стенках разрядной трубки важен только в области низких концентраций пылевых частиц N_d . Из рис. 3 следует, что для меньших радиусов трубки (или больших начальных электрических полей) необходима большая концентрация пылевых частиц, при которой рекомбинация на частицах начнет играть заметную роль. Необходимо подчеркнуть, что для больших концентраций пылевых частиц N_d решения для всех параметров плазмы (ФРЭЭ, плотностей электронов и ионов, частот ионизации газа электронным ударом и рекомбинации на частицах, среднего поля и заряда пылевых частиц или их потенциала) не зависят от начального электрического поля в разрядной трубке.



$E_0/p = 4 \text{ V/(cm}\cdot\text{Torr)}$ (пунктир для v_p , пунктир с точками для v_d , сплошная линия для v_w) и $E_0/p = 8 \text{ V/(cm}\cdot\text{Torr)}$ (квадраты – для v_p , кружки – для v_w , треугольники – для v_d). Гелий, $N_g = 1.75 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, $r_0 = 1 \text{ }\mu\text{m}$, $j_z = 1 \text{ mA/cm}^2$

Рисунок 3 – Зависимость частот ионизации электронным ударом v_p , рекомбинации на частицах v_d , рекомбинации на стенках трубки v_w от концентрации пылевых частиц N_d для двух значений начального электрического поля



$j_z = 0.1, 1$ and 10 mA/cm^2 . Гелий, $N_g = 1.75 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$.

Рисунок 4 – Зависимость потенциала частиц ϕ_s от моделирующего параметра $N_d r_0 / j_z$ для различных радиусов частиц (символы) $r_0 = 1, 2, 5 \text{ }\mu\text{m}$, и плотностей разрядного тока (линии)

Самосогласованные решения были также получены для различных плотностей разрядного тока: $j_z = 0.1 \text{ mA/cm}^2$, $j_z = 1 \text{ mA/cm}^2$ и $j_z = 10 \text{ mA/cm}^2$. Для заданного радиуса частиц зависимости электрического поля от концентрации пылевых частиц одинаковы для различных плотностей тока, в то время как зависимость потенциала частиц от N_d и j_z приблизительно удовлетворяет закону подобия $\varphi_s = \Phi(N_d r_0 / j_z)$. На рис. 4 представлена зависимость потенциала поверхности частиц от моделирующего параметра $N_d r_0 / j_z$ для различных радиусов частиц и различных плотностей разрядного тока ($r_0 = 1, 2, 5 \text{ }\mu\text{m}$, и $j_z = 0.1, 1, 10 \text{ mA/cm}^2$). Видно, что потенциалы частиц для всех режимов легли на одну кривую. Этот результат может показаться неожиданным, поскольку уравнения Больцмана (4, 5) не являются линейными по ФРЭЭ из-за неявной зависимости самосогласованного потенциала пылевых частиц $|\varphi_s| = eZ_d r_0$ от ФРЭЭ. Но здесь существенную роль играет условие квазинейтральности (16). Действительно, условие (16) может быть записано в виде $e(n_i - n_e)/j_z \approx (N_d r_0 |\varphi_s| / j_z)$.

Для малых концентраций пылевых частиц, плотности электронов и ионов пропорциональны плотности тока разряда, и $n_i \approx n_e$. В этом случае потенциал частиц $|\varphi_s| = eZ_d r_0$ зависит только от значений изотропной части ФРЭЭ независимо от значений плотности тока j_z (левая часть кривой на рис. 4). В случае очень больших концентраций пылевых частиц N_d плотность ионов n_i намного больше, чем плотность электронов ($n_i \gg n_e$), и отношение n_i/j_z равно некоторой константе, зависящей от комплекса $N_d r_0 |\varphi_s| / j_z$. Отсюда следует, что асимптотика потенциала частиц имеет вид $|\varphi_s| \sim (N_d r_0 / j_z)^{-1}$. В то же время правая часть кривой на рис. 4 может быть аппроксимирована как $|\varphi_s| \sim (N_d r_0 / j_z)^{-1.3}$. Это отличие может быть связано с тем, что в данной работе предполагалось, что весь ток разряда определяется только электронной составляющей. В дальнейшем необходимо учесть влияние ионного тока, поскольку при высоких концентрациях пылевых частиц растет электрическое поле и плотность ионов, а плотность электронов падает, т.е.

параметр Хавнеса также растет. В любом случае можно сделать вывод: чем больше радиусы пылевых частиц r_0 (или выше ток разряда), тем больше требуются повышенных концентраций пылевых частиц N_d для того, чтобы существенно повлиять на параметры пылевой плазмы.

Литература

- 1 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.
- 2 Denysenko I., Ostrikov Yu.K., Smolyakov A. Spatially averaged model of complex-plasma discharge with self-consistent electron energy distribution // Phys. Rev. E. – 2004. – Vol.70. – P. 046403.
- 3 Ostrikov K., Denysenko I., Yu M.Y., Xu S. Electron energy distribution function in low-pressure complex plasmas // J. Plasma Physics. – 2005. – Vol. 71, Iss.2. – P. 217-224.
- 4 Denysenko, M.Y. Yu, S. Xu. Effect of plasma nonuniformity on electron energy distribution in a dusty plasma // J. Phys. D: Appl. Phys. – 2005. – Vol. 38. – P. 403-408.
- 5 Goedheer W.J., Akdim M.R., Chutov Yu.I. Hydrodynamic and Kinetic Modelling of Dust Free and Dusty Radio-Frequency Discharges // Contrib. Plasma Phys. – 2004. – Vol.44. – P. 395-4004.
- 6 Schweigert I.V., Alexandrov A.L., Ariskin D.A., Peeters F.M. et al. Effect of transport of growing nanoparticles on capacitively coupled rf discharge dynamics // Phys. Rev. E. – 2008. – Vol.78. – P. 026410.
- 7 Коданова С.К., Рамазанов Т.С., Сухинин Г.И., Федосеев А.В., Бастыкова Н.Х. Влияние пылевой компоненты на функцию распределения электронов по энергии в газоразрядной плазме // Доклады НАН РК. – 2010. – №1. – С. 30-36.
- 8 Коданова С.А., Рамазанов Т.С., Сухинин Г.И., Федосеев А.В., Бастыкова Н.Х. Моделирование свойств пылевой плазмы тлеющего разряда в смеси аргона и гелия // Вестник КазНУ, серия физическая. – 2009. – №4. – С. 22-27.

С.К. Қоданова, Н.Х. Бастықова, М. Есалиева

**Тозанды плазмадағы тозанды бөлшектермен әсерлесуі ескерілген электрондар үшін
Больцманның кинетикалық теңдеуі**

Буферлік газ қоспасында тозанды бөлшектің энергия бойынша электрондардың таралу функциясына (ЭЭТФ) әсері зерттелінді. Больцман теңдеуі арқылы инертті газдарда тозанды құраушылардың әртүрлі параметрлерінде екімүшелік жуықтаумен ЭЭТФ-сының келтірілген электр өрісінен тәуелділігі есептелінді. Әртүрлі буферлік газдар разрядында және олардың қосылымдары үшін нәтижелер тозанды бөлшектер параметрлерінің: бөлшектің радиустары, бөлшектің беттік потенциалдары мен тозанды бөлшектің концентрацияларының кең диапазонында алынды.

Түйін сөздер: тозаң плазмасы, Больцманның кинетикалық теңдеуі, инертті газ, тоқты ажырату.

S.K. Kodanova, N.H. Bastikova, M. Esalieva

**The kinetic equation of Boltzmann for electrons in dust plasma taking into account interaction
with dust particles**

Influence of dust particles on electron energy distribution function (EEDF) in dust plasma of gases mixture is investigated. On the basis of Boltzmann equation the EEDF by two member approach in noble gases as function of electric field E/N at different parameter of dust components is calculated. In a wide range of parameters of dust particles results for various background gases of the discharge and their concentration are received. There are radiuses of particles, potentials of a surface of particles, and concentration of dust particles.

Keywords: dusty plasma, Boltzmann kinetic equation, inert gas, discharge.