

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССА ЗАРЯДКИ ПЫЛЕВОЙ ЧАСТИЦЫ В УСТАНОВКЕ ТЛЕЮЩЕГО РАЗРЯДА ПОСТОЯННОГО ТОКА

Р.Ж. Амангалиева

Казахский национальный университет им. аль-Фараби, НИИЭТФ, г.Алматы
Актюбинский государственный университет им. К.Жубанова, г.Актобе

Приводятся результаты исследования радиального распределения заряда пылевой частицы и времени зарядки частицы. Полученные результаты позволяют сделать вывод, что в стратах имеются области, в которых заряд пылевых частиц растет с расстоянием от оси трубки. Показано, что характерное время зарядки частицы определяется главным образом потоками ионов на частицу.

Проблема зарядки пылевых частиц в плазме является одной из основных задач, требующих тщательного исследования, поскольку величина заряда несет в себе значительную информацию о системе и является одним из важных параметров пылевой плазмы.

В данной работе рассматривается положительный столб тлеющего разряда постоянного тока в аргоне. Аксиальное распределение электрического поля и функция распределения электронов по энергиям (ФРЭЭ) в оси трубки были определены с помощью самосогласованной кинетической модели [1]. Для нахождения радиального распределения электрического поля рассматривалось приближение амбиполярной диффузии [2].

Используя пространственное двумерное распределение ФРЭЭ и распределение электрических полей в стратифицированном разряде можно определить заряд пробных пылевых частиц в различных точках разрядной трубки. Для количественного определения заряда пробной частицы сферической формы с радиусом $a \sim 2,5 \mu\text{m}$ была использована модель ограниченного орбитального движения “Orbital Motion Limited” (OML) [3]. Вначале находится потенциал на поверхности пылевой частицы, который определяется из условия равенства потоков электронов и ионов на поверхность частицы. Было получено радиальное распределение величины $W_s(r,z) = -e_0\phi_s(r,z)$, характеризующей потенциал на поверхности пробной частицы $\phi_s(r,z)$, для разных значений аксиальной координаты z . А заряд пылевой частицы определяется выражением $Z_d = |\phi_s/a/e_0 = 0.695 \cdot 10^3 W_s[\text{эВ}] \cdot a[\text{мкм}]$, т.е. зависит от потенциала частицы и ее радиуса.

На рис.1 представлено радиальное распределение заряда частицы для различных положений в страте с анодной стороны, где реализуются устойчивые режимы левитации пылевых частиц ($p=0,24 \text{ Торр}$, $E_0=3,2 \text{ В/см}$).

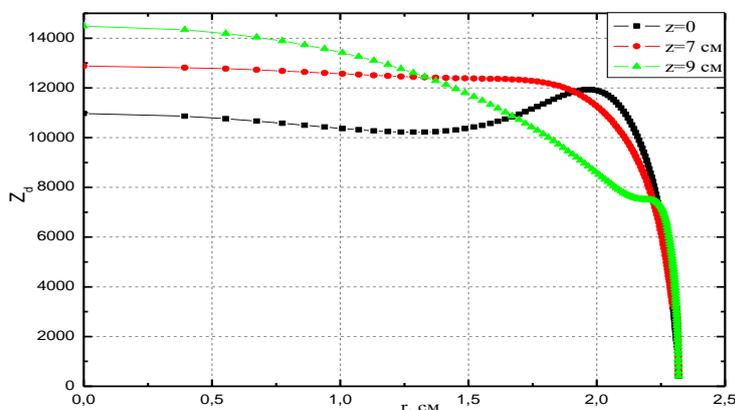


Рис.1. Радиальное распределение заряда пылевой частицы на различных участках страты: $z=0$; $z=7 \text{ см}$ (минимум аксиального поля); $z=9 \text{ см}$ (максимум аксиального поля)

Из рис.1 видно, что в стратах имеются области, в которых заряд пылевых частиц растет с расстоянием от оси трубки. Можно сделать вывод, что с увеличением расстояния от оси трубки, максимумы в распределениях потенциала частицы смещаются в сторону анода. Такой же вывод можно сделать и для плотности электронов и температуры электронов. Это свидетельствует о том, что форма страт искривлена и обращена выпуклостью к катоду. Радиальное распределение потенциала на поверхности частицы в различных сечениях трубки немонотонно. Связано это с немонотонностью радиального распределения температуры электронов.

Кинетика зарядки пылевых частиц определяется уравнением

$$\frac{dZ_d}{dt} = I_i - I_e, \quad (1)$$

где I_i, I_e - потоки ионов и электронов и даются выражениями [3]:

$$I_i(r, z) = \int_0^\infty \sigma_{cap,i}(V) f_i(r, z, V) V d^3V, \quad I_e(r, z) = \sqrt{2/m_e} \int_{-e_0\phi_s}^\infty \sigma_{cap,e}(u) f_0(r, z, u) u du, \quad (2)$$

где $\sigma_{cap,e}(u), \sigma_{cap,i}(V)$ - сечения захвата электронов и ионов пылевой частицей, $f_i(r, z, V)$ - функция распределения ионов (сдвинутое распределение Максвелла) [4], $f_0(r, z, u)$ - изотропная часть неравновесной ФРЭЭ :

Сечения захвата электронов и ионов частицей равны:

$$\sigma_{cap,e}(u) = \pi a^2 \left(1 + \frac{e_0 \phi_s}{u} \right), \quad (u > -e_0 \phi_s); \quad \sigma_{cap,i}(V) = \pi a^2 \left(1 - \frac{2e_0 \phi_s}{m_i V^2} \right), \quad (3)$$

где $m_{e(i)}$ - масса электрона (иона), $u = m_e v^2/2$ - кинетическая энергия, v и V - скорости электронов и ионов, ϕ_s - потенциал на поверхности частицы.

Характерное время зарядки можно оценить следующим образом:

$$t_{ch}^* = |Z_d| / I_0, \quad (4)$$

где $I_0 = I_{0e} = I_{0i}$ - поток электронов и ионов в стационарном состоянии.

Более содержательно ввести частоту зарядки Ω_{ch} как частоту релаксации малых возмущений заряда к стационарному значению,

$$\Omega_{ch} = \left. \frac{dI}{dZ_d} \right|_{Z_d}, \quad (5)$$

где значение производной берется для стационарного заряда. Для максвелловских функций распределения электронов расчеты частоты приведены в [3].

Временная автокорреляционная функция флуктуаций заряда экспоненциально затухает по закону [3]:

$$\langle Z_d(t) Z_d(t') \rangle = \langle Z_d^2 \rangle \exp(-\Omega_{ch} |t - t'|). \quad (6)$$

Среднеквадратичная флуктуация заряда частицы пропорциональна ее среднему значению

$$\langle Z_d^2 \rangle = \gamma |Z_{d0}|, \quad (7)$$

а среднее значение флуктуаций заряда частицы равно нулю

$$\langle Z_d(t) \rangle = 0. \quad (8)$$

Полный поток заряженных частиц на частицу в рамках теории OML равен

$$I(Z_d) = \pi a^2 n_i \left[\sqrt{\frac{8T_i}{\pi M_i}} \left(1 + \frac{e^2 Z_d}{a T_i} \right) - \frac{n_e}{n_i} \cdot \sqrt{\frac{2}{m_e}} \int_{\frac{e^2 Z_d}{a}}^\infty d\epsilon f_e(\epsilon) \left(\epsilon - \frac{e^2 Z_d}{a} \right) \right], \quad (9)$$

Единицей в первом члене выражения (9) можно с хорошей точностью пренебречь. Тогда согласно (5) получаем

$$\Omega_{ch} = \frac{dI}{dZ_d} \Big|_{Z_d} = \pi a^2 n_i \left(\frac{e^2}{a} \right) \left[\sqrt{\frac{8}{\pi M_i T_i}} + \frac{n_e}{n_i} \cdot \sqrt{\frac{2}{m_e}} \int_{\frac{e^2 Z_d}{a}}^{\infty} d\varepsilon \sqrt{\varepsilon} \frac{f_e(\varepsilon)}{\sqrt{\varepsilon}} \right]. \quad (10)$$

Таким образом, из (10) видно, что частота зарядки зависит от функции распределения электронов только в области энергий, больших «потенциала» поверхности частицы $W_s = -e\varphi_s$. При $W_s \sim 5$ eV и выше этот член дает очень малый вклад.

На рис. 2 приведен заряд частицы в зависимости от времени для одного значения приведенного поля ($p = 1$ Torr, $E = 2$ V/cm).

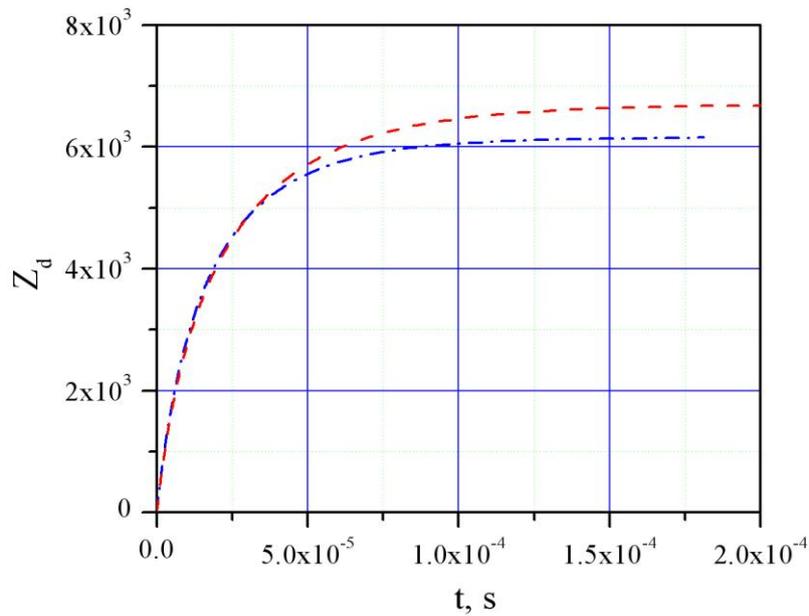


Рис. 2. Зависимость заряда частицы от времени. Пунктирная линия – функция распределения электронов по Максвеллу, пунктирная линия с точками – функция распределения электронов, соответствующая решению уравнения Больцмана [1].

Как видно из рисунка, конечный приобретаемый заряд частицы с учетом максвелловской функции распределения превышает конечный заряд частицы для функции распределения электронов из уравнения Больцмана.

На рис. 3 приведены зависимости характерных времен зарядки от приведенного электрического поля. Как видно из рисунка, характерные времена, рассчитанные по формуле (5) с учетом разности потоков ионов и электронов, меньше характерного времени зарядки, рассчитанного по формуле (4) примерно в 3 раза. Характерные времена, рассчитанные по формуле (5) слабо зависят от значения приведенного поля и слегка растут с увеличением последнего.

Полученный результат показывает, что характерное время зарядки частицы определяется главным образом потоками ионов на частицу. Электроны вносили существенный вклад на начальных временах зарядки, когда потенциал частицы еще был мал по абсолютной величине, и на частицу могли попадать электроны с малыми энергиями, которых в низкотемпературной плазме намного больше, чем электронов с большими энергиями из хвоста ФРЭЭ.

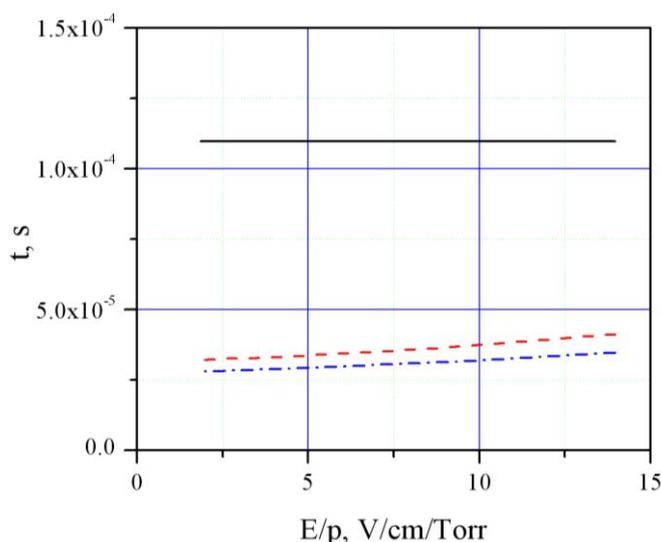


Рис. 3. Зависимость характерных времен зарядки от приведенного электрического поля. Сплошная линия – время рассчитано по формуле (4), пунктирная линия – с использованием максвелловской функции распределения, пунктирная линия с точками – время рассчитано с учетом функции распределения из решения уравнения Больцмана [1].

Литература

1. Сухинин Г.И., Федосеев А. В. Самосогласованная кинетическая модель эффекта стратификации разрядов низкого давления в инертных газах // Теплофизика высоких температур. 2006. Т. 44. № 2. С. 165-173.
2. Sukhinin G.I., Fedoseev A.V., Ramazanov T.S., Dzhumagulova K.N., Amangaliyeva R.Zh. Dust particle charge distribution in a stratified glow discharge, J.Phys. D: Appl. Phys. 2007. №40. P.1-5.
3. Фортов В.Е., Храпак А.Г., Храпак С.А., Молотков В.И., Петров О.Ф. Пылевая плазма// УФН. 2004. Т. 174. № 5. С. 495-542.
4. Рамазанов Т.С., Джумагулова К.Н., Амангалиева Р.Ж., Сухинин Г.И., Федосеев А.В. Радиальные и аксиальные распределения параметров пылевой плазмы в стратифицированном тлеющем разряде постоянного тока // Вестник КазНУ, Серия физическая. 2007. №1(23).С. 33-38.

ТҰРАҚТЫ ТОКТЫ СОЛҒЫН РАЗРЯД ҚОНДЫРҒЫСЫНДАҒЫ ТОЗАҢ БӨЛШЕКТІҢ ЗАРЯДТАЛУ ПРОЦЕСІН ЗЕРТТЕУ

Р.Ж. Амангалиева

Тозаң бөлшек зарядының радиал таралуын және зарядталу уақытын зерттеуінің нәтижелері келтірілген. Алынған нәтижелер страттарда түтікше осінен қашықтаған сайын тозаң бөлшектердің зарядының өсетіндігін білдіреді. Бөлшектің зарядталу уақыты негізінен бөлшекке келіп түскен иондар ағынымен анықталатыны көрсетілген.

INVESTIGATION OF DUSTY PARTICLE CHARGING PROCESS IN DC DISCHARGE SETUP

R.Zh. Amangaliyeva

The results of research of dusty particle charge's radial distribution and charging time are presented. The data of this work allow concluding, that in stratum there are areas, where the charge of dusty particles grows with distance from an axis of tube. It is shown, that the characteristic of particle's charging time is mainly determined by fluxes of ions on a particle surface.