01;04

О формировании заряда макрочастиц в классической кулоновской плазме

© *А.Н. Ткачев, С.И. Яковленко*

Институт общей физики РАН, Москва

Поступило в Редакцию 23 июня 1998 г.

Получено выражение для среднего заряда микрочастицы и температуры электронов в нагретом плотном газе.

Введение. В связи с развитием экспериментальных исследований термической плазмы, содержащей макрочастицы (пылинки) большого заряда $Z_p \sim 10^2 \div 10^4$ [1,2], представляет интерес рассмотрение кинетики заряжения и нейтрализации макрочастиц в газе повышенной температуры при атмосферной плотности. Ниже в рамках модели среднего заряда получены простые выражения, связывающие заряд макрочастицы и электронную температуру с характеристиками макрочастицы и свойствами окружающего газа. Результаты расчета согласуются с экспериментом.

Модель. Будем считать, что макрочастицы испускают электроны в результате термоэмиссии, при накоплении заряда частицы увеличивается работа выхода электрона. Электроны рекомбинируют за счет электрон-электронных $(e-e)$ столкновений и столкновений с нейтралами $(e-g)$ в поле макрочастиц (тройная рекомбинация). За счет тройной $e-e$-рекомбинации имеет место нагрев электронов, которые охлаждаются за счет столкновений с нейтралами. Будем приближенно полагать, что в плазме представлены частицы одного заряда Z_p (модель наиболее представленного заряда, аналогичная модели наиболее представленного инона, часто используемой для плазмы многозарядных ионов [3]). Плотность макрочастиц N_p, плотность газа N_g и его температуру T_g будем считать заданными параметрами. Соответственно для плотности электронов имеем $N_e = Z_p N_p$.

Записывая в рамках квазистационарного рассмотрения уравнения баланса для плотности и температуры электронного газа, получаем систему уравнений для заряда макрочастицы Z_p и температуры электронов T_e:

$$\nu_{em}(Z_p, T_g)N_p = \frac{N_e}{\tau_{re}(Z_p, T_e)} + \frac{N_e}{\tau_{rg}(Z_p, T_e)}, \quad \frac{\varepsilon_r N_e}{\tau_{re}(Z_p, T_e)} = Q_g. \qquad (1)$$

Здесь ν_{em} — частота испускания электронов макрочастицей, τ_{re} и τ_{rg} — времена тройной $e-e$-рекомбинации электронов и рекомбинации электронов за счет возбуждения вращательных степеней свободы молекул буферного газа, Q_g — потеря энергии электронами за счет столкновений с буферным газом, r_p — радиус макрочастицы, $\varepsilon_r = Z_p e^2/r_p$ — потенциальная энергия электрона на поверхности частицы, обусловленная ее зарядом, W — работа выхода электрона для незаряженной частицы.

Частоту испускания электронов с поверхности макрочастицы мы будем полагать равной ричардсоновской:

$$\nu_{em} = \frac{4\pi m_e T_g^2}{h^3} \exp\left[-(\varepsilon_r + W)\frac{1}{T_g}\right] \cdot (4\pi r_p^2).$$

В молекулярном газе при невысоких степенях ионизации существенна тройная рекомбинация за счет возбуждения вращательных степеней свободы молекул [4,5]. Для соответствующего времени рекомбинации положим:

$$\tau_{rg}^{-1} = \frac{8\sqrt{2\pi}}{3} Z_p^3 \frac{e^6}{\sqrt{m_e}} B_e \sigma_Q T_g T_e^{-9/2} N_e N_g.$$

Здесь B_e — вращательная постоянная молекулы, T_e — температура электронов (в дальнейшем мы будем полагать ее равной газовой $T_e = T_g$), $\sigma_Q = (8\pi/15)Qa_0^2$ — сечение упругого рассеяния электрона на молекуле с квадрупольным моментом Q (здесь квадрупольный момент — в атомных единицах, $a_0^2 = 2.8 \cdot 10^{-17}\,\mathrm{cm}^2$).

Для тройной $e-e$-рекомбинации примем следующее выражение [6,7]:

$$\tau_{re}^{-1} = \frac{4}{5} \cdot \frac{2^{5/2}\pi^{3/2}}{9\sqrt{m_e}} \cdot \frac{e^{10} N_e^2 \Lambda}{T_e^{9/2}} Z_p^3, \quad \Lambda(\gamma) = (1/2)\ln(1 + 9/4\pi\gamma_e^3).$$

Здесь $\Lambda(\gamma_e)$ — кулоновский логарифм; $\gamma = (2e^6 N_e)^{1/3}/T_e$ — параметр, характеризующий степень идеальности электронного газа.

Охлаждение электронов за счет столкновений с молекулами определяем выражением:

$$Q_g = \sigma_Q B_e \sqrt{2T_e/m_e} N_g N_e.$$

Решение уравнений. Введем безразмерные величины $\zeta = Z_p/Z_r$ и $\Theta = T_e/T_0$, где

$$Z_r \equiv r_p T_g/e^2, \quad T_0 = \left[\frac{\sqrt{2}}{6\pi^{3/2}} \frac{T_g^4 r_p^3 h^3 B_e \sigma_Q N_g N_p}{e^4 m_e^{3/2}} \exp\left(\frac{W}{T_g}\right)\right]^{-2/9}.$$

Тогда уравнения (1) приобретают простой вид:

$$\zeta = \ln\left(\frac{b^{9/2}\zeta^{2/5}}{a\zeta + 1}\right), \quad \Theta = b\zeta^{6/5}. \tag{2}$$

Здесь

$$a = \frac{2\pi}{15} \cdot \frac{e^4 N_p \Lambda Z_r}{B_e \sigma_Q T_g N_g}, \quad b = \left[\frac{16\pi^{3/2}}{45} \cdot \frac{r_p^5 \Lambda T_g^6 N_p^2}{\sigma_Q B_e T_0^5 N_g}\right]^{1/5}.$$

Первое из выражений (2) в неявной форме определяет зависимость заряда макрочастицы от остальных параметров макрочастицы и газа.

Приведенные выше формулы справедливы для случая, когда T_e существенно выше T_g. При низкой степени ионизации, когда рекомбинационным нагревом можно пренебречь ($a = 0$, $T_e = T_g$), имеем: $\zeta = \ln(\Theta^{9/2}/\zeta^5)$. В диапазоне $\Theta = 10 \div 1000$, $\zeta = 5 \div 20$ с точностью до 5% справедливо выражение $\zeta = 3.7 \cdot \ln(0.1\Theta + 2)$.

Отметим, что в отличие от случая полного термодинамического равновесия [1] параметры Z_p, N_e не зависят от потенциала ионизации буферного газа.

Оценки. Ориентируясь на условия экспериментов [2], положим $T_e = T_g = 0.146\,\text{eV}$, $N_p \approx 5 \cdot 10^7\,\text{cm}^{-3}$, $N_g \approx 2.7 \cdot 10^{18}\,\text{cm}^{-3}$, $W = 2.75\,\text{eV}$ (для CeO_2). При рассмотрении тройной $e{-}g$-рекомбинации будем использовать параметры молекулы азота: $B_e = 2.5 \cdot 10^{-4}\,\text{eV}$, $\sigma_Q = 4.5 \cdot 10^{-17}\,\text{cm}^2$. При этом имеем: $a = 0.03$, $b = 3$, $Z_r = 41$, $T_0 = 64.4\,\text{K}$.

Отсюда следует: $\Theta = 26.4$, $\zeta = 5.7$ и, соответственно, $Z_p = 230$. Отличие от величины $Z_p \sim 500 \div 1000$, фигурирующей в [2], мы связываем с негладким, "гофрированным", характером поверхности пылинок.

Проведенное рассмотрение справедливо, если длина пробега электрона в газе превышает среднее расстояние между макрочастицами.

Для рассмотренного случая это выполняется: $(\sigma_Q N_g)^{-1}(4\pi N_p/3)^{1/3} \approx 5$. Степень ионизации $\alpha = Z_p N_p/N_g \approx 10^{-8}$ достаточно низка, и это оправдывает предположение о преобладании тройной рекомбинации с участием нейтралов.

О моделировании электронных облаков вокруг заряженной пылинки см. [8].

Список литературы

[1] *Фортов В.Е., Якубов И.Е.* Неидеальная плазма. М.: Энергоатомиздат, 1994. 282 с.

[2] *Фортов В.Е., Нефедов А.П., Петров О.Ф., Самарян А.А., Чернышев А.В.* // ЖЭТФ. 1997. Т. 111. N 2. С. 467.

[3] *Держиев В.И., Жидков А.Г., Яковленко С.И.* Излучение ионов в неравновесной плотной плазме М.: Энергоатомиздат, 1986. 160 с.

[4] *Далидчик Ф.И., Саясов Ю.С.* // ЖЭТФ. 1965. Т. 49. С. 302.

[5] *Гудзенко Л.И., Яковленко С.И.* Плазменные лазеры. М.: Атомиздат, 1978. 256 с.

[6] *Гуревич А.В., Питаевский Л.П.* // ЖЭТФ. 1964. Т. 46. С. 1281.

[7] *Ткачев А.Н., Яковленко С.И.* Кр. сообщ. по физике ФИАН СССР. 1990. № 7. С. 10.

[8] *Ткачев А.Н., Яковленко С.И.* Препринт ИОФ РАН. 1997. № 8. 20 с.