01;02;12

Динамика электронов при лазерной нейтрализации отрицательных ионов

© А.Р. Каримов

Институт высоких температур РАН, Москва

Поступило в Редакцию 17 июля 1997 г.

В рамках гидродинамического подхода исследуется динамика электронов во время воздействия лазерного излучения на пучок отрицательных ионов. Получено аналитическое решение данной задачи.

Атомарные потоки могут быть получены с помощью фотоионизации пучков отрицательных ионов [1–4]. Расходимость пучка нейтралов обусловлена, в частности, действием пространственного заряда ионного пучка, чья величина определяется скоростью фотоионизации и ухода электронов из объема пучка. Образующиеся электроны способны индуцировать оптический разряд в пучке, при этом отрицательные ионы могут быть превращены в атомы и положительные ионы. Чтобы учесть эти явления, решим задачу об электронной динамике во время воздействия лазерного излучения на пучок отрицательных ионов.

Рассмотрим в плоской геометрии поперечное относительно пучка движение электронов, пренебрегая поперечным движением ионов. Дрейф электронов с учетом фотоионизации в электромагнитном поле с частотой ω и интенсивностью I под действием собственного кулоновского поля пучка E описывается уравнениями

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + \frac{\partial (n_e u_e)}{\partial x} = \frac{n_b}{\tau_{ph}}, \tag{1}$$

$$\frac{\partial u_e}{\partial t} + u_e \frac{\partial u_e}{\partial x} = -\frac{e}{m_e} E, \tag{2}$$

$$\frac{\partial E}{\partial x} = -4\pi e (n_e + n_b), \tag{3}$$

$$\frac{dn_b}{dt} = -\frac{n_b}{\tau_{ph}}, \tag{4}$$

где n_e и u_e — электронная плотность и скорость, n_b — ионная плотность, e — заряд иона и электрона, m_e — масса электрона, $\tau_{ph}^{-1} = \sigma_{ph} I/\hbar\omega$, σ_{ph} — сечение фотоионизации.

Перейдем в (1)–(4) от плотностей к полному числу частиц:

$$N_s(x,t) = \int\limits_0^x n_s(\zeta,t)d\zeta, s = e, b. \tag{5}$$

Тогда из (4) получим

$$N_b = N_{b0}\exp(-t/\tau_{ph}). \tag{6}$$

В случае однородного по сечению пучка распределения плотности имеем

$$N_{b0} = xn_0,$$

где n_0 — начальная плотность ионов в пучке. При этом (1)–(3) в лагранжевых переменных [5]:

$$\tau = t, \quad \xi = x - \int\limits_0^t u_e(\xi,t')dt', \tag{7}$$

здесь $x(\xi,t)$ удовлетворяет начальному условию

$$x(\xi,o) = \xi,$$

сводится к

$$\frac{\partial N_e}{\partial \tau} = \frac{N_b}{\tau_{ph}}, \tag{8}$$

$$\frac{\partial u_e}{\partial \tau} = \frac{4\pi e^2}{m_e}(N_e + N_b), \tag{9}$$

Дифференцируя (9) по τ, используя (6), (8) и

$$u_e = \frac{\partial x}{\partial \tau}, \tag{10}$$

получим

$$\frac{\partial^2 u_e}{\partial \tau^2} = \frac{u_e}{\tau_b^2} \exp(-\tau/\tau_{ph}), \tag{11}$$

где $\tau_b^{-1} = 4\pi e^2 n_0/m_e$. Общее решение (11) можно записать в виде

$$u_e = A(\xi) \exp\left[-\frac{\sqrt{2}\tau_{ph} e^{-\tau/2\tau_{ph}}}{\tau_b}\right] + B(\xi) \exp\left[\frac{\sqrt{2}\tau_{ph} e^{-\tau/2\tau_{ph}}}{\tau_b}\right]. \tag{12}$$

Решение (12) при $\tau_{ph} \gg \tau$ должно мало отличаться от точного решения (1)–(4), соответствующего $\tau_{ph} = \infty$. Воспользуемся этим обстоятельством, чтобы определить вид констант $A(\xi)$ и $B(\xi)$. Точное решение (1)–(4) для $\tau_{ph} = \infty$ есть

$$u_e = U_0(\xi) + \frac{\xi\tau}{\tau_b^2}. \tag{13}$$

Ограничиваясь линейными членами в разложении экспоненты по малому параметру τ/τ_{ph} (12), получим

$$u_e = A_e^{-\sqrt{2}\tau_{ph}/\tau_b} + Be^{\sqrt{2}\tau_{ph}/\tau_b} + \frac{\tau}{\sqrt{2}\tau_b}\left[A_e^{-\sqrt{2}\tau_{ph}/\tau_b} - Be^{\sqrt{2}\tau_{ph}/\tau_b}\right] + \ldots \tag{14}$$

Будем считать, что начальное распределение скорости

$$U_0(\xi) = 0.$$

Тогда сравнивая в (13) и (14) члены при одинаковых степенях τ, имеем

$$A = \frac{\xi}{\sqrt{2}\tau_b} e^{\sqrt{2}\tau_{ph}/\tau_b}, \quad B = -\frac{\xi}{\sqrt{2}\tau_b} e^{-\sqrt{2}\tau_{ph}/\tau_b},$$

что позволяет записать (12) в виде

$$u_e = \frac{\xi}{\sqrt{2}\tau_b}\left[\exp\left(\frac{\tau}{\sqrt{2}\tau_b}\right) - \exp\left(-\frac{\tau}{\sqrt{2}\tau_b}\right)\right]. \tag{15}$$

При $\tau > \tau_b$ можно пренебречь вторым членом в (15). При этом приближенное значение координаты $x(\tau, \xi)$ имеет вид

$$x(\tau, \xi) = \xi \exp\left(\frac{\tau}{\sqrt{2}\tau_b}\right), \tag{16}$$

что позволяет записать решение (8) с учетом $\mathrm{N}_e(\tau = 0, \xi) = 0$ как

$$N_e = \frac{\sqrt{2} n_0 \tau_b}{\tau_{ph} - \sqrt{2}\tau_b} \left[\exp\left(\frac{\tau_{ph} - \sqrt{2}\tau_b}{\sqrt{2}\tau_b \tau_{ph}} \tau \right) - 1 \right]. \tag{17}$$

Тогда из

$$n_e = \frac{\partial N_e}{\partial \xi} \left[\frac{\partial x}{\partial \xi} \right]^{-1}$$

и (16), (17) получаем

$$n_e = \frac{\sqrt{2} n_0 \tau_b}{\tau_{ph} - \sqrt{2}\tau_b} \left[\exp\left(-\frac{\tau}{\tau_{ph}} \right) - \exp\left(-\frac{\tau}{\sqrt{2}\tau_b} \right) \right]. \tag{18}$$

Соотношения (16) и (18) описывают производство и пространственно-временное распределение электронов во время фотоионизации отрицательных ионов.

В частности, отсюда получим необходимое условие развития оптического разряда в пучке отрицательных ионов. Из (16) находим характерное значение времени пребывания электронов в объеме пучка с поперечным размером $2b$:

$$\tau_{in} = \sqrt{2}\tau_b \ln\left(\frac{b}{\xi} \right). \tag{19}$$

Из (18) получаем время достижения максимального значения n_e:

$$\tau_e = \frac{\sqrt{2}\tau_b \tau_{ph}}{\tau_{ph} - \sqrt{2}\tau_b} \ln\left(\frac{\tau_{ph}}{\sqrt{2}\tau_b} \right). \tag{20}$$

По-видимому, благоприятные условия для развития разряда реализуются, когда $\tau_e \leqslant \tau_{in}$, что будет происходить при

$$\frac{\tau_{ph}}{\tau_{ph} - \sqrt{2}\tau_b} \ln\left(\frac{\tau_{ph}}{\sqrt{2}\tau_b} \right) \leqslant \ln\left(\frac{b}{\xi} \right). \tag{21}$$

Данное соотношение задает параметры системы, при которых возможно развитие оптического разряда.

Список литературы

[1] *Wong A.Y., Dawson J.M., Gekelman W., Lucky Z.* // Appl. Phys. Lett. 1974. V. 25. P. 57.
[2] *Fink J.H., Barr W.L., Hamilton G.W.* // IEEE Trans. Plas. Sci. 1979. V. PS-7. P. 21.
[3] *Fink J.H.* // AIP Proc. of Third International Symposium on the Production and Neutralization of Negative Ions and Beams, (N.Y., 1983) P. 347.
[4] *Каримов А.Р., Постельников А.А.* // Письма в ЖТФ. 1992. Т. 18. В. 7 С. 50.
[5] *Sack Ch., Schamel H.* // Phys. Rept. 1987. V. 156. P. 313.