Ускорение потока заряженных частиц с ненулевым продольным эмиттансом

А.С. Чихачев
ГКНПЦ им. М.В.Хруничева, Москва, Россия

При ускорении потока заряженных частиц в плоском диоде особый интерес представляет ситуация, когда поток характеризуется ненулевым продольным эмиттансом, а процесс ускорения является нестационарным (см. работу [1]). Согласно [1] потенциал удовлетворяет уравнению

$$\Delta\Psi = -4\pi en, \tag{1}$$

где e — заряд частицы; n — плотность. Если размер области R, занятой частицами, удовлетворяет неравенству $R > L$, где L — расстояние от катода, расположенного в точке $z = 0$, до сетки, на которую подается управляющий потенциал Ψ_L, то в области с частицами

$$\Psi = -2\pi enz^2 + z(\frac{\Psi_L}{L} + 2\pi enL). \tag{2}$$

Уравнение движения частиц имеет вид

$$\ddot{z} = \omega^2(t)(z + z_0(t)), \tag{3}$$

где $\omega^2(t) = 4\pi e^2 n(t)/m$; m — масса ускоряемых частиц,

$$z_0 = -\frac{\Psi_L}{4\pi enL} - \frac{L}{2}.$$

Инвариант, характеризующий продольное движение, представим в виде

$$I = \frac{(R_1\dot{z}_1 - \dot{R}_1 z_1)^2}{\varepsilon_c^q} + \frac{z_1^2}{R_1^2}, \tag{4}$$

где $z_1 = z - \xi$, а ξ удовлетворяет уравнению

$$\ddot{\xi} = \omega^2(t)(\xi + z_0),$$

тогда для z_1 следует

$$\ddot{z}_1 = \omega^2(t) z_1.$$

Далее, если положить для функции распределения

$$f = \chi\frac{\sigma(1-I)}{\sqrt{1-I}}, \quad (\sigma(x) = 0, \quad x < \nu, \quad \sigma = 1, \quad x \geq 0),$$

то плотность определяется равенством

$$n = \frac{\pi\chi\varepsilon_0}{R_1}\sigma(R - z), \tag{5}$$

плотность тока j_z:

$$j_z = enz\frac{\dot{R}_1}{R_1} + enR_1\left(\frac{\xi}{R_1}\right)^{\cdot}, \tag{6}$$

а среднеквадратичный разброс продольных скоростей имеет вид

$$\overline{(\Delta \dot{z})^2} = \frac{\varepsilon_0^2}{2R_1^2}\left(1 - \frac{z_1^2}{R_1^2}\right). \tag{7}$$

На катоде (при $z = 0$) из (7) следует

$$\overline{(\Delta \dot{z})^2}|_{z=0} = v_T^2 = \frac{\varepsilon_0^2}{2R_1^2}\left(1 - \frac{\xi^2}{R_1^2}\right), \tag{8}$$

где v_T — тепловой разброс продольных скоростей на катоде.

Поскольку тепловая скорость на катоде остается постоянной во время ускорения, соотношение (8) определяет дополнительную связь между функциями $\xi(t)$ и $R_1(t)$:

$$\xi(t) = \pm R_1\sqrt{1 - R_1^2/R_*^2}, \tag{9}$$

где $R_*^2 = \varepsilon_0^2/2v_T^2$. В соответствии с равенством (9) возможны, в принципе, два различных режима ускорения. Во-первых, можно считать $\xi = -R_1\sqrt{1 - R_1^2/R_*^2}$. Этот режим исследован в работе [1]. При этом для z_0 из (2) следует соотношение

$$z_0 = -\frac{2v_T^2}{R_1^3\omega^2} + \frac{R_1^3}{R_X^2}. \tag{10}$$

Если в начальный момент времени $z_0 > 0$, то и в дальнейшем с ростом $R_1(t)$ также выполняется неравенство $z_0 > 0$. Самосогласованное решение для $R_1(t)$ определяет такую зависимость $\Phi_L(t)$, что сначала частицы вытягиваются из катода, а на второй стадии, наоборот, втягиваются в катод. При этом не происходит отрыва сгустка от катода и $R_1(t)$ оказывается периодической функцией.

Более интересным, однако, представляется второй режим, когда

$$\xi(t) = +R_1(t)\sqrt{1 - R_1^2/R_*^2}.$$

В этом случае для $z_0(t)$ можно получить выражение

$$z_0 = \frac{2v_T^2}{R_1^3\omega^2} - \frac{R_1^3}{R_*^2}, \tag{11}$$

только знаком отличающееся от (10). В отличие от первого режима, в соответствии с (11) возможна перемена знака $z_0(t)$ с ростом $R_1(t)$. Положим $u = -e\Phi$. Тогда для U можно получить

$$u = 2\pi e^2nz^2 + z(\frac{u_L}{L} - 2\pi e^2nL) \quad (e\Phi_L = -u_L),$$

а так как

$$\frac{u_L}{L} = z_0 4\pi e^2n + 2\pi e^2nL,$$

то

$$u = 2\pi e^2nz^2 + 4\pi enzz_0 = 2\pi e^z n(z + z_0)^2 - 2\pi e^2nz_0^2. \tag{12}$$

Если выполняется неравенство

$$2\pi e^2nz_0^2 > mv_T^2/2,$$

то происходит обрыв потока при $z + z_0 = 0$, ни одна частица не проходит через барьер, образуется задний фронт сгустка заряженных частиц.

Условие обрыва при $R_* \gg R_1$ имеет вид

$$\frac{4\pi e^2 \chi \varepsilon_0 R_1^2}{m R_*^2} = \frac{2 v_T^2 R_*^2}{R_1^3},$$

т.е. при

$$R_1^5 = \frac{m v_T^2 R_*^4}{2\pi^2 e^2 \chi \varepsilon_0} = \frac{m \varepsilon_0^3}{8\pi^2 e^2 \chi v_T^2} = R_0^5.$$

Длина образовавшегося сгустка $\sim R_0$, так как точка обрыва находится в ускоряющем промежутке вблизи катода.

Для изучения динамики образовавшегося сгустка следует учесть, что выражение (2) для потенциала после образования заднего фронта становится несправедливым.

Список литературы

[1] Барминова Е.Е., Чихачев А.С. // Радиотехника и электроника, 1992, т.37, № 11, с.2097.