

**ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ
ОГРАНИЧЕННОГО ИОННОГО ПУЧКА**

Д.С. Попов

Известно [1], что в неограниченной плазме ионный пучок устойчив по отношению к возбуждению продольных электростатических колебаний в диапазоне скоростей

$$1 > \frac{V^2}{c_e^2} > \frac{\omega_1^2}{\omega_e^2} \left[1 + \left(\frac{\omega_e}{\omega_1} \right)^{2/3} \right]^3. \quad (1)$$

Здесь ω_1 , ω_2 , ω_e - ленгмювские частоты ионов пучка, ионов плазмы и электронов, V - скорость пучка, c_e - тепловая скорость электронов.

Однако, если ионный пучок ограничен и проходит в плазме между двумя поверхностями, находящимися при одинаковом потенциале, он может оказаться неустойчивым по отношению к образованию "виртуального анода", несмотря на условие (1). Физически это связано с тем, что при положительных возмущениях потенциала число электронов в объеме постоянно.

Для простоты рассмотрим одномерный плоский ионный пучок длины L , скомпенсированный электронами. Система уравнений для малых возмущений имеет вид:

$$\frac{\partial n_1}{\partial t} + V \frac{\partial n_1}{\partial x} + N \frac{\partial v_1}{\partial x} = 0, \quad (2)$$

$$\frac{\partial v_1}{\partial t} + V \frac{\partial v_1}{\partial x} = - \frac{e}{M} \frac{\partial \varphi}{\partial x}, \quad (3)$$

$$n_e = \frac{e N \varphi}{m c_e^2} + n_0, \quad (4)$$

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} = -4\pi e(n_i - n_e) \quad (5)$$

Граничные условия:

$$\varphi(t) \Big|_{x=0} = n_i(t) \Big|_{x=0} = v_i(t) \Big|_{x=0} = \varphi(t) \Big|_{x=L} = 0. \quad (6)$$

Сохранение во времени числа электронов:

$$\int_0^L n_e dx = 0. \quad (7)$$

В уравнениях (2)-(7) использованы стандартные обозначения, индекс "i" - относится к ионам, индекс "e" - к электронам.

Аналогичная задача для электронного пучка, скомпенсированного бесконечно тяжелыми ионами, решена в [2]. В нашей задаче электроны можно считать безинерционными, распределение которых в пространстве следует закону Больцмана (4). Будем искать решение системы (2)-(7) в виде $\alpha(x)e^{\omega t}$, где $\alpha(x)$ - амплитуды возмущений. Тогда, считая $\omega \rightarrow 0$ ($\omega \ll V/L$) и удерживая только линейные члены по ω , можно получить следующее условие существования решения:

$$2(\operatorname{ch} \kappa L - 1) - \gamma \kappa L \operatorname{sh} \kappa L + \gamma \frac{L\omega}{V} [\kappa L \operatorname{sh} \kappa L - 2(\operatorname{ch} \kappa L - 1)] = 0, \quad (8)$$

где $\kappa = (\omega_e^2/c_e^2 - \omega_i^2/V^2)^{1/2}$ - действительная положительная величина,

$\gamma = mc_e^2/MV^2 < 1$. Из (8) видно, что если $\kappa L = (\kappa L)^*$ удовлетворяет уравнению

$$2(\operatorname{ch} \kappa L - 1) - \gamma \kappa L \operatorname{sh} \kappa L = 0, \quad (9)$$

то единственным решением (2)-(7) является решение с $\omega = 0$. Если $\kappa L > (\kappa L)^*$ решение может быть только при вещественном $\omega > 0$, а при $\kappa L < (\kappa L)^*$ - только с вещественным $\omega < 0$. Если $\gamma < 0,5$, то с большой точностью решение (9) есть

$$(\alpha L)^* \approx 2/\gamma \quad (10)$$

и критическая плотность тока равна

$$j^* \approx \frac{1}{\gamma(1-\gamma)} \frac{2}{\pi} \left(\frac{2e}{M} \right)^{1/2} \frac{\varphi_0^{3/2}}{L^2} \quad (11)$$

Полагая $\gamma = mc_e^2/MV^2 = T_e/2\varphi_0$, где T_e - температура электронов, а $e\varphi_0$ - энергия ионов пучка, получаем при

$$T_e \ll \varphi_0 < \frac{M}{2m} T_e$$

$$j^* \approx \frac{\varphi_0}{T_e} \frac{4}{\pi} \left(\frac{2e}{M} \right)^{1/2} \frac{\varphi_0^{3/2}}{L^2} \quad (12)$$

Инкремент на пороге неустойчивости при $\gamma \ll 1$ равен

$$\omega \approx \alpha \frac{V}{L}, \quad (13)$$

где $\alpha = \alpha L - (\alpha L)^*/(\alpha L)^*$. Поэтому можно ожидать, что при $j \approx 2j^*$ время нарастания будет порядка времени пролета.

Автор выражает благодарность А.В.Жаринову за предложение рассмотреть задачу и полезное обсуждение.

Поступило в редакцию

20 июля 1966 г.

Литература

- [1] А.А.Веденов, Е.П.Велихов, Р.З.Сагдеев. Успехи Физ.наук, 73, 701, 1961.
- [2] J.K.Pierce. J.Appl. Phys., 15, 721, 1944.