13

Институт теоретической и
экспериментальной физики

1-01

ITEP-1-01

Т.В. КУЛЕВОЙ

ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКИЕ КОЛЕБАНИЯ В КАНАЛЕ ДРЕЙФА ВДИИМ.

Fermilab Library
0 1140 0088443 4

FERMILAB
SEP 5 2001
LIBRARY

Москва 2001

УДК 621.387.324 М – 16

Электростатические колебания в канале дрейфа ВДИИМ: Препринт ИТЭФ 1 – 01/

Т.В. Кулевой – М., 2001 – 11 с.

Приводятся результаты исследования условий возникновения электростатических колебаний плазмы в канале дрейфа вакуумно-дугового источника ионов металлов ВДИИМ при инжекции в него электронного пучка от независимой электронной пушки. Получены формулы, описывающие условие возникновения нестабильных электростатических колебаний плазмы и инкремента их нарастания. Анализ полученных формул показывает, что в канале дрейфа плазмы ВДИИМ возможно возникновение нестабильных колебаний плазмы с инкрементом более 10^7 c^{-1}.

Electrostatic oscillation in e-MEVVA drift channel

Kulevoy T.V.

The results of analytical investigation of plasma electrostatic oscillation into the drift channel of e-MEVVA ion source are carried out. The equations for condition of plasma oscillation instability and its' increment are derived. It is shown that such kind of instability can take place in plasma drift channel of e-MEVVA with the increment value higher than $10^{-7}s^{-1}$.

Рис. – 4. Список лит. – 4 наим.

© Институт теоретической и экспериментальной физики, 2001

Введение

Известные на сегодняшний день источники пучков тяжелых ионов способны генерировать либо пучки тяжелых высоко зарядных ионов (типа U^{25+} для ECR вплоть до U^{92+} с источника EBIT) с малой интенсивностью (токи менее микроампера), либо сильноточные пучки ионов малой зарядности (для MEVVA – это U^{6+}). Лазерный источник способен обеспечить сильноточный пучок относительно высокозарядных ионов (например пучок Pb^{28+} током 30 мА), но пока что источники данного типа не способны обеспечить продолжительную стабильную работу, требуемую для работы на ускоритель.

В ИТЭФ была предложена идея источника e-MEVVA, в котором в плазму вакуумно-дугового разряда инжектировался пучок электронов от независимой электронной пушки с энергией 2 – 20 кеВ [1]. При этом, для увеличения фактора ионизации $j\tau$ (j – плотность тока электронного пучка, τ - время взаимодействия иона с электронным пучком), плазма выводилась в канал дрейфа с аксиальным магнитным полем. Осевой ввод электронного пучка осуществлялся через отверстие в катоде вакуумно-дугового разрядника. В ходе экспериментальных работ выяснилось, что в момент инжекции электронного пучка в извлекаемом из источника ионном пучке появляется провал тока. Данный провал может быть обусловлен возникновением нестабильности плазмы, вызванной коллективным взаимодействием плазмы с инжектированным в нее электронным пучком. Для нестабильных электростатических колебаний плазмы в канале дрейфа выводится формула для определения условий возникновения нестабильных колебаний. Получены наборы параметров источника, при которых данные неустойчивости могут иметь место во ВДИИМ при аксиальной инжекции электронного пучка и определен инкремент нарастания для данных неустойчивостей.

Основные параметры и уравнения

Постановка задачи

Схема источника представлена на Рис. 1. Рассмотрим взаимодействие внешнего электронного пучка с плазмой вакуумно-дугового источника, вышедшей через анодное отверстие и распространяющейся в канале дрейфа с аксиальным магнитным полем. Плотность плазмы в вакуумной дуге достигает величины 10^{-18} – 10^{-24} м$^{-3}$. У плазмы, вышедшей в канал дрейфа, плотность заметно ниже и достигает величин порядка 10^{-17} – 10^{-19} м$^{-3}$. Канал дрейфа может иметь практически любую длину. Выбор длины обуславливается желаемой плотностью плазмы на выходе канала дрейфа и величиной магнитного поля, приложенного вдоль канала дрейфа. Для частного случая, длина канала дрейфа – 0.7 метра, внутренний диаметр – 0.036 метра. Амплитуда продольного магнитного поля в канале дрейфа – 0.02 Т. Через отверстие в катоде и аноде вакуумной дуги соосно с магнитным полем в канал дрейфа плазмы вводился внешний электронный пучок. Ускоряющее напряжение для данного электронного пучка регулировалось в диапазоне от 1 до 10 кВ. При этом плотность электронного пучка, достигающего канал дрейфа плазмы, не превосходила 10^{14} – 10^{16} м$^{-3}$. Необходимо отметить важный экспериментальный факт – при прохождении электронного пучка ускоряющее его напряжение спадало до нуля. Так что на самом деле в плазму инжектировался пучок с разбросом по энергии от установленного первоначального значения до нуля.

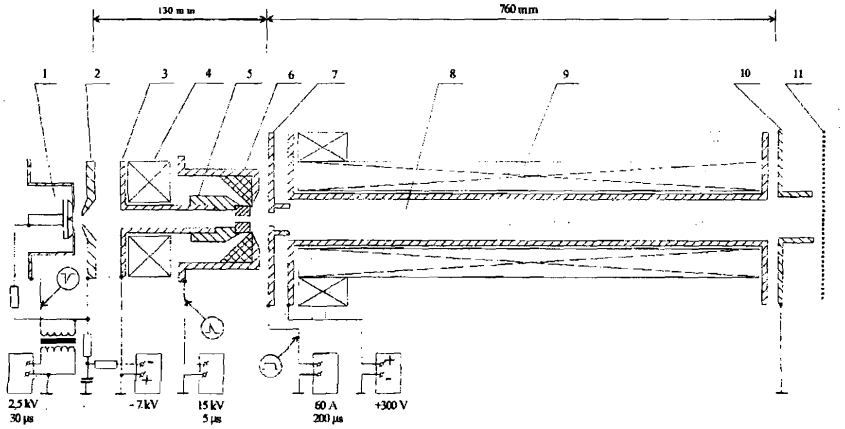

Рис. 1 Схема источника e-MEVVA. 1 – электронная пушка; 2 - диафрагма; 3 – катодный фланец MEVVA; 4 – катушка для электронного пучка; 5 – катодный шток; 6 –поджигающий электрод; 7 - анод MEVVA; 8 – канал дрейфа; 9 - катушка; 10 - экспандер; 11 – вытягивающая сетка.

Дисперсионное уравнение

Для данного набора параметров логично предположить, что в канале дрейфа система электрически нейтральна и аксиальный ток равен нулю. Это означает, что выполняются условия $\sum_{\alpha} n_\alpha q_\alpha = 0$ и $\sum_{\alpha} n_\alpha q_\alpha \beta_{\alpha z} c = 0$. Где n_α и q_α - плотность и заряд α-ой частицы. Символ $\alpha = e, i, b$ обозначает электроны и ионы плазмы, а также электроны пучка соответственно. Для выполнения последнего условия необходимо, чтобы выполнялось условие $v_{bz} \le \frac{n_e}{n_b} v_{eT}$ [3], где v_{eT} - тепловая скорость электронов плазмы, $v_{\beta z}$ – продольная скорость электронов пучка. Для рассматриваемых нами параметров плазмы и электронного пучка данное условие заведомо выполняется.

Исследованию взаимодействия электронного пучка с плазмой посвящено большое количество работ, мы воспользуемся методом изложенном в [2], [4].В общем случае радиус электронного пучка может отличаться от радиуса плазмы, так же как и радиус плазмы может отличаться от радиуса канала дрейфа. Для нас представляет интерес ситуация, когда плазма полностью заполняет канал дрейфа и в данной работе мы исследуем именно этот случай.

Принимая во внимание, что $n_i = n_b + n_e$, распределение потенциала φ внутри канала дрейфа удовлетворяет уравнению Пуассона

$$\Delta\varphi = \sum_{\alpha=i,e,b} \rho_\alpha / \varepsilon_0 \ , \qquad \textbf{(1)}$$

где

$$\sum_{\alpha} \rho_\alpha = \begin{cases} \rho_i + \rho_e + \rho_b, r \le r_b \\ \rho_i + \rho_e, R_b < r \le r_p \\ 0, R_p < r \le r_c \end{cases} , \qquad \textbf{(2)}$$

где r_b – радиус электронного пучка, r_p – радиус плазмы, r_c – радиус камеры, ρ_b - флуктуация плотности заряда электронного пучка, ρ_e и ρ_i – флуктуации плотности заряда электронов и ионов плазмы соответственно.

Для случая $r_p = r_c$

$$\Delta\varphi = \sum_{\alpha=i,e,b} \rho_\alpha / \varepsilon_0 \ , \qquad \textbf{(3)}$$

будем искать решение в виде функции

$$\vec{X}(r,\varphi,z) = \vec{X}(r) e^{-i(kz + l\theta - \omega t)} \ . \qquad \textbf{(4)}$$

Линеаризованное уравнение возбуждения в камере дрейфа при инжекции электронного пучка в плазму записывается в виде

$$\frac{d\vec{v}}{dt} = \frac{q}{\gamma m}\left(\vec{E} + \left[\vec{v} \times \vec{B}_{\Sigma}\right] - \frac{\vec{v}(\vec{v} \bullet \vec{E})}{c^2}\right), \quad \textbf{(5)}$$

где $\vec{E}$ - флуктуация электрического поля, $\vec{B}_{\Sigma} = \vec{B}_0 + \vec{B}$, $\vec{B}$ - флуктуация магнитного поля, $\vec{B}_0$ - внешнее магнитное поля в камере дрейфа, c – скорость света и $\gamma = \sqrt{v^2 / c^2}$.

Решая уравнение, получаем выражение для продольной составляющей скорости, параллельной внешнему магнитному полю

$$v_z = -\frac{q}{\gamma^3 m} \bullet \frac{E_z}{i(kv_b + l\omega_d - \omega)}, \quad \textbf{(6)}$$

и для перпендикулярной компоненты

$$\vec{v}_{\perp} = \frac{q}{\gamma m} \bullet \frac{i(kv_b + l\omega_d - \omega)\vec{E}_{\perp} - \left[\vec{E} \times \vec{\Omega}_b\right]}{(kv_b + l\omega_d - \omega)^2 - \Omega_b^{\ 2}}, \quad \textbf{(7)}$$

где $\Omega_z = \frac{qB_0}{m_a}$, i – в данном уравнении мнимая единица, и ω_d – угловая скорость дрейфового движения, которая для интересующих параметров можно принять равной нулю.

Рассмотрим плотность электронного пучка. Для ρ запишем уравнение непрерывности

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} - \nabla \rho = 0 ,$$

которое, используя (4), приведем к виду

$$-i\omega\rho_b = \mathrm{div} j_b , \quad \textbf{(8)}$$

где $j_b \approx qn_b \vec{v} + \rho_b(\vec{v}_b + \vec{v}_d)$ и $\vec{v}$ - флуктуация, $\vec{v}_b$-скорости электронного пучка, $\vec{v}_d$- скорость дрейфа.

Принимая во внимание $\frac{\partial n_b}{\partial z} = 0$ и $\mathrm{div}\,\vec{v}_d = \frac{1}{r}\left(\frac{\partial v_d}{\partial \theta}\right) = 0$, легко найти

$$\rho_b = \frac{qn_b \mathrm{div}\,\vec{v} + q(\vec{v}, \nabla)n_b}{i(kv_b + l\omega_d - \omega)} . \quad \textbf{(9)}$$

Для того, чтобы определить $\mathrm{div}\,\vec{v}$, используем (6 и 7):

$$\mathrm{div}\,\vec{v} = \frac{-iq}{\gamma^3 m(kv_b + l\omega_d - \omega)} \bullet \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} + \frac{-iq(kv_b + l\omega_d - \omega)}{\gamma m\left((kv_b + l\omega_d - \omega)^2 - \Omega_b^{\ 2}\right)}\Delta_{\perp}\varphi, \quad \textbf{(10)}$$

Для второй компоненты в числителе уравнения (9) получаем

$$(\bar{v},\nabla)n_b = -\frac{iq}{\gamma m}\frac{\partial n_b}{\partial r}\frac{(kv_b + l\omega_d - \omega)\frac{\partial\varphi}{\partial r} + \frac{\Omega_b l\varphi}{r}}{\left((kv_b + l\omega_d - \omega)^2 - \Omega_b^2\right)} \quad \textbf{(11)}$$

и, следовательно,

$$\frac{\rho_b}{\varepsilon_0} = -\frac{\omega_{\perp b}^2}{(kv_b + l\omega_d - \omega)^2 - \Omega_b^2}\Delta_\perp\varphi + \frac{\omega_b^2}{(kv_b + l\omega_d - \omega)^2}k^2\varphi -$$

$$-\frac{\omega_{\perp b}^2 g_b}{\gamma m\left((kv_b + l\omega_d - \omega)^2 - \Omega_b^2\right)}\frac{\partial\varphi}{\partial r} - \quad . \quad \textbf{(12)}$$

$$-\frac{q\omega_{\perp b}^2 l\varphi}{(kv_b + l\omega_d - \omega)\left((kv_b + l\omega_d - \omega)^2 - \Omega_b^2\right)r}$$

Для электронной и ионной компонент плазмы (ρ_e и ρ_I), принимая во внимание $v_i = v_e = 0$, легко получаются подобные уравнения. В результате имеем уравнение для флуктуации потенциала

$$\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(D_\perp r\frac{\partial\varphi}{\partial r}\right) - D_\perp\frac{l^2}{r^2}\varphi + lF(r)\frac{\partial\varphi}{\partial r} - Dk^2\varphi = 0, \quad \textbf{(13)}$$

где

$$D_\perp = 1 - \sum_\alpha \frac{\omega_{\perp\alpha}^2}{(kv_\alpha + l\omega_{d\alpha} - \omega)^2 - \Omega_{b\alpha}^2} \quad ,$$

$$D = 1 - \sum_\alpha \frac{\omega_\alpha^2}{(kv_\alpha + l\omega_{d\alpha} - \omega)^2} \quad ,$$

$$F(r) = \sum_\alpha G_\alpha g_\alpha(r) \ , \quad \textbf{(14)}$$

$$G_\alpha = \frac{\Omega_\alpha}{(kv_\alpha + l\omega_{d\alpha} - \omega)}\frac{\omega_{\perp\alpha}^2}{(kv_\alpha + l\omega_{d\alpha} - \omega)^2 - \Omega_{b\alpha}^2} \quad ,$$

$$g_\alpha(r) = \frac{1}{n_\alpha}\frac{\partial n_\alpha}{\partial r} \ ,$$

где в свою очередь

$$\omega_{\perp\alpha}^2 = \frac{q^2 n_\alpha}{\gamma m_\alpha \varepsilon_0} \quad , \ \omega_{\perp\alpha}^2 = \frac{q^2 n_\alpha}{\gamma^3 m_\alpha \varepsilon_0}, \quad g_b = \frac{1}{n_b}\frac{\partial n_b}{\partial r} \ , \ \alpha = \mathrm{b,e,i} \ .$$

Рассмотрим случай равномерного распределения плотности, т.е.:

$$n_\alpha = \begin{cases} n_{\alpha 0} \equiv const, \mathrm{r} \le \mathrm{r}_\alpha \\ 0, \mathrm{r} > \mathrm{r}_\alpha \end{cases}$$

При этом $g_\alpha = -\delta(r - r_b)$ для каждой типа частиц и $G_\alpha = 0$ везде кроме r_b. Тогда уравнение (13) принимает вид

$$\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}r\frac{\partial\varphi}{\partial r} - \frac{l^2}{r^2}\varphi - \chi^2\varphi = 0 \ ,$$

где для случая, когда плазма заполняет всю камеру дрейфа,

$$\chi^2 = \begin{cases} \chi_1^{\,2} = \dfrac{k^2 D}{D_\perp} & , r \le r_b \\ \chi_2^{\,2} = \dfrac{k^2 D_p}{D_{\perp p}} & , r_b < r \le r_{pl} = r_c \end{cases} , \quad \textbf{(15)}$$

и

$$\begin{aligned} D_\perp &= 1 - \sum_{\alpha=i,e,b} \left(\frac{\omega_{\perp\alpha}^2}{(kv_\alpha + l\omega_{d\alpha} - \omega)^2 - \Omega_\alpha^2} \right), \\ D &= 1 - \sum_{\alpha=i,e,b} \left(\frac{\omega_{\perp\alpha}^2}{(kv_\alpha + l\omega_{d\alpha} - \omega)^2} \right), \\ D_{\perp p} &= 1 - \sum_{\alpha=i,e} \left(\frac{\omega_{\perp\alpha}^2}{(kv_\alpha + l\omega_{d\alpha} - \omega)^2 - \Omega_\alpha^2} \right), \\ D_p &= 1 - \sum_{\alpha=i,e} \left(\frac{\omega_{\perp\alpha}^2}{(kv_\alpha + l\omega_{d\alpha} - \omega)^2} \right), \end{aligned} \quad \textbf{(16)}$$

Потенциал непрерывен на радиусе r_b, имеет конечное значение на оси и равен нулю на стенках камеры дрейфа:

$$\varphi_1(r_b) = \varphi_2(r_b), \varphi_1(0) < 0, \varphi_2(r_c) = 0. \quad \textbf{(17)}$$

Дифференциал потенциала имеет скачок на r_b. Условия для потенциала в этой точке можно получить, проинтегрировав (13) по r возле r_b, устремив Δr к 0. Получим

$$\left(-D_{\perp p} \frac{\partial \varphi_2}{\partial r} + D_\perp \frac{\partial \varphi_1}{\partial r} \right)_{r_b} + lG \frac{\varphi_1}{r_b} = 0. \quad \textbf{(18)}$$

Решение можно записать в виде

$$\varphi_1 = AJ_l(\chi_1 r),$$

$$\varphi_2 = BI_l(\chi_2 r) + CK_l(\chi_2 r).$$

Используя (17), получаем из (18) дисперсионное уравнение

$$\begin{aligned} & D_\perp \chi_1 \frac{J_l'(\chi_1 r_b)}{J_l(\chi_1 r_b)} \frac{K_l(\chi_2 r_b) I_l(\chi_2 r_c) - K_l(\chi_2 r_c) I_l(\chi_2 r_b)}{I_l(\chi_2 r_c)} - \\ & - D_{\perp p} \chi_2 \left(\frac{K_l(\chi_2 r_c) I_l'(\chi_2 r_b) - K_l'(\chi_2 r_b) I_l(\chi_2 r_c)}{I_l(\chi_2 r_c)} \right) + \\ & + \frac{lG}{r_b} \frac{K_l(\chi_2 r_b) I_l(\chi_2 r_c) - K_l(\chi_2 r_c) I_l(\chi_2 r_b)}{I_l(\chi_2 r_c)} = 0, \end{aligned} \quad \textbf{(19)}$$

где $D_\perp$, D_p, G определены в (14) и (16).

Исследуем аксиально симметричную моду (когда l=0)

$$D_\perp \chi_1 \frac{J_l'(\chi_1 r_b)}{J_l(\chi_1 r_b)} - D_{\perp p} \chi_2 \left(\frac{K_l(\chi_2 r_c) I_l'(\chi_2 r_b) - K_l'(\chi_2 r_b) I_l(\chi_2 r_c)}{K_l(\chi_2 r_b) I_l(\chi_2 r_c) - K_l(\chi_2 r_c) I_l(\chi_2 r_b)} \right) = 0. \quad \textbf{(20)}$$

Ясно, что когда $r_b = r_{pl} = r_c$, (20) может выполняться только если

$$J_l(\chi_1 r_b)=0 \quad , \quad \textbf{(21)}$$

где χ_1 взято из (15).

При $r_b < r_{pl} = r_c$, принимая во внимание $\chi_1 r_b$, $\chi_2 r_b$, $\chi_2 r_c \ll 1$ получаем следующее уравнение:

$$D + \frac{2D_{\perp p}}{k_z^2 r_b^2 \ln(r_c / r_b)} = 0 \ . \quad \textbf{(22)}$$

В области интересующих нас параметров выполняются следующие соотношения: $\Omega_i < k_z v_b < \Omega_b \approx \Omega_e$; $\omega_i < \omega_b < \omega_e$; $\omega_b < \Omega_b$; $\omega_i < k_z v_b \approx \omega$. Принимая во внимание данные соотношения и используя выражения для D и $D_{\perp p}$ из (16), (22) может быть записано следующим образом:

$$1 = \frac{k_z^2}{k^2}\left(\frac{\omega_b^2}{(k_z v_b - \omega)^2} + \frac{\omega_e^2}{\omega^2}\right) - \frac{k_\perp^2}{k^2}\left(\frac{\omega_e^2}{\Omega_e^2}\right) = F(\omega)$$

или **(23)**

$$1 + \frac{k_\perp^2}{k^2}\left(\frac{\omega_e^2}{\Omega_e^2}\right) = \frac{k_z^2}{k^2}\left(\frac{\omega_b^2}{(k_z v_b - \omega)^2} + \frac{\omega_e^2}{\omega^2}\right) = F^*(\omega) \ ,$$

где

$$k_\perp^2 = 2/r_b^2 \ln(r_c / r_b)$$
$$k^2 = k_\perp^2 + k_z^2. \quad \textbf{(24)}$$

Уравнение (21) при тех же условиях может быть записано точно в такой же форме, но при этом

$$k_\perp^2 = \rho_{lm}^2 / r_c^2 \quad , \quad \textbf{(25)}$$

где p_{lm} - m-й корень функции Бесселя J_l.

Уравнение (23) с $k_\perp^2$ определенным выражениями (24) и (25) и есть дисперсионное уравнение, которое мы проанализируем ниже на предмет определения условий возникновения нестабильности, а так же определения величины инкремента нарастания данной нестабильности.

Условия возникновения нестабильности

Для анализа дисперсионного уравнения мы применим хорошо известный графо-аналитический метод [2], [4]. Необходимо найти условия, при которых минимум функции F^* , стоящей справа в уравнении (23), превосходит левую часть данного уравнения. Это будет означать, что уравнение имеет комплексное решение. Минимум данной функции достигается, когда

$$\omega^* = \kappa_z v_b \left(1 + \left(\frac{n_b}{n_e}\right)^{1/3}\right)^{-1} , \quad \textbf{(26)}$$

и равен

$$F^*(\omega^*) = \frac{\omega_{pe}^2}{\kappa^2 v_b^2}\left\{1 + \left(\frac{n_b}{n_e}\right)^{1/3}\right\}^3 , \textbf{(27)}$$

откуда критерий нестабильности может быть записан следующим образом:

$$1+\frac{\kappa_\perp^2}{\kappa^2}\frac{\varpi_{pe}^2}{\Omega_e^2}<\frac{\omega_{pe}^2}{\kappa^2 v_b^2}\left\{1+\left(\frac{n_b}{n_e}\right)^{1/3}\right\}^3 . \quad (28)$$

При рассматриваемых условиях $\frac{\kappa_\perp^2}{\kappa^2}\frac{\varpi_e^2}{\Omega_e^2}>>1$, откуда для случая, когда пучок заполняет всю камеру дрейфа, условие возникновения нестабильности принимает следующий вид:

$$\left(\frac{2.4m_e}{e}\right)^2\frac{v_b^2}{R_p^2 B_0^2}<\left(1+\left(\frac{n_b}{n_e}\right)^{1/3}\right)^3 . \quad (29)$$

Для случая, когда радиус пучка меньше радиуса камеры дрейфа, условие возникновения нестабильности имеет вид

$$\left(\frac{2.4m_e}{e}\right)^2\frac{v_b^2}{R_p^2\ln(R_c/R_b)B_0^2}<\left(1+\left(\frac{n_b}{n_e}\right)^{1/3}\right)^3 . \quad (30)$$

Функция F для случая электронного пучка, заполняющего камеру дрейфа и имеющего плотность j_b=10 A/cm^2 , ускоренного напряжением 3.5 kV и плазмы с плотностью n_e=n_i=10^{18} м$^{-3}$ показана на Рис.2.

Для узкого пучка с диаметром d_b<d_c нестабильность проявляется, когда ускоряющее напряжение меньше некоторого критического значения, зависящего от радиуса пучка.

Например, функция F для электронного пучка радиусом 1 см с плотностью j_b=10 A/cm^2 и ускоренного 1.2 kB, и плазмы с плотностью n_e=n_i=10^{18} м$^{-3}$ показана на Рис.3.

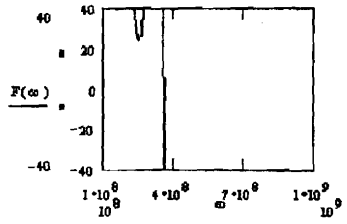

Рис.2 Электронный пучок заполняющий камеру дрейфа j_b=10 A/cm^2 U_a=3.5 kV, n_e=n_i=10^{18} m^{-3}

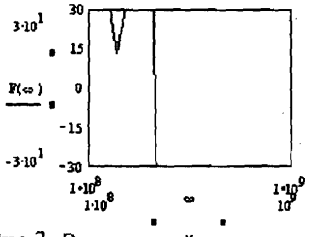

Рис.3 Электронный пучок с радиусом d_b=1 cm, j_b=10 A/cm^2 U_a=1.2 kV, n_e=n_i=10^{18} m^{-3}

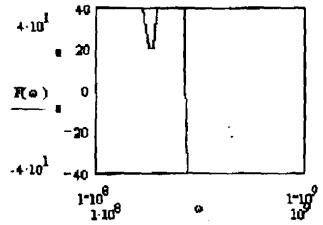

Рис.4 Электронный пучок с радиусом d_b=2 cm, j_b=10 A/cm^2, U_a=2 kV, n_c=n_i=10^{18} m^{-3}

При радиусе 2 см и ускоряющем напряжении 2 кВ данная функция показана на Рис.4.

Инкремент нестабильности

Для определения инкремента нестабильности, найдем решение уравнения (23) при начале нестабильности и предположим, что $\omega=\omega^*+\varpi$, где ω^* взято из (26) и $\varpi \ll \omega^*$. Используем опять тот факт, что при характерных параметрах источника, $\frac{\kappa_\perp^2}{\kappa^2}\frac{\varpi_e^2}{\Omega_e^2} \gg 1$. Тогда (23) запишется следующим образом:

$$\frac{\kappa_\perp^2 v_b^{\,2}}{\Omega_e^2} = \left\{ \frac{n_b/n_e}{\left(\frac{(n_b/n_e)^{1/3}}{1+(n_b/n_e)^{1/3}} + \frac{\varpi}{k_z v_b}\right)^2} + \frac{1}{\left(\frac{1}{1+(n_b/n_e)^{1/3}} - \frac{\varpi}{k_z v_b}\right)^2} \right\}^3 . \quad \textbf{(31)}$$

Перепишем его в виде

$$a^2 = \frac{b^3}{\left(\frac{b}{1+b}+\alpha\right)^2} + \frac{1}{\left(\frac{1}{1+b}-\alpha\right)^2} , \quad \textbf{(32)}$$

где

$$a^2 = \frac{\kappa_\perp^2 v_b^{\,2}}{\Omega_e^2},\ b = (n_b/n_e)^{1/3} \text{ and } \alpha = \frac{\varpi}{k_z v_b} \ll 1. \quad \textbf{(33)}$$

Используя последнее соотношение из (33), разложим (32) по степеням α. Получим

$$a^2 = b(1+b)^2 - 2(1+b)^3\alpha + \frac{3}{b}(1+b)^4\alpha^2 +$$
$$+(1+b)^2 + 2(1+b)^3\alpha + 3(1+b)^4\alpha^2$$

или

$$a^2 - (1+b)^3 = \frac{3}{b}(1+b)^5\alpha^2 . \quad \textbf{(34)}$$

Учитывая $a^2 < (1+b)^3$ (что эквивалентно (28) или (29)), получаем выражение для инкремента нестабильности

$$\eta = +\operatorname{Im}\varpi = \frac{1}{\sqrt{3}} k_z v_b \left(\left(1 + (n_b / n_e)^{1/3}\right)^3 - \frac{\kappa_\perp^2 v_b^{\,2}}{\Omega_e^2} \right) \frac{(n_b / n_e)^{1/6}}{\left(1 + (n_b / n_e)^{1/3}\right)^{5/2}},$$

где для узкого пучка $k_\perp^2$ берется (25), а для пучка, полностью заполняющего канал дрейфа, $k_\perp^2$ берется из (26).

Для рассмотренных выше параметров получаем: если $n_e=n_i=10^{18}$ м$^{-3}$ и $n_b=10^{16}$ м$^{-3}$, для узкого пучка с радиусом 2см, ускоренным напряжением 2.3 kB, инкремент равен $7.5*10^7$ с$^{-1}$; для радиуса 1см и ускоряющего напряжения 1.2 kB – $5.4*10^7$ с$^{-1}$. Для электронного пучка, заполняющего всю камеру дрейфа, при $n_e=n_i=10^{18}$ м$^{-3}$ и $n_b=10^{16}$ м$^{-3}$ при ускоряющем електроный пучок напряжении 3.5 kV, инкремент равен $3.4*10^7$ с$^{-1}$. Следовательно нестабильность становиться заметным эффектом при временах порядка одной микросекунды.

Выводы

На основании проведенного анализа условий возникновения электростатических колебаний при инжекции пучка электронов в канал дрейфа плазмы вакуумно-дугового разряда можно сделать вывод, что существует область параметров источника, при которых данные колебания лавинно нарастают. В силу особенностей используемой схемы питания источника можно утверждать, что данный набор параметров реализуется при каждом срабатывании источника. Инкремент нарастания нестабильности имеет величину порядка единиц на 10^{-7} с$^{-1}$, т.е. за времена менее микросекунды данные колебания должны приводить к развалу плазмы в канале дрейфа и, как следствие, к исчезновению ионного тока на выходе источника. При этом не происходит срыва вакуумно-дугового разряда, что было экспериментально подтверждено измерением тока в анодной и катодной цепях разряда и падения напряжения на разряде. Проведенный анализ позволяет предположить, что при условии стабильности энергии электронного пучка, инжектированного в канал дрейфа плазмы ВДИИИМ, данный эффект должен иметь полосовой характер – нестабильность будет возникать при энергии электронного пучка, лежащей в некотором диапазоне значений. Если энергия электронного пучка выше или ниже этого диапазона, то нестабильность не возникает.

Литература

[1].Batalin V.A, Volkov Ju.N.,.Kulevoy T.V,.Petrenko S.V// Rev.Sci.Instrum. **65**, 3101 (1994)

[2] Дэвидсон Р. Теория заряженной плазмы: Пер. с англ./ под редакцией А.А. Коломенского. М.: Мир,1978.
[3] Miller R.B..An Introduction to the Physics of Intense Charged Particle Beams New York: Plenum Press, 1982.
[4] Мешков И.Н.. Транспортировка Пучков Заряженных Частиц. Новосибирск: Наука, 1991.