

УДК 533.91

К ТЕОРИИ ИНЖЕКЦИИ СИЛЬНОТОЧНОГО ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА С ПЛАВНЫМ ФРОНТОМ В ПЛАЗМУ

У. В. ПЕТРОСЯН, Э. В. РОСТОМЯН

Институт радиопизики и электроники АН Армении

(Поступила в редакцию 3 июля 1991 г.)

Показано, что конечное время нарастания тока пучка приводит к уменьшению амплитуд пространственных гармоник индуцируемого фронта поля. Приближением резкого фронта пучка можно пользоваться, пока время нарастания его тока меньше ω_0^{-1} (ω_0 — резонансная частота плазменного волновода).

Как известно [1], при инжекции электронного пучка в плазму его фронт индуцирует электромагнитное поле, которое, по существу, является начальным возмущением для развивающейся в системе плазма-пучковой неустойчивости. Динамика дальнейшего развития неустойчивости зависит от многих факторов таких, как геометрия пучка и плазмы [2, 3], величина тока пучка [3, 4], а также от скорости нарастания тока пучка. До настоящего времени теоретические исследования переходных процессов при инжекции и дальнейшем распространении пучка в плазме проводились в приближении мгновенного нарастания тока пучка. Было показано, что вершина индуцированного фронтом волнового пакета движется в направлении распространения пучка с некоторой скоростью, меньшей скорости пучка. Одновременно поле в вершине экспоненциально растет с инкрементом, равным максимальному инкременту в продольно неограниченной системе. Конечное время нарастания фронта пучка должно привести к уменьшению амплитуды индуцированного поля. Настоящая работа посвящена изучению влияния конечного времени нарастания тока пучка на динамику индуцированного волнового пакета.

Пусть в момент времени $t=0$ в плоскости $z=0$ (z — продольная координата) начинается инжекция релятивистского моноэнергетического электронного пучка в круглый металлический волновод, полностью заполненный холодной плазмой. Пучок, как и плазма, предполагается однородным по сечению с линейно нарастающим током и радиусом, совпадающим с радиусом волновода R . Вся система находится в сильном внешнем продольном магнитном поле. Движением ионов плазмы пренебрегается.

Поскольку поперечное движение как плазмы, так и пучка заморожено, то пучок может взаимодействовать лишь с волной Е-типа плаз-

менного волновода с компонентами E_r , E_z , B_φ . Рассматривая возмущения, не зависящие от азимутального угла φ и представляя их в виде $f(r, z, t) = f(r) \exp(ik_z z - i\omega t)$ из уравнений Максвелла получаем следующее уравнение для продольного электрического поля $E_z(r, \omega, k_z)$, индуцированного фронтом пучка

$$\left[\frac{1}{r} \frac{d}{dr} r \frac{d}{dr} + x^2 (\varepsilon + \delta\varepsilon_b) \right] E_z(r, \omega, k_z) = \frac{4\pi i}{\omega} x^2 j_b(r, \omega, k_z), \quad (1)$$

где

$$x^2 = k_z^2 - \omega^2/c^2, \quad \varepsilon = 1 - \omega_p^2/\omega^2,$$

$$\delta\varepsilon_b = - \frac{\omega_b^2}{\gamma^3 (\omega - k_z u)^2}, \quad \gamma = (1 - u^2/c^2)^{-1/2},$$

u — продольная скорость электронов пучка, $j_b(r, \omega, k)$ — фурье-образ тока пучка, $\omega_{p,b}$ — ленгмюровская частоты плазмы и пучка соответственно.

При линейном нарастании тока пучка и вышеописанных условиях инжекции ток пучка можно представить в виде

$$j_b(r, z, t) = j_0 \eta(z) \dot{\eta}(R - r) \left[\frac{\tau}{T} \eta(\tau) \eta(T - \tau) + \eta(\tau - T) \right],$$

где $j_0 = \text{const}$, $\tau = t - z/u$, T — время нарастания тока пучка, $\eta(x)$ — ступенчатая функция.

Представим решение уравнения (1) в виде разложения в ряд по функциям Бесселя

$$E_z(r, \omega, k_z) = \sum_s E_z^{(s)}(\omega, k_z) J_0(k_\perp^{(s)}, r),$$

где $k_\perp^{(s)} = \mu_{os}/R$, μ_{os} — корни J_0 . Разлагая аналогичным образом и правую часть уравнения (1) получаем

$$E_z^{(s)}(\omega, k_z) = \frac{8\pi j_0 u}{\mu_{os} J_1(\mu_{os})} \frac{e^{i\omega T} - 1}{\omega^3 T (\omega - k_z u)} \frac{x^2}{k_\perp^{(s)2} + x^2 (\varepsilon + \delta\varepsilon_b)}. \quad (2)$$

Выражение

$$k_\perp^{(s)2} + (k_z^2 - \omega^2/c^2) (1 - \omega_p^2/\omega^2 - \omega_b^2 \gamma^{-3} / (\omega - k_z u)^2), \quad (3)$$

входящее в знаменатель (2), представляет собой дисперсионное соотношение для замагниченного плазменного волновода, пронизываемого однородным по сечению релятивистским электронным пучком. При этом электронный пучок может эффективно взаимодействовать только с медленной волной плазменного волновода в условиях, когда фазовая ско-

рость волны равна скорости пучка. Этот резонанс может иметь место при $\omega_p > k_{\perp}^{(*)} u \gamma$, при этом возбуждается частота

$$\omega_0 = \sqrt{\omega_p^2 - k_{\perp}^{(*)2} u^2 \gamma^2}.$$

Максимальное значение инкремента при этом равно (для пучка с током, меньшим предельного тока в вакуумном волноводе 4)

$$\tilde{\omega} = \frac{\omega_0}{\gamma} \frac{\sqrt{3}}{2^{4/3}} \left(\frac{\omega_b}{\omega_p} \right)^{2/3} \left[1 + \frac{k_{\perp}^2 c^2 \beta^4 \gamma^4}{\omega_p^2} \right]^{-1/3}.$$

При нестационарной инжекции, т. е. при учете фронта, скорость роста полей при развитии неустойчивости различна на различных расстояниях от фронта. Для определения пространственной структуры и динамики роста полей необходимо проинтегрировать выражение (2) по ω и k_z , а затем просуммировать по s

$$E_z(r, z, t) = \sum_s J_0(k_{\perp}^{(*)}, r) \int \int \frac{d\omega dk_z}{(2\pi)^2} E_z^{(*)}(\omega, k_z) e^{-i\omega t + i k_z z}. \quad (4)$$

Видно, что решения (3) совпадают с полюсами подынтегрального выражения в (4). Специфические свойства рассматриваемой системы, а именно, плавно нарастающий фронт и другие, определяются числителем в (2).

Как известно [4], решения дисперсионного уравнения (3) зависят от отношения величины тока пучка к предельному току в вакуумном волноводе

$$I_0 = \frac{\pi u^3}{16e} \gamma,$$

и в зависимости от соотношения между ними меняется физический характер пучковой неустойчивости. При малых токах пучка, т. е. при $I \ll I_0$ (I — ток пучка) физический механизм пучковой неустойчивости определяется индуцированным черенковским излучением электронов пучка. Другими словами, при малых токах, неустойчивость пучка определяется модифицированным комптоновским распадом.

В обратном пределе больших токов $I \geq I_0$ может развиваться либо излучательная неустойчивость, сопровождающаяся возбуждением пучковой волны с отрицательной энергией, либо неустойчивость типа отрицательной массы с аperiodической модуляцией пучка и возбуждением полей, связанных с пучком и увлекаемых им.

При интегрировании (4) удобно перейти к переменным ω и $\omega' = \omega - k_z u$, что означает переход к новым координатам $\tau = t - z/u$ и z/u . Дисперсионное уравнение (3) при этом имеет корни

$$\omega_{\pm} = \pm \omega_0 (1 \mp \mu \omega' / \omega + \omega_b^2 / \gamma^3 \omega'^2), \quad (5)$$

где $\mu = k_{\perp}^2 u^2 \gamma^4 / \omega_0^2$. Интегрируя по полюсам (5), а затем по ω' методом

перевала, получаем

$$E_z(r, z, t) = \sum_s E_s^{(z)}(z, t) J_0(k_{\perp}^{(s)}, r), \quad (6)$$

где

$$E_s^{(z)}(z, t) = \frac{4\sqrt{2}\pi j\omega}{\omega_0 T} [F(z, t - T) - F(z, t)], \quad (7)$$

$$F(z, t) = \frac{e^{z(z, t)}}{\sqrt{\kappa(z, t)}} \sin\left(\omega_0 \tau - \kappa(z, t) + \frac{\pi}{12}\right),$$

$$\kappa(z, t) = \frac{3}{4\gamma} \left[\omega_b^2 \omega_0 \frac{(1 + \mu)^2}{u^2} z_0^2 \tau \right]^{1/2},$$

$$z_0 = z - v_g t,$$

v_g — групповая скорость резонансной волны в системе в пренебрежении пучком.

Из полученных формул следует, что поле, индуцируемое пучком с плавным, линейно нарастающим фронтом, представляет собой разность двух слагаемых, сдвинутых друг относительно друга на время нарастания фронта T . Каждое из слагаемых представляет собой волновой пакет с частотой ω_0 , волновым вектором $k_0 = \omega_0/u$ и амплитудой, сложным образом растущей со временем при удалении гребня пакета от точки инжекции. Скорость движения гребня пакета определяется из соотношения $\partial\kappa/\partial z = 0$ и равна $v = \frac{3\mu + 2}{3(1 + \mu)}$. Поскольку пучковая неустойчивость имеет сносный характер, на значительных расстояниях от фронта пучка, удовлетворяющих условию $z < v_g t$, амплитуда индуцированного поля спадает и становится порядка тепловых флуктуаций, как это имеет место при стационарной инжекции.

В случае, если ток пучка превосходит предельный ток в вакуумном волноводе, интегрирование в (4) приводит к выражению, аналогичному (6—7), но при этом существенно меняется динамика полей, так как $\kappa(z, t)$ принимает значение

$$\kappa(z, t) = 2 \left(\frac{\omega_b^2}{\gamma} \frac{1 + \mu}{u} z_0^2 \tau \right)^{1/2}.$$

Как видно из (6—7), плавность нарастания фронта приводит к уменьшению амплитуд пространственных гармоник. В пределе $\omega_0 T \gg 1$ амплитуды пространственных гармоник индуцированного поля стремятся к нулю, фронт полей не генерирует и развитие неустойчивости начинается с полей тепловых флуктуаций. Последнее обстоятельство имеет существенное влияние на динамику переходных процессов в плазменных генераторах и усилителях электромагнитного излучения, использующих сильноточные релятивистские электронные пучки. В частности, это влияние приводит к изменению времени выхода генератора на режим генерации.

1. Рухадзе А. А. и др. Физика сильноточных релятивистских электронных пучков. М., Атомиздат, 1980.
2. Ростомян Э. В., Рухим В. Г. Физика плазмы, 11, 985 (1985).
3. Ростомян Э. В. Укр. физич. журнал, 34, 1030 (1989).
4. Александров А. Ф. и др. Основы электродинамики плазмы. М., Высшая школа, 1988.

ՀԱՐԹ ԴԱԿԱՏՈՎ ՀԶՈՐ ԷԼԵԿՏՐՈՆԱՅԻՆ ՓՆՋԻ ԻՆՅԵԿՑԻԱ ՊԼԱՉՄԱՅԻՆ ԱԼԻՔՍԱՐԻ ՄԵՋ

Հ. Վ. ՊԵՏՐՈՍՅԱՆ, Է. Վ. ՌՈՍՏՈՄՅԱՆ

Ցույց է տրված, որ վերջավոր ժամանակում փնջի հոսանքի աճը բերում է փնջի ճախատով ինդուկցված դաշտի տարածական հարմոնիկների ամպլիտուդների փոքրացմանը: Փնջի կտրուկ ճախատի մոտավորությունից կարելի է օգտվել, քանի դեռ նրա հոսանքի աճի ժամանակը փոքր է $1/\omega_0$ -ից (օգ-պլազմային ալիքատարի ռեզոնանսային հաճախությունն է):

ON THE THEORY OF INJECTION OF HIGH-CURRENT
ELECTRON BEAM WITH SMOOTH LEADING EDGE
INTO PLASMA WAVEGUIDE

H. V. PETROSIAN, E. V. ROSTOMIAN

It is shown, the finite time of the beam current growth will result in a decrease of the amplitudes of the spatial harmonics. Step front approximation is valid until the beam current growth time is much smaller than the period of resonant oscillation of plasma waveguide.