

УДК 533.95

ЦИКЛОТРОННАЯ РАСКАЧКА ПОЛЕЙ, ИНДУЦИРОВАННЫХ ПОТОКОМ ОСЦИЛЛЯТОРОВ В СЛОЕ ПЛАЗМЫ

Э. В. РОСТОМЯН, В. Г. РУХЛИН

Институт радиофизики и электроники АН АрмССР

(Поступила в редакцию 13 декабря 1982 г.)

Рассматривается циклотронное взаимодействие релятивистского моноэнергетического потока осцилляторов с индуцированными полями при инжекции в слой плазмы. Найдены инкременты пространственно-временного нарастания этих полей вследствие раскачки потоком. Индуцированные фронтом поля значительно превышают поля тепловых флуктуаций, и поэтому может сократиться время выхода на режим генерации мазеров на циклотронном резонансе.

В работах [1, 2] построена теория плазменных генераторов и усилителей электромагнитного излучения СВЧ диапазона, использующих сильноточные релятивистские электронные пучки. Одним из таких генераторов является мазер на циклотронном резонансе (МЦР). Однако до настоящего времени теория МЦР (и других генераторов) строилась для случая стационарного, установившегося по длине системы состояния пучка и не исследовались процессы, связанные с установлением того или иного состояния при инжекции пучка в электродинамическую систему генератора. При этом существенно влияние полей, индуцированных фронтом пучка, особенно в короткоимпульсных системах. Резонансное взаимодействие этих полей с электронами пучка приводит к их экспоненциальному росту в результате развития в системе пучковых неустойчивостей. В связи с этим необходимо исследовать процессы, связанные с инжекцией и последующим распространением пучка в ограниченных плазменных системах. Инжекция пучка в плазму в условиях заданного тока достаточно полно исследована (см. [3] и цитированную там литературу).

Учет возмущений пучка, инжектируемого в плазменный волновод при наличии сильного продольного магнитного поля [4], показал, что черенковское взаимодействие электронов пучка с индуцированными фронтом полями приводит к их экспоненциальному росту, т. е. вносимые пучком в плазму поля являются зародышем развития в системе пучковых неустойчивостей. В [5] учтено циклотронное взаимодействие потока осцилляторов с E -волной плоского плазменного волновода на основной и кратных циклотронных гармониках. Показано, что разные гармоники поля растут по-разному. По истечении достаточно большого времени с начала инжекции индуцированное поле практически одномодово, и в частном случае сильноточного пучка с малой поперечной скоростью частиц ($v_{\perp} \ll c$) поле представлено лишь циклотронными гармониками $s = \pm 1$. Таким обра-

зом, циклотронное излучение пучка происходит в основном на гармониках $s = \pm 1$, соответствующих нормальному и аномальному эффектам Доплера.

Следует отметить, что хотя пучок непосредственно взаимодействует с E -волной волновода, через возмущенный пучковый ток происходит зацепление с составляющими H -волны. В настоящей работе рассмотрено взаимодействие потока осцилляторов с модами E - и H -типов волновода с учетом влияния плазмы, нейтрализующей объемный заряд и ток пучка в геометрии, аналогичной геометрии [5].

Будем исходить из уравнений Максвелла в форме

$$\text{rot rot } \mathbf{E} + \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \mathbf{D} = -\frac{4\pi}{c^2} \frac{\partial}{\partial t} \mathbf{j}_b^{(0)}, \quad (1)$$

где $\mathbf{j}_b^{(0)}$ — невозмущенный ток пучка, а индукция $\mathbf{D}$ определяется возмущениями как пучка, так и плазмы.

Возмущение состояния пучка заключается в изменении его входных параметров. В дальнейшем будем рассматривать однородные по сечению пучки, длина фронта которых значительно меньше длины электродинамической системы, так что его плотность можно представить в виде $n_b^{(0)}(x, z, t) = n_b^{(0)}(t - z/u) = n_{b_0} = \text{const}$ в области пучка $z < ut$, u — продольная скорость электронов пучка. Полагая $\mathbf{E}, \mathbf{D} \sim f(x) \exp(ik_z z - i\omega t)$, можно записать материальное соотношение в слое плазмы в виде

$$D_i(x, k_z, \omega) = \int_0^a dx' \varepsilon_{ij}^{(a)}(x, x', k_z, \omega) E_j(x', k_z, \omega), \quad (2)$$

где a — толщина слоя плазмы.

При условии обратного отражения [6] от границ слоя ядра $\varepsilon_{ij}^{(a)}(x, x', k_z, \omega)$ интегральных соотношений (2) могут быть алгебраически выражены через значения тензора диэлектрической проницаемости неограниченной системы, если в нем сделать замену $k_\perp \rightarrow k_n = n\pi/a$. При этом коэффициенты разложений индукции $\mathbf{D}$ и поля $\mathbf{E}$ в ряд Фурье по поперечной координате x просто выражаются друг через друга, и в результате из уравнений Максвелла легко получаются выражения для коэффициентов $\mathbf{E}_n(\omega, k_z)$:

$$E_{in}(\omega, k_z) = \frac{4\pi i}{\omega} \frac{\Delta_i}{\Delta} j_{bn}^{(0)}, \quad (3)$$

$$\begin{aligned} \Delta = & \left(k^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_{yy} \right) \left[\frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_{xx} \varepsilon_{zz} - \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_{xz}^2 - k_z^2 \varepsilon_{zz} - k_n^2 \varepsilon_{xx} - 2k_z k_n \varepsilon_{xz} \right] - \\ & - 2 \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_{xy} \varepsilon_{yz} \left(k_z k_n + \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_{xz} \right) - \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_{xy}^2 \left(k_z^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_{zz} \right) - \\ & - \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_{yz}^2 \left(k_z^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_{xx} \right), \\ \Delta_x = & i \left\{ \left(k^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_{yy} \right) \left(k_z k_n + \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_{xz} \right) - \frac{\omega^4}{c^4} \varepsilon_{xy} \varepsilon_{yz} \right\}, \end{aligned}$$

$$\Delta_y = i \frac{\omega^2}{c^2} \left\{ \left(k_z^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_{xx} \right) \varepsilon_{yz} - \varepsilon_{xy} \left(k_z k_n + \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_{xz} \right) \right\},$$

$$\Delta_x = \left(k_z^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_{xx} \right) \left(k^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_{yy} \right) + \frac{\omega^4}{c^4} \varepsilon_{xy}^2,$$

$$j_{bn}^{(0)} = - \frac{4 e n_{b0} u}{n \pi (\omega - k_z u) \omega}, \quad n = 1, 3, 5, \dots$$

Интегрирование выражений (3) по ω и k_z и последующее их суммирование по n определяют пространственную структуру и характер роста индуцированных полей в результате их резонансного взаимодействия с электронами пучка. Черенковскому взаимодействию соответствует полюс в пучковом вкладе в тензор диэлектрической проницаемости при условии $\omega - k_z u = 0$, а циклотронному взаимодействию — полюса $\omega - k_z u = s \Omega / \gamma$, $\Omega = e B_0 / m c$ — циклотронная частота, $s = \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots$. Подставляя значения тензора ε_{ij} для релятивистского моноэнергетического потока осцилляторов [7], в разреженной плазме ($\omega_p \ll \Omega$) получим следующее дисперсионное соотношение:

$$\begin{aligned} & \left[1 - \frac{k^2 c^2}{\omega^2} - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 - \Omega^2} + \frac{\omega_b^2 \Omega^2 s}{\omega^2 \gamma^3} \sum_{s=-\infty}^{\infty} \frac{\lambda^2 J_s'^2(\lambda)}{(\omega - k_z u - s \Omega / \gamma)^2} \right] \left\{ 1 - \frac{k^2 c^2}{\omega^2} - \right. \\ & \left. - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 - \Omega^2} \left(1 - \frac{\Omega^2 k_n^2}{\omega^2 k^2} \right) + \frac{\omega_p^2 \Omega^2 c^2 s}{\omega^4 \gamma^3} \sum_{s=-\infty}^{\infty} \frac{f_s J_s^2(\lambda)}{(\omega - k_z u - s \Omega / \gamma)^2} \right\} - \\ & - \frac{\omega_p^4 \Omega^2 k_z^2 c^2}{(\omega^2 - \Omega^2)^2 \omega^4} + \frac{2 \omega_b^2 \omega_p^2 \Omega^3 c^2}{\omega^5 (\omega^2 - \Omega^2)} \sum_{s=-\infty}^{\infty} \frac{J_s(\lambda) J_s'(\lambda) \lambda k_z \left(s k_z + \frac{u}{v_\perp} \lambda k_n \right)}{(\omega - k_z u - s \Omega / \gamma)^2} = 0, \quad (4) \end{aligned}$$

где

$$\omega_b^2 = 4 \pi n_{b0} e^2 / m, \quad \lambda = k_n v_\perp \gamma / \Omega, \quad f_s = s^2 k_z^2 + \frac{u^2}{v_\perp^2} \lambda^2 k_n^2 - 2 k_z k_n \frac{u}{v_\perp} s \lambda.$$

Решая (4) с учетом резонансного условия $\omega - k_z u = s \Omega / \gamma$, получаем выражение для частот колебаний, возбуждаемых потоком осцилляторов:

$$\omega^2 = \omega_\pm^2 (1 + \eta), \quad (5)$$

где

$$\omega_\pm^2 = \frac{s \Omega}{\gamma} \gamma_\perp^2 \left\{ 1 \pm \frac{u}{c} \sqrt{1 - s^2 k_n^2 c^2 \gamma_\perp^2 / \Omega^2 \gamma_\parallel^2} \right\}, \quad (6)$$

$$\eta = \frac{\omega_p^2}{\omega_\pm^2 (\omega_\pm^2 - \Omega^2)} \left[\omega_\pm^2 - \Omega^2 \frac{k_n^2 c^2}{2 \omega_\pm^2} \pm \Omega \sqrt{\omega_\pm^2 - k_n^2 c^2 + \Omega^2 \frac{k_n^4 c^4}{4 \omega_\pm^4}} \right].$$

Из (6) видно, что для возбуждения низких гармоник ($n = 1, s = 1$) необходимо выполнение условий

$$1 < \frac{\Omega \gamma_\perp a}{\pi c \gamma} < 2. \quad (7)$$

В дальнейшем удобно перейти к интегрированию по ω и $\omega' = \omega - k_z u$, что соответствует переходу к переменным $\tau = t - z/u$ и z . Интегрирование

по ω сводится к взятию вычетов в полюсах подынтегральных выражений, совпадающих с решениями дисперсионного уравнения с учетом пучкового вклада. Из (4) видно, что для сильнооточных пучков с малой поперечной скоростью $v_{\perp} \ll c$ (при этом $\lambda \ll 1$) пучковый вклад максимален для циклотронных гармоник $s = \pm 1$. Это позволяет упростить громоздкие формулы при дальнейшем интегрировании по ω' методом перевала. Поля, достигающие максимума в области пучка $z < ut$, определяются вкладом в интеграл лишь тех волн, групповые скорости которых положительны и меньше скорости пучка. Такой является волна с частотой ω_- . Асимптотическое поведение этих полей при удалении от фронта (большие t) дается интегралом по малой окрестности вблизи точек перевала:

$$\omega_{\text{пер}} = \frac{\Omega}{\gamma} (1 + \delta), \quad (8)$$

где

$$\delta = \frac{1 \pm i\sqrt{3}}{2} \left\{ \frac{\omega_b^2 k_n^2 v_{\perp}^2 (ut - z) (1 + \zeta^2)}{4 \Omega^3 \omega_-} - \frac{(1 + \zeta^2)}{z - v_g^{(0)} t} \right\}^{1/3}, \quad \zeta = \left(1 - \frac{k_n^2 c^2}{\Omega^2} \right)^{1/2},$$

$v_g^{(0)}$ — групповая скорость резонансной волны в системе с пренебрежением пучком:

$$v_g^{(0)} = u \left[1 + \frac{\zeta}{\gamma^2 (\beta - \zeta)} \right]^{-1}. \quad (9)$$

Произведя интегрирование по ω' методом перевала, для электрического и магнитного полей получим следующие выражения:

$$\{E, B\} = -\frac{2}{3} \sqrt{\frac{2}{\pi}} E_0 \left(\frac{2u}{a\Omega} \right)^2 \sum_n \frac{x^{1/2} \exp(\sqrt{3}x) \Omega c \zeta}{\omega_-^2 (z - v_g^{(0)} t) (1 + \zeta^2)} \{e, b\}, \quad (10)$$

$$e = \left\{ \zeta \frac{v_g^{(0)}}{c} \sin \varphi \cos k_n x, \cos \varphi \cos k_n x, \zeta \frac{k_n c}{\omega_-} \cos \varphi \sin k_n x \right\},$$

$$b = \left\{ -\frac{v_g^{(0)}}{c} \cos \varphi \cos k_n x, \zeta \sin \varphi \cos k_n x, \frac{k_n c}{\omega_-} \sin \varphi \sin k_n x \right\},$$

$$x = \frac{3}{4} \left\{ \frac{\omega_b^2 k_n^2 v_{\perp}^2 \gamma^2 (1 + \zeta^2) (z - v_g^{(0)} t)^2 \pi \omega_-^2}{\Omega^3 \zeta^3 c^2} \right\}^{1/3},$$

$$\varphi = \omega_- \left(t - \frac{z v_g^{(0)}}{c^2} \right), \quad E_0 = 2 \pi |e| n_{b0} a.$$

Полученный результат справедлив при выполнении условий

$$\omega_- \left(t - \frac{z v_g^{(0)}}{c^2} \right) \gg x \gg 1. \quad (11)$$

Из (8) видно, что электромагнитное поле, индуцированное за счет циклотронного резонанса на электронах пучка, имеет сложную структуру, в которой присутствуют все компоненты. На фиксированном расстоянии z от инжектора поле сначала экспоненциально растет до значения $\sim \exp(\Lambda z)$, где

$$\Lambda = \frac{\sqrt{3}}{4} \left\{ \frac{\omega_b^2 k_n^2 v_{\perp}^2 (1 + \zeta^2)}{u^2 v_g^{(0)} \gamma \omega_-} \right\}^{1/3}, \quad (12)$$

а затем спадает вследствие того, что оно выносится из системы в направлении распространения пучка. При этом максимум амплитуды поля — гребень волнового пакета — движется в направлении распространения пучка со скоростью

$$v_g^{(2)} = u \left(1 - \frac{1}{3} \frac{\zeta \Omega}{\beta \gamma \omega_-} \right), \quad (13)$$

равной групповой скорости волны, генерируемой потоком, и при том экспоненциально растет со временем. В результате индуцированное поле может значительно превзойти собственное поле пучка в вакууме и уровень тепловых флуктуаций. Тем самым в мазерах на циклотронном резонансе возможно значительное сокращение времени выхода на режим генерации.

Циклотронная раскачка индуцированных полей существенна в случае, когда поперечные скорости частиц пучка не слишком малы:

$$v_{\perp} \gg c \gamma^{-3} \sqrt{\omega_b / \Omega}.$$

Усредненные по периоду составляющие вектора Умова-Пойнтинга вдоль осей y и z оказываются одного порядка. Это обстоятельство дает возможность выводить излучение большой мощности поперек пучка, а не вдоль него, что является определенным преимуществом плоских систем.

Для продольно ограниченных систем влияние индуцированного пучком поля большой амплитуды существенно в течение времени

$$t \sim L (v_g^{(0)-1} - u^{-1}),$$

где L — длина системы.

Авторы благодарят А. А. Рухадзе за обсуждение работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Высокочастотная релятивистская электроника. Сб. под ред. А. В. Гапонова-Грехова. Горький, 1979.
2. Богданкевич Л. С., Кузелев М. В., Рухадзе А. А. УФН, 133, 3 (1981).
3. Рухадзе А. А., Богданкевич Л. С., Росинский С. Е., Рухлин В. Г. Физика сильно-точных релятивистских электронных пучков, Атомиздат, 1980.
4. Рухадзе А. А., Рухлин В. Г., Северьянов В. В. Физика плазмы, 4, 463 (1978).
5. Ростомян Э. В., Рухлин В. Г. Изв. АН АрмССР, Физика, 17, 314 (1982).
6. Кондратенко А. Н. Плазменные волноводы, Атомиздат, 1976.
7. Электродинамика плазмы. Под ред. А. И. Ахиезера. Изд. Наука, 1974.

ՊԼԱԶՄԱՅԻՆ ՇԵՐՏՈՒՄ ՕՍՑԻԼՅԱՏՈՐՆԵՐԻ ՓԵՋՈՎ ԻՆԴՈՒԿՅՎԱԾ ԴԱՇՏԵՐԻ ԱՋԸ, ՊԼԱԶՄԱՆԱՎՈՐՎԱԾ ՑԻԿԼՈՏՐՈՆԱՅԻՆ ՓՈԽԱԶԴԵՑՈՒԹՅԱՄԲ

Է. Վ. ՌՈՍՏՈՄՅԱՆ, Վ. Գ. ՌՈՒՆԻՆ

Դիտարկված է պլազմային հարթ ալիքատար ներհոսված մոնոէներգետիկ ուղիատվիտիկ օսցիլատորների փնջի ցիկլոտրոնային $s = \pm 1$ հարմոնիկներով պայմանավորված փոխադրեցությանը ինդուկցված դաշտերի հետ Գտնված են դաշտերի տարածա-ժամանակային աճման ինկրեմենտները:

THE CYCLOTRON INCREASE OF FIELDS INDUCED BY A FLUX OF OSCILLATORS IN A PLASMA LAYER

E. V. ROSTOMYAN, V. G. RUKHLIN

The cyclotron interaction on the $s = 1$ harmonic of monoenergetic relativistic flux of oscillators with a plasma layer bounded by conducting walls is considered. Increments of the space-time increase of the induced field are obtained.