Письма в ЖТФ, том 17, вып. 16 26 августа 1991 г.

01; 04; 10

ВОЗБУЖДЕНИЕ ЛЕНГМЮРОВСКИХ ВОЛН ЛЕНТОЧНЫМ РЕЛЯТИВИСТСКИМ ЭЛЕКТРОННЫМ ПУЧКОМ В ОДНОРОДНОЙ ЗАМАГНИЧЕННОЙ ТЕПЛОЙ ПЛАЗМЕ

Н.С. Гинзбург, И.В. Зотова,
А.С. Сергеев

В настоящее время широко исследуется индуцированное излучение поперечно-ограниченных электронных потоков в вакууме или однородных средах [1–7], когда такие потоки полностью формируют структуру излучаемого поля. При этом самосогласованная структура поля, как правило, оказывается более благоприятной для поддержания синхронизма и обеспечения глубокого торможения электронов, чем структуры, формируемые внешними волноводными системами. В данной работе построена теория возбуждения ленгмюровских волн ленточным релятивистским электронным пучком, инжектирующимся в однородную замагниченную теплую плазму. Найдены инкременты и пространственные структуры квазиповерхностных мод, возбуждаемых релятивистским электронным потоком на линейной стадии взаимодействия. Показана высокая (свыше 80%) эффективность трансформации энергии пучка в энергию плазменных колебаний на нелинейной стадии.

Пусть ленточный релятивистский электронный пучок инжектируется в однородную теплую плазму в плоскости x = 0 с поступательной скоростью $v_{\parallel}=\beta_{\parallel}c$, направленной вдоль оси z. В такой геометрии возбужденное электронным пучком поле плазменных волн будет иметь E_x, E_z и H_y компоненты. Исключая E_x и H_y, для продольной компоненты электрического поля из уравнений Максвелла имеем

$$\frac{\partial^3 E_z}{\partial x^2 \partial t} = \left[\frac{1}{c^2}\frac{\partial^2}{\partial t^2} - \frac{\partial^2}{\partial z^2}\right]\left[-\frac{\partial E_z}{\partial t} + 4\pi\left(j_p + j_b\delta(x)\right)\right], \qquad (1)$$

где $\omega_p = \sqrt{4\pi e^2 n_p/m}$ – плазменная частота, $\delta(x)$ – дельта-функция, $j_{p,b}$ – плотности плазменного и электронного токов, для которых в линейном приближении из уравнений состояния имеем

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} - v_T^2\frac{\partial^2}{\partial z^2}\right)j_p = \frac{e^2 n_p}{m}\frac{\partial E_z}{\partial t}, \qquad (2)$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + v_{\parallel}\frac{\partial}{\partial z}\right)^2 j_b = \frac{e^2 \sigma_b}{m\gamma_0^3}\frac{\partial E_z}{\partial t}. \qquad (3)$$

Здесь $v_T = (T/m)^{1/2}$ – средняя тепловая скорость электронов плазмы, n_p – объемная плотность плазмы, σ_b – поверхностная плотность пучка, $\gamma_0 = (1 - v_{\parallel}^2/c^2)^{-1/2}$ – релятивистский масс-фактор.

Представляя решение (1)-(3) в виде $E_z \sim e^{-i\varkappa|x|} e^{i(\omega t - hz)}$, где $\varkappa^2 = \left(\dfrac{\omega_p^2}{\omega^2 - h^2 v_T^2} - 1\right)\left(h^2 - k^2\right)$ – поперечное волновое число, приходим к дисперсионному уравнению

$$\frac{\varkappa}{h^2 - k^2} = -i\frac{\omega_b^2}{2(\omega - h v_{\parallel})^2}, \tag{4}$$

где $\omega_b = \sqrt{4\pi e^2 \sigma_b / m\gamma_0^3}$.

В дальнейшем, для определенности, будем рассматривать случай пространственного усиления. Тогда, представляя решение (3) в виде $h = \omega/v_{\parallel}(1 - \Gamma)$, где $\Gamma \ll 1$, при дополнительном условии

$$\Gamma \ll \gamma_0^{-2}\beta_{\parallel}^{-2} \tag{5}$$

приведем дисперсионное уравнение к форме

$$\hat{\varkappa}(\hat{\delta} - \hat{\varkappa}^2)^2 = -i, \qquad \hat{\Gamma} = \hat{\delta} - \hat{\varkappa}^2, \tag{6}$$

где $\hat{\Gamma} = \Gamma/G$, $\hat{\varkappa} = \varkappa\Big/\left(\dfrac{\omega_p}{v_{\parallel}}\beta_T G\right)$, $\delta = 1 - \left(\dfrac{\omega}{\omega_p}\right)^2 + \beta_T^2$, $\hat{\delta} = \delta/G$, $G = \left(\dfrac{\omega_b^2 \gamma_0^{-1} \beta_{\parallel}^{-1}}{\sqrt{2}\omega_p \beta_T c}\right)^{2/5}$.

Условие (5) выполнено для разреженных пучков $G \ll \gamma_0^{-2}\beta_{\parallel}^{-2}$.

Решение (6) легко находится при $\hat{\delta} = 0$:

$$\hat{\varkappa}_n = e^{-i\pi/10 + i2\pi/5(n-1)}, \quad \hat{\Gamma}_n = e^{i4\pi/5 + i4\pi/5(n-1)}, \quad n = 1 \ldots 5. \tag{7}$$

Очевидно, $n = 4$ соответствует нарастающей ($Im\,\hat{\Gamma} < 0$) локализованной волне ($Im\,\hat{\varkappa} < 0$) с поперечным потоком энергии, направленным от пучка к периферии ($Re\,\hat{\varkappa} < 0$). Зависимости мнимых и действительных частей продольных и поперечных волновых чисел усиливающейся моды от параметра $\hat{\delta}$ приведены на рис. 1. Мнимая часть продольного волнового числа (инкремент) достигает максимума при $\hat{\delta} \sim -1$ и при больших $\hat{\delta}$ ($\hat{\delta} \gg 1$) постепенно уменьшается $|Im\,\hat{\Gamma}| \sim \hat{\delta}^{-1/4}$. При этом действительная часть поперечного волнового числа увеличивается с ростом $\hat{\delta}$: $|Re\,\hat{\varkappa}| \sim \hat{\delta}^{1/2}$, а мнимая уменьшается: $|Im\,\hat{\varkappa}| \sim \hat{\delta}^{-3/4}$, то есть имеет место увеличение поперечного масштаба собственной моды, сопровождающееся одновременным увеличением поперечного потока энергии. Подобная асимптотика соответствует переходу к режиму излучения косых ленгмюровских волн, фазовая скорость которых в направлении оси z совпадает с поступательной скоростью электронов ($|Re\,\hat{\Gamma}| \sim \hat{\delta}^{-3/2}$). Тепловое движение электронов плазмы при $\hat{\delta} \gg \beta_T^2$ несущественно.

При исследовании нелинейной стадии взаимодействия будем считать плазму линейной средой, а нелинейным предполагать движение электронов пучка, резонансных излучаемой волне. Тогда для ультрарелятивистских электронных пучков ($\gamma_0 \gg 1$) уравнения движения частиц могут быть представлены в виде

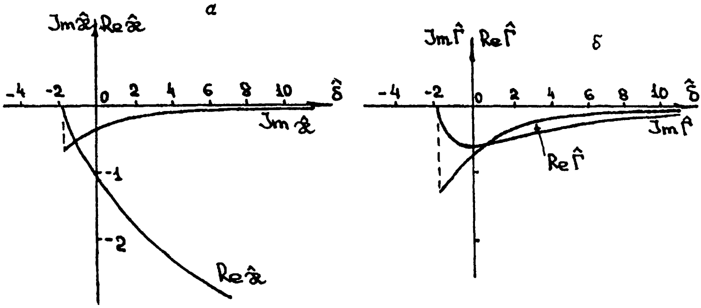

Рис. 1. Зависимости мнимых и действительных частей поперечных (а) и продольных (б) волновых чисел от параметра $\hat{\delta}$.

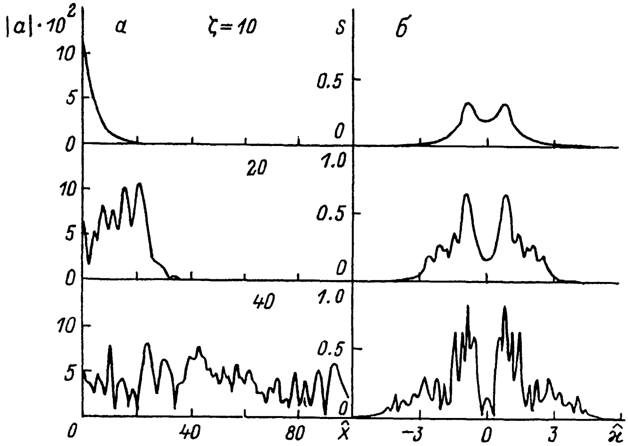

Рис. 2. Эволюция (а) поперечного распределения модуля амплитуды волнового пучка и (б) спектра поля: $\hat{\delta}=0$, $I = 0.1$.

$$\frac{d\mathcal{E}}{d\zeta} = Re(a e^{i\vartheta}), \qquad \frac{d\vartheta}{d\zeta} = \mathcal{E}^{-2}-1 \tag{8}$$

с граничными условиями $\vartheta(\zeta=0)=\vartheta_0+r\cos\vartheta_0$, $\mathcal{E}(\zeta=0)=1$, $\vartheta_0\in[0.2\pi]$. Здесь $\mathcal{E}=\gamma/\gamma_0$ – нормированная энергия электронов, $\vartheta=\omega_p t-hz$ - фаза электронов относительно синхронной волны, r – параметр, учитывающий начальную модуляцию плотности электронного потока, $\zeta=kz\gamma_0^{-2}/2$, $a=2eE_z\gamma_0/mc\omega$.

Для получения уравнений возбуждения представим решение (1)-(3) в виде $E_z;\ j_b=Re(E(x,z);j(z)e^{i(\omega t-h_0 z)})$, где E, j – медленно меняющиеся комплексные амплитуды. Тогда в соответствии с упрощениями дисперсионного уравнения (4) при выполнении условия (5) для относительно разреженных электронных пучков получаем при $\hat{\delta}=0$

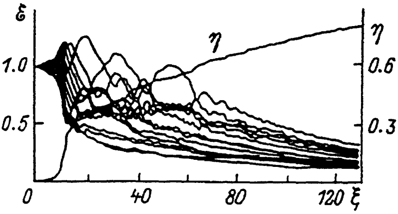

Рис. 3. Зависимость электронного КПД η и энергии частиц $\mathcal{E}$ от длины взаимодействия: $\hat{\delta} = 0$, $I = 0.1$.

$$i\frac{\partial^2 a}{\partial \hat{X}^2} - \frac{\partial a}{\partial \zeta} + i\tilde{\delta} a = 2IJ\delta(\hat{X}), \quad J = (1/\pi)\int_0^{2\pi} e^{-i\vartheta} d\vartheta_0 , \tag{9}$$

где $\hat{X} = x k \beta_T \gamma_0^{-1}$, $I = \omega_b^2/\omega_p c \beta_T$, $\tilde{\delta} = 2\gamma_0^2 \delta$, $J = j/e\sigma_b v_{\parallel}$.

Результаты численного моделирования уравнений (8)-(9) подтверждают, что на линейной стадии взаимодействия устанавливается структура поля, близкая к структуре локализованной нарастающей моды (рис. 2, а). На нейлинейной стадии происходит расширение волнового пучка и обогащение углового спектра ($S_{\hat{\varkappa}} = \frac{1}{\sqrt{\pi}}\int_{-\infty}^{\infty} a(\hat{X}, \zeta) e^{i\hat{\varkappa}\hat{X}} d\hat{X}$) компонентами, соответствующими косым волнам, распространяющимся под большими углами ψ к оси системы (рис. 2, б). Как нетрудно видеть, при увеличении ψ фазовая скорость плазменных волн ($V_{ph} = c(1-\varkappa^2/h^2(-\varepsilon_p))^{1/2}$) в замагниченной плазме в направлении оси z уменьшается. Поэтому по мере торможения электроны взаимодействуют с более медленными компонентами поля, распространяющимися под большими углами. В результате возникает самоподдерживающийся синхронизм электронов с полем излучения и достигается высокая эффективность трансформации энергии РЭП в энергию плазменных волн. На рис. 3 электронный КПД $\eta = 1 - 1/2\pi \int_0^{2\pi} \mathcal{E} d\vartheta_0$ превышает 80%. Заметим, что при взаимодействии РЭП с монохроматической волной, поперечная структура поля которой фиксируется внешней электродинамической системой, КПД ограничен 30% [8].

Список литературы

[1] Гинзбург Н.С., Ковалев Н.Ф., Петелин М.И. В кн.: Релятивистская высокочастотная электроника. В. 6. Горький: ИПФ АН СССР, 1990. С. 5.

[2] Гинзбург Н.С., Ковалев Н.Ф. // Письма в ЖТФ. 1987. Т. 13. В. 5. С. 234.

[3] Гинзбург Н.С., Ковалев Н.Ф. // Письма в ЖТФ. 1990. Т. 16. В. 18. С. 33.

[4] Гинзбург Н.С., Сергеев А.С. // Письма в ЖТФ. 1988. Т. 14. В. 20. С. 1844.

[5] К а р б у ш е в Н.И., Ш а т к у с А.Д. // Письма в ЖЭТФ. 1989. Т. 49. № 11. С. 594.
[6] К а р б у ш е в Н.И. // Письма в ЖТФ. 1989. Т. 15. № 24. С. 93.
[7] К а ч а л о в К.О., П о п к о в Н.Г. // Физика плазмы. 1984. Т. 15. № 11. С. 1310.
[8] К у з е л е в М.В., Р у х а д з е А.А. // Электродинамика плотных электронных пучков в плазме. М.: Наука, 1990.

Институт прикладной
физики АН СССР,
Нижний Новгород

Поступило в Редакцию
12 июня 1991 г.