

УДК 533.951

О СПЕКТРАХ ЧЕРЕНКОВСКОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ СЛАБОТОЧНОГО УЛЬТРАРЕЛЯТИВИСТСКОГО ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА В ПЛОТНОЙ ПЛАЗМЕ ВБЛИЗИ ПОРОГА

Ю. В. Бобылев

*Показано, что при развитии неустойчивости слабо-
точного ультрарелятивистского пучка в плотной плазме,
вблизи порога неустойчивости, в условиях сильной непо-
тенциальности плазменной волны, в спектре последней
появляются кратные резонансной, значительно превос-
ходящие ее по интенсивности гармоники.*

1. Известно, что в зависимости от геометрии системы, плотности пучка, его релятивизма и длины волны начального возмущения возможны следующие механизмы пучковой неустойчивости в плазме [1]: нерезонансная аперiodическая неустойчивость, обусловленная отрицательностью диэлектрической проницаемости плазмы (неустойчивость типа отрицательной массы); резонансная неустойчивость, обусловленная одночастичным вынужденным эффектом Черенкова и резонансная неустойчивость, обусловленная коллективным вынужденным эффектом Черенкова. При этом, какой режим развития резонансной неустойчивости реализуется, определяется эффективностью взаимодействия пучковых и плазменных волн. А именно, в случае сильной связи пучковой и плазменной подсистем (когда пучок и плазма совмещены в пространстве) имеет место одночастичный вынужденный эффект Черенкова, в случае же слабой связи (пучок и плазма разведены в пространстве) – коллективный вынужденный эффект Черенкова. Нужно отметить, что помимо данных, подробно изученных, режимов развития резонансной неустойчивости существует ряд их модификаций, которые реализуются в случае сильнооточных и ультрарелятивистских пучков [2].

Если пучок малой плотности является ультрарелятивистским, а плазма сравнительно плотной, и реализуется режим одночастичного вынужденного эффекта Черенкова,

то неустойчивость будет развиваться в длинноволновой области, а возбуждаемая плазменная волна оказывается сильно непотенциальной. Дальнейшее увеличение релятивизма пучка, когда его скорость приближается к своему пороговому значению, может существенно повлиять на динамику развития неустойчивости, что проявляется как непосредственно в изменении динамики электронов, так и в изменении спектрального состава возбуждаемых волн. Влияние степени релятивизма пучка на спектры Черенковской неустойчивости при сильной непотенциальности возбуждаемой в плазме волны и рассматривается в данной работе.

2. Рассмотрим цилиндрический металлический волновод с произвольным односвязным поперечным сечением, в котором находятся бесконечно тонкие в поперечном сечении холодные релятивистский электронный пучок и плазма. Волновод помещен в продольное сильное внешнее магнитное поле, препятствующее поперечным движениям электронов пучка и плазмы (движение тяжелых ионов вообще не учитываем). И пучок, и плазма в начальном состоянии являются моноскоростными.

Эволюция непотенциальных возмущений в такой системе может быть описана с помощью уравнений для поляризационного потенциала волн E -типа и кинетического уравнения Власова [1]. Опуская процедуру преобразования данных уравнений, основанную на методе интегрирования по начальным данным [3], подробности которой имеются, например, в [4], приведем, окончательный вид системы уравнений движения электронов плазмы и пучка:

$$\frac{d^2 y_p}{dt^2} = -\frac{i}{2} \sum_{n=1}^{\infty} \left\{ \frac{\exp(iny_p)}{n} [\tilde{\omega}_p^2 \hat{G}_{pn} \rho_{pn} + \tilde{\omega}_b^2 \hat{Q}_n \rho_{bn}] - \text{к.с.} \right\},$$

$$\frac{d^2 y_b}{dt^2} = -\frac{i}{2} \left(1 - \frac{1}{k_z^2 c^2} \left(\frac{dy_b}{dt} \right)^2 \right)^{3/2} \sum_{n=1}^{\infty} \left\{ \frac{\exp(iny_b)}{n} [\tilde{\omega}_b^2 \hat{G}_{bn} \rho_{bn} + \tilde{\omega}_p^2 \hat{Q}_n \rho_{pn}] - \text{к.с.} \right\}, \quad (1)$$

$$y_\alpha|_{t=0} = k_z z_0, \quad \left. \frac{dy_\alpha}{dt} \right|_{t=0} = k_z v_{0\alpha}, \quad \alpha = p, b,$$

где

$$\rho_{\alpha n} = \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} \exp(-iny_\alpha) dy_0, \quad y_\alpha = k_z z_\alpha \quad (2)$$

– безразмерные амплитуды гармоник плотностей пучка и плазмы,

$$\hat{G}_{\alpha n} = \sum_{m=1}^{\infty} \hat{s}_{nm} \frac{\varphi_m^2(\vec{r}_\alpha)}{\|\varphi_m\|^2}, \quad (\alpha = p, b), \quad \hat{Q}_n = \sum_{m=1}^{\infty} \hat{s}_{nm} \frac{\varphi_m(\vec{r}_p)\varphi_m(\vec{r}_b)}{\|\varphi_m\|^2},$$

$$\hat{s}_{nm} = \frac{n^2 k_z^2 - \hat{\omega}^2/c^2}{n^2 k_z^2 + k_{\perp m}^2 - \hat{\omega}^2/c^2}, \quad \hat{\omega} = i \frac{d}{dt}. \quad (3)$$

Здесь k_z – волновое число начального гармонического возмущения, φ_m – собственные функции поперечного сечения волновода (без плазменного и пучкового заполнения), $\|\varphi_m\|$ – их нормы, $k_{\perp m}^2$ – соответствующие данным функциям собственные значения, $\vec{r}_{b,p}$ – координаты электронного пучка и плазмы в поперечном сечении волновода, $S_{b,p}$ – площади их поперечных сечений; $\tilde{\omega}_\alpha^2 = S_\alpha \omega_\alpha^2$, $\alpha = p, b$; ω_α – ленгмюровские частоты частиц сорта α .

Уравнения (1) представляют собой нелинейные уравнения пучково-плазменного взаимодействия в релятивистском непотенциальном случае. При $c \rightarrow \infty$ эти уравнения переходят в уравнения потенциального приближения, независимо полученные и проанализированные в [5]. Нужно отметить, что уравнения (1) отличаются большой общностью, поскольку при их выводе никакие ограничения на динамику рассматриваемых электродинамических процессов не накладывались. Это отразилось в псевдодифференциальном характере операторов в коэффициентах (3) и бесконечном суммировании по всем гармоникам плотности пучка и плазмы, что в свою очередь приводит к практической невозможности численного решения данных уравнений.

3. Проводя линеаризацию уравнений (1), особенности которой изложены в [4], считая, что черенковский резонанс пучка с плазменной волной имеет место на первой пространственной гармонике ($n = 1$), можно получить следующее дисперсионное уравнение линейной теории:

$$\left(\eta_{01} - \left(\frac{2}{\sigma \alpha_{p1}} + \tilde{k}_{p1} \right) \frac{\delta \omega}{k_z u} \right) \left(\left(\frac{\delta \omega}{k_z u} \right)^2 - \alpha_{b1} \left(1 - \sigma \tilde{k}_{b1} \frac{\delta \omega}{k_z u} \right) \right) = - \frac{\tilde{\alpha}_1 \alpha_{b1}}{\sigma} \left(1 - \sigma \tilde{G}_1 \frac{\delta \omega}{k_z u} \right)^2, \quad (4)$$

где $\delta \omega$ – комплексный инкремент, причем $\frac{|\delta \omega|}{k_z u} \ll 1$, а остальные параметры и геометрические факторы, записанные для произвольного n , имеют вид:

$$\alpha_{pn} = \frac{\omega_p^2}{k_{\perp pn}^2 u^2 \gamma^2}, \quad \alpha_{bn} = \frac{\omega_b^2 \gamma^{-3}}{k_{\perp bn}^2 u^2 \gamma^2}, \quad \tilde{\alpha}_n = k_{\perp pn}^2 k_{\perp bn}^2 S_p S_b G_n^2, \quad \tilde{k}_{\alpha n} = 1 + \frac{k_z}{2} \frac{d \ln k_{\perp \alpha n}^{-2}}{d k_z},$$

$$\tilde{G}_n = 1 + \frac{k_z}{2} \frac{d \ln G_n}{d k_z}, \quad k_{\perp \alpha n}^{-2} = S_\alpha \sum_{m=1}^{\infty} \frac{1}{k_{\perp m}^2 + n^2 k_z^2 \gamma^{-2}} \frac{\varphi_m^2(\vec{r}_\alpha)}{\|\varphi_m\|^2}; \quad \alpha = b, p, \quad \sigma = 2 \frac{u^2}{c^2} \gamma^2, \quad (5)$$

$$\eta_{0n} = \frac{1}{\sigma} \left(1 - \frac{1}{\alpha_{pn}} \right), \quad G_n = \sum_{m=1}^{\infty} \frac{1}{k_{\perp m}^2 + n^2 k_z^2 \gamma^{-2}} \frac{\varphi_m(\vec{r}_b) \varphi_m(\vec{r}_p)}{\|\varphi_m\|^2}, \quad \gamma = \left(1 - \frac{u^2}{c^2} \right)^{-1/2},$$

u – начальная (невозмущенная) скорость электронов пучка. Отметим, что величины $k_{\perp b1}$ и $k_{\perp p1}$ в (5) являются поперечными волновыми числами низкочастотных поверхностных собственных волн E -типа тонких в поперечном сечении волновода пучка и плазмы [1].

Уравнение (4) подробно исследовалось в [2], где были определены различные режимы резонансной Черенковской неустойчивости. В настоящей работе мы рассмотрим случай сильного взаимодействия, когда пучок и плазма совмещены в пространстве и неустойчивость развивается в режиме одночастичного эффекта Черенкова. При этом $\tilde{\alpha}_n \approx 1$, и из (4) следует, что данный режим реализуется при нулевой расстройке

$$\eta_{01} = 0, \quad (6)$$

и имеет инкремент [2]:

$$\delta\omega = \frac{-1 + i\sqrt{3}}{2} \left(\frac{\tilde{\alpha}\alpha_b}{\sigma} \right)^{1/3} k_z u \approx \frac{-1 + i\sqrt{3}}{2} \left(\frac{\alpha_b}{\sigma} \right)^{1/3} k_z u. \quad (7)$$

Из условия резонанса (6) можно определить пороговое значение γ , при котором Черенковская неустойчивость еще имеет место. Воспользовавшись для вычисления геометрических факторов в $k_{\perp pn}$ в длинноволновом пределе соответствующими асимптотическими формулами (см., например, [1, 4]), с учетом выражения для α_{p1} , из (6) получаем:

$$\gamma_{\text{порог}} = \sqrt{1 + \frac{\omega_p^2}{c^2} r_p \Delta_p \ln \frac{R}{r_p}}. \quad (8)$$

(При этом считалось, что плазма и пучок представляют собой трубки с толщинами $\Delta_p \ll r_p$ и $\Delta_b \ll R_b$ и средними радиусами $r_p < R$ и $r_b < R$, соответственно.)

4. Для исследования зависимости нелинейной динамики неустойчивости, развивающейся в условиях (6), от степени релятивизма электронного пучка будем считать,

что плотность плазмы много больше плотности пучка, что позволяет описывать электроны плазмы в линейном приближении. Для упрощения правых частей уравнений (1) преобразуем псевдодифференциальные операторы \hat{s}_{nm} следующим образом. Представим

$$y_b = k_z u t + \bar{y}_b, \quad (9)$$

и введем медленные амплитуды гармоник плотности пучка $\tilde{\rho}_{bn}(t)$ и плазмы $\tilde{\rho}_{pn}(t)$, положив

$$\rho_{bn} = \tilde{\rho}_{bn}(t) \exp(-i n k_z u t); \quad \tilde{\rho}_{bn} = \frac{1}{2} \int_0^{2\pi} \exp(-i n \bar{y}_b) d y_0; \quad \rho_{pn} = \tilde{\rho}_{pn}(t) \exp(-i n k_z u t). \quad (10)$$

Тогда при выполнении неравенства

$$k_{\perp 1}^2 + n^2 k_z^2 \gamma^{-2} \gg 2 n \frac{k_z u}{c^2} \hat{\omega}, \quad (11)$$

понимаемом в операторном смысле, где $\hat{\omega} = i \frac{d}{dt}$ – оператор, действующий только на медленные амплитуды выражения для коэффициентов, (3) можно привести к виду:

$$\begin{aligned} \hat{G}_{\alpha n} &= k_{\perp \alpha n}^{-2} \left[n^2 k_z^2 \gamma^{-2} - 2 \frac{n k_z u}{c^2} \left(1 + \frac{k_z}{2} \frac{d \ln k_{\perp \alpha n}^{-2}}{d k_z} \right) \hat{\omega} \right] (\alpha = p, b), \\ \hat{Q}_n &= G_n \left[n^2 k_z^2 \gamma^{-2} - 2 \frac{n k_z u}{c^2} \left(1 + \frac{k_z}{2} \frac{d \ln G_n}{d k_z} \right) \hat{\omega} \right]. \end{aligned} \quad (12)$$

Сами уравнения (1) можно записать следующим образом:

$$\begin{aligned} \frac{d \varepsilon_n}{d \tau} &= -i n \left(\eta'_{0n} \varepsilon_n + \frac{\sqrt{\tilde{\alpha}'_n}}{\sqrt{\alpha_{b1}}} \left(\tilde{\rho}_{bn} - \frac{i}{n} \sqrt{\alpha_{b1}} \sigma \tilde{G}_n \frac{d \tilde{\rho}_{bn}}{d \tau} \right) \right), \quad n = 1; 2; \dots \\ \frac{d^2 \bar{y}_b}{d \tau^2} &= -\frac{i}{2} \left(1 - \sigma \sqrt{\alpha_{b1}} \frac{d \bar{y}_b}{d \tau} \left(1 + \frac{\sqrt{\alpha_{b1}}}{2} \frac{d \bar{y}_b}{d \tau} \right)^2 \right)^{3/2} \times \\ &\times \sum_{n=1}^{\infty} \left\{ n \exp(i n \bar{y}_b) \frac{\alpha_{bn}}{\alpha_{b1}} \times \left[\left(1 - \frac{i}{n} \sigma \tilde{\alpha}'_n \tilde{G}_n \frac{d}{d \tau} \right) \tilde{\rho}_{bn} + \sqrt{\tilde{\alpha}'_n} (1 - \sigma \sqrt{\alpha_{b1}} \tilde{G}_n \eta'_{0n}) \varepsilon_n - \right. \right. \\ &\left. \left. - \frac{i}{n} \sigma \sqrt{\tilde{\alpha}'_n} (\tilde{k}_{bn} - \sigma \tilde{\alpha}'_n \tilde{G}_n^2) \frac{d \tilde{\rho}_{bn}}{d \tau} \right] - \kappa.c. \right\}. \end{aligned} \quad (13)$$

Здесь, в дополнение к (5), определены безразмерные переменные и параметры:

$$\tau = \sqrt{\alpha_{b1}} k_z u t, \varepsilon_n = \frac{\sqrt{\tilde{\alpha}_n \sigma \tilde{\sigma}_n \omega_p^2}}{S_b k_{\perp pn}^2 G_n \omega_b^2} \tilde{\rho}_{pn}, \eta'_{0n} = \frac{\eta_{0n}}{\tilde{\sigma}_n \sqrt{\alpha_{b1}}}, \tilde{\alpha}'_n = \frac{\tilde{\alpha}_n}{\sigma \tilde{\sigma}_n}, \tilde{\sigma}_n = \frac{2}{\sigma \alpha_{pn}} + \tilde{k}_{pn}. \quad (14)$$

Уравнения (13) удобны тем, что в них, помимо геометрических факторов и параметров связи, явно входит параметр $\sqrt{\alpha_{b1}} \sigma$ (или $\alpha_{b1} \sigma^2$), определяющий сильноточность пучка [1, 2]. В настоящей работе данный параметр считается малым. Система (13) дополняется стандартными начальными условиями:

$$\bar{y}_b|_{\tau=0} = y_0 + a_0 \cos y_0; \quad \left. \frac{d\bar{y}_b}{d\tau} \right|_{\tau=0} = 0; \quad \varepsilon_n|_{\tau=0} = 0. \quad (15)$$

Для характеристики спектрального состава возбуждаемых колебаний определим спектральные плотности пространственных гармоник ρ_{bn} и ρ_{pn} посредством следующих функций:

$$\rho_{\alpha n}(\Omega) = \left| \frac{1}{\tau} \int_0^{\tau} \rho_{\alpha n}(\tau') \exp(i\Omega\tau') d\tau' \right|. \quad (16)$$

Интегрирование системы (13), (15) проведем при следующих фиксированных значениях основных параметров:

$$R = 1.8 \text{ см}; \quad r_b = r_p = 0.65 \text{ см}; \quad \Delta_p = \Delta_b = 0.1 \text{ см};$$

$$\omega_b = 1 \text{ рад/с}; \quad \omega_p = 50 \text{ рад/с}; \quad a_0 = 10^{-6}. \quad (17)$$

Для вычисления геометрических факторов в коэффициентах уравнений (13) (см. (5), (12)) в цилиндрической системе координат используем соответствующие асимптотические формулы [1, 4]. При этом входящее в них волновое число k_z определяется из условия резонанса (6).

5. Рассмотрим результаты численного решения системы уравнений (13), (15) для различных значений параметра γ .

На рис. 1 – 3 представлены результаты расчетов, проведенных для $\gamma = 2$. На рис. 1а и 1б изображена временная динамика амплитуд первых пяти гармоник плотности электронов пучка $|\rho_{bn}(\tau)|$ и плазмы $|\rho_{pn}(\tau)|$, соответственно. На рис. 2а и 2б – спектральные плотности первых пяти гармоник плотности электронов пучка $\rho_{bn}(\Omega)$ и плазмы $\rho_{pn}(\Omega)$,

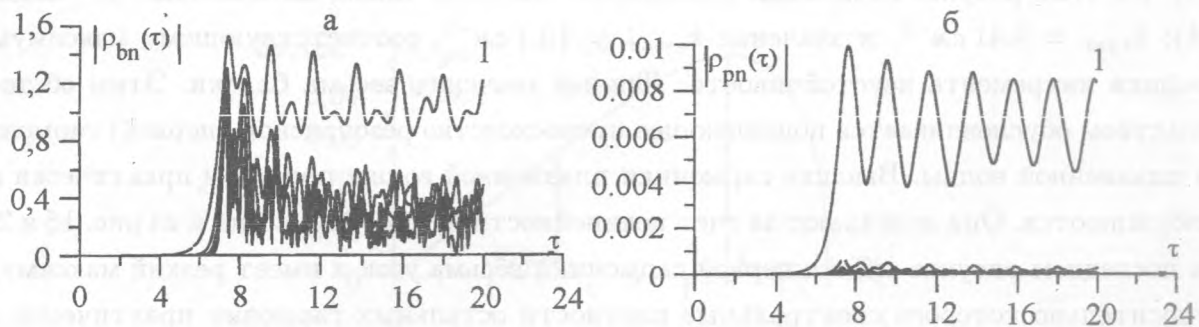


Рис. 1. Зависимости амплитуд волн плотности: а) пучка; б) плазмы от времени при $\gamma = 2$.

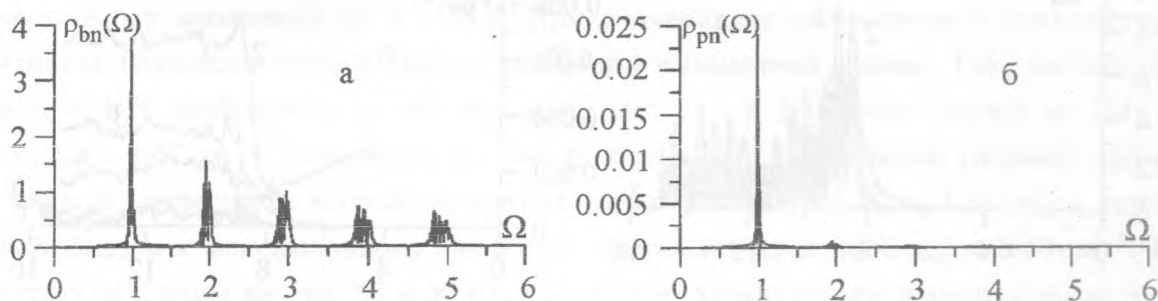


Рис. 2. Спектральные плотности первых пяти пространственных гармоник колебаний при $\gamma = 2$ и $\tau = 10$: а) пучка; б) плазмы.

для момента времени $\tau = 10$, определяемые выражениями (16). На рис. 3 – размерный инкремент неустойчивости – результат численного решения дисперсионного уравнения

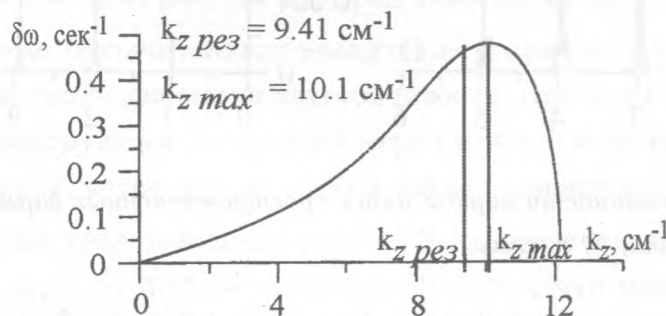


Рис. 3. Инкремент неустойчивости при $\gamma = 2$.

(13). На этом рисунке отмечены: резонансное волновое число, вычисленное из условия (14): $k_{z\text{рез}} = 9.41 \text{ см}^{-1}$, и значение $k_{z\text{max}} = 10.1 \text{ см}^{-1}$, соответствующему максимуму графика инкремента неустойчивости. Данные значения весьма близки. Этим обстоятельством обуславливается подавляющее превосходство резонансной (первой) гармоники плазменной волны. Высшие гармоники плазменной волны при этом практически не возбуждаются. Они возникают за счет нелинейности пучка. Это видно и из рис. 16 и 26. На последнем рисунке спектр первой гармоники весьма узок и имеет резкий максимум, относительно которого спектральные плотности остальных гармоник практически не заметны (за исключением второй гармоники).

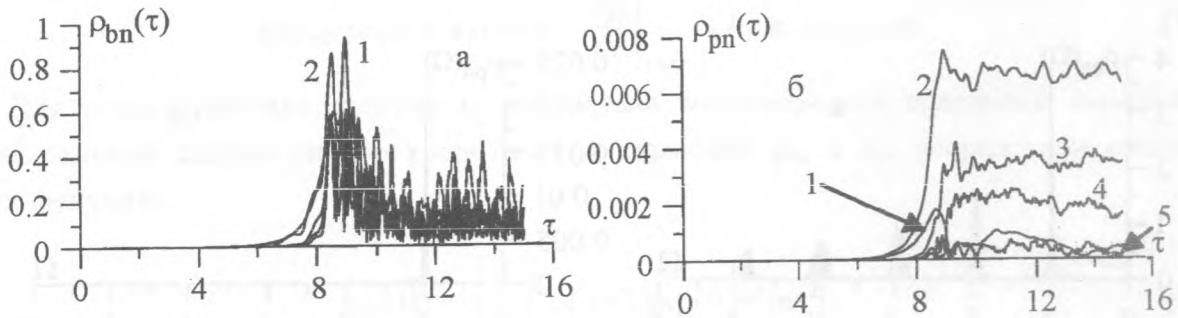


Рис. 4. Зависимости амплитуд волн плотности: а) пучка; б) плазмы от времени при $\gamma = 4.26$.

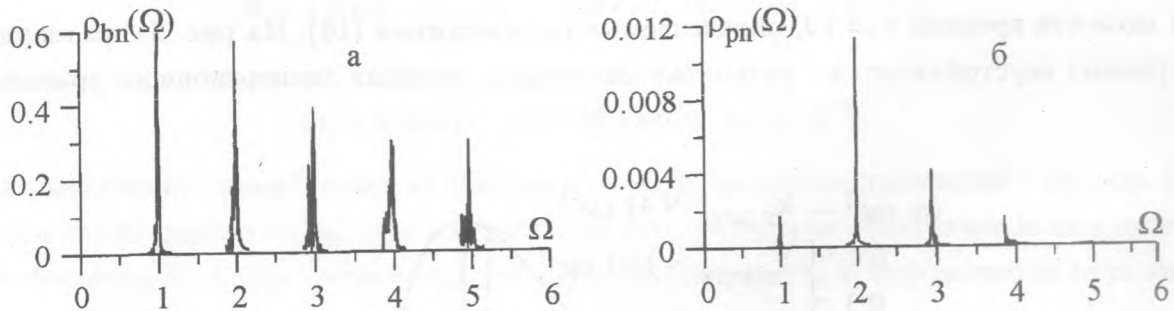


Рис. 5. Спектральные плотности первых пяти пространственных гармоник колебаний при $\gamma = 4.26$ и $\tau = 10$: а) пучка; б) плазмы.

Отмеченные закономерности развития Черенковской неустойчивости, в частности, подавляющее доминирование резонансной (первой) гармоники плазменной волны, продолжают наблюдаться с увеличением степени релятивизма пучка без значительных

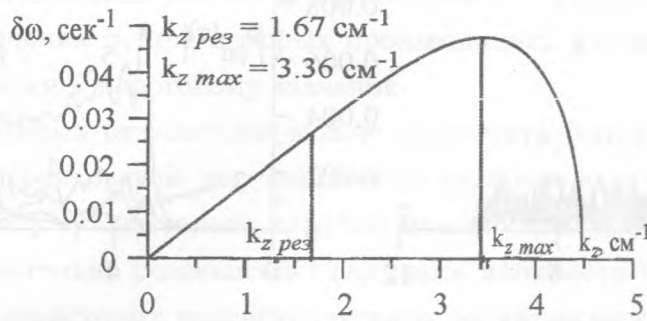


Рис. 6. Инкремент неустойчивости при $\gamma = 4.26$.

качественных изменений до $\gamma \sim 4.2$. При дальнейшем увеличении γ начинается интенсивная генерация нерезонансных гармоник плазменной волны. Так, на рис. 4 – 6 для $\gamma = 4.26$ изображено то же, что и на рис. 1 – 3. В данном случае из (14) имеем $k_{z\text{рез}} = 1.67 \text{ см}^{-1}$. Как видно из рис. 6, инкремент резонансной (первой) гармоники меньше инкремента второй гармоники (приходящийся на $k_z = 3.34 \text{ см}^{-1}$), который весьма близок к максимальному значению, приходящемуся на $k_{z\text{max}} = 3.46 \text{ см}^{-1}$. В соответствии с этим на рис. 4б и 5б мы наблюдаем значительное доминирование второй гармоники плазменных колебаний. Первая же гармоника вначале (на линейной стадии развития неустойчивости) растет почти также как и вторая, но затем, на стадии после насыщения неустойчивости, ее амплитуда падает почти до нуля. Большие амплитуды третьей и четвертой гармоник, достигаемые ими на стадии насыщения неустойчивости, хотя в соответствии с линейной теорией они возбуждаться ещё не должны, можно объяснить влиянием соответствующих гармоник пучковой волны. Как видно из рис. 4а, в отличие от рис. 1а, все они на стадии после насыщения неустойчивости практически одинаковы, что следует и из рис. 5а, где представлены их спектральные плотности.

Дальнейшее, даже незначительное увеличение γ приводит к весьма значительным качественным изменениям динамики неустойчивости. При этом будут реализовываться режимы, когда доминирующей, по крайней мере на начальной стадии развития неустойчивости, будут третья, четвертая, а затем и пятая гармоники плазменной волны.

Последний случай представлен на рис. 7 – 9 и соответствует $\gamma = 4.39$. При этом $k_{z\text{рез}} = 0.51 \text{ см}^{-1}$, $k_{z\text{max}} = 3.16 \text{ см}^{-1}$. Из рис. 9 видно, что максимальный инкремент имеет именно пятая гармоника резонансной волны (он приходится на $k_z = 2.5 \text{ см}^{-1}$). Из этого же рисунка следует, что в данных условиях должны возбуждаться и более высокие, чем пятая, гармоники. (В частности, шестая гармоника имеет больший инкремент,

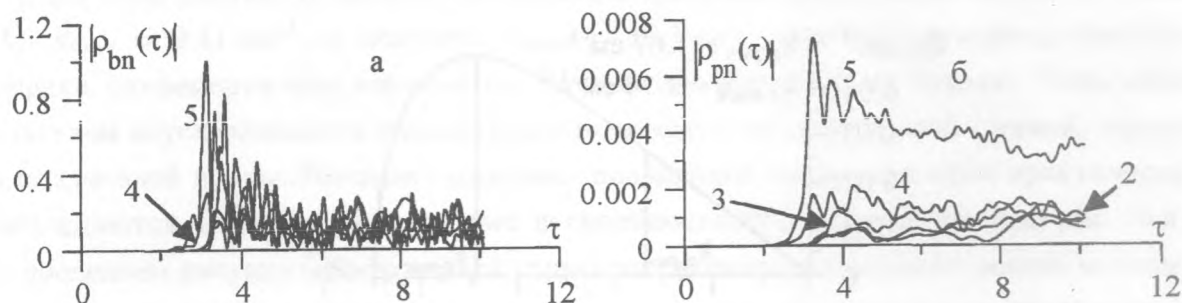


Рис. 7. Зависимости амплитуд волн плотности: а) пучка; б) плазмы от времени при $\gamma = 4.39$.

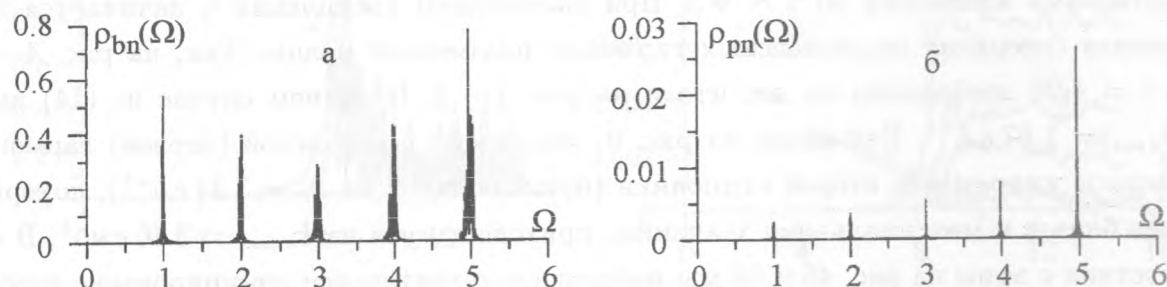


Рис. 8. Спектральные плотности первых пяти пространственных гармоник колебаний при $\gamma = 4.39$ и $\tau = 10$: а) пучка; б) плазмы.

чем пятая. Он приходится на $k_z = 3.06 \text{ см}^{-1}$ и очень близок к максимуму графика.) Такое возбуждение в действительности и наблюдалось, поскольку при расчетах в суммах уравнений (13) учитывалось по 10 гармоник плотности плазменной и пучковой волн, графики же строились лишь для первых пяти.

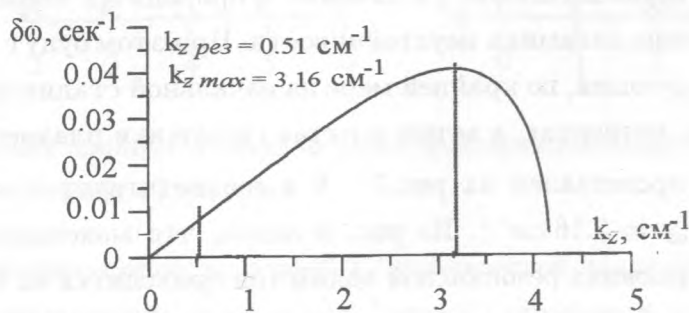


Рис. 9. Инкремент неустойчивости при $\gamma = 4.39$.

Если подставить значения основных параметров (17) в (8), получим $\gamma_{\text{порог}} = 4.4035$. Следовательно, значения γ , при которых производились расчеты, представленные на рис. 4 – 9, очень близки к пороговому значению.

На основании данных результатов можно заключить, что в непосредственной близости от порога Черенковской неустойчивости слаботочного ультрарелятивистского электронного пучка в сравнительно плотной плазме происходит интенсивная генерация высших (относительно резонансной) гармоник плотности плазменной волны. При этом, фактически, происходит изменение режима развития неустойчивости – резонансная Черенковская неустойчивость трансформируется в нерезонансную [6]. При этом имеется в виду уменьшение резонансных свойств пучково-плазменной системы, что можно проиллюстрировать, например, сравнивая рис. 3 и рис. 9: на рис. 3 зависимость инкремента неустойчивости от волнового числа k_z имеет более выраженный максимум, чем на рис. 9.

В заключение автор выражает благодарность М.В. Кузелеву за постоянное внимание и интерес к настоящей работе.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Кузелев М. В., Рухадзе А. А., Стрелков П. С. Плазменная релятивистская СВЧ-электроника. М., изд-во МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2002.
- [2] Бобылев Ю. В., Кузелев М. В. Физика плазмы, **30**, N 1, 73 (2004).
- [3] Бобылев Ю. В., Кузелев М. В., Рухадзе А. А. Радиотехника и электроника, **47**, N 2, 166 (2002).
- [4] Бобылев Ю. В., Кузелев М. В., Панин В. А. Методы теоретической плазменной СВЧ-электроники // Сб. науч. тр., посвященный 70-летию А.А. Рухадзе “Вопросы плазменной СВЧ-электроники и теории плазмы”. Тула, 2000, с. 42-114.
- [5] Бобылев Ю. В., Кузелев М. В., Рухадзе А. А. ЖЭТФ, **118**, 105 (2000).
- [6] Блюх Ю. П., Карась В. И., Любарский М. Г. и др. ДАН СССР, **275**, 56 (1984).

Институт общей физики
им. А.М. Прохорова РАН

Поступила в редакцию 20 декабря 2004 г.