

01;04;10

Конкуренция неустойчивостей в условиях черенковского и аномального доплеровского резонансов электронного пучка с ленгмюровской и циклотронной волнами магнитоактивной плазмы

© И.Н. Карташов,¹ М.В. Кузелев,¹ А.А. Рухадзе²¹ Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, 119992 Москва, Россия² Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, 119991 Москва, Россия

e-mail: kartashov@ph-elec.phys.msu.su

(Поступило в Редакцию 12 апреля 2005 г.)

Получена система нелинейных уравнений единым образом описывающая развитие в пучково-плазменных системах в конечном внешнем магнитном поле черенковской неустойчивости на плазменной ветви колебаний, черенковской неустойчивости на циклотронной ветви колебаний плазмы, а также неустойчивостей на плазменной и циклотронной ветвях в режиме аномального эффекта Доплера. Осуществлен анализ полученных уравнений в линейном приближении. Приведены результаты моделирования нелинейной динамики пучковых неустойчивостей в плазме в конечном магнитном поле в условиях совместного влияния эффекта Черенкова и аномального эффекта Доплера.

PACS: 52.40.w

Многочисленные теоретические и экспериментальные исследования [1,2] посвящены одночастичному и коллективному эффектам Черенкова, которые считаются основными механизмами вынужденного излучения прямолинейными электронными пучками замедленных электромагнитных волн в системах с плазменным заполнением. Обычно в экспериментах черенковское взаимодействие пучков с плазмой осуществляется при наличии достаточно сильного продольного внешнего магнитного поля. В работах [3–5] показано, что при определенных условиях как на сами механизмы черенковского излучения, так и на спектры излучаемых пучками плазменных волн величина внешнего магнитного поля существенно не влияет. Поэтому большинство теоретических исследований проводилось в предположении, что внешнее магнитное поле велико. С другой стороны, актуальная задача повышения частоты и мощности излучения, возбуждаемого пучками в плазменных системах, может быть решена путем повышения плотности плазмы и использования более плотных электронных пучков. Увеличение же величины внешнего магнитного поля является задачей достаточно сложной и дорогостоящей. Поэтому в последнее время активно стали проводиться экспериментальные исследования в условиях, при которых ленгмюровская частота электронов плазмы сопоставима с электронной циклотронной частотой, а в случае плотных электронных пучков к этим частотам приближается и ленгмюровская частота электронов пучка [6]. Собственно для черенковских механизмов это не очень важно. Но в конечном внешнем магнитном поле возникает новый механизм вынужденного излучения — аномальный эффект Доплера [7–9], проявляющийся при $\omega - k_z u = -\Omega_e/\gamma < 0$, где $\omega > 0$ — частота, $k_z > 0$ — продольное волновое число излучаемой волны, u —

скорость пучка, Ω_e — электронная циклотронная частота, а $\gamma = (1 - u^2/c^2)^{-1/2}$ — релятивистский фактор электронного пучка. Возникает вопрос о конкуренции эффектов Черенкова и аномального эффекта Доплера. Действительно, хотя развиваются они в разных диапазонах частот и длин волн, при аномальном эффекте возбуждаются поперечные движения электронов пучка, что может повлиять на эффективность черенковского излучения. В линейном приближении взаимное влияние эффектов Черенкова и аномального эффекта Доплера рассмотрено в работах [10,11]. Очевидно, что в рамках линейной теории исследование конкуренции названных эффектов сводится к сравнению инкрементов развития соответствующих неустойчивостей: обычно инкременты черенковских неустойчивостей превосходят инкременты неустойчивостей при аномальном эффекте Доплера. Настоящей работой мы начинаем цикл исследований по нелинейной теории излучательных пучковых неустойчивостей, развивающихся в условиях черенковского и аномального доплеровского резонансов прямолинейных электронных пучков с волнами различных плазменных систем в конечном внешнем магнитном поле.

Рассмотрим безграничные в поперечном направлении холодные электронную плазму и прямолинейный электронный пучок. Ограничимся потенциальным приближением и, соответственно нерелятивистским движением электронов пучка. Пусть z — координата вдоль направления невозмущенного движения пучка и внешнего магнитного поля, x — поперечная координата, а от координаты y — зависимости нет. Следуя [12], выражение для плотности заряда частиц сорта $\alpha = p, b$ представим в виде

$$\rho_\alpha(t, x, z) = en_{0\alpha} \iint \delta(x - x_\alpha) \delta(z - z_\alpha) dx_0 dz_0. \quad (1)$$

Здесь $x_\alpha(t, x_0, z_0)$, $z_\alpha(t, x_0, z_0)$ — уравнения траектории частицы, выходящей в момент времени $t = 0$ из точки x_0, z_0 , $\alpha = p$ — электроны плазмы $\alpha = b$ — электроны пучка. Представим потенциал электростатического поля $\varphi(t, x, z)$ в виде

$$\frac{e}{m} \varphi(t, x, z) = \frac{1}{2} \sum_{n,s=0} (\varphi_{ns}(t) \exp(isk_\perp x) \times \exp(ink_\parallel z) + \text{К.С.}), \quad (2)$$

где e — заряд, m — масса электрона, а k_\parallel и k_\perp — основные продольное и поперечное волновые числа. Эти числа определяются, в частности, структурой начального возмущения, внесенного в пучково-плазменную систему. Подставляя (1) и (2) в уравнение Пуассона имеем

$$\varphi_{nx}(t) = q_{ns}^{-2} \sum_{\alpha=p,b} \omega_\alpha^2 \rho_{ans}(t). \quad (3)$$

Здесь

$$\rho_{ans}(t) = \frac{k_\perp}{2\pi} \frac{k_\parallel}{\pi} \int_0^{2\pi/k_\perp} dx_0 \int_0^{2\pi/k_\parallel} dz_0 \exp(-isk_\perp x_\alpha(t, x_0, z_0)) \times \exp(-ink_\parallel z_\alpha(t, x_0, z_0)) — \quad (4)$$

безразмерные амплитуды гармоник возмущений плотностей частиц сорта α (размерные амплитуды получаются умножением величин (4) на невозмущенные плотности $n_{0\alpha}$), а $q_{ns}^2 = s^2 k_\perp^2 + n^2 k_\parallel^2$. В итоге потенциал электростатического поля записывается в виде

$$\frac{e}{m} \varphi(t, x, z) = \frac{1}{2} \sum_{\alpha} \omega_\alpha^2 \times \left(\sum_{n,s=0} q_{ns}^{-2} \rho_{ans}(t) \exp(isk_\perp x) \exp(ink_\parallel z) + \text{К.С.} \right), \quad (5)$$

где $\omega_\alpha = \sqrt{4\pi e^2 n_{0\alpha} / m}$ — ленгмюровские частоты частиц сорта α .

Используя (5), уравнения движения электронов плазмы ($\alpha = p$) и пучка ($\alpha = b$) можно записать следующим образом:

$$\begin{aligned} \frac{d^2 z_p}{dt^2} &= -\frac{1}{2} ik_\parallel \sum_{\alpha=p,b} \omega_\alpha^2 \times \left(\sum_{n,s=0} n q_{ns}^{-2} \rho_{ans}(t) \exp(isk_\perp x_p) \exp(ink_\parallel z_p) - \text{К.С.} \right), \\ \frac{d^2 x_p}{dt^2} + \Omega_e^2 (x_p - x_0) &= -\frac{1}{2} ik_\perp \sum_{\alpha=p,b} \omega_\alpha^2 \times \left(\sum_{n,s=0} s q_{ns}^{-2} \rho_{ans}(t) \exp(isk_\perp x_p) \exp(ink_\parallel z_p) - \text{К.С.} \right), \end{aligned} \quad (6)$$

$$\begin{aligned} \frac{d^2 z_b}{dt^2} &= -\frac{1}{2} ik_\parallel \sum_{\alpha=p,b} \omega_\alpha^2 \times \left(\sum_{n,s=0} n q_{ns}^{-2} \rho_{ans}(t) \exp(isk_\perp x_b) \exp(ink_\parallel z_b) - \text{К.С.} \right), \\ \frac{d^2 x_b}{dt^2} + \Omega_e^2 (x_b - x_0) &= -\frac{1}{2} ik_\perp \sum_{\alpha=p,b} \omega_\alpha^2 \times \left(\sum_{n,s=0} s q_{ns}^{-2} \rho_{ans}(t) \exp(isk_\perp x_b) \exp(ink_\parallel z_b) - \text{К.С.} \right), \end{aligned} \quad (7)$$

Уравнения (6) и (7) дополняются начальными условиями, учитывающими отсутствие начальной модуляции плазмы и пучка и отсутствие у пучка начальной поперечной скорости:

$$\begin{aligned} z_\alpha(t=0) &= z_0 \in (0, 2\pi/k_\parallel], \\ x_\alpha(t=0) &= x_0 \in (0, 2\pi/k_\perp], \\ \dot{z}_\alpha(t=0) &= u_\alpha, \quad (u_p = 0, u_b = u), \\ \dot{x}_\alpha(t=0) &= 0. \end{aligned} \quad (8)$$

Естественно, что при проведении численных расчетов к функциям (8) добавляются некоторые малые возмущения, вносящие затравочную модуляцию распределения частиц по плотности, или по скорости. Например, если $z_b(t=0) = z_0 + \xi_1 \sin(n_1 k_\parallel z_0) + \xi_2 \sin(n_2 k_\perp x_0)$, то в начальный момент электронный пучок имеет модуляцию по плотности: в продольном направлении на гармонике n_1 , а в поперечном — на гармонике n_2 , глубина модуляции задается величинами $\xi_{1,2}$.

По поводу уравнений (6) и (7) сделаем некоторые разъяснения. Данные уравнения описывают и плазму и пучок без каких-либо упрощающих предположений, т.е. с учетом всех нелинейных явлений. Одним из нелинейных эффектов является генерация пространственных гармоник возмущений плотности, а значит и гармоник напряженности электрического поля (если различные гармоники присутствуют в начальном возмущении, то они естественно имеются и на линейной стадии, что также учтено в уравнениях (6), (7)). Суммирование по индексу s в правых частях (6) и (7) описывает генерацию поперечных гармоник, суммирование по индексу n дает генерацию продольных гармоник. Двумерный характер движения электронов приводит к возможности появления постоянных составляющих — нулевых гармоник: гармоники $n = 0, s = 1$ и гармоники $n = 1, s = 0$. Это учитывается тем, что нижние пределы суммирования по n и s в уравнениях (6) и (7) равны нулю (гармоника $n = s = 0$ вкладает в напряженность электрического поля в потенциальном приближении не дает).

В связи с выбором нижнего предела суммирования по поперечному индексу s сделаем важное замечание. Если система поперечно не ограничена, то поперечное

волновое число возмущений может быть любым, в том числе и равным нулю. При этом нижний индекс суммирования по s следует взять нулевым. Однако, когда имеется конечный поперечный размер, ситуация оказывается иной. Например, если пучково-плазменная система расположена в области $0 < x < L$, а при $x = 0, L$ находятся металлические плоскости — плоский волновод, то формула (2) принимает вид

$$\frac{e}{m} \varphi(t, x, z) = \frac{1}{2} \sum_{n=0, s=1} (\varphi_{ns}(t) \sin(sk_{\perp}x) \times \exp(ink_{\parallel}z) + \text{К.С.}), \quad (2a)$$

где $k_{\perp} = \pi/L$ — минимальное поперечное волновое число волновода. Соответствующим образом преобразуются и уравнения (6) и (7), но нижний индекс суммирования по s в них уже будет $s = 1$. Известно, что черенковский резонанс пучка с s -й поперечной модой плазменной волны возможен только при $\omega_p^2 > s^2 k_{\perp}^2 u^2$. Поэтому в поперечно ограниченной системе, где $s \geq 1$, условия развития основной черенковской неустойчивости иные, чем в безграничной системе, где $s \geq 0$. Соответственно, по-разному будут развиваться и неустойчивости при аномальном эффекте Доплера. В настоящей работе мы рассматриваем пространственно неограниченную систему, т.е. используем нелинейные уравнения (6) и (7).

Перейдем к линейному анализу уравнений (6) и (7). В линейном приближении имеем

$$\begin{aligned} x_{\alpha} &= x_0 + \tilde{x}_{\alpha}(t, x_0, z_0), \\ z_{\alpha} &= z_0 + u_{\alpha}t + \tilde{z}_{\alpha}(t, x_0, z_0), \end{aligned} \quad (9)$$

где слагаемые со знаком „ \sim “ являются малыми возмущениями, по которым будет проведена линеаризация. Кроме того, для упрощения последующих выражений линейной теории опустим суммирование по индексам n и s (в линейном приближении пространственные гармоники возмущений не взаимодействуют). При необходимости же учесть номер гармоники будем иметь в виду, что в формулах линейной теории следует положить $k_{\parallel} = nk_{\parallel}$, $k_{\perp} = sk_{\perp}$. Тогда выражение (4) преобразуется к виду

$$\begin{aligned} \rho_{\alpha}(t, x, y) &= -ik_{\parallel} \rho_{z\alpha}(t) - ik_{\perp} \rho_{x\alpha}(t), \\ \rho_{z\alpha}(t) &= \frac{k_{\perp}}{2\pi} \frac{k_{\parallel}}{\pi} \int_0^{2\pi/k_{\perp}} \int_0^{2\pi/k_{\parallel}} \tilde{z}_{\alpha} \exp(-ikz_0) \\ &\quad \times \exp(-ik_{\perp}x_0) dx_0 dz_0 \exp(-iku_{\alpha}t), \\ \rho_{x\alpha}(t) &= \frac{k_{\perp}}{2\pi} \frac{k_{\parallel}}{\pi} \int_0^{2\pi/k_{\perp}} \int_0^{2\pi/k_{\parallel}} \tilde{x}_{\alpha} \exp(-ikz_0) \\ &\quad \times \exp(-ik_{\perp}x_0) dx_0 dz_0 \exp(-iku_{\alpha}t). \end{aligned} \quad (10)$$

В линейном по возмущениям \tilde{x}_{α} и \tilde{z}_{α} приближении уравнения (6) и (7) записываются в виде

$$\begin{aligned} \frac{d^2 \tilde{z}_p}{dt^2} &= -\frac{1}{2} ik_{\parallel} \sum_{\alpha=p,b} \omega_{\alpha}^2 (q^{-2} \rho_{\alpha}(t)) \\ &\quad \times \exp(ik_{\perp}x_0) \exp(ik_{\parallel}z_0) - \text{К.С.}, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{d^2 \tilde{x}_p}{dt^2} + \Omega_e^2 \tilde{x}_p &= -\frac{1}{2} ik_{\perp} \sum_{\alpha=p,b} \omega_{\alpha}^2 (q^{-2} \rho_{\alpha}(t)) \\ &\quad \times \exp(ik_{\perp}x_0) \exp(ik_{\parallel}z_0) - \text{К.С.}, \end{aligned} \quad (11)$$

$$\begin{aligned} \frac{d^2 \tilde{z}_b}{dt^2} &= -\frac{1}{2} ik_{\parallel} \sum_{\alpha=p,b} \omega_{\alpha}^2 (q^{-2} \rho_{\alpha}(t)) \\ &\quad \times \exp(ik_{\perp}x_0) \exp(ik_{\parallel}z_0 + ik_{\parallel}ut) - \text{К.С.}, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{d^2 \tilde{x}_b}{dt^2} + \Omega_e^2 \tilde{x}_b &= -\frac{1}{2} ik_{\perp} \sum_{\alpha=p,b} \omega_{\alpha}^2 (q^{-2} \rho_{\alpha}(t)) \\ &\quad \times \exp(ik_{\perp}x_0) \exp(ik_{\parallel}z_0 + ik_{\parallel}ut) - \text{К.С.} \end{aligned} \quad (12)$$

Здесь $q^2 = k_{\perp}^2 + k_{\parallel}^2$. Перейдем теперь в уравнениях (11) и (12) к величинам $\rho_{z\alpha}$ и $\rho_{x\alpha}$, введенным в (10). Имеем

$$\frac{d^2 \rho_{z_p}}{dt^2} = -ik_{\parallel} q^{-2} (\omega_p^2 \rho_p + \omega_b^2 \rho_b),$$

$$\frac{d^2 \rho_{x_p}}{dt^2} + \Omega_e^2 \rho_{x_p} = -ik_{\perp} q^{-2} (\omega_p^2 \rho_p + \omega_b^2 \rho_b), \quad (13)$$

$$\left(\frac{d}{dt} + ik_{\parallel}u \right)^2 \rho_{z_b} = -ik_{\parallel} q^{-2} (\omega_p^2 \rho_p + \omega_b^2 \rho_b),$$

$$\left(\frac{d}{dt} + ik_{\parallel}u \right)^2 \rho_{x_b} + \Omega_e^2 \rho_{x_b} = -ik_{\perp} q^{-2} (\omega_p^2 \rho_p + \omega_b^2 \rho_b). \quad (14)$$

С учетом первого соотношения (10) из (13) и (14) для гармонических решений находим соотношения

$$q^2 \rho_p = \left(\frac{k_{\parallel}^2}{\omega^2} + \frac{k_{\perp}^2}{\omega^2 - \Omega_e^2} \right) (\omega_p^2 \rho_p + \omega_b^2 \rho_b),$$

$$q^2 \rho_b = \left(\frac{k_{\parallel}^2}{(\omega - k_{\parallel}u)^2} + \frac{k_{\perp}^2}{(\omega - k_{\parallel}u)^2 - \Omega_e^2} \right) (\omega_b^2 \rho_b + \omega_p^2 \rho_p). \quad (15)$$

Откуда следует известное линейное дисперсионное уравнение [13]

$$\begin{aligned} k_{\parallel}^2 \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} - \frac{\omega_b^2}{(\omega - k_{\parallel}u)^2} \right) \\ + k_{\perp}^2 \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 - \Omega_e^2} - \frac{\omega_b^2}{(\omega - k_{\parallel}u)^2 - \Omega_e^2} \right) = 0. \end{aligned} \quad (16)$$

Уравнение (16) имеет довольно простую структуру и описывает несколько типов пучково-плазменных взаимодействий (неустойчивостей). Прежде всего это черенковское взаимодействие на низкочастотной и высокочастотной плазменных ветвях. Взаимодействие на низкочастотной ветви возникает и в случае бесконечно сильного магнитного поля. В этих двух случаях поперечное движение частиц не является определяющим для развития неустойчивости. В случае, когда пучок не полностью замагничен возникают неустойчивости связанные с раскачкой поперечной скорости пучка — аномальный эффект Доплера на низкочастотной плазменной ветви и аномальный эффект Доплера на высокочастотной плазменной ветви. Мы не будем приводить здесь аналитических выражений для комплексных частот названных неустойчивостей (см. например [10,11]), а ограничимся только численными решениями.

Для численного анализа дисперсионного уравнения (16) выберем следующие параметры системы: $\omega_b^2/\omega_p^2 = 0.05$, $\Omega_e/\omega_p = 1.5$, $k_{\perp}u/\omega_p = 1.4$, $k_{\perp} = 3.5 \text{ cm}^{-1}$.

На рис. 1 представлены зависимости инкремента неустойчивости $\text{Im } \omega/\omega_p$ электронного пучка в плазме в конечном магнитном поле от продольного волнового числа k_{\parallel} для различных поперечных мод $s = 0$, $s = 1$ и $s = 2$. Рис. 1, *a* соответствует моде $s = 0$. В этом случае имеется только одна область неустойчивости, связанная с вынужденным черенковским излучением низкочастотной плазменной волны, другие неустойчивости на поперечной моде $s = 0$ отсутствуют, что видно непосредственно из дисперсионного уравнения (16). Напомним, что в этом уравнении под k_{\perp} , которое мы зафиксировали, следует понимать sk_{\perp} . Черенковская неустойчивость на моде $s = 0$ является одночастичным вынужденным эффектом Черенкова [8,9] ($\text{Im } \omega > \omega_b$).

На рис. 1, *b* изображены инкременты неустойчивостей на поперечной моде $s = 1$. Имеются три не перекрывающиеся области неустойчивости. Левая область, где инкремент максимален, связана с вынужденным черенковским излучением высокочастотной циклотронной волны в плазме. Эта неустойчивость обусловлена коллективным вынужденным эффектом Черенкова [8,9] ($\text{Im } \omega < \omega_b$). Следующие две, по мере возрастания k_{\parallel} , области неустойчивости связаны с излучением в условиях аномального эффекта Доплера низкочастотной плазменной и высокочастотной циклотронной волн в плазме. Инкременты неустойчивостей при аномальном эффекте Доплера существенно меньше инкремента черенковских неустойчивостей. Заметим, что неустойчивость на поперечной моде $s = 1$, связанная с черенковским излучением низкочастотной плазменной волны, отсутствует. Но это и понятно: при выбранном нами значении k_{\perp} , необходимое для развития этой неустойчивости неравенство $\omega_p > k_{\perp}u$, не выполнено. Мы такой выбор сделали умышленно; в противном случае аномальный эффект Доплера был бы полностью подавлен черенковскими неустойчивостями.

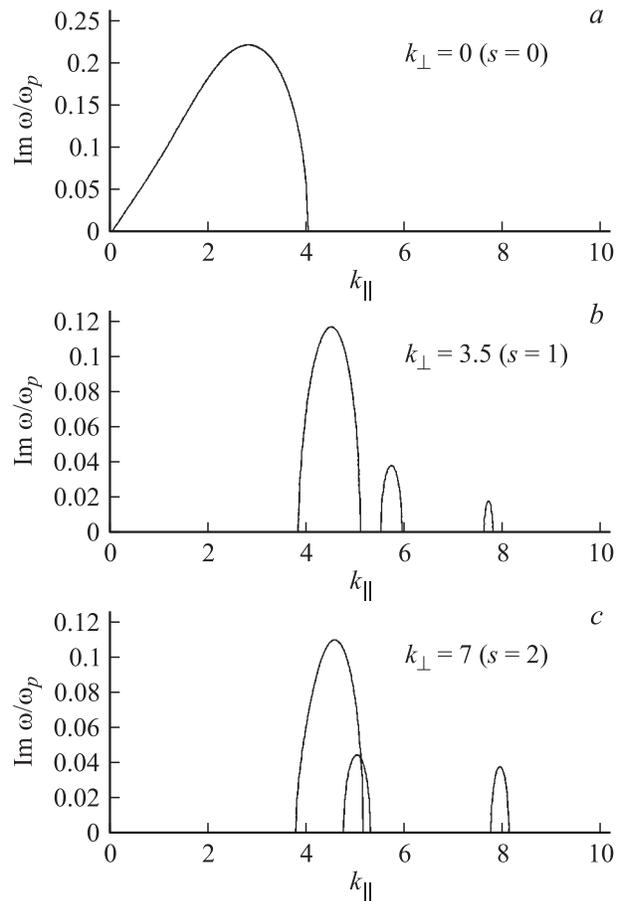


Рис. 1. Зависимости инкремента неустойчивости $\text{Im } \omega/\omega_p$ как функции продольного волнового числа k_{\parallel} для различных значений k_{\perp} .

На рис. 1, *c* изображены инкременты неустойчивостей на поперечной моде $s = 2$. Видны те же три области неустойчивости, что и на рис. 1, *b*. Области черенковской неустойчивости на циклотронной волне и аномально доплеровской неустойчивости на плазменной волне частично перекрывались, что обусловлено малостью частоты плазменной волны на второй поперечной гармонике.

Перейдем теперь к анализу нелинейной динамики развития неустойчивостей. Зададим начальные электромагнитные возмущения в системе на длинах волн соответствующих областям неустойчивости, связанным с черенковским механизмом взаимодействия, т. е. $k_{\parallel} = 2.3$ для $n = 1, 2, 3 \dots$. При этом, как видно из рис. 1, волновые числа nk_{\parallel} примерно соответствуют максимумам инкрементов данных неустойчивостей. На рис. 2, *a, b* представлены зависимости плотностей заряда электронов плазмы и пучка, вычисленные, согласно (4), как функции времени. На линейной стадии интенсивно возбуждаются гармоники с номерами $s = 0$, $n = 1, 2$ (кривые 1, 2). Первая из них соответствует черенковскому возбуждению низкочастотной плазменной волны. За счет нелинейного взаимодействия различных волн наблюдается

перекачка энергии в высшие гармоники. Возбуждение волн при $s \neq 0$ в соответствие с малым значением инкремента происходит значительно слабее. На рис. 2, *c* представлена динамика изменения продольной $E_{\parallel} = v_z^2$ и поперечной $E_{\perp} = v_x^2 + v_y^2 = v_x^2 + \Omega_e^2(x - x_0)^2$ энергий электронного пучка. Как видно из рисунка, поперечное движение электронов пучка практически не возбуждается, таким образом неустойчивость имеет черенковскую природу. Связано это с относительно малым инкрементом anomalно доплеровской неустойчивости, в результате чего она не успевает развиваться. Незначительный рост поперечной энергии вызван движением электронов под действием поперечной составляющей электрического поля. Эффективность преобразования направленной энергии порядка 30%.

Иная ситуация имеет место, когда начальное возмущение подобрано таким образом ($k_{\parallel} = 5.8$), что мы попадаем в область неустойчивости с anomalно доплеровским механизмом (максимум средней кривой на рис. 1, *b*). Как видно из рис. 3, *a, b* на линейной стадии возбуждается одна гармоника, соответствующая anomalно эффекту Доплера на низкочастотной плазменной ветви (кривая 1

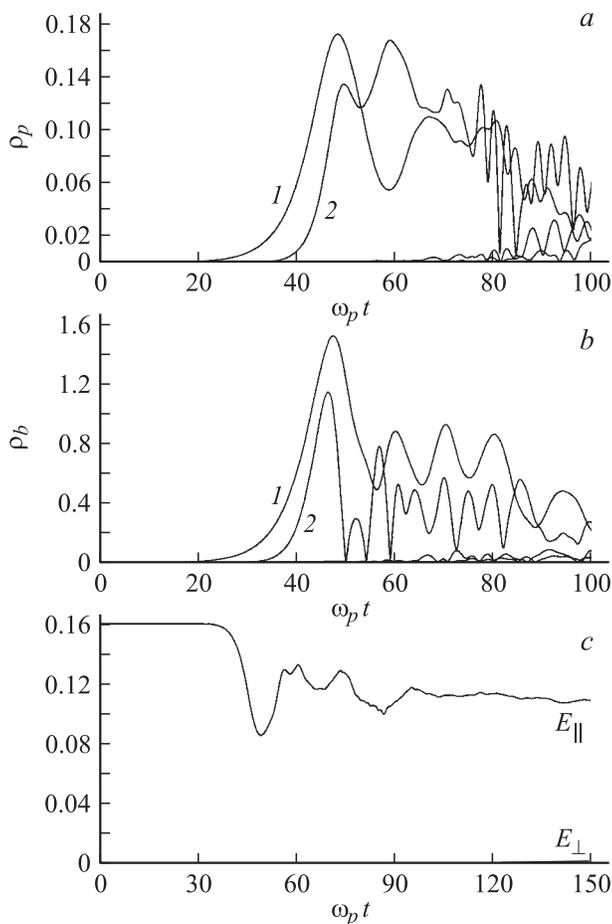


Рис. 2. Зависимости плотностей заряда электронов плазмы (*a*) и пучка (*b*), динамика изменения продольной E_{\parallel} и поперечной E_{\perp} энергий электронного пучка (*c*) в случае черенковского механизма неустойчивости.

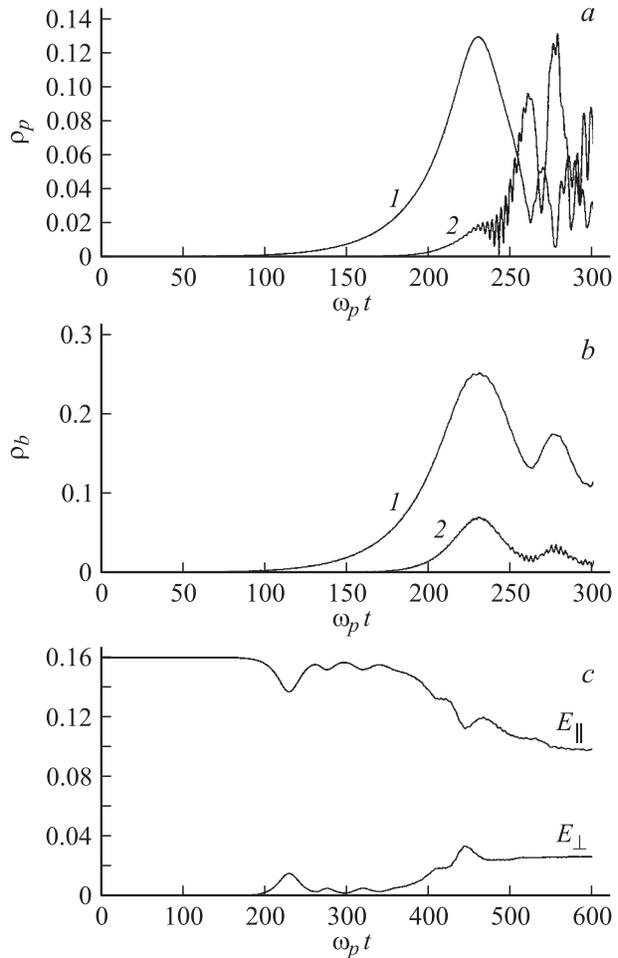


Рис. 3. Зависимости плотностей заряда электронов плазмы (*a*) и пучка (*b*), динамика изменения продольной E_{\parallel} и поперечной E_{\perp} энергий электронного пучка (*c*) в случае anomalно доплеровского механизма неустойчивости.

для $n = 1, s = 1$). Рост других гармоник происходит за счет нелинейного взаимодействия (кривая 2 для $n = 2, s = 2$). Рис. 3, *c* демонстрирует динамику продольной и поперечной энергии пучка. В данном случае уменьшение энергии направленного движения сопровождается раскачкой поперечного движения, что говорит об anomalно доплеровском механизме пучковой неустойчивости.

Большие инкременты черенковской неустойчивости приводят к тому, что именно черенковский механизм неустойчивости является доминирующим. Однако черенковская неустойчивость в поперечно ограниченной системе, как это уже отмечалось выше, имеет порог по плотности плазмы и есть основания считать, что в таких системах основным механизмом может быть anomalный эффект Доплера.

Работа выполнена при финансовой поддержке программы „Университеты России“ (проект УР.01.02.493), Минпромнауки (проект ведущие научные школы, НШ 1962.2003.2) и РФФИ (проект 04-02-17240).

Список литературы

- [1] Кузелев М.В., Рухадзе А.А. Электродинамика плотных электронных пучков в плазме. М.: Наука, 1990. 336 с.
- [2] Кузелев М.В., Лоза О.Т., Рухадзе А.А. и др. // Физика плазмы, 2001. Т. 27. № 8. С. 710–733.
- [3] Кузелев М.В. // Физика плазмы. 2002. Т. 28. № 6. С. 544.
- [4] Кузелев М.В., Романов Р.В., Рухадзе А.А. // Прикладная физика. 2003. № 3. С. 20–42.
- [5] Карташов И.Н., Кузелев М.В., Рухадзе А.А. // Физика плазмы. 2004. Т. 30, 31. С. 60–65.
- [6] Пономарев А.В., Стрелков П.С. // Физика плазмы. 2004. Т. 30. № 1. С. 66.
- [7] Гинзбург В.Л. Теоретическая физика и астрофизика. М.: Наука, 1981. 503 с.
- [8] Кузелев М.В., Рухадзе А.А. // УФН. 1987. Т. 152. С. 285.
- [9] Кузелев М.В., Рухадзе А.А. Механизмы спонтанного и вынужденного излучений релятивистских электронных пучков. В сб.: „Проблемы теоретической физики и астрофизики“. К 70-летию В.Л. Гинзбурга. М.: Наука, 1989. С. 70–92.
- [10] Кузелев М.В., Рухадзе А.А. // Физика плазмы. 2005. № 8. С. 693–700.
- [11] Кузелев М.В., Рухадзе А.А. // КСФ. 2005. № 2. С. 3–11.
- [12] Бобылев Ю.В., Кузелев М.В., Рухадзе А.А. // РиЭ. 2002. Т. 47. № 2. С. 166–185.
- [13] Александров А.Ф., Рухадзе А.А. Основы электродинамики плазмы. М.: Высшая школа, 1988. 424 с.