

04

© 1991 г.

ЭНЕРГОПОТЕРИ ЭЛЕКТРОННОГО СГУСТКА ПРИ ТРАНСПОРТИРОВКЕ ЧЕРЕЗ СТОЛКНОВИТЕЛЬНУЮ ПЛАЗМУ

П. В. Веденин

Аналитически и численно в одномерном приближении изучены коллективные процессы, сопровождающие транспортировку моноэнергетического электронного сгустка малой плотности с пологими фронтами через столкновительную плазму. Получены и проверены с помощью численных расчетов простые аналитические соотношения, позволяющие оперативно оценивать энергопотери и их пространственное распределение.

Введение

Известно [1-3], что распространение в плотной плазме электронного сгустка с длительностью, меньшей, чем характерное время диссипации обратного плазменного тока ($t_d = (\omega_p^2 r_0^2)/(c^2 \nu)$, $\omega_p^2 = (4\pi e^2 n_p)/m$, ν — частота транспортных столкновений электронов плазмы, n_p — концентрация плазмы), сопровождается как развитием пучково-плазменной неустойчивости, так и торможением быстрых электронов в низкочастотном электрическом поле, ответственном за создание обратного плазменного тока. К настоящему времени достаточно полно численно и аналитически (см. [4] и цитированную там литературу) исследованы динамика резонансной пучковой неустойчивости в бесстолкновительной плазме и связанные с ней энергопотери сгустка. Кроме того, на качественном уровне выяснен [5, 6] характер торможения пучковых электронов в индуцируемом низкочастотном электрическом поле в сильностолкновительной плазме ($\nu \simeq \omega_p$).

В данной работе аналитически в одномерном приближении изучены коллективные процессы, сопровождающие транспортировку моноэнергетического электронного сгустка малой плотности с пологими фронтами через столкновительную плазму в области значений параметров $0 \leq \nu \leq \omega_p$, рассмотрена конкуренция между высокочастотным (резонансная пучковая неустойчивость) и низкочастотными (торможение, нерезонансная пучковая неустойчивость) процессами, оценены энергопотери и их пространственное распределение.

1. Постановка задачи следующая. В момент $t=0$ в плоскости $z=0$ начинается инжекция электронов в полупространство $z > 0$, заполненное холодной однородной плазмой. В плоскости инжекции задана плотность пучкового тока $j_{b0}(t) = e v_0 n_{b0}(t)$ ($v_0 = \text{const}$, $n_{b0}(t) \ll n_p$). Поперечное движение электронов заморожено сильным внешним магнитным полем. В этом случае задачу можно рассматривать в одномерном приближении, если $(\omega_p r_0 / v_0 \gamma_0)^2 \gg 1$ [7], где r_0 — характерный поперечный размер системы, $\gamma_0^{-2} = 1 - \beta_0^2$, $\beta_0 = v_0/c$. При $t=0$ все возмущения в плазме отсутствуют. Условие линейности плазмы будет получено ниже.

Под сгустком с пологими фронтами подразумевается импульс тока, плотность которого имеет вид

$$j_{b0}(t') = e v_0 n_{bm} \begin{cases} \rho(\alpha t') & 0 \leq t' \leq t_b, \\ 0 & t' < 0, t' > t_b, \end{cases}$$

где $t' = t - (z/v_0)$, $n_{bm} = \max\{n_{b0}(t')\}$, $\alpha = (\omega_p t_0)^{-1} \ll 1$, $t_0 = t_b/k$, k — число, зависящее от формы (например, для $\rho = \sin(\pi t'/t_b)$ $k = \pi$), а функция $\rho(\alpha t')$ не имеет разрывов производной любого порядка.

Опуская соответствующие процедуры, сразу запишем уравнение для продольного электрического поля [1]

$$(\hat{L} + 1)E(\tau, \xi) = E_0 \left(\frac{\partial}{\partial \tau} + 2v_* \right) \rho(\alpha \tau) - \hat{L} \left[\rho(\alpha \tau) \int_0^\xi d\xi' (\xi - \xi') E(\tau, \xi') \right], \quad (1)$$

а также его решение для сгустка с пологими фронтами в случае $\rho'(0) \neq 0$ [4]

$$E(\xi, \tau) \simeq \bar{E}(\tau, \xi) - \frac{\alpha \rho'(0) E_0 \exp\{\sqrt{3}x - v_* \tau\} \cos \Phi}{\sqrt{8\pi x}}, \quad (2)$$

где

$$\tau = \omega_p \left(t - \frac{z}{v_0} \right), \quad \hat{L} = \frac{\partial^2}{\partial \tau^2} + 2v_* \frac{\partial}{\partial \tau}, \quad \xi = \frac{\omega_b z}{v_0}, \quad \omega_b^2 = \frac{4\pi e^2 n_{bm}}{m\gamma_0^3}, \quad E_0 = \frac{4\pi |e| v_0 n_{bm}}{\omega_p},$$

$$x = \frac{3}{4} \left[\xi^2 \frac{\varphi(x)}{\alpha} \right]^{1/3}, \quad x = \alpha \tau, \quad \varphi(x) = \int_0^x dx' \rho(x'), \quad \Phi = \tau - x + \frac{\pi}{12}, \quad v_* = \frac{v}{2\omega_p}, \quad \bar{E}(\tau, \xi)$$

— низкочастотное поле, ответственное за создание обратного плазменного тока, торможение сгустка, развитие нерезонансной пучково-плазменной неустойчивости (в плоскости инжекции $\bar{E}(\tau, \xi=0) \simeq E_0 [(1-4v_*^2)(\partial/\partial \tau) + 2v_*] \times \times \rho(\alpha \tau)$).

Формула (2) справедлива в области значений параметров

$$\left[\frac{\varphi(x)}{\alpha} \right]^{-1/3} \ll \xi^{2/3} \ll \left[\frac{\varphi(x)}{\alpha} \right]^{1/3} \rho^{-1}(x). \quad (3)$$

С ростом частоты столкновений роль второго слагаемого в (1) уменьшается, а первого возрастает. Изучению конкуренции между высокочастотным и низкочастотными процессами посвящена эта работа.

2. В этом разделе приведены результаты аналитического исследования динамики резонансной пучковой неустойчивости вплоть до стадии насыщения. Поскольку схема рассуждений повторяет предложенную в [4], то все промежуточные выкладки опущены.

Исследование показателя экспоненты в выражении для амплитуды плазменных колебаний с учетом неравенства (3) показало, что на линейной стадии столкновениями можно пренебрегать при поиске сечения $z_m(t)$, в котором функция $\sqrt{3}x - v_* \tau$ максимальна, если $v \ll \Gamma_0$ ($\Gamma_0 = \omega_p \sqrt{3}/2\gamma_0 (n_{bm}/2n_p)^{1/3}$). При выполнении обратного неравенства неустойчивость развивается на переднем фронте, и в соответствии с имеющимися представлениями [3] сечение $z_m(t)$ смещается ближе к началу сгустка и движется с большей скоростью, чем при $v \ll \Gamma_0$.

Возбуждаемое поле квазимонохроматично, поэтому насыщение неустойчивости происходит в результате захвата пучковых электронов в потенциальные ямы волны. Для описания нелинейной стадии удобно возбуждаемое поле разбить на цуги — участки, на которых фаза колебаний меняется на 2π , и считать, что величина фазовой скорости $v_{ph}(\tau, \xi)$ цуга τ зависит от координаты ξ . Насыщение начинается в момент времени t_0 на цуге τ_0 . При $t > t_0$ прекращается рост амплитуды поля в области $\tau_1(t) \leq \tau \leq \tau_2(t)$. Процесс продолжается до момента времени $t_s(\tau_b)$, когда захватываются последние частицы на конце сгустка. Приближенные выражения для дистанции $z_s(\tau)$, на которой происходит захват частиц цуга τ , соответствующего момента времени $t_s(\tau)$ и амплитуды насыщения $E_s(\tau)$ имеют вид

$$z_s(\tau) \simeq \frac{v_0}{\omega_b} \sqrt{\frac{\alpha}{\varphi(\alpha \tau)}} \left(2 \ln \frac{1}{\alpha} + v_* \tau \right)^{3/2}, \quad (4)$$

$$t_s \simeq \frac{\tau}{\omega_p} + \frac{z_s(\tau)}{v_0}, \quad (5)$$

$$E_s(\tau) \simeq 1.7E_0 \frac{q^2(\tau)}{1 + \frac{\omega_b}{\omega_p} q(\tau)}, \quad (6)$$

где

$$q^2(\tau) = \frac{\varphi(\alpha\tau)}{\alpha \left(2 \ln \frac{1}{\alpha} + v_*\tau \right)}.$$

Коэффициент 1.7 в (6) является подгоночным параметром, полученным в результате использования численного счета.

Соотношения (4)—(6) получены в слаборелятивистском пределе, когда

$$\beta_0^2 \gamma_0^2 \left(1 - \frac{v_{ph}}{v_0} \right) \simeq \beta_0^2 \gamma_0^2 \frac{\omega_b}{\omega_p} q(\tau) \ll 1. \quad (7)$$

Кроме того, мы пользовались линеаризованным уравнением движения для электронов плазмы, что справедливо при условии

$$\left[\frac{q(\tau) \omega_b}{\omega_p} \right]^2 \ll \gamma_0^{-3}. \quad (8)$$

Из (4)—(6) следует, что при описании нелинейной стадии частоту столкновений можно не учитывать, если $v \ll 4t_b^{-1} \ln((\omega_p t_b)/k)$. В обратном пределе максимальная амплитуда насыщения пропорциональна v_*^{-1} и не зависит от длительности сгустка t_b .

Итак, в результате аналитического исследования динамики резонансной пучковой неустойчивости, возбуждаемой в столкновительной плазме электронным сгустком с пологими фронтами, выяснено следующее: частота транспортных столкновений не играет сколько-нибудь заметной роли при выполнении неравенств $v \ll \Gamma_0$, $4t_b^{-1} \ln((\omega_p t_b)/k)$; в столкновительном случае $\omega_p \gg v \gg 4t_b^{-1} \ln((\omega_p t_b)/k)$ дистанция $z_{sm} = z_s(\tau_b)$, на которой захватываются последние частицы сгустка, и соответствующее время $t_{sm} = t_s(\tau_b) \simeq t_b + (z_s(\tau_b))/v_0$ больше, а максимальная амплитуда насыщения

$$E_{sm} \simeq E_s(\tau_b - \Delta\tau) \simeq v^{-1} \left(\Delta\tau \simeq \tau_b \frac{\varphi(k)}{k^2 |\rho'(k)|} \right)$$

меньше, чем в бесстолкновительном пределе. Исходя из сказанного, будем считать, что резонансная диссипативная неустойчивость развивается при выполнении неравенств $v \gg \Gamma_0$, $4t_b^{-1} \ln((\omega_p t_b)/k)$, т. е. по сравнению со случаем стационарной инжекции мы получили дополнительное условие, связанное с длительностью сгустка и играющее определяющую роль, когда $\Gamma_0 t_b \ll 4 \ln((\omega_p t_b)/k)$.

3. С ростом частоты столкновений амплитуда колебаний поля уменьшается, и при $v \sim \omega_p$ неустойчивость не развивается. Динамика сгустка в этом случае определяется действием тормозящего низкочастотного поля $\bar{E}(\tau, \xi)$, которое вблизи плоскости инжекции можно оценивать по приближенной формуле

$$\bar{E}(\tau, \xi) \simeq \bar{E}(\tau) \simeq E_0 \left[\left(1 - 4v_*^2 \right) \frac{\partial}{\partial \tau} + 2v_* \right] \rho(\alpha\tau).$$

В этом поле наиболее сильно тормозится центральная часть сгустка, поэтому передний фронт вытягивается, а задний сжимается. Плотность электронов в сечении $\tau_f \simeq \tau_b$ нарастает и в момент времени t_f достигает максимума (происходит «схлопывание»), после чего движение частиц становится многопотоковым, поле уменьшается [5, 6]. Последнее обстоятельство позволяет предположить, что при $t > t_f$ должен заметно падать темп энергопотерь.

Не загромождая текста промежуточными выкладками, сразу запишем выражение для t_f . Оно имеет вид

$$t_f \simeq t_b \left(\frac{\sqrt{2} \Lambda}{k} + 1 \right), \quad (9)$$

где

$$\Lambda = \sqrt{\frac{n_p \alpha \gamma_0^8}{2\nu_* n_{bm}}} \gg k.$$

Подчеркнем, что отличие значений, полученных с помощью (9) и из численных расчетов, не превышает 10 %.

Формула (9) выведена в предположении слабого релятивизма $(\Delta\beta)/\beta_0 \ll 1$ или

$$\Lambda \gg \gamma_0^2 - 1. \quad (10)$$

Теперь проследим совместное действие пучковой неустойчивости и низкочастотного торможения. В следующем разделе представлены результаты численного моделирования.

4. Система уравнений, связывающая продольное электрическое поле, плазменный и пучковый токи, решалась с привлечением апробированной [4, 9] разностной схемы, а правильность счета контролировалась с помощью закона сохранения энергии. Моделирование проводилось для формы импульса вида

$$\rho(\tau) = \sin\left(\pi \frac{\tau}{\tau_b}\right). \quad (11)$$

Параметры пучково-плазменной системы были выбраны следующими: $n_{bm}/n_p = 10^{-2}$, $\beta_0 = 0.5$, $\omega_b t_b = 20\pi$, $0 \leq \nu_* \leq 0.5$. Согласно выписанным ранее неравенствам, столкновениями можно пренебречь, если $\nu_* \ll 0.1$.

Случай $\nu_* = 0$ подробно рассмотрен в [4], поэтому отметим лишь, что

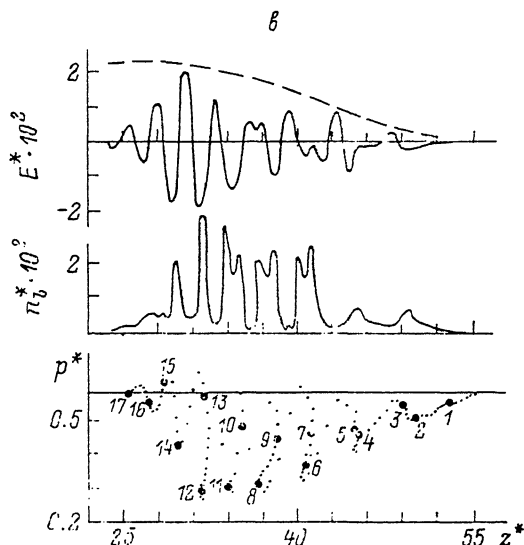
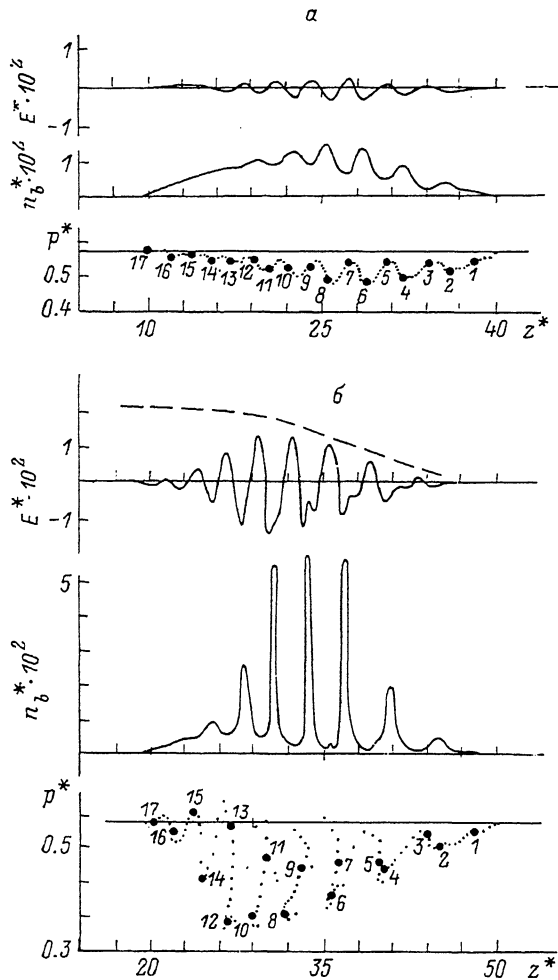


Рис. 1. Распределения продольного электрического поля $E^*(z^*)$, плотности сгустка $n_b^*(z^*)$, а также фазовые портреты крупных частиц $p^*(z^*)$ в случае $\nu_* = 0.1$ для различных моментов времени t^* .

$a - 80, b - 100, c - 110$. Пунктир — аналитическая зависимость $E_*^A(\tau)$.

динамика резонансной неустойчивости соответствует аналитическому описанию, приведенному ранее. При $\nu_* = 0.5$ незначительно уменьшается амплитуда поля, но в целом картина развития неустойчивости не меняется.

На рис. 1 представлены распределения электрического поля $E^*(z^*)$ ($z^* = (\omega_p z)/c$) и плотности сгустка $n_b^*(z^*)$ ($n_b^* = n_b/n_p$), а также фазовые портреты $p^*(z^*)$

$$\left(p^* = \frac{v_b}{c} \left(1 - \frac{v_b^2}{c^2}\right)^{1/2}\right)$$

крупных частиц, моделирующих сгусток, в различные моменты времени t^* при $\nu_* = 0.1$. Пунктиром изображена зависимость $E_{sm}^{*A}(\tau)$ (5) (везде в дальнейшем величины, полученные из оценок, помечены индексом A).

Уже на малых временах $t^* = 80$ проявляется сильное отличие от бесстолкновительного предела, а именно на фазовом портрете изменение импульса пучковых электронов за счет торможения превосходит амплитуду возмущения высокочастотной составляющей импульса. Характерной особенностью нелинейной стадии является то, что замедленные на начальной стадии процесса за счет развития неустойчивости и низкочастотного торможения пучковые электроны не отражаются от потенциальных барьеров, а продолжают тормозиться в поле $\bar{E}(\tau, \xi)$. Аналогичный результат отмечался в [10], где численно в рамках начальной задачи стационарной инжекции исследовалась динамика диссипативной ($\nu > \Gamma_0$) пучково-плазменной неустойчивости. Максимальная амплитуда достигается при $t_{sm}^* \approx 110 - 120$ ($t_{sm}^{*A} \approx 120$) в координате $z_{sm}^* \approx 30$ ($z_{sm}^{*A} \approx 30$) и равна $E_{sm}^* \approx 2 \times 10^{-2}$ ($E_{sm}^{*A} \approx 2 \cdot 10^{-2}$).

Дальнейший рост частоты столкновений $\nu_* = 0.2$ (рис. 2) вызывает появление возмущений с длиной волны $\lambda > \lambda_p = (2\pi\nu_0)/\omega_p$, что, по-видимому, связано с развитием нерезонансной диссипативной неустойчивости (это отмечалось и в работе [6], результаты которой при больших значениях параметра ν_* должны совпадать с нашими). Однако развивается также и резонансная неустойчивость (на конце импульса), но с $\lambda < (2\pi\nu_0)/\omega_p$. Уменьшение длины волн связано с торможением пучковых электронов. Таким образом, можно сделать вывод о расширении спектра колебаний с ростом частоты столкновений, только колебания с различными длинами волн локализованы в различных областях сгустка.

Хотя применимость формул (3)–(5) в случае, когда роль тормозящего низкочастотного поля столь велика, не бесспорна, тем не менее отметим, что величины $t_{sm}^* \approx 150$, $z_{sm}^* \approx 45$, $E_{sm}^* \approx 2 \cdot 10^{-2}$ близки к оценочным $t_{sm}^{*A} \approx 155$, $z_{sm}^{*A} \approx 50$, $E_{sm}^{*A} \approx 10^{-2}$.

Уже при $\nu_* = 0.3$ неустойчивости подавляются и динамика сгустка определяется действием низкочастотного поля. Для рассматриваемого варианта расчета $\Lambda = 3.6$ ($k = \pi$, поэтому условие $\Lambda \gg k$ не выполняется), однако величины t_f^* и t_f^{*A} близки друг другу $t_f^* \approx 130$ ($t_f^{*A} \approx 160$). При $t^* > t_f^*$ движение становится многопоточковым, импульс тока разбивается на множество сгустков, а поле теряет регулярность и заметно падает.

5. Теперь, уточнив с помощью численных расчетов аналитические соотношения, исследуем динамику энергопотерь сгустка.

Из характера действующего на быстрый электрон поля (2) ясно, что его движение представляет собой перемещение вдоль плавной траектории с одно-

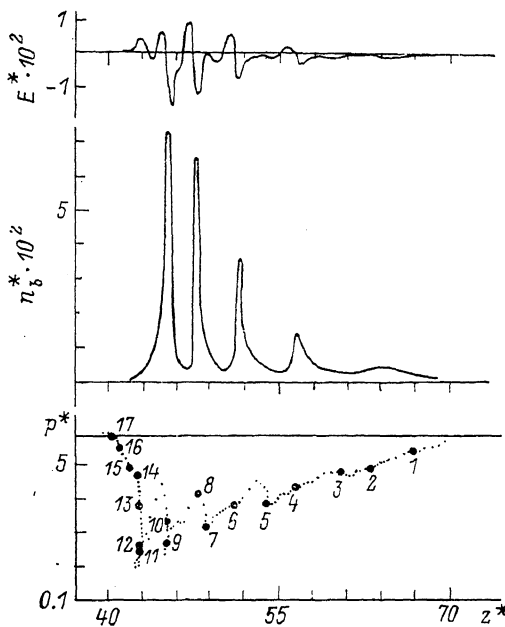


Рис. 2. То же, что и на рис. 1 в случае $\nu_* = 0.2$ для момента времени $t^* = 140$.

временными осцилляциями на плазменной частоте, поэтому на линейной стадии неустойчивости при $0 \leq t \leq t_0$ для средней (за период плазменных колебаний) доли теряемой энергии естественно записать следующее выражение:

$$\frac{\Delta W(t)}{W_0} = -\frac{v_0}{\omega_b \omega_p W_0} \int_0^{\omega_p t b} d\tau \int_0^{\xi(\tau, t)} d\xi j_b(\tau, \xi) E(\tau, \xi) \simeq \frac{\Delta W_h(t)}{W_0} + \frac{\Delta W_l(t)}{W_0}, \quad (12)$$

где

$$\frac{\Delta W_h(t)}{W_0} = -\frac{v_0}{W_0 \omega_b \omega_p} \int_0^{\omega_p t b} d\tau \int_0^{\xi(\tau, t)} d\xi j_{bh}(\tau, \xi) E_h(\tau, \xi),$$

$$\frac{\Delta W_l(t)}{W_0} = -\frac{v_0}{W_0 \omega_b \omega_p} \int_0^{\omega_p t b} d\tau \int_0^{\xi(\tau, t)} d\xi j_{bl}(\tau, \xi) E_l(\tau, \xi),$$

$W_0 (=mc^2 (\gamma_0 - 1) n_{bm} v_0 t_0 \varphi(k))$ — начальная кинетическая энергия сгустка, а индексами h и l помечены соответственно высоко- и низкочастотные части энергопотерь продольного поля и пучкового тока, причем $E_l(\tau, \xi) = \bar{E}(\tau, \xi)$.

Частицы, соответствующие фиксированному пугу τ , в результате развития пучково-плазменной неустойчивости отдают энергию за время $t_s(\tau)$ (захваченные частицы в среднем за период баунс-колебаний не обмениваются энергией с волной), поэтому при $t > t_{sm}$ темп высокочастотных потерь $(\Delta W_h(t))/W_0$ заметно падает. Выражение для $(\Delta W_h(t_{sm}))/W_0$ имеет вид

$$\begin{aligned} \frac{\Delta W_h(t_{sm})}{W_0} &\simeq \frac{0.7\gamma_0\beta_0^2}{\gamma_0 - 1} \sqrt{\frac{n_{bm}\gamma_0}{n_p}} \int_{\alpha}^k dx \rho(x) \sqrt{\frac{\varphi(x)}{2\alpha \ln \frac{1}{\alpha} + v_* x}} \times \\ &\times \left[1 - \sqrt{\frac{n_{bm}}{n_p \gamma_0^2} \frac{\varphi(x)}{2\alpha \ln \frac{1}{\alpha} + v_* x}} \right]. \end{aligned} \quad (13)$$

В некоторых случаях интегрирование удобно производить, разложив подынтегральное выражение в ряд около точки $x = k/2$. Например, для формы сгустка $\rho(x) = \sin x$ соотношение (13) упрощается и его можно переписать следующим образом:

$$\frac{\Delta W_h(t_{sm})}{W_0} \simeq \frac{0.5\gamma_0 S}{\gamma_0 - 1} \left(1 - \frac{S}{\beta_0^2 \gamma_0^2} \right), \quad (14)$$

где

$$S = \beta_0^2 \sqrt{\frac{n_{bm}\gamma_0}{n_p \left(\alpha \ln \frac{1}{\alpha} + \frac{v_* \pi}{4} \right)}}.$$

Определим теперь низкочастотную часть энергопотерь $(\Delta W_l(t))/W_0$ при $0 \leq t \leq t_f$, в случае $v \simeq \omega_p$. Опуская простые, но громоздкие преобразования, сразу запишем следующую приближенную формулу:

$$\begin{aligned} \frac{\Delta W_l(0 \leq t \leq t_f)}{W_0} &\simeq \frac{\gamma_0(\gamma_0 + 1)}{\Delta \varphi(k)} \left\{ \frac{at^*}{\Lambda} \int_0^k dx \rho^2(x) - \frac{1}{\Lambda} \int_0^k dx \rho^2(x) x + \frac{4at^*}{3\Lambda^3} \int_0^k dx x \rho^3(x) - \right. \\ &\left. - \frac{2}{3\Lambda} \left(\frac{at^*}{\Lambda} \right)^2 \int_0^k dx \rho^3(x) + \frac{\alpha}{6v_*} \left(\frac{at^*}{\Lambda} \right)^3 \int_0^k dx \rho(x) [\rho'(x)]^2 \right\}, \end{aligned} \quad (15)$$

из которой при $\Lambda \gg k$ следует, что, оценивая энергопотери слаборелятивистского (10) сгустка, можно считать его вплоть до момента t_f^* заданным (недеформируемым) и не учитывать третий, четвертый и пятый члены. Правильность (15) была проверена с помощью численных расчетов.

На рис. 3 приведены зависимости $(\Delta W_l(t^*)/W_0)$ для $\rho(\tau) = \sin(\pi(\tau/\tau_b))$ при различных значениях параметров α, ν_* . Сплошная линия — результаты численного моделирования, пунктир — оценка по формуле (15). Вертикальными рисками отмечены моменты t_f^{*A} . Как и ожидалось, с ростом параметра Λ роль динамики сгустка падает, а $(\Delta W_l(t^*)/W_0)$ все более напоминает прямую линию. При $t^* > t_f^{*A}$ темп потерь заметно падает.

Перейдем к рассмотрению полных энергопотерь сгустка. Ясно, что при $t > t_0$, когда в результате развития неустойчивости сгусток значительно деформируется, применимость модели низкочастотного торможения сомнительна. Тем не менее анализ профилей $E^*(z^*)$ и $n_b^*(z^*)$ в различные моменты времени при различных значениях параметра ν_* все же наводит на мысль об относитель-

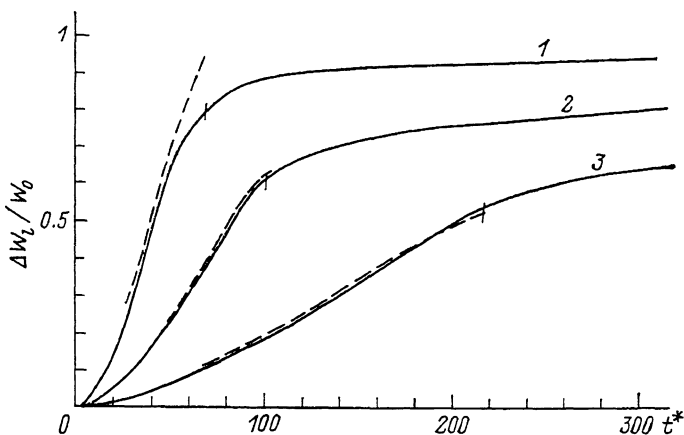


Рис. 3. Временные зависимости низкочастотных энергопотерь сгустка в случае, когда неустойчивость не развивается, при различных значениях параметра Λ .

1 — 2.75, 2 — 5, 3 — 5.6. Пунктир — аналитическая модель.

ной независимости низкочастотного канала отвода энергии от профиля сгустка. Для проверки этого предположения мы по формулам (14), (15) оценим полные потери

$$\left(\frac{\Delta W}{W_0} = \frac{\Delta W_l}{W_0} + \frac{\Delta W_h}{W_0}\right)$$

при $0 \leq t \leq t_f$, а затем сравним с результатами численного моделирования.

При малых значениях частоты столкновений $\nu \ll \Gamma_0; t_b^{-1} \ln((\omega_p t_b)/k)$ времена t_{sm} и t_f сильно различаются, причем $t_f \gg t_{sm}$. Поэтому естественно ожидать, что сгусток теряет энергию на двух следующих этапах: при $0 < t \leq t_{sm}$ и при $t_{sm} \leq t \leq t_f$. С ростом частоты столкновений величины t_{sm} и t_f , первая из которых растет, а вторая уменьшается, сближаются, пока при $\nu_* \sim (\omega_p t_b)^{-1/2}$ не сравняются (напомним, что длительность сгустка ограничена условиями (6), (7), (10), а также $\Lambda \gg k$).

На рис. 4 представлены временные зависимости энергопотерь сгустка с $\rho(\tau) = \sin(\pi\tau/\tau_b)$ и длительностью $t_b^* = 20\pi$ при различных значениях параметра ν_* (пунктир — оценка по аналитическим формулам). При $\nu_* = 3 \cdot 10^{-2}$ первая стадия отчетливо прослеживается на интервале $0 < t^* \leq 100$. На второй стадии функция $(\Delta W(t^*)/W_0)$ увеличивается значительно более плавно. С ростом частоты столкновений темп потерь на обеих стадиях выравнивается, и при $\nu_* = 0.2$ доминируют низкочастотные потери. К моменту времени t_f^* сгусток, согласно аналитической оценке, отдает 83 % своей кинетической энергии.

Неплохое согласие аналитической теории и результатов численного моделирования позволяет заключить, что при оценке энергопотерь можно предполагать относительную независимость обоих каналов отвода энергии и пользоваться формулами (13), (15). Этот вывод для сгустка в виде полусинуса проверялся при различных значениях параметров $\nu_*, \alpha, \beta_0, n_{bm}/n_p$.

6. Завершая работу, коротко остановимся на основных результатах. Аналитически и численно исследованы коллективные процессы, сопровождающие транспортировку электронного сгустка малой плотности через столкновительную плазму в диапазоне значений параметров $0 \leq \nu \leq \omega_p$. Рассмотрены особенности перехода от бесстолкновительного предела к сильностолкновительному.

Энергопотери сгустка являются следствием как развития резонансной пучково-плазменной неустойчивости, так и торможения в низкочастотном электрическом поле, ответственном за создание обратного плазменного тока. При их оценке можно предполагать относительную независимость обоих каналов отвода энергии и пользоваться формулами (13), (15).

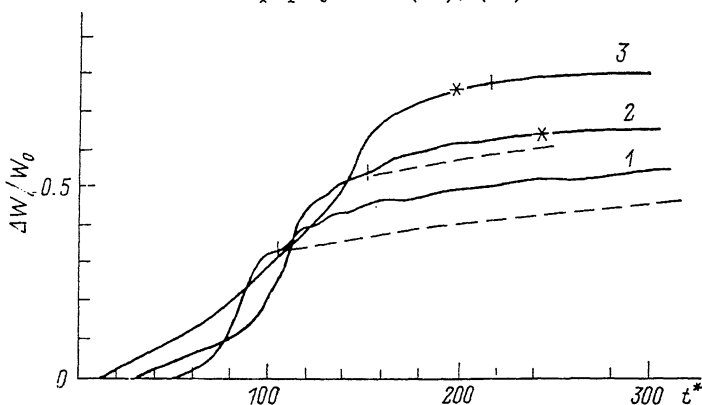


Рис. 4. Временные зависимости полной энергопотери сгустка длительности $t_b^* = 20\pi$ при различных значениях параметра ν_* .

1 — 0.03, 2 — 0.1, 3 — 0.2. Вертикальными рывками и звездочками отмечены моменты времени t_{sm}^{*A} и t_j^{*A} соответственно, пунктир — аналитическая теория.

В пределе редких столкновений $\nu \ll 4t_b \ln((\omega_p t_b)/k)$ отчетливо прослеживаются два этапа энергопотери, на первом из которых $0 < t \leq t_{sm}$ преобладают высокочастотные потери, а на втором $t_{sm} \leq t \leq t_j$ — торможение в низкочастотном поле.

В сильностолкновительном случае, когда неустойчивости подавляются, основную долю энергии сгусток теряет в интервале $0 \leq t \leq t_j$, причем, если $\Delta \gg k$, при оценке потерь можно не учитывать динамику пучковых электронов.

Список литературы

- [1] Рухадзе А. А., Богданкевич Л. С., Росинский С. Е., Рухлин В. Г. Физика сильно точных релятивистских электронных пучков. М.: Атомиздат, 1980. 166 с.
- [2] Иванов А. А., Рудаков Л. И. // ЖЭТФ. 1970. Т. 58. Вып. 4. С. 1332—1339.
- [3] Иванов А. А., Параша В. В., Соболева Т. К. // ЖЭТФ. 1972. Т. 63. Вып. 2. С. 1678—1686.
- [4] Веденин П. В. // ЖТФ. 1990. Т. 60. Вып. 11. С. 57—64.
- [5] Боголюбовский И. Л. // ЖТФ. 1976. Т. 46. Вып. 1. С. 58—65.
- [6] Альтержон Б. А., Жексембин С. Р., Рухлин В. Г., Тараканов В. П. Препринт ИВТ АН СССР. № 6-193. М., 1986. 35 с.
- [7] Рухадзе А. А., Рухлин В. Г., Северьянов В. В. // Физика плазмы. 1978. Т. 4. № 2. С. 463—467.
- [8] Рухадзе А. А., Рухлин В. Г., Северьянов В. В. // Кр. сообщ. по физике. М., 1978. № 10. С. 23—28.
- [9] Веденин П. В., Рухлин В. Г., Тараканов В. П. // Физика плазмы. 1989. Т. 15. № 10. С. 1246—1251.
- [10] Winsk D., Jackson E. A. // Phys. Fluids. 1975. Vol. 18. N 3. P. 389—392.

Московский радиотехнический институт
АН СССР

Поступило в Редакцию
13 апреля 1990 г.
В окончательной редакции
12 сентября 1990 г.