

- [4] Бузалис Р. Р., Дементьев А. С., Косенко Е. К. // Квантовая электроника. 1985. Т. 12. № 10. С. 2024—2033.
- [5] Горбунов В. А. // Квантовая электроника. 1984. Т. 11. № 8. С. 1581—1592.
- [6] Гайжаускас Э., Крушас В., Недбаев Н. Я. и др. // Квантовая электроника. 1986. Т. 13. № 6. С. 1297—1299.
- [7] Паперный С. Б., Старцев В. Р. // Тез. докл. XII Всесоюз. конф. по когерентной и нелинейной оптике. М., 1985. Т. 2. С. 771—772.
- [8] Дьяков Ю. Е., Никитин С. Ю. // Квантовая электроника. 1982. Т. 9. № 6. С. 1258—1261.

Вильнюсский  
государственный университет  
им. В. Капсукаса

Поступило в Редакцию  
21 марта 1989 г.

В окончательной редакции  
9 ноября 1989 г.

04; 10

Журнал технической физики, т. 60, в. 5, 1990

© 1990 г.

## МНОГОВОЛНОВОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ СИЛЬНОТОЧНОГО РЕЛЯТИВИСТСКОГО ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА С ПЛАЗМОЙ

Е. А. Галстьян, Н. И. Карбушев

В связи с интенсивным развитием коллективных методов ускорения заряженных частиц в последние годы значительно вырос интерес к проблеме возбуждения волны в плазме сильноточными электронными пучками. В работах [1, 2] была построена нелинейная теория взаимодействия моноэнергетичного тонкостенного трубчатого электронного пучка с холодной замагниченной плазмой, полностью заполняющей круглый металлический волновод. Однако ее результаты справедливы лишь для слаботочных пучков. Это обусловлено тем, что при выводе асимптотических уравнений предполагалось возбуждение электронным пучком в процессе взаимодействия только одной синхронной волны плазменного волновода. В работах [1] не учитывалось искажение пучком поперечного профиля полного электрического поля в волноводе, а в [2] такое искажение учитывалось путем введения коэффициента депрессии, характеризующего собственные колебания пучка. Нетрудно убедиться в том, что с ростом тока пучка область синхронизма расширяется и в ней на одной и той же частоте оказывается несколько волн (мод) плазменного волновода. Вследствие того что переменный ток пучка неортогонален всем модам, отличающимся дискретными значениями радиальных волновых чисел, все они могут возбуждаться одновременно. Понятие синхронной волны при этом теряет смысл, а взаимодействие пучка с плазмой приобретает принципиально многоволновый характер.

В случае азимутально-симметричных возмущений система стационарных во времени нелинейных уравнений для холодной замагниченной плазмы и тонкостенного трубчатого моноэнергетичного электронного пучка имеет вид

$$\frac{d\theta}{d\zeta} = w - \delta, \quad \frac{dw}{d\zeta} = [1 + w(1 - \gamma_0^{-2})]^{3/2} \operatorname{Re}(\mathcal{E}e^{-i\theta}),$$

$$\frac{d\mathcal{E}_s}{d\zeta} - i\mathcal{E}_s \left( \frac{\mu_s^2}{\mu_1^2} - 1 \right) (1 + \delta) = v \frac{\mu_s^2}{\mu_1^2} \frac{J_0^2(\mu_s r_b / R)}{J_1^2(\mu_s)} (1 + \delta)^2 \rho. \quad (1)$$

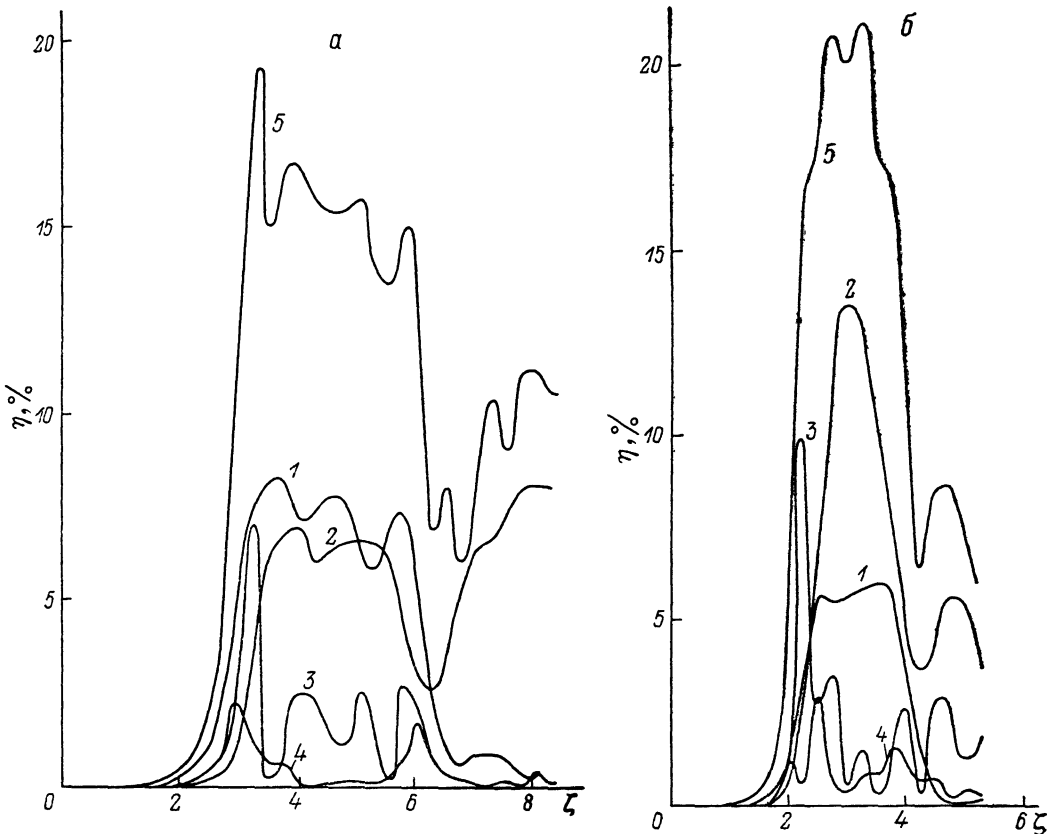
Здесь

$$\rho = \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} e^{i\theta} d\theta_0, \quad \mathcal{E} = -\frac{4\gamma_0 e E_x(r_b)}{m\omega u} = \sum_{s=1}^N \mathcal{E}_s - i\nu_N (1 + \delta) \rho + \nu \Delta_N \frac{d\rho}{d\zeta} \quad (2)$$

— нормированные амплитуды плотности заряда пучка и продольной составляющей действующего на электроны пучка полного электрического поля,  $\mathcal{E}_s$  — амплитуды  $N$  первых мод плазменного волновода на частоте  $\omega$  с постоянными распространения  $k_s = (\omega^2/c^2 - \mu_s^2/R^2 \epsilon_p)^{1/2}$ ,  $\theta = \omega t - k_1 z$  — фаза электронов пучка относительно первой моды с номером  $s=1$ ,  $\delta = 2\gamma_0 \times \times (k_1 u / \omega - 1)$  — расстройка,  $\zeta = \omega z / 2\gamma_0^2 u$  — безразмерная продольная координата,  $w = = 2\gamma_0^2 (1 - v/u)$ ,  $\nu = 16eI / \mu_1^2 m \gamma_0 u^3$ ,  $\gamma_0 = (1 - u^2/c^2)^{-1/2}$  — релятивистский фактор электронов пучка  $v$  и  $u$  — текущая их скорость и его значение в сечении инжекции  $z=0$ ,  $I$  — ток инжекции

пучка,  $e$  и  $m$  — заряд и масса электрона,  $c$  — скорость света,  $J_0$  и  $J_1$  — функции Бесселя нулевого и первого порядка,  $\mu_s$  — корни уравнения  $J_0(\mu_s) = 0$ .

Величины  $\Gamma_N$  и  $\Lambda_N$  являются функциями отношения радиуса пучка  $r_b$  к радиусу волновода  $R$ .<sup>1</sup> При выводе (1) полагалось выполнение условий  $|w| \ll 2\gamma_0^2$ ,  $|\delta| \ll 2\gamma_0^2$ . При  $N=1$  и  $\Lambda_N=0$  система уравнений (1) сводится к известной в одноволновой теории [2]. В случае  $N > 1$  теория является многоволновой, учитывающей возбуждение пучком одновременно нескольких низших мод плазменного волновода с номерами  $s \leq N$ . Член в (2), содержащий величину  $\Lambda_N > 0$ , приближенно учитывает возбуждение всех остальных высших мод с но-



мерами  $s \geq N+1$ . Номер  $N$  при расчетах следует выбирать таким, чтобы для всех  $s \geq N+1$  выполнялись условия

$$\left| \frac{d \ln \varepsilon_s}{d\zeta} \right| \ll \left( \frac{\mu_s^2}{\mu_1^2} - 1 \right) (1 + \delta). \quad (3)$$

Система уравнений (1) должна быть дополнена граничными условиями в сечении инжекции пучка  $\zeta=0$ . В случае пучка без предварительной модуляции они записываются следующим образом ( $\zeta=0$ ):

$$\theta = \theta_0 \in [0, 2\pi], \quad w = 0, \quad \varepsilon_s = \varepsilon_{s0}. \quad (4)$$

Относительная доля потерь кинетической энергии пучка  $\eta$  определяется соотношением

$$\begin{aligned} \eta &= \frac{1}{2\pi(1-\gamma_0^{-1})} \int_0^{2\pi} \left[ 1 - \frac{1}{\sqrt{1+w(1-\gamma_0^{-2})}} \right] d\theta_0 = \sum_{s=1}^N \eta_s + \eta_\Lambda = \\ &= \frac{1+\gamma_0^{-1}}{8\nu} \left[ \frac{1}{(1+\delta)^2} \sum_{s=1}^N \frac{\mu_1^2 J_1^2(\mu_s) (|\varepsilon_s|^2 - |\varepsilon_{s0}|^2)}{\mu_s^2 J_0^2(\mu_s r_b/R)} + \nu^2 \Lambda_N |\delta|^2 \right], \quad (5) \end{aligned}$$

<sup>1</sup> При вычислении величин  $\Gamma_N$  и  $\Lambda_N$  можно воспользоваться выражением для функции  $\Gamma(k)$ , полученной в [3].

одновременно выражающим закон сохранения потока энергии. В таком представлении суммарный поток энергии высших волн с номерами  $s \geq N+1$  выступает в виде потока энергии собственных колебаний пучка.

Численный расчет системы уравнений (1) производился для значения расстройки  $\delta=0$ , соответствующей равенству скорости инжекции пучка и фазовой скорости первой моды плазменного волновода. Пучок полагался ультррелятивистским ( $\gamma_0 \gg 1$ ), его радиус равным  $r_b=R/2$ , учитывалось одновременное возбуждение трех первых волн плазменного волновода ( $N=3$ ). Начальное значение амплитуды первой волны ( $s=1$ ) полагалось равным  $\varepsilon_{10}=0.05$ , а двух других ( $s=2, 3$ ) — нулю. Результаты расчетов представлены на рисунке (а —  $\sim \nu J_0^2(\mu_1 r_b/R)/J_1^2(\mu_1)=2$ ; б —  $\sim \nu J_0^2(\mu_1 r_b/R)/J_1^2(\mu_1)=5$ ), где приведены зависимости от координаты  $\zeta$  относительных долей потоков энергии трех плазменных волн  $\eta_s$  (кривые 1, 2, 3 соответствуют номерам  $s=1, 2, 3$ ), собственных колебаний пучка  $\eta_\lambda$  (кривые 4) и общих потерь кинетической энергии пучка  $\eta$  (кривые 5). В начале процесса взаимодействия потоки энергии всех трех волн нарастают одновременно, хотя в сечении  $\zeta=0$  отлична от нуля амплитуда только первой волны. Потоки их энергии сравнимы по величине, а амплитуды волн с номерами  $s=2, 3$  могут значительно превосходить амплитуду первой волны из-за их меньшей групповой скорости. Весьма заметной является также доля потока энергии собственных колебаний пучка, обусловленная возбуждением высших плазменных волн с номерами  $s \geq N+1$ . В отличие от результатов одноволновой теории [1, 2] с ростом тока пучка (параметра  $\nu$ ) не наблюдается быстрого ( $\sim \nu^{-1}$ ) уменьшения относительных потерь его кинетической энергии  $\eta$ . Вместо этого проявляются тенденция к некоторому увеличению максимального значения  $\eta$  и соответственно рост потерь.

Соотношение между потоками энергии отдельных плазменных волн, а также величина общих потерь кинетической энергии пучка существенно определяются как радиусом пучка, так и расстройкой  $\delta$ . Многоволновый характер взаимодействия сильноточного электронного пучка с плазмой имеет место в принципе при любой другой поперечной геометрии системы.

#### Список литературы

- [1] Кузелев М. В., Рухадзе А. А., Филиппычев Д. С. // Релятивистская высокочастотная электроника. Проблемы повышения мощности и частоты изучения / Под ред. А. В. Гапонова-Грехова. Горький, 1981. С. 170—203. Физика плазмы. 1982. Т. 8. № 3. С. 537—542.
- [2] Кузелев М. В., Панин В. А., Рухадзе А. А., Филиппычев Д. С. // Письма в ЖТФ. 1984. Т. 10. Вып. 4. С. 228—230. Физика плазмы. 1985. Т. 11. № 1. С. 104—108.
- [3] Карбушев Н. И. Физика плазмы. 1985. Т. 11. № 11. С. 1391—1397.

Поступило в Редакцию  
8 марта 1989 г.

В окончательной редакции  
26 сентября 1989 г.

## О ПАРАМЕТРИЧЕСКОМ МЕХАНИЗМЕ ИЗЛУЧЕНИЯ БЫСТРЫХ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ В КРИСТАЛЛЕ

В. П. Лапко, Н. Н. Насонов

В связи с недавним экспериментальным обнаружением [1, 2] предсказанного ранее параметрического рентгеновского излучения (ПРИ) быстрой заряженной частицы в кристалле [3-6] актуальным становится детальный теоретический анализ этого явления. Используемый в настоящее время подход к описанию ПРИ (в рамках этого подхода кристалл характеризуется периодической в пространстве диэлектрической проницаемостью) позволяет учесть только когерентный коллективный отклик электронной подсистемы кристалла на электромагнитное поле движущегося в кристалле заряда. В настоящей работе показывается, что учет индивидуального отклика электронов кристалла приводит к возникновению допол-