[7] *Тихонов А.Н., Арсенин В.Я.* Методы решения некорректных задач. М.: Наука, 1986. 288 с.
[8] *Гончарский А.В., Леонов А.С., Ягола А.Г.* // ДАН СССР. 1974. Т. 214. № 3. С. 499–500.
[9] *Корн Г., Корн Т.* Справочник по математике для научных работников и инженеров. М.: Наука, 1984. 831 с.

Харьковский физико-технический институт

Поступило в Редакцию
1 апреля 1991 г.
В окончательной редакции
31 октября 1991 г.

01;04;10
Журнал технической физики, т. 62, в. 7, 1992

К ТЕОРИИ ИНЖЕКЦИИ СВЕРХПЛОТНЫХ ПУЧКОВ В ПЛАЗМУ

Э.В.Ростомян

Как известно, при инжекции электронного пучка в плазму его фронт индуцирует электромагнитное поле, которое по существу является начальным возмущением для развивающейся плазменно-пучковой неустойчивости [1]. Динамика дальнейшего развития неустойчивости зависит от многих факторов, основным из которых является величина тока пучка. При малых токах структура возбудаемых полей зависит лишь от свойств и геометрии плазмы [2,3]. С увеличением тока пучка все бо́льшую роль начинают играть поля высокочастотного пространственного заряда пучка [4–9]. Они могут влиять не только на структуру возбуждаемых пучком полей и динамику их роста [8,10], но и определять физический механизм воздействия пучка с плазмой. В качестве параметра, характеризующего взаимодействие электронного пучка с плазмой, может служить величина

$$\alpha = \frac{\omega_b^2}{\gamma^3 k_\perp^2 u^2}, \tag{1}$$

где $\omega_b^2 = 4\pi n_b e^2/m$, n_b — плотность пучка, u — его скорость, e и m — заряд и масса электрона, $\gamma = (1 - u^2 c^{-2})^{-1/2}$, $k_\perp$ — поперечное волновое число.

При малых токах пучка, когда он меньше предельного вакуумного $I \ll I_0 = \gamma m u^3/16e$ и соответственно $\alpha \ll \gamma^{-2}$, взаимодействие пучка с плазмой определяется индуцированным излучением плазменных волн электронами пучка. Возбуждаемые колебания оторваны от пучка в том смысле, что существуют в его отсутствие. Иная ситуация имеет место для пучков с токами, превышающими предельный вакуумный, т.е. в условиях $\gamma^{-2} \ll \alpha \ll 1$. Здесь механизм неустойчивости связан либо с возбуждением пучковых волн с отрицательной энергией либо с апериодической модуляцией пучка и возникновением полей, связанных с пучком и увлекаемых им [8,10]. В результате меняется зависимость инкремента от плотности пучка, искажается поляризация и поперечная структура полей [4,8,9]. Максимум инкремента сдвигается в область, где фазовая скорость плазменной волны меньше скорости пучка.

При еще бóльших токах пучка, когда $\alpha \gtrsim 1$ (это условие означает превышение предельного тока Пирса), доминирующими процессами в плазма-пучковой системе являются усиление и накопление сильнопотенциальных колебаний [11], что фактически не отличает их от систем с $k_\perp = 0$. Этот эффект имеет место в предельно широкой полосе частот $\omega < \omega_p = (4\pi n_p e^2/m)^{1/2}$ (n_p — плотность плазмы), и рост коэффициента усиления при $\omega \to \omega_p$ является следствием эффекта накопления. При таких сверхплотных пучках максимальный инкремент имеет привычный вид $\sim \omega_b^{2/3}$ вплоть до значения $n_b \lesssim n_p\gamma^3$.

В связи со сказанным представляет интерес исследовать пространственную структуру и динамику роста, индуцированных фронтом полей для пучков произвольной плотности. В данной работе такое исследование проводится для полуограниченной системы. Необходимо отметить, что, хотя использованный метод вычисления полей и полученные результаты формально годятся для пучков любой плотности, их применяемость к пучкам с токами, порядка или бóльшими предельного тока Пирса, может быть ограничена. Это связано с возможным нарушением условий применимости линейного приближения для плазмы и пучка при столь больших токах. Однако (см. ниже) для плотных пучков на определенных расстояниях от фронта условия линейности не нарушаются. До настоящего времени пучки со столь большими токами не используются в экспеприментах по плазменно-пучковому взаимодействию.

В данной работе предполагается, что плазма холодная и занимает полупространство $z > 0$. Пучок предполагается релятивистским ($\gamma \gg 1$), моноэнергетическим, однородным по сечению, с резким фронтом, замагниченным (как и плазма). Ток пучка может быть представлен в виде

$$j_b(z,t) = j_0\eta(\tau), \tag{2}$$

где $j_0 = en_bu = \text{const}\eta(x) = 1,\ x \geqslant 0,\ \eta(x) = 0,\ x < 0,\ \tau = t - z/u$.

Пространственно-временнóе распределение, например, для продольной компоненты электрического поля E_z, индуцируемого фронтом пучка, дается выражением [1]

$$E_z(z,t) = -\int\int \frac{d\omega dk_z}{(2\pi)^2}\frac{4\pi i}{\omega\varepsilon} j_b(\omega,k_z)\exp(ik_zz - i\omega t), \tag{3}$$

где $\varepsilon = 1 - \omega_p^2/\omega^2 - \omega_b^2\gamma^{-3}/(\omega - k_2u)^2$, $j_b(\omega,k_z) = j_0u/\omega(k_zu - \omega)$ — фурье-образ тока пучка.

Для интегрирования выражения (3) без дополнительных ограничений на плотность пучка перейдем к безразмерным переменным

$$x = \frac{\omega - k_zu}{\omega_b}\gamma^{3/2}, \quad y = \omega/\omega_p, \tag{4}$$

что соответствует переходу к новым координатам $\omega_p\tau$ и $\omega_b z/\gamma^{3/2}u$. Интегрирование по y проводится взятием вычетов в полюсах подинтегрального выражения

$$y_0^{(\pm)} = \pm x(x^2 - 1)^{1/2}, \tag{5}$$

совпадающих с корнями дисперсионного соотношения $\varepsilon = 0$. Второе интегрирование проводится методом перевала. Перевальными точками являются

$$x_0^{(\pm)} = \pm v + iw, \tag{6}$$

где $2v^2 = p+q$, $2w^2 = p-q$, $p = (1-\mu+\mu^2)^{1/2}$, $q = 1-\mu/2$, $\mu = \gamma(\omega_p u\tau/\omega_b z)^{2/3}$.

В результате получаем следующее выражение для поля E_z за фронтом пучка $\tau > 0$:

$$E_z(z,t) = -\frac{4j_0}{\omega_p}\sqrt{\frac{2\pi\gamma^{3/2}u}{3\omega_b z p^{1/2}}}e^{\varkappa(z,t)}\sin\Phi(z,t), \tag{7}$$

где $\varkappa(z,t) = (\omega_b z/\sqrt{2\gamma^3}u)(p-q)^{1/2}(p+2q)$, $\Phi(z,t) = \Omega(z,t) + \vartheta_0/2 - \pi/4$, $\vartheta_0 = \operatorname{arctg}(w/v)$, $\Omega(z,t) = (\omega_b z/\sqrt{2\gamma^3}u)(p+q)^{1/2}(2q-p)$.

Как видно из (7), индуцированное фронтом пучка произвольной плотности поле представляет собой волновой пакет с амплитудой и частотой, сложным образом зависящих от параметров системы, координат и времени. Распределение и динамика роста амплитуды определяются в основном фактором $\exp\varkappa(z,t)$. Пространственно-временна́я зависимость проявляется в основном в сочетании $\mu = \gamma(\omega_p u\tau/\omega_b z)^{2/3}$. В пределе больших μ (т.е. малых плотностей пучка) выражения для $\varkappa(z,t)$ и $\Phi(z,t)$ переходит в следующие:

$$\varkappa(z,t) \to \varkappa_0(z,t) = \frac{3\sqrt{3}}{4\gamma}(\omega_b^2\omega_p z^2\tau/u)^{1/3}, \quad \Phi(z,t) \to \omega_p\tau - \varkappa_0 + \pi/12$$

и совпадают с соответствующими выражениями, полученными в предположении $\omega_b \ll \omega_p$ [1]. Выражение (7) является обобщением результата, полученного в [1] на случай пучка произвольной плотности, и имеет его своим пределом. При $\omega_b \ll \omega_p$ в точке $z = (2/3)ut$ имеет место экспоненциальный рост с общеизвестным инкрементом $(\sqrt{3}/2^{4/3}\gamma)(\omega_p\omega_b^2)^{1/3}$.

Учет малой столкновительной диссипации в плазме приводит к уменьшению амплитуды индуцированного поля. При этом в (7) необходимо заменить

$$\varkappa(z,t) \to \varkappa(z,t) - \nu\tau/2, \tag{8}$$

где ν — частота столкновений плазменных электронов.

Необходимо отметить, что в процессе получения (7) наложено лишь одно ограничение, связанное с интегрированием методом перевала и которое для плотных $\omega_b \gtrsim \omega_p\gamma^3$ пучков (как и для допредельных [1]) сводится к $\omega_p\tau \gg 1$. Его выполнение позволяет рассматривать все более плотные пучки без нарушения условий применимости линейного приближения (увеличивая ω_b и не изменяя при этом μ).

Формула (7) получена в предположении мгновенного нарастания тока пучка. Учет плавного фронта приведет к уменьшению амплитуд индуцированных полей. Дополнительные исследования показывают, что формулой (7) можно пользоваться, пока время нарастания пучкового тока меньше периода плазменных колебаний.

Результаты настоящей работы могут быть применены к случаю распространения сверхплотного пучка в замагниченном плазменном волноводе, если плотность пучка удовлетворяет условию $\omega_b^2 \gtrsim k_\perp^2 u^2\gamma^3$, где $k_\perp = \mu_{0s}/R$, μ_{os} — корни функции Бесселя J_0, R — радиус волновода.

Список литературы

[1] *Рухадзе А.А., Богданкевич Л.С., Росинский С.Е. и др.* Физика сильноточных релятивистских электронных пучков. М.: Атомиздат, 1980. 165 с.
[2] *Ростомян Э.И., Рухлин В.Г.* // Физика плазмы. 1985. Т. 11. № 8. С. 985–990.
[3] *Ростомян Э.И., Рухлин В.Г.* // Изв. АН АрмССР. Сер. Физика. 1982. Т. 17. № 6. С. 314–322.
[4] *Айзацкий Н.И.* // Физика плазмы. 1980. Т. 6. № 3. С. 597–604.
[5] *Кузелев М.В., Рухадзе А.А.* // Письма в ЖТФ. Т. 6. Вып. 13. С. 1388–1391.
[6] *Белов Н.Е., Карбушев Н.И., Рухадзе А.А.*// ЖТФ. 1982. Т. 52. Вып. 8. С. 1674–1677.
[7] *Блиох Ю.П., Карась В.И., Любарский М.Г. и др.* // ДАН СССР. 1984. Т. 276. № 1. С. 56–59.
[8] *Карбушев Н.И.* // Физика плазмы. 1985. Т. 11. № 11. С. 1391–1397.
[9] *Кузелев М.В., Рухадзе А.А.* Электродинамика плотных электронных пучков в плазме. М.: Наука, 1990. 324 с.
[10] *Ростомян Э.В.* // УФЖ. 1989. Т. 33. № 7. С. 1030–1033.
[11] *Цытович В.Н.* Нелинейные эффекты в плазме. М.: Наука, 1967.

Институт радиофизики и электроники
Аштарак

Поступило в Редакцию
29 апреля 1991 г.
В окончательной редакции
6 февраля 1992 г.

01;07

Журнал технической физики, т. 62, в. 7, 1992

ОСОБЕННОСТИ ВЫРОЖДЕННОГО ЧЕТЫРЕХВОЛНОВОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ В АНИЗОТРОПНЫХ СРЕДАХ

Т.В.Галстян

В работе [1] нами была теоретически и экспериментально изучена динамика развития нелинейного сигнала четырехволнового взаимодействия (ЧВВ) на ориентационном механизме нелинейности в петлевой схеме обратной связи. При этом, учитывая особенности рассеяния света в нематических жидких кристаллах (НЖК) [2], использовались почти встречные волны накачек взаимно ортогональной поляризации и, в частности, определялись собственные моды и соответствующие им пороги генерации нелинейного кольцевого генератора в стационарном режиме.

Известно, что ЖК материалы обладают также большой конформационной [3] и тепловой (см., например, [4]) нелинейностями, что в рассмотренных нами схемах может обусловить ЧВВ связь световых волн и на скалярных решетках возмущения диэлектрической проницаемости. Это может привести к конкуренции ориентационного и скалярного (например, теплового) механизмов нелинейности.

Целью настоящей работы является теоретическое изучение такой связи на примере теплового механизма нелинейности в стационарном режиме.

Из возможных геометрий взаимодействия (рис. 1) мы рассмотрим две основные: случай встречных (ветвь *1*) и попутных (*2*) волн накачек. Прежде всего сделаем несколько упрощений. Обсудим ситуацию (рис. 2,*а*),