

УДК 533.921

## ПЕРЕХОДНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ МОДУЛИРОВАННОГО ПОТОКА ЭЛЕКТРОНОВ В СИЛЬНОНЕОДНОРОДНОЙ ПЛАЗМЕ

И.А.Анисимов, А.А.Зубарев, И.Ю.Котляров, С.М.Левитский

В приближении заданного тока получено выражение для амплитуды переходного излучения модулированного пучка электронов в сильнонеоднородной плазме. Обнаружен эффект немонотонности изменения мощности переходного излучения при варьировании параметра неоднородности для пучка, выходящего из плазмы. Зависимости, полученные аналитически, подтверждаются результатами численного счета.

Задача о переходном излучении зарядов и модулированных пучков на границе вакуум-плотная плазма рассмотрена в литературе для двух крайних случаев: а) скачкообразного изменения концентрации плазмы [1], когда переходное излучение связано с изменением показателя преломления среды на длине формирования переходного излучения (в этом случае граница вакуум-плазма не имеет никаких отличий от общего случая границы раздела двух сред с различающимися значениями магнитной или диэлектрической проницаемости), и б) сильно размытой границы [2-5] ( $k_0L \gg 1$ , где  $L$  — характерный размер переходной области,  $k_0 = \omega/c$  — волновое число электромагнитного излучения в вакууме), когда основной вклад в излучение вносит область локального плазменного резонанса [6].

Настоящая работа естественным образом дополняет результаты [1-5]. В ней рассмотрено взаимодействие модулированного электронного потока с сильнонеоднородной ( $k_0L \ll 1$ ) плазмой. В этом случае вклады в переходное излучение от изменения показателя преломления на длине формирования излучения и от области локального плазменного резонанса оказываются соизмеримыми.

**1. ОПИСАНИЕ МОДЕЛИ.** Полупространство  $z > 0$  заполнено холдной бесстолкновительной ( $\nu/\omega \rightarrow 0$ ) изотропной плазмой, причем в области  $0 \leq z \leq L$  ее концентрация  $n(z)$  линейно возрастает от 0 до  $n_0$ , а в области  $z > L$  — постоянна и равна  $n_0$  ( $n(z > L) = n_0 > n_c$ , где  $n_c = \pi\omega^2/4\pi e^2$ ). Полупространство  $z < 0$  — вакуум. Всю систему пронизывает движущийся вдоль оси  $Oz$  модулированный электронный поток, переменную составляющую плотности тока которого можно записать в

виде:

$$\vec{j}(\vec{r}, t) = \vec{e}_z j_m \exp(i\omega t \mp i\vec{\alpha}\vec{r}); \quad (1)$$

$$\vec{\alpha} = \{0; \alpha \sin \alpha; \alpha \cos \alpha\}; \quad \alpha \approx \omega/v_0.$$

Здесь  $j_m$  — амплитуда волны плотности тока,  $\omega$  и  $v_0$  — частота модуляции и скорость потока ( $v_0 \ll c$ ),  $\alpha$  — угол между волновым вектором  $\vec{\alpha}$  и осью  $\vec{Oz}$ .

Переходное излучение, возникающее в такой системе, будет представлять собой плоскую р-поляризованную электромагнитную волну, уходящую в вакуум под углом  $\beta$  к оси  $\vec{Oz}$  [5]. Угол  $\beta$  определяется из условия синхронизма в направлении  $\vec{Oy}$ :

$$k_0 \sin \beta = \alpha \sin \alpha. \quad (2)$$

Заметим, что угол  $\alpha$  не может быть велик:  $\sin \alpha < v_0/c$ , так как в противном случае происходило бы возбуждение поверхностных волн [7]. Если же  $\alpha = 0$ , то переходное излучение не возникает из-за отсутствия перекрытия электрических полей модулированного электронного потока и искомого электромагнитного излучения.

2. МЕТОД РЕШЕНИЯ ЗАДАЧИ. Из уравнений Максвелла с учетом неоднородности плазмы в приближении заданного тока получаются следующие уравнения для компонент электромагнитного поля р-поляризованных волн:

$$\begin{aligned} \varepsilon \frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{1}{\varepsilon} \frac{\partial H_x}{\partial z} \right) + \frac{\partial^2 H_x}{\partial y^2} + \varepsilon k_0^2 H_x &= i \frac{4\pi}{c} \alpha \sin \alpha j_z; \\ E_y &= -\frac{i}{\varepsilon k_0} \frac{\partial H_x}{\partial z}; \\ E_z &= \frac{i}{\varepsilon k_0} \frac{\partial H_x}{\partial y} + i \frac{4\pi}{\varepsilon \omega} j_z, \end{aligned} \quad (3)$$

где  $\varepsilon = 1 - \omega_p^2/\omega^2 + i\nu/\omega$ ,  $\omega_p^2 = 4\pi e^2 n(z)/m$ . Решениями системы (3) в области  $z < 0$  будут электромагнитное поле волны заданного тока и искомое переходное излучение:

$$H_x(\vec{r}, t) \Big|_{z < 0} = -i \frac{4\pi \sin \alpha}{c \alpha} j(\vec{r}, t) + H_m \exp(i\omega t \mp ik_0 \sin \beta y + ik_0 \cos \beta z). \quad (4)$$

Аналогично в области  $z > L$  решение системы (3) имеет вид суммы волны заданного тока и электромагнитных колебаний, экспоненциально убыва-

ющих вглубь вакуумической плазмы:

$$H_x(\vec{r}, t) \Big|_{z>L} = -i \frac{4\pi}{c} \frac{\sin \alpha}{\varepsilon} j(\vec{r}, t) + H_m^p \exp(i\omega t \mp ik_0 \sin \beta y) \exp(-\gamma z); \quad (5)$$

$$\gamma = (\varepsilon_p k_0^2 + k_0^2 \sin^2 \beta)^{1/2}; \quad \varepsilon_p = -\varepsilon(z \geq L).$$

В области  $0 \leq z \leq L$  можно воспользоваться условием сильной неоднородности плазмы и по аналогии с [8] искать решение системы (3) методом последовательных приближений:  $H_x = H_x^0 + H_x^1 + H_x^2 + \dots$ . Тогда для членов ряда получаются следующие уравнения:

$$\varepsilon \frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{1}{\varepsilon} \frac{\partial H_x^0}{\partial z} \right) = i \frac{4\pi}{c} \varepsilon \sin \alpha j_z; \quad (6)$$

$$\varepsilon \frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{1}{\varepsilon} \frac{\partial H_x^1}{\partial z} \right) + [\varepsilon(z) k_0^2 - k_0^2 \sin^2 \beta] H_x^0 = 0; \dots$$

В нулевом приближении решение имеет вид:

$$H_x(z) \Big|_{0 \leq z \leq L} = i \frac{4\pi}{c} \varepsilon \sin \alpha j_m \int_0^z \varepsilon(\lambda) I_2(\lambda) d\lambda + A I_1(z) + B; \quad (7)$$

$$I_1(\lambda) = \int_0^\lambda \varepsilon(z) dz; \quad I_2(\lambda) = \int_0^\lambda \frac{\exp(\mp i \varepsilon z) dz}{\varepsilon(z)}.$$

Для определения амплитуды искомого переходного электромагнитного излучения необходимо "сшить" решения (4), (5), (7), используя условия непрерывности для  $H_x$  и  $\frac{\partial H_x}{\partial z}$  на границах  $z = 0$  и  $z = L$ .

3. РЕЗУЛЬТАТЫ РЕШЕНИЯ ЗАДАЧИ. В нулевом приближении по малым параметрам  $k_0 L$  и  $v_0/c$  получается следующее выражение для амплитуды излучения:

$$H_m \simeq \frac{4\pi \sin \alpha j_m \{ \gamma I_1(L) - \varepsilon_p + e^{\mp i \varepsilon L} \pm i \varepsilon \varepsilon_p I_2(L) \mp i \gamma \varepsilon \int_0^L \varepsilon(z) I_2(z) dz \}}{c \{ \gamma - i \varepsilon_p k_0 \cos \beta + i \gamma k_0 \cos \beta I_1(L) \}}. \quad (8)$$

В частном случае, когда  $n_0 = 2n_c$ ; выражение резко упрощается [9] и принимает вид:

$$|H_m| \simeq \frac{8\pi \sin \alpha j_m}{\sqrt{2}\omega} |\cos \delta + \delta(\text{Si } \delta \pm \pi/2)|, \quad (9)$$

где  $\delta = \alpha L/2$ ;  $\text{Si } x$  — интегральный синус.

Зависимость приведенной амплитуды излучения от параметра  $\alpha L$ , построенная на основании (9), показана на рис.1 ( $\hat{H} = 4\sqrt{2}\pi \sin \alpha j_m / \omega$ ). Знак  $\alpha L$  на рисунке определяет направление движения электронного потока.

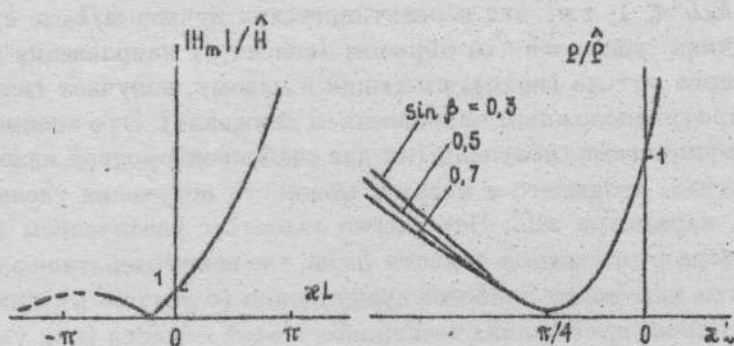


Рис.1, 2:

Подъезжая формулой (9), можно получить (по аналогии с тем, как это сделано в [10]) также выражение для потока мощности излучения, возникающего при прохождении через описанную выше плазму нитевидного модулированного электронного пучка с плотностью тока

$$\vec{j}(\vec{r}, t) = \vec{e}_z \frac{I_m \delta(r)}{\pi r} \exp(i\omega t \mp i\alpha z), \quad (10)$$

где  $r, \varphi, z$  — цилиндрические координаты. Оно имеет вид:

$$P_R(R, \theta, \varphi) = \frac{8\pi v_0^2}{c^3 R^2} \sin^2 \theta \cos^2 \theta [\cos \delta + \delta(\text{Si } \delta \pm \pi/2)]^2 I_m^2, \quad (11)$$

где  $R, \theta, \varphi$  — сферические координаты.

Для случая плоской волны тока (1) был также выполнен машинный расчет мощности излучения в рассматриваемой системе при  $n_0 = 2n_c$  по методу, изложенному в [11]. Результаты расчета представлены на рис.2 ( $\hat{P} = 8\pi v_0^2 \sin^2 \beta j_m^2 / \omega^2 c$ ). Они хорошо совпадают с результатами аналитического расчета при  $|\alpha L| \lesssim \pi$ . При  $|\alpha L| < 1$  кривые для разных значений  $\beta$  сливаются, т.е.  $P(\beta) \sim \sin^2 \beta$ . При  $|\alpha L| > 1$  зависимость  $P(\beta)$  оказывается более сложной.

4. ОБСУЖДЕНИЕ ПОЛУЧЕННЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ. При  $L = 0$  из (8) получается амплитуда переходного излучения модулированного потока электронов на резкой границе плазма-вакуум [1]. При  $\alpha = 0$ , как и следовало ожидать, излучение исчезает.

Ниже в силу громоздкости общей формулы (8) ограничимся обсуждением частного случая  $n_0 = 2n_c$ , описываемого формулой (9). Его можно

условно разделить на две части: излучение, связанное с изменением показателя преломления среды на длине формирования [1], получающееся из (9) при  $\delta \rightarrow 0$ , и излучение из области локального плазменного резонанса (ОЛНР), пропорциональное  $\delta(\text{Si}\delta \pm \pi/2)$ . Последнее может играть заметную роль при  $\alpha L \gtrsim 1$  (это условие не противоречит записанному выше условию  $k_0 L \ll 1$ , т.к. для нерелятивистских пучков  $\alpha/k_0 \simeq c/v_0 \gg 1$ ). Его величина существенно образом зависит от направления движения электронного потока (поток, входящий в плазму, излучает сильнее, чем поток с противоположным направлением движения). Это вполне согласуется с результатами, полученными для слабонеоднородной плазмы [2-5].

Для пучка, входящего в плазму, мощность излучения увеличивается с ростом параметра  $\alpha L$ . Это можно связать с увеличением характерного размера резонансной области  $L\nu/\omega$ , где взаимодействие электронов с электрическим полем наиболее существенно (с ростом  $L$ ), или с увеличением времени пребывания электронов в этой области (при увеличении  $\alpha$ , т.е. при уменьшении  $v_0$ ).

Для пучка, выходящего из плазмы, зависимость мощности излучения от параметра  $\alpha L$  оказывается немонотонной, причем при  $\alpha L \approx 1$  излучение обращается в нуль.

Последний эффект можно объяснить тем, что соотношение фаз поля излучения, связанного со скачком показателя преломления, и излучения из ОЛНР при изменении направления движения электронного потока меняется на обратное: если при вхождении потока в плазму эти поля были синфазными, то для потока, выходящего из плазмы, они противофазны и в определенных условиях способны компенсировать друг друга.

Действительно, ширина ОЛНР составляет  $L\nu/\omega$  и для случая слабо-столкновительной плазмы оказывается значительно меньше длины волны тока в потоке на  $2\pi v_0/\omega$ , так что фазу тока в ОЛНР можно считать не зависящей от координаты  $z$ . В этом случае изменение направления тока на обратное можно рассматривать как изменение его фазы на  $\pi$ . Соответственно на столько же изменится и фаза поля, возбуждаемого этим током в ОЛНР, а также порождаемого им излучения.

Что же касается фазы излучения, связанного со скачком показателя преломления, то она определяется фазой волны тока на границе раздела плазма-вакуум и не изменяется при изменении знака  $\alpha$ .

Отметим, что эффект исчезновения излучения при некотором значении параметра  $\alpha L$  сохраняется и для нитевидного модулированного пучка (это следует из формулы (11)), что в принципе дает возможность наблюдать его экспериментально. Выполнение условия  $n_0 = 2n_c$ , упрощающего расчет, при этом, очевидно, не является обязательным.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Гинзбург В.Л., Цытович В.П. Переходное излучение и переходное рассеяние. — М.: Наука, 1984. — 360 с.
2. Ерохин Н.С., Моисеев С.С., Назаренко Л.А. // ЖЭТФ. 1975. Т.69. N 1. С.131.
3. Калмыкова С.С. // Изв.вузов. Радиофизика. 1975. Т.18. N 5. С.636.
4. Рогашкова А.И. // Радиотехника и электроника. 1980. Т.25. N 5. С.1042.
5. Левитский С.М., Анисимов И.А. // Радиотехника и электроника. 1985. Т.30. N 9. С.1862.
6. Галеев А.А. // ЖЭТФ. 1964. Т.46. N 4. С.1335.
7. Анисимов И.А., Левитский С.М. // Радиотехника и электроника. 1986. Т.31. N 3. С.614.
8. Степанов К.Н. // ЖТФ. 1965. Т.35. N 6. С.1002.
9. Анисимов И.А., Зубарев А.А. // Тезисы докладов VIII Всесоюзн. конф. по физике низкотемпературной плазмы. Минск. 1991. Ч.1. С.147.
10. Анисимов И.А., Котляров И.Ю. // Радиотехника и электроника. 1987. Т.32. N 3. С.601.
11. Анисимов И.А., Котляров И.Ю., Левитский С.М. // Изв.вузов. Радиофизика. 1989. Т.32. N 8. С.1034.

Киевский государственный  
университет

Поступила в редакцию  
23 апреля 1992 г.

TRANSITIONAL RADIATION OF THE MODULATED ELECTRON  
STREAM IN A STRONGLY INHOMOGENEOUS PLASMA

*I.A.Anisimov, A.A.Zubarev, I.Yu.Kotlyarov, S.M.Levitsky*

The transitional radiation amplitude for the modulated electron stream in a strongly inhomogeneous plasma is calculated in the given current approximation. The nonmonotonous change of the transitional radiation power via inhomogeneity parameter for the stream moving from plasma is found. The analytical results are confirmed by the numerical calculations.