

УСИЛЕНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПУЧКОМ ЭЛЕКТРОНОВ НА ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПЛАСТИНЕ

С. Г. Оганесян, С. В. Абаджян

В работах [1-3] рассмотрена возможность создания генератора или усилителя электромагнитных волн на основе переходного излучения, возникающего при пересечении равномерно движущейся частицей границы раздела двух сред [4]. В настоящей работе исследуется вынужденный переходный эффект на диэлектрической пластине.

Пусть линейно-поляризованная электромагнитная волна

$$E_y = \frac{1}{2} E_0 \exp(i\omega t - ikz) \quad (1)$$

падает нормально на диэлектрическую пластину, показатель преломления которой n (волновой вектор $k = \omega/c$). Если толщина пластины l подобрана так, что

$$l = \frac{\lambda}{2n}, \quad (2)$$

где $\lambda = 2\pi c/\omega$ — длина волны усиливаемого излучения, а r — натуральное число, то отраженная волна отсутствует

$$E_y = \frac{1}{2} E_0 \begin{cases} \exp(i\omega t - ikz), & z < 0, \\ \frac{n+1}{2n} \exp(i\omega t - inkz) + \frac{n-1}{2n} \exp(i\omega t + inkz), & 0 \leq z \leq l, \\ \exp[i(n+1)kl + (\omega t - kz)], & z > l. \end{cases} \quad (3)$$

При этом естественным образом отпадают трудности, связанные с анализом потерь, вносимых в усилитель отраженной волной [3].

Определим усиление электромагнитной волны как отношение потерь энергии электронов к потоку энергии падающей волны (1)

$$\Gamma L = - \frac{2 \operatorname{Re} \int_{-\infty}^{+\infty} j_y E_y^* dz}{\frac{c}{8\pi} E_0^2}, \quad (4)$$

L — размеры зоны формирования переходного спонтанного излучения [4], $j_y = e \int v_y f(\mathbf{p}) d\mathbf{p}$ — y -проекция тока, а $f(\mathbf{p})$ — функция распределения частиц в поле (3). Разлагая усиливаемую волну (3) в интеграл Фурье

$$E_y = \frac{1}{2} E_0 \int_{-\infty}^{+\infty} F(q) \exp(i\omega t - iqz) dq, \quad (5)$$

$$F(q) = \frac{(n^2 - 1) k^2 \exp\left[\frac{i}{2}(q - nk)l\right] \sin\left[\frac{1}{2}(q - nk)l\right]}{\pi(q - k)(q^2 - n^2 k^2)}$$

и вычисляя функцию распределения частиц из уровня Власова в линейном по полю (3) приближении [3], находим

$$j_y = \frac{ie^2 E_0}{2\omega} \int \frac{v_y^2 (\omega^2 - c^2 q^2)}{\mathcal{E}(\omega - qv_x)^2} F(q) f_0(\mathbf{p}) \exp(i\omega t - iqz) dq d\mathbf{p}. \quad (6)$$

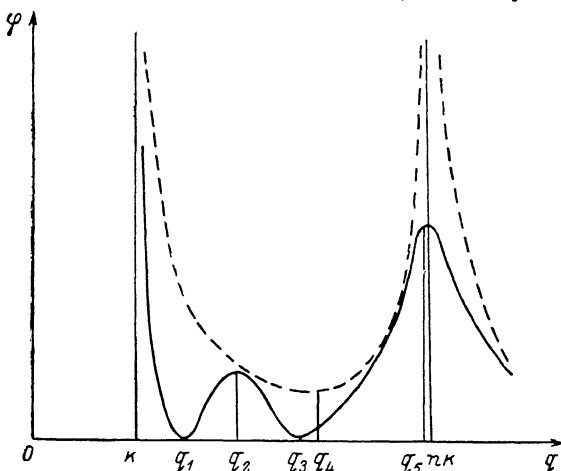
Здесь $f_0(\mathbf{p})$ — начальная функция распределения частиц, \mathcal{E} — их энергия, v — скорость. Отметим, что в формуле (6) оставлены только слагаемые, содержащие полюс и ответственные за усиление электромагнитной волны. Подставляя ток (6) в выражение (4), находим усиление электромагнитной волны в случае, когда разброс пучка по импульсам значительно меньше разброса поля (5) по волновым векторам

$$\Gamma L = 8\pi r_0^2 (n^2 - 1)^2 \rho k^3 \left[\frac{v_y}{v_x} \right]^2 \left| \frac{mc^2}{\mathcal{E}} \frac{d\varphi}{dq} \right|_{q=\omega/v_x}, \quad (7)$$

r_0 — классический радиус электрона; ρ — плотность частиц; \bar{v} , $\bar{\varepsilon}$ — средние значения их скорости и энергии (в дальнейшем для удобства записи знаки среднего опускаются),

$$\varphi = \frac{(q+k) \sin^2 \left[\frac{1}{2} (q-nk) l \right]}{(q-k) (q^2 - n^2 k^2)^2}.$$

График этой функции в частном случае, когда $N = [(n-1) r/2n] = 2$ (число осцилляций функции $\sin^2 [(q-nk) l/2]$ на отрезке $k < q < nk$), изображен на рисунке сплошной линией. В случае одной границы (штриховая линия) усиление электромагнитной волны ($\Gamma L > 0$) происходит на отрезке $q_4 < q < nk$ и расходится на черенковском конусе $q = nk$. В случае диэлектрической пластины усиление происходит в областях $q_1 < q < q_2$, $q_2 < q < q_5$ и т. д., причем при $N \gg 1$ оно может быть значительно больше, чем в случае границы двух сред.



Интересно отметить, что на черенковском конусе ($q = nk$) происходит поглощение электромагнитной волны и расходимости нет. Очевидно, что усиление в случае диэлектрической пластины можно осуществлять несколькими пучками частиц, скорости которых лежат в интервалах $\omega/q_2 < v_x < \omega/q_1$, $\omega/q_5 < v_x < \omega/q_3$ и т. д. Отсюда получаем требования на разбросы пучка электронов по энергиям $\Delta \varepsilon$ и углам δ

$$\frac{\Delta \varepsilon}{\varepsilon} < \left(\frac{\bar{\varepsilon}}{mc^2} \right)^2 \frac{n-1}{N} \frac{v^2 v_x}{c^3}, \quad \delta < \frac{n-1}{N} \frac{v_x^2}{v_x c}, \quad (8)$$

которые более жесткие, чем в случае одной границы [3].

Для численных оценок перепишем формулу (7) в более удобном виде

$$\Gamma L = \frac{2r_0 \lambda^2 \rho (n^2 - 1)^2 \beta_y^2 \beta_x^3}{\pi (1 - \beta_x) (1 - n^2 \beta_x^2)^2} \frac{mc^2}{\bar{\varepsilon}} \left[\frac{kl}{2\beta_x} (1 + \beta_x) \sin \left[\frac{kl}{\beta_x} (1 - n\beta_x) \right] - \sin^2 \left[\frac{kl}{2\beta_x} (1 - n\beta_x) \right] \right] \left[\frac{2\beta_x}{1 - \beta_x} + \frac{4(1 + \beta_x)}{1 - n^2 \beta_x^2} \right]. \quad (9)$$

Здесь $\beta_{x,y} = v_{x,y}/c$. При средней энергии пучка электронов $\bar{\varepsilon} = 1$ МэВ, плотности частиц $\rho = 4 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$, $\beta_y = 0.5$, $\beta_x = 0.7$ усиление $\Gamma L = 39\%$ на длине волны $\lambda = 0.5$ мм, если толщина пластины $l = 0.5$ см, а ее показатель преломления $n = 1.5$. При этом энергетический и угловой разбросы пучка частиц должны быть не более 10%. Отметим также, что транспортировку пучка через пластину можно осуществить с помощью каналов, диаметр которых меньше λ [1].

Авторы приносят глубокую благодарность В. М. Арутюняну за обсуждение результатов работы.

Литература

- [1] Гинзбург В. Л., Цытович В. Н. Переходное излучение и переходное рассеяние. М.: Наука, 1984. 359 с.
- [2] Зарецкий Д. Ф., Ломоносов В. В., Нерсесов Э. А. Квант. электр., 1980, т. 7, № 11, с. 2367—2370.
- [3] Ованесян С. Г., Енгибарян В. А. Квант. электр., 1980, т. 7, № 10, с. 2213—2216.
- [4] Гинзбург В. Л., Франк И. М. ЖЭТФ, 1946, т. 16, № 1, с. 15—29.

Ереванский государственный университет
НИИ физики конденсированных сред

Поступило в Редакцию
25 марта 1987 г.