УДК 621.385.7

ВОЗБУЖДЕНИЕ ПЛОСКОГО ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОГО СЛОЯ СКАНИРУЮЩИМ ЭЛЕКТРОННЫМ ПОТОКОМ

С. В. Афанасьев

В [1] отмечалось, что большое число интересных задач об излучении сверхсветовых источников возникает в направляющих системах или волноводах. Особо отметим диэлектрические волноводы, обладающие определенной избирательностью, так как в них распространяется конечное число типов волн [2].

Ниже получено решение задачи о возбуждении диэлектрического слоя толщины h потоком заряженных частиц, расположенных в пространстве вдоль прямой линии, перемещающейся со скоростью $\boldsymbol{v} = \{-v, 0, 0\}$ и создающей ток

$$j(\boldsymbol{r}, t) = q\boldsymbol{v}\delta(y)\int\limits_{-\infty}^{+\infty} d\alpha\,\delta(z-\alpha)\,\delta(x-\alpha\operatorname{tg}\gamma+vt), \tag{1}$$

где q — заряд на единицу длины заряженной нити. Взаимное расположение заряженной нити и диэлектрического слоя показано на рис. 1.

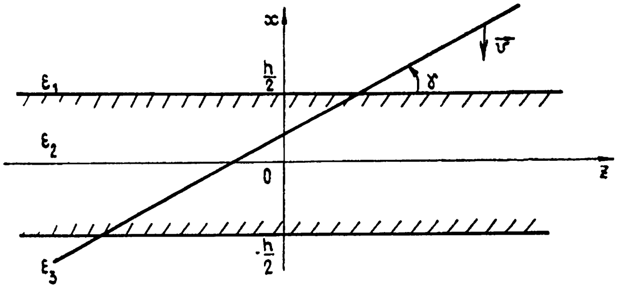

Рис. 1.

Поля во всем пространстве находим через x-компоненту вектора Герца Π_ω по формулам

$$H_\omega^{(k)} = -i\varepsilon_k(\omega/c)\operatorname{rot}\Pi_\omega^{(k)}, \qquad E_\omega^{(k)} = \operatorname{grad}\operatorname{div}\Pi_\omega^{(k)} + \varepsilon_k(\omega^2/c^2)\Pi_\omega^{(k)}, \tag{2}$$

причем x-компонента Π_ω в соответствующей среде определяется выражениями

$$\Pi_\omega^{(1)} = \Pi_{\omega(0)}^{(1)} + A\exp[-\chi_1 x + i(\omega/v_*)z],$$

$$\Pi_\omega^{(2)} = \Pi_{\omega(0)}^{(2)} = (B\exp(i\chi_2 x) + C\exp(-i\chi_2 x))\exp[i(\omega/v_*)z], \tag{3}$$

$$\Pi_\omega^{(3)} = \Pi_{\omega(0)}^{(3)} + D\exp[\chi_1 x + i(\omega/v_*)z],$$

где $v_* = v\operatorname{tg}^{-1}\gamma$, а поперечные волновые числа χ_1 и χ_2 равны

$$\chi_1^2 = \omega^2/v_*^2 - \omega^2/c^2 - k_y^2, \qquad \chi_2^2 = \varepsilon(\omega^2/c^2) - \omega^2/v_*^2 - k_y^2. \tag{4}$$

Компоненты $\Pi_{\omega(0)}^{(k)}$ являются решениями соответствующих уравнений

$$\Delta\Pi_\omega + (\varepsilon\omega^2/c^2)\Pi_\omega = -i4\pi j_\omega/\omega\varepsilon$$

и имеют вид

$$\Pi_{\omega(0)}^{(k)} = i\frac{2qv}{\omega v\varepsilon_k}\int\limits_{-\infty}^{+\infty} dk_y\frac{\exp[-ik_y y - i(\omega/v)x + i(\omega/v_*)z]}{\varepsilon_k\omega^2/c^2 - \omega^2/v^2 - \omega^2/v_*^2 - k_y^2}, \tag{5}$$

а коэффициенты A, B, C, D учитывают решения однородных уравнений и находятся из граничных условий непрерывности тангенциальных составляющих $\boldsymbol{E}$ и $\boldsymbol{H}$ при $x = \pm h/2$.

В дальнейшем будем считать $\varepsilon_1 = \varepsilon_3 = 1$, $\varepsilon_2 = \varepsilon$, а также пренебрежем зависимостью полей от координаты y. В итоге выражения для коэффициентов B и C примут вид

$$B=\left\{\chi_1\left[\left(\frac{\chi_2}{\varepsilon}-\frac{\omega}{v}\right)\left(\chi_2^2-\frac{\omega^2}{v^2}\right)+\left(\frac{\chi^2}{\varepsilon}-\frac{\omega}{v\varepsilon}\right)\left(\chi_1^2+\frac{\omega^2}{v^2}\right)\right]\times\right.$$

$$\times\cos\frac{h}{2}\left(\frac{\omega}{v}-\chi_2\right)-\left[\left(\chi_1^2+\frac{\omega}{v}\frac{\chi_2}{\varepsilon}\right)\left(\chi_2^2-\frac{\omega^2}{v^2}\right)+\right. \tag{6}$$

$$\left.\left.+\left(\chi_1^2+\frac{\omega}{v}\frac{\chi_2}{\varepsilon}\right)\left(\chi_1^2+\frac{\omega^2}{v^2}\right)\right]\sin\frac{h}{2}\left(\frac{\omega}{v}-\chi_2\right)\right\}\Delta,\qquad C=-B(-v);$$

$$\Delta=\left(\chi_1^2+\frac{\omega^2}{v^2}\right)\left(\chi_2^2-\frac{\omega^2}{v^2}\right)\left[\left(\frac{\chi_2}{\varepsilon^2}-\chi_1^2\right)\sin\chi_2 h-2\frac{\chi_1\chi_2}{\varepsilon}\cos\chi_2 h\right]. \tag{7}$$

Коэффициенты A и D в дальнейшем не используются, и мы их не выписываем Выражения (2) с учетом (3)—(6) полностью определяют поле в слое.

Из (3) и (4) следует, что диэлектрический слой будет служить волноводом для мод, у которых $\chi_1^2>0$ и $\chi_2^2>0$, что возможно при

$$1/\sqrt{\varepsilon}<\beta_*<1, \tag{8}$$

$\beta_*=v_*/c$. Если учесть, что v_* есть скорость сканирования вдоль оси волновода области пересечения зарядами слоя и в то же время фазовая скорость распространяющихся волн в слое, то условие (8) при любой скорости частиц v может быть выполнено соответствующим выбором параметра γ (угла наклона фронта частиц к поверхности диэлектрического слоя). Конечное число возможных мод или постоянных распространения ω/v_* определяется из условия $\Delta=0$. Интересным представляется случай, когда при заданных ω, ε и h имеется единственное решение для β_* уравнения

$$\operatorname{tg} h\frac{\omega}{c}\frac{\sqrt{\varepsilon\beta_*^2-1}}{\beta_*}=\frac{2\sqrt{(1-\beta_*^2)(\varepsilon\beta_*^2-1)}}{\beta_*^2(\varepsilon+1)-1/\varepsilon+\varepsilon}, \tag{9}$$

что соответствует работе волновода в одномодовом режиме. Возможные значения указанных параметров при β_*, определяемом (8), находятся из условия $h(\omega/c)\sqrt{\varepsilon-1}\leqslant\pi$. Уравнение (9) может быть решено численно (см. рис. 2, где кривые *1* и *2* соответствуют фукциям в правой и левой частях уравнения (9)).

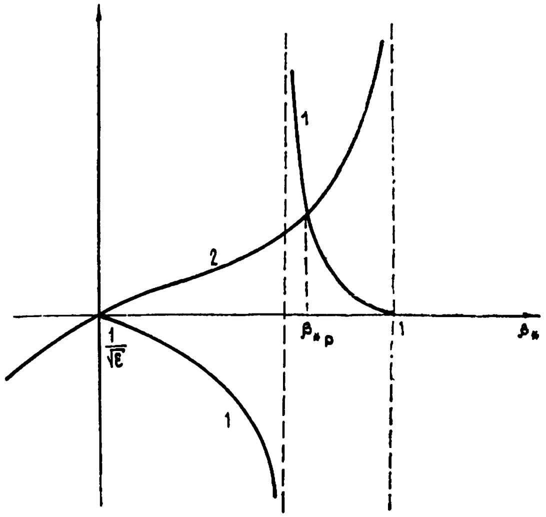

Рис. 2.

Остановимся теперь на механизмах возникновения излучения в диэлектрическом волноводе. Ими являются переходное излучение [3] и черенковское, которое возможно при выполнении условия $v>c/\sqrt{\varepsilon}$. Однако это условие для возбуждения рабочей моды за счет черенковского излучения не является достаточным: необходимо еще выполнение условия $\chi_2=\omega/v$, при котором черенковская волна испытывает полное внутреннее отражение.

Потери энергии заряженной нити на создание бегущей моды находим как работу поля над зарядами, т. е.

$$\frac{dW}{dt}=\int jEdV=\frac{v_*}{2\pi}\int\limits_{-h/2}^{h/2}dx\int\limits_{-\infty}^{+\infty}d\omega j_{-\omega}(x)E_\omega(x)= \tag{10}$$

$$= i\,\frac{8q^2v^2}{v_*}\int\limits_{-\infty}^{+\infty}\left(\frac{\omega^2}{c^2}-\frac{\chi_2^2}{\varepsilon}\right)\frac{B\sin(h/2)(\chi_2+\omega/v)}{\chi_2+\omega/v}\,d\omega.$$

При условии $\chi_2=\omega/v$ (фактически задано соотношение $\beta=\beta_*/\sqrt{\varepsilon\beta_*^2-1}$) интеграл имеет более простой вид

$$\frac{dW}{dt}=i4q^2\beta^3\sqrt{\varepsilon\beta^2-1}\int\limits_{-\infty}^{+\infty}\left(1-\frac{1}{\varepsilon\beta^2}\right)\left\{\frac{\eta}{4}\left[\beta^2(\varepsilon-1)-1+\frac{1}{\varepsilon^2}\right]-\right.$$

$$\left.-\frac{1}{\varepsilon}\left(\frac{1}{\beta^2}-\frac{1}{2}\right)\sqrt{\beta^2(\varepsilon-1)-1}\right\}\left[\frac{1}{\varepsilon^2}-\beta^2(\varepsilon-1)+1-\frac{2}{\varepsilon}\sqrt{\beta^2(\varepsilon-1)-1}\,\mathrm{ctg}\,\eta\right]^{-1}\frac{d\eta}{\eta} \quad (11)$$

и сводится к сумме вычетов в точках

$$\eta_m=\mathrm{arcctg}\,\frac{1/\varepsilon^2-\beta^2(\varepsilon-1)+1}{2/\varepsilon\sqrt{\beta^2(\varepsilon-1)-1}}+m\pi,\qquad m=0,1,2,\ldots \quad (12)$$

В итоге передаваемая по волноводу энергия выражается через ε и β следующим образом:

$$dW/dt=8\pi q^2\beta^3\sqrt{\varepsilon\beta^2-1}\,(1-1/\varepsilon\beta^2)\times$$
$$\times\left\{\frac{[\beta^2(\varepsilon-1)-1+1/\varepsilon^2]\,\varepsilon}{8(1+\eta_0^2)\sqrt{\beta^2(\varepsilon-1)-1}}-\frac{1/\beta^2-1/2}{2\eta_0(1+\eta_0^2)}\right\}. \quad (13)$$

Численные оценки в (13) при $\beta=0{,}99$ показывают, что при $\varepsilon>2$ потери растут линейно с ростом ε.

Считаю своим приятным долгом принести благодарность В. Б. Брагинскому за постановку задачи.

ЛИТЕРАТУРА

1. Болотовский Б. М., Гинзбург В. Л. — УФН, 1972, **106**, с. 577.
2. Маркузе Д. Оптические волноводы. — М.: Мир, 1974.
3. Гинзбург В. Л., Цытович В. М. Переходное излучение и переходное рассеяние. — М.: Наука, 1984.

Калининский государственный университет

Поступила в редакцию 8 октября 1986 г.

УДК 621.396.677

К ИССЛЕДОВАНИЮ ПОЛЯ, ОТРАЖЕННОГО ОТ ОТРЕЗКА КОРОТКОЗАМКНУТОГО ВОЛНОВОДА

Э. М. Инспекторов

При анализе антенных решеток отражательного типа из короткозамкнутых отрезков волноводов используются приближенные методы. Так, в [1] рассматриваются магнитные токи на апертурах волноводов, при этом расстояние h от апертуры до короткозамыкателя сильно влияет на распределение магнитного тока и диаграмму решетки. Представляет интерес более строго исследовать характеристики элемента такой решетки (отраженное поле) в зависимости от h.

Рассмотрим плоский волновод, образованный двумя пластинами с закругленными кромками радиуса a, закороченный на расстоянии h от раскрыва (рис. 1) и возбуждаемый системой M нитей электрического тока. В таком волноводе могут распространяться волны, поле которых не зависит от z. При условии $\lambda/2<d<\lambda$ распространяется только основной тип волны с компонентами H_y, H_x и E_z, на стенках существуют токи $I_z^э$, распределение токов симметрично относительно оси y. Такая модель приближенно имитирует короткозамкнутый отрезок прямоугольного волновода в плоскости $\boldsymbol{H}$.

При решении используем подход, развитый в [2]. Ток $I_z^э$ на контуре l находится из решения интегрального уравнения Фредгольма II рода: