

# ИЗЛУЧЕНИЕ ТОЧЕЧНОГО ЗАРЯДА, ДВИЖУЩЕГОСЯ ВДОЛЬ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ГОФРИРОВАННОЙ ПОВЕРХНОСТИ

О. С. МЕРГЕЛЯН

В приближении теории возмущений решена задача дифракции поля равномерно движущегося вблизи диэлектрической неоднородности заряда. Исследована природа излучения, его спектральный состав и вычислены потери энергии.

Пусть точечный заряд  $e$  равномерно движется со скоростью  $v = v_y$ , имея координаты

$$x = 0, \quad y = vt, \quad z = 0, \quad (1)$$

и поверхность  $z = f(x, y)$  разделяет среды с диэлектрическими проницаемостями  $\epsilon_1$  и  $\epsilon_2$ , причем

$$a \leq f(x, y) \leq h. \quad (2)$$

Чтобы избежать практически невозможной сшивки полей и волновых векторов на неровной поверхности  $f(x, y)$ , применим к решению задачи метод, использованный в [1] для решения задачи дифракции на периодически-неровной поверхности.

Проведя плоскости  $z = a$  и  $z = h$ , мы формально выделяем из изотропных сред с диэлектрическими проницаемостями  $\epsilon_1$  при  $z < a$  и  $\epsilon_2$  при  $z > h$  плоско-параллельный слой с переменной диэлектрической проницаемостью

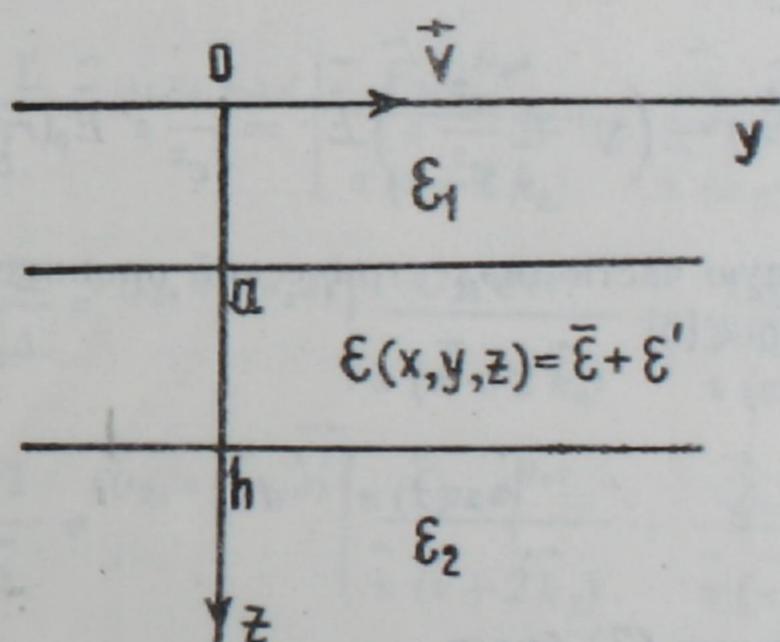


Рис. 1.

$\epsilon(x, y, z)$  (рис. 1). Представим ее в виде суммы средней диэлектрической проницаемости  $\bar{\epsilon}$  и переменной поправки  $\epsilon'(x, y, z)$

$$\bar{\epsilon}(x, y, z) = \bar{\epsilon} + \epsilon'(x, y, z), \quad |\epsilon'| \ll |\bar{\epsilon}|. \quad (3)$$

В нулевом приближении мы считаем  $\epsilon' = 0$ .

Тогда решение внутри слоя  $(a, h)$  имеет вид [2]

$$\vec{E}_0(\vec{r}, t) = \int dk_x d\omega e^{i(k_x x + \frac{\omega}{v} y - \omega t)} (\vec{E}_2 e^{i\lambda_0 z} + \vec{E}_3 e^{-i\lambda_0 z}), \quad (4)$$

где

$$E_{2z} = 2 \varepsilon_1 \lambda_1 (\bar{\varepsilon} \lambda_2 + \varepsilon_2 \lambda_0) \Delta^{-1} e^{i(\lambda_1 a - \lambda_0 h)} E_{0z}, \quad (5)$$

$$H_{2z} = 2 \lambda_1 (\lambda_2 + \lambda_0) \bar{\Delta}^{-1} e^{i(\lambda_1 a - \lambda_0 h)} H_{0z},$$

$$\vec{E}_0 = -\frac{e}{2 \pi v \varepsilon_1 \lambda_1} \left( \frac{\omega v}{v^2} s_1^2 - \vec{e}_z \lambda_1 - \vec{e}_x k_x \right).$$

В формулах (5) приняты обозначения

$$\lambda_{0, 1, 2} = \left( \frac{\omega^2}{v^2} s_{0, 1, 2}^2 - k_x^2 \right)^{1/2},$$

$$s_0^2 = \beta^2 \bar{\varepsilon} - 1, \quad s_{1, 2}^2 = \beta^2 \varepsilon_{1, 2} - 1, \quad \beta = \frac{v}{c},$$

$$\Delta = (\varepsilon_1 \lambda_0 + \bar{\varepsilon} \lambda_1) (\varepsilon_2 \lambda_0 + \bar{\varepsilon} \lambda_2) e^{-i\lambda_0 d} - (\varepsilon_1 \lambda_0 - \bar{\varepsilon} \lambda_1) (\varepsilon_2 \lambda_0 - \bar{\varepsilon} \lambda_2) e^{i\lambda_0 d} \quad (6)$$

$$\bar{\Delta} = (\lambda_0 + \lambda_1) (\lambda_0 + \lambda_2) e^{-i\lambda_0 d} - (\lambda_0 - \lambda_1) (\lambda_0 - \lambda_2) e^{i\lambda_0 d},$$

$$d = h - a.$$

Поля  $\vec{E}_3$  получаются из  $\vec{E}_2$  изменением знака у  $\lambda_0$ .

Поправочное поле  $\vec{E}'(\vec{r}, t)$  в нашем приближении удовлетворяет уравнению

$$\nabla(\nabla \vec{E}') - \left( \nabla^2 + \frac{\omega^2}{c^2} \bar{\varepsilon} \right) \vec{E}' = \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon' \vec{E}_0(\vec{r}, t). \quad (7)$$

Представим переменную часть диэлектрической проницаемости слоя  $\varepsilon'(\vec{r})$  в виде интеграла Фурье [3]

$$\varepsilon' = \int \sigma(\vec{\alpha}) e^{i\vec{\alpha} \cdot \vec{r}} d\vec{\alpha}. \quad (8)$$

Решением уравнения (7) будет

$$\begin{aligned} \vec{E}'(\vec{r}, t) = \int dk_x d\omega e^{i(\vec{\alpha} \cdot \vec{r} - \omega t)} \{ & \vec{E}_{2\alpha} e^{i(\lambda_0 + \alpha_z) z} + \\ & + \vec{E}_{3\alpha} e^{i(-\lambda_0 + \alpha_z) z} + \vec{E}_{2\alpha} e^{i\lambda_\alpha z} + \vec{E}_{3\alpha} e^{-i\lambda_\alpha z} \}, \end{aligned} \quad (9)$$

где

$$\vec{x}_\alpha = \vec{e}_x(k_x + \alpha_x) + \vec{e}_y\left(\frac{\omega}{v} + \alpha_y\right),$$

$$\lambda_\alpha = \left[\frac{\omega^2}{c^2} \bar{\epsilon} - x_\alpha^2\right]^{1/2}, \quad \vec{k}_{2,3} = \vec{e} k_x + \frac{\omega}{c} \vec{e}_y \pm \vec{e}_z \lambda_0, \quad (10)$$

$$\vec{E}_{2,3\alpha} = \frac{\sigma(\alpha)}{\bar{\epsilon}} \frac{\frac{\omega^2}{c^2} \bar{\epsilon} \vec{E}_{2,3} - (\vec{k}_{2,3} + \vec{\alpha})(\vec{\alpha} \vec{E}_{2,3})}{\vec{\alpha}(\vec{\alpha} + 2\vec{k}_{2,3})}.$$

Амплитуды  $\vec{E}_{2,3\alpha}$  определяются из граничных условий для поправочных полей.

Поправочные поля в областях  $z < a$  и  $z > h$  ищем в виде

$$\vec{E}'_{1,2}(\vec{r}, t) = \int d\vec{k}_x d\omega d\vec{\alpha} \vec{E}_{1,2\alpha} e^{i(\vec{x}_\alpha \vec{\rho} + \lambda_{1,2\alpha} z - \omega t)},$$

$$\vec{H}'_{1,2}(\vec{r}, t) = \int d\vec{k}_x d\omega d\vec{\alpha} \vec{H}_{1,2\alpha} e^{i(\vec{x}_\alpha \vec{\rho} + \lambda_{1,2\alpha} z - \omega t)}, \quad (11)$$

$$\lambda_{1,2\alpha} = \left(\frac{\omega^2}{c^2} \epsilon_{1,2} - x_\alpha^2\right)^{1/2}, \quad \vec{\rho} = \vec{e}_x x + \vec{e}_y y.$$

Из граничных условий на плоскостях  $z = a$  и  $z = h$  имеем

$$E_{1\alpha, z} = \frac{1}{\epsilon_1 \Delta_\alpha} e^{i(\lambda_{1\alpha} + \alpha_z) a} \left\{ \frac{F_{2\alpha} e^{i\lambda_0 a}}{\vec{\alpha}(\vec{\alpha} + 2\vec{k}_2)} + \frac{F_{3\alpha} e^{-i\lambda_0 a}}{\vec{\alpha}(\vec{\alpha} + 2\vec{k}_3)} \right\},$$

$$H_{1\alpha, z} = \frac{1}{\Delta_\alpha} e^{i(\lambda_{1\alpha} + \alpha_z) a} \left\{ \frac{\tilde{F}_{2\alpha} e^{i\lambda_0 a}}{\vec{\alpha}(\vec{\alpha} + 2\vec{k}_2)} + \frac{\tilde{F}_{3\alpha} e^{-i\lambda_0 a}}{\vec{\alpha}(\vec{\alpha} + 2\vec{k}_3)} \right\}, \quad (12)$$

$$E_{2\alpha, z} = \frac{1}{\epsilon_2 \Delta_\alpha} e^{i(\lambda_{2\alpha} h + \alpha_z a)} \left\{ \frac{Q_{2\alpha} e^{i\lambda_0 a}}{\vec{\alpha}(\vec{\alpha} + 2\vec{k}_2)} + \frac{Q_{3\alpha} e^{-i\lambda_0 a}}{\vec{\alpha}(\vec{\alpha} + 2\vec{k}_3)} \right\},$$

$$H_{2\alpha, z} = \frac{1}{\Delta_\alpha} e^{i(\lambda_{2\alpha} h + \alpha_z a)} \left\{ \frac{\tilde{Q}_{2\alpha} e^{i\lambda_0 a}}{\vec{\alpha}(\vec{\alpha} + 2\vec{k}_2)} + \frac{\tilde{Q}_{3\alpha} e^{-i\lambda_0 a}}{\vec{\alpha}(\vec{\alpha} + 2\vec{k}_3)} \right\},$$

где

$$\Delta_\alpha = \left(\lambda_\alpha + \frac{\bar{\epsilon}}{\epsilon_1} \lambda_{1\alpha}\right) \left(\lambda_\alpha + \frac{\bar{\epsilon}}{\epsilon_2} \lambda_{2\alpha}\right) e^{-i\lambda_\alpha d} -$$

$$- \left(\lambda_\alpha - \frac{\bar{\epsilon}}{\epsilon_1} \lambda_{1\alpha}\right) \left(\lambda_\alpha - \frac{\bar{\epsilon}}{\epsilon_2} \lambda_{2\alpha}\right) e^{i\lambda_\alpha d},$$

$$F_{2\alpha} = \left\{ -2 \xi_\alpha^- e^{i(\lambda_0 + \alpha_z) d} + \xi_\alpha^+ \left(\lambda_\alpha + \frac{\bar{\epsilon}}{\epsilon_2} \lambda_{2\alpha}\right) e^{-i\lambda_\alpha d} + \right.$$

$$\left. + \xi_\alpha^- \left(\lambda_\alpha - \frac{\bar{\epsilon}}{\epsilon_2} \lambda_{2\alpha}\right) e^{i\lambda_\alpha d} \right\} \sigma(\vec{\alpha}),$$

$$\begin{aligned}
\bar{F}_{2\alpha} &= \frac{\omega}{c} \sigma(\vec{\alpha}) [\vec{k}_2 + \vec{\alpha}, \vec{E}_2]_z \{ -2\lambda_\alpha (\lambda_{2\alpha} - \lambda_0 - \alpha_z) e^{i(\lambda_0 + \alpha_z)d} + \\
&+ (\lambda_{2\alpha} + \lambda_\alpha) (\lambda_\alpha - \lambda_0 - \alpha_z) e^{-i\lambda_\alpha d} - (\lambda_\alpha - \lambda_{2\alpha}) (\lambda_\alpha + \lambda_0 + \alpha_z) e^{i\lambda_\alpha d} \}, \\
Q_{2\alpha} &= \sigma(\vec{\alpha}) \left\{ 2\lambda_\alpha \bar{\xi}_\alpha - e^{i(\lambda_0 + \alpha_z)d} \left[ \bar{\xi}_\alpha^- \left( \lambda_\alpha + \frac{\varepsilon_0}{\varepsilon_1} \lambda_{1\alpha} \right) e^{-i\lambda_\alpha d} + \right. \right. \\
&\left. \left. + \bar{\xi}_\alpha^+ \left( \lambda_\alpha - \frac{\varepsilon_0}{\varepsilon_1} \lambda_{1\alpha} \right) e^{i\lambda_\alpha d} \right] \right\}, \\
\bar{Q}_{2\alpha} &= \frac{\omega}{c} \sigma(\vec{\alpha}) [\vec{k}_2 + \vec{\alpha}, \vec{E}_2]_z \{ -2\lambda_\alpha (\lambda_{1\alpha} + \lambda_0 + \alpha_z) + \\
&+ e^{i(\lambda_0 + \alpha_z)d} [(\lambda_\alpha + \lambda_{1\alpha}) (\lambda_\alpha + \lambda_0 + \alpha_z) e^{-i\lambda_\alpha d} - \\
&- (\lambda_\alpha + \lambda_{2\alpha}) (\lambda_\alpha - \lambda_0 - \alpha_z) e^{i\lambda_\alpha d}] \}, \quad (13)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\bar{\xi}_\alpha &= \vec{\alpha} \vec{E}_{2t} \left[ \lambda_\alpha^2 - \frac{\bar{\varepsilon}}{\varepsilon_2} (\lambda_0 + \alpha_z) \right] + \\
&+ E_{2z} \left[ \frac{\bar{\varepsilon}}{\varepsilon_2} \lambda_{2\alpha} k_{2\alpha}^2 - (\lambda_0 + \alpha_z) \frac{\omega^2}{c^2} \bar{\varepsilon} \right],
\end{aligned}$$

$$\vec{E}_{2t} = \vec{E}_2 - \hat{e}_z E_{2z}, \quad k_{2\alpha}^2 = (\vec{k}_2 + \vec{\alpha})^2;$$

$\bar{\Delta}_\alpha$  получается из  $\Delta_\alpha$ , если положить  $\bar{\varepsilon} = \varepsilon_1 = \varepsilon_2 = 1$ ,  $\bar{\xi}_\alpha$  получается из  $\xi_\alpha$  заменой  $\frac{1}{\varepsilon_2} \lambda_{2\alpha} \rightarrow -\frac{1}{\varepsilon_1} \lambda_{1\alpha}$ , а  $\bar{\xi}_\alpha^\pm$  — из  $\xi_\alpha$  заменой  $\frac{1}{\varepsilon_2} \lambda_{2\alpha} \rightarrow \pm \lambda_\alpha$ . Величины с индексами 3 получаются из соответствующих величин с индексами 2 изменением знака у  $\lambda_0$ . Выражения (11)—(13) описывают поля в областях  $z < 0$  и  $z > h$ .

Для дальнейшего исследования полей необходимо конкретизировать характер неоднородности. Рассмотрим некоторые простейшие случаи.

1. Движение источника над бесконечной по  $x$  и  $y$  периодически-неровной поверхностью.

Диэлектрическая проницаемость слоя  $(a, h)$  в этом случае может быть представлена в виде ряда Фурье по векторам обратной решетки  $\vec{\tau}$ , в которых роль периода по  $z$  играет высота слоя  $d$ . Тогда

$$\sigma(\vec{\alpha}) = \sum_{\vec{\tau}} a_{\vec{\tau}} \delta(\vec{\alpha} - \vec{\tau}), \quad \vec{\tau} = \frac{2\pi}{l_1} n \vec{e}_x + \frac{2\pi}{l_2} m \vec{e}_y + \frac{2\pi}{d} p \vec{e}_z, \quad \bar{\varepsilon} = \varepsilon_0. \quad (14)$$

Интегрирование по  $k_x$  в цилиндрических системах координат

$$\begin{aligned}
\rho \sin \Phi &= x, \quad \rho \cos \Phi = -z \quad \text{при } z < 0, \\
\rho \sin \Phi &= x, \quad \rho \cos \Phi = (z - h) \quad \text{при } z > h,
\end{aligned} \quad (15)$$

которое проводится методом стационарной фазы, сводится к подстановке в подынтегральные выражения значений

$$(k_{x\tau})_{1,2} = \frac{\omega}{v} s_{1,2\tau} - \tau_{x\tau}, \quad (16)$$

$$s_{1,2\tau} = \left\{ \beta^2 \varepsilon_{1,2} - \left( 1 + \frac{\vec{\tau} \vec{v}}{\omega} \right)^2 \right\}^{1/2}$$

и умножению их на множитель

$$\left( -\frac{2\pi i \omega s_{1,2\tau}}{v\rho} \right)^{1/2} \cos \Phi. \quad (17)$$

В результате для полей излучения в областях  $z < 0$  и  $z > h$  имеем

$$\begin{aligned} \vec{E}'_{1,2}(\vec{r}, t) = \sum_{\tau=0} \int \sqrt{\frac{-2\pi i \omega s_{1,2\tau}}{v\rho}} \vec{E}_{1,2\tau}^{\circ} \cos \Phi \times \\ \times \exp \left[ i \frac{\omega}{v} s_{1,2\tau} \rho + i \left( \frac{\omega}{v} + \frac{\vec{\tau} \vec{v}}{v} \right) y - i\omega t \right] d\omega, \end{aligned} \quad (18)$$

$$\begin{aligned} \vec{H}'_{1,2}(\vec{r}, t) = \sum_{\tau=0} \int \sqrt{\frac{-2\pi i \omega s_{1,2\tau}}{v\rho}} \vec{H}_{1,2\tau}^{\circ} \cos \Phi \times \\ \times \exp \left[ i \frac{\omega}{v} s_{1,2\tau} \rho + i \left( \frac{\omega}{v} + \frac{\vec{\tau} \vec{v}}{v} \right) y - i\omega t \right] d\omega, \end{aligned}$$

$$\vec{\alpha} = \vec{\tau}, \quad E_{1,2\tau}^{\circ} = \vec{E}_{1,2\tau}(\vec{\alpha} = \vec{\tau}), \quad k_x = (k_{x\tau})_{1,2}.$$

Излучение имеет место при  $s_{1,2\tau}^2 > 0$ , что приводит к следующему угловому распределению высших гармоник излучения.

а) При  $\beta^2 \varepsilon_{1,2} < 1$  излучение имеет место на гармониках  $m \leq -$  и спектр излучения определяется обычными неравенствами [1-3]

$$\frac{2\pi v |m|}{l_2(1 + \beta \sqrt{\varepsilon_{1,2}})} \leq \omega \leq \frac{2\pi v |m|}{l_2(1 - \beta \sqrt{\varepsilon_{1,2}})}. \quad (19)$$

Из (19) видно, что для частот

$$\omega \leq \frac{2\pi v}{l_2(1 + \beta \sqrt{\varepsilon_{1,2}})} \quad (20)$$

поверхность ведет себя как плоская.

б) При выполнении условия

$$\beta \sqrt{\varepsilon_{1,2}} > 1 \quad (21)$$

спектральный интервал определяется выражениями

$$\omega \geq \frac{2\pi m v}{l_2(\beta \sqrt{\varepsilon_{1,2}} - 1)}, \quad m \geq 1, \quad (22)$$

$$\omega > \frac{2\pi |m| v}{l_2(\beta \sqrt{\varepsilon_{1,2}} + 1)}, \quad m \leq -1,$$

а угол  $(\vec{k}, \vec{v})$  определяется формулой

$$\cos \vartheta_m = \frac{1}{\beta \sqrt{\varepsilon_{1,2}}} + \frac{\lambda m}{l_2}, \quad \lambda = \frac{2\pi c}{\omega \sqrt{\varepsilon_{1,2}}}. \quad (23)$$

Отметим некоторые особенности излучения при сверхсветовых скоростях источника.

Для области  $z < 0$  при  $\beta \sqrt{\varepsilon_1} > 1$  под углами  $\Phi$ , удовлетворяющими условию

$$\sin^2 \Phi < \frac{s_{10}^2}{s_{1m}^2}, \quad (24)$$

распространяется дифрагированное на неровностях излучение Вавилова-Черенкова, в то время, как в области

$$\sin^2 \Phi > \frac{s_{10}^2}{s_{1m}^2} \quad (25)$$

мы имеем дело с дифракционным излучением, интенсивность которого зависит от  $a$  как  $\exp \left[ -2 \frac{|\omega|}{v} \gamma_{1m} a \right]$ , где

$$\gamma_{1m} = \sqrt{s_{10}^2 - s_{1m}^2 \sin^2 \Phi}. \quad (26)$$

Формулы (18) для полей излучения справедливы для любой периодически-неровной поверхности (при соответствующих ограничениях на  $\varepsilon_1$ ,  $\varepsilon_2$  и  $\vec{l}$ , на которых мы остановимся ниже). Если поверхность одномерно-неровная ( $n=0$ ), то свойства поверхности входят в коэффициенты  $a_\tau$ , которые для поверхности  $z=f(y)$  определяются так

$$a_{mp} = \frac{i(\varepsilon_1 - \varepsilon_2)}{2\pi pl} \int_0^l e^{-i2\pi \left[ \frac{my}{l} + \frac{Pf(y)}{d} \right]} dy. \quad (27)$$

В частности, для ступенчатой поверхности (рис. 2)

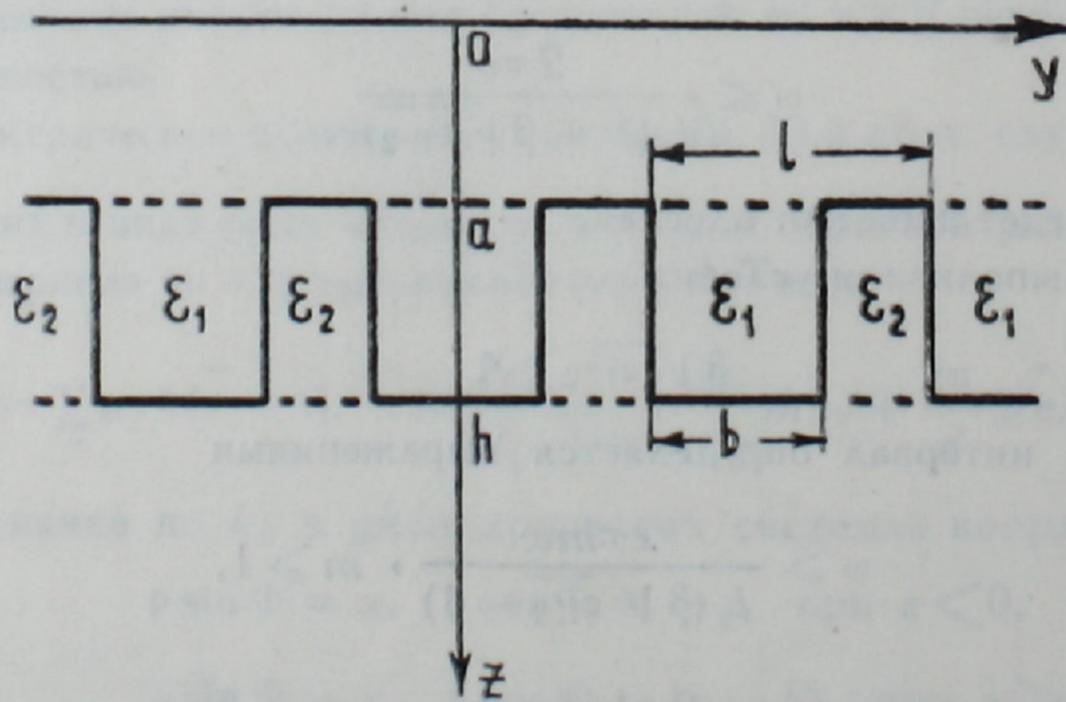


Рис. 2.

$$a_{mp} = a_{m_0} = \frac{\varepsilon_1 - \varepsilon_2}{m} \sin\left(\frac{\pi b m}{l}\right), \quad a_0 = \frac{\varepsilon_1 b + \varepsilon_2 (l - b)}{l}. \quad (28)$$

Для синусоиды

$$z = \frac{d}{2} \sin\left(\frac{2\pi y}{l}\right) + a \quad (29)$$

имеем

$$a_{mp} = i \frac{(\varepsilon_1 - \varepsilon_2)}{2\pi p} J_m(-\pi p). \quad (30)$$

Для пилообразной поверхности

$$z = k \left\{ y - \left[ \frac{y}{l} \right] l \right\} + a \quad (31)$$

$$a_{mp} = \begin{cases} i \frac{\varepsilon_1 - \varepsilon_2}{2\pi m} (1 - e^{-i \frac{2\pi m}{d}}), & m \neq 0, \quad p = 0, \\ 0, & m \neq 0, \quad p \neq 0. \end{cases} \quad (32)$$

Средняя диэлектрическая проницаемость в этих случаях равна

$$a_{00} = \frac{\varepsilon_1 + \varepsilon_2}{2}. \quad (33)$$

2. Применим используемый метод для расчета излучения источника, пролетающего над ограниченной неоднородностью.

Пусть к плоскости  $z=h$ , отделяющей среды с диэлектрическими проницаемостями  $\varepsilon_1$  ( $z < h$ ) и  $\varepsilon_2$  ( $z > h$ ), примыкает диэлектрическое тело с проницаемостью  $\varepsilon_3$  (рис. 3). Для простоты будем считать, что тело имеет бес-

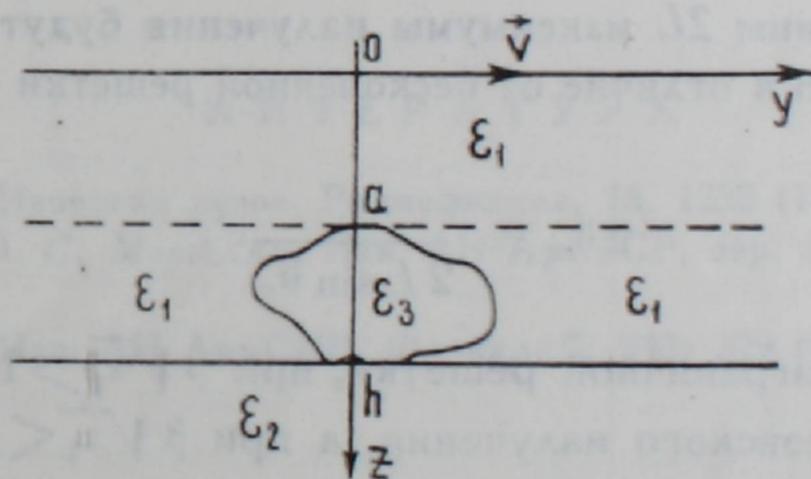


Рис. 3.

конечные размеры вдоль  $x$ . При  $\varepsilon_2 = \varepsilon_3$  мы имеем случай рассеяния на ограниченно-неровной поверхности, а при  $\varepsilon_1 = \varepsilon_2$  — рассеяние на теле с диэлектрической проницаемостью  $\varepsilon_3$ , находящемся в среде с  $\varepsilon = \varepsilon_1$ .

Рассеянное поле описывается формулами (11) — (13), в которых  $\vec{a} = \vec{a}(a_y, a_z)$ ,  $a_x = 0$ .

Введя сферическую систему координат  $R, \vartheta, \varphi$

$$y = R \cos \vartheta, \quad z = R \sin \vartheta \cos \varphi, \quad x = R \sin \vartheta \sin \varphi \quad (34)$$

и интегрируя по  $\alpha_y$ ,  $\alpha_z$  и  $k_x$ , получим

$$\vec{E}'_{1,2}(\vec{r}, t) = \frac{2\pi^2}{Rc} \sin \vartheta \sin \varphi \int \vec{C}_{1,2}(\omega) e^{i \left[ \frac{\omega}{c} \sqrt{\varepsilon_{1,2}} R - \omega t \right]} d\omega, \quad (35)$$

где

$$C_{1z}(\omega) = \frac{e^{i(\lambda_{1z} + \lambda_z)a}}{\varepsilon_1 \Delta_{0z} \lambda_z} (F_{2z}^0 + F_{3z}^0), \quad (36)$$

а индекс  $o$  означает, что в соответствующие величины подставлены значения

$$\alpha_y = -\frac{\omega}{v} (1 - \beta \cos \vartheta \sqrt{\varepsilon_{1,2}}), \quad (\alpha_z)_{1,2} = \lambda_z \mp \lambda_0,$$

$$k_x = \frac{\omega}{c} \sqrt{\varepsilon_{1,2}} \sin \vartheta \sin \varphi$$

(знак минус—в первом слагаемом, а плюс—во втором в фигурных скобках (12)).

Аналогично для  $C_{2z}(\omega)$  имеем

$$C_{2z}(\omega) = \frac{e^{i(\lambda_{2z}h + \lambda_z a)}}{\varepsilon_2 \Delta_{0z} \lambda_z} (Q_{2z}^0 + Q_{3z}^0). \quad (37)$$

Свойства излучения в значительной степени определяются коэффициентом

$$\sigma(\vec{\alpha}_0) = \frac{1}{(2\pi)^2} \int_S [\varepsilon_3(y, z) - \varepsilon_1] e^{-i \vec{\alpha}_0 \cdot \vec{r}} dydz, \quad (38)$$

где  $S$  — сечение рассеивателя в плоскости  $(y, z)$ . В частности, для ограниченной решетки длины  $2L$  максимумы излучения будут наблюдаться под углами (23), однако в отличие от бесконечной решетки их угловая ширина есть

$$\Delta \vartheta_m = \frac{\lambda}{2L \sin \vartheta_m}. \quad (39)$$

Как и в случае безграничной решетки, при  $\beta \sqrt{\varepsilon_1} > 1$  мы имеем дело с дифракцией черенковского излучения, а при  $\beta \sqrt{\varepsilon_1} < 1$  — с генерацией дифракционного излучения.

В случае  $\varepsilon_1 = \varepsilon_2$  формулы значительно упрощаются, так как можно обойтись без сшивки полей на гранях  $z=a$  и  $z=h$ . В этом случае рассеянное поле имеет вид

$$\vec{E}' = -\frac{\pi}{Rv} \int \frac{\sigma(\vec{\alpha}_0)}{\lambda \varepsilon_1^2} \vec{A}(\omega) e^{i\lambda a + i \left( \frac{\omega}{c} \sqrt{\varepsilon_1} R - \omega t \right)} d\omega, \quad (40)$$

где

$$\lambda = \frac{\omega}{v} [(\beta^2 \varepsilon_1 - 1) - \beta^2 \varepsilon_1 \sin^2 \vartheta \cos^2 \varphi]^{1/2},$$

$$\vec{A}(\omega) = [\vec{k}' [\vec{k}' \vec{A}_0]], \quad (41)$$

$$\vec{A}_0 = e \left[ \frac{\omega v}{v^2} (1 - \beta^2 \epsilon_1) + \vec{e}_z \lambda + \vec{e}_x \frac{\omega}{c} \sqrt{\epsilon_1} \sin \vartheta \cos \varphi \right].$$

В формулах (40) — (41)  $\vec{k}'$  — волновой вектор излученной волны,  $\alpha_0$  определяется согласно (38), где

$$\alpha_{0y} = -\frac{\omega}{v} (1 - \beta \sqrt{\epsilon_1} \cos \vartheta), \quad (42)$$

$$\alpha_{0z} = \frac{\omega}{c} \sqrt{\epsilon_1} \sin \vartheta \cos \varphi - \lambda,$$

а  $a$  — расстояние от рассеивателя до траектории источника.

Из (40)—(41) видно, что при  $\beta \sqrt{\epsilon_1} > 1$  в угловом интервале

$$\sin^2 \vartheta \cos^2 \varphi < 1 - \frac{1}{\beta^2 \epsilon_1} \quad (43)$$

наблюдается дифрагированное излучение Вавилова-Черенкова, в то время, как под углами

$$\sin^2 \vartheta \cos^2 \varphi > 1 - \frac{1}{\beta^2 \epsilon_1} \quad (44)$$

излучается дифракционное излучение, появляющееся вследствие рассеяния поля заряда на неоднородности.

Институт радиофизики и электроники  
АН АрмССР

Поступила 18.II.1974

#### Л И Т Е Р А Т У Р А

1. О. С. Мерелян. Известия вузов, Радиофизика, 15, 1233 (1972).
2. Г. М. Гарибян, О. С. Мерелян. Изв. АН АрмССР, сер. физ.-мат. наук, 13, 123 (1960).
3. О. С. Мерелян. Изв. АН АрмССР, Физика, 7, 243; 329 (1972).

ԳԻԷԼԵԿՏՐԻԿ ԾԱԼՔԱՎՈՐՎԱԾ ՄԱԿԵՐԵՎՈՒՅԹԻ ԵՐԿԱՅՆՔՈՎ  
ՇԱՐԺՎՈՂ ԿԵՏԱՅԻՆ ԼԻՑԻԻ ՃԱՌԱԳԱՅԹՈՒՄԸ

Հ. Ս. ՄԵՐԵԿԵԼՅԱՆ

Գրգռումների տեսության մոտավորությունները լուծված է դիէլեկտրիկ անհամասեռության մոտակայքում հավասարաչափ շարժվող լիցքի դիֆրակցիայի խնդիրը: Հետազոտված է ճառագայթման բնույթը, նրա սպեկտրալ բաղադրությունը և հաշված են էներգիայի կորուստները:

RADIATION FROM A POINT CHARGE MOVING ALONG  
THE DIELECTRIC CORRUGATED SURFACE

H. S. MERGELYAN

In perturbation theory approximation the problem of the diffraction of a charge field moving uniformly near the dielectric inhomogeneity has been solved. The nature of the radiation and its spectral composition have been studied and the energy losses were calculated as well.

1976  
11/16/76