

ДИФРАКЦИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН НА ДВИЖУЩИХСЯ ПЕРИОДИЧЕСКИ-НЕОДНОРОДНЫХ СРЕДАХ

Ю. М. АЙВАЗЯН, О. С. МЕРГЕЛЯН

Решена задача дифракции на движущейся решетке. Задача решается в приближении теории возмущений, если решетка преломляющая, и точно, если она состоит из системы идеально проводящих полуплоскостей. В обоих случаях получены выражения для углового и частотного распределений рассеянных полей.

1. Пусть плоскость $z=0$ отделяет изотропную среду с диэлектрической проницаемостью ϵ_1 , занимающую полупространство $z < 0$, от среды, оптическая плотность которой является периодически-неоднородной функцией координат:

$$\epsilon_2(x, y, z) = \epsilon_2(x + l_1, y + l_2, z + l_3). \quad (1)$$

Неоднородная среда движется вдоль оси x со скоростью u . Из области $z < 0$ на границу $z=0$ падает электромагнитная волна частоты ω_0 , поле которой имеет вид

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{E}_0(\omega_0) e^{i(\vec{k}_0 \vec{r} - \omega_0 t)}, \quad k = \frac{\omega}{c} \sqrt{\epsilon_1}. \quad (2)$$

Представим $\epsilon_2(x, y, z)$ в виде ряда Фурье по векторам обратной решетки среды $\vec{\tau}$

$$\epsilon_2(\vec{r}) = \epsilon_0 + \sum_{\vec{\tau} \neq 0} a_{\vec{\tau}} e^{i\vec{\tau} \vec{r}} = \epsilon_0 + \epsilon', \quad (3)$$

$$\vec{\tau} = 2\pi \left(\frac{n}{l_1} \vec{e}_x + \frac{m}{l_2} \vec{e}_y + \frac{p}{l_3} \vec{e}_z \right), \quad \epsilon' \ll \epsilon_0.$$

В формуле (3) n, m и p принимают все значения от $-\infty$ до $+\infty$, кроме нуля, а $\vec{e}_x, \vec{e}_y, \vec{e}_z$ — единичные векторы вдоль координатных осей.

В качестве нулевого приближения (решение задачи при $\epsilon' = 0$) используем результаты работ [1—3]. Поле отраженной волны в нулевом приближении будет иметь вид

$$\vec{E}_{10}(\vec{r}, t) = \vec{E}_{10}(\omega_0) e^{i(\vec{k}_1 \vec{r} - \omega_0 t)}, \quad k_1 = \frac{\omega_0}{c} \sqrt{\epsilon_1}, \quad (4)$$

а поле преломленной в движущуюся среду волны будет

$$\vec{E}_{20}(\vec{r}, t) = \vec{E}_{20}(\omega_0) e^{i(\vec{k}_2 \vec{r} - \omega_0 t)}. \quad (5)$$

В формулах (4)–(5) $\vec{E}_{1,2,0}(\omega)$ определяются соответствующими выражениями работ [1–3], а $\vec{k}_2$ имеет вид [4]

$$k_2^2 = \frac{\omega_0^2}{c^2} + \frac{\varepsilon_0 - 1}{c^2(1 - \beta^2)} (\vec{k}_2 u - \omega_0)^2, \quad \beta = \frac{u}{c}. \quad (6)$$

Поля высших гармоник отраженных и преломленных волн ищем в виде [5]

$$\vec{E}_1(\vec{r}, t) = \sum_{\vec{\tau} \neq 0} \vec{E}_{1\tau}(\omega) e^{i(k_{x\tau}x + k_{y\tau}y - \lambda_{1\tau}z - \omega_{\tau}t)},$$

$$\vec{E}_2(\vec{r}, t) = \sum_{\vec{\tau} \neq 0} e^{i(k_{x\tau}x + k_{y\tau}y - \omega_{\tau}t)} [\vec{E}_{2\tau} e^{i(\lambda_2 + \tau)z} + \vec{E}_{2\tau} e^{i\lambda_{2\tau}z}], \quad (7)$$

$$k_{x\tau} = k_x + \tau_x, \quad k_{y\tau} = k_y + \tau_y, \quad \omega_{\tau} = \omega_0 + u\tau_x, \quad \gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}.$$

В формулах [7]

$$\lambda_{1\tau} = \sqrt{\frac{\omega_{\tau}^2}{c^2} \varepsilon_1 - k_{y\tau}^2 - k_{x\tau}^2},$$

$$\lambda_{2\tau} = \sqrt{\frac{\omega_{\tau}^2}{c^2} + \frac{\varepsilon_0 - 1}{c^2} \gamma^2 (k_{x\tau} u - \omega_{\tau})^2 - k_{x\tau}^2 - k_{y\tau}^2}, \quad (8)$$

$$\lambda_2 = \sqrt{\frac{\omega_0^2}{c^2} + \frac{\varepsilon_0 - 1}{c^2} \gamma^2 (k_x u - \omega)^2 - k_x^2 - k_y^2}.$$

Амплитуда $\vec{E}_{2\tau}$ является амплитудой вынужденного решения уравнений поля и в приближении теории возмущений

$$\begin{aligned} \vec{D} &= \vec{D}_0 + \vec{D}', \quad \vec{E} = \vec{E}_0 + \vec{E}', \\ \vec{D}_0 &= \varepsilon_0 \vec{E}_0, \quad \vec{D}' = \varepsilon_0 \vec{E}' + \varepsilon' \vec{E}_0, \end{aligned} \quad (9)$$

когда $\varepsilon' \ll \varepsilon_0$, $\vec{D}' \ll \vec{D}_0$, полностью определяется величиной $\vec{E}_{20}(\omega)$.

Обозначим амплитуду $\vec{E}_{20}(\omega)$, преобразованную в систему покоя среды, через $\vec{E}'_{20}(\omega)$. Тогда для амплитуд вынужденного решения в системе покоя среды $\vec{E}'_{2\tau}$ имеем

$$\vec{E}_{2\tau} = \frac{a}{\varepsilon_0} \frac{\frac{\omega_0'^2}{c^2} \varepsilon_0 \vec{E}_{20} - (\vec{\tau} \vec{E}_{20}) (\vec{\tau} + \vec{k}_{20})}{\vec{\tau} (\vec{\tau} + 2\vec{k}_{20})}, \quad (10)$$

где ω_0' и $\vec{k}_{20}$ — преобразованные по Лоренцу частота ω и волновой вектор $\vec{k}_2(k_x, k_y, \lambda_2)$. Зная $\vec{E}_{2\tau}$, нетрудно обратным преобразованием Лоренца получить значения $\vec{E}_{2\tau}$ в лабораторной системе x, y, z . После введения обозначений

$$q = \frac{1 - \beta^2 \varepsilon_0}{\sqrt{1 - \beta^2}} \tau_x E_{2x} + \tau_y E_{2y} + \tau_z E_{2z} + \beta (\tau_x H_{2y} - \tau_y H_{2x}),$$

$$\omega' = \frac{\omega_0 - k_x u}{\sqrt{1 - \beta^2}}, \quad k'_x = \frac{k_x - \frac{u \omega_0}{c^2}}{\sqrt{1 - \beta^2}}, \quad k'_{x\tau} = k'_x + \tau_x, \quad (11)$$

$$k_{y\tau} = k_y + \tau_y, \quad k_{z\tau} = \lambda_2 + \tau_z, \quad \Delta_\tau = \vec{\tau} (\vec{\tau} + 2\vec{k}_2), \quad \vec{k}'_2(k'_x, k_y, \lambda_2)$$

для $\vec{E}_{2\tau}$ имеем

$$E_{2x, \tau} = \frac{1}{\varepsilon_0 \Delta_\tau} \left\{ \frac{\omega_0'^2}{c^2} \varepsilon_0 E_{2x} - k'_{x\tau} \frac{\sqrt{1 - \beta^2}}{1 - \beta^2 \varepsilon_0} q \right\},$$

$$E_{2y, \tau} = \frac{1}{\varepsilon_0 \Delta_\tau (1 - \beta^2 \varepsilon_0)} \left\{ \frac{\omega_0'^2}{c^2} \varepsilon_0 \left[\left(1 + \frac{u}{\omega'} k'_{x\tau} \right) (E_{2y} - \beta H_{2x}) - \right. \right.$$

$$\left. - \frac{u}{\omega'} k_{y\tau} \frac{1 - \beta^2 \varepsilon_0}{\sqrt{1 - \beta^2}} E_{2x} \right] - k_{y\tau} q \right\},$$

$$E_{2z, \tau} = \frac{1}{\varepsilon_0 \Delta_\tau (1 - \beta^2 \varepsilon_0)} \left\{ \frac{\omega_0'^2}{c^2} \varepsilon_0 \left[\left(1 + \frac{u}{\omega_0'} k'_{x\tau} \right) (E_{2z} + \beta H_{2x}) - \right. \right.$$

$$\left. - \frac{u}{\omega_0'} \frac{1 - \beta^2 \varepsilon_0}{\sqrt{1 - \beta^2}} E_{2x} \right] - k_{z\tau} q \right\}, \quad (12)$$

$$D_{2x, \tau} = \frac{1}{\varepsilon_0 \Delta_\tau (1 - \beta^2 \varepsilon_0)} \left\{ \left[\frac{\omega_0'^2}{c^2} \varepsilon_0 \left(\varepsilon_0 + \frac{u k'_{x\tau}}{\omega_0'} \right) + \varepsilon_0 a \tau \Delta_\tau \right] (E_{2x} + \beta H_{2y}) - \right.$$

$$\left. - \frac{u \omega_0'}{c^2} \varepsilon_0 k_{x\tau} \frac{(1 - \beta^2 \varepsilon_0)}{\sqrt{1 - \beta^2}} E_{2x} - \varepsilon_0 k_{x\tau} q \right\}.$$

Формулы (12) совместно с уравнениями поля достаточны для определения $\vec{D}_{2\tau}$ и $\vec{H}_{2\tau}$.

Введем обозначения

$$A_z = \frac{1}{\varepsilon_1} \lambda_{1z} D_{2z, z} - k_x E_{2z, z} - k_y E_{2z, y},$$

$$B_z = \lambda_{1z} B_{2z, z} - k_x H_{2z, x} - k_y H_{2z, y}. \quad (13)$$

Тогда граничные условия совместно с уравнениями поля дают нам следующие уравнения для определения амплитуд:

$$\left[k_x - \gamma^2 \frac{u}{\omega \varepsilon_1} (\varepsilon_0 - 1) \lambda_{1z} \lambda_{2z} \right] \tilde{E}_{2z, z} + k_y \tilde{E}_{2z, y} +$$

$$+ \frac{\lambda_{1z}}{\varepsilon_1} \left[\gamma^2 \frac{u}{\omega} (\varepsilon_0 - 1) \left(k_x + \frac{u \omega}{c^2} \frac{\varepsilon_0 - 1}{1 - \beta^2 \varepsilon_0} \right) - \frac{\varepsilon_0}{\gamma^2 (1 - \beta^2 \varepsilon_0)} \right] \tilde{E}_{2z, z} = A_z,$$

$$k_y [\lambda_{1z} + \gamma^2 (1 - \beta^2 \varepsilon_0) \lambda_{2z}] \tilde{E}_{2z, z} - k_x (\lambda_{1z} + \lambda_{2z}) \tilde{E}_{2z, x} +$$

$$+ k_y (\varepsilon_0 - 1) \beta \gamma^2 \left(\beta k_x - \frac{\omega}{c} \right) \tilde{E}_{2z, z} = \frac{\omega}{c} B_z,$$

$$\gamma^2 \left[k_x (1 - \beta^2 \varepsilon_0) + \frac{u \omega}{c^2} (\varepsilon_0 - 1) \right] \tilde{E}_{2z, z} + k_y \tilde{E}_{2z, y} + \lambda_{2z} \tilde{E}_{2z, z} = 0.$$

$$(14)$$

Система (14) полностью определяет компоненты амплитуд преломленных в движущуюся среду полей и их поляризацию.

Законы отражения и преломления даются следующими формулами:

а) закон отражения

$$\sin \theta'_{1z} = \left\{ \sin^2 \theta_0 + \frac{4\pi c}{\omega \varepsilon_1} \left(\frac{n \cos \varphi_0}{l_1 \sqrt{1 - \beta^2}} + \frac{m \sin \varphi_0}{l_2} \right) + \right.$$

$$\left. + \frac{4\pi^2 c^2}{\omega^2 \varepsilon_1} \left(\frac{n^2}{l_1^2 (1 - \beta^2)} + \frac{m^2}{l_2^2} \right) \right\}^{1/2}; \quad (15)$$

б) закон преломления для поля $\tilde{E}_{2z}$

$$\sin \theta'_{2z} = \frac{\sin \theta'_{1z}}{\left\{ \sin^2 \theta'_{1z} + \left(\lambda_2 + \frac{2\pi}{l_3} \right) \frac{c^2}{\omega^2 \varepsilon_1} \right\}^{1/2}}; \quad (16)$$

в) закон преломления для поля $\tilde{E}_{2z}$

$$\sin \theta'_{2z} = \frac{\sqrt{\varepsilon_1} \sin \theta'_{1z}}{[1 + \gamma^2 (\varepsilon_0 - 1) (\beta \sqrt{\varepsilon_1} \sin \theta_0 \cos \varphi_0 - 1)^2]^{1/2}}. \quad (17)$$

В формулах (11)–(13)

$$k_x = \frac{\omega_0}{c} \sin \theta_0 \cos \varphi_0, \quad k_y = \frac{\omega_0}{c} \sin \theta_0 \sin \varphi_0, \quad (18)$$

$$\lambda_2 = \frac{\omega_0}{c} \sqrt{1 - \varepsilon_1 \sin^2 \theta_0 + (\varepsilon_0 - 1) \gamma^2 (\beta \sqrt{\varepsilon_1 \sin \theta_0 \cos \varphi_0} - 1)^2},$$

где θ_0 и φ_0 — углы падения волны с амплитудой $\vec{E}_0$.

Формулы (11)–(13) дают угловое распределение высших гармоник рассеянных в области $z < 0$ и $z > 0$ волн.

2. Пусть теперь движущаяся решетка представляет собой систему идеально проводящих плоскостей (гребенка), которая движется со скоростью $u = \beta c$, $\beta \equiv 1$ вдоль оси y . В момент $t=0$ координаты n -ой пластины гребенки задаются соотношениями (рис. 1)

$$x < 0, \quad -\infty < z < \infty, \quad y = an\gamma^{-1}, \quad (19)$$

где a — расстояние между полуплоскостями „гребенки“ в системе координат, где она покоится. Волна, падающая на „гребенку“, опять задается формулой (2), в которой $\varepsilon_1 = 1$ (гребенка находится в вакууме).

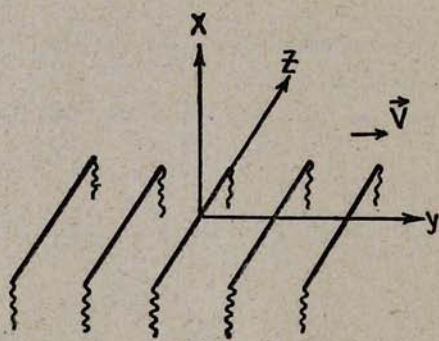


Рис. 1

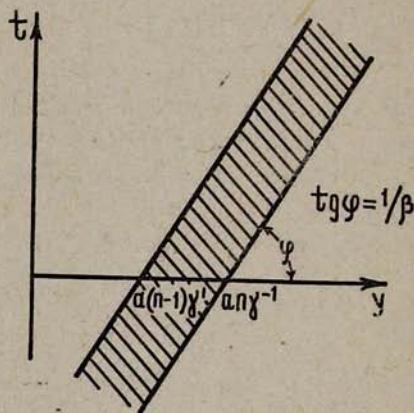


Рис. 2

Решение дифракционной задачи в лабораторной системе может быть получено из решения задачи дифракции на неподвижной „гребенке“ путем координатных преобразований. Приведем выражения для электрических компонент дифрагированного электромагнитного поля $\vec{E}$ в лабораторной системе

$$\vec{E}_y = e^{iP} \int da e^{-iax} A_y(a) \frac{-\operatorname{ch} \lambda (a - \zeta') + e^{ik_y' a} \operatorname{ch} \lambda \zeta'}{K^+(a) \lambda \operatorname{sh} \lambda a},$$

$$\begin{aligned} \tilde{E}_x = & \gamma e^{iP} \int da e^{-iax} \left\{ A_x(a) \frac{\text{sh } \lambda(a - \zeta') + e^{ik_y' a} \text{sh } \lambda \zeta'}{K^+(a) \text{sh } \lambda a} + \right. \\ & \left. + \frac{\beta}{ik'} [ia A_y(a) + \lambda^2 A_x(a)] \frac{-\text{ch } \lambda(a - \zeta') + e^{ik_y' a} \text{ch } \lambda \zeta'}{K^+(a) \lambda \text{sh } \lambda a} \right\}, \quad (20) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \tilde{E}_z = & \gamma e^{iP} \int da e^{-iax} \left\{ A_z(a) \frac{\text{sh } \lambda(a - \zeta') + e^{ik_y' a} \text{sh } \lambda \zeta'}{K^+(a) \text{sh } \lambda a} + \right. \\ & \left. + \frac{\beta}{ik'} [\lambda^2 A_z(a) - ik_y A_y(a)] \frac{-\text{ch } \lambda(a - \zeta') + e^{ik_y' a} \text{ch } \lambda \zeta'}{K^+(a) \lambda \text{sh } \lambda a} \right\}. \end{aligned}$$

В выражениях (20) компоненты $\vec{A}(a)$ имеют вид

$$A_x(a) = K^+(-k_x) \frac{-p(\alpha + p)\sigma'_x + k_z(\alpha + k_x)\sigma'_z}{p(k_x - p)(\alpha + k_x)}, \quad (21)$$

$$A_y(a) = -iK^+(-k_x) \frac{(\alpha + p)[\alpha p\sigma'_x + k_z(k_x + \alpha - p)\sigma'_z]}{p(k_x - p)(\alpha + k_x)}.$$

В формулах (20)–(21) введены следующие обозначения:

$$\lambda^2 = \alpha^2 - p^2, \quad p^2 = k'^2 - k_z^2, \quad k'^2 = \tilde{k}^2 \gamma^2, \quad \tilde{k} = k - \beta k_y,$$

$$\xi' = \gamma(\xi - \beta t), \quad k_y' = \gamma(k_y - \beta k),$$

$$\sigma'_x = \frac{i\gamma}{2\pi} \left\{ E_x^0 \left[1 - \beta \frac{k_x^2 + k_y^2}{kk_y} \right] - \frac{\beta k_x k_z}{kk_y} E_z^0 \right\}, \quad (22)$$

$$\sigma'_z = \frac{i\gamma}{2\pi} \left\{ E_z^0 \left[1 - \beta \frac{k_y^2 + k_z^2}{kk_y} \right] + \frac{\beta k_x k_z}{kk_y} E_x^0 \right\}.$$

Функции $K^\pm(a)$ в (20) получаются при факторизации [6] функции

$$K(a) = \frac{\lambda a (\text{ch } \lambda a - \cos k_y' a)}{\text{sh } \lambda a}, \quad (23)$$

т. е. при представлении ее в виде $K(a) = K^+(a)K^-(a)$, где функции $K^+(a)$ и $K^-(a)$ голоморфны соответственно в верхней и нижней полуплоскостях комплексного переменного a . Явный вид функций $K^\pm(a)$ можно найти, например, в работе [7]. Отметим, что выражения для дифрагированных полей в том виде, в каком они задаются формулами (20) и в которые входит λ , справедливы в полосе значений t и y , заштрихованной на рис. 2.

Рассмотрим теперь дифрагированные поля в свободном пространстве. Как видно из формулы (20), в подынтегральных выражениях нет точек ветвления в нижней полуплоскости комплексного переменного a

и поэтому при $x > 0$ вычисление интегралов по α в (20) сводится к вычислению вычетов в полюсах функции $K^+(\alpha)$ в точках

$$\alpha = \alpha_m = -i\sqrt{-p^2 + (\tau_m + k_y')^2}, \quad \tau_m = \frac{2\pi m}{a}, \quad m=0, \pm 1, \pm 2, \dots \quad (24)$$

В формуле (24) τ_m — вектор обратной решетки „гребенки“. Для диффрактированных полей при $x > 0$ из (20) получим

$$\vec{E} = -2\pi i \gamma \sum_m \left\{ \vec{f}(\alpha_m) - \frac{i\vec{\varphi}(\alpha_m)}{\tau_m + k_y} \right\} \text{Res} \left[\frac{1}{K^+(\alpha_m)} \right] e^{i(\vec{K}^m \vec{r} - \Omega_m t)}, \quad (25)$$

где

$$f_x(\alpha) = A_x(\alpha), \quad f_y(\alpha) = 0, \quad f_z(\alpha) = A_z(\alpha), \quad \varphi_y(\alpha) = \gamma A_y(\alpha),$$

$$\varphi_x(\alpha) = \frac{\beta}{ik'} \frac{p(\alpha + p)(p^2 \sigma'_x + k_x k_z \sigma'_z)}{p(\alpha + k_x)(k_x - p)}, \quad (26)$$

$$\varphi_z(\alpha) = \frac{\beta}{ik'} \frac{(\alpha + p)}{p(\alpha + k_x)(k_x - p)} \{-\alpha p k_z \sigma'_x + [(z - p)(p k_x - k'^2) - k_z^2 k_x] \sigma'_z\},$$

а компоненты волнового вектора $\vec{K}^m$ и частота Ω_m m -ой гармоники имеют вид

$$K_x^m = -\alpha_m, \quad K_z^m = k_z, \quad K_y^m = k_y + \tau_m \gamma, \quad \Omega_m = k + \tau_m \beta \gamma. \quad (27)$$

Отметим, что в формуле (25) нет зависимости от n и поэтому выражение (25) справедливо для любых y и t при $x > 0$. В свободном пространстве распространяются, естественно, только те из гармоник m , для которых α_m — действительно. Как видно из выражения (27), в спектре рассеянного излучения присутствуют частоты Ω_m , $m \neq 0$, которые зависят от вектора обратной решетки τ_m и скорости β движения „гребенки“. Гармоника номера m (частота Ω_m) распространяется в направлении вектора $\vec{K}^m$.

Вычислим теперь усредненный по времени поток вектора Пойтинга S через площадку, параллельную срезу „гребенки“, с единичной длиной вдоль оси z и длиной $a\gamma^{-1}$ вдоль оси y . Для S имеем

$$S = \frac{1}{8\pi} \sum_m \int \frac{K_x^m}{\Omega_m} \left\{ |\vec{E}_y|^2 + |\vec{E}_x|^2 + |\vec{E}_z|^2 \right\} dy dz. \quad (28)$$

При вычислении S для простоты рассмотрим случай, когда в падающей волне $k_z = 0$. Используя (25)–(28), для S найдем

$$S = \frac{\pi a \gamma |K^+(-k_x)|^2}{2(k_x - k')^2} \sum_m \frac{\alpha_m}{\Omega_m (\alpha_m + k_x)^2} \left| \text{Res} \frac{1}{K^+(\alpha_m)} \right|^2 \times \quad (29)$$

$$\times \left\{ (z_m + k')^2 \left[-\frac{\alpha_m^2}{\lambda_m'^2} + \left(1 + \frac{\beta k'}{i \lambda_m} \right)^2 \right] \sigma_x'^2 + (k_x - k')^2 \left(1 - \frac{\beta \lambda_m}{i k'} \right) \sigma_z'^2 \right\},$$

$$\lambda_m = -i(\tau_m + k_y').$$

Суммирование по m в формуле (29) проводится только по тем гармоникам m , которые распространяются в свободном пространстве.

Выражения для дифрагированных полей при $x < 0$ могут быть найдены аналогично из выражения (20). Приводить их здесь мы не будем. Отметим только, что в каждом из волноводов „гребенки“ распространяется столько же волноводных волн, сколько „гармоник“ распространяется в свободном пространстве, и что частоты соответствующих волноводных волн определяются выражением Ω_m формулы (27). Для простоты мы рассмотрели случай, когда „гребенка“ движется вдоль оси y . В случае, когда „гребенка“ движется под углом θ к оси y , для частот Ω_m и волновых векторов $\vec{K}_m$ имеем

$$\Omega_m = k + \tau_m \vec{\beta} \gamma, \quad \vec{K}_m = \vec{k} + \tau_m \gamma, \quad (30)$$

где

$$\beta_x = \beta \sin \theta, \quad \beta_y = \beta \cos \theta, \quad \tau_m^x = \tau_m \sin \theta, \quad \tau_m^y = \tau_m \cos \theta, \quad k_x = -\alpha_m.$$

Выражения (30) оказываются справедливыми и в случае произвольной движущейся периодической среды с вектором обратной решетки $\vec{\tau}_m$. Характерным для даваемого выражением (30) сдвига частот является то, что он не зависит от частоты Ω и, как и в случае неоднородного диэлектрика, имеет место лишь при наличии неоднородностей вдоль $\vec{\beta}$.

В заключение отметим, что такой сдвиг частот можно обнаружить экспериментально. Так, например, при выполнении брэгговского условия для $m=1$ при $a=0,4$ см и $u=40$ см/сек для Δf получаем

$$\Delta f = \frac{\Omega_1 - \Omega_0}{2\pi} = 100 \text{ ц.} \quad (31)$$

Авторы благодарят Б. М. Болотовского за обсуждение результатов работы.

Поступила 2.VII.1972

ЛИТЕРАТУРА

1. О. С. Мерелян. ДАН АрмССР, вып. 2, 1962.
2. О. С. Мерелян. Диссертация, М., 1963.
3. С. Н. Столяров. Диссертация, М., 1964.
4. Б. М. Болотовский, А. А. Рухадзе, ЖЭТФ, 37, 1346 (1959).
5. Э. М. Лазиев, О. С. Мерелян. Изв. вузов, Радиофизика (в печати).
6. Б. Нобл. Метод Винера-Хопфа, ИЛ, М., 1962.
7. Б. М. Болотовский, Г. В. Воскресенский. УФН, 94, 377 (1968).

ԷԼԵԿՏՐԱՄԱԳՆԵՍԱԿԱՆ ԱԼԻՔՆԵՐԻ ԴԻՖՐԱԿՑԻԱՆ ՇԱՐԺՎՈՂ
ՊԱՐԲԵՐԱԿԱՆՈՐԵՆ ԱՆՀԱՄԱՍԵՌ ՄԻՋԱՎԱՅՐՈՒՄ

ՅՈՒ. Մ. ԱՅՎԱԶՅԱՆ, Ն. Ս. ՄԵՐԳԵԼՅԱՆ

Լուծված է շարժվող ցանցում դիֆրակցիայի խնդիրը: Խնդիրը լուծված է զրգոումների տեսության մոտավորությամբ, երբ ցանցը բեկող է, և ճշգրիտ, երբ ցանցը կազմված է իդեալական հաղորդիչ կիսահարթություններից: Երկու դեպքում էլ ստացված են ցրված դաշտերի անկյունային և հաճախային բաշխման արտահայտությունները:

THE DIFFRACTION OF ELECTROMAGNETIC WAVE
ON MOVING PERIODICALLY-NONHOMOGENEOUS MEDIA

YU. M. AIVAZIAN, O. S. MERGELIAN

The problem of the diffraction of electromagnetic wave on moving lattice is solved in perturbation theory approximation in the case of refracting lattice. The exact solution of the problem is obtained in the case of lattice consisting of ideally conducting half-planes. In both cases the angular distribution and frequency distribution of scattered fields are obtained.