Изв. АН Армянской ССР, Физика, 2, 197—206 (1967)

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ПЛОСКОЙ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЫ С ДВИЖУЩЕЙСЯ СРЕДОЙ

С. А. БАБАЯН

Рассмотрены крайние случаи ($v \ll c$ и $v \sim c$) задачи взаимодействия плоской электромагнитной волны с одной границей раздела при тангенциальном разрыве скоростей, а также взаимодействие электромагнитной волны с движущимся слоем, когда электрическое поле имеет компоненту, нормальную к границе раздела.

В работе рассмотрены некоторые вопросы взаимодействия плоской электромагнитной волны с движущейся средой.

Различные стороны этой задачи были рассмотрены в работах [1—5]. В частности, в работах [1—4] были получены формулы Френеля для случаев, когда граница движется навстречу волне или уходит от нее, а также случай тангенциального разрыва скоростей сред на границе раздела. Там же были получены законы Снелла для этих случаев. В работе [5] рассматривается взаимодействие волны с движущимся слоем для случая, когда электрический вектор падающей волны имеет одну компоненту, перпендикулярную к направлению движения среды и нормали к границе.

В настоящей работе рассмотрены более детально крайние случаи задачи взаимодействия электромагнитной волны с одной границей раздела при тангенциальном разрыве скоростей, а именно случаи, когда скорость среды $v \ll c$ и когда $v \sim c$.

Это позволяет более четко выделить некоторые особенности отраженной волны без каких-либо допущений о характере падающей волны. Кроме того, рассмотрено взаимодействие электромагнитной волны с движущимся слоем, когда электрическое поле имеет компоненту, нормальную к границе раздела. Получены выражения для отраженных и преломленных волн и исследована их поляризация.

1. Пусть плоскость $z = 0$ является границей раздела двух сред с постоянными $\varepsilon_1\mu_1$ (область $z < 0$) и $\varepsilon_2\mu_2$ (область $z > 0$). Среда $\varepsilon_2\mu_2$ движется со скоростью $v = v_y$, и на границу раздела из неподвижной среды падает электромагнитная волна с частотой ω. Угол падения в плоскости (k, z) обозначим через θ_0 (отсчитывается от оси z), а в плоскости (x, y) через φ_0 (отсчитывается от оси x). Рассмотрим фазовые соотношения, определяющие частоты и волновые векторы для падающей, отраженной и преломленной волны. Запишем поля в виде

$$\vec{E}_i = \vec{E}_i(k)\, e^{i(\vec{k}_i \vec{r} - \omega t)}, \tag{1.1}$$

где $i = 0, 1, 2$ соответствует падающей, отраженной и преломленной волне. Так как в любой точке плоскости раздела и в любой момент времени поля должны одинаковым образом зависеть от координат и времени, то имеем

$$\omega_0 = \omega_1 = \omega_2 = \omega; \quad k_{0x} = k_{1x} = k_{2x} = k_x; \quad k_{0y} = k_{1y} = k_{2y} = k_y. \tag{1.2}$$

Учитывая, что связь между $\vec{D}$, $\vec{E}$, $\vec{B}$ и $\vec{H}$ в движущихся средах дается уравнениями Минковского, получим, что поля (1.1) будут решениями уравнений Максвелла при выполнении следующих дисперсионных соотношений:

$$k^2 = k_0^2 = k_1^2 = \frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon_1\mu_1, \tag{1.3}$$

$$k_2^2 = \frac{\omega^2}{c^2} + \frac{\varepsilon_2\mu_2 - 1}{c^2(1-\beta^2)}(\vec{v}\vec{k}_2 - \omega)^2. \tag{1.4}$$

Из (1.2), (1.3) и (1.4) имеем

$$\left.\begin{aligned}
k_{0x} &= k_{1x} = \frac{\omega}{c}\sqrt{\varepsilon_1\mu_1}\sin\theta_0\cdot\cos\varphi_0,\\
k_{0y} &= k_{1y} = \frac{\omega}{c}\sqrt{\varepsilon_1\mu_1}\sin\theta_0\cdot\sin\varphi_0,\\
k_{0z} &= -k_{1z} = \frac{\omega}{c}\sqrt{\varepsilon_1\mu_1}\cos\theta_0,\\
k_{2z} &= \frac{\omega}{c}\left\{1 - \varepsilon_1\mu_1\sin^2\theta_0 + \frac{\varepsilon_2\mu_2 - 1}{1-\beta^2}\cdot(\beta\sqrt{\varepsilon_1\mu_1}\sin\theta_0\sin\varphi_0 - 1)^2\right\}^{1/2}.
\end{aligned}\right\} \tag{1.5}$$

Из (1.5) следует, что падающая, отраженная и преломленная волны лежат в одной плоскости, угол падения равен углу отражения, а закон преломления имеет следующий вид:

$$\frac{\sin\theta_2}{\sin\theta_0} = \frac{\sqrt{\varepsilon_1\mu_1}(1-\beta^2)^{1/2}}{\{\beta^2\varepsilon_1\mu_1(\varepsilon_2\mu_2 - 1)\sin^2\theta_0\sin^2\varphi_0 - 2\beta\sqrt{\varepsilon_1\mu_1}(\varepsilon_2\mu_2 - 1)\sin\theta_0\sin\varphi_0 - \varepsilon_2\mu_2 - \beta^2\}^{1/2}}. \tag{1.6}$$

Угол θ_0, начиная с которого имеет место полное внутреннее отражение, определяется из условия $k_{2z} = 0$ и равен

$$\sin\theta_0 = \frac{\beta(\varepsilon_2\mu_2 - 1)\sin\varphi_0 - \sqrt{(1-\beta^2)[\varepsilon_2\mu_2 - \beta^2 - \beta^2(\varepsilon_2\mu_2 - 1)\sin^2\varphi_0]}}{\sqrt{\varepsilon_1\mu_1}[\beta^2(\varepsilon_2\mu_2 - 1)\sin^2\varphi_0 - (1-\beta^2)]}. \tag{1.7}$$

При k_2 мнимом, также имеет место полное внутреннее отражение.

2. Условия непрерывности тангенциальных компонент $\vec{E}$ и $\vec{H}$ и нормальных компонент $\vec{D}$ и $\vec{B}$ на границе раздела дают следующие уравнения для амплитуд полей [6]:

$$E_x k_x \left[k_z \varepsilon_2 \mu_1 \gamma - k_{2z} \left(\varepsilon_1 \mu_1 \xi + \frac{c}{\omega} \beta \varkappa k_y \right) \right] +$$

$$+ E_y \left[\mu_1 \varepsilon_2 \left(\frac{\omega}{c} \varkappa\beta + k_y \xi \right) k_z - \frac{c}{\omega} \varkappa\beta k_{2z} k_z^2 - k_{2z} k_y \left(\varepsilon_1 \mu_1 \xi + \beta\varkappa k_y \frac{c}{\omega} \right) = \right.$$

$$= - E_{1x} k_x \left[k_z \varepsilon_2 \mu_1 \gamma + k_{2z} \left(\varepsilon_1 \mu_1 \xi + \frac{c}{\omega} \beta\varkappa k_y \right) \right] -$$

$$- E_{1y} \left[\mu_1 \varepsilon_2 \left(\frac{\omega}{c} \varkappa\beta + k_y \xi \right) k_z + \frac{c}{\omega} \varkappa\beta k_{2z} k_z^2 + k_{2z} k_y \left(\varepsilon_1 \mu_1 \xi + \frac{c}{\omega} k_y \beta\varkappa \right) \right],$$

$$E_x \left[k_z \left(k_y \xi + \frac{\omega}{c} \varkappa\beta \right) \left(\frac{\mu_1}{\mu_2} k_{2z} - k_z \right) - k_x^2 \varkappa\beta \left(\frac{\omega}{c} - \beta k_y \right) \right] +$$

$$+ E_y k_x \left[k_z \left(k_z \gamma - \frac{\mu_1}{\mu_2} \xi k_{2z} \right) - k_y \varkappa\beta \left(\frac{\omega}{c} - \beta k_y \right) \right] =$$

$$= E_{1x} \left[k_x^2 \varkappa\beta \left(k_y \beta - \frac{\omega}{c} \right) - k_z \left(k_y \xi + \frac{\omega}{c} \varkappa\beta \right) \left(\frac{\mu_1}{\mu_2} k_{2z} + k_z \right) \right] +$$

$$+ E_{1y} k_x \left[k_z \left(\frac{\mu_1}{\mu_2} \xi k_{2z} + k_z \gamma \right) + k_y \varkappa\beta \left(k_y \beta - \frac{\omega}{c} \right) \right];$$

$$E_{1x} + E_x = E_{2x}; \qquad k_x E_x + k_y E_y = - k_z E_z;$$

$$E_{1y} + E_y = E_{2y}; \qquad k_x E_{1x} + k_y E_{1y} = k_z E_{1z};$$

$$E_{2z} = \frac{\mu_2}{\mu_1} \cdot \frac{1}{k_x} \left\{ k_x (E_{1z} + E_z) - k_z (E_x - E_{1x}) + \frac{\mu_1}{\mu_2} k_{2z} E_{2x} \right\},$$

где $\gamma = 1 - \beta^2$; $\xi = 1 - \beta^2 \varepsilon_2 \mu_2$; $\varkappa = \varepsilon_2 \mu_2 - 1$.

Для магнитных векторов получаются совершенно аналогичные уравнения, только везде отношение $\frac{\mu_1}{\mu_2}$ заменяется на $\frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2}$.

Рассмотрим подробно случай малых скоростей ($\beta^2 \sim 0$) и больших скоростей $\beta \sim 1$.

а. Если $\beta \ll 1$, мы можем положить $\beta^2 = 0$, и тогда

$$\gamma = 1, \quad \xi = 1;$$

$$k_{2z} = \frac{\omega}{c} \left\{ \varepsilon_2 \mu_2 - \varepsilon_1 \mu_1 \sin^2 \theta_0 + 2\varkappa\beta \sqrt{\varepsilon_1 \mu_1} \sin \theta_0 \sin \varphi_0 \right\}^{\frac{1}{2}} = \frac{\omega}{c} n.$$

Пусть падающая электромагнитная волна имеет компоненты $E_x \neq 0$, $E_z \neq 0$, $E_y = 0$, тогда для отраженной волны имеем

$$E_{1x} = \frac{A_1}{B} E_x, \qquad E_{1y} = \frac{A_2 \varkappa\beta}{B} E_x, \tag{2.1}$$

где

$$A_1 = \frac{\varepsilon_1\mu_1}{2}\sin 2\theta_0 \sin\varphi_0\left(\frac{\mu_1}{\mu_0}n - \sqrt{\varepsilon_1\mu_1}\cos\theta_0\right)\left\{\mu_1\varepsilon_2\left(\frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2}n + \sqrt{\varepsilon_1\mu_1}\cos\theta_0\right)\times\right.$$

$$\times(\sqrt{\varepsilon_1\mu_1}\sin\theta_0\sin\varphi_0 + \beta\varkappa) + n(\cos^2\theta_0 + \sin^2\theta_0\sin^2\varphi_0)\varepsilon_1\mu_1\varkappa\beta -$$

$$\left.-\mu_1\varepsilon_2\sqrt{\varepsilon_1\mu_1}\,\varkappa\beta\cos\theta_0\right\} - \varepsilon_1\mu_1\sin^2\theta_0\cos^2\varphi_0\left\{\mu_1\varepsilon_2\sqrt{\varepsilon_1\mu_1}\sin\theta_0\sin\varphi_0\varkappa\beta\times\right.$$

$$\times\left(\frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2}n + \sqrt{\varepsilon_1\mu_1}\cos\theta_0\right) + \mu_1\varepsilon_2\left(\frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2}n - \sqrt{\varepsilon_1\mu_1}\cos\theta_0\right)\times$$

$$\times\left[\sqrt{\varepsilon_1\mu_1}\cos\theta_0\left(\frac{\mu_1}{\mu_2}n + \sqrt{\varepsilon_1\mu_1}\cos\theta_0\right) - \varkappa\beta\sqrt{\varepsilon_1\mu_1}\sin\theta_0\sin\varphi_0\right] +$$

$$\left.+\frac{\varepsilon_1\mu_1}{2}\sin 2\theta_0\sin\varphi_0 n\varkappa\beta\left(\frac{\mu_1}{\mu_2}n + \sqrt{\varepsilon_1\mu_1}\cos\theta_0\right)\right\},$$

$$A_2 = -\varepsilon_1^2\mu_1^3\sin 2\theta_0\cos\varphi_0\left\{\frac{n}{\mu_2}(\sin^2\theta_0\sin^2\varphi_0 + 1) - \varepsilon_2(\sin^2\theta_0\cos^2\varphi_0 + \cos^2\theta_0) +\right.$$

$$\left.+\frac{1}{\varkappa\beta\mu_2}\sqrt{\varepsilon_1\mu_1}\sin^2\theta_0\sin\varphi_0\left[(\varepsilon_2\mu_2 - \varepsilon_1\mu_1)\sin\theta_0 + 2\beta\varkappa\sqrt{\varepsilon_1\mu_1}\sin\varphi_0 + \frac{1}{\sin\theta_0}\right]\right\},$$

$$B = -\frac{\varepsilon_1\mu_1}{2}\sin 2\theta_0\sin\varphi_0\left(\frac{\mu_1}{\mu_2}n + \sqrt{\varepsilon_1\mu_1}\cos\theta_0\right)\left\{\mu_1\varepsilon_2\left(\frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1}n + \sqrt{\varepsilon_1\mu_1}\cos\theta_0\right)\times\right.$$

$$\times(\sqrt{\varepsilon_1\mu_1}\sin\theta_0\sin\varphi_0 + \beta\varkappa) + n\varepsilon_1\mu_1\varkappa\beta(\cos^2\theta_0 + \sin^2\theta_0\sin^2\varphi_0) +$$

$$\left.+\mu_1\varepsilon_2\sqrt{\varepsilon_1\mu_1}\,\varkappa\beta\cos\theta_0\right\} - \varepsilon_1\mu_1\sin^2\theta_0\cos^2\varphi_0\times$$

$$\times\left\{\mu_1\varepsilon_2\sqrt{\varepsilon_1\mu_1}\sin\theta_0\sin\varphi_0\varkappa\beta\left(\frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2}n + \sqrt{\varepsilon_1\mu_1}\cos\theta_0\right) -\right.$$

$$-\varepsilon_2\mu_1\left(\frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2}n + \sqrt{\varepsilon_1\mu_1}\cos\theta_0\right)\left[\sqrt{\varepsilon_1\mu_1}\cos\theta_0\left(\frac{\mu_1}{\mu_2}n + \sqrt{\varepsilon_1\mu_1}\cos\theta_0\right) -\right.$$

$$\left.\left.-\sqrt{\varepsilon_1\mu_1}\sin\theta_0\sin\varphi_0\varkappa\beta\right] - n\frac{\varepsilon_1\mu_1}{2}\sin 2\theta_0\sin\varphi_0\left(\frac{\mu_1}{\mu_2}n + \sqrt{\varepsilon_1\mu_1}\cos\theta_0\right)\right\}.$$

Из (2.1) видно, что при отражении от движущейся среды появляется компонента поля по оси y, то есть плоскость поляризации поворачивается. Угол поворота определяется из условия

$$\operatorname{tg}\alpha = \frac{E_{1y}}{E_{1x}} = \frac{A_2}{A_1}\varkappa\beta. \tag{2.2}$$

При $k_y' = 0$, H_x и H_z также равны нулю, то есть падающий поток не распространяется вдоль y. Однако H_{2x} и H_{2z} отличны от нуля и, следовательно, отличен от нуля и поток вдоль y, что объясняется увлечением света движущейся средой.

Если падает волна с компонентами E_y, E_z, то для отраженной волны получаем

$$E_{1y} = -\frac{C_1}{B}E_y, \qquad E_{1x} = \frac{C_2\beta\varkappa}{B}E_y, \tag{2.3}$$

где

$$C_1 = \varepsilon_1\mu_1 \sin^2\theta_0\cos^2\varphi_0\Big\{\Big(\sqrt{\varepsilon_1\mu_1}\cos\theta_0 - \frac{\mu_1}{\mu_2}n\Big)\Big[\varepsilon_2\mu_2\Big(n\frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2} + \sqrt{\varepsilon_1\mu_1}\cos\theta_0\Big) +$$

$$+ \sqrt{\varepsilon_1\mu_1}\sin\theta_0\sin\varphi_0\, n\varkappa\beta\Big] - 2\mu_1\varepsilon_2\sqrt{\varepsilon_1\mu_1}\sin\theta_0\sin\varphi_0\,\varkappa\beta\Big\}\sqrt{\varepsilon_1\mu_1}\cos\theta_0 +$$

$$+ \frac{\varepsilon_1\mu_1}{2}\sin 2\theta_0\sin\varphi_0\Big\{\varepsilon_1\mu_1 n\varkappa\beta(\cos^2\theta_0 - \sin^2\theta_0\sin^2\varphi_0) - \varkappa\beta\mu_1\varepsilon_2\sqrt{\varepsilon_1\mu_1}\cos\theta_0 +$$

$$+ \Big(\frac{\mu_1}{\mu_2}n + \sqrt{\varepsilon_1\mu_1}\cos\theta_0\Big)(\varepsilon_1\mu_1\sin\theta_0\sin\varphi_0 + \varkappa\beta)\,\mu_1\varepsilon_2\Big(\frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2}n - \sqrt{\varepsilon_1\mu_1}\cos\theta_0\Big)\Big\},$$

$$C_2 = \varepsilon_1^2\mu_1^3\sin 2\theta_0\cos\varphi_0\Big\{\varepsilon_2(\cos^2\theta_0 - \sin^2\theta_0\sin^2\varphi_0) - \frac{n}{\mu_2}(1 - \sin^2\theta_0\cos^2\varphi_0) +$$

$$+ \frac{1}{\varkappa\beta\mu_2}\sqrt{\varepsilon_1\mu_1}\sin^2\theta_0\sin^2\varphi_0\Big[2\varkappa\beta\sqrt{\varepsilon_1\mu_1}\sin\varphi_0 - (\varepsilon_1\mu_1 + \varepsilon_2\mu_2)\sin\theta_0 + \frac{\varkappa}{\sin\theta_0}\Big]\Big\}.$$

Появление E_{1x} говорит о повороте плоскости поляризации на угол

$$\delta = \operatorname{arc\,tg}\frac{C_2}{C_1}\varkappa\beta.$$

В выражении для потока вдоль y появляются члены, зависящие от β.

Если $k_x = 0$, то есть $\varphi_0 = \frac{\pi}{2}$, то $C_2 = A_2 = 0$ и плоскость поляризации не поворачивается.

б. Теперь рассмотрим другой крайний случай $\beta \sim 1$ для слабо диспергирующей среды. При больших скоростях $k_{2z} \sim \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$ очень большая величина, и в выражениях для амплитуд полей можно оставить члены только с k_{2z}, тогда для волны E_z, E_x получим

$$E_{1x} = \frac{a_1}{b}E_x, \qquad E_{1y} = \frac{a_2}{b}E_x,$$

где

$$a_1 = \varepsilon_1\mu_1\{[\xi\sqrt{\varepsilon_1\mu_1}\sin\theta_0\sin\varphi_0 + \varkappa\beta(\cos^2\theta_0 + \sin^2\theta_0\sin^2\varphi_0)] \times$$

$$\times [\xi\sqrt{\varepsilon_1\mu_1}\sin\theta_0\sin\varphi_0 + \beta\varkappa] - \sin^2\theta_0\cos^2\varphi_0\xi[\xi\varepsilon_1\mu_1 - \varkappa\beta\sqrt{\varepsilon_1\mu_1}\sin\theta_0\sin\varphi_0]\},$$

$$a_2 = -2\sqrt{\varepsilon_1\mu_1}\sin\theta_0\cos\varphi_0\{\varepsilon_1\mu_1(\sin^2\theta_0\sin^2\varphi_0 + 1)\varkappa\beta\xi +$$

$$+ \varkappa^2\beta^2\sqrt{\varepsilon_1\mu_1}\sin\theta_0\sin\varphi_0 + \sqrt{\varepsilon_1\mu_1}\sin\theta_0\sin\varphi_0\varepsilon_1\mu_1\},$$

$$b = \varepsilon_1\mu_1\{\sin^2\theta_0\cos^2\varphi_0\,\xi[\varepsilon_1\mu_1\xi + \varkappa\beta\sin\theta_0\sin\varphi_0] -$$

$$- [\xi\sqrt{\varepsilon_1\mu_1}\sin\theta_0\sin\varphi_0 + \beta\varkappa(\cos^2\theta_0 + \sin^2\theta_0\sin^2\varphi_0)][\xi\sqrt{\varepsilon_1\mu_1}\sin\theta_0\sin\varphi_0 + \beta\varkappa]\}.$$

Плоскость поляризации поворачивается на угол

$$\alpha = \operatorname{arc\,tg} \frac{a_2}{a_1}.$$

Если электромагнитная волна имеет компоненты E_y, E_z, то

$$E_{1y} = \frac{s_1}{b} E_y, \qquad E_{1x} = \frac{s_2}{b} E_y,$$

где

$$s_1 = -\varepsilon_1\mu_1 \{[\xi\sqrt{\varepsilon_1\mu_1} \sin\theta_0 \sin\varphi_0 + \varkappa\beta(\cos^2\theta_0 + \sin^2\theta_0 \sin^2\varphi_0)] \times$$

$$\times [\xi\sqrt{\varepsilon_1\mu_1} \sin\theta_0 \sin\varphi_0 + \beta\varkappa] - \sin^2\theta_0 \cos^2\varphi_0 \xi^2 \varepsilon_1\mu_1\},$$

$$s_2 = -2\varepsilon_1\mu_1\sqrt{\varepsilon_1\mu_1} \sin\theta_0 \sin\varphi_0 \{\xi [(\cos^2\theta_0 + \sin^2\theta_0 \sin^2\varphi_0)\varkappa\beta +$$

$$+ \sqrt{\varepsilon_1\mu_1} \sin\theta_0 \sin\varphi_0]\}.$$

Угол поворота плоскости поляризации равен

$$\delta = \operatorname{arc\,tg} \frac{s_2}{s_1}.$$

Покажем, что поток в глубь среды, движущейся с релятивистскими скоростями, затухает. Для этого рассмотрим выражения

$$[\vec{E}_2 \vec{H}_2^*]_z = E_{2x} H_{2y}^* - E_{2y} H_{2x}^*,$$

$$E_{2x} = E_{2x} e^{i(\vec{k}_2 \vec{r} - \omega t)}, \tag{2.4}$$

$$E_{2y} = E_{2y} e^{i(\vec{k}_2 \vec{r} - \omega t)}.$$

Представим $\vec{k}_2$ в виде $\vec{k}_2 = \vec{k}_2' + i\vec{k}_2''$, где k_2' и k_2'' — действительные числа. Тогда (2.4) примет вид

$$E_{2x} = e^{i(\vec{k}_2' \vec{r} - \omega t)} e^{-\vec{k}_2'' \vec{r}},$$

то есть получаем, что поток в глубь среды затухает как $e^{-2\vec{k}_2'' \vec{r}}$, а это означает, что практически нет потока в глубь среды. Весь поток распространяется вдоль направления движения в тонком поверхностном слое.

3. Рассмотрим случай, когда неподвижная среда с постоянными ε_1, μ_1 разделена на две части движущимся слоем толщины d с постоянными ε_2 и μ_2. Движение происходит вдоль оси y. Из неподвижной среды на границу раздела падает электромагнитная волна частоты ω.

Запишем поля в виде (1.1), но здесь $i = 0, 1, 2, 3, 4$. Причем $i = 0, 1, 4$ соответствуют падающей, отраженной и вышедшей из слоя волнам, а $i = 2, 3$ соответствуют преломленной в слое и отраженной от нижней границы слоя волнам.

$$\left.\begin{aligned}
&\omega = \omega_1 = \omega_2 = \omega_3 = \omega_4, \quad k_x = k_{1x} = k_{2x} = k_{3x} = k_{4x}, \quad k_{2z} = -k_{3z},\\
&k^2 = k_1^2 = k_4^2 = \varepsilon_1\mu_1 \frac{\omega}{c}, \qquad k_y = k_{1y} = k_{2y} = k_{3y} = k_{4y},\\
&k_z = -k_{1z} = k_{4z} = \frac{\omega}{c}\sqrt{\varepsilon_1\mu_1}\cos\theta_0, \quad k_x = \frac{\omega}{c}\sqrt{\varepsilon_1\mu_1}\sin\theta_0\cos\varphi_0,\\
&k_y = \frac{\omega}{c}\sqrt{\varepsilon_1\mu_1}\sin\theta_0\sin\varphi_0.
\end{aligned}\right\} \tag{3.1}$$

Если падает электромагнитная волна $\vec{k}(k_x,\ k_z)$,

$$\vec{E}(E_x,\ E_z), \qquad k_z = \frac{\omega}{c}\sqrt{\varepsilon_1\mu_1}\cos\theta_0, \qquad k_x = \frac{\omega}{c}\sqrt{\varepsilon_1\mu_1}\sin\theta_0,$$

$$k_{2z} = \frac{\omega}{c}\{n_2^2 - \varepsilon_1\mu_1\sin^2\theta_0\}^{\frac{1}{2}}, \qquad n_2^2 = \frac{\varepsilon_2\mu_2 - \beta^2}{1-\beta^2}, \tag{3.2}$$

то амплитуды полей для этого случая имеют следующий вид:

$$E_{1y} = \frac{1}{mnN} 2\varkappa\beta \frac{\mu_2}{\mu_1}\sqrt{\varepsilon_1\mu_1}\,\xi\cos\theta_0\{Bm - Ane^{2ik_{2z}d}\}E_x;$$

$$E_{1x} = \frac{1}{bN}\left[2\frac{\mu_2}{\mu_1}\xi\sqrt{\varepsilon_1\mu_1}\cos\theta_0 a\{Ae^{-2ik_{2z}d} + B\} - bN\right]E_x;$$

$$E_{2x} = \frac{1}{bN}2\frac{\mu_2}{\mu_1}\xi\sqrt{\varepsilon_1\mu_1}\cos\theta_0\, aAe^{-2ik_{2z}d}E_x;$$

$$E_{3x} = \frac{1}{bN}2\frac{\mu_2}{\mu_1}\xi\sqrt{\varepsilon_1\mu_1}\cos\theta_0 aBE_x;$$

$$E_{2y} = -\frac{1}{mN}2\frac{\mu_2}{\mu_1}\xi\sqrt{\varepsilon_1\mu_1}\cos\theta_0 A\varkappa\beta e^{-2ik_{2z}d}E_x;$$

$$E_{3y} = \frac{1}{nN}2\frac{\mu_2}{\mu_1}\xi\sqrt{\varepsilon_1\mu_1}\cos\theta_0 B\varkappa\beta E_x;$$

$$E_{2z} = -\frac{1}{N}2\frac{\mu_2}{\mu_1}\xi\sqrt{\varepsilon_1\mu_1}\cos\theta_0 Ae^{-2ik_{2z}d}E_x;$$

$$E_{3z} = \frac{1}{N}2\frac{\mu_2}{\mu_1}\xi\sqrt{\varepsilon_1\mu_1}\cos\theta_0 BE_x;$$

$$E_{4x} = \frac{1}{bN}2\frac{\mu_2}{\mu_1}\xi\sqrt{\varepsilon_1\mu_1}\cos\theta_0 a[A+B]e^{-id(k_{2z}+k_z)}E_x;$$

$$E_{4y} = \frac{1}{mnN}2\varkappa\beta\frac{\mu_2}{\mu_1}\xi\sqrt{\varepsilon_1\mu_1}\cos\theta_0[mB + nA[e^{-id(k_{2z}+k_z)}E_x,$$

где

$$a = \mu_2\gamma\left(\varepsilon_2\gamma - \xi\frac{\varepsilon_1\mu_1}{\mu_2}\sin^2\theta_0\right) - \varkappa^2\beta^2,$$

$$b = \xi\sqrt{n_2^2 - \varepsilon_1\mu_1\sin^2\theta_0}\,(\gamma\varepsilon_1\mu_1\sin\theta_0 + \varkappa\beta),$$

$$m = \frac{\mu_2}{\mu_1}\gamma\sqrt{\varepsilon_1\mu_1}\cos\theta_0 + \xi\sqrt{n_2^2 - \varepsilon_1\mu_1\sin^2\theta_0}\,,$$

$$n = \frac{\mu_2}{\mu_1}\gamma\sqrt{\varepsilon_1\mu_1}\cos\theta_0 - \xi\sqrt{n_2^2 - \varepsilon_1\mu_1\sin^2\theta_0}\,,$$

$$A = \frac{a}{b}\xi\left(\sqrt{n_2^2 - \varepsilon_1\mu_1\sin^2\theta_0} + \frac{\mu_2}{\mu_1}\sqrt{\varepsilon_1\mu_1}\cos\theta_0\right) + \sqrt{\varepsilon_1\mu_1}\sin\theta_0\left(\xi - \gamma\frac{\mu_2\varepsilon_2}{\mu_1\varepsilon_1}\right) +$$

$$+ \varepsilon_1\mu_1\sin\theta_0\cos\theta_0\frac{\mu_2}{\mu_1^2\varepsilon_1}\varkappa\beta n,$$

$$B = \frac{a}{b}\xi\left(\sqrt{n_2^2 - \varepsilon_1\mu_1\sin^2\theta_0} + \frac{\mu_2}{\mu_1}\sqrt{\varepsilon_1\mu_1}\cos\theta_0\right) +$$

$$+ \sqrt{\varepsilon_1\mu_1}\sin\theta_0\left(\xi - \gamma\frac{\mu_2\varepsilon_2}{\mu_1\varepsilon_1}\right) + \varepsilon_1\mu_1\sin\theta_0\cos\theta_0\frac{\mu_2}{\mu_1^2\varepsilon_1}\varkappa\beta m,$$

$$N = A\left[B - 2\varepsilon_1\mu_1\sin\theta_0\cos\theta_0\frac{\mu_2}{\mu_1^2\varepsilon_1}\varkappa\beta m\right]e^{-2ik_{2z}d} -$$

$$-B\left[A - \varepsilon_1\mu_1\sin 2\theta_0\varkappa\beta n\frac{\mu_2}{\mu_1^2\varepsilon_1}\right].$$

Плоскость поляризации отраженной волны поворачивается на угол $\alpha = \operatorname{arc\,tg}\frac{E_{1y}}{E_{1x}}$, а вышедшей из слоя волны на угол $\delta = \operatorname{arc\,tg}\frac{E_{4y}}{E_{4x}}$. Из выражений для E_{1y} и E_{4y} видно, что поворот плоскости поляризации есть эффект первого порядка по β. Наличие компонент E_{2z} и E_{3z} объясняется увлечением света слоем. При $\beta \sim 1$ $E_{4x} = E_{4y} = 0$, то есть свет не проходит сквозь слой, и $E_{1y} = 0$, то есть плоскость поляризации отраженной волны не поворачивается. Потока в глубину слоя нет.

В случае нормального падения $k = k_z$ волны $\vec{E}(E_x, E_y)$ амплитуды полей принимают вид:

$$\left.\begin{aligned}
E_{1y} &= \frac{1}{\delta}\left[\frac{\varepsilon_1}{\mu_1} - \frac{\varepsilon_2^2}{n_2^2}\right]\left[e^{-2in_2d\frac{\omega}{c}} - 1\right]E_y;\\
E_{2y} &= E_y\frac{2}{\delta}\sqrt{\frac{\varepsilon_1}{\mu_1}}\left(\frac{\varepsilon_2}{n_2} + \sqrt{\frac{\varepsilon_1}{\mu_1}}\right)e^{-2id\frac{\omega}{c}n_2},\\
E_{3y} &= \frac{2}{\delta}\sqrt{\frac{\varepsilon_1}{\mu_1}}\left(\frac{\varepsilon_2}{n_2} - \sqrt{\frac{\varepsilon_1}{\mu_1}}\right)E_y,\\
E_{4y} &= \frac{4}{\delta}\sqrt{\frac{\varepsilon_1}{\mu_1}}e^{-i\frac{\omega}{c}(n_2+\sqrt{\varepsilon_1\mu_1})\,d}E_y;\\
E_{1x} &= \frac{1}{\chi}\left[\frac{\varepsilon_1}{\mu_1} - \frac{n_2^2}{\mu_2^2}\right]\left[e^{-2i\frac{\omega}{c}n_2d} - 1\right]E_x;\\
E_{2x} &= \frac{2}{\chi}\sqrt{\frac{\varepsilon_1}{\mu_1}}\left(\frac{n_2}{\mu_2} + \sqrt{\frac{\varepsilon_1}{\mu_1}}\right)e^{-2i\frac{\omega}{c}n_2d}E_x;\\
E_{3x} &= \frac{2}{\chi}\left(\frac{n_2}{\mu_2} - \sqrt{\frac{\varepsilon_1}{\mu_1}}\right)E_x;\\
E_{4x} &= \frac{4}{\chi}\sqrt{\frac{\varepsilon_1}{\mu_1}\frac{n_2}{\mu_2}}e^{-i\frac{\omega}{c}(n_2+\sqrt{\varepsilon_1\mu_1})\,d}E_x;\\
E_{2z} &= \beta\frac{(1-\varepsilon_2\mu_2)}{n_2(1-\beta^2)}E_{2y};\\
E_{3z} &= \beta\frac{(\varepsilon_2\mu_2-1)}{n_2(1-\beta^2)}E_{3y};\quad E_{1z} = E_{4z} = 0;
\end{aligned}\right\}\tag{3.3}$$

где

$$\delta = \left(\frac{\varepsilon_2}{n_2} + \sqrt{\frac{\varepsilon_1}{\mu_1}}\right)^2 e^{-2i\frac{\omega}{c}n_2d}\left(\frac{\varepsilon_2}{n_2} - \sqrt{\frac{\varepsilon_1}{\mu_1}}\right)^2,$$

$$\chi = \left(\frac{n_2}{\mu_2} + \sqrt{\frac{\varepsilon_1}{\mu_1}}\right)e^{2i\frac{\omega}{c}n_2d} - \left(\frac{n_2}{\mu_2} - \sqrt{\frac{\varepsilon_1}{\mu_1}}\right)^2.$$

Из (3.3) видно, что в случае нормального падения электромагнитных волн плоскость поляризации не поворачивается. Единственным эффектом первого порядка по β является появление продольных компонент поля внутри пластинки. Вне ее отраженная и прошедшая волны остаются поперечными.

В заключение выражаю благодарность О. С. Мергеляну за руководство работой.

Институт радиофизики и электроники
АН Армянской ССР

Поступила 30 ноября 1966

ЛИТЕРАТУРА

1. *Б. М. Болотовский, С. Н. Столяров*, Известия вузов, Радиофизика, 6, 1171 (1961).
2. *С. Н. Столяров*, диссертация, ФИАН, 1964 г.
3. *С. Н. Столяров*, Известия вузов, Радиофизика, 4, 671 (1962).
4. *О. С. Мергелян*. ДАН АрмССР, 34, 65 (1965).
5. *C. Yeh* and *K. F. Casey*, Phys. Rev., 144, 665 (1966).
6. *Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц*, Электродинамика сплошных сред, ГИТТЛ, 1957 г,

ՀԱՐԹ ԷԼԵԿՏՐԱՄԱԳՆԻՍԱԿԱՆ ԱԼԻՔԻ ՓՈԽԱԶԴԵՑՈՒԹՅՈՒՆԸ ՇԱՐԺՎՈՂ ՄԻՋԱՎԱՅՐԻ ՀԵՏ

Ս. Ա. ԲԱԲԱՅԱՆ

Դիտարկված են հարթ էլեկտրամագնիսական ալիքի փոխազդեցության եզրային դեպքերը ($v \ll c$ և $v \sim c$) բաժանման մեկ սահմանի հետ արագությունների տանգենցիալ խզման դեպքում, ինչպես նաև էլեկտրամագնիսական ալիքի փոխազդեցությունը շարժվող շերտի հետ, երբ էլեկտրական դաշտը ունի բաժանման սահմանին նորմալ բաղադրիչ։

INTERACTION BETWEEN A PLANE ELECTROMAGNETIC WAVE AND A MOVING MEDIUM

S. A. BABAYAN

The extreme cases ($v \ll c$ and $v \sim c$) of the problem of interaction between the plane electromagnetic wave and the separation boundary in case of tangential velocity rupture, as well as the interaction between the electromagnetic wave and the moving layer when the electric field has a component normal to the boundary are considered.