Заключение

Показано, что процесс дефазировки состояний квантовых систем при медленной стохастической модуляции частоты их оптических переходов, близкий по характеру к обратимой дефазировке в неоднородно-уширенных системах, имеет ряд характерных особенностей, проявляющихся в когерентной спектроскопии: 1) ширина выжигаемых провалов в таких системах определяется шириной разброса возможных значений (подуровней) частоты резонансного оптического перехода при стохастических флуктуациях и частотой Раби; 2) зависимость затухания сигнала свободной поляризации носит универсальный характер, не связанный с расположением данных подуровней и определяющийся частотой Раби и частотой скачков; 3) затухание сигнала вращательного эха не зависит от частоты Раби и определяется только частотой скачков между подуровнями. Эти выводы позволяют сделать заключение, что особенности, наблюдаемые в экспериментах [1—5] по исследованию нестационарных когерентных оптических явлений в рубине, могут быть объяснены согласованным образом на основе представления о $Cr^{3+}:Al_2O_3$ как о системе с медленной и сильной модуляцией частоты перехода.

Автор выражает благодарность П. А. Апанасевичу, С. Я. Килину и А. П. Низовцеву за большую помощь в работе.

Список литературы

1. Muramoto T., Szabo A. // Phys. Rev. A. 1988. V. 38. № 11. P. 5928.
2. Szabo A., Muramoto T. // Phys. Rev. A.1989. V. 39. № 8. P. 3992.
3. Szabo A., Muramoto T., Kaarli R. // Coherence and Quantum Optics VI/edited by J. H. Eberly, L. Mandel, E. Wolf. Plenum. New York, 1990. P. 1131.
4. Szabo A. // Journ. Opt. Soc. Am. B. 1986. V. 3. P. 514.
5. Endo T., Muramoto T., Hashi T. // Opt. Comm. 1984. V. 51. P. 163.

Поступила в редакцию 28.11.91.

УДК 530.12; 535

А. И. ЛАВРИНЕНКО

ОПЕРАТОР АДМИТАНСА В ГРАНИЧНЫХ ЗАДАЧАХ ЭЛЕКТРОДИНАМИКИ ДВИЖУЩИХСЯ СРЕД

Решение граничных задач оптики и электродинамики в случае равномерно движущихся сред представляет актуальную область исследования. Несмотря на значительное число работ по этой тематике [1–4], ряд вопросов остается до сих пор не рассмотренным. Например, в литературе отсутствуют общие соотношения для коэффициентов отражения и пропускания световых волн при произвольных состояниях волнового вектора падающей волны, при произвольных направлениях скоростей движения обеих граничащих сред и границы раздела. В указанных случаях, как отмечалось в [3], рационально проводить все вычисления в лабораторной системе отсчета. Это позволяет избегать многократных преобразований полевых и волновых векторов при переходах из одной системы в другую, например, из системы покоя среды в систему покоя границы раздела. При таком способе решения граничных задач в оптике движущихся сред легко прослеживается аналогия с оптикой покоящихся анизотропных гиротропных сред [5]. Естественно поэтому обобщить бескоординатный импедансный метод кристаллооптики [5–7] на движущиеся среды, что позволяет дать общее решение граничных задач в компактной аналитической форме. При этом вводятся операторы (тензоры 2-го ранга) поверхностных адмитансов (адмитанс-волновая проводимость — величина, обратная импедансу [8]) и френелевские операторы отражения и пропускания, связывающие полевые векторы падающих, отраженных и преломленных волн [9].

В настоящей работе мы следуем подходам и терминологии, изложенным в [5]. Введем тензор поверхностных адмитансов. Предположим, что среда и плоская граница раздела, отделяющая ее от другой среды, движутся с различными скоростями $\mathbf{v}$ и $\mathbf{u}$ относительно лабораторной системы отсчета, в которой мы и проводим все расчеты. Примеры подобных ситуаций приводятся в [2, 3]. Материальные уравнения для движущейся среды, обладающей в своей системе покоя естественной или наведенной анизотропией и гиротропией, имеют вид [10]:

$$D = \epsilon E + \delta B, \quad H = \chi E + \mu^{-1} B, \tag{1}$$

где D, E, B, H — обычные обозначения полевых векторов, а тензоры ϵ, δ, χ, μ^{-1} выражаются в общем случае через вектор скорости v, тензоры диэлектрической и магнитной проницаемостей и псевдотензоры гирации среды [4, 11, 12]. Граничные условия для движущейся границы раздела при отсутствии на ней поверхностных токов и свободных зарядов можно записать в виде непрерывности векторов Q и J [2, 3]:

$$Q_1 = Q_2, \; J_1 = J_2, \; Q = q^{x} E - u_q / c B_\tau, \; J = q^{x} H + u_q / c D_\tau, \tag{2}$$

где q^x—тензор, дуальный вектору q, $q^x E = [qE]$; q – единичный вектор нормали к границе раздела; квадратные скобки обозначают векторное произведение; $u_q = u.q$ — проекция скорости границы раздела на вектор q; точка обозначает скалярное произведение; $B_\tau = IB$, $D_\tau = ID$ — тангенциальные составляющие векторов B и D; $I = 1 - q \oplus q$ — проективный оператор на плоскость границы раздела; 1 — единичный оператор в трехмерном пространстве; $q \oplus q$ — кронекеровское произведение векторов (диада); c — скорость света в вакууме.

Уравнения Максвелла для плоских монохроматических волн имеют вид:

$$D = -\frac{c}{\omega}[kH], \; B = \frac{c}{\omega}[kE], \; k.B = 0, \; k.D = 0 \tag{3}$$

и после скалярного умножения их на вектор q дают

$$\frac{c}{\omega} a.E_\tau = -q.B, \quad \frac{c}{\omega} a.H_\tau = q.D, \tag{4}$$

где $a = [kq] = [k_\tau q]$, $k_\tau = Ik$, k — волновой вектор; ω — частота. Использование материальных соотношений (1) и уравнений (4) позволяет выразить полные векторы E и B через их тангенциальные составляющие E_τ, B_τ с помощью восстанавливающей блочной матрицы V:

$$\begin{vmatrix} E \\ B \end{vmatrix} = V \begin{vmatrix} E_\tau \\ B_\tau \end{vmatrix}, \quad V = \begin{vmatrix} V_{11} & V_{12} \\ V_{21} & V_{22} \end{vmatrix}, \tag{5}$$

где ее тензорные блоки имеют следующий вид:

$$V_{11} = I + (q\epsilon q - \frac{c}{\omega} a\chi q)^{-1} q \oplus [\frac{c}{\omega}(-\frac{c}{\omega} a\mu^{-1} q + q\delta q) a + \frac{c}{\omega} a\chi - q\epsilon], \tag{6}$$

$$V_{12} = q \oplus (\frac{c}{\omega} a\mu^{-1} - q\delta)(q\epsilon q - \frac{c}{\omega} a\chi q)^{-1}, \quad V_{21} = -\frac{c}{\omega} q \oplus a, \quad V_{22} = I.$$

Векторы J и Q (2), в свою очередь, можно выразить через составляющие E_τ и B_τ, используя матрицу V:

$$\begin{vmatrix} Q \\ J \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} q^{x} & -\frac{u_q}{c} I \\ j_1 & j_2 \end{vmatrix} \begin{vmatrix} E_\tau \\ B_\tau \end{vmatrix}, \tag{7}$$

$$j_1 = q^{x} \mu^{-1} V_{21} I + \frac{u_q}{c} I\delta V_{21} I + q^{x} \chi V_{11} I + \frac{u_q}{c} I\epsilon V_{11} I, \tag{8}$$

$$j_2 = q^{x} \mu^{-1} V_{22} I + \frac{u_q}{c} I\delta V_{22} I + q^{x} \chi V_{12} I + \frac{u_q}{c} I\epsilon V_{12} I.$$

Введем тензор поверхностных адмитансов Г по аналогии с электродинамикой неподвижных сред как оператор, связывающий векторы Q и J на границе раздела

$$J = \Gamma Q. \tag{9}$$

Из соотношений (7), (9) и равенства

$$B_\tau = \left(\frac{\omega}{c}I - Ik^x V_{12} I\right)^{-} k^x V_{11} I E_\tau, \tag{10}$$

следующего из второго уравнения Максвелла (3), получаем

$$\Gamma = \left[j_1 + j_2 \left(\frac{\omega}{c}I - Ik^x V_{12} I\right)^{-} k^x V_{11} I\right] \times \tag{11}$$

$$\times \left[q^x - \frac{u_q}{c}\left(\frac{\omega}{c}I - Ik^x V_{12} I\right)^{-} k^x V_{11} I\right]^{-}.$$

Показатель степени «—» обозначает операцию обращения в двумерном пространстве, связанном с границей раздела (см. [5]), т. е. операцию псевдообращения в обычном трехмерном пространстве.

Формула (11) позволяет находить тензор обобщенных адмитансов для движущейся границы раздела, отделяющей движущуюся анизотропную гиротронную среду от некоторой другой. В общем случае не имеет смысла подставлять (6), (8) и выражения для тензоров ϵ, δ, χ, μ^{-1} в (11) ввиду громоздкости конечных выражений. Удобнее последовательно использовать блочную структуру этих формул для численного анализа. Для некоторых важных частных случаев указанные выражения могут заметно упрощаться. Например, для изотропной движущейся среды с параметрами ϵ_0, μ_0 в системе покоя [4, 11, 12]

$$\epsilon = \epsilon_0 v_0 \oplus v_0 + \gamma^2/\mu_0 \left(\epsilon_0\mu_0 - \beta^2\right) I_v, \quad \mu^{-1} = \frac{1}{\mu_0} v_0 \oplus v_0 - \tag{12}$$

$$-\gamma^2/\mu_0\left(\beta^2\epsilon_0\mu_0 - 1\right) I_v, \quad \delta = \chi = 1/\mu_0 \beta\gamma^2 \kappa v_0^x,$$

где $v_0 = v/|v|$, $I_v = 1 - v_0 \oplus v_0$ — проективный оператор на плоскость, ортогональную вектору скорости v, $\gamma^2 = (1-\beta^2)^{-1}$, $\beta = v/c$, $\kappa = \epsilon_0\mu_0 - 1$. Если скорость движения среды v и скорость движения границы раздела u направлены одинаковым образом вдоль нормали q, но различаются между собой по величине, то после несложных, но громоздких преобразований с учетом (6), (8), (11), (12) получаем

$$\Gamma = \frac{\gamma^2}{\mu_0}\,\frac{\epsilon_0\mu_0(\beta_u - \beta)\left(1 - \frac{c}{\omega}\beta\eta\right) + (1 - \beta\beta_u)\left(\beta - \frac{c}{\omega}\eta\right)}{1 - \beta_u\eta\frac{c}{\omega}} a_0 \oplus b_0 + \tag{13}$$

$$+ \frac{(1-\beta^2)\epsilon_0\left(1 - \frac{c}{\omega}\beta_u\eta\right)}{\epsilon_0\mu_0(\beta - \beta_u)\left(1 - \frac{c}{\omega}\beta\eta\right) + (1 - \beta\beta_u)\left(\frac{c}{\omega}\eta - \beta\right)} b_0 \oplus a_0,$$

где $\beta_u = u/c$, $\eta = k.q$, $b_0 = k_\tau/|k_\tau|$, $a_0 = [b_0 q]$. Второй важный случай, встречающийся на практике, — так называемое тангенциальное движение среды и границы раздела, когда векторы u и v лежат в плоскости, ортогональной вектору q. При этом, например, если среда движется вместе со своей границей ($u = v$) и вектор скорости лежит в плоскости падения ($v_0 = b_0$), то для тензора Γ из (11) получается выражение

$$\Gamma = \frac{\epsilon_0\mu_0\omega}{c\eta} b_0 \oplus a_0 - \frac{c\eta}{\omega} a_0 \oplus b_0. \tag{14}$$

При выводе соотношений (13)—(14) было использовано дисперсионное уравнение для изотропного движущегося диэлектрика [3]

$$k^2 = (\omega/c)^2 + \kappa\gamma^2(\omega/c - \beta\, k.v_0)^2.$$

Перейдем к амплитудным соотношениям для граничных задач. Пусть на границу раздела двух движущихся с различными скоростями сред наклонно падает плоская произвольно поляризованная волна, причем скорость перемещения границы не совпадает ни с одной из скоростей движения сред, т. е. $u \neq v_1 \neq v_2 \neq u$. Каждая среда в своей системе покоя является изотропной и характеризуется диэлектрической и магнитной проницаемостями ϵ_i, μ_i, $i = 1,2$. В отличие от покоящихся сред в данной задаче необходимо различать досветовой и сверхсветовой случаи [2, 3]. Если проекция скорости перемещения границы раздела вдоль вектора меньше величины проекции групповой скорости отраженной волны на это же направление, то существует, как обычно, одна отраженная и одна преломленная волны. Возможен случай, когда нормальная составляющая скорости границы раздела больше нормальной составляющей групповой скорости отраженной волны. При этом граница раздела как бы обгоняет отраженную волну. Тогда нужно рассматривать две преломленные волны вместо одной отраженной и одной преломленной. Будем считать, что частоты ω, ω^r, $\omega^d(\omega_\pm)$ и волновые векторы $\mathbf{k}$, $\mathbf{k}^r$, $\mathbf{k}^d(\mathbf{k}_\pm)$ падающей, отраженной и преломленной (преломленных) волн известны. Эта задача исследовалась подробно во многих работах (см., напр., [2–4]).

1. Досветовой случай. Используя непрерывность векторов Q и J (2) на границе раздела, запишем:

$$\mathrm{Q}_i + \mathrm{Q}_r = \mathrm{Q}_d, \quad \mathrm{J}_i + \mathrm{J}_r = \mathrm{J}_d, \tag{15}$$

где индексы i, r, d отмечают соответственно падающую, отраженную и преломленную волну. Используя тензоры поверхностных адмитансов (9)Γ_i, Γ_r, Γ_d, получаем:

$$\mathrm{Q}_i + \mathrm{Q}_r = \mathrm{Q}_d, \quad \Gamma_i\mathrm{Q}_i + \Gamma_r\mathrm{Q}_r = \Gamma_d\mathrm{Q}_d. \tag{16}$$

Введем, как это делается для покоящихся сред [5], френелевские операторы R и D, связывающие векторные амплитуды волн на границе раздела:

$$\mathrm{Q}_d = \mathrm{D}\mathrm{Q}_i, \quad \mathrm{Q}_r = \mathrm{R}\mathrm{Q}_i. \tag{17}$$

Подставляя (17) в систему уравнений (16), нетрудно получить выражения для операторов отражения R и пропускания D:

$$\mathrm{R} = (\Gamma_r - \Gamma_d)^{-}(\Gamma_d - \Gamma_i), \quad \mathrm{D} = (\Gamma_r - \Gamma_d)^{-}(\Gamma_r - \Gamma_i). \tag{18}$$

2. Сверхсветовой случай. Вместо системы (16) теперь имеем систему

$$\mathrm{Q}_i = \mathrm{Q}_+ + \mathrm{Q}_-, \quad \Gamma_i\mathrm{Q}_i = \Gamma_+\mathrm{Q}_+ + \Gamma_-\mathrm{Q}_-. \tag{19}$$

Френелевские операторы D_+ и D_-, связывающие амплитуды преломленных волн с амплитудой падающей волны $\mathrm{Q}_+ = \mathrm{D}_+\mathrm{Q}_i$, $\mathrm{Q}_- = \mathrm{D}_-\mathrm{Q}_i$, находятся аналогично случаю 1:

$$\mathrm{D}_+ = (\Gamma_- - \Gamma_+)^{-}(\Gamma_- - \Gamma_i), \quad \mathrm{D}_- = (\Gamma_- - \Gamma_+)^{-}(\Gamma_+ - \Gamma_i). \tag{20}$$

Векторные амплитуды E и B полей отраженных и преломленных волн вычисляются с помощью матрицы восстановления V (5) по тангенциальным составляющим E_τ и B_τ, которые, в свою очередь, можно получить из (7), решая относительно этих векторов систему уравнений:

$$\begin{vmatrix} \mathrm{E}_\tau \\ \mathrm{B}_\tau \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} \mathrm{W}\mathrm{j}_2 & \frac{u_q}{c}\mathrm{W} \\ \mathrm{q}^x\mathrm{W}\mathrm{j}_1\mathrm{q}^x & \mathrm{q}^x\mathrm{W} \end{vmatrix} \begin{vmatrix} \mathrm{Q} \\ \mathrm{J} \end{vmatrix}, \quad \mathrm{W} = \left(\mathrm{j}_2\mathrm{q}^x + \frac{u_q}{c}\mathrm{j}_1\right)^{-}. \tag{21}$$

Таким образом, схема решения задачи отражения и пропускания электромагнитных волн, наклонно падающих на движущуюся границу раздела движущихся сред, состоит из следующих этапов:

1. Решая соответствующее дисперсионное уравнение для каждой из сред, определить частоты и волновые векторы отраженных и преломленных волн.

2. Найти тангенциальные составляющие векторов поля падающей волны E_τ и B_τ, рассчитать матрицу восстановления (5) и тензоры j_1 и j_2 (8) для обеих сред.

3. Построить тензоры адмитансов Γ_i, Γ_r, Γ_d, $(\Gamma_\pm)$ (11).

4. Рассчитать операторы отражения и пропускания R, $\mathrm{D}(\mathrm{D}_\pm)$ (18), (20) для всех волн и вычислить с их помощью векторы Q_r, $\mathrm{Q}_d(\mathrm{Q}_\pm)$ и J_r, $\mathrm{J}_d(\mathrm{J}_\pm)$.

5. По соотношениям (21) найти тангенциальные составляющие полевых векторов для каждой из преломленных и отраженных волн и восстановить полные векторы E и B.

Отметим, что при решении поставленной задачи ориентация векторов скоростей сред и границы раздела относительно вектора нормали q может быть любой, также любыми могут быть углы падения и состояние поляризации электромагнитных волн. Поэтому полученные операторные выражения могут быть использованы в любых подобных задачах, допускающих четкое разделение на досветовой или сверхсветовой случай. Этот метод допукает обобщение для сложных многослойных движущихся сред, поскольку все действия выполняются в лабораторной системе отсчета и повторяют один и тот же алгоритм.

Таким образом, многообразные эффекты поляризационной оптики изотропных движущихся сред могут быть проанализированы на основе общих операторных соотношений (9), (11), (18), (20), полученных на основе формализма тензоров адмитансов. Эти соотношения включают в себя частные случаи, имеющиеся в литературе.

В качестве примера, иллюстрирующего данный метод решения, рассмотрим частный случай досветового отражения и преломления волн, когда обе среды и граница между ними движутся с одинаковой скоростью $\mathbf{v}$, параллельной вектору $\mathbf{q}$. Считаем нормальные составляющие волновых векторов η, η^r, η^d и частоты ω, ω^r, ω^d известными. Тензоры поверхностных адмитансов запишем, используя выражение (13):

$$\Gamma_i = \frac{A_i}{\mu_1}\mathbf{a}_0 \oplus \mathbf{b}_0 - \epsilon_1 A_i \mathbf{b}_0 \oplus \mathbf{a}_0, \quad \Gamma_r = \frac{A_r}{\mu_1}\mathbf{a}_0 \oplus \mathbf{b}_0 - \epsilon_1 A_r \mathbf{b}_0 \oplus \mathbf{a}_0, \tag{22}$$

$$\Gamma_d = \frac{A_d}{\mu_2}\mathbf{a}_0 \oplus \mathbf{b}_0 - \epsilon_2 A_d \mathbf{b}_0 \oplus \mathbf{a}_0,$$

$$A_i = \frac{\beta - \frac{c}{\omega}\eta}{1 - \frac{c}{\omega}\beta\eta}, \quad A_r = \frac{\beta + \frac{c}{\omega^r}\eta^r}{1 + \frac{c}{\omega^r\beta\eta^r}}, \quad A_d = \frac{\beta - \frac{c}{\omega^d}\eta^d}{1 - \frac{c}{\omega^d}\beta\eta^d},$$

где $\mathbf{k}^r = \mathbf{k}_\tau - \eta^r\mathbf{q}$, $\mathbf{k}^d = \mathbf{k}_\tau + \eta^d\mathbf{q}$. Френелевские операторы отражения и пропускания имеют вид:

$$R = \frac{\mu_1 A_d - \mu_2 A_i}{\mu_2 A_r - \mu_1 A_d}\tau_a - \frac{\epsilon_1/A_i - \epsilon_2/A_d}{\epsilon_1/A_r - \epsilon_2/A_d}\tau_b, \tag{23}$$

$$D = \frac{\mu_2 (A_r - A_i)}{\mu_2 A_r - \mu_1 A_d}\tau_b + \frac{\epsilon_1 \left(\frac{1}{A_r} - \frac{1}{A_i}\right)\tau_a}{\epsilon_1/A_r - \epsilon_2/A_d},$$

$$\tau_a = \mathbf{a}_0 \oplus \mathbf{a}_0, \quad \tau_b = \mathbf{b}_0 \oplus \mathbf{b}_0.$$

Пусть падающая волна имеет ТЕ поляризацию, т. е. $\mathbf{E}_i = E\mathbf{a}_0$.
Тогда

$$\mathbf{B}_i = \frac{c}{\omega}E(\eta\mathbf{b}_0 - k_\tau\mathbf{q}), \quad \mathbf{E}_{i\tau} = \mathbf{E}_i, \quad \mathbf{B}_{i\tau} = \frac{c}{\omega}E\eta\mathbf{b}_0, \quad \mathbf{Q}_i = E\left(1 - \frac{c}{\omega}\beta\eta\right)\mathbf{b}_0.$$

Вычисляя векторы $\mathbf{Q}_r = R\mathbf{Q}_i$, $\mathbf{Q}_d = D\mathbf{Q}_i$, $\mathbf{J}_r = \Gamma_r\mathbf{Q}_r$, $\mathbf{J}_d = \Gamma_d\mathbf{Q}_d$ и восстанавливая вектор напряженности электрического поля по формуле (21), получаем:

$$\mathbf{E}_r = \frac{\omega^r}{\omega}\,\frac{\mu_2\eta - \mu_1\eta^d + \gamma^2\frac{\beta}{c}(\mu_2 - \mu_1)\,\mathrm{Iinv}}{\mu_1\eta^d + \mu_2\eta^r - \gamma^2\frac{\beta}{c}(\mu_2 - \mu_1)\,\mathrm{Iinv}}E\mathbf{a}_0, \tag{24}$$

$$\mathbf{E}_d = \frac{\omega^d}{\omega}\,\frac{\mu_2(\eta + \eta^r)E\mathbf{a}_0}{\mu_1\eta^d + \mu_2\eta^r - \gamma^2\frac{\beta}{c}(\mu_2 - \mu_1)\,\mathrm{Iinv}},$$

где $\mathrm{Iinv} = \mathbf{k}.\mathbf{v} - \omega = \mathbf{k}^r.\mathbf{v} - \omega^r = \mathbf{k}^d.\mathbf{v} - \omega^d$ — один из кинематических инвариантов, введенный в [2] для удобства расчетов. Для ТМ волны

$$\mathbf{H}_i = H\mathbf{a}_0 = \mathbf{H}_{i\tau}, \quad \mathbf{D}_i = \frac{c}{\omega}H(k_\tau\mathbf{q} - \eta\mathbf{b}_0),$$

$$\mathbf{B}_i = \mathbf{B}_{i\tau} = \frac{1}{\epsilon_1}\left(1 + \kappa\gamma^2\left(1 - \frac{c}{\omega}\beta\eta\right)\right)H\mathbf{a}_0,$$

$$\mathbf{E}_i = \frac{c}{\omega}\,\frac{Hk_\tau}{\epsilon_1}\mathbf{q} - \frac{\gamma^2 H}{\epsilon_1}\left(\beta\kappa + \frac{c\eta}{\omega}(1 - \epsilon_1\mu_1)\beta^2\right)\mathbf{b}_0, \quad \mathbf{Q}_i = \frac{H}{\epsilon_1}\left(\frac{c}{\omega}\eta - \beta\right)\mathbf{a}_0,$$

и, опуская дальнейшие несложные вычисления, окончательно имеем:

$$H_r = \frac{\omega^r}{\omega} \cdot \frac{\epsilon_2\eta - \epsilon_1\eta^d + \gamma^2 \frac{\beta}{c} (\epsilon_2 - \epsilon_1)\,\mathrm{Iinv}}{\epsilon_1\eta^d + \epsilon_2\eta^r + \gamma^2 \frac{\beta}{c} (\epsilon_1 - \epsilon_2)\,\mathrm{Iinv}} \mathrm{Ha}_0,$$

$$H_d = \frac{\omega^d}{\omega} \cdot \frac{\epsilon_2 (\eta - \eta^r)\,\mathrm{Ha}_0}{\epsilon_2\eta^r + \epsilon_1\eta^d + \gamma^2 \frac{\beta}{c} (\epsilon_1 - \epsilon_2)\,\mathrm{Iinv}}.$$

Формулы (24), (25) полностью совпадают с соответствующими выражениями для амплитуд отраженной и прошедшей волн из работы [13].

Автор выражает благодарность Л. М. Барковскому за постановку задачи и сделанные замечания.

Список литературы

1. Болотовский Б. М., Столяров С. Н./Эйнштейновский сб. 1974. М., 1976.
2. Столяров С. Н./Там же. 1975—1976. М., 1978.
3. Болотовский Б. М., Столяров С. Н.//УФН. 1989. Т. 159. № 1. С. 155.
4. Kunz K. Z.//Journ. Appl. Phys. 1980. V. 51. № 2. P. 873.
5. Barkovskii L. M., Borzdov G. N., Lavrinenko A. V.//Journ. Phys. A. 1987. V. 20. № 5. P. 1095.
6. Барковский Л. М., Борздов Г. Н.//Опт. и спектр. 1975. Т. 39. № 1. С. 150.
7. Борздов Г. Н., Барковский Л. М., Лаврукович В. И.//Ж. прикл. спектр. 1976. Т. 25. № 3. С. 526.
8. Морс Ф. М., Фешбах Г. Методы теоретической физики. М. 1958. Т. 1.
9. Лавриненко А. В.//Автореф. дис. ... канд. физ.-мат. наук. Мн., 1988.
10. Федоров Ф. И. Теория гиротропии. Мн., 1976.
11. Сягло И. С.//Вестн. Белорус. ун-та. Сер. 1: Физ. Мат. Мех. 1991. № 3. С. 14.
12. Шолох В. Ф.//Весці АН БССР. Сер. фіз.-мат. навук. 1981. № 1. С. 123.
13. Болотовский Б. М., Столяров С. Н.//Изв. вузов. Радиофизика. 1961. Т. 4. № 6. С. 1171.

Поступила в редакцию 16.03.92.

УДК 534.231.2

И. В. СЕМЧЕНКО, А. Н. СЕРДЮКОВ, С. А. ХАХОМОВ

ПРОХОЖДЕНИЕ АКУСТИЧЕСКИХ ВОЛН ЧЕРЕЗ СЛОЙ СЕГНЕТОКЕРАМИКИ С НЕСТАЦИОНАРНОЙ АНИЗОТРОПИЕЙ, ИНДУЦИРОВАННОЙ ВРАЩАЮЩИМСЯ ЭЛЕКТРИЧЕСКИМ ПОЛЕМ

В последнее время значительно возрос интерес к исследованию взаимодействия акустических волн с переменными электрическими полями в кристаллах [1—5]. В работе [1], например, акустоэлектромагнитные взаимодействия в сегнетоэлектрических резонаторах из танталата калия положены в основу возбуждения ультразвука. В статье [2] нелинейное электроакустическое взаимодействие в кристалле ниобата лития рассматривается как метод фазового сопряжения акустических волн. В работе [6] показана возможность формирования вращающейся акустической анизотропии в кристаллах с сильной деформационной зависимостью диэлектрической проницаемости под действием внешнего электрического поля. Рассматрены эффекты преобразования частоты ультразвука, усиления и генерации обращенной акустической волны, возникновения электроакустической памяти кристалла, а также обосновываются преимущества использования пространственно-однородного вращающегося электрического поля. Подробное рассмотрение влияния вязкости среды на акустические свойства кристалла с вращающейся анизотропией проведено в работе [7]. В данной статье, без учета отражения ультразвука от границ кристалла, определены волновые числа и эллиптичности собственных акустических волн, интенсивности прошедшей и обращенной волн, исследованы гиротропные свойства кристалла с вращающейся анизотропией. Исследовано распространение акустических волн через слой кристалла с нестационарной анизотропией, индуцированной вращающимся электрическим полем, с учетом отражения ультразвука от границ слоя. Получены выражения для комплексных амплитуд обращенной, отраженной и прошедших акустических волн, при этом ультразвук, отраженный от границ слоя, считается слабым. Изучена зависимость интенсивностей обра-