1992 ЖУРНАЛ ТЕХНИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ Том 62, в. 1
1992 JOURNAL OF TECHNICAL PHYSICS Vol. 62, N 1

08
© 1992 г.

АКУСТОЭЛЕКТРООПТИЧЕСКОЕ ВЗАИМОДЕЙТВИЕ В КРИСТАЛЛАХ С ЭЛЕКТРОИНДУЦИРОВАННОЙ НЕОДНОРОДНОСТЬЮ

И. Н. Кушнарев, С. Н. Шарангович

Рассмотрена задача о брэгговском акустоэлектрооптическом взаимодействии (АЭОВ) слаборасходящихся световых пучков в неоднородных электрическом и акустическом полях в пьезоэлектрических кристаллах. Получены самосогласованные решения уравнений связанных волн в замкнутой форме в виде суммы произведений парциальных передаточных функций линейно-неоднородных слоев. Приведены результаты численных расчетов передаточных функций АЭОВ для линейно-неоднородного электрического поля. Показана возможность комплексного улучшения передаточных и энергетических характеристик АЭОВ.

Введение

В последнее время акустоэлектрооптическое взаимодействие (АЭОВ), основанное на явлении дифракции света на звуке в условиях воздействия внешних или внутренних по отношению к кристаллам электрических полей, является предметом интенсивных теоретических и экспериментальных исследований [1—9]. В частности, показано, что АЭОВ позволяет расширить полосу частот дефлекторов [1, 2], увеличить быстродействие модуляторов [2], осуществить обработку сигналов по двум информационным каналам [2, 4], поляризационную и частотную модуляцию светового излучения [5, 6, 8, 9], создать гибридные АЭО устройства для оптических вычислительных систем [3, 4].

В теоретическом отношении к настоящему времени достаточно подробно исследовано АЭОВ в электрическом и акустическом полях с однородными амплитудными распределениями [1, 2, 4—9]. Используемая в [3] модель АЭОВ световых волн в неоднородных электрических и акустических полях ограничена приближениями плоских волн и слабым взаимодействием. В этих же приближениях выполнены исследования АОВ в оптически неоднородных анизотропных средах [10]. Однако потребности практики обусловливают необходимость построения и исследования неоднородной модели АЭОВ, допускающей пространственную неоднородность взаимодействующих полей и произвольную эффективность дифракции.

Цель данной работы состоит в построении теоретической модели брэгговского АЭОВ световых пучков в затухающем ультразвуковом и неоднородном электрическом полях, а также изучение ее особенностей в условиях сильного АЭОВ.

1. Общие соотношения и постановка задачи

Рассмотрим брэгговское акустооптическое взаимодействие световых пучков в поле монохроматического звукового пучка $\mathbf{U}(\mathbf{r}, t)$, распространяющегося в кристаллической среде, обладающей затуханием упругих волн, линейным электрооптическим эффектом и помещенной во внешнее пространственно-неоднородное электрическое поле $\mathbf{E}_e(\mathbf{r}) = \mathbf{e}_e E_e(\mathbf{r})$, где $\mathbf{e}_e$ — единичный вектор, характеризующий ориентацию, а $E_e(\mathbf{r})$ — распределение напряженности электрического поля, со-

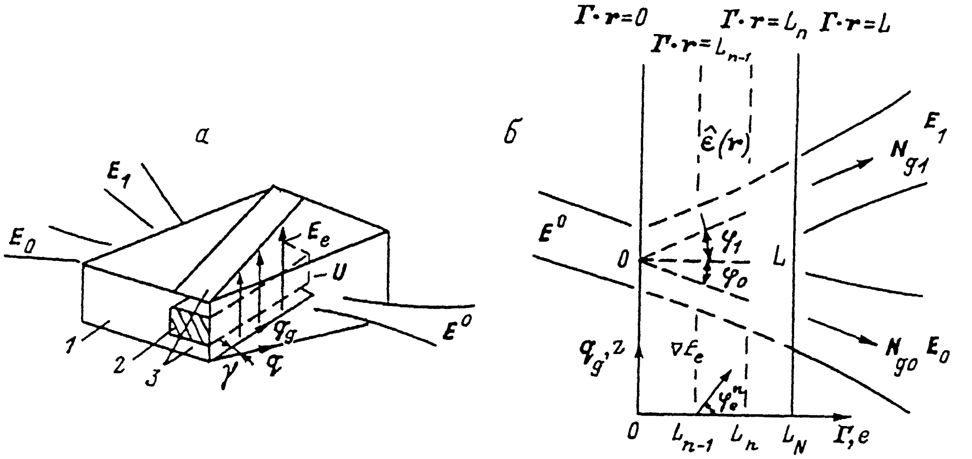


Рис. 1. Геометрия АЭОВ (*а*) и ее сечение плоскостью дифракции (*б*).
1 — среда АЭОВ, *2* — пьезообразователь, *3* — электродная структура.

здаваемое электродной структурой, нанесенной на поверхности кристалла (рис. 1, *а*), $\mathbf{r}$ — радиус-вектор. Отметим, что неоднородное распределение поля $E_e(\mathbf{r})$ может быть создано в фоторефрактивных кристаллах при записи голограмм [3].

Под действием поля деформаций пучка $\mathbf{U}(\mathbf{r}, t)$ и поля $\mathbf{E}_e(\mathbf{r})$ осуществляется возмущение тензора диэлектрической проницаемости среды $\hat{\varepsilon}$ соответственно на величины $\Delta\hat{\varepsilon}_a$ и $\Delta\hat{\varepsilon}_e$, которые будем считать малыми по отношению к $\hat{\varepsilon}_0$. Поэтому пространственную зависимость $\hat{\varepsilon}(\mathbf{r}, t)$ в полях $\mathbf{U}$ и $\mathbf{E}_e$ представим в линейном приближении

$$\hat{\varepsilon}(\mathbf{r},t) = \hat{\varepsilon}_0 + \Delta\hat{\varepsilon}_a(\mathbf{r},t) + \Delta\hat{\varepsilon}_e(\mathbf{r})\,. \tag{1}$$

Здесь $\hat{\varepsilon}_0$ — значение тензора $\hat{\varepsilon}$ в невозмущенной среде;

$$\Delta\hat{\varepsilon}_a(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{2}\left[\Delta\hat{\varepsilon} U_m(\mathbf{r}) \exp\left[i(\Omega_0 t - \mathbf{K}_0\cdot\mathbf{r})\right] + \text{к. с.}\right], \tag{2}$$

где $\Omega_0, \mathbf{K}_0, U_m(\mathbf{r})$ — центральная частота, волновой вектор и распределение комплексной амплитуды $\mathbf{U}(\mathbf{r}, t)$; $\Delta\hat{\varepsilon}$ — величина возмущения $\hat{\varepsilon}_0$ в поле звуковой волны единичной амплитуды, изменением параметров которой под действием $\mathbf{E}_e$, согласно [11], можно пренебречь;

$$\Delta\hat{\varepsilon}_e(r) = -\,\hat{\varepsilon}_0(\hat{r}_e\cdot\hat{e}_e)\,\hat{\varepsilon}_0 E_e(\mathbf{r})\,, \tag{3}$$

$\hat{r}_e$ — электрооптический тензор.

Геометрия АЭОВ показана на рис. 1, *а*. Область АЭОВ ограничена параллельными плоскостями $\mathbf{\Gamma}\cdot\mathbf{r} = 0$ и $\mathbf{\Gamma}\cdot\mathbf{r} = L$, которыми аппроксимируются границы звукового пучка $\mathbf{U}(\mathbf{r})$ с лучевой нормалью $\mathbf{q}_g$, перпендикулярной $\mathbf{\Gamma}$ и наклоненной к волновой нормали звука $\mathbf{q}$ на угол γ. Неоднородное поле $\mathbf{E}_e(\mathbf{r})$ будем считать пространственно сосредоточенным для удобства последующих расчетов в слое, ограниченном плоскостями $\mathbf{\Gamma}\cdot\mathbf{r} = 0$ и $\mathbf{\Gamma}\cdot\mathbf{r} = L$. Сечение геометрии АЭОВ плоскостью дифракции показано на рис. 1, *б*.

Допустим, что на возмущенную область кристалла падает пространственно модулированный световой пучок $\mathbf{E}^0(\mathbf{r}, t)$, который на границе области АЭОВ ($\mathbf{\Gamma}\cdot\mathbf{r} = 0$) представим в виде квазиплоской волны

$$\mathbf{E}^0(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{2}\left\{\mathbf{e}_0 E^0(\mathbf{r}) \exp\left[i(\omega_0 t - \mathbf{k}_0\cdot\mathbf{r}) \right] + \text{к. с.}\right\}, \tag{4}$$

где ω_0, $\mathbf{e}$ — частота и вектор поляризации; $E_0(\mathbf{r})$ — распределение комплексной амплитуды на плоскости $\mathbf{\Gamma}\cdot\mathbf{r} = 0$ по координате $z = \mathbf{q}_g\cdot\mathbf{r}$.

Возмущенная область, согласно (1), является пространственно неоднородной в отношении оптических свойств, причем

$$\mu_a = |\Delta\hat{\varepsilon}_a\cdot\mathbf{e}_0| / |\hat{\varepsilon}_0\cdot\mathbf{e}_0| \ll 1 \quad \text{и} \quad \mu_e = |\Delta\hat{\varepsilon}_e\cdot\mathbf{e}_0| \,/\, |\hat{\varepsilon}_0\cdot\mathbf{e}_0| \ll 1. \tag{5}$$

Поэтому световое поле в области АЭОВ будем искать в рамках геометрооптического приближения двумерной брэгговской дифракции методом медленно меняющихся амплитуд (ММА) в виде суммы локально-плоских неоднородных волн [13] нулевого $\mathbf{E}_0$ и первого $\mathbf{E}_1$ дифракционных порядков

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{2}\left\{\sum_{j=0.1} \mathbf{e}_j E_j(\mathbf{r}) \exp\left[i(\omega_j t - \int \mathbf{k}_j\cdot d\mathbf{r}) \right] + \text{к. с.}\right\}, \tag{6}$$

амплитуды которых $E_j(\mathbf{r})$ являются медленно меняющимися функциями координат в области АЭОВ и находятся из уравнений первого приближения ММА, частоты ω_j связаны соотношением $\omega_1 = \omega_0 + \Omega_0$, а поляризации $\mathbf{e}_j$, оставаясь ортогональными лучевым нормалям $\mathbf{N}_{gj}$ световых пучков $\mathbf{E}_j$, плавно изменяются вдоль соответствующих световых лучей в области АЭОВ и определяются нулевым приближением ММА.

Световое поле (6) должно удовлетворять векторному волновому уравнению

$$\operatorname{rot}\operatorname{rot}(\mathbf{E}_0 + \mathbf{E}_1) = -\mu_0\varepsilon_0\frac{\partial^2}{\partial t^2}\left[\hat{\varepsilon}\cdot(\mathbf{E}_0 + \mathbf{E}_1)\right], \tag{7}$$

где μ_0, ε_0 — магнитная и диэлектрическая проницаемости вакуума.

Подставляя (6) в (7), получим в первом приближении ММА укороченные уравнения для комплексных амплитуд $E_j(\mathbf{r})$

$$\frac{\partial}{\partial l} E_0(l, z) + \eta_0 \frac{\partial}{\partial z} E_0(l, z) = -iC_0 U_m^*(l, z)\, E_1(l, z) \exp\left[i\int \Delta\mathbf{K}(\mathbf{r})\cdot d\mathbf{r}\right],$$

$$\frac{\partial}{\partial l} E_1(l, z) + \eta_1 \frac{\partial}{\partial z} E_1(l, z) = -iC_1 U_m(l, z) E_0(l, z) \exp\left[-i\int \Delta\mathbf{K}(\mathbf{r})\cdot d\mathbf{r}\right], \tag{8}$$

где

$$\Delta\mathbf{K}(\mathbf{r}) = \mathbf{k}_0(\mathbf{r}) - \mathbf{k}_1(\mathbf{r}) + \mathbf{K}_0 \tag{9}$$

— локальный вектор фазовой расстройки; l, z — координаты вдоль составляющих

$$\operatorname{grad} E_j = \mathbf{\Gamma}\frac{\partial E_j}{\partial l} + \mathbf{q}_g\frac{\partial E_j}{\partial z},$$

причем в плоскости дифракции $\mathbf{r} = l\,\mathbf{\Gamma} + z\,\mathbf{q}_g$;

$$\eta_j = \frac{(\mathbf{e}_j\cdot\hat{D}_j\cdot\mathbf{e}_j)}{(\mathbf{e}_j\cdot\hat{B}_j\cdot\mathbf{e}_j)}, \qquad C_j = \frac{k_0^2\,(\mathbf{e}_0\cdot\Delta\hat{\varepsilon}\cdot\mathbf{e}_1)}{2\,(\mathbf{e}_j\cdot\hat{B}_j\cdot\mathbf{e}_j)}, \tag{10}$$

k_0 — волновое число света в вакууме;

$$\hat{B}_j = k_0 n_j\,[\,2(\mathbf{N}_j^*\cdot\mathbf{\Gamma}) - \mathbf{\Gamma}\mathbf{N}_j - \mathbf{N}_j\mathbf{\Gamma}\,], \quad \hat{D}_j = k_0 n_j\,[\,2(\mathbf{N}_j\cdot\mathbf{q}_g) - \mathbf{q}_g\mathbf{N}_j - \mathbf{N}_j\mathbf{q}_g\,], \tag{11}$$

$n_j, \mathbf{N}_j$ — показатели преломления и волновые нормали пучков $\mathbf{E}_j$.

Параметры $n_j, \mathbf{e}_j$ световых волн с нормалями $\mathbf{N}_j$, входящие в (9), (10), находятся из уравнения нулевого приближения ММА, которое в неоднородной среде с учетом малости μ_e (5) и $\Omega_0 \ll \omega_j$ имеет вид

$$[\, n_j^2(\hat{I} - \mathbf{N}_j\mathbf{N}_j) - \hat{\varepsilon}_0 - \Delta\hat{\varepsilon}_e(\mathbf{r})\,]\cdot\mathbf{e}_j = 0. \tag{12}$$

Краевые условия для решения уравнений (8), (9), (12) в геометрии АЭОВ, показанной на рис. 1, *а*, задаются на линии пересечения плоскости $\mathbf{\Gamma}\cdot\mathbf{r} = 0$ и плоскости дифракции (рис. 1, *б*)

$$E_0(l{=}0,z) = E^0(z),\ E_1(l{=}0,z) = 0,\ \Delta\mathbf{K}(l = 0, z) = \Delta K(z)\,\mathbf{\Gamma}\ . \tag{13}$$

Определение амплитудно-фазовых распределений световых пучков первого $\mathbf{E}_1(l, z)$ и нулевого $\mathbf{E}_0(l, z)$ дифракционных порядков, удовлетворяющих уравнениям (8) и краевым условиям (13), при произвольной дифракционной эффективности АЭОВ в поле затухающего ультразвукового пучка $\mathbf{U}(\mathbf{r})$ в условиях воздействия неоднородного электрического поля $\mathbf{E}_e(\mathbf{r})$ с произвольной ориентацией $\mathbf{e}_e$ и $\mathrm{grad}E_e$ является целью рассматриваемой задачи.

2. Фазовая расстройка АЭОВ и решение уравнений связанных волн

Для решения уравнений (8) примем во внимание независимость (в рамках принятых приближений) воздействий полей $\mathbf{E}_e(\mathbf{r})$ и $\mathbf{U}(\mathbf{r}, t)$ на оптические свойства среды АЭОВ и установим зависимость $\Delta K(\mathbf{r})$ в явном виде. Для этого воспользуемся кусочно-линейной аппроксимацией поля $\mathbf{E}_e(\mathbf{r})$. Разбивая область АЭОВ на N слоев вдоль l плоскостями $\mathbf{\Gamma}\cdot\mathbf{r} = L_n$, $n = 1...N$ (рис. 1, *б*) и представляя $E_0(\mathbf{r})$ внутри каждого слоя первыми членами разложения в ряд Тейлора, получим

$$\mathbf{E}_e(\mathbf{r}) = \mathbf{e}_e\ [\ E_e(\mathbf{r}{=}0) + \sum_{n=1}^{N} \left\{ \frac{\partial E_e}{\partial l}\Big|_{\substack{z=0\\ l=L_{n-1}}} l_n + \frac{\partial E_e}{\partial z}\Big|_{\substack{z=0\\ l=L_{n-1}}} z \right\} \prod\nolimits_n(l)\ ], \tag{14}$$

где

$$\prod\nolimits_n(l) = \begin{cases} 1 \text{ при } L_{n-1} \le l < L_n\,, \\ 0 \text{ при } L_{n-1} > l,\ l \ge L_n\,, \end{cases}$$

$l_n = l - L_{n-1}$ — текущая координата в пределах n-го слоя.

Также допустим, что на границе области АЭОВ $\mathbf{\Gamma}\cdot\mathbf{r} = 0$ световой пучок $\mathbf{E}_j$ в отсутствие возмущения тензора $\hat{\varepsilon}$ полем $\mathbf{E}_e(\mathbf{r})$ характеризовался волновым вектором $\mathbf{k}_j^* = \mathbf{N}_j^*\, k_0 n_j^*$, составляющим достаточно большой угол с оптической осью кристалла, единичными векторами поляризации $\mathbf{e}_j^*$ и индукции $\mathbf{d}_j^*$.

Тогда в системе координат, построенной на векторах $\mathbf{g}_g$ и $\mathbf{\Gamma}$ и помещенной в центр светового пучка $\mathbf{E}_j$ на границе $\mathbf{\Gamma}\cdot\mathbf{r} = 0$ (рис. 1, *б*), малые изменения $\mathbf{k}_j(\mathbf{r})$ в первом слое ($n = 1$) области АЭОВ, обусловленные воздействием поля $\mathbf{E}_e(\mathbf{r})$ на $\hat{\varepsilon}$, аппроксимируем первыми членами ряда Тейлора [12], учитывая при этом изменение как модуля $|\mathbf{k}_j|$, так и направления $\mathbf{k}_j$ рис. 2,

$$\mathbf{k}_j(\mathbf{r}, \Delta\Theta_j) \simeq \mathbf{k}_j^* + \mathbf{N}_j^* k_0 \Big(\frac{dn_j}{d\mathbf{r}}\Big|_{\mathbf{r}=0}\cdot\mathbf{r}\Big) + \mathbf{m}_j \frac{k_0 n_j^*}{\cos\beta_j}\Delta\Theta_j + \ldots. \tag{15}$$

Здесь n_j — показатель преломления; $\mathbf{m}_j$ — базисный орт годографа $\mathbf{R}_j$, описываемого концом вектора $\mathbf{k}_j$, направленный по касательной к $\mathbf{R}_j$ в точке

k_j^* перпендикулярно групповой нормали N_{gj}^*; β_j — угол сноса пучка E_j при $r = zq_g + l\Gamma = 0$; $\Delta\Theta_j$ — угол между векторами N_j^* и $k_j(r)$;

$$\Delta\Theta_j = \frac{(m_j \cdot \nabla n_j)}{n_j^*} \cos\beta_j \zeta_j \,, \qquad (16)$$

где лучевая координата ζ_j отсчитывается вдоль N_{gj}^* от плоскости $\Gamma \cdot r = 0$ (рис 1, *б*) и связана с координатой $l = \Gamma \cdot r$ как $\zeta_j = l/(N_{gj} \cdot \Gamma)$,

$$\frac{dn_j}{dr} = \frac{\partial n_j}{\partial z} q_g + \frac{\partial n_j}{\partial l} \Gamma = \nabla n_j \qquad (17)$$

— градиент $n_j(r)$.

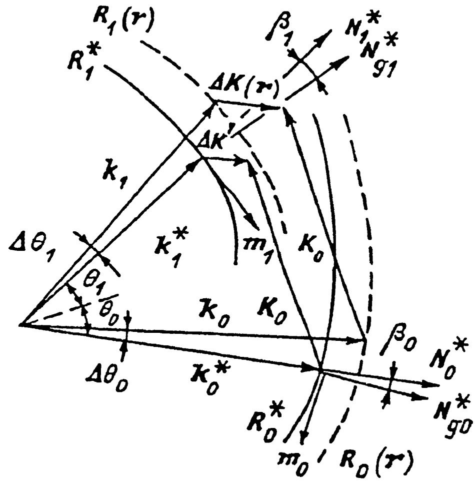


Рис. 2. Векторная диаграмма АЭОВ в локальной точке оптически неоднородной среды.

Зависимость $n_j(r)$ определим, используя малость искусственного двупреломления, обусловленного добавкой $\Delta\hat{\varepsilon}$ к $\hat{\varepsilon}_0$, по отношению к естественному [16]

$$n_j(r) = n_j^* - \frac{1}{2} n_j^{*\,3} \,[\, d_j^* \cdot (\hat{r}_e \cdot e_e) \cdot d_j^* \,]\, E_e(r), \qquad (18)$$

где $n_j^*, e_j^*, d_j^* = \hat{\varepsilon}_0 \cdot e_j^* / n_j^{*\,2}$ — параметры световой волны с волновой нормалью N_j^*, рассчитываемые из уравнения (12) при отсутствии электрического поля $E_e = 0$ ($\Delta\hat{\varepsilon}_e = 0$).

Использование геометрооптического приближения, т. е. локального представления пучков E_j набором лучей, позволяет рассматривать АЭОВ каждого луча аналогично АОВ плоских волн в анизотропной среде [12] и считать, что не только на границе области АЭОВ (13), но и в любой ее точке локальный вектор фазовой расстройки $\Delta K(r)$ направлен вдоль нормали Γ к граничной плоскости $\Gamma \cdot r = 0$ (рис. 2). Тогда, подставляя (15)—(17) в (9) и учитывая, что на границе первого слоя области АЭОВ при $r = 0$

$$k_0^* - k_1^* + K_0 = \Delta K' \Gamma. \qquad (19)$$

где $\Delta K'$ — начальная фазовая расстройка, получим векторное уравнение, определяющее зависимость $\Delta K(r)$ в первом слое области АЭОВ,

$$\Delta K_1 \Gamma = \Delta K' \Gamma + N_0^* k_0 (r \cdot \nabla n_0) - N_1^* k_0 (r_1 \cdot \nabla n_1) +$$
$$+ m_0 k_0 \frac{(m_0 \cdot \nabla n_0)}{(\Gamma \cdot N_{g0}^*)} l_1 + m_1 k_0 \frac{(m_1 \cdot \nabla n_1)}{(\Gamma \cdot N_{g0}^*)} l_1. \qquad (20)$$

Здесь и далее полагается, что ∇n_j взяты в точке $r = 0$. Умножив уравнение (20) скалярно на Γ и учитывая разложение $r_1 = zq_g + l_1 \Gamma$, получим

$$\Delta K_1(l_1, z) = \Delta K' + s_1 z + t_1 l_1 \,, \qquad (21)$$

где коэффициенты

$$s_1 = k_0 \left[(\mathbf{\Gamma}\cdot\mathbf{N}_0^*)(\mathbf{q}_g\cdot\nabla n_0) - (\mathbf{\Gamma}\cdot\mathbf{N}_1^*)(\mathbf{q}_g\cdot\nabla n_1) \right],$$

$$t_1 = k_0 \left[(\mathbf{\Gamma}\cdot\mathbf{N}_0^*)(\mathbf{\Gamma}\cdot\nabla n_0) - (\mathbf{\Gamma}\cdot\mathbf{N}_1^*)(\mathbf{\Gamma}\cdot\nabla n_1) + \right.$$
$$\left. + \frac{|\mathbf{\Gamma}\times\mathbf{N}_{g0}^*|\,|\mathbf{N}_{g0}^*\times\nabla n_0|}{(\mathbf{\Gamma}\cdot\mathbf{N}_{g0}^*)} - \frac{|\mathbf{\Gamma}\times\mathbf{N}_{g1}^*|\,|\mathbf{N}_{g1}^*\times\nabla n_1|}{(\mathbf{\Gamma}\cdot\mathbf{N}_{g1}^*)} \right] \tag{22}$$

определяют влияние направления и величины $\mathrm{grad}E_e$, связь которого с ∇n_j, согласно (18), (14) имеет вид

$$\nabla n_j = -\,0.5 n_j^{*\,3} [\mathbf{d}_j^*\cdot(\mathbf{r}_e\cdot\mathbf{e}_e)\cdot\mathbf{d}_j\,]\,\mathrm{grad}E_e. \tag{23}$$

Фазовая расстройка $\Delta K'$ в (21) является функцией угла падения Θ_0 пучка $\mathbf{E}_0$, частоты f_0 поля $\mathbb{U}$ и постоянной составляющей $E_e^0 = E_e(\mathbf{r} = 0)$ поля $\mathbf{E}_e$

$$\Delta K' = \Delta K(\Theta_0) + \Delta K(f_0) + \Delta K(E_e^0). \tag{24}$$

Зависимости $\Delta K(\Theta_0, f_0)$ для различных геометрий дифракции можно найти в [12], а $\Delta K(E_e^0)$ определяется формулой

$$\Delta K(E_e^0) = k_0 \left[\frac{(\mathbf{N}_0^*\cdot\mathbf{N}_{g1}^*)\,\delta n_0 - (\mathbf{N}_1^*\cdot\mathbf{N}_{g1}^*)\,\delta n_1}{(\mathbf{N}_{g1}^*\cdot\mathbf{\Gamma})} \right] E_e^0, \tag{25}$$

где

$$\delta n_j = -\,0.5 n_j^{*\,3}\,[\,\mathbf{d}_j^*\cdot(\mathbf{r}_e\cdot\mathbf{e}_e)\cdot\mathbf{d}_j^*\,]. \tag{26}$$

Аналогично находится фазовая расстройка n-го слоя области АЭОВ

$$\Delta K_n(l_n, z) = \Delta K_{n-1} + s_n z + t_n l_n\,. \tag{27}$$

Здесь s_n, t_n вычисляются по формулам (22), (23), где ∇n_j, согласно (14), (23), определяются в точках $\mathbf{r} = L_{n-1}\mathbf{\Gamma}$.

Из соотношений (26)—(28) видно, что характер АЭОВ существенно зависит от ориентации и величины $\mathrm{grad}E_e$ в каждом слое области взаимодействия и режима дифракции.

Так, для аномального АЭОВ, геометрия дифракции которого показана на рис. 2, коэффициенты s_n, t_n в (27) принимают вид

$$s_n = k_0 \left[\delta n_0 \cos(\Theta_0 - \gamma) - \delta n_1 \cos(\Theta_1 + \gamma) \right] \sin\varphi_e^n\, |\,\mathrm{grad}E_e\,|,$$

$$t_n = k_0 \left[\left\{ \delta n_0 \cos(\Theta_0 - \gamma) - \delta n_1 \cos(\Theta_1 + \gamma) \right\} \times \right.$$
$$\left. \times \cos\varphi_e^n + \delta n_0\, \mathrm{tg}\varphi_0 \sin(\varphi_e^n - \varphi_0) - \delta n_1\, \mathrm{tg}\varphi_1 \sin(\varphi_e^n - \varphi_1) \right] |\mathrm{grad}E_e|, \tag{28}$$

где φ_j — углы между $\mathbf{N}_{gj}^*$ и $\mathbf{\Gamma}$, причем $\varphi_j = \Theta_j - \beta_j \pm \gamma$; Θ_0, Θ_1 — углы падения и дифракции пучков $\mathbf{E}_0$ и $\mathbf{E}_1$; φ_e^n — угол, характеризующий ориентацию $\mathrm{grad}E_e$ в n-м слое и отсчитываемый от орта $\mathbf{\Gamma}$; δn_j даны (26).

В условиях нормального АЭОВ обыкновенно поляризованных световых волн в одноосных кристаллах $\delta n_0 = \delta n_1 = \delta n$ и, согласно (22),

$$s_n = 2k_0\delta n\ |\ \mathit{gradE_e}\ |\ \sin\gamma\,\sin\Theta_0\,\sin\varphi_e^n,$$

$$t_n = k_0\,\delta_n \left[\, 2\sin\gamma\,\sin\Theta_0\,\cos\varphi_e^n + \mathrm{tg}(\gamma - \Theta_0)\, \times \right.$$
$$\left. \times \sin(\varphi_e^n + \Theta_0 - \gamma) - \mathrm{tg}(\Theta_0 + \gamma)\sin(\varphi_e^n - \Theta_0 - \gamma)\, \right]\, |\ \mathrm{grad}E_e\ | \tag{29}$$

Видно, что при $\gamma = 0$ коэффициент $s_n = 0$, а $t_n = -2k_0 \delta n \ |\mathrm{grad} E_e| \times$ $\times \ \sin\Theta_0 \sin\varphi_e^n$.

При нормальном АЭОВ необыкновенно поляризованных волн для случая $\gamma = 0$ из (27) получим

$$s_n = 2k_0\delta n \ |\ \mathrm{grad}E_e\ |\ \sin\beta_0 \sin\Theta_0 \sin\varphi_e^n,$$

$$t_n = 2k_0\delta n \ |\ \mathrm{grad}E_e\ |\ [\ \sin\beta_0 \sin\Theta_0 \cos\varphi_e^n - \sin\Theta_0 \sin\varphi_e^n\ ]. \tag{30}$$

Далее будем полагать, что длина любого выделенного слоя области АЭОВ $l_n = L_n - L_{n-1}$ ($n = 1...N$) удовлетворяет неравенству

$$Q = \lambda f_0^2 l_n / v^2 \geq 10,$$

определяющему режим дифракции Брэгга. Тогда анализ процесса АЭОВ в неоднородном поле $\mathbf{E}_e(\mathbf{r})$ вида (14) можно свести к решению N независимых задач брэгговского АЭОВ в линейно-неоднородных слоях анизотропной среды. При этом в каждом n-м слое АЭОВ между световыми волнами E_0^n и E_1^n происходит с фазовой расстройкой ΔK_n (27) и описывается уравнениями (8).

Учитывая, что во многих практических геометриях дифракции коэффициенты $\eta_j = \mathrm{tg}(\varphi_j) << 1$, будем считать, что в уравнениях (8) $\partial E_j / \partial l >> \eta_j \, \partial E_j / \partial z$, а $U_m(l, z) = U_0 \exp[-\alpha z]$ при $0 \leq l \leq L_n = L$, где U_0, α — амплитуда и затухание акустического пучка. С учетом этого и зависимости $\Delta K_n(l_n, z)$, найденной выше, система уравнений (8) запишется

$$\frac{dE_0^n(l_n, z)}{dl_n} = -iC_0 U_0 E_1^n(l_n, z) \exp\left[i(\Delta K_{n-1} + s_n z)\, l_n + i\frac{t_n l_n^2}{2} - \alpha z\right],$$

$$\frac{dE^n(l_n, z)}{dl_n} = -iC_1 U_0 E_0^n(l_n, z) \exp\left[-i(\Delta K_{n-1} + s_n z)\, l_n - i\frac{t_n l_n^2}{2} - \alpha z\right]. \tag{31}$$

Краевые условия для решения (31) с учетом (13) имеют вид

$$E_1^n(l_n = 0, z) = \begin{cases} 0 \text{ при } n = 1, \\ E_1^{n-1}(l_{n-1} = L_{n-1} - L_{n-2}, z), \text{ при } n = 2, 3, \ldots, N, \end{cases}$$

$$E_0^n(l_n = 0, z) = \begin{cases} E^0(z) \text{ при } n = 1, \\ E_0^{n-1}(l_{n-1} = L_{n-1} - L_{n-2}, z) \text{ при } n = 2, 3, \ldots, N. \end{cases} \tag{32}$$

Исключая из системы (31) E_0 и делая в полученном уравнении замену переменных

$$l_n = \sqrt{\frac{2\varkappa}{a}} - \frac{b}{a}, \quad E_1^n(l) = \left(l_n + \frac{b}{a}\right)^{-0.5} \exp\left[-\frac{a}{4}\left(l_n + \frac{b}{a}\right)^2\right] \nu(\varkappa),$$

приходим к дифференциальному уравнению гипергеометрического типа [17]

$$4\varkappa^2 \frac{d^2\nu}{d\varkappa^2} - (\varkappa^2 - 4K\varkappa + 4M^2 - 1)\,\nu = 0,$$

где $a = it_n$; $b = i(\Delta K_{n-1} + s_n z)$; $d = k \exp[-2\alpha z]$; $K = d/2a - 1/4$; $M = 1/4$; $k =$ $= U_0^2 C_0 C_1$ — коэффициенты АО связи.

Учитывая, что решение последнего уравнения выражается через вырожденную гипергеометрическую функцию первого рода $\Phi(a, c, z)$ [16], запишем общие решения системы уравнений (31)

$$E_1^n(l_n, z) = C_z^n(z)\,(i\,|a|)^{0.5}\left(l_n + \frac{b}{a}\right)\,\Phi\left(\frac{d}{2a} + \frac{1}{2}, \frac{3}{2}, \frac{i|a|}{2}\left(l_n + \frac{b}{a}\right)^2\right) + C_3^n(z)\times$$

$$\times\,\Phi\left(\frac{d}{2a}, \frac{1}{2}, \frac{i|a|}{2}\left(l_n + \frac{b}{a}\right)^2\right), \tag{33}$$

$$E_0^n(l_n, z) = \frac{i}{C_1 U_0}\exp\left[\frac{al_n^2}{2} + bl_n + \alpha z\right]\left[C_2^n(z)\,\sqrt{i|a|}\times\right.$$

$$\times\left\{\Phi\left(\frac{d}{2a} + \frac{1}{2}, \frac{3}{2}, \frac{i|a|}{2}\left(l_n + \frac{b}{a}\right)^2\right) + \frac{i|a|}{3}\left(l_n + \frac{b}{a}\right)^2\left(\frac{d}{a} + 1\right)\times\right.$$

$$\left.\times\,\Phi\left(\frac{d}{2a} + \frac{3}{2}, \frac{5}{2}, \frac{i|a|}{2}\left(l_n + \frac{b}{a}\right)^2\right)\right\} + C_3^n(z)\,\frac{i|a|d}{a}\left(l_n + \frac{b}{a}\right)\times$$

$$\left.\times\,\Phi\left(\frac{d}{2a} + 1, \frac{3}{2}, \frac{i|a|}{2}\left(l_n + \frac{b}{a}\right)^2\right)\right], \tag{34}$$

где $C_2^n(z), C_3^n(z)$ — комплексные постоянные интегрирования, определяемые из граничных условий (32) и обеспечивающие сшивание решений (33), (34) n-го и $n-1$-го слоев на границе $\mathbf{\Gamma}\cdot\mathbf{r} = L_{n-1}$. При $n = N$ формулы (33), (34) определяют распределения амплитуд световых полей на выходе области АЭОВ $E_i(L, z) = E_i^N(l_n, z)$, которые представляют самосогласованные решения поставленной задачи в замкнутой форме и в рамках принятой модели АЭОВ справедливы для произвольных амплитуд полей $\mathbf{E}_e$ и $\mathbf{U}$. При отсутствии неоднородности амплитуды поля $\mathbf{E}_e$ решения (33), (34) переходят в известные [12].

3. Передаточные функции АЭОВ

Для описания процессов преобразования пространственных профилей пучков $\mathbf{E}_j^n$ при изменении параметров АЭОВ в практических расчетах решение (33) уравнений (31) удобно представить в виде рекурентных соотношений

$$E_1^n(l_n, z) = E_0^{n-1}(z)\,T_{01}^n(l_n, z) + E_1^{n-1}(z)T_{11}^n(l_n, z)\,. \tag{35}$$

Здесь введены парциальные передаточные функции (ПФ) T_{01}^n, T_{11}^n возмущенного ультразвуковым пучком $\mathbf{U}(\mathbf{r}, t)$ и линейно-неоднородным электрическим полем $\mathbf{E}_e(\mathbf{r})$ n-го слоя кристаллической среды, описывающие преобразование пространственных профилей $E_0^{n-1}(z)$ и $E_1^{n-1}(z)$ на входе n-го слоя в распределение $E_1^n(z)$ на его выходе.

Используя граничные условия (32) для отыскания коэффициентов C_2^n, C_3^n и опуская громоздкие промежуточные преобразования, найдем входящие в (35) парциальные ПФ T_{01}^n

$$T_{01}^{n}(\Delta K', l_n, z) = -iC_1U_0\exp[-\alpha z]\left\{a\left(l_n+\frac{b}{a}\right)\Phi\left(\frac{d}{2a},\frac{1}{2},\frac{i|a|b^2}{2a^2}\right)\times\right.$$

$$\times\,\Phi\left(\frac{d}{2a}+\frac{1}{2},\frac{3}{2},\frac{i|a|}{2}\left(l_n+\frac{b}{a}\right)^2\right)-b\Phi\left(\frac{d}{2a}+\frac{1}{2},\frac{3}{2},\frac{i|a|b^2}{2a^2}\right)\times$$

$$\left.\times\Phi\left(\frac{d}{2a},\frac{1}{2},\frac{i|a|}{2}\left(l_n+\frac{b}{a}\right)^2\right)\right\}\left\{a\,\Phi\left(\frac{d}{2a},\frac{1}{2},\frac{i|a|b^2}{2a^2}\right)\times\right.$$

$$\times\left[\Phi\left(\frac{d}{2a}+\frac{1}{2},\frac{3}{2},\frac{i|a|b^2}{2a^2}\right)+\frac{i|a|b^2}{3a^2}\left(\frac{d}{a}+1\right)\Phi\left(\frac{d}{2a}+\frac{3}{2},\frac{5}{2},\frac{i|a|b^2}{2a^2}\right)\right]-$$

$$\left.-\,i|a|d\frac{b^2}{a^2}\Phi\left(\frac{d}{2a}+1,\frac{3}{2},\frac{i|a|b^2}{2a^2}\right)\Phi\left(\frac{d}{2a}+\frac{1}{2},\frac{3}{2},\frac{i|a|b^2}{2a^2}\right)\right\}^{-1} \qquad (36)$$

и парциальные ПФ T_{11}^{n}

$$T_{11}^{n}(\Delta K', l_n, z) = \left\{a\Phi\left(\frac{d}{2a},\frac{1}{2},\frac{i|a|}{2}\left(l_n+\frac{b}{a}\right)^2\right)\times\right.$$

$$\times\left[\Phi\left(\frac{d}{2a}+\frac{1}{2},\frac{3}{2},\frac{i|a|b^2}{2a^2}\right)+\frac{i|a|b^2}{3a^2}\left(\frac{d}{a}+1\right)\Phi\left(\frac{d}{2a}+\frac{3}{2},\frac{5}{2},\frac{i|a|b^2}{2a^2}\right)\right]\times$$

$$\times\frac{i|a|bd}{a}\left(l_n+\frac{b}{a}\right)\Phi\left(\frac{d}{2a}+\frac{1}{2},\frac{3}{2},\frac{i|a|b^2}{2a^2}\right)\times$$

$$\left.\times\,\Phi\left(\frac{d}{2a}+1,\frac{3}{2},\frac{i|a|}{2}\left(l_n+\frac{b}{a}\right)^2\right)\right\}\left\{a\Phi\left(\frac{d}{2a},\frac{1}{2},\frac{i|a|b^2}{2a^2}\right)\times\right.$$

$$\times\left[\Phi\left(\frac{d}{2a}+\frac{1}{2},\frac{3}{2},\frac{i|a|b^2}{2a^2}\right)+i\frac{|a|b^2}{3a^2}\left(\frac{d}{a}+1\right)\Phi\left(\frac{d}{2a}+\frac{3}{2},\frac{5}{2},\frac{i|a|b^2}{2a^2}\right)\right]-$$

$$\left.-\,i|a|d\frac{b^2}{a^2}\Phi\left(\frac{d}{2a}+1,\frac{3}{2},\frac{i|a|b^2}{2a^2}\right)\Phi\left(\frac{d}{2a}+\frac{1}{2},\frac{3}{2},\frac{i|a|b^2}{2a^2}\right)\right\}^{-1} \qquad (37)$$

Заметим, что при $n = 1$ $T_{11}^{1} = 0$.

Аналогично (35), используя решение (34), запишем рекуррентные формулы для вычисления E_0^n

$$E_0^n(l_n, z) = E_0^{n-1}(z)T_{00}^n(l_n, z) + E_1^{n-1}(z)T_{10}(l_n, z)\,, \qquad (38)$$

где парциальные ПФ T_{00}^n и T_{10} описывают процесс образования светового распределения $E_0^n(z)$ на выходе n-го слоя через значения $E_0^{n-1}(z)$ и $E_1^{n-1}(z)$ на его входе. Воспользовавшись (34) и (32), получим выражения для входящих в (38) ПФ T_{00}^n

$$T_{00}^{n}(\Delta K', l_n, z) = \exp[a l_n^2/2 + b l_n\ ] \left\{ a\Phi\left(\frac{d}{2a}, \frac{1}{2}, \frac{i|a|b^2}{2a^2}\right) \times \right.$$

$$\times \left[\Phi\left(\frac{d}{2a} + \frac{1}{2}, \frac{3}{2}, \frac{i|a|}{2}\left(l_n + \frac{b}{a}\right)^2\right) + \frac{i|a|}{3}\left(l_n + \frac{b}{a}\right)^2 \left(\frac{d}{a} + 1\right) \times \right.$$

$$\left. \times \Phi\left(\frac{d}{2a} + \frac{3}{2}, \frac{5}{2}, \frac{i|a|}{2}\left(l_n + \frac{b}{a}\right)^2\right) \right] - \frac{i|a|bd}{a}\left(l_n + \frac{b}{a}\right) \times$$

$$\left. \times \Phi\left(\frac{d}{2a} + \frac{1}{2}, \frac{3}{2}, \frac{i|a|b^2}{2a^2}\right) \Phi\left(\frac{d}{2a} + 1, \frac{3}{2}, \frac{i|a|}{2}\left(l_n + \frac{b}{a}\right)^2\right) \right\} \times$$

$$\times \left\{ a\Phi\left(\frac{d}{2a}, \frac{1}{2}, \frac{i|a|b^2}{2a^2}\right) \left[\Phi\left(\frac{d}{2a} + \frac{1}{2}, \frac{3}{2}, \frac{i|a|b^2}{2a^2}\right) + i\frac{|a|b^2}{3a^2}\left(\frac{d}{a} + 1\right) \times \right.\right.$$

$$\left. \times \Phi\left(\frac{d}{2a} + \frac{3}{2}, \frac{5}{2}, \frac{i|a|b^2}{2a^2}\right) \right] - i|a|d\frac{b^2}{a^2}\Phi\left(\frac{d}{2a} + 1, \frac{3}{2}, \frac{i|a|b^2}{2a^2}\right) \times$$

$$\left. \times \Phi\left(\frac{d}{2a} + \frac{1}{2}, \frac{3}{2}, \frac{i|a|b^2}{2a^2}\right) \right\}^{-1} \tag{39}$$

и ПФ T_{10}^{n}

$$T_{10}^{n}(\Delta K', l_n, z) = \frac{|a|d}{C_1 U_0} \exp\left[\ a l_n^2/2 + b l_n + \alpha z\ \right] \left\{ \frac{b}{a}\Phi\left(\frac{d}{2a} + 1, \frac{3}{2}, \frac{i|a|b^2}{2a^2}\right) \times \right.$$

$$\times \left[\Phi\left(\frac{d}{2a} + \frac{1}{2}, \frac{3}{2}, \frac{i|a|}{2}\left(l_n + \frac{b}{a}\right)^2\right) + \frac{i|a|}{3}\left(l_n + \frac{b}{a}\right)^2 \left(\frac{d}{a} + 1\right) \times \right.$$

$$\left. \times\Phi\left(\frac{d}{2a} + \frac{3}{2}, \frac{5}{2}, \frac{i|a|}{2}\left(l_n + \frac{b}{a}\right)^2\right) \right] - \left(l_n + \frac{b}{a}\right) \Phi\left(\frac{d}{2a} + 1, \frac{3}{2}, \frac{i|a|}{2}\left(l_n + \frac{b}{a}\right)^2\right) \times$$

$$\left. \times \left[\Phi\left(\frac{d}{2a} + \frac{1}{2}, \frac{3}{2}, \frac{i|a|b^2}{2a^2}\right) + \frac{i|a|b^2}{3a^2}\left(\frac{d}{a} + 1\right)\Phi\left(\frac{d}{2a} + \frac{3}{2}, \frac{5}{2}, \frac{i|a|b^2}{2a^2}\right) \right] \right\} \times$$

$$\times \left\{ a\Phi\left(\frac{d}{2a}, \frac{1}{2}, \frac{i|a|b^2}{2a^2}\right) \left[\Phi\left(\frac{d}{2a} + \frac{1}{2}, \frac{3}{2}, \frac{i|a|b^2}{2a^2}\right) + i\frac{|a|b^2}{3a^2} \times \right.\right.$$

$$\left. \times \left(\frac{d}{2a} + 1\right) \Phi\left(\frac{d}{2a} + \frac{3}{2}, \frac{5}{2}, \frac{i|a|b^2}{2a^2}\right) \right] - i|a|d\frac{b^2}{a^2}\Phi\left(\frac{d}{2a} + 1, \frac{3}{2}, \frac{i|a|b^2}{2a^2}\right) \times$$

$$\left. \times \Phi\left(\frac{d}{2a} + \frac{1}{2}, \frac{3}{2}, \frac{i|a|b^2}{2a^2}\right) \right\}^{-1}. \tag{40}$$

Заметим, что при $n = 1$ $T_{10}^{1} = 0$.

Далее, последовательно применяя формулы (35), (38) от $n = 1$ до $n = N$, получим окончательное выражение для вычисления световых полей $E_0(l, z)$ и $E_1(l, z)$, выраженное через поле $E^0(z)$ и парциальные ПФ T_{kl}^{n} всех слоев

$$E_j(L,z) = E_0(z) \left[\sum_k^{0.1} \sum_l^{0.1} T^1_{0l} \ldots T^{n-1}_{kl}\, T^n_{lk} \ldots T^N_{lj} \right], \tag{41}$$

где $j = 0, 1$, а ПФ T^n_{kl} вычисляются по формулам (36), (37), (39), (40).

При составлении произведений ПФ T^n_{kl} $(n = 1 \ldots N)$ в (41) должны быть выполнены следующие правила: произведения ПФ начинаются только с T^1_{01} или T^1_{00}; последний индекс T^N_{lk} совпадает с номером рассматриваемого дифракционного порядка; смежные индексы ПФ $n-1$-го и n-го слоев одинаковы. Например, при $N = 3$ из (41) получим

$$E_j(L,z) = E^0(z)\ [\ T^1_{00}T^2_{00}T^3_{0j} + T^1_{00}T^2_{01}T^3_{1j} + T^1_{01}T^2_{11}T^3_{1j} + T^1_{01}T^2_{10}T^3_{0j}\ ]\ (j = 0, 1).$$

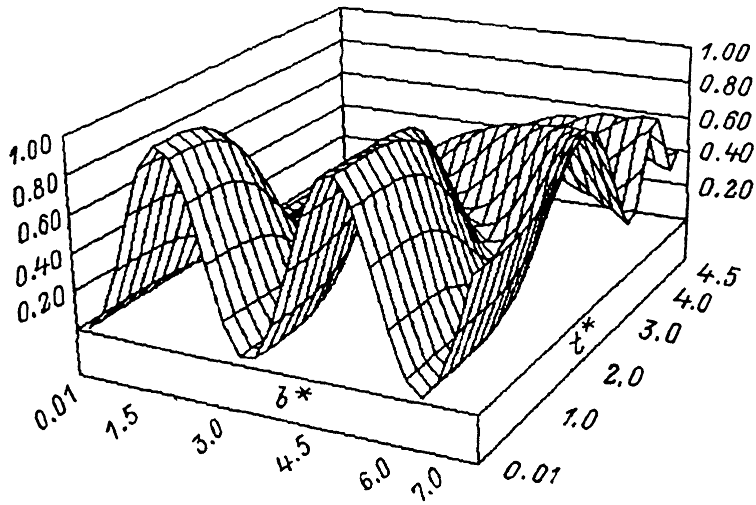
Здесь, а также в (41) выражения в квадратных скобках являются ПФ T_j $(j = 0, 1)$ всей области АЭОВ, которые характеризуют преобразование амплитудно-фазовых распределений пучков E_j для произвольных ориентации и величины $\mathrm{grad}E_e$, частоты и мощности акустического пучка U, а также геометрии дифракции.

4. Результаты расчета и обсуждение

Для получения представлений об особенностях исследуемого АЭОВ был проведен расчет ПФ $T_1 = T^1_{01}$ и $T_0 = T^1_{00}$ по формулам (36), (39) для частного, но практически интересного случая АЭОВ в линейно-неоднородном поле E_e. В вычислениях использовались безразмерные параметры $b^* = \sqrt{kL}$, $\Delta K^* = \Delta K'L$, $\alpha^* = \alpha z^*$, $t^* = \sqrt{t/2L}$, $S^* = szL$, соответственно характеризующие величины АО связи и фазовой расстройки, затухания звука, продольной ($\varphi_e = 0°$), поперечной ($\varphi_e = 90°$) и смешанной ($0 < \varphi_e < 90°$) неоднородности поля E_e.

На рис. 3—6 приведены результаты такого расчета для различных коэффициентов АО связи и величин продольной неоднородности поля E_e, полученные при $\alpha^* \cong 0$ и $s^* \cong 0$. Учет поперечной неоднородности $s \neq 0$, согласно (21), (31), приведет к смещению приведенных зависимостей на величину $\Delta K^* = s^*$. Случай АЭОВ с $\alpha^* \neq 0$ несложно проанализировать, воспользовавшись результатами [13] и графиками рис. 3—6. При этом выводы [13] будут распространяться и на рассматриваемое АЭОВ, если в [13] параметр c^* заменить величиной $|t/2|^{0.5}L$ и ввести начальную фазовую расстройку, равную $-tL/2$.

Зависимости $|T_1(b^*)|^2$ на рис. 3, *а* получены при $\Delta K^* = 0$ для разных значений t^* и характеризуют энергообмен между дифрагированными пучками E_0 и E_1. Видно, что при величинах $t^* < 1.5$ неоднородность поля E_e практически не изменяет периодически осциллирующего характера зависимости $|T_1(b^*)|^2$. При возрастании $t^* > 1.5$ дифракционная эффективность АЭОВ резко падает в области $b^* = 0-3$, а при $b^* > 3$ носит колебательно-затухающий характер. Это вызвано увеличением фазовой расстройки между световыми пучками E_j по мере их распространения в области АЭОВ. Причем квадратичная зависимость $\Delta K^* \sim L^2$ в области АЭОВ может существенно изменить характер перекачки энергии из нулевого в первый дифракционный порядок. Расчет показывает (рис. 3, *б*), что при введении начальной фазовой расстройки $\Delta K' = -t^{*2}/L$, компенсирующей в центре области АЭОВ расстройку $\Delta K \sim tl$, с ростом $t^* > 1.5$ вблизи значений АО связи $b^* \cong 3$ и 6 наблюдается существенное увеличение эффективности АЭОВ от $|T_1| \cong 0$ до $|T_1| \cong 1$. При $t^* \cong 3$ это приводит к образованию участка завиа



б

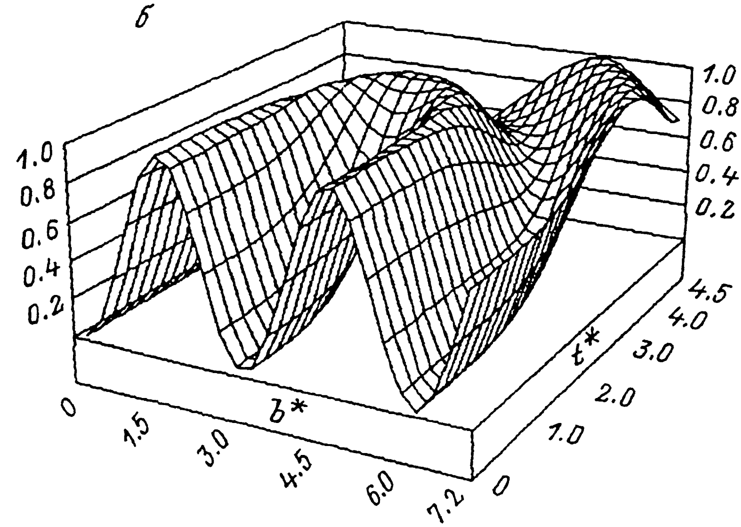


Рис. 3. Зависимость ПФ $|T_1|^2$ от параметра b^* при различных значениях t^* и ΔK^*.

ΔK^*: *а* — 0, *б* — t^{*2}.

симости $|T_1|(1.5 < b^* < 6)|^2 \cong 1$ со слабой чувствительностью к изменению АО связи. Данный эффект режима сильного АЭОВ аналогичен описанному в [13] и может быть использован для компенсации снижения эффективности дифракции, обусловленной затуханием или расходимостью акустических волн.

Преобразование формы ПФ $|T_1(\Delta K^*)|^2$ в зависимости от степени АО связи b^* при различных значениях gradE_e, характеризуемых параметром t^*, показано на рис. 4, 5. Небольшие неоднородности поля E_e, соответствующие $t^* < 1.5$, практически не сказываются на ПФ $|T_1(\Delta K^*)|$, поведение которой с ростом b^* имеет известный вид рис. 4, *а*. При увеличении $t^* > 1.5$ наблюдаются эффекты

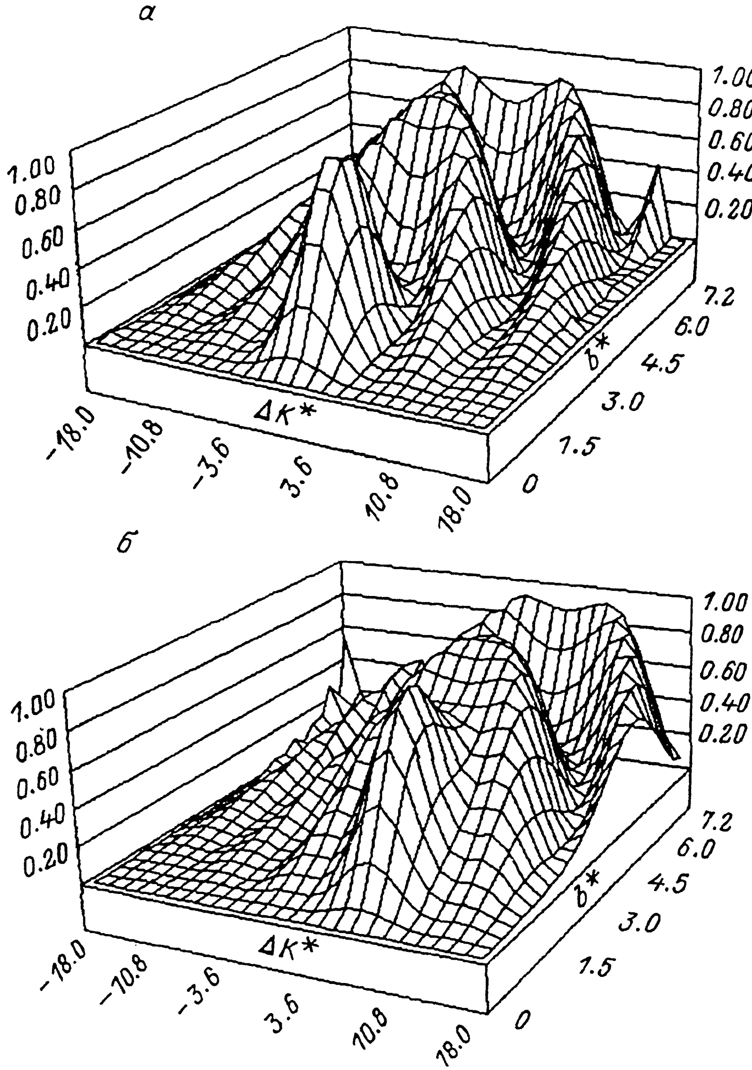


Рис. 4. Зависимость ПФ $|T_1|^2$ от фазовой расстройки ΔK^* при различных значениях АО связи b^* и параметра t^{*2}.

t^*: *а* — 1.5, *б* — 2.5.

смещения (рис. 5, *а*) и существенной трансформации формы ПФ $|T_1(\Delta K^*)|$ при сильном АЭОВ (рис. 4, *б*, 5, *б*). Величина смещения ПФ не зависит от АО связи b^* (рис. 5), равна t^{*2} и может быть скомпенсирована, например, введением начальной расстройки от угла Брэгга $\Delta K(\Theta_0) = -t^{*2}/L$ (рис. 6). Изменение ПФ АЭОВ в области $1.5 < t^* < 3$ наблюдается только при сильном АО связи $b^* > 2$ и характеризуется значительным уширением ПФ (более чем в 2 раза) и близкими к максимальным значениям дифракционной эффективности ПФ АЭОВ (рис. 6, *а*). Это обусловлено насыщающимся характером энергообмена пучков E_1 и E_0 при АЭОВ с $\Delta K^* \le t^*$ и монотонно возрастающим в условиях $t^* \le \Delta K^* \le t^{*2}$. При АЭОВ с $t^* > 3$, как видно из рис. 6, *б*, закономерности в изменении вида и

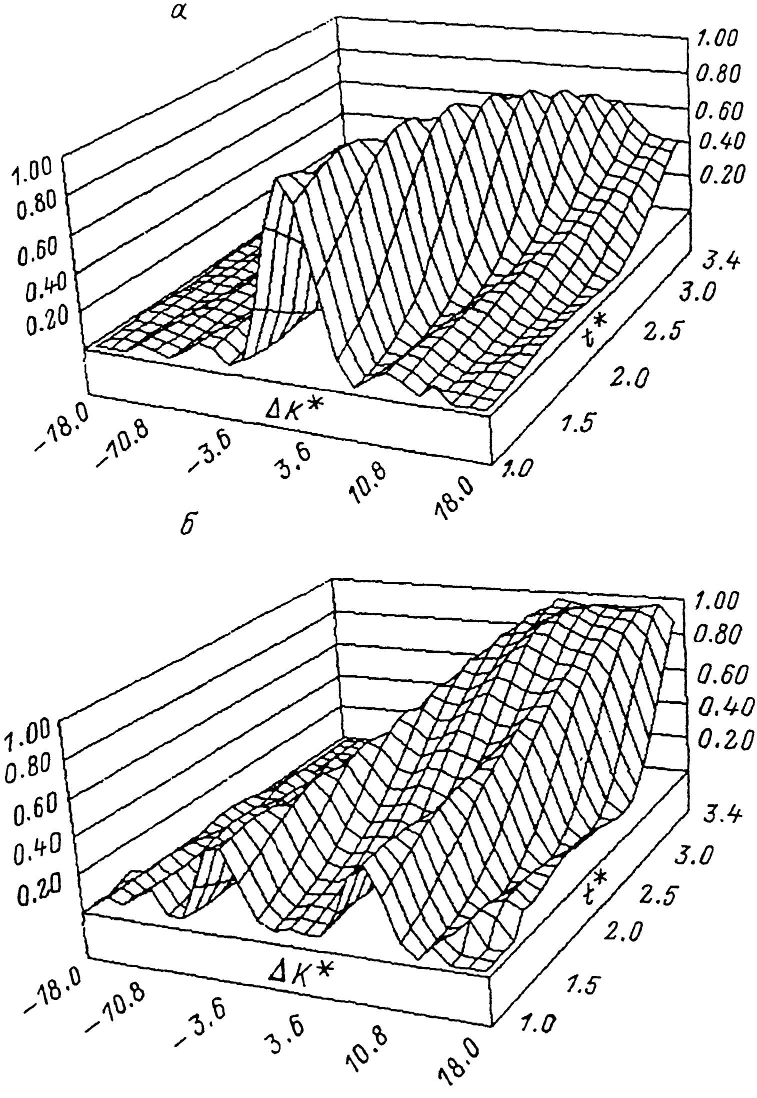


Рис. 5. Зависимость ПФ $|T_1|^2$ от фазовой расстройки ΔK^* при различных значениях параметров t^*, b^*.

b^*: *а* — 1.5, *б* — 3.

уширении ПФ T_1 для слабого взаимодействия аналогичны описанным в [10], а при больших значениях АО связи $b^* > 2$ соответствуют области $t^* < 3$, но выражены менее сильно. Наконец, как видно из сравнения рис. 4, *а* и рис. 6, в режиме сильного АЭОВ ($b^* \cong 1.5-4.0$) неоднородность электрического поля E_e ($t^* \cong 2.5-4$) приводит к увеличению в несколько раз произведения ширины полосы пропускания ПФ T_1, характеризующей угловую апертуру и полосу частот АОВ, на величину максимальной дифракционной эффективности и его сохранению в широком диапазоне значений b^*. Для численных оценок данного эффекта можно использовать результаты [14], где аналогичные явления отмечались при сильном АОВ в неоднородном ультразвуковом поле.

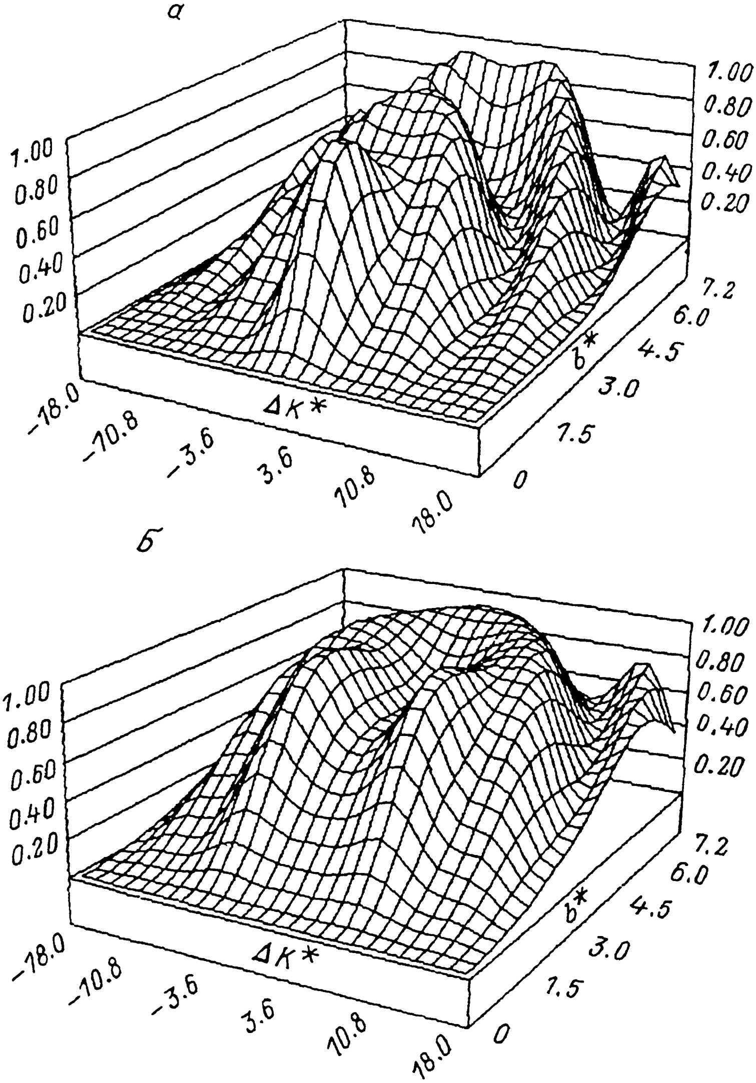


Рис. 6. Зависимость ПФ $|T_1|^2$ от фазовой расстройки ΔK^* при различных значениях параметров b^*, t^* в условиях компенсации наведенной фазовой расстройки в центре области АЭОВ.
t^*: *а* — 2.5, *б* — 4.

В условиях поперечной и смешанной неоднородностей E_e отмеченные закономерности преобразования ПФ T_1 из-за уменьшения t^* (см. (28)) выражены менее сильно. Кроме этого, отметим, что вследствие смещения ПФ $T_1(\Delta K^*)$ при изменении s^* и зависимости $\Delta K(sz)$ в (21) наблюдается изменение характера АЭОВ по поперечным сечениям взаимодействующих пучков E_0 и E_1. Представление об этом дают зависимости $T_1(\Delta K^*)$, представленные на рис. 4—6, если параметру ΔK^* поставить в соответствие величину $s^*(z)$. Отсюда сразу следует, что в рассматриваемом режиме АЭОВ с ростом s наблюдается сужение области эффективного энергообмена по координате z. При большой апертуре поля E^0

функция $T_1(\Delta K(z))$ определяет распределение пространственного профиля $E_1(z)$ и его изменение в условиях сильного АЭОВ (рис. 4—6). В условиях высокой эффективности АЭОВ это приводит к искажениям амплитудной структуры прошедшего пучка E_0, так как $|T_0(z)|^2 = 1-|T_1(z)|^2$. Характерной особенностью этого процесса будет образование одного (рис. 6, *а*) или нескольких (рис. 6, *б*) локальных минимумов в распределении $E_0(z)$, ширина и положение которых изменяется соответственно при вариации мощности и частоты поля U. При $\mathrm{grad} E_e=0$ эти эффекты сильного АЭОВ отсутствуют.

Список литературы

[1] *Балакший В. И., Парыгин В. И.* // РиЭ. 1973. Т. 18. № 1. С. 115—123.
[2] *Psaltis D., Lee H., Sirat G.* // Appl. Phys. Lett. 1985. Vol. 46. N 3. P. 215-217.
[3] *Lee H., Psaltis D.* // Opt. Lett. 1987. Vol. 12. N 7. P. 459—461.
[4] *Scholtz A. V., Das P., Shklarsky Dan.* // Proc. Soc. Photo-Opt. Instrum. Eng. 1986. Vol. 700. P. 160—166.
[5] *Белый В. Н., Пашкевич Г. Н., Севрук Б. Б.* // Оптика анизотропных сред. Сб. МФТИ. М., 1987. С. 137—139.
[6] *Белый В. Н., Пашкевич Г. А., Ропот П. И., Шепелевич В. В.* // Препринт Института физики АН БССР. № ИФ-550. Минск, 1989. 26 с.
[7] *Зильберман Г. Е., Купченко Л. Ф., Голтвянская Г. Ф.* // РиЭ. 1988. Т. 33. № 5. С. 933—938.
[8] *Семченко И.В., Ропот П. И.* // ЖТФ. 1990. Т. 60. Вып. 7. С. 90—95.
[9] *Белый В.Н., Мащенко А. Г., Пашкевич А. Г.* // Опт. и спектр. 1990. Т. 68. Вып. 1. С. 205—207.
[10] *Коваленко Е.С., Романов С.И.* // Обработка сигналов и изображений оптическими методами. Межвуз. сб. науч. тр. ЛИАП. Л., 1987. Вып. 190. С. 144—151.
[11] *Волоцкий А. Е., Зайцев Б. Д., Нейман В. И.* и др. // Акуст. журн. 1990. Т. 36. № 5. С. 840—846.
[12] *Шандаров С. М., Задорин А. С., Шарангович С. Н.* Акустические и акустооптические свойства монокристаллов. Томск. 1987. 151 с.
[13] *Задорин А.С., Шарангович С.Н.* // Изв. вузов. Радиофизика. 1990. Т. 33. № 2. С. 357—365.
[14] *Шарангович С. Н.* // ЖТФ. 1991. Т. 61. Вып. 1. С. 104—110.
[15] *Дмитриев В. Г., Тарасов А. В.* Прикладная нелинейная оптика. М.: Радио и связь, 1982. 352 с.
[16] *Сироткин Ю. И., Шаскольская М. П.* Основы кристаллофизики. М.: Наука, 1979. 639 с.
[17] *Бейтмен Г., Эрдейи А.* Высшие трансцендентные функции. М.: Наука, 1973.

Томский институт автоматизированных систем управления и радиоэлектроники

Поступило в Редакцию 25 февраля 1991 г.