07

ДИФРАКЦИЯ СВЕТА НА УЛЬТРАЗВУКОВОМ ПОЛЕ С НЕОДНОРОДНЫМ АМПЛИТУДНО-ФАЗОВЫМ РАСПРЕДЕЛЕНИЕМ В АНИЗОТРОПНОЙ СРЕДЕ

С. Н. Шарангович

Рассмотрена задача о брэгговской дифракции квазимонохроматических световых пучков на ультразвуковом поле с неоднородным амплитудно-фазовым распределением в анизотропной среде. Получены самосогласованные решения для акустооптического взаимодействия в ультразвуковом поле с колоколообразной огибающей амплитуды и квазиквадратичным фазовым фронтом. Изучено влияние амплитудно-фазовой неоднородности ультразвуковых волн на передаточные и энергетические характеристики в условиях большой эффективности дифракции. Показана возможность и определены условия расширения полосы пропускания передаточной функции и ее управления за счет изменения акустооптической связи без снижения эффективности дифракционного процесса.

В ряде практически используемых акустооптических модуляторов для расширения их функциональных возможностей и улучшения характеристик используются пьезопреобразователи, создающие неоднородные амплитудно-фазовые распределения звуковых полей. К таким относятся, например, многоэлементные и фокусирующие преобразователи [1, 2]. Неоднородность распределения может быть также обусловлена затуханием или расходимостью звука в кристаллической среде [3]. Характер АОВ в таких полях особенно при больших эффективностях дифракции может принципиально отличаться от известного [1, 3, 4]. Аналогичные процессы наблюдаются при дифракции световых пучков на неоднородных голографических решетках [5], записанных в фоторефрактивных кристаллах, и ультразвуковых пучках, распространяющихся в температурно-возмущенных средах.

В теоретическом отношении дифракция света на неоднородном звуковом пучке в условиях произвольной эффективности АОВ изучалась в работах [1, 3, 4]. Однако применимость результатов [3, 4] ограничена плосковолновым приближением для световых волн и однородностью фазового распределения ультразвука, а выводы [1] справедливы только при однородном распределении амплитуды ультразвука. Однако практические приложения акустооптики обусловливают необходимость рассмотрения более общей задачи о дифракции световых пучков в ультразвуковом поле, обладающем неоднородностью как амплитудного, так и фазового распределений.

Целью настоящей работы является теоретическое исследование дифракции света на неоднородном ультразвуковом пучке с колоколообразной огибающей амплитуды и квазиквадратичным фазовым фронтом.

1. Постановка задачи

Рассмотрим преобразование квазимонохроматического светового пучка $\mathbf{E}_0(\mathbf{r}, t)$, распространяющегося в прозрачной кристаллической среде, диэлектрическая проницаемость $\hat{\varepsilon}$ которого возмущена пространственно-неоднородным звуковым пучком $\mathbf{U}(\mathbf{r}, t)$ (рис. 1)

$$\mathbf{U}(\mathbf{r},\ t)=\frac{1}{2}\,\mathbf{u}\,\{U_m(\mathbf{r})\exp[i(\Omega_0 t-\mathbf{K}_0\cdot\mathbf{r})]+\text{к. с.}\},\tag{1}$$

где $U_m(\mathbf{r})=U(l'+z'\operatorname{tg}\gamma)$ — распределение комплексной амплитуды на линии пересечения плоскости $\mathbf{q}\cdot\mathbf{r}=z'$ с плоскостью дифракции; l' — координата вдоль данной линии; $\mathbf{u}$ — вектор поляризации; $\mathbf{K}_0=(\Omega_0/v)\,\mathbf{q}$; Ω_0, v — частота и фазовая скорость; $\gamma=\arccos(\mathbf{q}\cdot\mathbf{q}_{\text{гр}})$ — угол сноса; $\mathbf{q}$, $\mathbf{q}_{\text{гр}}$ — единичные векторы волновой и групповой нормали звука в плоскости дифракции.

Для звукового пучка $\mathbf{U}(\mathbf{r}, t)$, имеющего колоколообразную форму огибающей и квазиквадратичный фазовый фронт, амплитудно-фазовое распределение $U(l')$ можно представить следующим образом:

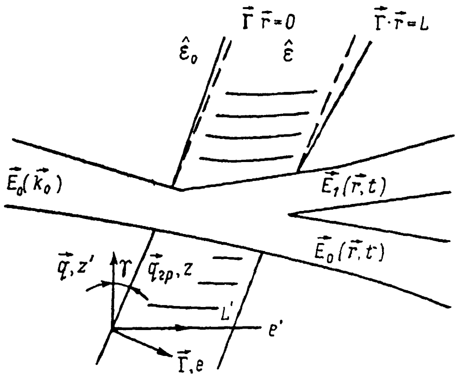

Рис. 1. Геометрия АОВ в анизотропной среде.

$$U(l')=\begin{cases}|U(l')|\exp[i\varphi(l')\ \text{при}\ z'\operatorname{tg}\gamma\leqslant l'\leqslant z'\operatorname{tg}\gamma+L',\\ 0\ \text{при остальных}\ l',\end{cases}\tag{2}$$

где

$$U(l')=U_0/\operatorname{th}\left[c\left(\frac{l'}{L'}-\frac{1}{2}\right)\right],$$

$$\varphi(l')=2d\ln\left(\operatorname{ch}\left[c\left(\frac{l'}{L'}-\frac{1}{2}\right)\right]\right),\tag{3}$$

U_0 — амплитуда; c, d — параметры, характеризующие степень амплитудно-фазовой неоднородности.

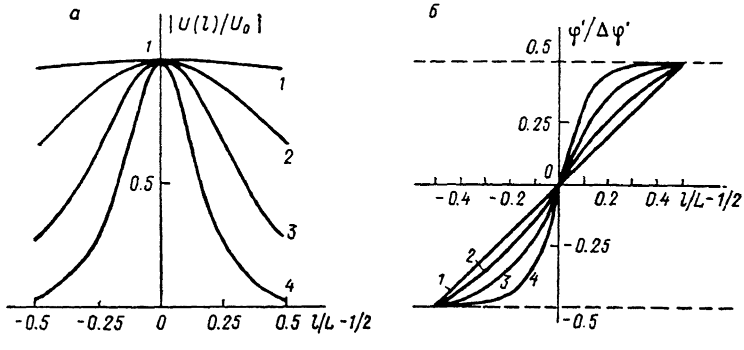

Рис. 2. Зависимости относительных распределений амплитуды (*а*) и скорости изменения фазы (*б*) по апертуре неоднородного звукового пучка в плоскости АОВ от нормированной координаты l/L.

c: *1* — 0.5, *2* — 2, *3* — 4, *4* — 8.

Поведение нормированных распределений амплитуды $|U(l')/U_0|$ и скорости изменения фазы $\varphi'(l')/\Delta\varphi'$, где

$$\frac{d}{dl'}\varphi(l')=\frac{2dc}{L'}\operatorname{th}\left[c\left(\frac{l'}{L'}-\frac{1}{2}\right)\right],\quad \Delta\varphi'=\varphi'(l'=L')-\varphi'(l'=0),$$

для различных значений c показано на рис. 2. Из (2), (3) и рис. 2 следует, что при $c<1$ $U(l')$ преобразуется к виду

$$U(l')=U_0\exp\left[i\frac{dc^2}{L'}\left(\frac{l'}{L'}-\frac{1}{2}\right)^2\right],$$

описывающему однородный звуковой пучок с квадратичным законом изменения фазы. Если же $d < 4L'c^{-2}$ при $c < 1$, то приходим к модели однородного амплитудно-фазового распределения $U(l') = U_0$, а для $d=0$ и $c > 1$ выражение (2) описывает пучок $\mathbf{U}(\mathbf{r}, t)$ с плоским фазовым фронтом и колоколообразной огибающей амплитуды.

Возмущенный пучком $\mathbf{U}(\mathbf{r}, t)$ (1)—(3) плоский слой кристалла с нормалью $\mathbf{\Gamma}$ (рис. 1), диэлектрическая проницаемость которого

$$\hat{\varepsilon}(\mathbf{r}, t) = \hat{\varepsilon}_0 + 0.5\Delta\hat{\varepsilon}\,\{U_m(\mathbf{r})\exp[i(\Omega_0 t - \mathbf{K}_0\cdot\mathbf{r})] + \text{к. с.}\}, \tag{4}$$

где $\Delta\hat{\varepsilon}$ — величина возмущения тензора $\hat{\varepsilon}_0$ в поле звуковой волны единичной амплитуды, для поля $\mathbf{E}_0(\mathbf{r}, t)$ является рассеивающей областью, на выходе которой $(\mathbf{\Gamma}\cdot\mathbf{r} = L = L'\cos\gamma)$ в брэгговском режиме дифракции существенны амплитуды прошедшего $\mathbf{E}_0(\mathbf{r}, t)$ и дифрагированного $\mathbf{E}_1(\mathbf{r}, t)$ световых пучков.

Общую напряженность электрического поля света в возмущенной среде представим в виде разложения по частотно-угловым спектрам (ЧУС)

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \sum_{j=0,1}\frac{1}{2}\iint_{-\infty}^{\infty}\mathbf{e}_j E_{mj}(\mathbf{r}, \mathbf{k}_j, \omega_j)\exp[i(\omega_j t - \mathbf{k}_j\cdot\mathbf{r})]\,dk_{jr}d\omega_j + \text{к. с.}, \tag{5}$$

где $\mathbf{e}_j$; ω_j; $E_{mj}(\mathbf{r}, \mathbf{k}_j, \omega_j)$ — поляризации, частоты и амплитуды угловых компонент, являющиеся медленно меняющимися функциями координат.

Определение амплитуд $E_{mj}(\mathbf{r}, \mathbf{k}_j, \omega_j)$ плосковолновых составляющих УС пучков $\mathbf{E}_0$ и $\mathbf{E}_1$, которые должны удовлетворять уравнению

$$\operatorname{rot}\operatorname{rot}(\mathbf{E}_0 + \mathbf{E}_1) = -\frac{1}{C^2}\frac{\partial^2}{\partial t^2}[\hat{\varepsilon}\cdot(\mathbf{E}_0 + \mathbf{E}_1)] \tag{6}$$

в поле $\mathbf{U}(\mathbf{r}, t)$ (1)—(3), является целью рассматриваемой задачи.

2. Аналитическое решение

Для решения (6), воспользовавшись результатами [1] и формулами (4)—(6), запишем систему укороченных уравнений

$$\frac{d}{dl}E_{m1}(l, \mathbf{k}_1, \omega') = -iC_0 U(l)E_{m0}(l, \mathbf{k}_0, \omega')\exp[-i\Delta K l],$$

$$\frac{d}{dl}E_{m0}(l, \mathbf{k}_0, \omega') = -iC_1 U^*(l)E_{m1}(l, \mathbf{k}_1, \omega')\exp[i\Delta K l], \tag{7}$$

связывающую между собой отдельные компоненты ЧУС пучков $\mathbf{E}_0$, $\mathbf{E}_1$. Здесь

$$C_j = \frac{k_0 U_0(\mathbf{e}_0\cdot\Delta\hat{\varepsilon}\cdot\mathbf{e}_1)}{4n_j\cos\beta_j\cos\varphi_j}$$

— коэффициенты АО связи $(j=0,1)$; $(\Delta K = (\mathbf{k}_0 - \mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_0)\cdot\mathbf{\Gamma}$ — фазовая расстройка АОВ; $\varphi_j = Q_j \pm \beta_j \pm \gamma$; β_j, Q_0, Q_1 — углы сноса, падения и дифракции центральных составляющих ЧУС соответственно падающего $\mathbf{E}_0$ и дифрагированного $\mathbf{E}_1$ световых пучков; $\omega' = \omega_j - \omega_{0j}$ — центрированное значение текущей частоты; l — координата вдоль $\operatorname{grad} E_{mj} = \mathbf{\Gamma}(d/dl)E_{mj}$, причем $l = l'\cos\gamma$. Зависимость фазовой расстройки от направлений волновых векторов $\mathbf{k}_0$, $\mathbf{k}_1$, текущих частот ω' взаимодействующих составляющих и частоты f можно найти, например, в [6].

Граничные условия для системы (7) задаются на плоскости $\mathbf{\Gamma}\cdot\mathbf{r} = 0$ и имеют вид

$$E_{m1}(l=0, \mathbf{k}_1, \omega') = 0,\quad E_{m0}(l=0, \mathbf{k}_0, \omega) = E_0(\mathbf{k}_0, \omega'), \tag{8}$$

где $E_0(\mathbf{k}_0, \omega')$ — частотно-угловой спектр падающего светового пучка $\mathbf{E}_0(\mathbf{r}, t)$ на границе области АОВ $(\mathbf{\Gamma}\cdot\mathbf{r} = 0)$.

Система дифференциальных уравнений (7) для распределения $U(l)$, заданного формулой (3), с помощью подстановок

$$E_{m1}(l,\ \mathbf{k}_1,\ \omega')=\eta(\xi,\ \mathbf{k}_1,\ \omega'),\ \ c\left(\frac{l}{L}-\frac{1}{2}\right)=\ln\sqrt{\frac{\xi}{1-\xi}} \tag{9}$$

сводится к дифференциальному уравнению гипергеометрического типа [7]

$$\xi(\xi-1)\eta''-(a\xi-b)\eta'-G\eta=0, \tag{10}$$

где

$$\begin{gathered} a=1+2id,\\ G=C_0C_1L^2/c^2,\\ b=0.5+i(d-0.5\Delta KL/c). \end{gathered} \tag{11}$$

Общее решение уравнения (10), как известно [7], имеет следующий вид:

$$\eta=c_1F(\alpha,\ \beta,\ \tau,\ \xi)+c_2\xi^{1-\tau}F(\alpha-\tau+1,\ \beta-\tau+1,\ 2-\tau,\ \xi), \tag{12}$$

где c_1 и c_2 — комплексные постоянные интегрирования, определяемые из граничных условий (8); $F(\alpha,\ \beta,\ \tau,\ \xi)$ — гипергеометрическая функция Гаусса [7];

$$\alpha=-\left[-\frac{1+a}{2}+\sqrt{\left(\frac{1+a}{2}\right)^2+G}\right]^{-1}G;$$

$$\beta=-\frac{1+a}{2}+\sqrt{\left(\frac{1+a}{2}\right)^2+G};\ \ \tau=b;$$

$$\xi=1+\exp\left[c-2c\frac{l}{L}\right]. \tag{13}$$

Используя решение (12), граничные условия (8) с учетом (9) и первое уравнение системы (7), найдем искомое распределение напряженности электрического поля по частотно-угловому спектру дифрагированного светового пучка $\mathbf{E}_1(\mathbf{r},\ t)$ на выходе области АОВ ($\boldsymbol{\Gamma}\cdot\mathbf{r}=L$). Опуская промежуточные выкладки, приведем окончательное выражение для распределения $E_{m1}(l,\ \mathbf{k}_1,\ \omega')$

$$E_{m1}(l,\ \mathbf{k}_1,\ \omega')=T_1(l,\ \mathbf{k}_1,\ \omega')\,E_0(\mathbf{k}_0,\ \omega'), \tag{14}$$

$$\begin{gathered} T_1(l,\ \mathbf{k}_1,\ \omega')=-iC_1U_0Lch^{-1+2id}(c/2)\left[2ce^c(1+e^c)^{\tau-2}\right]^{-1}\times\\ \times\left\{\xi^{\tau-1}F\left(\alpha,\ \beta,\ \tau,\ \frac{1}{1+e^c}\right)F(\alpha-\tau+1.\ \beta-\tau+1,\ 2-\tau,\ \xi^{-1})-\right.\\ \left.-(1+e^c)^{\tau-1}F(\alpha,\ \beta,\ \tau,\ \xi^{-1})\,F\left(\alpha-\tau+1,\ \beta-\tau+1,\ 2-\tau,\ \frac{1}{1+e^c}\right)\right\}\times\\ \times\left\{(\alpha-\tau+1)(\beta-\tau+1)(1+e^c)^{-1}(2-\tau)^{-1}F\left(\alpha,\ \beta,\ \tau,\ \frac{1}{1+e^c}\right)\times\right.\\ \times F\left(\alpha-\tau+2,\ \beta-\tau+2,\ 3-\tau,\ \frac{1}{1+e^c}\right)+\\ +F\left(\alpha-\tau+1,\ \beta-\tau+1,\ 2-\tau,\ \frac{1}{1+e^c}\right)\left[(1-\tau)\,F\left(\alpha,\ \beta,\ \tau,\ \frac{1}{1+e^c}\right)-\right.\\ \left.\left.-\alpha\beta\tau^{-1}(1+e^c)^{-1}F\left(\alpha+1,\ \beta+1,\ \tau+1,\ \frac{1}{1+e^c}\right)\right]\right\}^{-1}. \end{gathered} \tag{15}$$

Здесь функция $T_1(l,\ \mathbf{k}_1,\ \omega')$ имеет смысл передаточной функции возмущенного пучком $\mathbf{U}(\mathbf{r},\ t)$ слоя кристаллической среды, которая характеризует преобразование частотно-углового спектра падающего светового пучка $E_0(\mathbf{k}_0,\ \omega')$ в ЧУС $E_{m1}(\mathbf{k}_1,\ \omega')$ первого дифракционного порядка.

Распределение поля прошедшего светового пучка $\mathbf{E}_0(\mathbf{r},\ t)$ по частотно-угловому спектру определим, дифференцируя (12) и подставляя результат с учетом подстановок (9) в (7),

$$E_{m0}(l,\ \mathbf{k}_0,\ \omega')=T_0(l,\ \mathbf{k}_0,\ \omega')\,E_0(\mathbf{k}_0,\ \omega'), \tag{16}$$

$$E_{m0}(l,\ \mathbf{k}_0,\ \omega') = \exp\left[i\Delta K l - 2\frac{l}{L}c\right]\left[\frac{ch\,(c/2)}{ch\left(c\,\frac{l}{L}-\frac{c}{2}\right)}\right]^{-1+2id}\left[\frac{1+e^c}{\xi}\right]^{2-\tau}\times$$

$$\times\left\{-F(\alpha+1,\ \beta+1,\ \tau+1,\ \xi^{-1})\,F\left(\alpha-\tau+1,\ \beta-\tau+1,\ 2-\tau,\ \frac{1}{1+e^c}\right)\times\right.$$

$$\times\,\alpha\beta\tau^{-1}\xi^{-\tau}(1+e^c)^{\tau-1}+F\left(\alpha,\ \beta,\ \tau,\ \frac{1}{1+e^c}\right)\Big[(1-\tau)\,F(\alpha-\tau+1,\ \beta-\tau+1,$$

$$\left.2-\tau,\ \xi^{-1})+\frac{(\alpha-\tau+1)(\beta-\tau+1)}{(2-\tau)\,\xi}F(\alpha-\tau+2,\ \beta-\tau+2,\ 3-\tau,\ \xi^{-1})\Big]\right\}\times$$

$$\times\left\{(\alpha-\tau+1)(\beta-\tau+1)(1+e^c)^{-1}(2-\tau)^{-1}F\left(\alpha,\ \beta,\ \tau,\ \frac{1}{1+e^c}\right)\times\right.$$

$$\times\,F\left(\alpha-\tau+2,\ \beta-\tau+2,\ 3-\tau,\ \frac{1}{1+e^c}\right)+$$

$$+\,F\left(\alpha-\tau+1,\ \beta-\tau+1,\ 2-\tau,\ \frac{1}{1+e^c}\right)\left[(1-\tau)\,F\left(\alpha,\ \beta,\ \tau,\ \frac{1}{1+e^c}\right)-\right.$$

$$\left.\left.-\,\alpha\beta\tau^{-1}(1+e^c)^{-1}F\left(\alpha+1,\ \beta+1,\ \tau+1,\ \frac{1}{1+e^c}\right)\right]\right\}^{-1}. \qquad (17)$$

Здесь $T_0\,(l,\,\mathbf{k}_0,\,\omega')$ — передаточная функция нулевого дифракционного порядка. Полученные решения системы укороченных уравнений (7) являются самосогласованными и позволяют определить эволюцию частотно-угловых спектров

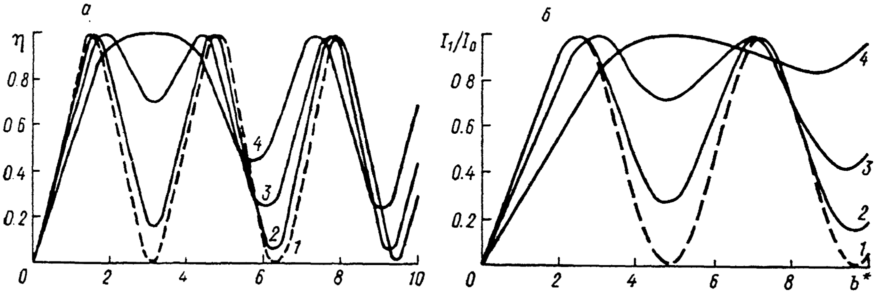

Рис. 3. Зависимость относительной интенсивности $\eta = I_1/I^0$ от b^* при различных значениях параметров c и c^*.

c: *а* — 0.5, *б* — 4; c^*: *а* — 0.16 (*1*), 1.58 (*2*), 2.5 (*3*), 3.16 (*4*); *б* — 1.0 (*1*), 2.44 (*2*), 3.35 (*3*), 4.56(*4*); d: *а* — 0.1 (*1*), 10 (*2*), 25 (*3*), 40 (*4*); *б* — 0.06 (*1*), 0.37 (*2*), 0.7 (*3*), 1.3 (*4*).

световых пучков $\mathbf{E}_0$ и $\mathbf{E}_1$ на выходе области АОВ при изменении частоты, геометрических размеров, величин фазовой и амплитудной неоднородностей звукового пучка в условиях произвольной эффективности дифракции и анизотропии среды взаимодействия. Ввиду сложной параметрической зависимости решений (14)—(17) от указанных парметров дальнейший анализ проведем, основываясь на численных расчетах.

3. Результаты численного расчета

Остановимся на анализе результатов численных расчетов, приведенных на рис. 3—5. Вычисления проводились по формулам (14)—(17) для случая нормального АОВ в поле медленной сдвиговой волны $v=650$ м/с, распространяющейся в плоскости $(1\bar{1}0)$ кристалла TeO_2 под углом 6° к оси [110]. Длина взаимодействия $L=3.5$ мм, $f=200$ МГц, $\lambda=0.63$ мкм. Для получения наиболее общих представлений о характере решений (14)—(17) кривые на рис. 3—5 представлены в безразмерных параметрах и переменных $b^* = c\sqrt{G}$, $\Delta K^* = \Delta KL$, c, $c^* = c\sqrt{d}$, характеризующих соответственно величины АО связи, фазовой расстройки, амплитудной и фазовой неоднородностей звукового поля.

На рис. 3 приведены типичные зависимости относительной интенсивности в первом дифракционном максимуме $\eta = I_1/I_0$ от b^* для различных значений c и c^*. При этом для всех компонент ЧУС E_{m1} ($\mathbf{k}_1$, ω') выполнялось $\Delta K^* < 1$. Из зависимостей η (b^*, c^*) на рис. 3, *а*, полученных для слабой амплитудной неоднородности $c < 0.5$, видно, что влияние фазовой неоднородности $c^* \geqslant 1.5$ на дифракционную эффективность АОВ может быть весьма значительным. Так, в области $b^* \simeq 0$—1.5 наблюдается некоторое снижение η, достигающее

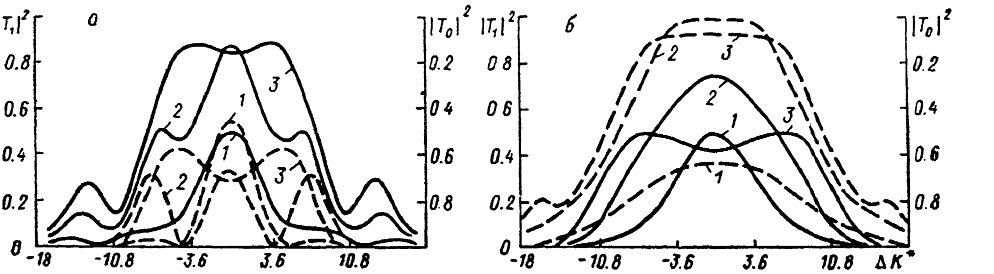

Рис. 4. Зависимости передаточных функций $|T_1|^2$, $|T_0|^2$ от фазовой расстройки ΔK^* при различных значениях параметров c, c^*, b^*.

а — $c=0.5$; b^*: *1* — 0.86, *2* — 2.5, *3* — 3.7; штриховые кривые — $d=0.1$, $c^*=0.16$; сплошные — $d=25$, $c^*=2.5$; *б* — $c=4$; b^*: *1* — 1.36, *2* — 4.3, *3* — 9.6; штриховые кривые — $d=0.7$, $c^*=3.35$; сплошные — $d=1.3$, $c^*=4.56$.

20 %, а при $b^* \simeq 1.5$—6 имеет место существенное увеличение дифракционной эффективности от $\eta \simeq 0$ до $\eta \simeq 1$. При этом с ростом фазовой неоднородности $c^* \geqslant 1.5$ характерно образование участка зависимости η (b^*)$\simeq 1$ со слабой чувствительностью к изменению АО связи (рис. 3, *а*, кривая *4*). С увеличением $b^* > 6$ зависимость η (b^*) для любых c^* становится периодически осциллирующей и сопровождается уменьшением локальных минимумов. Указанные особенности обусловлены тем, что амплитуда каждой компоненты E_{m1} ($\mathbf{k}_1$, ω') формируется за счет АОВ со всеми составляющими углового спектра поля

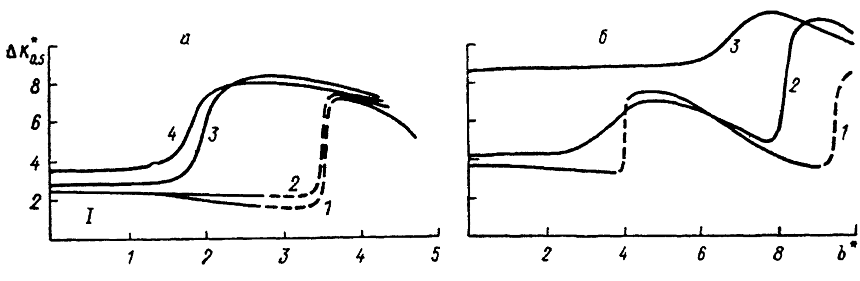

Рис. 5. Зависимость величины $\Delta K^*_{0.5}$ от параметра b^* при различных значениях параметров c, c^*.

c: *а* — 0.5, *б* — 4; c^*: *а* — 0.16 (*1*), 1.58 (*2*), 2.5 (*3*), 3.16 (*4*); *б* — 2.44 (*1*), 3.35 (*2*), 4.56 (*3*).

U ($\mathbf{r}$, t) [1], фазовые отношения между которыми определяются c^*. Поэтому из-за нелинейного характера дифракционных процессов в условиях сильной АО связи могут выполняться условия синфазного сложения световых волн, участвующих в формировании ЧУС E_{m1} ($\mathbf{k}_1$, ω').

На рис. 3, *б* представлены кривые зависимости η (b^*, c^*), рассчитанные для неоднородного распределения $|U(l)|$. Видно, что наличие амплитудной неоднородности ($c > 1$) (рис. 3, *б*, кривая *1*) приводит к увеличению периода осцилляций зависимости η (b^*), что связано с уменьшением эффективной длины области АОВ. При введении фазовой неоднородности ($c^* \geqslant 1.5$) закономерности изменения η (b^*, c^*) (рис. 3, *б*, кривые *2*—*4*) в целом соответствуют вышеотмеченным, однако область насыщения дифракционной эффективности наблюдается в более широком диапазоне изменения $b^* \simeq 4$—10 (рис. 3, *б*, кривая *4*) и несколько бóльших значениях c^*. Последнее обусловлено проявлением нелинейного характера изменения φ' (l) по длине области АОВ (рис. 2, *б*, кривая *3*).

Расчеты показывают, что при $c < 1$ в области значений $b^* \simeq 0-1.5$ фазовая неоднородность практически не сказывается на поведении функций $T_1(\Delta K^*)$, $T_0(\Delta K^*)$, которые показаын штриховыми кривыми *1—3* на рис. 4, *а* и имеют известный вид. Для значений $1.5 \leqslant c^* \leqslant 3$ передаточные функции T_1, T_0, слабо изменяясь при малых b^* (кривая *1* на рис. 3, *а*), по мере роста b^* существенно трансформируются (кривые *2*, *3* на рис. 3, *а*). При этом характерны следующие особенности: монотонность в изменении вида, высокие значения дифракционной эффективности в широком диапазоне изменения b^* и ΔK^*, расширение кривых в несколько раз. Это обусловлено эффективным взаимодействием с боковыми составляющими углового спектра поля $\mathrm{U}(\mathbf{r}, t)$ и слабой чувствительностью $\eta(b^*)$ для центральных (кривые *3*, *4* на рис. 3, *а*). В области $c^* \geqslant 3$ и $b^* \leqslant 2$ наблюдается расширение зависимости $T_1(\Delta K^*)$, вызванное уширением углового спектра $\mathrm{U}(\mathbf{r}, t)$. При этом в условиях сильной АО связи ($b^* \geqslant 2$) с ростом c^* изменение вида $T_1(\Delta K^*)$ менее значительно, чем в области $1.5 \leqslant c^* \leqslant 3$.

Неоднородность амплитудного распределения $|U(l)|$, как видно из представленных на рис. 4, *б* кривых *1—3*, в основном приводит к уширению и более равномерному виду передаточных функций $T_{1.0}(\Delta K^*)$.

Практическое представление о поведении $T_1(\Delta K^*)$ при вариации параметров b^*, c и c^* дают показанные на рис. 5 кривые зависимости величины $\Delta K^*_{0.5}(b^*)$, при которой $|T_1(\Delta K^*_{0.5})|^2 = 0.5$. Данные кривые позволяют оценить предельные значения таких практически важных параметров, как полосы частот и угловой апертуры АОВ, для конкретных значений величин АО связи b^* в условиях амплитудной ($c \neq 0$) и фазовой ($c^* \neq 0$) неоднородностей $\mathrm{U}(\mathbf{r}, t)$. Как видно из рис. 5, *а*, зависимость $\Delta K^*_{0.5}(b^*)$ при $0 < c \leqslant 2$ имеет немонотонный характер. Причем в области $0 < b^* \leqslant 3$ функция $\Delta K^*_{0.5}(b^*)$ незначительно уменьшается (до 20 %) [2], при $3 \leqslant b^* \leqslant 3.5$ является неопределенной (штриховые участки), поскольку зависимость $|T_1(\Delta K^*)|^2$ имеет двух- или трехгорбую структуру (кривая *2* на рис. 4, *а*), а для $b^* \geqslant 3.5$ может существенно увеличиться (с $\Delta K^*_{0.5} \simeq 2$ до $\Delta K^*_{0.5} \simeq 7$). С ростом $c^* \geqslant 2$ область b^*, где $\Delta K^*_{0.5}(b^*) \simeq \simeq \mathrm{const}$, уменьшается до значений $0 < b^* \leqslant 1.5$, причем зависимость от c^* аппроксимируется выражением $\Delta K^*_{0.5} \sim (c^*)^2$. При $1.5 \leqslant b^* \leqslant 2.5$ $\Delta K^*_{0.5}(b^*)$ монотонно увеличивается до максимального значения и остается практически постоянной в широких пределах вариации b^* (для кривых *3*, *4* на рис. 5, *а* этот диапазон составляет $2 \leqslant b^* \leqslant 4$). Интересно, что в указанных пределах изменения b^* и c^* произведение $\Delta K^*_{0.5}\eta$, на практике используемое для оптимизации параметров АОВ, в 3—10 раз может превышать соответствующие значения, рассчитанные для области $0 < c^* \leqslant 1.5$. Это легко видеть из сопоставления кривых *3*, *4* с кривыми *1*, *2* на рис. 3, *а* и 5, *а*. Поэтому данный режим АОВ может использоваться в прикладной акустооптике для эффективного управления расходящимися световыми пучками.

Отмеченные особенности, как видно из рис. 5, *б*, в целом характерны и при АОВ в условиях неоднородного распределения амплитуды $|U(l)|$. Однако $\Delta K^*_{0.5}(b^*) = \mathrm{const}$ теперь имеет место только на начальном участке изменения b^*, а затем функция $\Delta K^*_{0.5}(b^*)$ имеет осциллирующий характер, причем максимальные значения $\Delta K^*_{0.5}$ с ростом c^* возрастают и достигаются при больших величинах b^* (рис. 5, *б*, кривые *1—3*).

Список литературы

[1] *Задорин А. С., Шарангович С. Н.* // Изв. вузов Радиофизика. 1986. Т. 29. № 7. С. 797—808.

[2] *Балакший В. И., Парыгин В. Н., Чирков Л. Е.* Физические основы акустооптики. М.: Радио и связь, 1985.

[3] *Ананьев Е. Г.* // Сб. тр. ВНИИФТРИ. М., 1985. С. 31—35.

[4] *Михайлов В. Н., Мусин В. М.* // РиЭ. 1987. Т. 32. № 4. С. 696—702.

[5] *Сердюк В. М.* // ЖТФ. 1988. Т. 58. Вып. 7. С. 1341—1349.

[6] *Задорин А. С., Шандаров С. М. Шарангович С. Н.* Акустические и акустооптические свойства монокристаллов. Томск, 1987.

[7] *Бейтмен Г., Эрдейи А.* Высшие трансцендентные функции. М.: Наука, 1973.

Томский институт автоматизированных систем управления и радиоэлектроники

Поступило в Редакцию 8 января 1990 г.