

ДИФРАКЦИЯ БЕССЕЛЕВЫХ СВЕТОВЫХ ПУЧКОВ НА ПОВЕРХНОСТНЫХ УЛЬТРАЗВУКОВЫХ ВОЛНАХ ГУЛЯЕВА – БЛЮСТЕЙНА В КУБИЧЕСКИХ ПЬЕЗОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ КРИСТАЛЛАХ

Г.В. Кулак¹, Г.В. Крох¹, Т.В. Николаенко¹, О.В. Шакин²

¹Мозырский государственный педагогический университет им. И.П. Шамякина

²Государственный университет аэрокосмического приборостроения, Санкт-Петербург

DIFFRACTION OF BESSEL LIGHT BEAMS BY THE SURFACE GULYAEV – BLUSTEIN'S ACOUSTICAL WAVES IN CUBIC PIEZOELECTRICAL CRYSTALS

G.V. Kulak¹, G.V. Krokh¹, T.V. Nikolaenko¹, O.V. Shakin²

¹I.P. Shamyakin Mozyr State Pedagogical University

²State University of Aerospace Instrumentation, Saint-Petersburg

Показано, что для акустооптической дефлекции и модуляции бesselевых световых пучков, дифрагированных на поверхностных акустических волнах Гуляева – Блюстейна, следует наряду с прошедшими дифракционными порядками использовать и отраженные дифракционные порядки. Акустооптическая дифракция бesselевых световых пучков может применяться для диагностики поверхностных волн Гуляева – Блюстейна в кубических пьезоэлектрических кристаллах. Дифракция бesselевых световых пучков низших порядков на кристаллических структурах: воздух – GaAs – AlGaAs может быть использована для создания многокоординатных акустооптических дефлекторов и модуляторов.

Ключевые слова: плоскопараллельный слой, волна Гуляева – Блюстейна, акустооптическая дифракция, кубический кристалл, коэффициенты отражения и пропускания, модуляция света.

It is shown that for acousto-optic diffraction and modulation of Bessel light beams diffracted on Gulyaev – Blustein surface acoustic waves, reflected diffraction orders should be used along with the transmission diffraction orders. Acousto-optic diffraction of Bessel light beams can be used to diagnose Gulyaev – Blustein surface waves in cubic piezoelectric crystals. Diffraction of Bessel light beams of lower orders on crystal structures: air – GaAs – AlGaAs can be used to create multi-coordinate acousto-optic deflectors and modulators.

Keywords: plan-parallel slab, Gulyaev – Blustein's waves, acousto-optical diffraction, cubic crystal, coefficients of reflection and transmission, light modulation.

Введение

Поверхностные ультразвуковые (УЗ) волны Гуляева – Блюстейна (ГБ) привлекают значительный интерес исследователей в связи с проблемой создания акустоэлектронных и акустооптических устройств, а также их диагностики [1], [2]. Они могут возбуждаться в некоторых срезах пьезоэлектрических кристаллов и имеют поляризацию, параллельную свободной поверхности слоя. В настоящее время значительный интерес для оптических технологий представляют квазибездифракционные световые поля, которые соответствуют световым пучкам с сохраняющимся в процессе распространения поперечным распределением амплитуды поля. Наиболее известным классом квазибездифракционных полей являются бesselевы световые пучки (БСП) [3]–[6]. Энергия в поперечном сечении БСП распределена в виде яркого центрального пятна, окруженного системой концентрических колец. При этом интенсивность в кольцевых зонах уменьшается с увеличением радиальной координаты. Важной отличительной чертой БСП в сравнении с традиционными гауссовыми пучками является

бездифракционность в заданной области пространства и способность самореконструкции волнового фронта за экраном [6].

В работе [7] исследовано акустооптическое (АО) взаимодействие волноводных оптических мод TE и TM поляризации на волнах ГБ. Отмечена возможность диагностики таких волн при брэгговской дифракции света на ультразвуке в условиях пропускания. Однако при этом не учтено френелевское отражение света от границ звукопровода.

В настоящей работе исследованы особенности брэгговской дифракции БСП на ПАВ ГБ, обусловленные акустоиндуцированной анизотропией кристалла и френелевским отражением от границ модулированного слоя.

1 Теоретические результаты и обсуждение

Плоскопараллельный слой толщиной h , диэлектрическая проницаемость которого ϵ_2 , расположен между однородными прозрачными средами с диэлектрическими проницаемостями ϵ_1 и ϵ_3 (рисунок 1.1). Начало системы координат XYZ

расположено на верхней границе слоя, а ось Y перпендикулярна границе слоя.

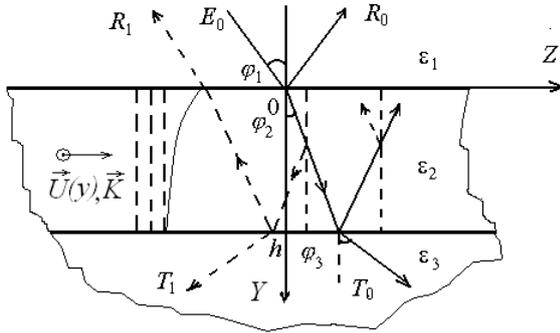


Рисунок 1.1 – Схема диагностики волн Гуляева – Блюстейна в условиях анизотропной АО дифракции в слое

Кубические кристаллы арсенида галлия GaAs, широко используемые в акустоэлектронике и оптоэлектронике [1], [7], относятся к классу симметрии $\bar{4}3m$. В волне ГБ присутствуют два компонента тензора деформаций U_5 и U_6 ; им соответствуют компоненты напряженности пьезоэлектрического поля ультразвуковой волны E_3 и E_2 . Для световой волны TE поляризации, падающей на поверхность кристалла, существенны компоненты деформации U_6 и напряженности пьезоэлектрического поля E_2 , которые определяются соотношениями [8]:

$$\begin{aligned} U_6 &= A_1 K [\alpha_1 \exp(-\alpha_1 Ky) + \\ &+ a_{21} \alpha_2 \exp(-\alpha_2 Ky)] \exp[i(Kz - \Omega t)], \\ E_2 &= -A_1 K [b_{11} \alpha_1 \exp(-\alpha_1 Ky) + \\ &+ a_{21} b_{22} \alpha_2 \exp(-\alpha_2 Ky)] \exp[i(Kz - \Omega t)], \end{aligned} \quad (1.1)$$

где $a_{21} = -1,4758 \cdot 10^4$, $b_{11} = 1,8512 \cdot 10^{11}$, $b_{22} = 1,6436 \cdot 10^9$, $\alpha_1 = 0,9912$, $\alpha_2 = 3,3879 \cdot 10^{-4}$, A_1 – постоянная величина, Ω и K – круговая частота и волновое число УЗ волны.

УЗ волна (1.1) индуцирует решетку диэлектрической проницаемости периодическую в пространстве и во времени вдоль оси Z и пространственно-неоднородную вдоль оси Y :

$$\varepsilon_2(y, z, t) = \varepsilon_2 + \Delta \varepsilon_2(y) \exp[i(Kz - \Omega t)],$$

где $\Delta \varepsilon_2(y) = -\varepsilon_2^2 [P_{\text{эф}} U_6(y) + r_{\text{эф}} E_2(y)]$, $P_{\text{эф}}(r_{\text{эф}})$ – эффективная фотоупругая (электрооптическая) постоянная кристалла.

Допустим, что падающий и дифрагированные БСП с частотой $\omega \gg \Omega$ и волновым вектором $\vec{k} = \vec{e}_y k_{1y} + \vec{e}_z k_{1z}$ ($k_{1y} = kn_1 \cos \varphi_1$, $k_{1z} = kn_1 \sin \varphi_1$, $k = \omega/c$, $n_1 = \sqrt{\varepsilon_1}$, c – скорость света в вакууме) имеют эллиптическую поляризацию и угол преломления φ_2 близок к углу Брэгга $\varphi_2 \approx \varphi_B$.

Поле дифрагированных БСП представимо в виде ряда

$$\vec{E} = \sum_{p=-\infty}^{p=+\infty} A_p(z) \vec{e}_{i,d}(\rho, \varphi) \exp \left[i \left(k_{pz} z - \omega_p t - \frac{\pi p}{2} \right) \right], \quad (1.2)$$

где $k_{pz} = k_{0z} + pK$, $\omega_p = \omega + p\Omega$: здесь $\vec{e}_{i,d}(\rho, \varphi)$ – вектор-функции поляризации дифрагированных волн для БСП произвольного порядка (m). Вектор-функции поляризации имеют вид:

$$\begin{aligned} \vec{e}_i &= e_{i1} \vec{e}_1 + e_{i2} \vec{e}_2 + e_{i3} \vec{e}_3, \\ \vec{e}_d &= e_{d1} \vec{e}_1 + e_{d2} \vec{e}_2 + e_{d3} \vec{e}_3, \end{aligned}$$

где

$$\begin{aligned} e_{d1} &= k^{-1} n^{-4} \{ [q_d^2 \sin^2 \varphi_B (J_{m-2}(q_d \rho) e^{-i2\varphi} - \\ &- J_{m+2}(q_d \rho) e^{i2\varphi}) / 4] + \\ &+ [q_d^2 \cos \varphi_B ((J_{m+1}(q_d \rho) e^{i\varphi} - J_{m-1}(q_d \rho) e^{-i\varphi}) / 2)] \}, \\ e_{d2} &= ik^{-1} n^{-4} \{ [-q_d^2 \sin 2\varphi_B (J_{m+2}(q_d \rho) e^{i2\varphi} + \\ &+ J_{m-2}(q_d \rho) e^{-i2\varphi}) / 4] + \\ &- [q_d^2 \cos 2\varphi_B ((J_{m-1}(q_d \rho) e^{-i\varphi} + J_{m+1}(q_d \rho) e^{i\varphi}) / 2) - \\ &- (k^2 - 3q_d^2 / 2) \sin 2\varphi_B J_m(q_d \rho)] \}, \\ e_{d3} &= ik^{-1} n^{-4} \{ [q_d^2 \sin 2\varphi_B (J_{m+2}(q_d \rho) e^{i2\varphi} + \\ &+ J_{m-2}(q_d \rho) e^{-i2\varphi}) / 4] + \varphi + \\ &+ [-q_d^2 \sin 2\varphi_B ((J_{m-1}(q_d \rho) e^{-i\varphi} + J_{m+1}(q_d \rho) e^{i\varphi}) / 2) + \\ &+ q_d^2 (1 + \cos^2 \varphi_B + q_d^2 \sin^2 \varphi_B) J_m(q_d \rho)] \}. \end{aligned}$$

Здесь введены следующие обозначения: $\vec{e}_1, \vec{e}_2, \vec{e}_3$ – единичные векторы в кристаллографической системе координат X_1, X_2, X_3 ; ρ, φ – цилиндрические координаты БСП, n – показатель преломления кристалла; $q_{i,d} = k_{i,d} \sin \gamma_{i,d}$, причем $k_{i,d}$ – волновые числа падающего и дифрагированного БСП, $\gamma_{i,d}$ – параметры конусности БСП.

При $k_{0z} \approx K/2$ из совокупности дифрагированных волн (1.2) следует выделить лишь две наиболее существенные, то есть с дифракционными порядками $m = 0$ и $m = -1$. Система неоднородных уравнений связанных волн для комплексных амплитуд A_0 и A_{-1} имеет вид

$$\begin{aligned} \frac{d^2 A_0}{dy^2} + k_{0x}^2 A_0 - ik_2^2 g_m \eta A_{-1} &= 0, \\ \frac{d^2 A_{-1}}{dy^2} + k_{-1x}^2 A_{-1} + ik_2^2 g_m \eta A_0 &= 0, \end{aligned}$$

где

$$\begin{aligned} k_{0x} &= \sqrt{k_2^2 - k_{0z}^2}, \\ k_{-1x} &= \sqrt{k_2^2 - k_{-1z}^2}, \\ k_{0z} &= k_2 \sin \varphi_B, \\ k_{-1z} &\approx k_2 \sin \varphi_B; \\ \eta(y) &= -n_2^2 [P_{\text{эф}} U_6(y) + r_{\text{эф}} E_2(y)]. \end{aligned}$$

Интегралы перекрытия дифрагированных волн находим из соотношений:

$$g_m = \frac{\left| \int_0^{2\pi} \int_0^{R_B} (\mathbf{e}_i^* \mathbf{e}_d) \rho d\varphi d\rho \right|}{\sqrt{\int_0^{2\pi} \int_0^{R_B} |\mathbf{e}_d|^2 \rho d\varphi d\rho} \sqrt{\int_0^{2\pi} \int_0^{R_B} |\mathbf{e}_i|^2 \rho d\varphi d\rho}}, \quad (1.3)$$

где R_B – радиус БСП.

Решение системы уравнений связанных волн в брэгговском режиме дифракции можно представить в виде:

$$\begin{aligned} A_0 &= (U_2 + U_1) / 2, \\ A_{-1} &= i(U_2 - U_1) / 2, \end{aligned} \quad (1.4)$$

причем величины $U_{1,2}$ находим из решения уравнений

$$\frac{d^2 U_{1,2}}{dy^2} + k_2^2 \left[\cos^2 \varphi_2 \pm \frac{1}{2} \eta(y) g_m \right] U_{1,2} = 0. \quad (1.5)$$

Решения неоднородных дифференциальных уравнений (1.5), содержащих большой параметр k_2 , в рамках ВКБ – приближения имеют вид:

$$U_{1,2} = C_1^\pm \exp\{ik_2^\pm(y)\} + C_2^\pm \exp\{-ik_2^\pm(y)\}, \quad (1.6)$$

где

$$\begin{aligned} k_2^\pm &= \\ &= k_2 y \left\{ \cos \varphi_2 \pm \left[p_{\varphi\varphi} \int_0^h U_6(y) dy + r_{\varphi\varphi} \int_0^h E_2(y) dy \right] \frac{g_m}{2y} \right\}; \end{aligned}$$

$C_{1,2}^\pm$ – постоянные коэффициенты, определяемые с применением граничных условий.

При условии малости фотоупругих постоянных и при наличии затухания УЗ волны в подложке АО взаимодействием в ней можно пренебречь. Подставляя выражения (1.6) в (1.4), а затем (1.4) в (1.2), и применив стандартные граничные условия на плоскостях $y = 0$ и $y = h$ [8], [9], получим систему алгебраических уравнений относительно амплитудных коэффициентов пропускания t_0, t_{-1} и отражения r_0, r_{-1} для волн нулевого и первого порядков. Данная система уравнений может быть решена лишь численными методами. Пренебрегая медленным изменением линейных членов, зависящих от y , по сравнению с экспоненциальными, и используя (1.3), получим систему линейных алгебраических уравнений, решение которой представимо в замкнутой форме.

Глубина проникновения волны ГБ \bar{h} в подложку значительно больше глубины проникновения ПАВ Рэлея [1], [2]. Для рассматриваемого направления распространения ПАВ в кристалле GaAs при частоте ультразвука $f = 1$ ГГц глубина проникновения волны ГБ составляет $\bar{h} \approx 2,5$ мм. Для системы воздух – GaAs – AlGaAs толщина возмущенного слоя из кристалла GaAs удовлетворяет соотношению: $h \leq \bar{h}$ [8].

Коэффициенты отражения и пропускания дифрагированных волн s -поляризации определяются из соотношений:

$$\begin{aligned} t_0 &= \frac{-n_1 n_2 \left[(e^{-ik_a} + e^{-ik_b}) + r_{12} r_{23} (e^{ik_a} + e^{ik_b}) \right] e^{-ik_3 h}}{(r_{12} r_{23} e^{ik_a} + e^{-ik_a})(e^{-ik_b} + r_{12} r_{23} e^{ik_b})}, \\ r_0 &= \frac{-(e^{-ik_b} + r_{12} r_{23} e^{ik_b})}{(e^{-ik_b} + r_{12} r_{23} e^{ik_b})}, \\ t_{-1} &= \frac{2n_1 n_2 \left[(e^{-ik_a} + e^{-ik_b}) + r_{12} r_{23} (e^{ik_a} - e^{ik_b}) \right] e^{-ik_3 h}}{(r_{12} r_{23} e^{ik_a} + e^{-ik_a})(e^{-ik_b} + r_{12} r_{23} e^{ik_b})}, \\ r_{-1} &= \frac{4in_1 n_2 (n_2 - n_3) \sin(k_a - k_b)}{(n_1 + n_2)(r_{12} r_{23} e^{ik_a} + e^{-ik_a})(e^{-ik_b} + r_{12} r_{23} e^{ik_b})}, \end{aligned} \quad (1.7)$$

где

$$\begin{aligned} r_{12} &= \frac{n_1 \cos \varphi_1 - n_2 \cos \varphi_2}{n_1 \cos \varphi_1 + n_2 \cos \varphi_2}, \\ r_{23} &= \frac{n_2 \cos \varphi_2 - n_3 \cos \varphi_3}{n_2 \cos \varphi_2 + n_3 \cos \varphi_3}, \\ k_3 &= kn_3; \\ n_3 &= \sqrt{\varepsilon_3}; \\ k_{a,b} &= k_2 h g_m \sqrt{(1 \mp \eta_a \mp \eta_b) - \frac{K^2}{4k_2^2}}; \\ \eta_a &= n_2^2 p_{\varphi\varphi} U_6(0) / 2, \\ \eta_b &= n_2^2 r_{\varphi\varphi} E_2(0) / 2. \end{aligned}$$

При выводе выражений (1.7) предполагалось, что угол Брэгга φ_B – мал. Данное условие выполняется при частоте ультразвука ~ 1 ГГц. В дальнейшем будем считать, что

$$\begin{aligned} E_2(0) &= \left[\frac{b_{11} \alpha_1 + a_{21} b_{22} \alpha_2}{\alpha_1 + a_{21} \alpha_2} \right] g_m U, \\ U &= U_6(0). \end{aligned}$$

Коэффициенты отражения ($R_{0,1}$) и пропускания ($T_{0,1}$) дифрагированных волн находим из соотношений [9]:

$$\begin{aligned} R_0 &= |r_0|^2, \\ R_1 &= |r_{-1}|^2, \\ T_0 &= \frac{n_3 \cos \varphi_3}{n_1 \cos \varphi_1} |t_0|^2, \\ T_1 &= \frac{n_3 \cos \varphi_3}{n_1 \cos \varphi_1} |t_{-1}|^2. \end{aligned} \quad (1.8)$$

2 Результаты численных расчетов

Численные расчеты на основании выражений (1.8) проведены для многослойной системы: воздух – GaAs – AlGaAs [2]. При расчетах использована длина световой волны в вакууме $\lambda_0 = 1,15$ мкм, амплитуда тензора деформаций

$$U = \sqrt{2I_a / \rho v^3},$$

где $I_d(v)$ – интенсивность (фазовая скорость) ПАВ; $P_{эф} = P_{44}$ ($r_{эф} = r_{41}$) – эффективная фотоупругая (электрооптическая) постоянная.

Зависимости коэффициентов отражения $R_{0,1}$ и пропускания $T_{0,1}$ дифрагированных волн нулевого ($a, в$) и первого ($б, з$) порядка от параметра отстройки $q_n = \Delta q / q_i$ ($\Delta q = |q_d - q_i|$) для дифракции БСП нулевого порядка $m = 0$ представлены на рисунке 2.1.

Из рисунка 2.1 ($б, в, з$) следует, что соответствующие коэффициенты отражения (R_1) и пропускания (T_0, T_1) достигают максимального значения при условии поперечного фазового синхронизма ($q_n = 0$). Коэффициент отражения нулевого порядка (R_0) достигает максимального значения при отсутствии поперечного фазового синхронизма ($q_n \neq 0$).

На рисунке 2.2 представлены зависимости коэффициентов отражения $R_{0,1}$ и пропускания $T_{0,1}$ волн, дифрагированных в нулевой и минус первый порядки, от амплитуды деформации U и толщины слоя h для моды БСП нулевого порядка при условии поперечного фазового синхронизма ($q_n = 0$).

Коэффициент отражения дифрагированной волны минус первого порядка R_1 мал, что объясняется незначительным отличием показателей преломления слоя и подложки для системы: воздух – GaAs – AlGaAs. Коэффициенты отражения волн, дифрагированных в нулевой порядок (R_0), достигают $\sim 0,3$ при $h = 0,4$ мм и $h = 0,8$ мм. Наиболее существенные изменения R_0 наблюдаются при большой толщине слоя, то есть $h = 0,8$ мм.

Зависимости коэффициентов пропускания T_0 и T_1 дифрагированных БСП в нулевой и минус первый порядки от амплитуды деформации U и толщины слоя h представлены на рисунке 2.2 ($в, з$). Из рисунка видно, что при $U = 4,5 \cdot 10^{-4}$ и увеличении толщины слоя h от 0,2 мм до 0,8 мм величина коэффициента пропускания T_1 увеличивается на 70%. При малых $U \leq 10^{-4}$ коэффициент пропускания T_0 при $h = 0,8$ мм является наименьшим. Это объясняется тем, что, кроме дифракционных максимумов, для прошедших БСП, формируются также и дифракционные максимумы в отраженных БСП.

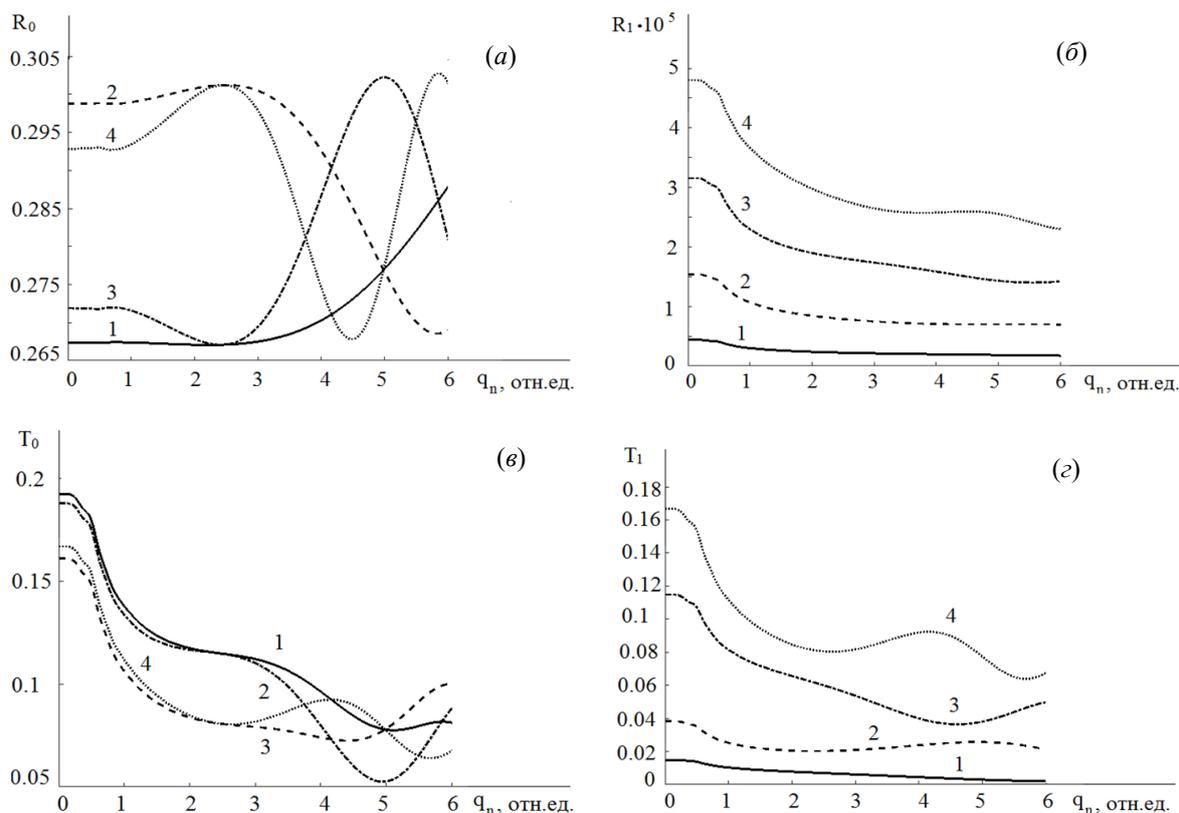


Рисунок 2.1 – Зависимость энергетического коэффициента отражения $R_{0,1}$ ($a, б$) (пропускания $T_{0,1}$ ($в, з$)) от параметра отстройки q_n при различной толщине модулированного слоя h (1 – $h = 0,2$ мм; 2 – $h = 0,4$ мм; 3 – $h = 0,6$ мм; 4 – $h = 0,8$ мм; система: воздух – GaAs – AlGaAs, $\varphi_1 = 2^0$, $\lambda_0 = 1,15$ мкм, $U = 10^{-4}$, $m = 0$)

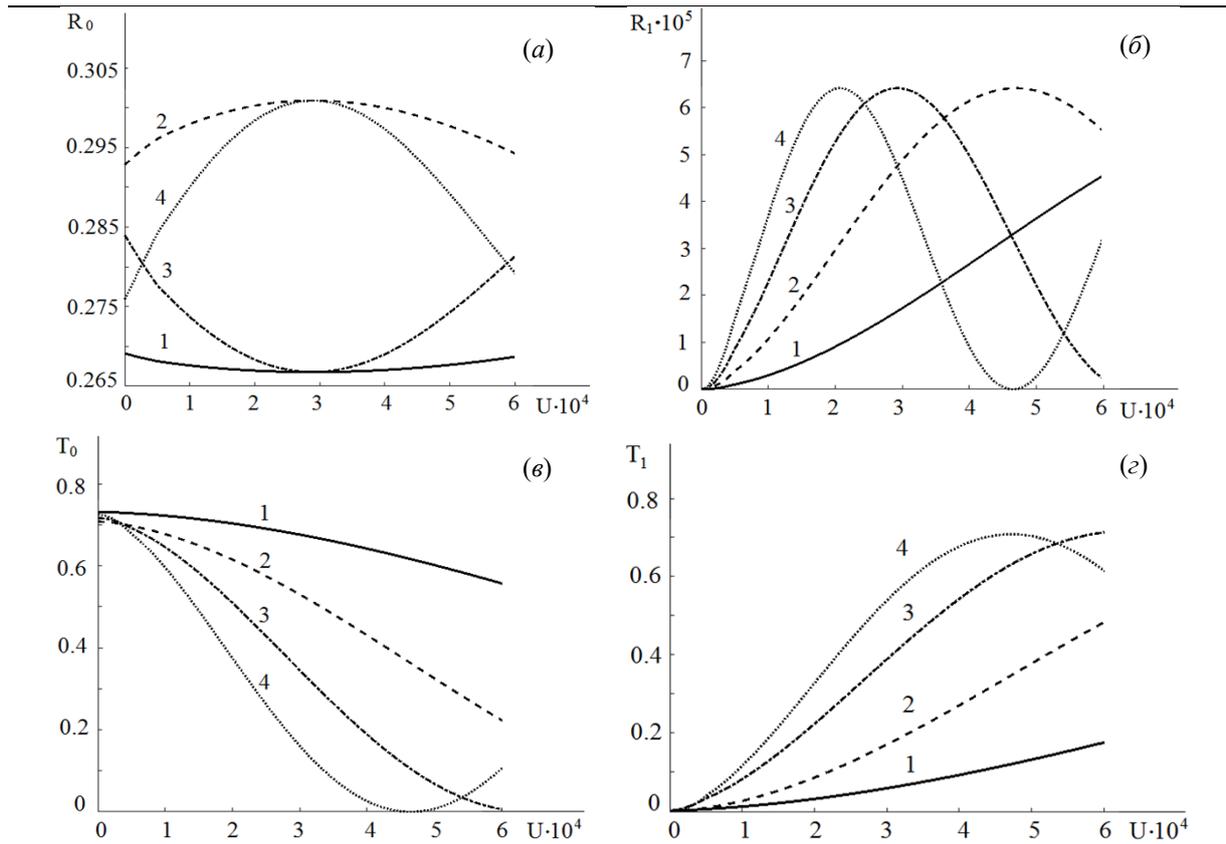


Рисунок 2.2 – Зависимость энергетического коэффициента отражения $R_{0,1}$ (а, б) (пропускания $T_{0,1}$ (в, д) от амплитуды деформации U при различной толщине модулированного слоя h ($1 - h = 0,2$ мм; $2 - h = 0,4$ мм; $3 - h = 0,6$ мм; $4 - h = 0,8$ мм; система: воздух – GaAs – AlGaAs, $\varphi_1 = 2^\circ$, $\lambda_0 = 1,15$ мкм, $q_n = 0$, $m = 0$)

Заключение

Преимущество предложенного метода АО модуляции света и диагностики поверхностных акустических волн ГБ, по сравнению с традиционными, заключается в использовании как прошедших, так и отраженных дифрагированных БСП низших порядков. Полученные результаты найдут применение для АО диагностики волн ГБ АО методами в различных средах, в том числе, в системе GaAs – AlGaAs с использованием высоко проникающих БСП низших порядков. Дифракция на кристаллических структурах: воздух – GaAs – AlGaAs может быть использована для создания многокоординатных АО дефлекторов и модуляторов БСП.

ЛИТЕРАТУРА

1. Дьельсан, Э. Упругие волны в твердых телах. Применение для обработки сигналов / Э. Дьельсан, Д. Руайе. – М.: Наука, 1982. – 424 с.
2. Яковкин, И.Б. Дифракция света на акустических поверхностных волнах / И.Б. Яковкин, Д.В. Петров. – Новосибирск: Наука, Сибирское отделение, 1979. – 184 с.
3. Durnin, J. Exact solutions for nondiffracting beams / J. Durnin // J. Opt. Soc. Am. – 1987. – Vol. 4, № 4. – P. 651–654.

4. Влияние светоиндуцированных решеток на акустооптическое взаимодействие бесселевых световых пучков в одноосных гиротропных кристаллах / Г.В. Кулак, Г.В. Крох, П.И. Ропот, О.В. Шакин // Оптический журнал. – 2017. – Т. 84, № 2. – С. 103–109.

5. Noncollinear Bragg diffraction of Bessel light beams by ultrasound in uniaxial gyrotropic crystals / V.N. Belyi, S.V. Kulakov, G.V. Kulak, G.V. Krokh, P.I. Ropot, O.V. Shakin // Wave Electronics and Its Applications in the Information and Telecommunication Systems: XVIII International Conference for Young Researchers, Saint-Petersburg, 1–5 June 2015. – Saint-Petersburg, 2015. – P. 39–40.

6. Herman, R.M. Production and uses of diffractionless beams / R.M. Herman, T.A. Wiggins // J. Opt. Soc. Am. – 1991. – Vol. 8, № 6. – P. 932–942.

7. Bright, V.M. Acousto-optic interactions between optical waves and Bleustein-Gulyaev surface acoustic waves in gallium arsenide and other piezoelectric cubic crystals / V.M. Bright, W.D. Hunt // J. Appl. Phys. – 1990. – Vol. 67, № 2. – P. 654–662.

8. Викторov, И.А. Звуковые поверхностные волны в твердых телах / И.А. Викторov – М.: Наука, 1981. – 287 с.

9. Борн, М. Основы оптики / М. Борн, Э. Вольф. – М.: Наука, 1973. – 719 с.

Поступила в редакцию 06.11.19.