

УДК 535.42:534.8

АКУСТООПТИЧЕСКАЯ ДИАГНОСТИКА УЛЬТРАЗВУКОВЫХ ВОЛН ЛЭМБА БЕССЕЛЕВЫМИ СВЕТОВЫМИ ПУЧКАМИ В КРИСТАЛЛАХ СИЛЛЕНИТОВ

Г.В. Кулак, Г.В. Крох, Т.В. Николаенко

Мозырский государственный педагогический университет им. И.П. Шамякина

ACOUSTOOPTICAL DIAGNOSTICS OF ULTRASONIC LAMB WAVES BY THE BESSEL LIGHT BEAMS IN GYROTROPIC SILLENITE TYPE CRYSTALS

G.V. Kulak, G.V. Krokh, T.V. Nikolaenko

I.P. Shamyakin Mozyr State Pedagogical University

Показано, что для бесселевого светового пучка возможно раздельное наблюдение изотропной и анизотропной брэгговской дифракции циркулярно поляризованных волн на модах Лэмба в гиротропных кубических кристаллах. При этом эффективное акустооптическое взаимодействие в прошедших и отраженных дифракционных порядках реализуется в узком интервале толщин слоя вблизи толщины отсечки моды. Наибольший интерес для акустооптической диагностики мод Лэмба представляет нулевая мода бесселевого светового пучка при условии изотропной дифракции циркулярно поляризованных волн при точном поперечном фазовом синхронизме дифрагированных пучков.

Ключевые слова: плоскопараллельный слой, волны Лэмба, акустооптическая дифракция, гиротропный кубический кристалл, коэффициенты отражения и пропускания.

It is shown that, for Bessel light beam, it is possible to separately observe isotropic and anisotropic Bragg diffraction of circularly polarized waves on Lamb modes in gyrotropic cubic crystals. In this case, the effective acousto-optical interaction in the transmitted and reflected diffraction orders is realized in a narrow range of layer thickness near the mode cut-off thickness. Of greatest for acousto-optic diagnostics of Lamb modes is the zero mode of a Bessel light beam under the condition of isotropic diffraction of circularly polarized waves with accurate transverse phase synchronism of the diffracted beams.

Keywords: plan-parallel slab, Lamb's waves, acousto-optical diffraction, gyrotropic cubic crystal, reflection coefficients and transmission coefficients.

Введение

В работе [1] теоретически и экспериментально исследованы многослойные акустооптические структуры на основе кристаллов кремния, окиси цинка, кварца и парателлурита. Показано [1], [2], что в многослойных структурах при возбуждении поверхностных акустических волн (ПАВ), интенсивности ультразвуковых (УЗ) волн в тонком слое толщиной $h \sim 1$ мм могут достигать ~ 1 МВт/см² и амплитуда деформации ультразвуковой (УЗ) волны $U \sim 10^{-2}$. В работе [3] впервые исследовано отражение и пропускание дифрагированных волн в плоскопараллельном периодически модулированном (возмущенном) слое. В работе [4] исследована дифракция световых волн в плоскопараллельном слое с однородным распределением упругих деформаций, а в [5] – в слое, возбужденном волнами Лява. К настоящему времени хорошо изучены ультразвуковые волны Лэмба пластины со сложным неоднородным распределением упругих деформаций по ее сечению, широко применяемые для неразрушающего контроля и создания акустоэлектронных устройств обработки сигналов [6]–[8]. При этом особый интерес представляют кубические кристаллы типа силленита [7], [8]. В работе [9] экспериментально исследована акустооптическая диагностика волн Лэмба высших порядков

при их распространении и отражении от края пластины из кварца. В [9] теоретические исследования ограничились лишь изучением брэгговской акустооптической (АО) дифракции в оптически изотропном материале из плавленого кварца. При этом, однако, кристаллы типа силленита ($\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$, $\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$, $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$) обладают значительной гиротропией, которая приводит к существенному изменению поляризованных и энергетических характеристик дифрагированных на ультразвуке световых волн [10], [11].

Характерным свойством БСП является их малая угловая расходимость [12], [13]. В связи с этим при заданной частоте ультразвука изменением угла падения света возможно раздельное наблюдение всех четырех дифракционных процессов для собственных циркулярно поляризованных волн в гиротропном кристалле. При этом дифрагированные световые пучки сохраняют структуру БСП гиротропного кристалла. Для расходящихся световых пучков, например гауссовых, возможно наложение различных дифракционных процессов изотропной и анизотропной дифракции, приводящих к возникновению трехпиковой структуры брэгговского максимума со сложной поляризацией волнового поля в дифракционном порядке [11].

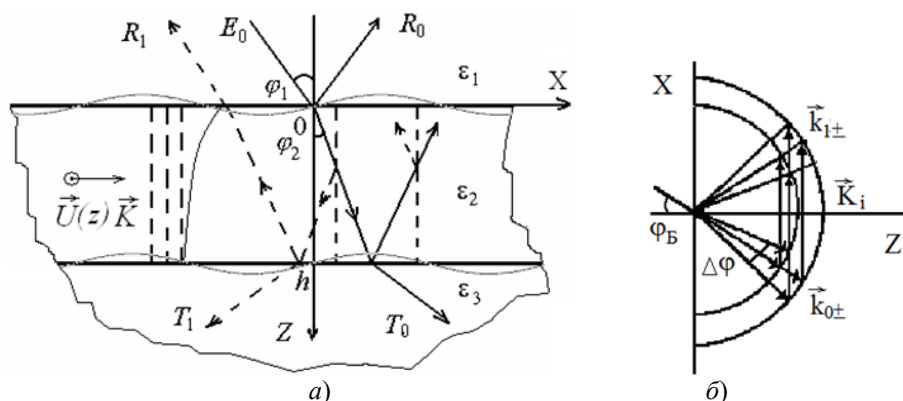


Рисунок 0.1 – Схема АО дифракции на модах Лэмба высоких порядков (а); расположение волновых векторов дифрагированных пучков с правой ($\vec{k}_{0+,1+}$) и левой ($\vec{k}_{0-,1-}$) циркулярной поляризации и ультразвука \vec{K}_i ($i = 1-4$) в различных геометрических условиях изотропной и анизотропной дифракции (б)

1 Теоретические результаты

Положим, что плоскопараллельный слой толщиной h с диэлектрической проницаемостью ε_2 расположен между однородными прозрачными средами с диэлектрическими проницаемостями ε_1 и ε_3 (рисунок 0.1, а). Начало системы координат XYZ расположено на верхней границе слоя, а ось Y перпендикулярна плоскости падения. При условии $h \gg \Lambda_l / 2\pi$, где Λ_l – длина волны объемной сдвиговой УЗ волны в слое, в нем распространяются моды Лэмба высших порядков вдоль оси X и искривлением границ слоя можно пренебречь [6]. Другие ограничения на толщину слоя обусловлены условиями брэгговской дифракции света в слое $(\lambda_0 h f^2 / 2n_2 v^2) \gg 1$ [2], где $f(v)$ – частота (фазовая скорость) УЗ волны, λ_0 – длина световой волны в вакууме, $n_2 = \sqrt{\varepsilon_2}$.

Дисперсионные уравнения для волн Лэмба находятся из граничных условий с учетом непрерывности УЗ смещений и напряжений на границах слоя [6]. При этом рассматриваются симметричные (s) и антисимметричные (a) бегущие волны Лэмба бесконечного плоскопараллельного слоя. Компоненты вектора смещений для симметричной моды имеют вид:

$$U_x = U_0 \left[\frac{ch(qz)}{sh(qh)} - \frac{2qs}{(K^2 + s^2)} \frac{ch(sz)}{sh(sh)} \right] e^{i(Kx - \Omega t)}, \quad (1.1)$$

$$U_z = -iU_0 \frac{q}{K} \left[\frac{sh(qz)}{sh(qh)} - \frac{2K^2}{(K^2 + s^2)} \frac{ch(sz)}{sh(sh)} \right] e^{i(Kx - \Omega t)},$$

где U_0 – амплитуда волны; $K = \Omega / v$ (Ω – циклическая частота, v – фазовая скорость УЗ волны); $q = (K^2 - K_l^2)^{1/2}$, $s = (K^2 - K_s^2)^{1/2}$, где $K_l = \Omega / v_l$, $K_s = \Omega / v_s$ (v_l (v_s) – фазовая скорость продольной (сдвиговой) УЗ волны). Поле смещений для антисимметричной моды Лэмба дается соотношениями:

$$U_x = U_0 \left[\frac{sh(qz)}{ch(qh)} - \frac{2qs}{(K^2 + s^2)} \frac{sh(sz)}{ch(sh)} \right] e^{i(Kx - \Omega t)}, \quad (1.2)$$

$$U_z = -iU_0 \frac{q}{K} \left[\frac{ch(qz)}{ch(qh)} - \frac{2K^2}{(K^2 + s^2)} \frac{ch(sz)}{ch(sh)} \right] e^{i(Kx - \Omega t)}.$$

Фазовую скорость симметричной и антисимметричной моды Лэмба находим соответственно из соотношений:

$$\frac{th(sh)}{th(qh)} = \frac{4K^2 qs}{(K^2 + S^2)^2}, \quad \frac{th(sh)}{th(qh)} = \frac{(K^2 + S^2)^2}{4K^2 qs}.$$

УЗ волна (1.1) и (1.2) создает периодическую в пространстве и во времени решетку диэлектрической проницаемости вдоль оси X и пространственно-неоднородную вдоль оси Z , то есть

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

где $\Delta\varepsilon_2 = -\varepsilon_2^2 p_{\text{эф}} U_{\text{эф}}(z)$ ($U_{\text{эф}}(z)$ – эффективная амплитуда деформации УЗ волны, $p_{\text{эф}}$ – эффективная фотоупругая постоянная).

Если падающая на слой световая волна является линейно поляризованной, то в среде возможны четыре типа взаимодействий циркулярных мод, для каждого из которых существует свой угол Брэгга. Для взаимодействия волн с одинаковыми поляризациями (изотропная дифракция) условия Брэгга выполняются одновременно при одном и том же угле падения $\varphi_B = \arcsin(\lambda_0 / 2n\Lambda)$, где λ_0 и Λ – длина световой и ультразвуковой волн соответственно; n – показатель преломления кристалла без учета гиротропии. В случае взаимодействия волн с различными поляризациями (анизотропная дифракция) углы Брэгга отличаются от φ_B на величину $\Delta\varphi = \pm 2\delta / (n \sin 2\varphi_B)$ (рисунок 0.1, б), где δ – параметр гиротропии [14]. При соблюдении условия $\delta \gg \Delta n_a$ (Δn_a – глубина модуляции

показателя преломления акустической волной), возможно независимое рассмотрение всех четырех дифракционных процессов в гиротропных средах. Данное условие выполняется для большинства гиротропных сред используемых в акустооптике.

Предположим, что падающий БСП с частотой $\omega \gg \Omega$ и волновым вектором

$$\vec{k}_{1\pm} = \vec{e}_x k_{1\pm x} + \vec{e}_z k_{1\pm z}$$

$$(k_{\pm 1x} = kn_{1\pm} \sin \varphi_{1\pm}, \quad k_{1\pm z} = kn_{1\pm} \cos \varphi_{1\pm}),$$

$k = \omega / c$, $n_{1\pm} = n_1 \cos \gamma_1 \pm \delta$ (n_1 – показатель преломления среды без учета гиротропии, γ_1 – угол конусности БСП в первой среде при $z < 0$) имеет правую (нижний индекс «+») или левую (знак «-») циркулярную поляризацию. Углы преломления циркулярно поляризованных волн различны, то есть $\varphi_{2\pm} = \arcsin(n_{1\pm} / n_{2\pm} \sin \varphi_{1\pm})$ и близки к углу Брэгга $\varphi_{2\pm} \approx \varphi_B \approx K / 2k_{2\pm}$, где $k_{2\pm} = kn_{2\pm}$ ($n_{2\pm} = n_2 \cos \gamma_2 \pm \delta$, где γ_2 – угол конусности БСП в слое при $0 < z < h$).

Решение волнового уравнения для дифрагированного поля электромагнитной волны в слое имеет вид [3]:

$$\vec{E} = \sum_{p=-\infty}^{p=+\infty} A_p^\pm(z) \vec{e}_\pm(\rho, \varphi) \exp[i(K_{pz}z - \omega_p t - \pi p / 2)], \quad (1.3)$$

где $k_{p\pm z} = k_{0\pm z} + pK$, $\omega_p = \omega + p\Omega$; здесь $\vec{e}_\pm(\rho, \varphi)$ – вектор-функции поляризации дифрагированных волн для бесселевых световых пучков произвольного порядка (m). Вектор-функции поляризации имеют вид [13]:

$$\vec{e}_+ = e_{\rho+} \vec{e}_\rho + e_{\varphi+} \vec{e}_\varphi,$$

$$\vec{e}_- = e_{\rho-} \vec{e}_\rho + e_{\varphi-} \vec{e}_\varphi,$$

$$e_{\rho+} = i \left[\frac{m}{q\rho} J_m(q\rho)(1 + \cos \gamma_+) - J_{m+1}(q\rho) \cos \gamma_+ \right],$$

$$e_{\varphi+} = \left[J_{m+1}(q\rho) - \frac{m}{q\rho} J_m(q\rho)(1 + \cos \gamma_+) \right],$$

$$e_{\rho-} = -i \left[\frac{m}{q\rho} J_m(q\rho)(1 - \cos \gamma_-) + J_{m+1}(q\rho) \cos \gamma_- \right],$$

$$e_{\varphi-} = \left[-J_{m+1}(q\rho) + \frac{m}{q\rho} J_m(q\rho)(1 - \cos \gamma_-) \right],$$

где $\vec{e}_\rho, \vec{e}_\varphi, \vec{e}_z$ – единичные векторы в цилиндрических координатах ρ, φ, z (продольные компоненты вследствие их малости не учитываются); m – целое число, указывающее порядок моды БСП;

$$q = k_{2\pm} \gamma_2 \approx k_2 \gamma_2;$$

$$\cos(\gamma_\pm) = \cos(\gamma_2) [1 \pm (c\delta / \omega n_2) \operatorname{tg}(\gamma_2)].$$

При $k_{0\pm z} \approx K / 2$ из совокупности (1.3) дифрагированных волн выделяют две наиболее существенные с дифракционными порядками $p = 0$ и $p = -1$. Система неоднородных уравнений связанных волн имеет вид:

$$\frac{d^2 A_0^\pm}{dz^2} + k_{0\pm z}^2 A_0^\pm - i\eta^\pm(z) k_{2\pm}^2 A_{-1}^\pm = 0,$$

$$\frac{d^2 A_{-1}^\pm}{dz^2} + k_{-1\pm z}^2 A_{-1}^\pm + i\eta^\pm(z) k_{2\pm}^2 A_0^\pm = 0, \quad (1.4)$$

$$\text{где } k_{0\pm z} = (k_{2\pm}^2 - k_{0\pm x}^2)^{1/2}, \quad k_{-1\pm z} = (k_{2\pm}^2 - k_{-1\pm x}^2)^{1/2},$$

$$k_{0\pm x} = k_{2\pm} \sin \varphi_{B\pm}, \quad k_{-1\pm x} = k_{2\pm} \sin \varphi_B,$$

$$\eta^\pm(z) = -n_{2\pm}^2 g_{\pm, \pm} P_{\varphi\phi}^\pm U_{\varphi\phi}(z) / 2 \cos \varphi_{2\pm}$$

($g_{\pm, \pm}$ – интегралы перекрытия дифрагированных волн). Интегралы перекрытия дифрагированных волн для различных типов изотропной и анизотропной дифракции циркулярно-поляризованных волн находим из соотношений:

$$g_{\pm, \pm} =$$

$$\frac{\left| \int_0^{R_H} [(\vec{e}_{\rho\pm}^* e_{\rho\pm}) + (\vec{e}_{\varphi\pm}^* e_{\varphi\pm})] \rho d\rho \right|}{\sqrt{\int_0^{R_H} (|\vec{e}_{\rho\pm}|^2 + |\vec{e}_{\varphi\pm}|^2) \rho d\rho} \sqrt{\int_0^{R_H} (|e_{\rho\pm}|^2 + |e_{\varphi\pm}|^2) \rho d\rho}}, \quad (1.5)$$

где R_H – радиус БСП; здесь следует использовать любые комбинации знаков «+» и «-» в нижних индексах, соответствующих разным дифракционным процессам, представленным на рисунке 0.1, б. В приведенных выше формулах для $g_{\pm, \pm}$ символ « \vec{e} -бар» означает, что символ q , соответствующий поперечному волновому числу дифрагированной световой волны минус первого порядка ($p = -1$), следует заменить на символ q_0 для дифрагированной волны нулевого порядка ($p = 0$).

С учетом результатов работ [3]–[5], решение системы уравнений (1.4) в брэгговском режиме дифракции можно представить в виде:

$$A_0^\pm = (U_2^\pm + U_1^\pm) / 2, \quad A_{-1}^\pm = (U_2^\pm - U_1^\pm) / 2.$$

Величины $U_{1,2}^\pm$ находим из решения неоднородного уравнения:

$$\frac{d^2 U_{1,2}^\pm}{dz^2} + k_2^2 \left[\cos^2 \varphi_{2\pm} \pm \frac{1}{2} \eta^\pm(z) \right] U_{1,2}^\pm = 0.$$

Решение уравнений (1.5) в ВКБ – приближении имеет вид [15]:

$$U_{1,2}^\pm = C_1^\pm e^{ik_{2\pm}^\pm(z)} + C_2^\pm e^{-ik_{2\pm}^\pm(z)}, \quad (1.6)$$

где

$$k_{2\pm}^\pm(z) = k_{2\pm} z \left[(1 - n_{1\pm}^2 / n_{2\pm}^2) \sin^2 \varphi_{1\pm} \right] \pm \left[n_{2\pm}^2 P_{\varphi\phi}^\pm U / 4K \cos \varphi_{2\pm} \int_{-z/2}^{z/2} U_{\varphi\phi}(z) dz \right];$$

$C_{1,2}^\pm$ – постоянные коэффициенты, определяемые из граничных условий, U – амплитуда деформации. В рамках приближения ВКБ предполагается, что множители перед экспонентами в (1.6) слабо изменяются по сравнению с экспоненциальными множителями, содержащими большой положительный параметр $k_{2\pm}^\pm z \gg 1$.

Сшивая напряженности электрического и магнитных полей в слое [3]–[5], а также в областях $z < 0$ и $z > h$, находим коэффициенты отражения и пропускания (относительные интенсивности) дифрагированных волн на границе слоя. Решение системы восьми алгебраических уравнений можно найти в замкнутой форме. Эффективные волновые числа $k_{x\pm}^{+,-}$ для антисимметричных волн Лэмба даются соотношением:

$$k_{x\pm}^{+,-} = k_{2\pm} \left\{ \left(1 - (n_{1\pm}^2 / n_{2\pm}^2) \right) \sin^2 \varphi_{1\pm} \pm \frac{p_{\varphi\phi}^{\pm} U}{2h \cos \varphi_{2\pm}} \left[\frac{sh(qh/2)}{Kch(qh)} - \frac{4qKsh(sh/2)}{s(K^2 + s^2)ch(sh)} \right] \right\}.$$

В случае дифракции на симметричных модах Лэмба следует положить:

$$k_{x\pm}^{+,-} = k_{2\pm} \left\{ \left(1 - (n_{1\pm}^2 / n_{2\pm}^2) \right) \sin^2 \varphi_{1\pm} \pm \frac{p_{\varphi\phi}^{\pm} U}{2h \cos \varphi_{2\pm}} \left[\frac{sh(qh/2)}{qsh(qh)} - \frac{4qsh(sh/2)}{(K^2 + s^2)sh(sh)} \right] \right\}.$$

Коэффициенты отражения ($R_{0\pm}$) и пропускания ($T_{0\pm}$) циркулярно поляризованных составляющих дифрагированных волн нулевого и первого ($R_{1\pm}, T_{1\pm}$) порядков определяются соотношениями:

$$R_{0\pm} = \left| \frac{\Delta_{0\pm}^r}{\Delta_{\pm}} \right|^2, R_{1\pm} = \left| \frac{2\Delta_{1\pm}^r}{n_{1\pm} \Delta_{\pm}} \right|^2, \quad (1.7)$$

$$T_{0\pm} = \frac{n_{3\pm}}{n_{1\pm}} \left| \frac{2\Delta_{0\pm}^t}{n_{3\pm} \Delta_{\pm}} \right|^2, T_{1\pm} = \frac{n_{3\pm}}{n_{1\pm}} \left| \frac{2\Delta_{1\pm}^t}{n_{3\pm} \Delta_{\pm}} \right|^2,$$

где

$$\begin{aligned} \Delta_{\pm} &= (-\alpha_{1+}^- \alpha_{3+}^+ e_{1\pm}^{-*} + \alpha_{1-}^- \alpha_{3-}^+ e_{1\pm}^-) \times \\ &\quad \times (\alpha_{1+}^+ \alpha_{3+}^+ e_{1\pm}^{+*} - \alpha_{1-}^+ \alpha_{3-}^+ e_{1\pm}^+) + \\ &\quad + (\alpha_{1-}^+ \alpha_{3-}^+ e_{1\pm}^+ - \alpha_{1+}^+ \alpha_{3+}^+ e_{1\pm}^{+*}) (\alpha_{1+}^+ \alpha_{3+}^+ e_{1\pm}^{-*} - \alpha_{1-}^+ \alpha_{3-}^+ e_{1\pm}^-), \\ \Delta_{1\pm}^- &= \alpha_{1-}^- e_{1\pm}^- \left[\alpha_{3-}^- b_{1\pm}^+ + n_{2\pm} \alpha_{3+}^+ + \alpha_{3+}^+ (b_{1\pm}^+ - b_{1\pm}^-) / 2 \right], \\ \Delta_{0\pm}^t &= (-\alpha_{1+}^- \alpha_{3+}^+ e_{1\pm}^{-*} + \alpha_{1-}^- \alpha_{3-}^+ e_{1\pm}^-) \times \\ &\quad \times (\alpha_{1+}^+ \alpha_{3+}^+ e_{1\pm}^{+*} - \alpha_{1-}^+ \alpha_{3-}^+ e_{1\pm}^+) + \\ &\quad + (-\alpha_{1+}^+ \alpha_{3+}^+ e_{1\pm}^{+*} + \alpha_{1-}^+ \alpha_{3-}^+ e_{1\pm}^+) (\alpha_{1-}^- \alpha_{3-}^- e_{1\pm}^{-*} - \alpha_{1+}^- \alpha_{3+}^- e_{1\pm}^-), \\ \Delta_{1\pm}^t &= (b_{1\pm}^- - b_{1\pm}^+) (\alpha_{3-}^- \alpha_{3+}^+ e_{1\pm}^{+*} - \alpha_{3+}^+ \alpha_{3-}^- e_{1\pm}^{-*}) + \\ &\quad + (b_{1\pm}^- - b_{1\pm}^+) \left[(\alpha_{3-}^-)^2 e_{1\pm}^+ e_{1\pm}^- - (\alpha_{3+}^+)^2 e_{1\pm}^{-*} e_{1\pm}^{+*} \right], \quad (1.8) \\ \Delta_{0\pm,1\pm}^t &= \mp \alpha_{1+}^+ e_{1\pm}^{+*} \left[\alpha_{3+}^+ b_{1\pm}^- + n_{2\pm} \alpha_{3+}^- + \alpha_{3-}^- (b_{1\pm}^- - b_{1\pm}^+) / 2 \right] \pm \\ &\quad \pm \alpha_{1-}^- e_{1\pm}^- \left[\alpha_{3-}^- b_{1\pm}^+ + n_{2\pm} \alpha_{3-}^+ + \alpha_{3+}^+ (b_{1\pm}^+ - b_{1\pm}^-) / 2 \right] - \\ &\quad - \alpha_{1+}^- e_{1\pm}^{-*} \left[\alpha_{3+}^+ b_{1\pm}^+ + n_{2\pm} \alpha_{3+}^- + \alpha_{3-}^- (b_{1\pm}^+ - b_{1\pm}^-) / 2 \right] + \\ &\quad + \alpha_{1-}^- e_{1\pm}^- \left[\alpha_{3-}^- b_{1\pm}^+ + n_{2\pm} \alpha_{3-}^+ + \alpha_{3+}^+ (b_{1\pm}^+ - b_{1\pm}^-) / 2 \right]. \end{aligned}$$

Здесь введены обозначения:

$$\alpha_{1,3+}^{\pm} = (1 + n_{1\pm,3\pm}^{-1} b_{1\pm}^{\pm}), \quad \alpha_{1,3-}^{\pm} = (1 - n_{1\pm,3\pm}^{-1} b_{1\pm}^{\pm}),$$

$$b_{1\pm}^{\pm} = k_{x\pm}^{+,-} / k, \quad e_{1\pm}^{\pm} = \exp(ihk_{x\pm}^{+,-}),$$

причем $n_{3\pm} = n_3 \cos \gamma_3 \pm \delta$ (γ_3 – угол конусности БСП в третьей среде (подложке) при $z > h$); знаком «*» обозначено комплексное сопряжение. Из выражений (1.7), (1.8) следует, что выполняются соотношения: $R_{0\pm} + R_{1\pm} + T_{0\pm} + T_{1\pm} = 1$.

2 Численные расчеты и их обсуждение

Численные расчеты проводились для плоскопараллельного слоя из гиротропного кубического кристалла германата висмута ($\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$) в случае дифракции линейно поляризованного излучения *He-Ne*-лазера с длиной волны $\lambda_0 = 0,6328$ мкм на симметричных и антисимметричных УЗ волнах Лэмба различных порядков. Предполагалось, что слой материала ($n_2 = 2,55$, $\delta = 3,9 \cdot 10^{-5}$) граничит с воздухом ($n_1 = n_3 = 1$, $\delta = 0$). Амплитуда тензора деформаций $U = (2I_a / \rho v_k^3)^{1/2}$, где I_a – интенсивность УЗ волны Лэмба; v_k – фазовая скорость УЗ волны Лэмба, причем k – ее порядок [6]; ρ – плотность кристалла.

Выражения (1.7), (1.8) описывают все типы взаимодействия циркулярно поляризованных мод, представленных на рисунке 0.1. При дифракции на УЗ модах Лэмба, распространяющихся вдоль кристаллографических осей второго порядка $p_{\varphi\phi}^{\pm} = [(p_{11} \cos^2 \varphi_{1\pm} - p_{12} \sin^2 \varphi_{1\pm}) \pm p_{12}]$, где верхний знак плюс соответствует изотропной дифракции, а нижний знак (минус) – анизотропной (p_{11}, p_{12} – фотоупругие постоянные [16]).

На рисунке 2.1 представлены зависимости интегралов перекрытия $g_n \equiv g_{\pm, \pm}$ (1.5) от параметра $q_n = |q - q_0| / q_0$ для дифракции бesselевого светового пучка нулевого порядка (*a*) и первого порядка (*b*).

Из рисунка 2.1, *a* следует, что интегралы перекрытия основной моды бesselевого светового пучка ($m = 0$) достигают максимального значения при выполнении условия поперечного фазового синхронизма, то есть при $q_n = 0$. При этом интегралы перекрытия для анизотропной дифракции (кривая 2) выше, чем для изотропной дифракции (кривая 1). Интегралы перекрытия для всех возможных типов анизотропной и изотропной дифракции одинаковы.

В случае азимутально-неоднородных БСП с азимутальным числом $m = 1$ (рисунок 2.1, *b*), интегралы перекрытия всех возможных типов АО преобразования отличаются по величине. При малых значениях $q_n \sim 0,01$ наибольшее значение принимает интеграл перекрытия $g_{-,+}$. В широкой области максимального значения интегралов перекрытия $0,05 \leq q_n \leq 0,07$ наибольшее значение принимает интеграл перекрытия $g_{-,+}$.

При точном поперечном синхронизме ($q_n = 0$) максимальное значение интеграла перекрытия не достигается.

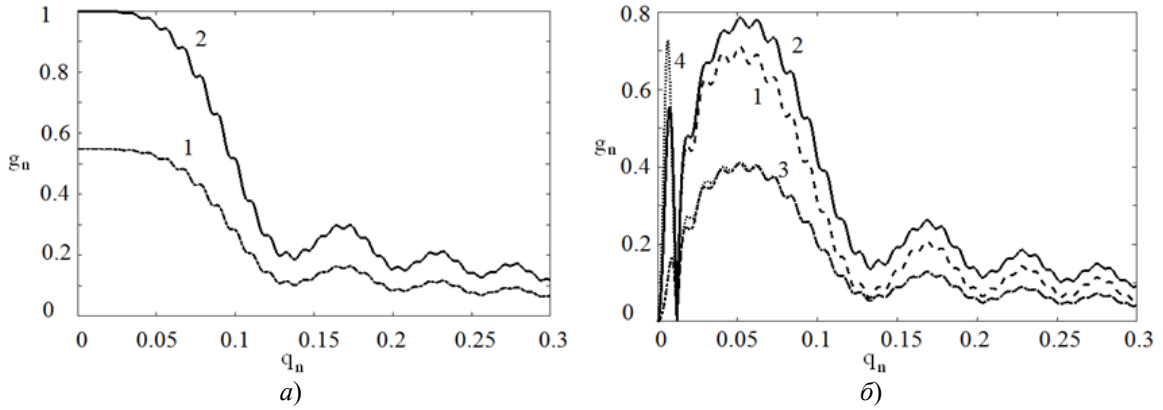


Рисунок 2.1 – Зависимость интеграла перекрытия g_n от параметра $q_n = |q - q_0| / q_0$ для дифракции БСП нулевого порядка (а) и первого порядка (б); а) изотропная дифракция (кривая 1), анизотропная дифракция (кривая 2) для $m = 0$; б) дифракция правополяризованной волны в левополяризованную (кривая 1), левополяризованной в правополяризованную (кривая 2), правополяризованной в правополяризованную (кривая 3), левополяризованной в левополяризованную (кривая 4) для $m = 1$ (кристалл $\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$, $\gamma_2 = 0,5^0$, $\delta = 3,9 \cdot 10^{-5}$, $R_H = 5$ мм)

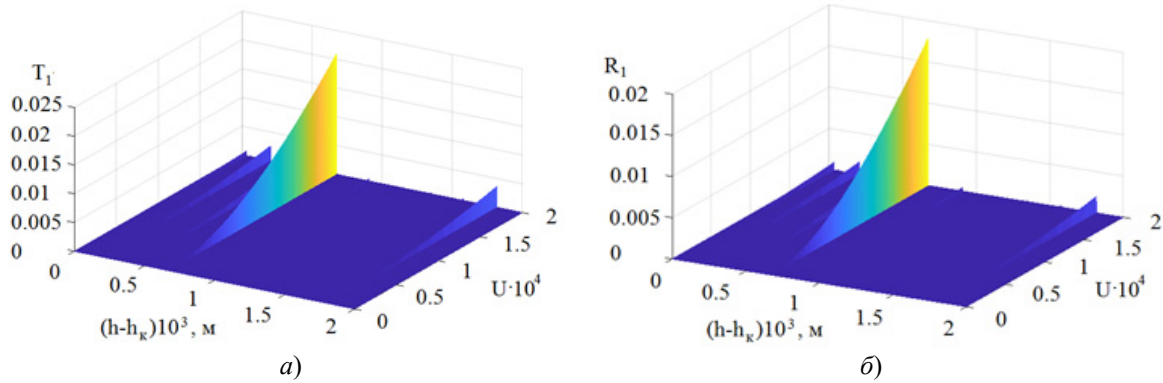


Рисунок 2.2 – Зависимость коэффициента пропускания T_{1+} (а) и коэффициента отражения R_{1+} (б) от амплитуды деформации УЗ волны U и толщинах слоя h для антисимметричных мод Лэмба ($\nu_{21} = 2885$ м/с, $h_{21} = 0,0016$ мм, $f = 900$ МГц; $m = 0$, $q_n = 0$, $g_n = 1$; структура: воздух – $\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$ – воздух)

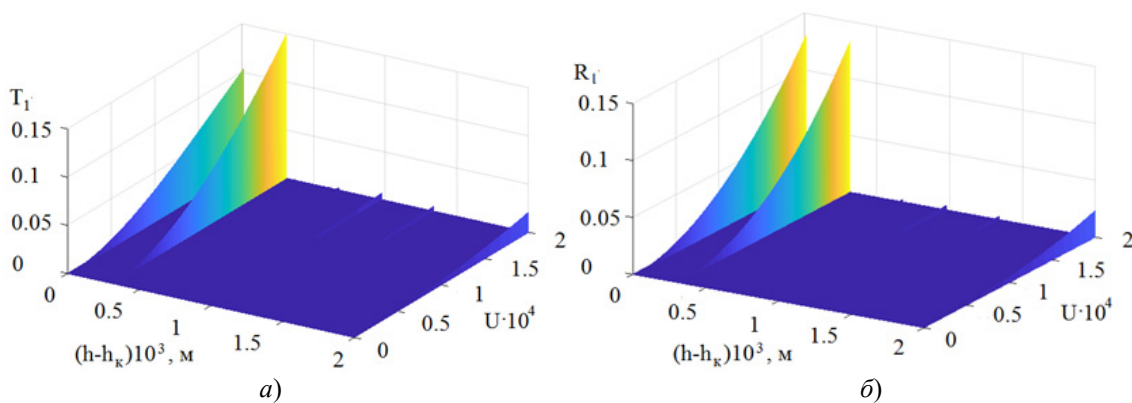


Рисунок 2.3 – Зависимость коэффициента пропускания T_{1+} (а) и коэффициента отражения R_{1+} (б) от амплитуды деформации УЗ волны U и толщины слоя h для симметричных мод Лэмба ($\nu_{21} = 2888$ м/с, $h_{21} = 0,0019$ мм (б), $f = 900$ МГц; $m = 0$, $q_n = 0$, $g_n = 1$; структура: воздух – $\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$ – воздух)

Зависимости коэффициентов пропускания T_{1+} (а) и отражения R_{1+} (б) дифрагированной волны первого порядка для дифракции на двадцать первой антисимметричной моде Лэмба,

возбуждаемой в пластинке из кристалла германата висмута, от толщины пластинки h и амплитуды деформации УЗ волны U представлены на рисунке 2.2.

Из рисунка следует, что коэффициент пропускания T_{1+} и отражения R_{1+} достигает максимального значения лишь в узком интервале толщин пластины $\Delta h \sim 0,01$ мм. При увеличении амплитуды деформации U коэффициент пропускания возрастает, достигая максимального значения. Расчеты проводились для толщины пластинки, начиная с критической толщины h_k для каждой из мод Лэмба. Резонансный характер коэффициента пропускания объясняется тем, что в поперечном сечении пластины формируется квазистоячая УЗ волна, образуемая наложением продольных УЗ составляющих волны Лэмба [6]. Максимальное значение коэффициента отражения на 0,5% ниже, чем коэффициента пропускания.

На рисунке 2.3 представлена зависимость коэффициента пропускания T_{1+} (а) и отражения R_{1+} (б) дифрагированной волны первого порядка для двадцать первой симметричной моды Лэмба, возбуждаемой в пластине из германата висмута, от ее толщины h и амплитуды деформации УЗ волны U .

Как следует из рисунка, зависимость коэффициента пропускания T_{1+} от толщины слоя h также имеет резонансный характер; максимальное значение T_{1+} достигается в узком интервале толщин пластинки $\Delta h \sim 0,01$ мм. При расчетах полагалось, что толщина пластинки увеличивается, начиная от толщины отсечки h_k соответствующей симметричной моды Лэмба. Резонансное поведение коэффициента пропускания объясняется формированием квазистоячей УЗ волны в поперечном сечении пластинки при наложении сдвиговых УЗ составляющих симметричной волны Лэмба. Максимальные значения коэффициентов отражения и пропускания примерно одинаковы по величине.

Заключение

Значения коэффициентов отражения и пропускания дифрагированных волн определяются величинами интегралов перекрытия и эффективной фотоупругой постоянной для изотропной и анизотропной дифракции ($p_{эф}^+ > p_{эф}^-$). Акустооптический метод позволяет осуществить диагностику ультразвуковых волн Лэмба высоких порядков в режиме дифракции Брэгга. Наибольший интерес для АО диагностики представляет нулевая мода БСП при условии изотропной дифракции циркулярно поляризованных волн при точном поперечном фазовом синхронизме дифрагированных пучков ($q_n = 0$). Эффективное применение азимутально-неоднородных БСП первого порядка достигается при отсутствии поперечного синхронизма для $q_n \sim 0,055$ и при дифракции лево-циркулярно поляризованной волны в правоциркулярно поляризованную.

ЛИТЕРАТУРА

1. Sunita, J. Thin film layered structure for acousto-optic devices / J. Sunita, M. Abhai // J. Appl. Phys. – 1992. – Vol. 25. – P. 1116–1121.
2. Яковкин, Н.Б. Дифракция света на акустических волнах / Н.Б. Яковкин, Р.В. Петров. – Новосибирск, 1979. – 194 с.
3. Kong, J.A. Second-order coupled-mode equations for spatially periodic media / J.A. Kong // J. Opt. Soc. Am. – 1977. – Vol. 67, № 6. – P. 825–829.
4. Кулак, Г.В. Дифракция света на ультразвуке в условиях френелевского отражения / Г.В. Кулак // Опт. и спектр. – 1994. – Т. 76, № 6. – С. 1027–1029.
5. Кулак, Г.В. Дифракция света ультразвуковых волнах Лява / Г.В. Кулак, Т.В. Николаенко, П.И. Ропот // Опт. и спектр. – 2008. – Т. 104, № 3. – С. 508–512.
6. Викторов, И.А. Физические основы применения ультразвуковых волн Рэлея и Лэмба в технике / И.А. Викторов. – М.: Наука, 1966. – 167 с.
7. Золотова, О.П. Распространение волн Лэмба и SH-волн в пластинке пьезоэлектрического кубического кристалла / О.П. Золотова, С.И. Бурков, Б.П. Сорокин // Журн. сиб. Фед. Унта. Сер. Мат. Физ. – 2010. – Т. 3, № 2. – С. 185–204.
8. Анисимкин, В.И. Анизотропия основных характеристик волн Лэмба в пьезоэлектрическом кристалле (001)- $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ / В.И. Анисимкин // Акуст. журн. – 2016. – Т. 62, № 2. – С. 163–166.
9. Diodati, P. Lamb wave reflection at the plate edges / P. Diodati, G. Tassi, A. Alippi // Appl. Phys. Lett. – 1985. – Vol. 47, № 6. – P. 573–575.
10. Белый, В.Н. Дифракция света на ультразвуке в гиротропных кубических кристаллах в режиме Рамана – Ната / В.Н. Белый, Г.В. Кулак, В.В. Шепелевич // Опт. и спектр. – 1988. – Т. 65, В. 3. – С. 636–640.
11. Белый, В.Н. Дифракция света на ультразвуке в гиротропных кубических кристаллах в режиме Брэгга / В.Н. Белый, Г.В. Кулак // ЖПС. – 1991. – Т. 54, № 5. – С. 803–808.
12. Durnin, J. Diffraction-free beams / J. Durnin, J.J. Miceli, J.H. Eberly // Phys. Rev. Lett. – 1987. – Vol. 58, № 15. – P. 1499–1501.
13. Peculiarities of Acoustooptic Transformation of Bessel Light Beams in gurotropic Crystals / V.N. Belyi, N.S. Kazak P.A. Khilo, E.S. Petrova, N.A. Khilo // Universal Journal of Phusics and Application. – 2015. – Vol. 9, № 5. – P. 220–224.
14. Федоров, Ф.И. Теория гиротропии / Ф.И. Федоров. – Минск: Наука и техника, 1976. – 453 с.
15. Камке, Э. Справочник по обыкновенным дифференциальным уравнениям / Э. Камке. – М. Наука, 1971. – 576 с.
16. Ярив, А. Оптические волны в кристаллах / А. Ярив, П. Юх. – М.: Мир, 1987. – 616 с.

Поступила в редакцию 04.03.19.