ФИЗИКА

УДК 535.42:534.8 DOI: https://doi.org/10.54341/20778708_2026_3_68_30
EDN: NJNYFK

АКУСТООПТИЧЕСКОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ В СВЕРХРЕШЕТКАХ ФОТОУПРУГОСТИ В УСЛОВИЯХ ПОЛНОГО ВНУТРЕННЕГО ОТРАЖЕНИЯ

Г. В. Кулак, Т. В. Николаенко, Л. А. Тозик

Мозырский государственный педагогический университет имени И. П. Шамякина

ACOUSTO-OPTIC INTERACTION IN PHOTOELASTIC SUPERLATTICES UNDER TOTAL INTERNAL REFLECTION

G. V. Kulak, T. V. Nikolaenko, L. A. Tozik

Mozyr State Pedagogical University named after I. P. Shamyakin

Аннотация. Исследованы особенности отражения дифрагированных на ультразвуке световых волн в структуре: покрытие-модулированный слой-подложка в условиях полного внутреннего отражения от подложки. Для структуры YIG-GaAs-As_2Se_3 рассчитаны коэффициенты отражения дифрагированных волн на длине волны света 1,15 мкм. Показано значительное уменьшение коэффициентов отражения дифрагированных волн нулевого и первого порядка при наличии поглощения слоя при изменении интенсивности ультразвуковой волны и толщины модулированного слоя. Установлено, что рассмотренный режим акустооптического взаимодействия может быть использован для амплитудной модуляции световых волн ближнего инфракрасного диапазона спектра.

Ключевые слова: *акустооптическое взаимодействие*, *инфракрасное излучение*, *ультразвуковая волна*, *коэффициент отражения*, *трехслойная структура*, *поглощение света*, *полное внутреннее отражение*.

Для цитирования: *Кулак, Г. В.* Акустооптическое взаимодействие в сверхрешетках фотоупругости в условиях полного внутреннего отражения / Г. В. Кулак, Т. В. Николаенко, Л. А. Тозик // Проблемы физики, математики и техники. – 2026. – № 3 (68). – С. 30–34. – DOI: https://doi.org/10.54341/20778708_2026_3_68_30. – EDN: NJNYFK

Abstract. The reflection properties of ultrasonically diffracted light waves in a coating-modulated layer-substrate structure under conditions of total internal reflection from the substrate were studied. For the YIG-GaAs-As_2Se_3 structure, the reflectivity of diffracted waves was calculated for a light wavelength of 1.15 μm. A significant decrease in the reflectivity of zero- and first-order diffracted waves in the presence of layer absorption was demonstrated with changes in the ultrasonic wave intensity and the modulated layer thickness. It was established that the acousto-optic interaction regime under consideration can be used for amplitude modulation of near-infrared light waves.

Keywords: *acousto-optic interaction*, *infrared radiation*, *ultrasonic wave*, *reflectivity*, *three-layer structure*, *light absorption*, *total internal reflection*.

For citation: *Kulak, G. V.* Acousto-optic interaction in photoelastic superlattices under total internal reflection / G. V. Kulak, T. V. Nikolaenko, L. A. Tozik // Problems of Physics, Mathematics and Technics. – 2026. – № 3 (68). – P. 30–34. – DOI: https://doi.org/10.54341/20778708_2026_3_68_30 (in Russian). – EDN: NJNYFK

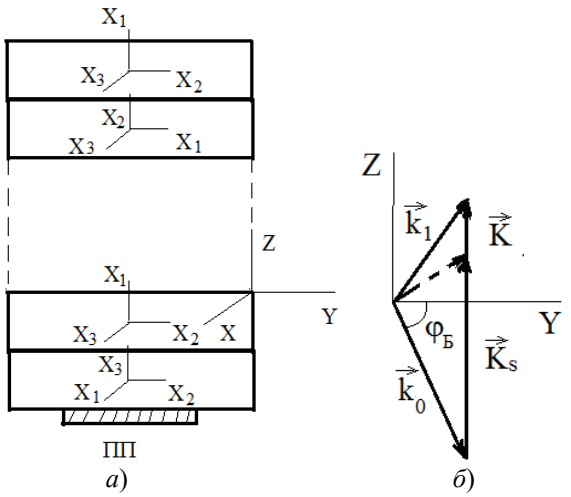
Введение

В настоящее время проводятся интенсивные исследования искусственных анизотропных структур (классические и квантовые сверхрешетки (СР)) с целью изучения в них различных физических эффектов и возможных технических приложений [1], [2]. Среди физических свойств СР важное место занимают акустооптические (АО) свойства, которые сложным образом зависят от направлений распространения и поляризации световых и акустических волн относительно осей симметрии анизотропной структуры СР (см. [3], [4]) что необходимо учитывать при проектировании различных АО устройств. В работе [4] установлена возможность создания СР с однородными оптическими свойствами, однако чередующимися значениями фотоупругих параметров (СР фотоупругости).

1 Теоретические результаты и обсуждение

Полагалось (см. [4], [5]), что в первом слое вдоль оси симметрии СР ориентирована кристаллографическая ось X_3 кубического кристалла, во втором слое вдоль оси симметрии ориентирована ось X_1 кубического кристалла (например, GaAs) и т. д. В таком случае кристаллографические оси X_2 отдельных слоев СР ориентированы вдоль границ слоев с различными значениями фотоупругих параметров (рисунок 1.1). Падающая под углом Брэгга ($\varphi_Б$) световая волна дифрагирует на совокупной решетке (ультразвуковой и фотоупругости), причем выполняется условие векторного синхронизма: $\vec{k}_1 = \vec{k}_0 + \vec{K}_s + \vec{K}$, где $\vec{k}_{0,1}$ – волновые векторы дифрагированных волн, $\vec{K}$ – волновой вектор УЗ волны; обратный вектор СР фотоупругости $|\vec{K}_s| = 2\pi / \Lambda_s$, где Λ_s – период СР.

© *Кулак Г. В.*, *Николаенко Т. В.*, *Тозик Л. А.*, 2026



а) *б*)

Рисунок 1.1 – *а*) схема СР с пьезоэлектрическим пьезопреобразователем (ПП) и соответствующей ориентацией кристаллографических осей в каждом слое; *б*) геометрические соотношения при АО дифракции в СР фотоупругости ($\vec{k}_{0,1}$ – волновые векторы дифрагированных волн, $\vec{K}$ – волновой вектор УЗ волны; $|\vec{K}_s| = 2\pi/\Lambda_s$, где Λ_s – период СР)

Положим, что ось *Z* системы координат *XYZ* ориентирована вдоль оси симметрии решетки, а ось *Y* совпадает по направлению с кристаллографической осью X_2 отдельного слоя. При этом плоскость АО дифракции совпадает с плоскостью *YZ*. Рассмотрим АО дифракцию на продольной УЗ волне, распространяющейся вдоль оси СР, сформированной с использованием кубического кристалла. При этом векторы поляризации падающей и дифрагированной световых волн ориентированы вдоль оси *X* (s-поляризация), либо расположены в плоскости дифракции *YZ* (*p*-поляризация). Следует заметить, что при отсутствии СР фотоупругости угол Брэгга $\varphi'_Б \approx K/2k_1$; при наличии СР угол Брэгга $\varphi_Б \approx \arcsin(K+K_s)/2k_1$. При этом $\varphi'_Б << \varphi_Б$, причем $\varphi'_Б << 1$, $\varphi_Б \le 1$. Изменение тензора диэлектрической проницаемости для дифрагированных волн *s*- и *p*-поляризации можно представить в виде [2]:

$$\Delta\varepsilon_{s,p} = -\varepsilon^2 p_{эф}^{s,p} \sum_{-\infty}^{+\infty} U_{33} a_m \times \exp\left\{i\left[(mK_s + \vec{K})z - \Omega t\right]\right\}, \qquad (1.1)$$

где ε – диэлектрическая проницаемость невозмущенного кристалла, U_{33} – компонента тензора деформаций УЗ волны, $p_{эф}^{s} = \frac{1}{3}(p_{12} - p_{11} + 2p_{44})$, $p_{эф}^{p} = \frac{2}{3}(p_{11} - p_{12} - 2p_{44})$ [5], причем p_{11}, p_{12}, p_{44} – фотоупругая постоянная; коэффициенты a_m даются соотношениями

$$a_m = \begin{cases} -\dfrac{i}{\pi m}, & \text{при } m - \text{нечетных}, \\ 0, & \text{при } m - \text{четных}. \end{cases}$$

Пусть при неколлинеарном АО взаимодействии в слое из СР фотоупругости УЗ волна распространяется вдоль границ слоя. Плоская УЗ волна с вектором смещения

$$\vec{U} = \vec{U}_0 \exp[i(\vec{K}z - \Omega t)]$$

($\vec{K}$ – волновой вектор, модуль которого $K = \frac{\Omega}{\upsilon} = \frac{2\pi}{\Lambda}$ выражается через циклическую частоту Ω и фазовую скорость υ или длину волны Λ) возбуждается в направлении оси *Z* и заключена в пределах слоя, локализованного в пространстве между плоскостями $y = 0$ и $y = h$ (рисунок 1.2). Продольная УЗ волна индуцирует периодическое в пространстве и времени изменение тензора диэлектрической проницаемости $\Delta\varepsilon_{ij}$, которое связано с упругими деформациями

$$U_{ik} = \frac{1}{2}(\nabla_k U_i + \nabla_i U_k)$$

и фотоупругими постоянными материала p_{ijkl} известными соотношениями: $\Delta\varepsilon_{ij} = -\varepsilon_2^2 p_{ijkl} U_{kl}$, где ε_2 – диэлектрическая проницаемость вещества плоскопараллельного слоя. Начало системы координат *XYZ* расположено на левой границе слоя, а ось *X* перпендикулярна плоскости падения.

Предположим, что плоская световая волна, частота которой $\omega >> \Omega$ и волновой вектор $\vec{k}_1 = \vec{e}_x k_{1x} + \vec{e}_y k_{1y}$ ($\vec{e}_x || OX$, $\vec{e}_y || OY$ – единичные векторы, $k_{1y} = kn_1 \cos\varphi_1$, $k_{1z} = kn_1 \sin\varphi_1$, $k = 2\pi/\lambda$ (λ – длина световой волны в вакууме), $n_1 = \sqrt{\varepsilon_1}$ имеет линейную *s*- или *p*-поляризацию по отношению к плоскости дифракции *YZ* и падает на грань $y = 0$ под углом φ_1 к её нормали. Угол преломления $\varphi_2 = \arcsin(\sqrt{\varepsilon_1/\varepsilon_2})\sin\varphi_1$ равен углу Брэгга, то есть $\varphi_2 = \varphi_Б = \arcsin(K/2k_2)$, где $k_2 = kn_2$ ($n_2 = \sqrt{\varepsilon_2}$). Плоскопараллельный слой толщиной *h* с показателем преломления n_2 расположен между однородными прозрачными средами с показателями преломления n_1 и n_3. Начало системы координат *XYZ* расположено на входной границе слоя $y = 0$, а ось *X* перпендикулярна плоскости падения. Схема отражения света от модулированного ультразвуком плоскопараллельного слоя в условиях полного внутреннего отражения (ПВО) от подложки ($\varphi_3 \approx 90^o$) представлена на рисунке 1.2.

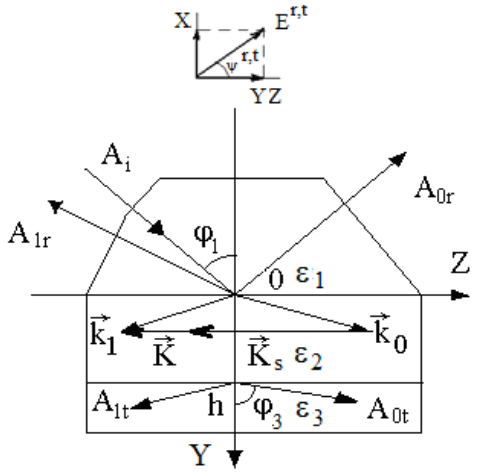


Рисунок 1.2 – Схема отражения световых волн от плоскопараллельного слоя (ε_2), расположенного между покрытием (ε_1) и подложкой (ε_3) (структура: YIG-GaAs-As_2Se_3 [6], A_i – амплитуда падающей световой волны, $A_{0,1r}$ – амплитуды отраженных дифрагированных волн, $A_{0,1t}$ – амплитуды прошедших дифрагированных волн)

Волновое уравнение, описывающее поведение световой волны, приведено в [3]. Решение волнового уравнения для поля дифрагированных в слое электромагнитных волн можно записать в виде [7], [8]:

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

где

$$k_{pz} = k_{0z} + p(K + mK_s),\ \omega_p = \omega + p\Omega,$$
$$p = 0, \pm1, \pm2, \ldots$$

При $k_{0z} \approx (K + mK_s)/2$ из совокупности световых волн (1.2) в брэгговском режиме дифракции основной вклад в поле дифрагированных волн вносят две составляющие, соответствующие дифракционным порядкам $p = 0$ и $p = -1$ [7]. Брэгговский режим дифракции возможен при значении параметра Клейна – Кука $Q \geq 1$ $(Q \approx \lambda h / n_2(\Lambda_s + \Lambda))$, где Λ_s – период СР) [6], [8]. С учётом этого, для s-поляризованных световых волн, систему уравнений связанных волн запишем в виде [7], [8]:

$$\frac{d^2A_{0s}}{dy^2} + k_{0y}^2 A_{0s} - ik_2^2\eta_s A_{-1s} = 0,$$

$$\frac{d^2A_{-1s}}{dy^2} + k_{-1y}^2 A_{-1s} + ik_2^2\eta_s A_{0s} = 0, \quad (1.3)$$

где

$$k_{0y} = (k_2^2 - k_{0z}^2)^{1/2};\ \ k_{-1y} = (k_2^2 - k_{-1z}^2)^{1/2},$$
$$k_{0z} = k_2\sin\varphi_2,\ k_{-1z} \approx k_2\sin\varphi_2;$$

$$\eta_s = n_2^2 p_{эф}^s U/(2\cos\varphi_2),$$

$p_{эф}^s$ – эффективная фотоупругая постоянная, ответственная за рассеяние s- поляризованной волны; U – амплитуда деформации УЗ волны. При дифракции p - поляризованной волны в выражениях (1.3) следует величину η_s заменить величиной $\eta_p = n_2^2 p_{эф}^p U/(2\cos\varphi_2)$, где $p_{эф}^p$ – эффективная фотоупругая постоянная, ответственная за рассеяние p-поляризованной волны. Постоянные, характеризующие распространение дифрагированных волн в слое, находим, решая характеристическое (дисперсионное) уравнение системы уравнений (1.3). Решение этого уравнения представимо в виде:

$$k_{ys}^{\pm} = k_2\sqrt{(1 - n_1^2/n_2^2\sin^2\varphi_1) \pm \eta_s}.$$

Для падающей световой волны s-поляризации амплитудные коэффициенты отражения $(r_{0s,1s})$ и пропускания $(t_{0s,1s})$ дифрагированных волн даются соотношениями:

$$r_{0s,1s} = \Delta_{0,1}^r/\Delta,\ \ t_{0s,1s} = \Delta_{0,1}^t/\Delta, \quad (1.4)$$

где

$$\Delta = 4e_{3+}e_{3-}(\alpha_{1+}^-\alpha_{1+}^+\alpha_{3+}^-\alpha_{3+}^+e_{2+}^*e_{2-}^* +$$
$$+\alpha_{1-}^-\alpha_{1-}^+\alpha_{3-}^-\alpha_{3-}^+e_{2+}e_{2-} -$$
$$-\alpha_{1+}^-\alpha_{1-}^+\alpha_{3+}^-\alpha_{3-}^+e_{2+}e_{2-}^* - \alpha_{1-}^-\alpha_{1+}^+\alpha_{3-}^-\alpha_{3+}^+e_{2-}e_{2+}^*),$$

$$\Delta_0^r = 2e_{3+}e_{3-}[(\alpha_{1-}^-\alpha_{1+}^+ + \alpha_{1+}^-\alpha_{1-}^+)\times$$
$$\times(\alpha_{3+}^+\alpha_{3+}^-e_{2-}e_{2+}^* + \alpha_{3-}^-\alpha_{3-}^+e_{2+}e_{2-}) -$$
$$-(\alpha_{1-}^-\alpha_{1-}^+ + \alpha_{1+}^-\alpha_{1+}^+)(\alpha_{3+}^-\alpha_{3-}^+e_{2+}e_{2-}^* + \alpha_{3-}^-\alpha_{3+}^+e_{2-}e_{2+}^*)],$$

$$\Delta_1^r = 4e_{3+}e_{3-}[(b_1^+ - b_1^-)(\alpha_{3-}^+\alpha_{3-}^-e_{2+}e_{2-} - \alpha_{3+}^+\alpha_{3+}^-e_{2+}^*e_{2-}^*) -$$
$$-(b_1^+ + b_1^-)(\alpha_{3-}^+\alpha_{3+}^-e_{2+}e_{2-}^* - \alpha_{3+}^+\alpha_{3-}^-e_{2+}^*e_{2-})];$$

$$\Delta_{0,1}^t = \pm 8e_{3+}[b_3^+(\alpha_{1+}^-\alpha_{3+}^-e_{2-}^* - \alpha_{1-}^-\alpha_{3-}^-e_{2-}) \pm$$
$$\pm b_3^-(\alpha_{1+}^+\alpha_{3+}^-e_{2+}^* - \alpha_{1-}^+\alpha_{3-}^-e_{2+})].$$

Здесь введены обозначения:

$$\alpha_{(1,3)\pm}^{\pm} = (1 \pm b_{1,3}^{\pm}),\ \ b_{1,3}^{\pm} = k_{xs}^{\pm}/(kn_{1,3}\cos\varphi_{1,3}),$$
$$e_{2\pm}^{s,p} = \exp(ik_{ys,p}^{\pm}h),\ \ e_{3\pm} = \exp(ik_{3y}^{0,-1}h),$$
$$k_{3y}^{0,-1} = (k^2n_3^2 - k_{0z,-1z}^2)^{1/2}.$$

Звездочка (“*”) обозначает комплексное сопряжение. При исследовании дифракции волн p-поляризации в (1.4) следует выполнить замены: $\eta_s \to \eta_p$, $n_{1,2,3}\cos\varphi_{1,2,3} \to 1/n_{1,2,3}\cos\varphi_{1,2,3}$. Энергетические коэффициенты пропускания $(T_0^{s,p}, T_1^{s,p})$ и отражения $(R_0^{s,p}, R_1^{s,p})$ находятся из соотношений [9]:

$$R_{0,1}^{s,p} = \left|r_{0,1}^{s,p}\right|^2, \quad T_{0,1}^{s,p} = \frac{n_3\cos\varphi_3}{n_1\cos\varphi_1}\left|r_{0,1}^{s,p}\right|^2.$$

При отсутствии ультразвука ($\Delta n = 0$) выражения (1.1), (1.2) для коэффициентов пропускания $T_0^{s,p}$ и отражения $R_0^{s,p}$ приводят к формулам Эйри [9] и дифрагированные волны первого порядка отсутствуют ($T_1^{s,p} = R_1^{s,p} = 0$). При условии: $n_1 = n_2 = n_3$ (согласованный слой) следует полагать, что [10]

$$R_0^{s,p} = R_1^{s,p} = 0, \quad T_0^s = \cos^2\left(kn_2\eta_s / 2\right),$$
$$T_0^p = \cos^2\left(kn_2\eta_p / 2\right), \quad T_1^s = \sin^2\left(kn_2\eta_s / 2\right),$$
$$T_1^p = \sin^2\left(kn_2\eta_p / 2\right).$$

Коэффициенты отражения ($R_{0,1}$) и пропускания ($T_{0,1}$) дифрагированных волн при произвольном азимуте поляризации падающего на слой света (ψ_0) находим из соотношений [9]:

$$R_{0,1} = R_{0,1}^p \cos^2 \psi_{0,1}^r + R_{0,1}^s \sin^2 \psi_{0,1}^r, \qquad (1.5)$$

где $\psi_{0,1}^r = \operatorname{arctg}(|\, r_{0,1}^s / r_{0,1}^p \,|)\operatorname{tg}\psi_0$.

2 Численные расчеты

Численные расчеты проводились для плоскопараллельного слоя из СР фотоупругости, модулированного продольной УЗ волной. Исследовалась АО дифракция поляризованного излучения с длиной волны $\lambda = 1{,}15$ мкм на продольной УЗ волне при больших углах дифракции на комбинированной фазовой решетке: СР фотоупругости и УЗ – решетке. Предполагалось, что слой материала из кристалла арсенида галлия (GaAs) ($n_2 = 3{,}37$) граничит с покрытием из кристалла иттрий-железный гранат (YIG) ($n_1 = 2{,}89$) и подложкой их кристалла селенида мышьяка (As_2Se_3) ($n_3 = 2{,}22$) [5], [10]. Амплитуда тензора деформаций выражается через интенсивность I_a УЗ волны, фазовую скорость υ_L продольной УЗ волны и плотность кристалла ρ в соответствии с соотношением: $U = (2I_a / \rho\upsilon_L^3)^{1/2}$; эффективные фотоупругие постоянные имеют следующие значения: $p_{эф}^s = -0{,}0396$, $p_{эф}^p = 0{,}079$ [5], [10]. При наличии поглощения слоя в выражениях (1.1)–(1.5) следует показатель преломления n_2 заменить на $n_2 + i\alpha / 2n_2k$ (α – коэффициент поглощения света).

На рисунке 2.1 представлены зависимости коэффициентов отражения дифрагированных волн нулевого (R_0) и первого (R_1) порядка в отсутствии поглощения среды (*а*, *в*) и при наличии поглощения (*б*, *г*) от амплитуды деформации U (интенсивности ультразвука) при различных толщинах слоя h в условиях полного внутреннего отражения от подложки.

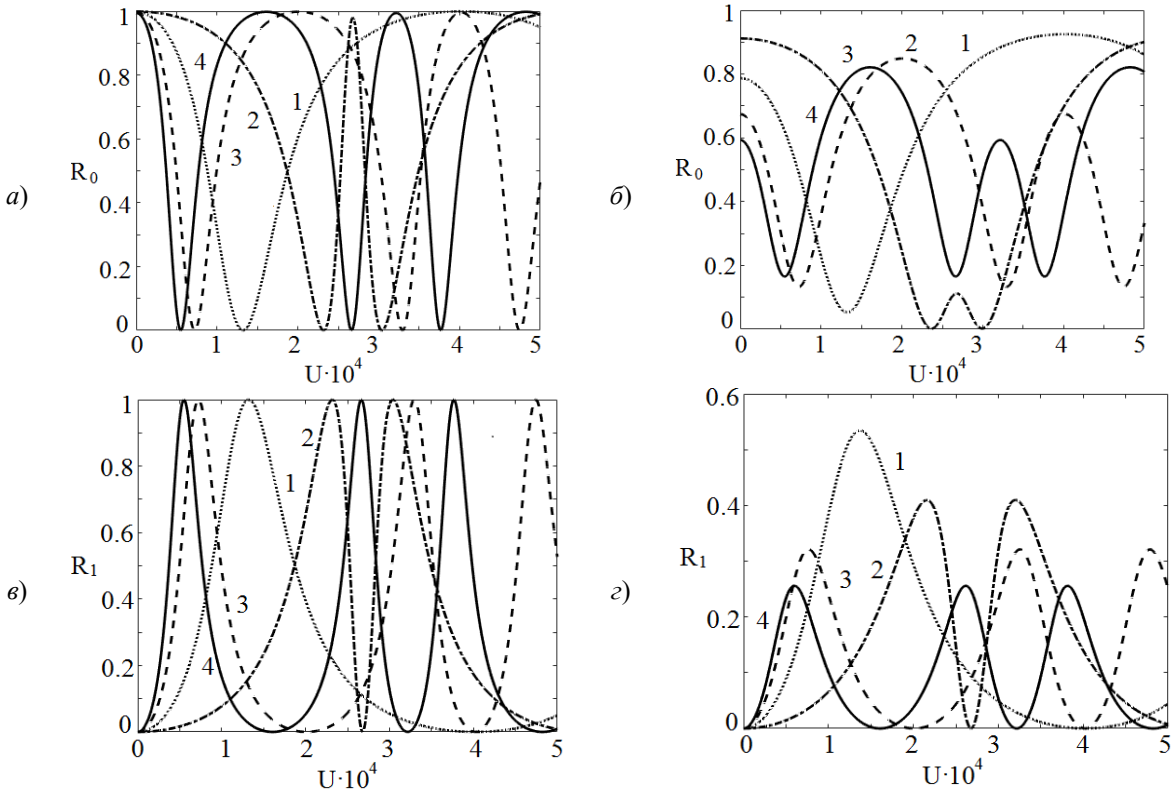


Рисунок 2.1 – Зависимость коэффициента отражения $R_{0,1}$ дифрагированной волны нулевого (*а*, *б*) и первого (*в*, *г*) дифракционного порядка от амплитуды деформации УЗ волны U при различных толщинах слоя h: 1-2, 2-3, 3-4, 4-5 мм (структура: YIG-GaAs-As_2Se_3, $\lambda = 1{,}15$ мкм, $n_1 = 2{,}89$, $n_2 = 3{,}37$, $n_3 = 2{,}22$, $\alpha = 0$ (*а*, *в*), $\alpha = 1$ см$^{-1}$ (*б*, *г*), $\varphi_1 = 50{,}1925^\circ$, $\psi_0 = 0$)

Из рисунка 2.1 следует, что при отсутствии поглощения слоя ($\alpha = 0$) коэффициент отражения $R_{0,1}$ достигает максимального значения $R_{0,1} = 1$ при любых толщинах слоя $h = 2 \div 5$ мм. При наличии поглощения ($\alpha = 1$ см$^{-1}$) коэффициент отражения R_0 уменьшаются на 10–15% при увеличении амплитуды деформации (U) УЗ волны (интенсивности ультразвука I_a). Для падающих световых волн s-поляризации ($\psi_0 = 90^o$) имеют место аналогичные зависимости, однако, вследствие того, что $p^s_{эф} < p^p_{эф}$, максимальное значение коэффициента отражения достигается при меньших интенсивностях ультразвука. При изменении азимута поляризации падающего света ψ_0, при заданной толщине слоя h и интенсивности ультразвука I_a, коэффициенты отражения $R_{0,1}$ осциллируют, причем азимут поляризации отраженной волны нулевого (первого) дифракционного порядка $\psi^r_{0,1}$ остается неизменным при изменении азимута поляризации падающего света ψ_0 для любых толщин слоя и интенсивностей ультразвука. При наличии поглощения слоя ($\alpha = 1$ см$^{-1}$) коэффициенты отражения R_1 уменьшаются на 55–75% при изменении толщины слоя $h = 2 \div 5$ мм.

Заключение

Таким образом, для акустооптической модуляции света в плоскопараллельном слое в условиях ПВО от подложки возможно использование слоистой структуры из СР фотоупругости на основе кубического кристалла с различной ориентацией кристаллографических направлений в каждом слое. При этом для умеренных частот ультразвука ~1–10 МГц достижима значительная эффективность АО дифракции при минимальном поглощении световых волн в слое. В такой геометрии АО взаимодействия интенсивности световых волн в прошедших дифракционных порядках незначительны по сравнению с интенсивностями волн в отраженных порядках и рассмотренный режим АО дифракции может быть использован для амплитудной модуляции световых волн в режиме отражения.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Басс*, *Ф. Г.* Высокочастотные свойства полупроводников со сверхрешетками / Ф. Г. Басс, А. А. Булгаков, А. П. Тетеревов. – М. : Наука, 1989. – 287 с.

2. *Херман*, *М.* Полупроводниковые сверхрешетки / М. Херман. – М. : Мир, 1989. – 240 с.

3. *Вакуленко*, *А. В.* Акустооптические свойства сверхрешеток в длинноволновом приближении / А. В. Вакуленко, Л. А. Чернозатонский // ФТТ. – 1988. – Т. 30, В. 6. – С. 1641–1645.

4. *Черозатонский*, *Л. А.* Акустооптические процессы переброса в сверхрешетке / Л. А. Черозатонский // ФТТ. – 1987. – Т. 29, В 10. – С. 3142–3143.

5. *Кулак*, *Г. В.* Обратное брэгговское рассеяние света на фазовых сверхрешетках фотоупругости / Г. В. Кулак, П. А. Хило // Известия НАН Беларуси. Сер. Физ.-мат. наук. – 1997. – № 1. – С. 105–107.

6. *Акустические кристаллы*. *Справочник* / А. А. Блистанов, В. С. Бондаренко, В. В. Чирков [и др.]; под ред. М. П. Шаскольской. – М. : Наука, 1986. – 629 с.

7. *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.

8. *Кулак*, *Г. В.* Дифракция света на ультразвуке в условиях френелевского отражения / Г. В. Кулак // Оптика и спектроскопия. – 1994. – Т. 76. – № 6. – С. 1027–1029.

9. *Борн*, *М.* Основы оптики / М. Борн, Э. Вольф. – М. : Наука, 1973. – 721 с.

10. *Балакший*, *В. И.* Физические основы акустооптики / В. И. Балакший, В. Н. Парыгин, Л. Е. Чирков. – М. : Радио и связь, 1985. – 279 с.

Поступила в редакцию 16.06.2026.

Информация об авторах

Кулак Геннадий Владимирович – д.ф.-м.н., профессор
Николаенко Татьяна Викторовна – к.ф.-м.н., доцент
Тозик Людмила Александровна – аспирант