

УДК 534.8:535.5

Г. В. Кулак, Т. В. Николаенко, Е. С. Борсук

**ОТРАЖЕНИЕ СВЕТА ОТ МОДУЛИРОВАННОГО УЛЬТРАЗВУКОМ
ПЛОСКОПАРАЛЛЕЛЬНОГО СЛОЯ С УСИЛИВАЮЩЕЙ ПОДЛОЖКОЙ**

Введение

Акустооптическое взаимодействие в усиливающем свет слое исследовалось в работах [1], [2]. В работе [1] показано, что при совпадении распределений дифрагированных полей с собственными модами резонатора Фабри–Перо, усиливающего свет, происходит резкое нарастание эффективности брэгговской акустооптической (АО) дифракции. Учет френелевского отражения света существенно изменяет зависимости от индекса синусоидальной модуляции в различных средах, включая сложно-анизотропные гиротропные структуры [3–5]. В работе [4] показана возможность экспериментальной селекции парциальных волн при изменении дифракционной эффективности синусоидальных фазовых решеток. В [5] показано, что для асимметричной дифракционной структуры возможно эффективное акустооптическое преобразование в режиме отражения, а слабое влияние гиротропии обусловлено ее подавлением френелевским отражением на границах слоя.

Результаты исследования и их обсуждение

В настоящей работе исследована брэгговская АО дифракция s-поляризованной световой волны в условиях френелевского отражения от границ модулированного слоя с усиливающей подложкой. Предположим, что плоскопараллельный слой толщиной h и диэлектрической проницаемостью ε_2 расположен между однородными средами с диэлектрической проницаемостью ε_1 (покрытие) и $\varepsilon_3 = \varepsilon_2' + i\chi$ ($\chi < 0$). Схема АО взаимодействия показана на рисунке 1.

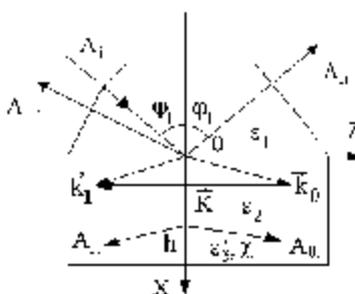


Рисунок 1 – Схема акустооптического взаимодействия в прозрачном слое (ε_2), расположенном между прозрачной (ε_1) и усиливающей (ε_3, χ) средами

Начало системы координат XYZ расположено на верхней границе слоя, а ось OY перпендикулярна плоскости падения. При этом модулированный слой занимает пространство между плоскостями $x = 0$ и $x = h$. Параллельно поверхностям слоя распространяется ультразвуковая волна с частотой Ω и волновым вектором $\vec{K} \parallel OZ$, создающая периодическую в пространстве и времени решетку диэлектрической проницаемости

$$\varepsilon_2(x, t) = \varepsilon_2 + \Delta\varepsilon_2 \cos(Kx - \Omega t), \tag{1}$$

где $K = 2\pi / \Lambda$, Λ – длина ультразвуковой волны;

$\Delta\varepsilon_2 = -\varepsilon_2^2 \beta \mathcal{U}$ – глубина модуляции, определяемая акустической мощностью и эффективной фотоупругой постоянной (β – тензор фотоупругих постоянных, \mathcal{U} – тензор деформаций).

Предположим, что плоская световая волна с частотой $\omega \gg \Omega$ и волновым вектором ($\vec{k}_1 = \vec{e}_x k_{1x} + \vec{e}_y k_{1y}$, ($\vec{e}_x \parallel OX, \vec{e}_y \parallel OY$ – единичные векторы вдоль соответствующих осей $k_{1x} = k\sqrt{\varepsilon_1} \cos \varphi_1, k_{1z} = k\sqrt{\varepsilon_1} \sin \varphi_1, k = \omega/c$) падает на грань $x = 0$ под углом φ_1 к нормали. Угол преломления на верхней границе $\varphi_2 = \arcsin[\sqrt{\varepsilon_1/\varepsilon_2} \sin \varphi_1]$ близок к углу Брэгга $\varphi_2 \approx \varphi_0 = K/2k\sqrt{\varepsilon_2}$. С другой стороны, угол Брэгга близок к предельному углу полного внутреннего отражения на нижней границе слоя $x = h$: $\varphi_2 \geq \varphi_2^{np} = \arcsin \sqrt{\varepsilon_3'/\varepsilon_2}$.

Решение волнового уравнения для светового поля в слое ищем в соответствии с теоремой Флоке–Блоха [3]:

$$E(x, z, t) = \sum_{m=-\infty}^{m=+\infty} A_m(x) \exp[i(k_z + mK)z - i(\omega + m\Omega)t]. \tag{2}$$

Если $k_z \approx K/2$, то из совокупности (2) дифрагированных волн выделяются две наиболее существенные с дифракционными порядками $m = 0$ и $m = -1$. Система уравнений связанных волн для комплексных амплитуд A_0 и A_{-1} соответственно нулевого и (минус) первого порядка имеет вид:

$$\frac{d^2 A_0}{dx^2} + k_{0x}^2 A_0 = ik_2^2 \eta A_{-1}, \quad (3)$$

$$\frac{d^2 A_{-1}}{dx^2} + k_{-1x}^2 A_{-1} = -ik_2^2 \eta A_0,$$

где

$$k_{0x} = \sqrt{k_2^2 - k_{0z}^2}, k_{-1x} = \sqrt{k_2^2 - k_{-1z}^2}, k_{0z} \approx k_2 \sin \varphi_B, k_{-1z} = k_2 \sin \varphi_B,$$

$$k_2 = k\sqrt{\varepsilon_2}, \eta = \varepsilon_2 p_{\varphi} U / 2,$$

причем p_{φ} – эффективная фотоупругая постоянная;

U – амплитуда тензора деформаций.

Вследствие многократных отражений светового поля на границах слоя оно представляет собой суперпозицию четырех волн [6]. Преломленная на верхней границе волна $E_0^+(\omega)$ дифрагирует в волну $E_{-1}^+(\omega \pm \Omega)$. В свою очередь, отраженные от нижней границы волны $E_0^-(\omega)$ дифрагируют в волны $E_{-1}^-(\omega \pm \Omega)$. Постоянные распространения дифрагированных волн в слое находим из решения характеристического уравнения системы (3) в виде:

$$\lambda_{1,2} = \pm ik_{2x}^a, \lambda_{3,4} = \pm ik_{2x}^b, \quad (4)$$

где

$$k_{2x}^{a,b} = \left(\mu_{0,1} + \frac{\mu_1 - \mu_0}{2} \right) \pm \left(\frac{(\mu_1 - \mu_0)^2}{4} + \delta_0 \delta_1 \right)^{\frac{1}{2}},$$

причем

$$\mu_{0,1} = (k_2^2 - k_{0,-1x}^2)^{1/2}, \delta_{0,1} = \pm i\eta\sqrt{\varepsilon_2} / 2\mu_{0,1}.$$

Сшивая напряженности электрического и магнитного полей в слое, а также в областях $x < 0$ и $x > h$, находим коэффициенты отражения в нулевом R_0 и в первом R_1 порядках

$$r_0 = \frac{1}{1 + \xi_0 \xi_1} (R^a + \xi_0 \xi_1 R^b), \quad (5)$$

$$r_1 = \frac{2k_{1x}\xi_1}{1 + \xi_0 \xi_1} \left\{ \frac{[1 + r_{23}^b \exp(2ik_{2x}^b h)]}{k^a [1 - r_{21}^b r_{23}^b \exp(2ik_{2x}^b h)]} - \frac{[1 + r_{23}^a \exp(2ik_{2x}^a h)]}{k^b [1 - r_{21}^a r_{23}^a \exp(2ik_{2x}^a h)]} \right\}, \quad (6)$$

где $r^j = \frac{-r_{21}^j + r_{23}^j \exp(2ik_{2x}^j h)}{1 - r_{21}^j r_{23}^j \exp(2ik_{2x}^j h)}$ – коэффициент отражения j -той волны от слоя ($j = a, b$),

причем $r_{21}^j = (k_{2x}^j - k_{-1x})(k_{2x}^j + k_{-1x})^{-1}$ и $r_{23}^j = (k_{2x}^j - k_{3x})(k_{2x}^j + k_{3x})^{-1}$ – френелевские коэффициенты

отражения на границах слой-окружающая среда; $\xi_{0,1} = \delta_{0,1} [\delta_0 \delta_1 + (\mu_1 - \mu_0)^2 / 4 + (\mu_1 - \mu_0) / 2]^{-1}$,

$$k^{a,b} = (k_{2z}^{a,b} - k_{-1z}).$$

На границе слой-инверсная среда происходит многократное отражение преломленной E_0^+ и дифрагированной E_1^+ волн. При углах падения $\varphi_1 \geq \arcsin \sqrt{\varepsilon_3 / \varepsilon_1}$ коэффициент отражения r_{23} на границе слой-инверсная среда становится больше единицы. Резонансное усиление света, как следует из (4) и (5), происходит при равенстве их знаменателей нулю, то есть

$$1 + r_{12}^j r_{23}^j \exp(2ik_{3z}^j h) = 0. \quad (6)$$

Равенство (6) выполняется при наличии энергетического $|r_{1,2}^j| |r_{2,3}^j| = 1$ и фазового $\cos(2\Phi + \delta_2) = -1$ условий ($\Phi = k_{2x}^{a,b} h$ – фазовый набег на толщине слоя, δ_2 – фаза коэффициента отражения r_{23}^j).

Из энергетического и фазового условий генерации следуют следующие выражения для параметров модулированной структуры:

$$\sqrt{\varepsilon_1 - \varepsilon_3} = \sqrt{\frac{2}{\chi}} \left(\sqrt{\varepsilon_1 - \varepsilon_3} + \frac{\rho_{\mp}}{k} \right), \quad (7)$$

$$\frac{h}{\lambda_0} = \frac{2N - 1}{4 \left(\sqrt{\varepsilon_1 - \varepsilon_2} \sin^2 \varphi_1 + \frac{\rho_{\mp}}{k} \right)}, \quad (8)$$

где

$$\rho_{\mp} = (\mu_1 - \mu_0) / 2 \pm \left[(\mu_1 - \mu_0)^2 / 4 + \delta_0 \delta_1 \right]^{1/2},$$

$N = 1, 2, 3, \dots$ – целое число;

χ – безразмерный коэффициент усиления.

При точном выполнении условий (7) и (8) структура переходит в режим генерации на основной (ω) и суммарной (разностной) ($\omega \pm \Omega$) частотах. Условия генерации означают, что внешняя падающая волна попадает в резонанс с собственной модой (волной) структуры, состоящей из покрытия, модулированного слоя и усиливающей подложки. Дисперсионные соотношения, связывающие k_{3x}^j и ω , даются выражением (6).

Численные расчеты проводились для трехслойной структуры теллур (*Te*) – германий (*Ge*) – антимонид индия (*InSb*). Рассматривалась дифракция излучения *CO* – лазера ($\lambda_0 = 5,2$ мкм) в слое из германия, который является хорошим акустооптическим материалом в инфракрасной области спектра. В качестве покрытия использовался одноосный кристалл теллура, оптическая ось которого перпендикулярна плоскости падения. Усиливающей средой является полупроводниковый кристалл антимонида индия с максимумом усиления, приходящимся на $\lambda_0 = 5,2$ мкм. Показатели преломления покрытия, слоя и подложки равны: $n_1 = 4,8$; $n_2 = 4$; $n_3 = 3,95$. Рассчитывались коэффициенты отражения дифрагированных волн первого порядка $R_{0,1} = |r_{0,1}|^2$ для $\delta_0 \cong \delta_1 = 10^4$. При этом рассматривались углы падения, которым соответствовал предельный угол $\varphi^{np} = \arcsin \sqrt{\varepsilon_1 / \varepsilon_2} = 55,38^\circ$.

На рисунке 2а представлены зависимости коэффициента отражения $|R_1|^2$ в первом дифракционном порядке от угла падения φ_1 при различных коэффициентах усиления света χ . С увеличением коэффициента усиления χ от 0 до 0,1 амплитуда коэффициента отражения $|R_1|^2$ растет для резонансных углов φ_m . Однако максимальное отражение достигается для оптимального значения $\chi_m = 0,165$, $\varphi_m = 55,315^\circ$, $h_m = 0,18$ мм. Данные значения параметров

структуры соответствуют резонансным условиям усиления (генерации) (7), (8). Зависимость коэффициента отражения $|R_1|^2$ в первом дифракционном порядке от толщины слоя h , вблизи резонансной толщины h_m для различных коэффициентов усиления χ_m представлена на рисунке 2б. Из рисунка следует та же динамика изменения коэффициента отражения с увеличением коэффициента усиления, что и на рисунке 2а.

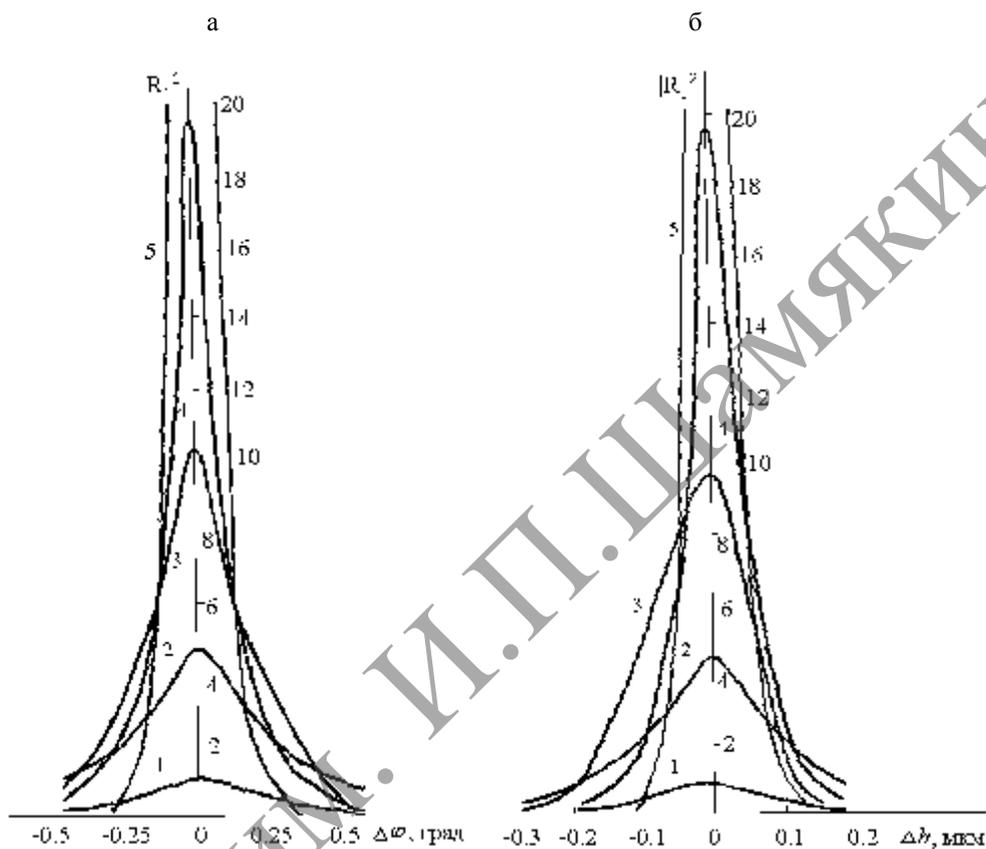


Рисунок 2 – Зависимость энергетического коэффициента отражения $|R_1|^2$ от угла $\Delta\varphi = \varphi - \varphi_m$ (а) и отстройки толщины слоя Δh от резонансной h_m (б) при различных значениях коэффициента усиления света:
0 (1), 10^{-3} (2), 10^{-2} (3), 10^{-1} (4), $1,65 \cdot 10^{-2}$ (5)
($\varphi_m = 55,3490^0$ (1), $\varphi_m = 55,3494^0$ (2), $\varphi_m = 55,346^0$ (3), $\varphi_m = 55,337^0$ (4), $\varphi_m = 55,345^0$ (5), $h_m = 80,4$ мкм) (а); $\varphi_m = 55,346^0$ (1), $\varphi_m = 55,34^0$ (2), $\varphi_m = 55,337^0$ (3), $\varphi_m = 55,33^0$ (4), $\varphi_m = 55,326^0$ (5), $h_m = 84,4$ мкм) (б)

На рисунке 3 представлена зависимость коэффициента отражения дифрагированной волны первого порядка $|R_1|^2$ от коэффициента усиления χ вблизи резонансного значения χ_m . Из рисунка следует, что форма кривой отражения значительно изменяется для разных резонансных углов φ_m . Наименее выраженный резонанс соответствует углу $\varphi_m = 55,33^0$. При этом в широком диапазоне χ достигается значительное усиление света ($|R_1|^2 \sim 10,5-11$). Наименьшему коэффициенту усиления соответствует слабо несимметричная зависимость (см. кривую 1).

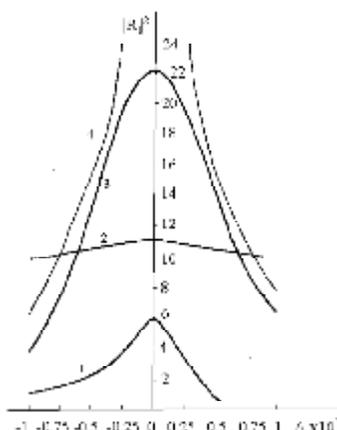


Рисунок 3 – Зависимость энергетического коэффициента отражения $|R_1|^2$ от отстройки коэффициента усиления подложки $\Delta\chi$ от резонансного значения χ_m

при различных значениях угла максимального усиления φ_m :

55,34° (1), 55,33° (2), 55,337° (3), 55,347° (4) ($\chi_m = 0,5 \cdot 10^{-3}$, $h_m = 84,4$ мкм (1), $\chi_m = 0,117 \cdot 10^{-1}$, $h_m = 80,0$ мкм (2), $\chi_m = 0,405 \cdot 10^{-1}$, $h_m = 81,0$ мкм (3), $\chi_m = 1,65 \cdot 10^{-2}$, $h_m = 80,4$ мкм (4)).

Зависимости энергетических коэффициентов отражения нулевой моды имеют аналогичный вид. При этом максимумы усиления соответствуют тем же значениям параметров, однако величины коэффициентов отражения примерно в два раза меньше, чем для первой моды.

Выводы

Из представленных зависимостей следует, что структуры, содержащие покрытие, акустооптический кристалл и усиливающую подложку, могут быть использованы для создания усилителей и генераторов оптического излучения в режиме отражения наряду с традиционными конструкциями [8]. При этом длина волны излучения может варьироваться с изменением частоты ультразвука. Разделение областей модуляции и усиления света позволяет расширить перечень материалов, сочетающих хорошие акустооптические и усиливающие свойства.

Литература

1. Yariv, A. Bragg amplification on oscillation in periodic optical media / A. Yariv, H. W. Yen // Opt. Commun. – 1974. – Vol. 10, № 1. – P. 120–122.
2. Гуляев, Ю. В. К теории акустооптического взаимодействия в активных резонаторах / Ю. В. Гуляев, Г. Н. Шкердин // Радиотехника и электроника. – 1983. – Т. 28, № 7. – С. 1299–1305.
3. Kong, J. A. Second-order coupled-mode equations for spatially periodic media / J. A. Kong // JOSA. – 1977. – Vol. 67, № 6. – P. 825–829.
4. Удоев, Ю. П. Граничные эффекты при дифракции света на объемных решетках. II. Фазовые пропускающие решетки / Ю. П. Удоев // Опт. и спектр. – 2001. – Т. 90, № 6. – С. 950–959.
5. Кулак, Г. В. Дифракция света на ультразвуке в кристаллах парателлурифта в условиях френелевского отражения / Г. В. Кулак, Т. В. Николаенко // Журн. прикл. спектр. – 2006. – Т. 73, № 6. – С. 811–815.
6. Белый, В. Н. Акустооптическое взаимодействие в условиях полного отражения от усиливающих сред / В. Н. Белый, Г. В. Кулак // Доклады НАНБ. – 1988. – Т. 32, № 9. – С. 794–797.
7. Бойко, Б. Б. Отражение электромагнитных волн от границы раздела с усиливающей средой / Б. Б. Бойко, Н. С. Петров, И. З. Джиладари // Журн. прикл. спектр. – 1973. – Т. 18, № 4. – С. 727–729.
8. Kogelnic, H. Coupled-wave theory of distributed feedback optical media / H. Kogelnic, C. V. Shank // J. Appl. Phys. – 1972. – Vol. 10, № 1. – P. 120–122.

Summary

An optimal condition of the acoustooptical interaction in the plan-parallel modulated slab with amplified substrate is investigated. It is shown, that the significant amplification state is taken place in the regime of the full internal reflection from the substrate of the diffracted waves of zero and first orders. It is stated that the most value of the amplification state is reached in the regime of the structures generation under optimal choose of the incidence angle on the slab, slab thickness and amplification coefficients of a substrate of speckle-images dynamics) to highly dispersing materials, in particular to protective Al_2O_3 and ZrO_2 ceramics.

Поступила в редакцию 04.07.07.