

## Промежуточный и брэгговский режимы акустооптического взаимодействия в планарных оптических волноводах

Г. В. Кулак, А. Е. Анисимова

Исследовано планарное акустооптическое взаимодействие в промежуточном и брэгговском режимах дифракции в гиротропных и негиротропных кристаллах для двух длин волн оптического излучения. Установлена динамика перехода от промежуточного режима дифракции к брэгговскому при изменении длины волны света. Показано, что для объяснения экспериментальных зависимостей необходимо учитывать величину отстройки фазового синхронизма и волнового параметра задачи дифракции.

**Ключевые слова:** акустооптическое взаимодействие, гиротропный кристалл, планарный волновод, режим дифракции.

Planar acoustooptical interaction in intermediate and Bragg diffraction conditions in gyrotropic and non-gyrotropic crystals for two light waves of optical radiation is investigated in the article. The dynamics of transition from intermediate conditions to the Bragg ones under changing of light wave length is stated. It is shown that for explanation of the experimental dependencies of the diffraction efficiencies the values of indentation parameter of phase and value of wave parameter should be taken into account.

**Keywords:** acoustooptical interaction, gyrotropic crystal, planar waveguide, diffraction conditions.

### Введение

В работе [1] показано, что, комбинируя кристаллические слои из кремния ( $Si$ ), окиси цинка ( $ZnO$ ), кварца ( $SiO_2$ ), парателлурита ( $TeO_2$ ), можно создавать многослойные планарные волноводы с уникальными акустооптическими (АО) характеристиками. Для возбуждения поверхностных акустических волн были использованы встречно-штыревые пленочные преобразователи, а направляемые волноводные моды получены с помощью призмы из рутила. Планарное АО взаимодействие в полупроводниковых кристаллах нитрида галлия ( $GaN$ ) для голубого и красного цвета экспериментально исследовано в работе [2]. Показано, что при увеличении длины волны света при АО взаимодействии происходит переход от промежуточного режима дифракции к брэгговскому; рассматривалась также зависимость переходных АО процессов дифракции с изменением длины АО взаимодействия.

В настоящей работе теоретически исследована АО дифракция в гиротропных и негиротропных планарных оптических волноводах в промежуточном и брэгговском режимах дифракции.

### Теоретические результаты и обсуждение

Предположим, что вдоль оси  $X$ , совпадающей с кристаллографической осью или направлением  $[110]$  гиротропного кубического кристалла, распространяется поверхностная акустическая волна (ПАВ) Рэлея. В волноводной пленке из оптически одноосного кристалла двухпарциальная ПАВ должна распространяться ортогонально оптической оси. Известно, что экспоненциально затухающая нормальная составляющая амплитуды смещений УЗ волны осциллирует в пространстве [3]. Компоненты тензора деформации ПАВ запишем в виде [3]:

$$U_{q1} = B_{q1} V_{q1}(y) \exp[i(\vec{K}\vec{r} - \Omega t)] ; q=1,2,3, \quad (1)$$

где  $B_{q1}$  – амплитуда деформации;  $V_{q1}$  – функция поперечного распределения ПАВ в пленке и подложке;  $|\vec{K}| = \Omega / v_r$ ,  $\Omega$ ,  $v_r$  – циклическая частота и скорость распространения ПАВ соответственно; индекс «1» во втором нижнем индексе (1) связан с направлением распространения ПАВ.

Как и при АО взаимодействии в кубическом кристалле при распространении света вблизи оптической оси анизотропного кристалла режим АО дифракции определяется параметром  $Q = \lambda_0 / N_0 \Lambda^2$ , где  $N_0$  – эффективный показатель преломления направляемой моды падающего света,  $\lambda_0$  – длина световой волны в вакууме,  $\Lambda$  – длина волны ПАВ,  $l$  – длина области АО взаимодействия [3; 4]. Анизотропия оптических свойств трехслойной структуры, состоящей из покрытия, волноводной пленки и подложки, аналогична анизотропным свойствам одноосного кристалла. При этом для волноводных мод  $TE$ - ( $TM$ -) поляризации эффективные показатели преломления среды  $N_a^m(N_b^m)$  связаны с компонентами тензора  $\hat{\varepsilon}^m$  ( $m=0, \pm 1, \pm 2, \dots$ ) соотношениями:  $\varepsilon_{11}^m = (N_a^m)^2$ ,  $\varepsilon_{22}^m = \varepsilon_{33}^m = (N_b^m)^2$ .

Предположим, что планарный оптический волновод занимает пространство между плоскостями  $y = 0$  и  $y = h$  и показатели преломления покрытия, волноводной пленки и подложки равны соответственно  $n_c$ ,  $n_f$  и  $n_s$ . Вектор-функции поляризации  $e_{0,1}^v(y)$  ( $e_{0,1}^u(y)$ ) для  $TE$ - ( $TM$ -) мод номера  $v$  ( $u$ ), распространяющихся под углом  $\varphi$  к оси  $Z$  прямоугольной системы координат  $XYZ$ , задаются соотношениями, приведенными в [3].

Воздействие ультразвука приводит к периодическому изменению диэлектрической проницаемости в волноводе, описываемому выражением:

$$\hat{\varepsilon}_m = \hat{\varepsilon}^m + \Delta \hat{\varepsilon} \cos(\vec{K}\vec{r} - \Omega t), \quad (2)$$

что эквивалентно образованию для каждой из волноводных мод фазовой решетки. Здесь  $\Delta \hat{\varepsilon}_{ij} = -\varepsilon_{ik}^m \varepsilon_{lj}^m p_{klfq} U_{fq}$ ,  $p_{klfq}$  – компоненты тензора фотоупругих постоянных,  $U_{fq}$  – компоненты тензора деформаций.

Из уравнений Максвелла и материальных уравнений для гиротропного диэлектрика следует волновое уравнение для индукции электрического поля  $\vec{D}_m$ , решение которого ищем в виде:

$$\vec{D}_m = \vec{e}_m^a e_m^a(y) A_m(z) + \vec{e}_m^b e_m^b(y) B_m(z) + \vec{n}_m e_m^a(y) C_m(z), \quad (3)$$

где  $e_m^a(y)$ ,  $e_m^b(y)$  – соответственно функции поперечного распределения индукций электрических полей  $TE$ - и  $TM$ - мод невозмущенного волновода [3]. В отсутствие УЗ возмущения в оптическом волноводе распространяются несвязанные  $TE$ - и  $TM$ - моды, и в выражении (5) следует положить  $A_m = B_m = C_m = 1$ , считая, что малые возмущения диэлектрической проницаемости не приводят к изменению собственных функций волновода.

Предположим, что световая волна падает на границу области АО взаимодействия под углом, равным углу Брэгга  $\varphi_B = \arcsin(\lambda_0 / 2\Lambda N_0)$ , к оси  $Z$ . Промежуточный режим дифракции в негиротропном кристалле реализуется, если значения волнового параметра  $Q$  удовлетворяют условию  $0,6 < Q < 1,5$  [4]. В таких условиях следует ограничиться только четырьмя дифракционными порядками  $m = 0, \pm 1, +2$ , в которых дифрагированным волнам сопоставляются комплексные амплитуды  $A_{-1}(B_{-1})$ ,  $A_0(B_0)$ ,  $A_1(B_1)$ ,  $A_2(B_2)$ . Система уравнений связанных волн, представленная в виде двух векторно-матричных уравнений, имеет вид:

$$\frac{dA}{dz} = i(SA + RB), \quad \frac{dB}{dz} = i(\tilde{R}A + \tilde{S}B), \quad (4)$$

где  $A = (A_{-1}, A_0, A_1, A_2)^T$ ,  $B = (B_{-1}, B_0, B_1, B_2)^T$ ; символом  $\tau$  обозначена операция транспонирования. Матрицы  $S$  и  $R$ , содержащиеся в (2), имеют вид:

$$S = \begin{pmatrix} -\Delta_{-1,-1}^a & \chi_{-1,0}^{a,a} q_+ F_{-1,0} & 0 & 0 \\ \chi_{0,-1}^{a,a} q_+ F_{0,-1} & \Delta_{0,0}^a & \chi_{0,1}^{a,a} q_0 F_{0,1} & 0 \\ 0 & \chi_{1,0}^{a,a} q_0 F_{1,0} & \Delta_{1,1}^a & \chi_{1,2}^{a,a} q_- F_{1,2} \\ 0 & 0 & \chi_{2,1}^{a,a} q_- F_{2,1} & \Delta_{2,2}^a \end{pmatrix},$$

$$R = \begin{pmatrix} \rho & \chi_{-1,0}^{a,b} q_+ F_{-1,2} & 0 & 0 \\ \chi_{0,-1}^{a,b} q_+ F_{0,-2} & \rho & \chi_{0,1}^{a,b} q_0 F_{0,2} & 0 \\ 0 & \chi_{1,0}^{a,b} q_0 F_{1,2} & \rho & \chi_{1,2}^{a,b} q_- F_{1,2} \\ 0 & 0 & \chi_{2,1}^{a,b} q_- F_{2,2} & \rho \end{pmatrix},$$

где  $q_{\pm} = \exp(\pm i\delta_1 z)$ ,  $q_0 = \exp(-i\delta_0 z)$ , причем  $\delta_1 = Q/l$ ,  $\delta_0 = 2\pi\Delta\varphi/\Lambda$  ( $\Delta\varphi = \varphi - \varphi_B$  – угловая отстройка от угла Брэгга); величины  $\tilde{R}$  и  $\tilde{S}$  получаются из  $R$  и  $S$  после выполнения замен:  $\rho \leftrightarrow -\rho$ ,  $a \leftrightarrow b$ ;  $\rho$  – параметр удельного вращения;  $\Delta_{0,0}^a = q[\vec{e}_2(\hat{\varepsilon}^1 - \bar{\varepsilon}_1)\vec{e}_0]$ ,  $\Delta_{\pm 1, \pm 1}^a = q[\vec{e}_2(\hat{\varepsilon}^1 - \bar{\varepsilon}_1)\vec{e}_{\pm 1}]$ ,  $\Delta_{2,2}^a = q[\vec{e}_2(\hat{\varepsilon}^1 - \bar{\varepsilon}_1)\vec{e}_2]$ , где  $q = (\pi/\lambda_0\sqrt{\varepsilon_0} \cos \varphi_0)$ ;  $\vec{e}_0 = (\sin \varphi_0, 0, \cos \varphi_0)^T$ ,  $\vec{e}_{\pm 1} = (\mp \sin \varphi_1, 0, \cos \varphi_1)^T$ ,  $\vec{e}_0 = (0, 1, 0)^T$  – единичные векторы поляризации. Интегралы перекрытия волноводных мод  $F_{i,j}$  даются известными соотношениями [2].

Численные расчеты относительной интенсивности света, дифрагированного в  $-1$ -й порядок, то есть  $\eta_{0,\pm 1,+2} = (|A_{0,\pm 1,+2}|^2 + |B_{0,\pm 1,+2}|^2) / (|A_{\parallel}|^2 + |A_{\perp}|^2)$ , где  $A_{\parallel}, A_{\perp}$  – соответственно амплитуды  $p$ - и  $s$ - составляющих векторной амплитуды падающей волны, проводятся на основании системы уравнений связанных волн (6) с переменными коэффициентами. При отсутствии гиротропии ( $\rho = 0$ ) система уравнений связанных волн распадается на две независимые системы четырех уравнений, описывающих промежуточный режим дифракции, близкий брэгговскому для  $TE$ - и  $TM$ - поляризованных волноводных мод. В этом случае для ПАВ, распространяющейся вдоль оси [001], следует положить отличными от нуля:

$$\chi_{-1,0}^{a,a} \approx \chi_{0,-1}^{a,a} \approx \chi_{0,1}^{a,a} \approx \chi_{1,0}^{a,a} \approx \chi_{1,2}^{a,a} \approx \chi_{2,1}^{a,a} = \chi_{\parallel} = -\pi(\bar{\varepsilon}_0)^{3/2} p_{11} B_{11} F_{0,+1} / \lambda_0,$$

$$\chi_{-1,0}^{b,b} \approx \chi_{0,-1}^{b,b} \approx \chi_{0,1}^{b,b} \approx \chi_{1,0}^{b,b} \approx \chi_{1,2}^{b,b} \approx \chi_{2,1}^{b,ab} = \chi_{\perp} = -\pi(\bar{\varepsilon}_0)^{3/2} p_{21} B_{11} F_{2,2} / \lambda_0,$$

$B_{11} = \sqrt{2I_a / \sigma v_s^3}$  ( $I_a$  – интенсивность ультразвука,  $\sigma$  – плотность кристалла;  $p_{11}, p_{21}$  – фотоупругие постоянные).

На рис. 1 представлены зависимости относительных интенсивностей дифрагированных волн в четырех дифракционных порядках  $\eta_{0,\pm 1,+2}$  от интенсивности ультразвука  $I_a$ , для длины волны света  $\lambda_0 = 442$  нм (а) и  $\lambda_0 = 633$  нм (б). Из рис. 1 следует, что максимальная эффективность дифракции  $\eta_{-1} = 80\%$  для длины волны падающего света  $\lambda_0 = 442$  нм достигается при интенсивности ПАВ  $I_a \approx 0,25$  Вт/см<sup>2</sup> и малом угловом отклонении от точного брэгговского синхронизма  $\Delta\varphi \approx 0,01$  град. Максимальная эффективность дифракции  $\eta_{-1} = 92\%$  для длины волны падающего света  $\lambda_0 = 633$  нм достигается при интенсивности ПАВ  $I_a \approx 0,34$  Вт/см<sup>2</sup> и угловой отстройке  $\Delta\varphi \approx 0,03$  град. Из рис. 1 следует хорошее согласие теоретических и экспериментальных результатов, приведенных в работе [2]. Отсутствие стопроцентной эффективности дифракции объясняется тем, что наряду с нулевым и первым дифракционными порядками в промежуточном режиме дифракции, близком к брэгговскому, возникает  $+1$ -й и  $+2$ -й дифракционные порядки, а также наличием отстройки фазового синхронизма

[4]. При этом, когда  $\eta_{-1}$  достигает максимального значения, эффективность дифракции  $\eta_{+2}$  также максимальна. При увеличении волнового параметра  $Q \sim \delta_1$  члены системы уравнений (6), пропорциональные  $q_{\pm}$ , исчезают, и следует учитывать лишь два дифракционных порядка – нулевой и минус первый (рис. 1, б).

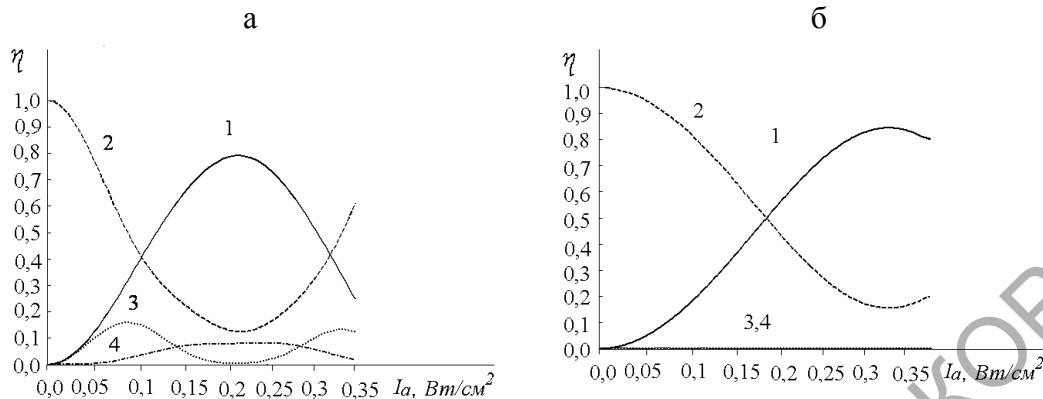


Рисунок 1 – Зависимость дифракционной эффективности  $\eta$  в минус первом (1), нулевом (2), плюс первом (3) и плюс втором (4) от интенсивности ультразвука  $I_a$  для различных длин волн падающего света  $\lambda_0 = 442$  нм (а) и  $\lambda_0 = 633$  нм (б) ( $f = 305$  МГц,  $v_r = 4880$  м/с,  $l = 1,3$  мм,  $n = 2,48$  (а),  $n = 2,35$  (б), GaN)

Следует отметить, что параметр Клейна – Кука для длины волны  $\lambda_0 = 442$  нм составляет  $Q = 0,9$  и для  $\lambda_0 = 633$  нм –  $Q = 1,367$ .

### Заключение

При исследовании АО дифракции в планарных оптических волноводах из негиротропного кристалла и значении параметра Клейна – Кука  $Q \leq 1,5$  в промежуточном режиме дифракции, близком к брэгговскому, следует учитывать четыре дифракционных порядка и малую отстройку от точного брэгговского синхронизма; при наличии гиротропии условие  $Q \leq 1,5$  в промежуточном режиме дифракции, близком к брэгговскому, нарушается.

### Литература

- 1 Sunita, J. Thin film layered structure for acousto-optic devices / J. Sunita, M. Abhai // J. Appl. Phys. – 1992. – V. 25. – P. 1116–1121.
- 3 Ciplys, D. Acousto-optic diffraction of blue and red light in GaN / D. Ciplys, R. Rimeica, M.S. Shur, et. all // Appl. Phys. Lett. – 2002. – V. 80, № 10. – P. 1702–1703.
- 2 Яковкин, Н.Б. Дифракция света на акустических волнах / Н.Б. Яковкин, Р.В. Петров. – Новосибирск, 1979. – 194 с.
- 4 Балакший, В.И. Физические основы акустооптики / В.И. Балакший, В.Н. Парыгин, Л.Е. Чирков. – М.: Радио и связь, 1985. – 280 с.