

УДК 535.428

## ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ ОСОБЕННОСТИ АКУСТООПТИЧЕСКОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ В ОПТИЧЕСКИ АНИЗОТРОПНОЙ СРЕДЕ

С. Н. Антонов, В. М. Котов, И. В. Курилова

Изменение поляризации света в процессе акустooптического взаимодействия характеризуется сложной зависимостью от параметров дифракции. Однако в ряде работ этот вопрос решался однозначно — в случае дифракции без изменения типа моды оптических колебаний вектор поляризации не вращается, а при изменении типа моды изменяется на  $90^\circ$ . В данной работе получены аналитические выражения, описывающие состояние поляризации дифрагированного луча, и показано, что в зависимости от наклона дифракционной плоскости к оптической оси в любом случае возможно вращение вектора поляризации от 0 до  $90^\circ$ . Проведенные на кристалле  $\text{LiNbO}_3$  эксперименты подтвердили теоретические данные.

В оптически анизотропной среде возможны два типа акустooптической (АО) дифракции: без изменения и с изменением типа моды оптических колебаний. Часто [1-3] первый тип характеризуют как происходящий с сохранением состояния поляризации дифрагированного излучения относительно падающего (так называемая изотропная дифракция), а второй тип — с поворотом на  $\pi/2$  (анизотропная дифракция). Однако это, вообще говоря, неверно и, как показано в данной работе, возможна строго обратная ситуация. Помимо терминологического значения, изучение поляризационных эффектов при АО взаимодействии в условиях оптической анизотропии позволило выявить ряд интересных закономерностей.

Для определенности рассмотрим брэгговскую дифракцию в отрицательном одноосном кристалле. Примем, что акустическая волна распространяется ортогонально оптической оси, а падающая световая волна является собственной модой кристалла. Условия, обеспечивающие осуществление дифракции, а также тот или иной ее тип, определяются видом матрицы фотоупругих коэффициентов [3]. Однако в общем случае решение этой задачи очень сложно. Оказалось, что выявить поляризационные особенности, а также получить аналитические выражения можно на основе анализа диаграмм волновых векторов, что достаточно просто и наглядно в случае брэгговской дифракции. Как обычно, будем полагать выполнение неравенства  $\omega \gg \Omega$ , где  $\omega$ ,  $\Omega$  — частоты световой и акустической волн.

### 1. Дифракция без изменения типа моды оптических колебаний (изотропная дифракция)

На рис. 1 показана векторная диаграмма АО взаимодействия без изменения типа моды оптических колебаний. Примем, что падающий и дифрагированный лучи с векторами  $\mathbf{K}_1$  и  $\mathbf{K}_2$  соответственно принадлежат волновой поверхности обыкновенного луча. Пусть волновой вектор звука  $\mathbf{q}$  ортогонален оптической оси  $Z$  кристалла, а дифракционная плоскость, содержащая все три взаимодействующих луча, наклонена к оси  $Z$  на угол  $\psi_1$ . Тогда плоскости  $P_1$  и  $P_2$ , содержащие оптические лучи, являются главными плоскостями [4] и угол  $\beta_1$

между направлениями поляризации оптических лучей  $\mathbf{D}_1$  и  $\mathbf{D}_2$  связан с углом  $\alpha_1$  между плоскостями  $P_1$  и  $P_2$  соотношением

$$\beta_1 = \pi - \alpha_1. \quad (1)$$

Из закона сохранения импульса ( $\mathbf{K}_1 + \mathbf{p} = \mathbf{K}_2$ ) и простых геометрических соображений запишем

$$\sin \frac{\beta_1}{2} = \operatorname{tg} \psi_1 \sqrt{\frac{1 - a^2}{\operatorname{tg}^2 \psi_1 + a^2}}, \quad (2)$$

$$a = q/2k_1 = j\lambda_0/2vn_0,$$

где  $f$ ,  $v$  — частота и скорость звуковой волны;  $\lambda_0$  — длина волны света в вакууме;  $n_0$  — показатель преломления кристалла для обыкновенной волны;  $q = 2\pi f/v$ .

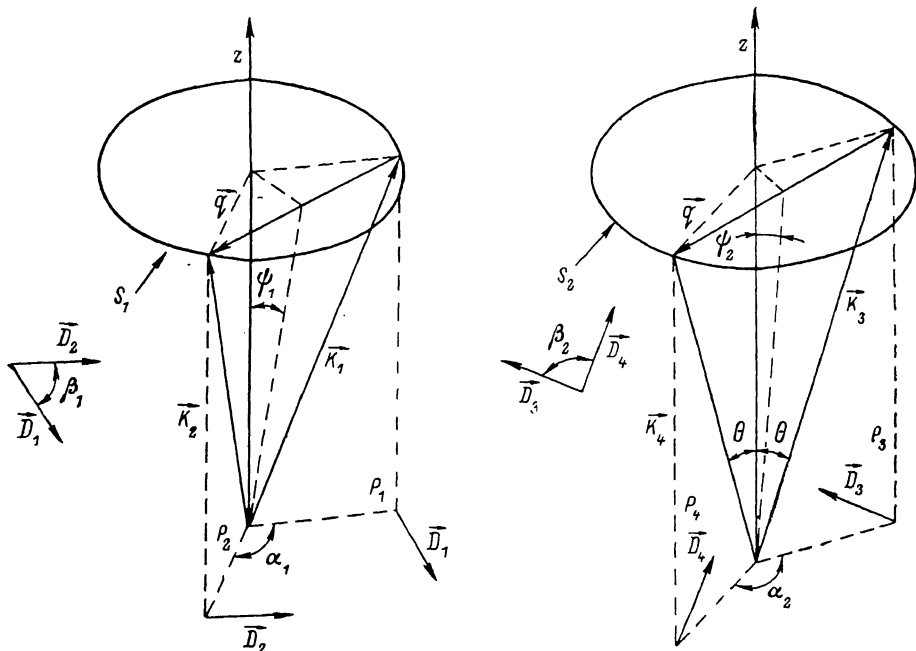


Рис. 1. Векторная диаграмма АО взаимодействия без изменения типа моды оптических колебаний.

$S_1$  — волновая поверхность обыкновенного луча. Векторы поляризации  $\mathbf{D}_1$  и  $\mathbf{D}_2$  ортогональны плоскостям  $P_1$  и  $P_2$  соответственно.

Рис. 2. Векторная диаграмма АО взаимодействия без изменения типа моды оптических колебаний.

$S_2$  — волновая поверхность необыкновенного луча. Векторы поляризации  $\mathbf{D}_3$  и  $\mathbf{D}_4$  лежат в плоскостях  $P_3$  и  $P_4$ .

Теперь рассмотрим ситуацию, когда падающий  $\mathbf{K}_3$  и дифрагированный  $\mathbf{K}_4$  лучи принадлежат волновой поверхности необыкновенного луча (рис. 2). В этом случае векторы поляризации  $\mathbf{D}_3$  и  $\mathbf{D}_4$  ортогональны лучам  $\mathbf{K}_3$  и  $\mathbf{K}_4$  соответственно, и лежат в плоскостях  $P_3$  и  $P_4$ . Тогда угол  $\beta_2$  между векторами поляризации связан с углом  $\alpha_2$  между плоскостями  $P_3$  и  $P_4$  соотношением

$$\sin \frac{\beta_2}{2} = \cos \Theta \sin \frac{\alpha_2}{2}, \quad (3)$$

где  $\Theta$  — угол наклона оптических лучей к оси  $Z$ . Связь между  $\beta_2$  и  $\psi_2$  дается как

$$\sin \frac{\beta_2}{2} = \frac{q}{2k_2} \sqrt{\frac{1 - (q/2k_2)^2}{\operatorname{tg}^2 \psi_2 + (q/2k_2)^2}}, \quad (4)$$

где

$$k_2 = \frac{2\pi}{\lambda_0} \frac{n_0}{\sqrt{1 - b \sin^2 \Theta}}, \quad (5)$$

$b = 1 - n_0^2/n_e^2$ ,  $n_e$  — показатель преломления необыкновенного луча [5].

Из рис. 2 получим

$$\sin^2 \Theta = \frac{a^2 + \operatorname{tg}^2 \psi_2}{1 + ba^2 + \operatorname{tg}^2 \psi_2}. \quad (6)$$

И окончательно, подставляя (6) и (5) в (4), запишем

$$\sin \frac{\beta_2}{2} = a \sqrt{\frac{[1 + (1 - b) \operatorname{tg}^2 \psi_2] [1 - (1 - b) a^2]}{(1 + a^2 b + \operatorname{tg}^2 \psi_2) (a^2 + \operatorname{tg}^2 \psi_2)}}. \quad (7)$$

Таким образом, из (2) и (7) видно, что угол между поляризациями входного и выходного излучений в режиме так называемой изотропной дифракции

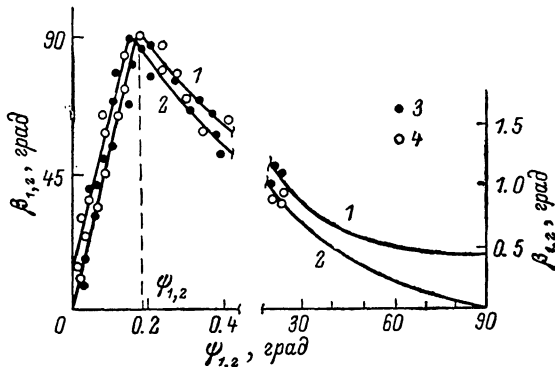


Рис. 3. Расчетные значения  $\beta_1 = F(\psi_1)$  (1),  $\beta_2 = F(\psi_2)$  (2) и соответствующие экспериментальные данные (3, 4).

Экспериментально зависимости между собой не разрешались.

может быть любым. В частности, он может быть равным  $\pi/2$ . Найдем углы  $\psi'_1$  и  $\psi'_2$ , соответствующие этой ситуации. Равенство  $\beta_1 = \pi/2$  имеет место при

$$\operatorname{tg}^2 \psi'_1 = a^2 / (1 - 2a^2). \quad (8)$$

Для  $\beta_2 = \pi/2$  из (4) получим

$$\operatorname{tg}^2 \psi'_2 = \left(\frac{q}{2k_2}\right)^2 \left[1 - 2\left(\frac{q}{2k_2}\right)^2\right]. \quad (9)$$

При  $q \ll k_1, k_2$  из (8) и (9) легко видеть, что  $\operatorname{tg} \psi'_1 \approx \operatorname{tg} \psi'_2$ . Ход зависимостей  $\beta_{1,2} = F(\psi_{1,2})$  представлен на рис. 3 (сплошная кривая), численные значения соответствовали экспериментальным условиям (см. ниже).

## 2. Дифракция с изменением типа моды оптических колебаний (анизотропная дифракция)

Векторная диаграмма этой ситуации изображена на рис. 4. Волновые векторы обыкновенного и необыкновенного лучей обозначены  $K'_1$  и  $K'_2$  соответственно. Вектор поляризации обыкновенной волны  $D'_1$  ортогонален главной плоскости  $P_1$ , а вектор поляризации необыкновенного луча  $D'_2$  лежит в плоскости  $P_2$ . Угол между плоскостями  $\alpha_3$ . Пользуясь обычной геометрией, можно показать, что угол  $\eta$  между поляризациями  $D'_1$  и  $D'_2$  равен

$$\cos \eta = \cos \Theta_2 \sin \alpha_3, \quad (10)$$

где  $\Theta_2$  — угол наклона  $\mathbf{K}'_2$  к оптической оси  $Z$ . Для того чтобы выразить  $\eta$  через угол наклона плоскости дифракции  $\psi_3$  к оптической оси, выразим через  $\psi_3$  углы  $\Theta_2$  и  $\alpha_3$

$$q^2 = (k'_1)^2 \sin^2 \Theta_1 + (k'_2)^2 \sin^2 \Theta_2 - 2k'_1 k'_2 \sin \Theta_1 \sin \Theta_2 \cos \alpha_3, \quad (11)$$

откуда, воспользовавшись тем, что  $q \perp Z$  и, как следствие этого, справедливо соотношение

$$k'_1 \sin \Theta_1 = \frac{n_o}{n_e} k'_2 \sin \Theta_2, \quad (12)$$

получим

$$\cos \alpha_3 = \frac{\sin^2 \Theta_1 (2 - c) - 4a^2}{2(n_e/n_o) \sin^2 \Theta_1}, \quad (13)$$

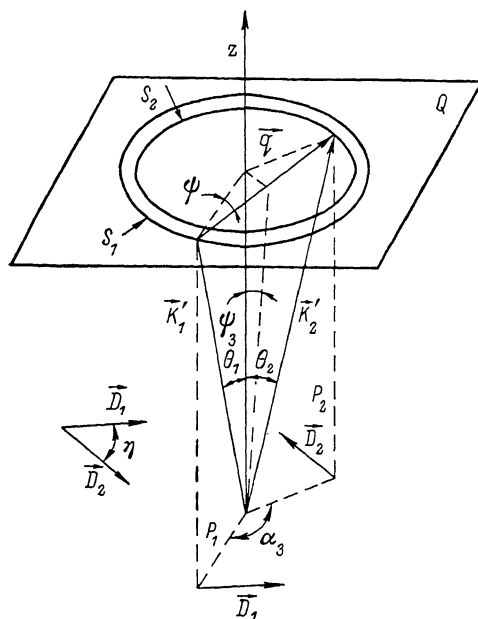


Рис. 4. Векторная диаграмма АО взаимодействия с изменением типа моды оптических колебаний.

$S_1$  и  $S_2$  — волновые поверхности обыкновенного и необыкновенного лучей соответственно. Вектор поляризации  $D_1$  ортогонален плоскости  $P_1$ , вектор  $D_2$  лежит в плоскости  $P_2$ .

где  $c = 1 - n_e^2/n_o^2$ ,  $\Theta_1$  связано с  $\Theta_2$  следующим образом:

$$\operatorname{tg} \Theta_2 = \frac{n_e}{n_o} \operatorname{tg} \Theta_1. \quad (14)$$

Для нахождения связи  $\Theta_1$  с  $\psi_3$  воспользуемся дополнительным углом  $\varphi$  между  $\mathbf{q}$  и проекцией  $\mathbf{K}'_1$  на плоскость  $Q$ , в которой лежит вектор  $\mathbf{q}$ . Тогда, используя (12), получим

$$\cos \varphi = \frac{(k'_2)^2 \sin^2 \Theta_1 c + q^2}{2qk'_1 \sin \Theta_1}, \quad \sin \varphi = \frac{\operatorname{tg} \psi_3}{\operatorname{tg} \Theta_1}. \quad (15), (16)$$

Из (15) и (16) запишем

$$\sin^2 \Theta_1 = \frac{4a^2}{c^2} \left[ 2(1 + \operatorname{tg}^2 \psi_3) - c \pm 2 \times \sqrt{(1 + \operatorname{tg}^2 \psi_3) - c \left( 1 + \operatorname{tg}^2 \psi_3 + \frac{c \operatorname{tg}^2 \psi_3}{4a^2} \right)} \right]. \quad (17)$$

Графическая зависимость  $\eta = F(\psi_3)$  приведена на рис. 5 (сплошная кривая), где ветви 1 соответствует знак (—) в выражении (17), а ветви 2 — знак (+).

Из анализа выражений (13) и (17) следует, что  $\psi_3$  не может принимать значения больше  $\psi_{\max}$ , величина которого

$$\operatorname{tg}^2 \psi_{\max} = \frac{1}{2} \left[ \frac{c^2}{4a^2} - (2-c) - \sqrt{\left( \frac{c^2}{4a^2} - 1 \right) \left( \frac{c^2}{4a^2} - 3 + 2c \right) - \frac{n_e^2}{n_0^2} (3+c)} \right]. \quad (18)$$

Отметим ситуацию, когда  $\eta = 0$  (параллельность векторов поляризации для падающего и дифрагированного лучей), что имеет место (при  $q \ll k_{1,2}$ )

$$\operatorname{tg} \psi_0 \approx \frac{2(n_e/n_0)a}{2-c}. \quad (19)$$

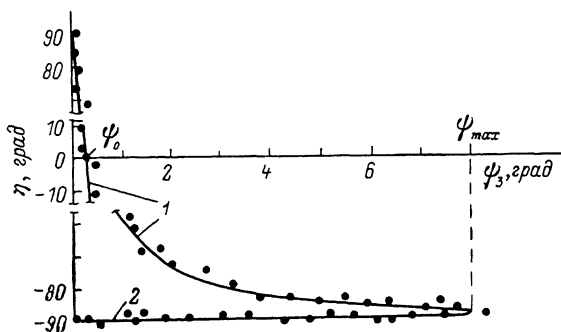


Рис. 5.

### 3. Эксперимент

В качестве АО среды был выбран кристалл  $\text{LiNbO}_3$ , вырезанный вдоль кристаллографических осей [100], [010] и [001] с размерами  $7 \times 7 \times 15$  мм по осям соответственно. Точность ориентации граней относительно кристаллографических осей была не хуже 1 угл. мин. Торцевые грани кристалла просвет-

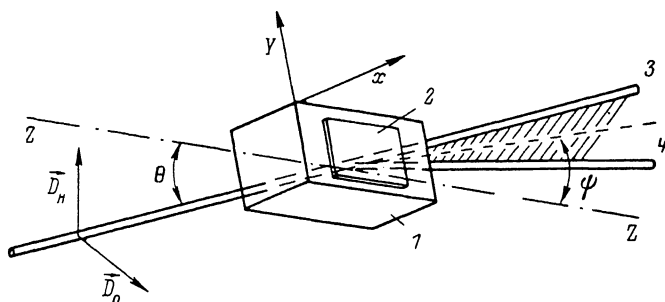


Рис. 6. Ориентация кристалла относительно оптического излучения в процессе эксперимента. 1 — кристалл  $\text{LiNbO}_3$ ; 2 — пьезообразователь; 3 — падающий (входной) оптический луч; 4 — дифрагированный луч; X, Y, Z — кристаллографические направления.

лялись. С боковой гранью (100) в акустическом контакте находился пьезообразователь из того же материала, генерирующий ультразвуковую волну на частоте 160 МГц ( $Y+36^\circ$ -срез, продольная волна) или 144 МГц ( $XY+163^\circ$ -срез, поперечная волна). Размеры преобразователя: 7 мм — высота, 11 мм — длина взаимодействия. На продольном звуке осуществлялась дифракция без изменения типа моды, на поперечном — с изменением. Эксперимент проводился изменением ориентации кристалла относительно падающего оптического излучения и измерениями угла между векторами поляризации недифрагированного и дифрагированного лучей (рис. 6). Кристалл вращался вокруг своей оптической оси ( $Z-Z$ ) и наклонялся в вертикальной плоскости на угол  $\Theta$  относительно направления распространения падающего излучения. Падающее излучение имело либо вертикальную поляризацию  $D_n$ , соответствующую необыкновенному лучу в кристалле, либо горизонтальную  $D_0$  — обыкновенный луч. Данная юстировка кристалла, с одной стороны, позволяла изменять угол  $\psi$ , а с дру-

гой — обеспечить условия брэгговского синхронизма. Полученные результаты эксперимента показаны точками на рис. 3, 5. Теоретические кривые вычислены при следующих параметрах эксперимента:  $\lambda_0 = 0.63 \cdot 10^{-4}$  см,  $n_0 = 2.286$ ,  $n_e = 2.202$ ,  $f_1 = 160$  МГц,  $v_1 = 6.57 \cdot 10^5$  см/с (продольная волна) и  $f_2 = 144$  МГц,  $v_2 = 3.84 \cdot 10^5$  см/с (поперечная волна). Тип акустической волны контролировался по скорости, измеряемой непосредственно по углу дифракции. Точность определения углов  $\Theta$  и  $\psi$  была порядка расходимости лазерного излучения ( $\sim 3$  угл. мин). Заметим, что теоретические выражения справедливы для углов внутри кристалла и экспериментально полученные величины были соответственным образом пересчитаны.

### Выводы

По результатам работы можно сделать следующие выводы.

Вне зависимости от типа акустооптической дифракции (без изменения типа моды оптических колебаний или с изменением) возможен любой угол между поляризациями падающего и дифрагированного излучений, причем его величина определяется значением угла между плоскостью дифракции и оптической осью кристалла.

В частном случае при совпадении плоскости дифракции с оптической осью эти поляризации параллельны для дифракции без изменения типа мод колебаний и ортогональны для дифракции с изменением.

В прикладном аспекте результаты работы следует учитывать при создании акустооптических устройств, в которых плоскость дифракции не содержит оптическую ось кристалла, что имеет место, например, в двухкоординатных дефлекторах, устройствах отклонения изображения.

### Литература

- [1] Леманов В. В., Шакин О. В. ФТТ, 1972, т. 14, № 1, с. 229—236.
- [2] Волошинов В. Б., Парыгин В. Н. Письма в ЖТФ, 1981, т. 7, № 3, с. 305—312.
- [3] Балакшиев В. И., Парыгин В. Н., Чирков Л. Е. Физические основы акустооптики. М.: Радио и связь, 1985. 280 с.
- [4] Борн М., Вольф Э. Основы оптики. М.: Наука, 1973.
- [5] Ландсберг Г. С. Оптика. М.: Наука, 1976, с. 508.

Институт радиотехники и  
электроники АН СССР  
Москва

Поступило в Редакцию  
9 февраля 1987 г.