

# ВЛИЯНИЕ ЭЛЕКТРОИНДУЦИРОВАННОЙ ЭЛЛИПТИЧЕСКОЙ ПОЛЯРИЗАЦИИ ЗВУКА НА АКУСТООПТИЧЕСКОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ В $\text{LiTaO}_3$

© 2005 г. И. А. Андреев, канд. физ.-мат. наук

ВНЦ “Государственный оптический институт им. С.И. Вавилова”, Санкт-Петербург

E-mail: andi.17@bk.ru

Представлены результаты экспериментального изучения влияния электрического поля на положение плоскости поляризации поперечной упругой волны и акустооптическое взаимодействие в кристалле танталата лития. Установлено, что электрическое поле с напряженностью 1 кВ/см вращает плоскость поляризации звуковой волны с частотой 580 МГц, прошедшей 1 см в кристалле, на  $2,5^\circ$ . Получено значение параметра нелинейности  $\gamma_E = 4,3 \times 10^{-11}$  м/В.

Коды OCIS: 160.1050, 120.2130.

Поступила в редакцию 02.03.2005.

Изучение поляризационных эффектов в пьезоэлектрических кристаллах представляется наиболее интересным и сложным направлением в физике твердого тела в силу анизотропии и нелинейных свойств кристаллов. В кристаллоакустике поляризационные эффекты выражены более сильно, чем в кристаллооптике.

Изменение состояния поляризации поперечной упругой волны в нецентросимметричном кристалле определяется естественной акустической активностью кристалла и состоянием поляризации волны (естественная или наведенная эллиптическая поляризация).

Акустическая активность кристаллов оказывается следствием влияния пространственной дисперсии на распространение поперечных упругих волн в нецентросимметричных кристаллах. Первой теоретической работой о естественном вращении плоскости поляризации звука была работа Андронова [1]. Позже Портигал и Бюрнстейн [2] показали, что при распространении поперечных упругих волн вдоль осей высокой симметрии может наблюдаться эффект, аналогичный оптической активности. Нормальными модами в этом случае являются левые и правые циркулярно поляризованные поперечные волны с неравными скоростями распространения, поэтому при сложении этих волн плоскость поляризации результирующей линейно поляризованной поперечной волны будет поворачиваться. В 1970–71 гг. Пине [3, 4] экспериментально доказал существование эффекта естественной акустической активности при распространении поперечной упругой волны с частотой порядка 1,2 ГГц вдоль оси третьего порядка в кристаллах  $\alpha$ -кварца. На этой частоте удельное вращение плоскости поляризации равно  $10^2$  град/см, т. е. естественная акустическая активность в кварце в  $\sim 100$  раз сильнее естественной оптической активности.

В 1977 г. Лемановым с сотрудниками для измерения акустической активности  $\alpha$ -кварца впервые был использован метод брэгговского рассеяния света на звуковой волне с частотой 1,5 ГГц [5].

Эффект эллиптической поляризации поперечной упругой волны состоит в суперпозиции двух линейно поляризованных поперечных упругих волн, распространяющихся с разными фазовыми скоростями в одном направлении. Результирующая волна имеет эллиптическую поляризацию. Такая поляризация может возникнуть или при распространении волны в направлениях, близких к оптической оси, или при воздействии на кристалл внешнего воздействия, например электрического поля (наведенная эллиптическая поляризация). Относительное изменение скорости линейно поляризованных поперечных упругих волн ( $V$ ) определяется коэффициентом нелинейности кристалла и напряженностью внешнего электрического поля:

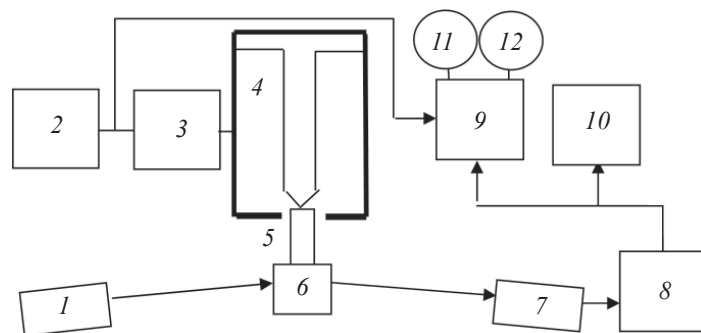
$$\Delta V/V = \gamma E, \quad (1)$$

а разность фаз между поперечными волнами  $\Delta\Phi = \omega \Delta V/V^2$ , т. е. угол поворота эллипса поляризации пропорционален частоте упругой волны  $\omega$  и напряженности электрического поля  $E$ .

Влияние электрического поля на поляризацию поперечных упругих волн с частотой 520–530 МГц в пьезоэлектрических кристаллах класса 3m ниобата и танталата лития исследовалось Барышниковой и Лямовым посредством метода отраженного эхоимпульса [6] и Андреевым в танталате лития с использованием метода брэгговской дифракции на звуковой волне с частотой 580 МГц [7].

В последней работе танталат лития был выбран потому, что в нем в отличие от ниобата лития существуют кристаллографические ориентации с нулевым температурным коэффициентом изменения скорости распространения упругих волн и поэтому более перспективен при разработке акустоэлектронных устройств, использующих эффект управления поляризацией упругой волны электрическим полем.

В исследованном кристалле  $\text{LiTaO}_3$  естественное вращение плоскости поляризации отсутствует [8], поэтому наведенную эллиптическую поляризацию можно наблюдать в чистом виде.



**Рис. 1.** Блок-схема измерительной установки. 1 – лазер, 2 – модулятор, 3 – СВЧ генератор, 4 – СВЧ резонатор, 5 – преобразователь LiNbO<sub>3</sub>, 6 – кристалл LiTaO<sub>3</sub>, 7 – фотоприемник ФЭУ, 8 – усилитель, 9 – измерительный блок, 10 – осциллограф, 11 и 12 – электронные вольтметры.

В эксперименте образец монокристалла LiTaO<sub>3</sub> (0,8×1,2×1,6 см) вырезался по осям *X*, *Y*, *Z* с погрешностью 2' по оси *Z* и 20' по осям *X*, *Y*. Все грани образца обрабатывались по оптическим стандартам: чистота по 14-му классу, плоскостность не хуже 0,5 кольца, непараллельность граней, перпендикулярных к направлению распространения звука, не более 5".

Поперечная упругая волна в образце LiTaO<sub>3</sub> возбуждалась внешним пьезоэлектрическим преобразователем чистых поперечных упругих волн – срезом *Y*/+163° LiNbO<sub>3</sub> в виде цилиндра с длиной 12 и диаметром 5 мм. Идентификация направления вектора смещения у преобразователя проводилась на установке акустического парамагнитного резонанса в Институте физики СПбГУ. В качестве акустической связки между LiTaO<sub>3</sub> и LiNbO<sub>3</sub> использовался фенилсалицилат.

При помещении торца преобразователя LiNbO<sub>3</sub> в полость коаксиального четвертьволнового СВЧ резонатора в преобразователе возбуждались чистые поперечные упругие волны частотой 580 МГц в виде импульсов с длительностью 1 мкс с частотой следования 1 кГц (рис. 1).

В работе измерялась интенсивность излучения He-Ne-лазера, дифрагированного на упругих импульсах в LiTaO<sub>3</sub>, в зависимости от величины и по-

лярности напряжения, приложенного к металлизированным плоскостям *ZX* образца LiTaO<sub>3</sub>. Электронная схема выделения и накопления видеоимпульсов, поступающих с ФЭУ-79, позволяла определять изменения интенсивности дифракционных импульсов в LiTaO<sub>3</sub> с погрешностью не хуже 1%.

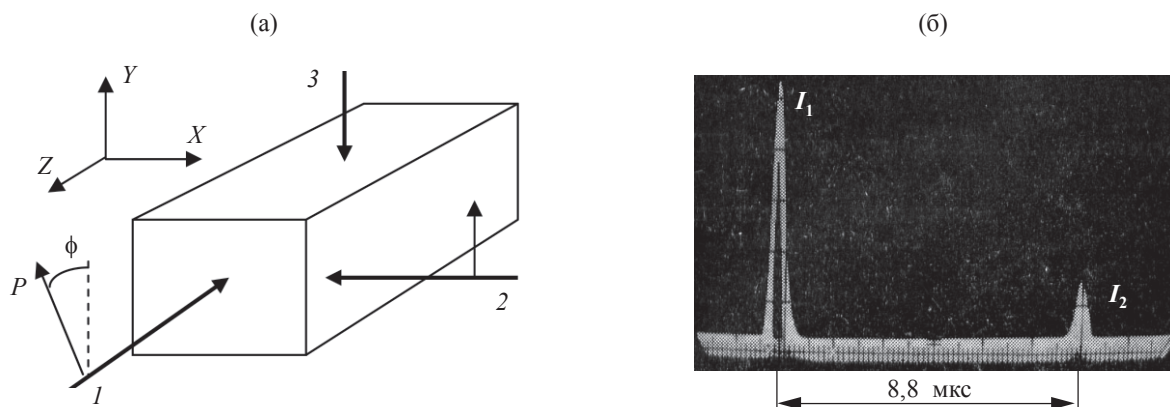
На рис. 2 показана геометрия взаимодействия света, звука и электрического поля в кристалле LiTaO<sub>3</sub>, при которой интенсивность рассеянного на звуковой волне света в режиме Брэгга

$$I \approx p_{44}^2 \cos^2(\phi + \varphi) = p_{44}^2 \cos^2(\phi + \beta LE), \quad (2)$$

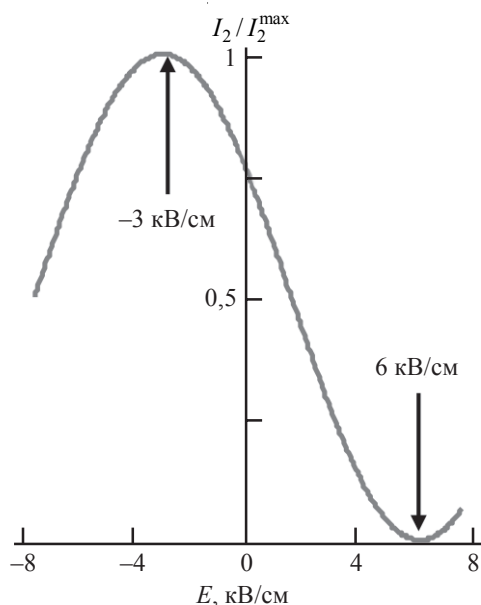
где  $p_{44}$  – фотоупругая постоянная,  $\varphi$  – угол индуцированного полем поворота плоскости поляризации, отсчитываемый от положения плоскости при  $\phi$  (влево "+", вправо "-"),  $\beta$  – константа вращения плоскости поляризации входящей волны, составляющей угол  $\phi$  с перпендикуляром к плоскости дифракции.

В эксперименте измерялась интенсивность света  $I_1$ , рассеянного на вошедшем в кристалл импульсе упругой волны и на первом отраженном импульсе  $I_2$ , прошедшем расстояние  $L = 2l$ , как функция напряженности поля  $E = u/d$ , где  $u$  – напряжение на кристалле,  $d$  – размер кристалла по полю,  $l$  – длина кристалла.

Как показал эксперимент, изменение напряженности электрического поля по величине и знаку в



**Рис. 2.** а – геометрия взаимодействия поперечной звуковой волны (*I*) с поляризацией *P*, световой волны (2), поляризованной по *X*, и электрического поля *E* (3) в кристалле LiTaO<sub>3</sub>, б – дифракционные импульсы ( $I_1$ ) и ( $I_2$ ), индуцированные вошедшим и отраженным звуковыми импульсами соответственно.



**Рис. 3.** Зависимость относительного изменения интенсивности света  $I_2$ , дифрагировавшего на отраженном упругом импульсе, от напряженности приложенного поля в  $\text{LiTaO}_3$ .

диапазоне от 0 до  $\pm 7,5$  кВ/см не влияло на интенсивность света, дифрагировавшего на вошедшем в кристалл импульсе упругой волны. Изменение поля в указанном диапазоне влияло только на интенсивность света, дифрагировавшего на отраженном импульсе и приводило к осцилляциям амплитуды второго импульса. Амплитуда импульса изменялась от нулевого значения при  $E = +6$  кВ/см до максимального при  $E = -3$  кВ/см (рис. 3).

Наблюдаемое изменение амплитуды импульса  $I_2$  при постоянной амплитуде импульса  $I_1$  можно объяснить зависимостью эффективной фотоупругой постоянной  $P_{\text{эф}} = p_{44} \cos(\phi + 2\beta/E)$  от напряженности и знака поля  $E$ . Действительно, амплитуда импульса  $I_2$  должна зависеть от поля, если наблюдаемый эффект является аксиальным в том смысле, что при отражении упругой волны разность хода поляризованных волн продолжает увеличиваться, как в акустическом эффекте Фарадея.

Должны наблюдаться такие два значения поля  $E$ , при которых амплитуда импульса  $I_2$  будет или максимальной, когда поле повернет плоскость поляризации упругой волны на угол  $\phi_m$  такой, что  $\phi_m = -\phi$ , или нулевой, когда поле повернет плоскость поляризации на угол  $\phi_0$  такой, что  $\phi_0 = \phi$ .

По кривой зависимости  $I_2/I_2^{\max}$  от  $E$ , где  $I_2$  – амплитуда импульса при  $E = 0$  ( $\pm 7,5$ ) кВ/см,  $I_2^{\max}$  – максимальная амплитуда импульса, рассчитана зависимость угла  $\phi$  от напряженности поля  $E$ , откуда константа вращения плоскости поляризации поперечной упругой волны на частоте 580 МГц  $\beta = 2,5$  град/кВ. В соответствии с (1) для случая звук – по  $Z$ , поле –

по  $Y$   $\gamma = 4,3 \times 10^{-11}$  м/В, что по порядку совпадает с значением  $\gamma$  для  $\text{LiTaO}_3$  и  $\text{LiNbO}_3$ .

Наблюдаемую зависимость от электрического поля интенсивности оптического излучения, дифрагировавшего на звуковом импульсе, прошедшем двойной путь по кристаллу, трудно объяснить влиянием какого-либо другого эффекта. Например, влияние электрического поля на фотоупругость танталата лития через пьезоэлектрический и электрооптический эффекты [9] должно было сказаться на амплитуде первого импульса, что при данной геометрии взаимодействия звука, света и поля не наблюдалось.

Таким образом, наблюдаемое различие влияния внешнего электрического поля на интенсивность света, дифрагировавшего на звуковом импульсе, от расстояния, которое проходит импульс в объеме кристалла, находится в хорошем согласии с эффектом влияния электрического поля на поворот плоскости поляризации поперечной акустической волны, т. е. с эффектом наведенной эллиптической поляризации.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Андронов А.А. О естественном вращении плоскости поляризации звука // Изв. вузов. Радиофизика. 1960. Т. 3. № 4. С. 645–649.
2. Portigal D.L., Burnstein E. Acoustical activity and other first-order spatial dispersion effects in crystals // Phys. Rev. 1968. V. 170. № 3. P. 763–778.
3. Pine A.S. Direct observation of acoustical activity in  $\alpha$ -quartz // Phys. Rev. B. 1971. V. 2. № 6. P. 2049–2054.
4. Pine A.S. Linear wave-vector dispersion of the shear-wave phase velocity in  $\alpha$ -quartz // J. Acoust. Soc. Amer. 1971. V. 49. № 3. С. 1026–1029.
5. Брыжина М.Ф., Есаян С.Х., Леманов В.В. Исследование акустической активности в кристаллах методом брэгговского рассеяния света // Письма в ЖЭТФ. 1977. Т. 25. № 11. С. 513–516.
6. Барышникова Л.Ф., Лямов В.Е. Исследование эллиптической поляризации акустических волн в пьезокристаллах, возникающей под действием электрического поля // Акустический журнал. 1980. Т. 26. № 6. С. 824–827.
7. Андреев И.А. Акустическая электрогирация в кристаллах  $\text{LiTaO}_3$  // Тр. XI Всес. конф. по акустоэлектронике и квантовой акустике. Ч. II. Душанбе, 1981. С. 191–192.
8. Лямов В.Е. Поляризационные эффекты и анизотропия взаимодействия акустических волн в кристаллах. М.: МГУ, 1983.
9. Авакянц Л.П., Киселев Д.Ф., Щитов Н.Н. Фотоупругие постоянные  $\text{LiTaO}_3$  // ФТТ. 1976. Т. 18. № 7. С. 2129–2130.