

## АКУСТОЭЛЕКТРОНИКА И АКУСТООПТИКА

### **Акустооптические системы с обратной связью**

*В.И. Балакиш, Ю.И. Кузнецов, С.Н. Манцевич*..... 3

### **Эффект параметрической рефракции при акустооптическом взаимодействии импульсных пучков в анизотропной среде**

*Д.М. Зверев, Г.А. Князев*..... 5

### **Влияние пьезоэлектрического эффекта на эффективность дифракции в акустооптическом кристалле дигидрофосфата калия**

*И.А. Кононин, В.Б. Волошинов, Т.В. Юхневич* ..... 8

### **Пространственная структура акустооптического синхронизма в двуосном кристалле йодноватой кислоты**

*М.И. Купрейчик, В.И. Балакиш* ..... 12

### **Экспериментальное исследование сверхширокополосной и сверхширокоапертурной неколлинеарной акустооптической дифракции в оптически двуосном кристалле калий титанил арсената**

*М.Г. Мильков, В.Б. Волошинов, Л.И. Исаенко, В.Н. Веденяпин* ..... 16

### **Квази-ортогональное и квази-коллинеарное акустооптическое взаимодействие в поглощающей среде**

*П.А. Никитин, В.Б. Волошинов* ..... 20

### **Возможности применения кристаллов парателлуриата и йодноватой кислоты в акустооптике терагерцевого излучения**

*Д.Л. Пороховниченко, В.Б. Волошинов, Е.А. Дьяконов, Г.А. Командин, И.Е. Спектор, В.Д. Травкин*..... 24

### **Увеличение эффективности акустооптической дифракции методами плазмоники**

*И.М. Сопко, Г.А. Князев*..... 28

### **Линейная дифракция световых волн на периодических доменных структурах в кристаллах ниобата лития**

*С.М. Шандаров, А.Е. Мандель, А.В. Андрианова, М.В. Бородин, Г.И. Большанин, С.В. Смирнов, А.Р. Ахматханов, В.Я. Шур*..... 32

### **Энергообмен взаимодействующих световых пучков при дифракции на наклонной объемной фазовой решетке**

*Е.А. Дьяконов* ..... 36

### **Промежуточный и раман-натовский режимы акустооптического взаимодействия в среде с оптической и акустической анизотропией**

*А.В. Захаров, Н.В. Поликарпова, В.Б. Волошинов* ..... 40

**Метод определения максимального значения акустооптического качества в оптически изотропных средах**

*П.А. Никитин*..... 44

**Расчет характеристик акустических волн при их отражении и преломлении на границе раздела ниобат лития - парателлуриит**

*Н.В. Поликарпова, П.В. Мальнева, Я.М. Корчагин* ..... 46

**Теоретическое и экспериментальное исследование акустооптических свойств монокристалла теллура**

*В.С. Хоркин, В.Б. Волошинов, Л.А. Кулакова*..... 50

## **Акустооптические системы с обратной связью**

В.И. Балакший, Ю.И. Кузнецов, С.Н. Манцевич  
Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова,  
физический факультет  
[balakshy@phys.msu.ru](mailto:balakshy@phys.msu.ru)

Акустооптическое (АО) взаимодействие является одним из основных эффектов, используемых для управления параметрами лазерного излучения. С помощью акустических волн можно эффективно модулировать амплитуду, частоту и фазу световой волны, менять направление распространения светового пучка. К настоящему времени разработаны десятки АО устройств, которые находят широкое применение в лазерной физике, оптоэлектронике и оптической обработке информации [1].

Особый интерес представляют АО системы с обратной связью [2-5]. Введение обратной связи расширяет возможности управления поведением системы и нередко позволяет реализовывать качественно новые режимы работы. Обратная связь позволяет улучшить характеристики известных устройств и создавать новые устройства для лазерной физики и оптической обработки информации. В системах с обратной связью наблюдается большое разнообразие режимов работы – от статических с единственным состоянием равновесия до мультистабильных, от одночастотных колебаний до стохастических, имеющих сплошной спектр [4]. Аналитическое исследование таких систем связано со значительными математическими трудностями, обусловленными сильной нелинейностью АО взаимодействия и наличием запаздывания сигнала в цепи обратной связи.

В данной работе представлены результаты теоретических и экспериментальных исследований, выполненных по указанной тематике на физическом факультете МГУ в последние годы.

### *1. Стабилизация интенсивности и направления распространения лазерного пучка*

При дифракции света на акустических волнах интенсивность дифрагированного пучка зависит от мощности ультразвука, а направление пучка определяется частотой ультразвука. Эта особенность АО взаимодействия позволяет создать систему стабилизации интенсивности светового пучка и направления его распространения в пространстве. Задача весьма актуальна, поскольку флуктуации мощности и направления пучка серийно выпускаемых лазеров нередко не позволяют выполнять прецизионные измерения.

Системы стабилизации включают в себя АО ячейку, в которой дифрагирует на акустической волне лазерный пучок, фотоприемник, на который отвечает небольшая часть мощности продифрагировавшего пучка и цепь обратной связи, через которую сигнал фотоприемника управляет амплитудой или частотой акустической волны в АО ячейке. В экспериментах в качестве регулирующего элемента использовалась АО ячейка из кристалла парателлурита. В настоящее время этот материал наиболее широко применяется при изготовлении устройств видимого и ИК диапазонов спектра. Немонотонный вид характеристик АО ячейки и запаздывание сигнала в цепи обратной связи дают большое разнообразие режимов работы системы: от моностабильного состояния до мультистабильного, от гармонических до хаотических колебаний. Детальный расчет позволил найти оптимальные области для устойчивой работы систем.

Характеристики разработанной системы стабилизации интенсивности лазерного пучка были следующими: эффективность дифракции в АО ячейке на длине волны оптического излучения 0.63 мкм составляла 80% при управляющем напряжении 6В.

Система обеспечивала стабилизацию мощности светового пучка в полосе частот от 15 до 180 Гц с коэффициентом стабилизации  $\kappa_p = 78$  [4]. В режиме стабилизации направления лазерного пучка получен максимальный коэффициент стабилизации  $S_{\vartheta_{\max}} = 590$  при средней величине  $S_{\vartheta} = 150$  в угловом диапазоне  $\Delta\vartheta = 4.5$  мрад [2].

### *2. Оптоэлектронный генератор*

Разработан и исследован экспериментально оптоэлектронный генератор, в котором сигнал обратной связи формируется методом оптического гетеродинирования при смешивании лазерных пучков нулевого и первого порядков на выходе АО ячейки [3]. В такой системе одновременно существуют акустические, оптические и электрические колебания, связанные и взаимно трансформирующиеся. По своим характеристикам генератор напоминает лазер. В нем может существовать одномодовый и многомодовый режимы генерации. В качестве длины распределенного резонатора выступает расстояние от пьезопреобразователя АО ячейки до области АО взаимодействия. Число генерируемых мод определяется угловым диапазоном оптического гетеродинирования, который играет ту же роль, что и контур усиления лазера. Спектр генерации акустических и электрических частот лежал в диапазоне 30 МГц. Выполнены эксперименты по активной синхронизации мод генератора. В этом режиме выходной сигнал представлял собой, как и в лазере, последовательность импульсов.

### *3. АО коллинеарный фильтр с обратной связью*

Теоретически и экспериментально исследована АО система с положительной обратной связью на основе коллинеарной ячейки из кристалла молибдата кальция. Показано, что в нетрадиционной схеме работы коллинеарной ячейки можно получить на выходе световой пучок, промодулированный по интенсивности с частотой ультразвука. Благодаря этому, регистрируя фотоприемником выходное излучение, можно организовать цепь обратной связи на частоте ультразвука. Такая обратная связь позволила существенно обострить аппаратную функцию акустооптического коллинеарного фильтра и за счет этого увеличить точность измерения длины волны оптического излучения. Величина эффекта зависит от управляющего напряжения ВЧ генератора и коэффициента усиления цепи обратной связи. Верхний предел ограничивается самовозбуждением системы. В нашем эксперименте максимальное сужение полосы пропускания составило 37 раз [5].

Исследования выполнены при частичной финансовой поддержке Российского научного фонда (РНФ), грант 14-12-00380.

## ЛИТЕРАТУРА

1. В.И. Балакший, В.Н. Парыгин, Л.Е. Чирков "Физические основы акустооптики". М.: Радио и связь, 1985.
2. V.I. Balakshy, A.V. Kazaryan // Opt. Eng., 1999. V. 38. № 7. P. 1154.
3. V.I. Balakshy, I.M. Sinev // J. Opt. A: Pure & Appl. Opt. 2004. V.6. No 4. P.469.
4. V.I. Balakshy et al. // Optics & Laser Techn. 2014. V. 62. P. 89.
5. В.И. Балакший, Ю.И. Кузнецов, С.Н. Манцевич // Квант. электрон. 2016. Т. 46. № 2, С. 181.

## **Эффект параметрической рефракции при акустооптическом взаимодействии импульсных пучков в анизотропной среде**

Д.М. Зверев, Г.А. Князев

*Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова, Физический факультет, Ленинские горы 1/2, Москва, 119991 Россия*

[zverev@physics.msu.ru](mailto:zverev@physics.msu.ru)

В работах [1,2] нами предложен и описан принципиально новый параметрический механизм переключения оптических импульсных пучков без изменения частоты, основанный на несинхронном неколлинеарном трехволновом взаимодействии оптических импульсных пучков в квадратично-нелинейной среде. Особое внимание в этих работах уделено анализу эффекта параметрической рефракции слабого сигнала от опорного импульсного пучка.

Как показано в работах [3,4] при трехчастотном взаимодействии лазерных пучков, а также оптических импульсов после превышения определенного порога по интенсивности накачки сигнал испытывает полное отражение. При взаимодействии оптических импульсных пучков пространственные и временные эффекты накладываются друг на друга. Выявлены условия отражения или прохождения сигнала через неоднородность, образованную оптической накачкой, для каждого из возникающих случаев, а именно когда: 1) отражения не происходит; 2) отражение происходит только в пространстве; 3) отражение происходит только во времени; 4) отражение происходит и в пространстве, и во времени.

С другой стороны, для управления световым излучением все чаще применяются акустооптические (АО) устройства [5,6]. Такие устройства находят широкое применение в науке и технике, так как позволяют в значительной мере повысить быстродействие телекоммуникационного оборудования и скорость передачи информации. Важнейшей задачей является улучшение характеристик современных акустооптических приборов, в том числе использующих в своей работе импульсные пучки [7], а также поиск и изучение новых эффектов, которые следует учитывать при их работе.

В ходе работы теоретически удалось получить аналогию между акустооптическим и нелинейно-оптическим взаимодействием пучков и импульсных пучков. Полученная теория описывает результаты проведенного ранее эксперимента по АО параметрической рефракции пучков в анизотропном кристалле парателлуриата. При рассмотрении АО взаимодействия сохраняется характер возникающих эффектов отражения и прохождения волн, однако для этого случая становятся достижимо рассмотрение такого взаимодействия экспериментально. Объясняется это в первую очередь использованием гораздо меньших, по сравнению с оптическим случаем, мощностей накачки для достижения значительных величин нелинейности показателя преломления ( $\Delta n \sim 10^{-5}$ ).

В данной работе исследуется эффект параметрической рефракции при АО взаимодействии импульсных пучков. Суть эффекта заключается в том, что при взаимодействии оптических и акустических волн в случае отсутствия брэгговского синхронизма сигнал испытывает самовоздействие за счет каскадной нелинейности. В результате может наблюдаться полное отражение сигнальной волны от волны ультразвука. При рассмотрении используется квази-коллинеарное приближение. При малых углах падения света на ультразвук в анизотропном кристалле парателлуриата система уравнений, описывающих АО взаимодействие, может быть записана в следующем виде:

$$\frac{\partial S_o}{\partial x_1} + \beta_o \frac{\partial S_o}{\partial x_3} + iD \frac{\partial^2 S_o}{\partial x_3^2} + iD_t \frac{\partial^2 S_o}{\partial t^2} = 0,$$

$$\frac{\partial B_o}{\partial x_1} + \nu_o \frac{\partial B_o}{\partial t} + i \left\{ D_o \frac{\partial^2 B_o}{\partial x_3^2} + iD_{ot} \frac{\partial^2 B_o}{\partial t^2} \right\} = -i\gamma_o B_e B_a^*, \quad (1)$$

$$\frac{\partial B_e}{\partial x_1} + \beta_e \frac{\partial B_e}{\partial x_3} + \nu_e \frac{\partial B_e}{\partial t} + i \left\{ D_e \frac{\partial^2 B_e}{\partial x_3^2} + iD_{et} \frac{\partial^2 B_e}{\partial t^2} \right\} = i\eta_{ануз} B_e - i\gamma_e B_o B_a,$$

где:  $\eta_{ануз} = K \cos \psi + k_o + k_e$ ,  $\omega_1 = \Omega + \omega$ ;  $D_i$  - коэффициенты дифракции,  $D_{it}$  - коэффициенты дисперсии акустической и оптических волн.

АО взаимодействие происходит в плоскости кристалла  $(1\bar{1}0)$  (рис. 1). В этой плоскости возможно возбудить чистую сдвиговую волну. Уравнения (1) записаны для направления, изображенного на рис. 1 стрелкой.

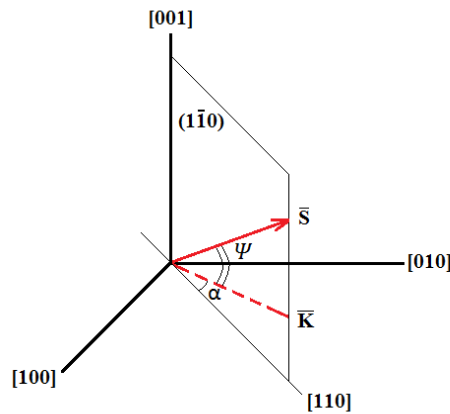


Рис. 1. Акустическая волна с волновым вектором  $\vec{K}$  направлена под углом  $\alpha$  к оси  $[110]$  в плоскости  $(1\bar{1}0)$  кристалла.  $\vec{S}$ - вектор Умова – Пойтинга ультразвуковой волны направлен под углом сноса  $\psi$  к направлению распространению волны

Схема квази-коллинеарного акустооптического взаимодействия приведена на рис. 2.

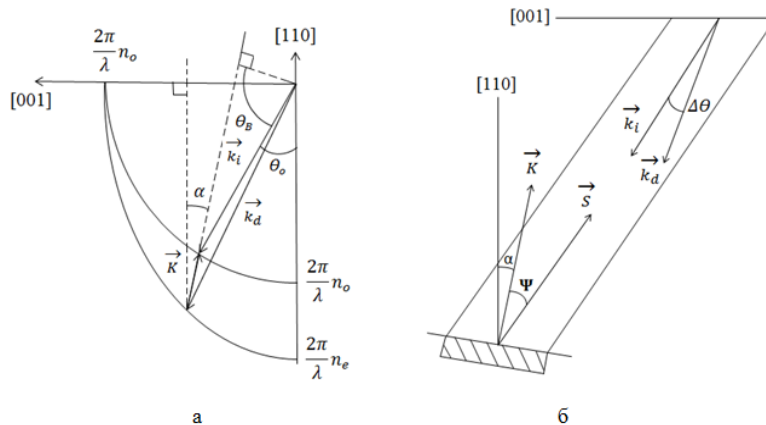


Рис. 2. Схема квази-коллинеарного акустооптического взаимодействия: а – векторная диаграмма, б – ход лучей в среде

На рис. 3 приведено распределение интенсивностей взаимодействующих волн при отражении оптического импульсного пучка на ультразвуке. Для моделирования выбраны параметры, которые предполагается использовать в эксперименте по АО взаимодействию импульсных пучков. Холостая волна  $V_e$  существенно отличается от нуля лишь в той области, где сигнальная волна  $V_o$  взаимодействует с ультразвуком. Таким образом, можно утверждать, что холодная волна возбуждается локально, синхронное взаимодействие не происходит.

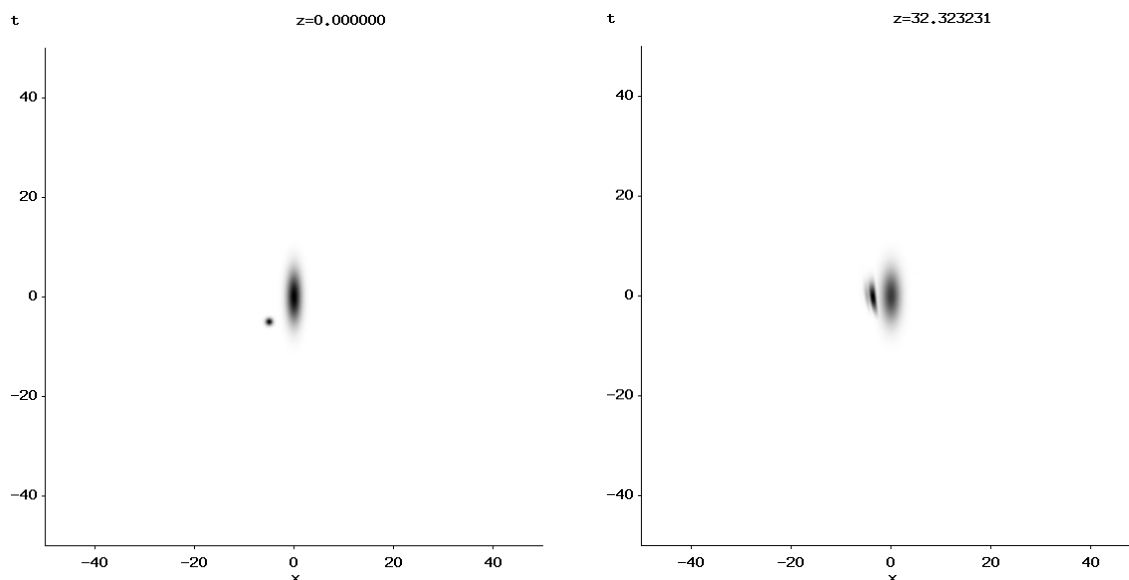


Рис. 3. Отражение сигнального импульсного пучка от накачки при АО взаимодействии в кристалле парателлурита

Полученные результаты доказывают, что при квази-коллинеарном АО взаимодействии импульсных пучков в нелинейном анизотропном кристалле парателлурита могут наблюдаться эффекты отражения и преломления сигнала от ультразвуковой волны.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. А.А. Kalinovich, // *Physics of Wave Phenomena* January 2013, V. 21, Issue 1, pp 5-9.
2. Д.М. Зверев // *Сборник статей XVIII Всероссийской молодежной школы «Когерентная оптика и оптическая спектроскопия»*, 2014.
3. V.E. Lobanov, A.P. Sukhorukov // *Phys. Rev. A*. 82, 2010. 033809.
4. A.P. Sukhorukov, V.E. Lobanov // *Phys. Rev. A*. 84, 2011. 023821.
5. В.И. Балакший, «Физические основы акустооптики» М.: Радио и связь, 1985.
6. Л.Н. Магдич, В.Я. Молчанов «Акустооптические устройства и их применение» М.: Сов. радио, 1978.
7. В.Я. Молчанов, С.И. Чижиков, К.Ю. Юшков // «Квантовая электроника», 41, №8, 2011.

## **Влияние пьезоэлектрического эффекта на эффективность дифракции в акустооптическом кристалле дигидрофосфата калия**

И.А. Кононин, В.Б. Волошинов, Т.В. Юхневич  
*Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова,  
Физический факультет, Москва, Россия*  
[ia.kononin@physics.msu.ru](mailto:ia.kononin@physics.msu.ru)

К настоящему во многих областях науки и техники нашли применение различные типы акустооптических приборов. С помощью подобных приборов удается быстро и эффективно управлять параметрами электромагнитного излучения [1]. Среди акустооптических приборов (АО) выделяются перестраиваемые акустооптические фильтры, осуществляющие в реальном масштабе времени анализ спектрального состава световых пучков, излучаемых или отражаемых объектами естественного или искусственного происхождения [1-6]. При этом фильтры допускают работу как с коллимированным светом, так и с расходящимися световыми пучками, формирующими оптические изображения. В частности, АО фильтры применяются для решения задач экологии при мониторинге химического состава атмосферы Земли [4,5]. Известно, что данные фильтры уже доказали эффективность работы в видимом и ближнем инфракрасном световом диапазоне. Как правило, в видимом и инфракрасном свете в фильтрах применяются кристаллы двуокиси теллура, область прозрачности которых заключена в пределах 0.35 - 5.0 мкм [1]. В то же самое время, возможность обработки оптических пучков в ультрафиолетовом диапазоне электромагнитного спектра остается проблематичной. Основные проблемы связаны с отсутствием эффективных двулучепреломляющих акустооптических кристаллов, прозрачных в диапазоне длин волн электромагнитного излучения 0.2 – 0.4 мкм [2,3].

Среди кристаллов, перспективных для использования в АО фильтрах ультрафиолетового диапазона, следует отметить кристаллический кварц и дигидрофосфат калия ( $\text{KH}_2\text{PO}_4$  или KDP) [2-6]. К сожалению, данные кристаллы обладают низким значением АО качества, на несколько порядков уступающим АО качеству кристалла парателлурита. Низкие значения АО эффективности ультрафиолетовых кристаллов значительно повышают требования к величине, потребляемой управляющей электрической мощности [4-6]. Эта мощность оказывается несколько ниже в кристаллах дигидрофосфата калия, чем кварца. При этом кристалл KDP характеризуется значительно большим двулучепреломлением по сравнению с кварцем. Поэтому в настоящее время кристалл  $\text{KH}_2\text{PO}_4$  является единственным материалом, который был применен в АО фильтрах для анализа ультрафиолетовых изображений [2,4,5].

При разработке фильтров на дигидрофосфате калия остается нерешенной проблема выбора геометрии взаимодействия, оптимальной для решения задач фильтрации [3]. До сих пор фильтры на кристаллах KDP работают на основе АО взаимодействия в плоскости (010) кристалла, при котором дифракция света обеспечивается медленной сдвиговой акустической волной, распространяющейся под небольшим углом  $\alpha$  к оси [100]. Значения этого угла обычно ограничены величиной  $\alpha \leq 12^\circ$ . Световой пучок при этом направляется в кристалл в плоскости АО взаимодействия под углом  $\theta = 12^\circ - 25^\circ$  к оптической оси [2].

При экспериментальном исследовании фильтров на кристалле KDP было обнаружено несоответствие результатов эксперимента и предсказаний теории. В частности, коэффициент АО качества кристалла KDP в случае использования медленной сдвиговой акустической волны в плоскости (010) кристалла оказался в два



раза ниже ожидаемой величины [6]. Изменения эффективности дифракции с вариациями угла распространения света  $\theta$  также оказались отличающимися от предсказаний теории. Анализ показал, что значительное уменьшение коэффициента качества в дигидрофосфате калия с ростом угла  $\theta$  объясняется несоответствием определенных в работах [4-6] значений фотоупругих констант  $p_{ij}$  по сравнению со значениями этих констант, известными из литературы [7].

При проведении настоящих исследований было высказано предположение, что возможной причиной уменьшения коэффициента АО качества в кристалле KDP является пьезоэлектрический эффект, экранирующий фотоупругий эффект в материале [1,8]. Поэтому в данной работе оценка фотоупругого эффекта проводилась с учетом пьезоэлектрических свойств кристалла KDP. Расчет эффективной фотоупругой константы проводился для плоскости (010) для медленной сдвиговой акустической волны, распространяющейся под углом  $\alpha = 90^\circ$  к оси (100). Именно данная геометрия взаимодействия была использована в АО фильтрах для обработки изображений в ультрафиолетовом диапазоне [4,5]. Световой пучок при этом направлялся в кристалл под углом  $\theta = 20^\circ$  к направлению оптической оси (001).

Расчет показал, что пьезоэлектрический эффект в плоскости кристалла (010) влияет на скорость распространения только меленной сдвиговой акустической моды, в то время как скорости продольной и быстрой сдвиговой моды от пьезоэлектрического эффекта не зависят. Однако именно данная используется в акустооптических фильтрах. Расчет также доказал, что медленная сдвиговая акустическая волна с поляризацией по оси (010) индуцирует в кристалле компоненты  $S_4$  и  $S_6$  безразмерной упругой деформации  $S_{ij}$ . Эти компоненты зависят от угла распространения звука по следующему закону:

$$S_4 = S_0 \sin \alpha; S_6 = S_0 \cos \alpha, \quad (1)$$

где  $S_0$  – амплитуда упругой деформации, зависящая от мощности акустической волны [1-3].

Из теории фотоупругого эффекта известно [1], что безразмерная упругая деформация  $S_j$  изменяет коэффициенты оптической индикатрисы  $\Delta B_i$ . Эти изменения пропорциональны фотоупругим коэффициентам  $p_{ij}$ :

$$\Delta B_i = p_{ij} S_j, \quad (2)$$

где индексы  $i$  и  $j = 1, 2, \dots, 6$  [1]. Используя соотношения (1) и (2), а также данные о виде матрицы фотоупругих коэффициентов [1,6,7], можно показать, что в исследуемом случае АО взаимодействия в плоскости (010) кристалла KDP индуцируемые ультразвуком коэффициенты индикатрисы равны:

$$\Delta B_4 = p_{44} S_0 \sin \alpha \sin \theta; \Delta B_6 = p_{66} S_0 \cos \alpha \cos \theta. \quad (3)$$

Из полученного соотношения следует, что изменения коэффициентов индикатрисы в плоскости (010) кристалла KDP зависит от углов распространения светового  $\theta$  и звукового  $\alpha$  пучков. Очевидно, что эффективность дифракции света также определяется амплитудой деформации  $S_0$  и коэффициентами фотоупругого тензора  $p_{44}$  и  $p_{66}$ .

Несмотря на то, что влияние пьезоэлектрического эффекта на величину скорости медленной сдвиговой акустической волны в плоскости (010) кристалла KDP невелико, было необходимо оценить это влияние на изменения коэффициентов оптической индикатрисы  $\Delta B_i$  [7,8]. Очевидно, что динамическая упругая деформация вызывает появление в кристалле электрического поля  $E_j$  из-за влияния прямого пьезоэлектрического эффекта [1]. В соответствии с законом пьезоэлектрического

эффекта напряженность данного электрического поля зависит от величины упругой деформации:

$$E_i = d_{ij}^{-1} S_j, \quad (4)$$

где  $d_{ij}$  – пьезоэлектрический модуль кристалла. Расчет с помощью соотношения (4) и общего вида матрицы пьезоэлектрических модулей кристалла KDP показал, что деформации  $S_4$  и  $S_6$  индуцируют в кристалле две следующие компоненты электрического поля:

$$E_1 = d_{14}^{-1} S_0 \sin\alpha \sin\theta; \quad E_3 = d_{36}^{-1} S_0 \cos\alpha \cos\theta. \quad (5)$$

По аналогии с анализом соотношения (3) для фотоупругого эффекта, из общего вида соотношения (5) можно сделать вывод о том, что электрическое поле в кристалле KDP зависит от величины пьезоэлектрических модулей  $d_{14}$  и  $d_{36}$ . Это поле также зависит от углов распространения света и звука в кристалле.

При известных значениях компонент электрического поля  $E_i$  по стандартной методике были рассчитаны изменения коэффициентов оптической индикатрисы в плоскости (010) кристалла KDP, обусловленные электрооптическим эффектом [1]:

$$\Delta B_i = r_{ij} E_j, \quad (6)$$

где  $r_{ij}$  - электрооптическая константа. Расчет с использованием соотношения (6) и общего вида матрицы электрооптических констант [1,7] показывает, что изменение коэффициентов оптической индикатрисы из-за электрооптического эффекта равно:

$$\Delta B_6 = r_{63} E_3; \Delta B_4 = r_{41} E_1. \quad (7)$$

В соотношении (7) компоненты электрического поля задаются выражением (5). Это означает, что изменения показателей преломления кристалла KDP происходят из-за влияния электрооптических констант  $r_{63}$  и  $r_{41}$ .

В итоге, учитывая выражения (3), а также соотношения (5) и (7), можно получить окончательную формулу для расчета изменения коэффициентов оптической индикатрисы, учитывающее совместное влияние фотоупругого и пьезоэлектрического эффекта:

$$\Delta B_4 = (p_{44} + r_{41} d_{14}^{-1}) S_0 \sin\alpha \sin\theta; \quad \Delta B_6 = (p_{66} + r_{63} d_{36}^{-1}) S_0 \cos\alpha \cos\theta. \quad (8)$$

Используя соотношения (8) и данные работы [7], были сделаны численные оценки величины коэффициентов оптической индикатрисы  $\Delta B_4$  и  $\Delta B_6$ . При расчетах использовались следующие значения фотоупругих коэффициентов кристалла дигидрофосфата калия:  $p_{44} = 0,09$  и  $p_{66} = 0,058$ . Для электрооптических коэффициентов были выбраны значения  $r_{41} = 8,8 \cdot 10^{-12}$  м/В и  $r_{63} = 10,3 \cdot 10^{-12}$  м/В. В расчетах также учитывалась величина и знак пьезоэлектрических модулей кристалла  $d_{14} = 1,29 \cdot 10^{-12}$  м/В и  $d_{36} = -21 \cdot 10^{-12}$  м/В. Направления распространения света и звука задавались углами  $\theta = 20^\circ$  и  $\alpha = 9^\circ$ .

В целом, проведенное исследование показало, что пьезоэлектрический эффект оказывает влияние на изменения коэффициентов оптической индикатрисы в дигидрофосфате калия. Это влияние зависит от направления распространения света и звука, что подтверждено экспериментом [6]. Анализ также доказал, что по порядку величины фотоупругие коэффициенты  $p_{44}$  и  $p_{66}$  сравнимы с их электрооптическими поправками  $r_{41} d_{14}^{-1}$  и  $r_{63} d_{36}^{-1}$ . При этом пьезоэлектрический эффект уменьшает величину эффективного фотоупругого коэффициента, так как фотоупругие и электрооптические слагаемые в соотношениях (8) оказываются разных знаков.

Таким образом, при разработке новых модификаций акустооптических фильтров на кристалле KDP необходимо учитывать негативное влияние пьезоэлектрического эффекта на эффективность дифракции в этих приборах. Однако специальным выбором направления распространения звука и света в кристалле можно уменьшить воздействие пьезоэлектрического эффекта и тем самым улучшить рабочие параметры акустооптических фильтров.

Работа выполнена при поддержке гранта Российского Научного Фонда №14–12–00042.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Э. Дьелесан, Д. Руайе “Упругие волны в твердых телах. Применение для обработки сигналов” М.: Наука, 1982.
2. V. Voloshinov, N. Gupta // *Applied Optics*. 2004. V. 43. No 19. P. 3901.
3. V.B. Voloshinov, K.B. Yushkov // *Optical Engineering*. 2008. V. 47. No 7. P. 073201.
4. E. Dekemper, D. Fussen, B. Van Opstal // *Proc. SPIE*. 2014. V. 9241. P. 92410L-1.
5. E. Dekemper, et al. // *Journal of Optics*. 2015. V. 17. P. 75404.
6. T.V. Yukhnevich, V.B. Voloshinov // *Physics Procedia*. 2015. V. 70. P. 745.
7. А.А. Блистанов и др. “Акустические кристаллы” М.:Наука, 1982.

## Пространственная структура акустооптического синхронизма в двуосном кристалле йодноватой кислоты

М.И. Купрейчик, В.И. Балакший

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова,  
физический факультет  
[mir11@aviel.ru](mailto:mir11@aviel.ru)

При конструировании акустооптических (АО) устройств в подавляющем большинстве случаев в качестве среды взаимодействия световых и акустических волн используются кристаллы [1]. При их выборе разработчики обращают внимание на различные физические и химические свойства, из которых важную роль играет степень оптической, акустической и акустооптической анизотропии кристалла. Расчёт характеристик АО взаимодействия, производимый с целью оптимизации параметров АО ячейки, является сложной и трудоёмкой задачей. Расчёты ещё более усложняются, когда взаимодействующие волны направлены относительно кристаллографических осей XYZ под некоторыми углами. Вероятно, именно с расчётными трудностями связана тенденция использования в современных АО устройствах только одноосных кристаллов, которые, в отличие от двуосных кристаллов, характеризуются менее сложной структурой АО анизотропии. Однако благодаря особому типу оптической анизотропии, присущему только двуосным кристаллам, в них реализуются такие варианты АО взаимодействия, которые принципиально невозможны в одноосных кристаллах, что позволяет рассчитывать на создание АО устройств с улучшенными характеристиками [2].

Предметом исследования в настоящей работе является двуосный кристалл йодноватой кислоты ( $\alpha$ -НЮ<sub>3</sub>). Йодноватая кислота – синтетический монокристалл ромбической сингонии (класс 222), плотностью  $\rho = 4,63 \text{ г/см}^3$ , с температурой плавления  $110^\circ\text{C}$ . Кристалл обладает высокими значениями АО качества, превосходя по этому показателю плавленый кварц в десятки раз, а ниобат лития в несколько раз [3,4]. Элементарная кристаллографическая ячейка имеет вид прямоугольного параллелепипеда с ребрами размером  $a = 5.888 \text{ \AA}$ ,  $b = 7.733 \text{ \AA}$ ,  $c = 5.538 \text{ \AA}$ . Установившегося правила для определения направлений кристаллографических осей нет. Мы в дальнейшем будем придерживаться принципа выбора осей по работе [4]: ось  $X$  – по ребру  $a$ , ось  $Y$  – по ребру  $b$  и ось  $Z$  – по ребру  $c$ . В этом случае для главных показателей преломления выполняется соотношение  $n_Z < n_Y < n_X$ . Для света с длиной волны  $\lambda = 0.6328 \text{ мкм}$  главные показатели преломления равны:  $n_Z = 1.8378$ ,  $n_Y = 1.9604$ ,  $n_X = 1.9865$ . Оптические оси лежат в плоскости  $XZ$ ; угол между ними составляет  $47^\circ$ .

Необходимые для расчета значения упругих и фотоупругих модулей были взяты из литературных источников [3]. Расчет проводился в сферической системе координат, где каждое направление света и звука задавалось углами  $\varphi$  и  $\theta$ , где  $\varphi$  – угол между направлением волнового вектора и осью  $X$  в плоскости  $XY$ , а  $\theta$  – угол между волновым вектором и осью  $Z$ .

Одной из основных характеристик в акустооптике является зависимость угла Брэгга  $\theta_B$  от частоты ультразвука  $f$ , знание которой необходимо для грамотного выбора геометрии среза кристалла. Наибольший интерес представляют такие зависимости для анизотропной дифракции, которая происходит со сменой типа оптической моды [1]. Особенности брэгговской дифракции света в двуосных кристаллах связаны с видом зависимости показателей преломления от направления распространения оптических волн. Эта зависимость имеет вид двуполостной самопересекающейся поверхности,

точками самопересечения которой являются оптические оси. Особый интерес для исследования представляет геометрия АО взаимодействия, когда волновой вектор ультразвука практически ортогонален к одной из оптических осей, а направления падающего и дифрагированного световых пучков близко к оптической оси.

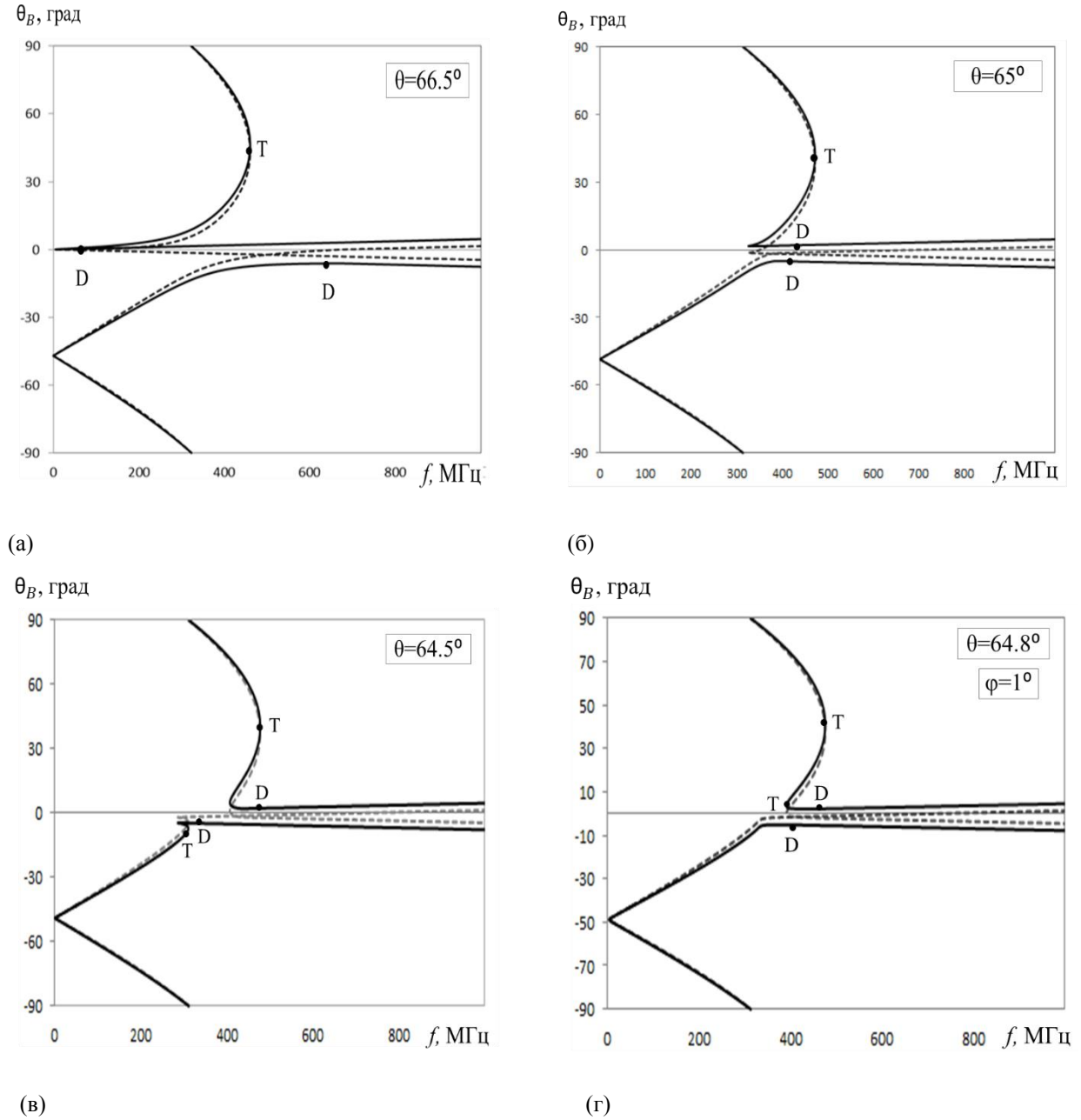


Рис. 1. Частотные зависимости угла Брэгга для разных направлений распространения ультразвука вблизи плоскости XZ

На рис. 1 представлены кривые зависимости  $\theta_B(f)$  для различных направлений распространения быстрой квазисдвиговой акустической моды вблизи плоскости XZ кристалла йодноватой кислоты. Рис. 1а иллюстрирует ситуацию, когда волновой вектор ультразвука точно ортогонален к одной из оптических осей. Кривые касаются оси ординат в точках, соответствующих распространению падающего светового пучка по оптическим осям; расстояние между ними равно  $47^\circ$ . Для практического использования интерес представляют области, отмеченные точками D и T. Это

оптимальные точки для создания дефлекторов и неколлинеарных видеофильтров [1,5]. В точке D обеспечивается широкий частотный диапазон АО дифракции при фиксированном угле падения света, а в точке T имеет место широкоугольное неколлинеарное взаимодействие света и ультразвука. Кривые сильно деформируются в области малых углов Брэгга; области, удобные для работы дефлектора, соответствуют предельно низким частотам. Небольшой поворот вектора ультразвука  $\mathbf{K}$  к оси Z приводит к тому, что кривые уже не касаются оси ординат вблизи одной из оптических осей, загибаясь в области ненулевых частот (рис. 1б). Дальнейший поворот вектора  $\mathbf{K}$  к оси Z качественно меняет вид частотных зависимостей угла Брэгга (рис. 1в). При небольшом повороте плоскости АО взаимодействия от плоскости XZ основные особенности частотных зависимостей угла Брэгга сохраняются, но при этом кривые заметно сглаживаются, уже не касаясь оси ординат (рис. 1г). Подчеркнем, что представленные на рис. 1 зависимости не имеют аналогов в одноосных кристаллах.

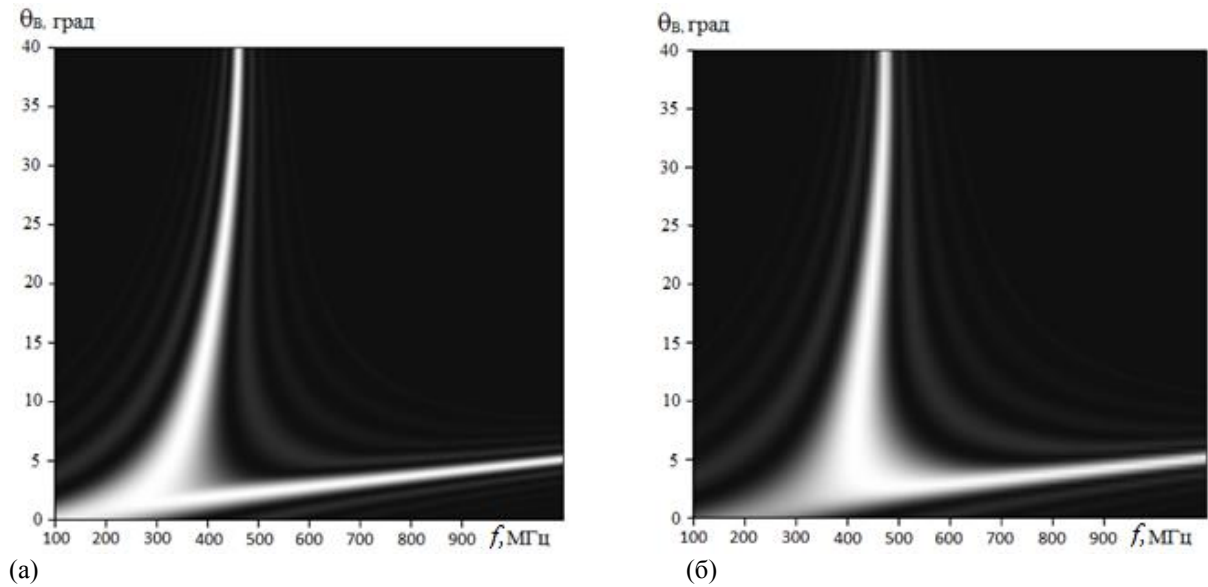


Рис. 2. Углочастотные характеристики АО взаимодействия

При падении света под углом Брэгга выполняется условие фазового синхронизма и достигается наибольшая эффективность АО взаимодействия. Однако в АО приборах нельзя выполнить это условие во всем частотном и угловом диапазоне работы [1]. Границы этих диапазонов обычно определяются по спаду эффективности дифракции  $\zeta$  до уровня 3 дБ. На рис. 2 представлены углочастотные характеристики АО взаимодействия, соответствующие дифракции в  $-1$ -й порядок оптической моды с большим показателем преломления на быстрой квазисдвиговой акустической моде. Изменению яркости от черного до белого соответствует изменение эффективности дифракции от нуля до 100%. Поэтому самые яркие точки соответствуют падению света под углом Брэгга. Рис. 2а соответствует АО взаимодействию вблизи тангенциальной точки T для варианта, представленного на рис. 1г. При этом переход от тангенциальной геометрии АО взаимодействия к режиму работы ячейки в качестве дефлектора требует минимальной перестройки по углу падения светового пучка. Небольшой поворот вектора  $\mathbf{K}$  к оси Z и наклон плоскости АО взаимодействия приводит к расширению частотного диапазона дефлектора и углового диапазона фильтра, но переход между этими двумя режимами работы ячейки требует большей перестройки (рис. 2б). Поворот вектора  $\mathbf{K}$  к оси X приводит к существенному сужению углового диапазона фильтра, при этом частотный диапазон работы дефлектора сдвигается в область меньших частот.

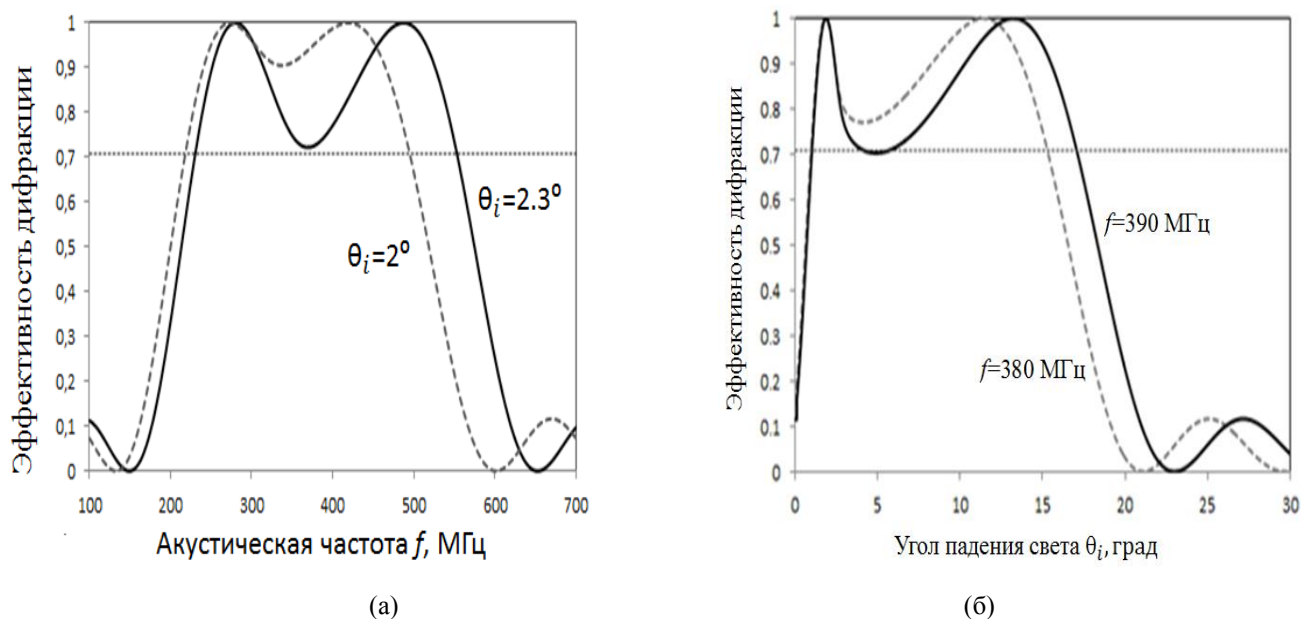


Рис. 3. Частотные (а) и угловые (б) характеристики АО взаимодействия

На рис. 3 представлены частотные (а) и угловые (б) характеристики для среза кристалла, соответствующего рис. 2а. Частотные характеристики построены для двух указанных на рисунке углов падения света  $\theta_i$ . В случае  $\theta_i = 2.3^\circ$  частотный диапазон чрезвычайно широк; он простирается от 220 до 580 МГц и на порядок превышает частотный диапазон ячейки с теми же параметрами при изотропной дифракции. Аналогично мы видим сверхширокий угловой диапазон на рис. 3б: на частоте 390 МГц он составляет  $16^\circ$ .

Таким образом, анизотропная дифракция света в двуосном кристалле позволяет в одной АО ячейке одновременно получить сверхширокополосный и сверхширокоугольный диапазоны АО взаимодействия, что принципиально невозможно в одноосных кристаллах. Показано, что даже небольшое изменение направления ультразвука вблизи ортогонального к одной из оптических осей двуосного кристалла приводит к существенному изменению характеристик АО взаимодействия.

Исследования выполнены при финансовой поддержке Российского научного фонда (РНФ), грант 14-22-00042.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. В.И. Балакший, В.Н. Парыгин, Л.Е. Чирков. “Физические основы акустооптики”. М.: Радио и связь, 1985.
2. V.I. Balakshy, M.I. Kupreychik. // PhysicsProcedia. 2015. V. 70. P. 758.
3. “Акустические кристаллы”. Справочник. / Под ред. М.П. Шаскольской. М.: Наука, 1982.
4. D.A. Pinnow, R.W. Dixon. // Appl. Phys. Lett. 1968. V. 13. № 4. P. 156.
5. V.B. Voloshinov, V.Ya. Molchanov, J.C. Mosquera. // Optics & Laser Techn. 1996. V. 28. № 2. P. 119.

## Экспериментальное исследование сверхширокополосной и сверхширокоапертурной неколлинеарной акустооптической дифракции в оптически двуосном кристалле калий титанил арсената

М.Г. Мильков<sup>1,a</sup>, В.Б. Волошинов<sup>1</sup>, Л.И. Исаенко<sup>2,3</sup>, В.Н. Веденяпин<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова  
Физический факультет, г. Москва, Россия

<sup>2</sup>Институт геологии и минералогии им. В.С. Соболева СО РАН,  
г. Новосибирск, Россия

<sup>3</sup>Новосибирский национальный исследовательский государственный университет,  
г. Новосибирск, Россия  
[milkov1981@mail.ru](mailto:milkov1981@mail.ru)

Современные акустооптические устройства работают на основе акустооптического взаимодействия световых и акустических волн в кристаллических средах и широко применяются для управления параметрами оптического излучения [1]. При создании акустооптических устройств необходимо выбирать кристаллические материалы с особым сочетанием таких физических свойств, как акустические, фотоупругие и оптические.

В настоящее время в акустооптических устройствах используются оптически изотропные среды, т.е. стекла и кубические кристаллы, а из двулучепреломляющих материалов применяются только оптически одноосные кристаллы [2]. Главная причина отсутствия акустооптических устройств на основе двуосных сред заключается в том, что их акустооптические характеристики на настоящий момент изучены недостаточно полно. Тем не менее, важным обстоятельством является то, что применение в акустооптике двуосных кристаллов открывает существенно более широкие возможности как для улучшения характеристик уже существующих типов приборов, так и для создания принципиально новых устройств [3].

Известно, что интенсивность дифрагированного света будет максимальной, если длина волны ультразвука  $L$ , длина волны падающего света  $\lambda_i$  и угол падения света на фронт ультразвуковой волны  $\Theta_B$  соответствуют условию синхронизма или условию Брэгга:

$$\sin\Theta_B = \lambda_i/2L \quad (1)$$

Множество точек пространства, на которых находятся концы волновых векторов падающего света, образуют оптическую волновую поверхность в данной оптической среде. При выполнении условия синхронизма конец волнового вектора дифрагированного света также находится на волновой поверхности среды. Плоскость внутри кристалла, в которой лежат волновые векторы падающего и дифрагированного света, а также волновой вектор ультразвука называют плоскостью акустооптического взаимодействия (АОВ) [1].

Изменение длины волны падающего света, длины волны ультразвука или угла падения света на фронт ультразвуковой волны относительно значений, соответствующих условию синхронизма, приводит к появлению расстройки  $\eta$ . По мере роста параметра расстройки при неизменной мощности ультразвука, определяемой параметром связи  $q$ , интенсивность дифрагированного света уменьшается [1]:

$$I_d = I_0 \frac{(ql)^2}{(ql)^2 + (\eta l)^2} \sin^2 \sqrt{\left(\frac{ql}{2}\right)^2 + \left(\frac{\eta l}{2}\right)^2}, \quad (2)$$



где  $I_d$  – интенсивность дифрагированного света,  $I_0$  – интенсивность падающего света и  $l$  – длина акустооптического взаимодействия.

Одним из важных классов акустооптических устройств является класс акустооптических дефлекторов [1]. Эти приборы позволяют с высоким быстродействием управлять углом отклонения лазерного луча за счет изменения частоты акустической волны в ячейке. Однако главной проблемой, которая возникает при разработке акустооптического дефлектора на основе какого-либо кристалла, является влияние параметра расстройки  $\eta$  на интенсивность дифрагированного пучка. Именно расстройка ограничивает значение числа разрешимых элементов, которые может создать световой пучок на выходе из устройства.

Подробное рассмотрение формы оптической волновой поверхности в оптически двуосных средах позволяет сделать вывод о том, что некоторые из срезов этой поверхности обладают достаточно протяженным плоским участком [4]. На таком участке условие синхронизма Брэгга сохраняется при изменении частоты ультразвука или при изменении угла падения света в более широком диапазоне значений по сравнению с дифракцией в оптически одноосных средах. Это обстоятельство позволяет создавать на основе оптически двуосных кристаллов акустооптические дефлекторы с характеристиками, существенно превосходящими аналогичные у тех устройств, которые созданы на основе оптически одноосных кристаллов.

Принципиальная конфигурация сверхширокоапертурного и сверхширокополосного акустооптического дефлектора, использующая указанное свойство двуосных кристаллов, заключается в таком выборе срезов кристалла, при которых волновой вектор ультразвука  $\mathbf{K}$  параллелен плоскому участку среза оптической волновой поверхности кристалла. Благодаря такому выбору направлений фазовых скоростей света и ультразвука достигается эффект того, что параметр расстройки  $\eta$  может считаться достаточно малым при изменении частоты ультразвука в пределах октавы, что позволяет осуществить качание дифрагированного пучка в большом угловом диапазоне [4].

В настоящей работе экспериментальное исследование параметров акустооптической дифракции в интересующей области оптически двуосного материала проводилось в монокристалле калий титанит арсената  $KTiOAsO_4$  (КТА), который принадлежит к классу  $mm2$  орторомбической системы [5,6]. Постоянные решетки кристалла, определенные рентгеновским методом, равны  $a = 13.14\text{\AA}$ ,  $b = 6.58\text{\AA}$  и  $c = 10.79\text{\AA}$ . Плотность кристалла, измеренная в данной работе, составляет  $\rho = 3.45\text{ г/см}^3$ . Главные показатели преломления в кристалле КТА при длине волны света  $\lambda = 633\text{ нм}$  составляют  $n_x = 1.8093$ ,  $n_y = 1.8156$  и  $n_z = 1.9053$  [6,7], а оптические оси в данном случае отклонены от диэлектрической оси  $Z$  на угол  $\gamma = 15.4^\circ$ . В данной работе направление распространения ультразвука было выбрано параллельным кристаллографической оси  $b$  и диэлектрической оси  $Y$ . Скорость распространения продольной ультразвуковой волны вдоль этого направления, измеренная при выполнении настоящей работы, составляет  $V_b = 5620\text{ м/с}$ .

Экспериментальное исследование описанной выше конфигурации акустооптического взаимодействия осуществлялось при измерении зависимостей интенсивности дифрагированного пучка  $I_d$  от угла падения  $\Theta$  света на фронт ультразвуковой волны. Зависимости были получены при различных углах отклонения плоскости акустооптического взаимодействия от оптической оси кристалла. На рисунке 1 показаны зависимости интенсивности дифрагированного света от угла падения света. Свет излучается источником и направляется на фронт продольной акустической волны при таких углах поворота образца  $\beta$ , когда плоскость акустооптического взаимодействия заключена между оптической осью и

диэлектрической осью  $X$ , а падающий на кристалл свет имеет поляризацию, параллельную фронту продольной акустической волны. Из приведенных графиков видно, что при определенном выборе угла ориентации плоскости АОВ ( $0,83^\circ$ - $0,97^\circ$ ) данные зависимости имеют протяженные плоские участки, что подтверждает предположения о влиянии плоского участка среза оптической волновой поверхности на параметры дифракции.

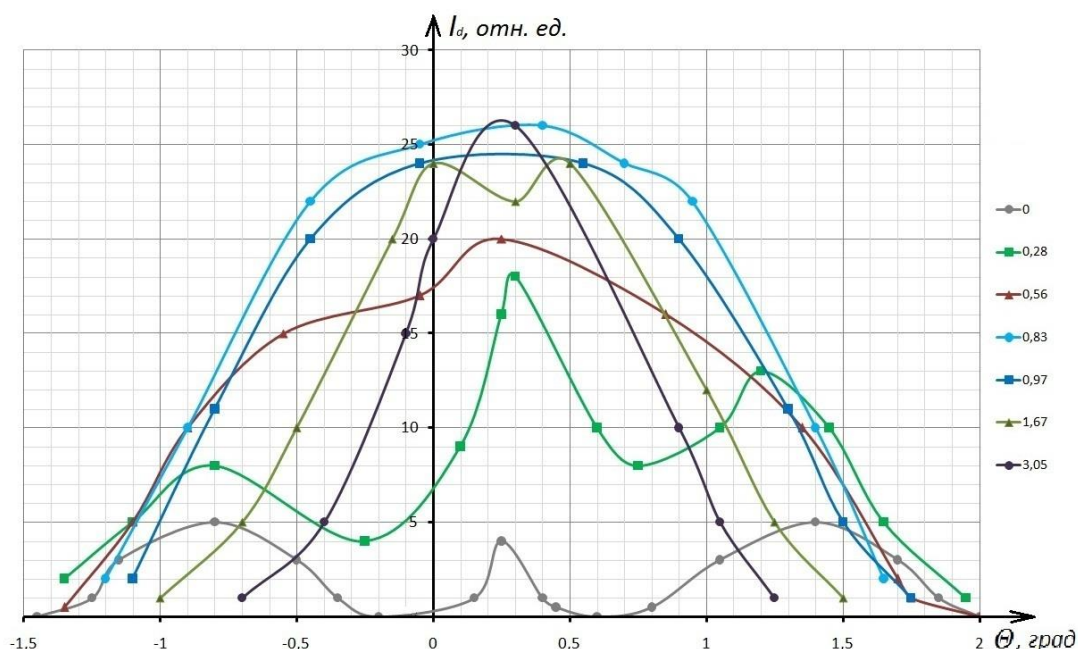


Рис. 1. Зависимости интенсивности дифрагированного излучения от угла падения света при отклонении плоскости АОВ от оптической оси в сторону оси  $X$

При сравнительном анализе видно, что ширина угловой апертуры акустооптического взаимодействия в оптически двуосном материале КТА в 4 и более раз превышает аналогичную зависимость в изотропной среде, например, в плавном кварце. Скорость распространения продольной ультразвуковой волны в плавном кварце составляет 5980 м/с, что несущественно отличается от скорости акустической волны в выбранном в данной работе направлении образца КТА.

Графики измеренных зависимостей при отклонении плоскости АОВ в сторону диэлектрической оси  $Z$  приведены на рисунке 2. На этих графиках отсутствуют протяженные плоские участки, однако присутствуют достаточно резкие и относительно высокие пики.

Это объясняется тем, что в данном случае волновой вектор светового пучка, имеющий поляризацию, параллельную фронту звуковой волны, соответствует внутренней части двуполостной поверхности волновых векторов оптически двуосной среды. Внутренняя часть среза волновой поверхности не имеет плоского участка, однако имеет участок, где линия среза достаточно резко изменяет свое направление.

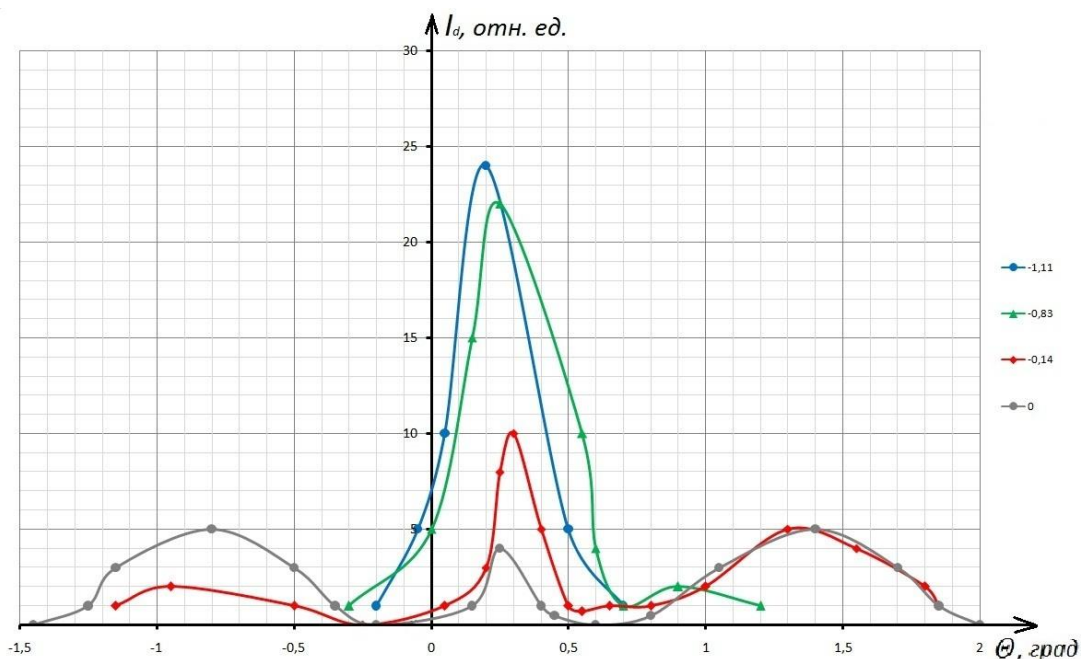


Рис. 2. Угловые зависимости интенсивности дифрагированного света при отклонении плоскости АОВ от оптической оси в сторону оси Z

Авторы работы выражают благодарность Валентину Михайловичу Кондратьеву (НТЦ «Акустооптика», НИТУ «МИСиС») за помощь в проведении экспериментальных исследований.

Работа поддержана грантом Российского научного фонда № 14-12-00380.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. В.И. Балакший, В.Н. Парыгин, Л.Е. Чирков “Физические основы акустооптики” М.: Радио и связь. 1985.
2. Ю.И. Сиротин, М.П. Шаскольская “Основы кристаллофизики” М.: Наука. 1979.
3. A.Yu. Tchernyatin, //Analysis and Application of Bragg Acousto-Optic Diffraction in Biaxial Media. Proc. Of SPIE, 2005, v.5953, p. 59530 U.1.
4. С.В. Богданов, В.К. Сапожников “Акустооптическое взаимодействие в оптически двуосных кристаллах” Автометрия. 1989, № 5, стр. 3-10.
5. L.K. Cheng et al. // Properties of doped and undoped crystals of single domain  $\text{KTiOAsO}_4$ . Appl. Phys. Lett. 1993, 62, p. 346.
6. S.C. Mayo et al. //“Structure and Non-Linear Optical Properties of  $\text{KTiOAsO}_4$ ” Acta Cryst. 1994, B50, pp. 655-662.
7. L.I. Isaenko et al. // Growth and real structure of  $\text{KTiOAsO}_4$  crystals from self-fluxes. Journal of Crystal Growth. 1997, 171, pp. 146-153.

## Квази-ортогональное и квази-коллинеарное акустооптическое взаимодействие в поглощающей среде

П.А. Никитин, В.Б. Волошинов

Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова,  
Россия, Москва, Ленинские горы, 1, стр.2 (119991)

[nikitin.pavel.a@gmail.com](mailto:nikitin.pavel.a@gmail.com)

Явление взаимодействия электромагнитных и акустических волн было экспериментально обнаружено в начале прошлого века. Оно обусловлено изменением диэлектрической проницаемости среды под действием акустической волны. Таким образом, необходимо решить уравнения Максвелла с диэлектрической проницаемостью, зависящей от координаты. В случае больших углов отклонения дифрагированного излучения задача не сводится к одномерной [1]. Целью данной работы является обобщение математического аппарата на случай поглощения электромагнитных волн в среде, что особенно актуально для излучения терагерцевого (ТГц) диапазона [2]. Отметим, что подобный аппарат предложен в работе [3], однако полученные в ней уравнения менее наглядны при тех же допущениях.

В рамках двумерной модели будем считать, что волновые и лучевые вектора всех взаимодействующих волн лежат в одной плоскости. В противном случае задача становится трёхмерной. Указанное допущение равносильно тому, что электрическое поле может иметь только два вида линейной поляризации: 1)  $\vec{e}^{\parallel}$  лежит в плоскости, содержащей волновые вектора (плоскость АОВ); 2)  $\vec{e}^{\perp}$  ортогонален этой плоскости.

Будем искать решение волнового уравнения в виде собственных волн среды с медленно меняющимися амплитудами, зависящими от двух координат:

$$\vec{E}(x, z, t) = \sum_{p=-\infty}^{+\infty} \left( \vec{e}^{\perp} \frac{C_p^{\perp}(x, z)}{\sqrt{n_p^{\perp}}} e^{-\vec{\alpha}_p^{\perp} \vec{r} / 2} e^{i(\vec{k}_p^{\perp} \vec{r} - \omega_p t)} + \vec{e}^{\parallel} \frac{C_p^{\parallel}(x, z)}{\sqrt{n_p^{\parallel} \cos \beta_p}} e^{-\vec{\alpha}_p^{\parallel} \vec{r} / 2} e^{i(\vec{k}_p^{\parallel} \vec{r} - \omega_p t)} \right), \quad (1)$$

где  $n$  – показатель преломления,  $\beta_p$  – угол между волновым вектором  $\vec{k}_p^{\parallel}$  и лучевым вектором для волны, имеющей поляризацию  $\vec{e}_p^{\parallel}$  (для  $\vec{e}^{\perp}$  этот угол равен нулю),  $\vec{\alpha}$  – коэффициент поглощения, зависящий от направления распространения и поляризации волны.

Подставим пробное решение в волновое уравнение с возмущённой диэлектрической проницаемостью  $\Delta \hat{\epsilon}(\vec{r}) \cos(\vec{K}\vec{r} - \Omega t)$ , а также пренебрежём членами вида  $[\vec{\alpha}[\vec{\nabla} C \vec{e}]]$  и  $[\vec{\nabla} C[\vec{\alpha} \vec{e}]]$  по сравнению с  $[\vec{k}[\vec{\nabla} C \vec{e}]]$  и  $[\vec{\nabla} C[\vec{k} \vec{e}]]$  ввиду того, что  $|\vec{\alpha}| \ll |\vec{k}|$  при величине  $\alpha$  порядка  $1 \text{ см}^{-1}$ . Работая в рамках метода медленно меняющихся амплитуд, мы не будем учитывать влияния членов вида  $[\vec{\nabla} C[\vec{\nabla} C \vec{e}]]$ , тем самым пренебрегая дифракцией светового пучка на собственной апертуре. Кроме вышеперечисленного необходимо наложить ограничение  $\omega_p = \omega_0 + p\Omega$  на частоту света в  $p$  дифракционном порядке для существования стационарного во времени решения.

Следует отметить, что в некоторых случаях множитель  $\exp(\vec{\alpha} \vec{r} / 2)$  отсутствует в аналитическом решении, например, при обратной коллинеарной дифракции. Поэтому, если после громоздких преобразований подставить в систему уравнений связанных мод решение  $\{C_p^{\parallel(*)}, C_p^{\perp(*)}\}$  в виде  $C_p^{\parallel(*)} = C_p^{\parallel} \exp(\vec{\alpha}_p^{\parallel} \vec{r} / 2)$  и  $C_p^{\perp(*)} = C_p^{\perp} \exp(\vec{\alpha}_p^{\perp} \vec{r} / 2)$ , то выражения для напряженности электрического поля и плотности потока энергии существенно упрощаются:

$$\vec{E} = \sum_{p=-\infty}^{+\infty} \left( \vec{e}^{\perp} \frac{C_p^{\perp}}{\sqrt{n^{\perp}}} e^{i(k_p^{\perp} \vec{r} - \omega_p t)} + \vec{e}^{\perp} \frac{C_p^{\parallel}}{\sqrt{n_p^{\parallel} \cos \beta_p}} e^{i(k_p^{\parallel} \vec{r} - \omega_p t)} \right), \quad \frac{4\pi}{c} |\vec{S}_p| = |C_p|^2. \quad (2)$$

В итоге мы приходим к наиболее удобной форме уравнений связанных мод:

$$\begin{aligned} (\vec{m}_p^{\perp} \vec{\nabla} C_p^{\perp}) &= i \frac{q^{\perp}}{2} \left( C_{p-1}^{\perp} e^{-i\vec{\eta}_{p-1}^{\perp} \vec{r}} + C_{p+1}^{\perp} e^{i\vec{\eta}_{p+1}^{\perp} \vec{r}} \right) + i \frac{q_{p-1}^A}{2} C_{p-1}^{\parallel} e^{-i\vec{\eta}_{p-1}^{\parallel} \vec{r}} + i \frac{q_{p+1}^A}{2} C_{p+1}^{\parallel} - A_p^{\perp} C_p^{\perp} \\ (\vec{s}_p^{\parallel} \vec{\nabla} C_p^{\parallel}) &= i \frac{q_{p-1}^{\parallel}}{2} C_{p-1}^{\parallel} e^{-i\vec{\eta}_{p-1}^{\parallel} \vec{r}} + i \frac{q_p^{\parallel}}{2} C_{p+1}^{\parallel} e^{i\vec{\eta}_p^{\parallel} \vec{r}} + i \frac{q_p^A}{2} \left( C_{p-1}^{\perp} e^{-i\vec{\eta}_{p-1}^{\perp} \vec{r}} + C_{p+1}^{\perp} e^{i\vec{\eta}_{p+1}^{\perp} \vec{r}} \right) - A_p^{\parallel} C_p^{\parallel} \end{aligned}, \quad (3)$$

где введены обозначения  $A_p^{\perp} = (\vec{m}_p^{\perp} \vec{\alpha}_p^{\perp})/2$  и  $A_p^{\parallel} = (\vec{s}_p^{\parallel} \vec{\alpha}_p^{\parallel})/2$ . Выражения для коэффициентов связи  $q$  и расстройке  $\eta$  приведены в работе [1]. Из данной системы уравнений следует, что: 1) амплитуда электромагнитной волны изменяется в направлении её групповой скорости; 2) это изменение пропорционально амплитудам электромагнитных волн в соседних дифракционных порядках; 3) по мере распространения волны её амплитуда экспоненциально уменьшается вследствие поглощения в среде. Рассмотрим квази-ортогональную и квази-коллинеарную геометрию АОВ.

При квази-ортогональной геометрии волновой вектор акустической волны ортогонален волновым векторам дифрагированных электромагнитных волн и задача является одномерной. Можно показать, что в аналитических выражениях для интенсивностей в нулевом  $I_0$  и первом  $I_1$  порядках появляется дополнительный множитель  $\exp(-\alpha L)$ , где  $L$  – длина области АОВ. Поскольку он не зависит от величины расстройки, то он не повлияет на величину полосы АОВ. При заданной мощности акустической волны коэффициент связи  $q$  зависит от длины  $L$  как  $q = A/\sqrt{L}$ , где  $A$  – константа. Введём следующие параметры  $X_{ort} = \alpha/A^2$ ,  $Y_{ort} = A^2 L$ , где первый из них – безразмерный коэффициент поглощения, а второй – безразмерная длина АО взаимодействия:

$$I_{\pm 1} = \frac{Y_{ort}}{4} \operatorname{sinc}^2 \left[ \frac{\sqrt{Y_{ort}(1+Z_{ort}^2 Y_{ort})}}{2} \right] \exp(-X_{ort} Y_{ort}). \quad (4)$$

Как видно из выражения (4), величина полосы АОВ  $\Delta Z_{ort}$  не зависит от  $X_{ort}$  и даётся выражением  $\Delta Z_{ort} = 0.88\pi/Y_{ort}$ . Очевидно, что существует оптимальное значение  $Y_{ort}^{opt}$ , при котором  $I_1$  достигает максимальной величины. Численный расчёт показывает, что с точностью 5% можно использовать следующие соотношения:

$$Y_{ort}^{opt} = \frac{\pi^2}{1 + \pi^2 X_{ort}}, \quad I_1^{opt} = \frac{1}{1 + 4e \cdot X_{ort}}. \quad (5)$$

Другим приближением, позволяющим свести двумерные уравнения к одномерным, является квази-коллинеарная геометрия АОВ, когда волновой вектор акустической волны практически параллелен волновым векторам дифрагированных электромагнитных волн. Введём безразмерные коэффициенты  $X = \alpha/q$ ,  $Y = qL$ , имеющие тоже смысл, что и ранее, а также  $W = \alpha_s/q$ , где  $\alpha_s$  – коэффициент затухания акустической волны. Поскольку при квази-коллинеарной дифракции имеет место проблема расположения пьезопреобразователя таким образом, чтобы он не препятствовал распространению пучка электромагнитных волн. Как правило, она решается за счёт использования отражения акустической волны от боковой грани кристалла. Рассмотрим две конфигурации: 1) до отражения акустическая

волна проходит небольшое расстояние и её затуханием на этом отрезке можно пренебречь, а общий путь составляет  $l=L$ ; 2) угол падения акустической волны достаточно мал, вследствие чего она проходит до отражения примерно такой же путь, как и после отражения, и  $l=2L$ . Запишем выражения для  $I_{\pm 1}$  и  $Y^{opt}$ :

$$\begin{aligned} l=L: \quad I_{\pm 1} &= \exp(-XY) \sin^2 \left\{ \frac{1}{W} \left[ 1 - \exp\left(-\frac{WY}{2}\right) \right] \right\}, & Y^{opt} &= \frac{2}{W} \ln \left( 1 + \frac{W}{X} \right), \\ l=2L: \quad I_{\pm 1} &= \exp(-XY) \sin^2 \left\{ \exp\left(-\frac{WY}{2}\right) \frac{1}{W} \left[ 1 - \exp\left(-\frac{WY}{2}\right) \right] \right\}, & Y^{opt} &= \frac{2}{W} \ln \left( 1 + \frac{W}{X+W} \right). \end{aligned} \quad (6)$$

Аппроксимация методом наименьших квадратов дала следующее универсальное выражение с относительной точностью 6%:

$$\Delta Z = \sqrt[4]{\left(\frac{0.88\pi}{Y}\right)^4 + \left(\frac{W}{2}\right)^4}. \quad (7)$$

Другой разновидностью коллинеарного АОВ является обратная квази-коллинеарная дифракция, при которой волновой вектор акустической волны примерно в два раза больше волнового вектора электромагнитной волны. Запишем аналитические решения для различных взаимных ориентаций волновых векторов  $\vec{k}_0$  и  $\vec{K}$  и общего пути  $l$ , проходимого акустической волной:

1)  $l=L, \vec{k}_0 \uparrow\uparrow \vec{K}$ :

$$\nu \leq \frac{1}{2}: \quad I_{-1} = \left[ \frac{I_{\nu+\frac{1}{2}}(x_2)K_{\nu+\frac{1}{2}}(x_1) - I_{\nu+\frac{1}{2}}(x_1)K_{\nu+\frac{1}{2}}(x_2)}{I_{\nu-\frac{1}{2}}(x_2)K_{\nu+\frac{1}{2}}(x_1) + I_{\nu+\frac{1}{2}}(x_1)K_{-\nu+\frac{1}{2}}(x_2)} \right]^2; \quad (8)$$

$$\nu > \frac{1}{2}: \quad I_{-1} = \left[ \frac{I_{-\nu-\frac{1}{2}}(x_2)K_{\nu+\frac{1}{2}}(x_1) - I_{-\nu-\frac{1}{2}}(x_1)K_{\nu+\frac{1}{2}}(x_2)}{I_{-\nu+\frac{1}{2}}(x_2)K_{\nu+\frac{1}{2}}(x_1) + I_{-\nu-\frac{1}{2}}(x_1)K_{-\nu+\frac{1}{2}}(x_2)} \right]^2. \quad (9)$$

2)  $l=L, \vec{k}_0 \uparrow\downarrow \vec{K}$ :

$$I_1 = \left[ \frac{I_{\nu-\frac{1}{2}}(x_2)K_{-\nu+\frac{1}{2}}(x_1) - I_{\nu-\frac{1}{2}}(x_1)K_{-\nu+\frac{1}{2}}(x_2)}{I_{\nu-\frac{1}{2}}(x_2)K_{\nu+\frac{1}{2}}(x_1) + I_{\nu+\frac{1}{2}}(x_1)K_{-\nu+\frac{1}{2}}(x_2)} \right]^2. \quad (10)$$

3)  $l=2L, \vec{k}_0 \uparrow\uparrow \vec{K}$ :

$$\nu \leq \frac{1}{2}: \quad I_{-1} = \left[ \frac{I_{\nu+\frac{1}{2}}(x_3)K_{\nu+\frac{1}{2}}(x_1) - I_{\nu+\frac{1}{2}}(x_1)K_{\nu+\frac{1}{2}}(x_3)}{I_{\nu+\frac{1}{2}}(x_3)K_{-\nu+\frac{1}{2}}(x_1) + I_{\nu-\frac{1}{2}}(x_1)K_{\nu+\frac{1}{2}}(x_3)} \right]^2; \quad (11)$$

$$\nu > \frac{1}{2}: \quad I_{-1} = \left[ \frac{I_{-\nu-\frac{1}{2}}(x_3)K_{\nu+\frac{1}{2}}(x_1) - I_{-\nu-\frac{1}{2}}(x_1)K_{\nu+\frac{1}{2}}(x_3)}{I_{-\nu-\frac{1}{2}}(x_3)K_{-\nu+\frac{1}{2}}(x_1) + I_{-\nu+\frac{1}{2}}(x_1)K_{\nu+\frac{1}{2}}(x_3)} \right]^2. \quad (12)$$

4)  $l=2L, \vec{k}_0 \uparrow\downarrow \vec{K}$ :

$$I_1 = \left[ \frac{I_{\nu-\frac{1}{2}}(x_3)K_{-\nu+\frac{1}{2}}(x_1) - I_{\nu-\frac{1}{2}}(x_1)K_{-\nu+\frac{1}{2}}(x_3)}{I_{\nu+\frac{1}{2}}(x_3)K_{-\nu+\frac{1}{2}}(x_1) + I_{\nu-\frac{1}{2}}(x_1)K_{\nu+\frac{1}{2}}(x_3)} \right]^2, \quad (13)$$

где  $I_\nu(x)$  и  $K_\nu(x)$  - модифицированные функции Бесселя первого и второго рода,  $\nu = X/W$ ,  $x_1 = \exp(-WY/2)/W$ ,  $x_2 = 1/W$  и  $x_3 = \exp(-WY)/W$ .

Как показано в работе [4], полоса  $\Delta Z$  при малых значения  $X$  и  $W$  описывается квадратичной функцией, а при больших – линейной. Детальное исследование показало, что в этом случае погрешность может достигать 15%. Поэтому было предложено использовать аппроксимация гиперболой четвертой степени  $f(x) = \sqrt[4]{x^4 + b_0^4}$ , снизило погрешность до 6%:

$$\begin{aligned} \vec{k}_0 \uparrow \uparrow \vec{K}: \quad \Delta Z &= \sqrt[4]{\left(X + \frac{W}{2}\right)^4 + \left[\left(\frac{0.88\pi}{Y}\right)^2 + 1.1^2\right]^2}; \\ \vec{k}_0 \uparrow \downarrow \vec{K}: \quad \Delta Z &= \sqrt[4]{\left(X - \frac{W}{2}\right)^4 + \left[\left(\frac{0.88\pi}{Y}\right)^2 + 1.1^2\right]^2}. \end{aligned} \quad (14)$$

В работе предложена математическая двумерная модель, описывающая АОВ в поглощающей среде с учётом поляризации электромагнитных волн и произвольной структуры акустического поля, а также проведено систематическое исследование АОВ при различных геометриях. Полученные аналитические выражения позволили определить оптимальную длину АОВ, а также предсказать наличие невзаимного эффекта при обратной коллинеарной дифракции при повороте АОЯ на  $180^\circ$ . С помощью численного моделирования получены выражения для полосы АОВ. Результаты работы могут быть использованы для проектирования акустооптических устройств с оптимальными характеристиками.

Работа поддержана грантом РФФИ №14-12-00380.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Е.А. Дьяконов, В.Б. Волошинов // Радиотехника и электроника. 2014. Т.59, No 5. С.498.
2. В.Б. Волошинов и др. // Квантовая электроника. 2013. Т.43. No 12. С.1139.
3. G. Montemezzani, M. Zgonik // Phys. Rev. E. 1997. V. 55. No 1. P. 1035.
4. P.A. Nikitin, V.B. Voloshinov // Physicsprocedia. 2015. V. 70. P. 712-715.

## Возможности применения кристаллов парателлурита и йодноватой кислоты в акустооптике терагерцевого излучения

Д.Л. Пороховниченко<sup>1</sup>, В.Б. Волошинов<sup>1</sup>, Е.А. Дьяконов<sup>1</sup>, Г.А. Командин<sup>2</sup>,  
И.Е. Спектор<sup>2</sup>, В.Д. Травкин<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Физический факультет Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова

<sup>2</sup>Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва

[dporoh@physics.msu.ru](mailto:dporoh@physics.msu.ru)

Акустооптическое взаимодействие, или явление дифракции света на ультразвуке, находит широкие применения в науке и технике [1]. Акустооптические (АО) устройства позволяют эффективно управлять интенсивностью, поляризацией, частотой и направлением распространения электромагнитных волн в диапазонах от ультрафиолетового до инфракрасного излучения, длина волны которого не превышает  $\lambda = 10 - 20$  мкм [2]. При этом, в настоящее время чрезвычайно велик интерес к терагерцевому (ТГц) спектральному диапазону, занимающему промежуточное положение между оптическим и микроволновым ( $\lambda = 30 - 3000$  мкм) [3-4]. Важно отметить, что в работе с ТГц излучением не применимы в полной мере ни оптические, ни радиотехнические подходы, поэтому поиск эффективных методов управления излучением этого диапазона является важной научно-технической проблемой.

Впервые возможность применения АО методов для управления ТГц излучением показана в работах [5, 6], а в [7] реализовано управляемое ультразвуком отклонение электромагнитной энергии в кристалле германия на углы в несколько десятков градусов на длине волны 140 мкм. Кроме этого, ТГц спектральный диапазон представляет значительный интерес для фундаментальной акустооптики - в работе [8] рассматривается возможность реализации высокочастотного режима изотропной коллинеарной дифракции. Одним из главных препятствий применения АО методов к ТГц излучению является его чрезвычайно сильное поглощение в большинстве материалов акустооптики. Таким образом, актуален вопрос поиска среды, обладающей одновременно хорошими акустооптическими свойствами и приемлемой величиной поглощения ТГц излучения. В работе [7] дана зависимость оптимальной длины АО взаимодействия  $l$  от величины поглощения электромагнитной волны  $\alpha$  [Нп/см]:

$$l = \frac{1}{2\alpha}. \quad (1)$$

Если принять за исходное типичную в акустооптике длину взаимодействия, равную  $l = 0.5$  см, то, исходя из соотношения (1), приемлемыми для использования оказываются кристаллы со значением коэффициента поглощения  $\alpha < 1$  Нп/см.

В данной работе были произведены измерения и, в соответствии с вышесказанным, даны оценки возможных частотных диапазонов применимости известных в акустооптике кристаллов  $\text{TeO}_2$ ,  $\text{NiO}_3$  и  $\text{LiIO}_3$  в ТГц области спектра. Кроме этого дана оценка коэффициентов акустооптического качества для различных геометрий взаимодействия в данных кристаллах. Измерения коэффициентов поглощения и показателей преломления проводились при помощи фурье-спектрометра Bruker IFS-113V и спектрометра "Эпсилон" на основе лампы обратной волны [9].

Основным параметром АО взаимодействия является эффективность дифракции, определяющаяся как отношение интенсивности излучения в первом и нулевом порядках [7]. При малых значениях эффективности  $I$  справедливо выражение:

$$I \approx \frac{\pi^2}{2\lambda^2} \frac{M_2 P_a}{S} l^2, \quad (2)$$



где  $M_2$  – коэффициент АО качества; где  $P_a$  – мощность акустической волны;  $l$  – эффективная длина АО взаимодействия;  $S$  – площадь фронта ультразвуковой волны. Как видно из соотношения (2), эффективность АО взаимодействия обратно пропорциональна квадрату длины волны, поэтому при переходе от видимого света к ТГц диапазону эффективность падает на несколько порядков. Еще один важный параметр, определяющий эффективность дифракции – это коэффициент акустооптического качества, который задается выражением:

$$M_2 = \frac{n^6 p_{eff}^2}{\rho V^2}, \quad (3)$$

где  $n$  – показатель преломления среды;  $p_{eff}$  – эффективная фотоупругая константа;  $\rho$  – плотность материала;  $V$  – фазовая скорость акустической волны. Коэффициент акустооптического качества существенно изменяется в зависимости от длины волны ЭМ излучения, в первую очередь, из-за изменения показателя преломления. Кроме того, в выражение (3) входит фотоупругая константа, которая также может зависеть от длины волны излучения, однако механизм этой зависимости в ТГц диапазоне не был подробно исследован. По этой причине в данной работе даны лишь оценки коэффициента акустооптического качества, исходя из измеренных значений показателей преломления.

Первый рассматриваемый кристалл – парателлури́т  $\text{TeO}_2$  активно применяется в акустооптике и обладает рекордными характеристиками в видимом и ИК диапазонах электромагнитных волн [1]. Данный кристалл имеет тетрагональную решетку, является оптически одноосным, показатели преломления для обыкновенной и необыкновенной волн в оптическом и ближнем ИК диапазонах  $n_o = 2.2 \div 2.4$  и  $n_e = 2.3 \div 2.6$ . Кристалл является практически полностью прозрачным в интервале длин волн  $\lambda = 0.35 \div 5$  мкм [10]. Результаты измерений коэффициента поглощения  $\alpha$ , а также показателя преломления  $n_o$  кристалла парателлурита, проведенных в диапазоне длин волн  $\lambda = 100 \div 1000$  мкм, представлены на рисунке 1.

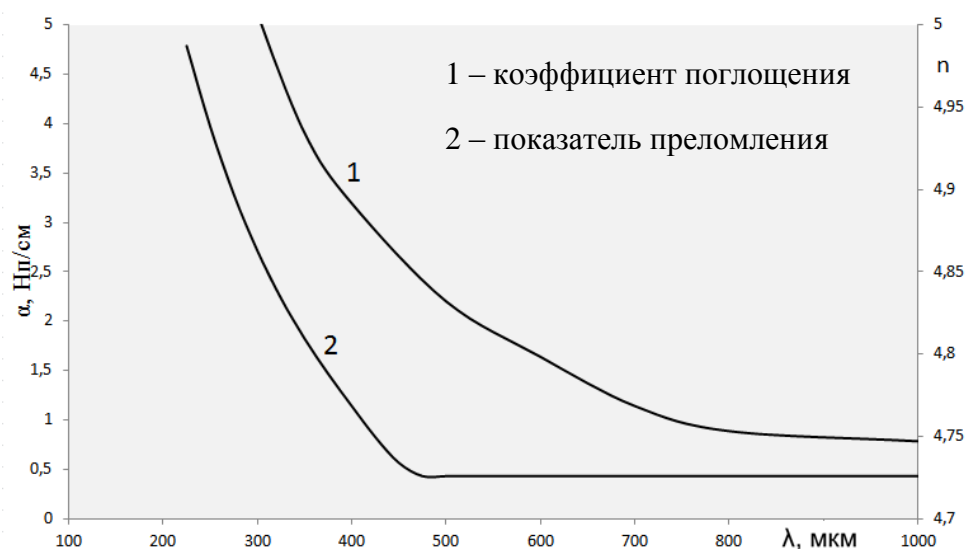


Рис. 1. Зависимость коэффициента поглощения и показателя преломления кристалла  $\text{TeO}_2$  от длины волны излучения

Как видно из графика, приемлемое значение коэффициента поглощения кристалл имеет, начиная с длины волны  $\lambda = 800$  мкм. Также необходимо отметить, что показатель преломления кристалла в ТГц диапазоне существенно больше, чем видимом

и ИК областях спектра. Он испытывает существенную дисперсию только в области сильного поглощения, а в остальном диапазоне измеренное значение показателя преломления обыкновенной волны практически не изменяется и равно  $n_o = 4,73$ . Геометрия экспериментального образца не позволила точно измерить показатель преломления для необыкновенной волны и его дисперсию, однако оценка его величины дала результат  $n_e \approx 5$ . Эти же параметры, вычисленные из справочных значений статической диэлектрической проницаемости [10], равны  $n_o = 4,7$  и  $n_e = 5,0$ , что говорит о слабой дисперсии показателей преломления в области более длинных волн.

На основании экспериментально полученных значений показателя преломления были сделаны оценки для коэффициентов акустооптического качества кристалла  $\text{TeO}_2$  при различных геометриях взаимодействия. В таблице указаны конфигурации этих взаимодействий, а также соответствующие значения коэффициентов качества для оптического и ТГц диапазонов.

Оценка значений коэффициентов АО качества для кристалла  $\text{TeO}_2$ 

Тип дифракции	ЭМ волна напр., поляр.	УЗ волна напр., поляр.	$M_2 \times 10^{15}, \text{с}^3/\text{кг}$ (опт. диапазон)	$M_2 \times 10^{15}, \text{с}^3/\text{кг}$ (ТГц диапазон)
Обратная коллинеарная	[100][010]	[100]L	22	2 300
	[001] круг.	[001]L	26	2 700
Полуколлинеарная (см. [11])	$50^\circ$ к [001][ $\bar{1}\bar{1}0$ ]	$8^\circ$ к [110] QS	520	54 000
Поперечная	[001] круг.	[110] S	1200	100 000

Два других рассмотренных кристалла – йодноватая кислота  $\text{HIO}_3$  и йодат лития  $\text{LiIO}_3$  имеют соответственно ромбическую и гексагональную кристаллические решетки. Первый кристалл является оптически двухосным и прозрачен в диапазоне длин волн  $\lambda = 0.3 \div 1.8$  мкм, а второй – оптически одноосным и прозрачен в диапазоне  $\lambda = 0.3 \div 6$  мкм. Показатели преломления обоих кристаллов принимают значения в пределах  $n = 1.7 \div 2.0$  [10]. На рис. 2 представлены зависимости коэффициента поглощения для кристаллов  $\text{HIO}_3$  и  $\text{LiIO}_3$ , измеренные в диапазоне длин волн от  $\lambda = 30$  мкм и более. В связи с плохим качеством обработки поверхностей кристаллических образцов, полученные результаты имеют лишь оценочный характер. Образец  $\text{LiIO}_3$  был вырезан перпендикулярно оси [001], поэтому для него было определено лишь одно значение показателя преломления  $n_o = 2.86$ , что близко к значению  $n = 2.87$ , полученному из справочных данных по статической диэлектрической проницаемости [10]. Измерения показателей преломления  $\text{HIO}_3$  не проводились из-за неточной ориентации образца, поэтому оценки были сделаны, исходя из литературных данных по статическим значениям проницаемости.

Оценка значений коэффициентов АО качества для кристаллов  $\text{HIO}_3$  и  $\text{LiIO}_3$ 

Тип дифракции	ЭМ волна напр., поляр.	УЗ волна напр., поляр.	$M_2 \times 10^{15}, \text{с}^3/\text{кг}$ (опт. диапазон)	$M_2 \times 10^{15}, \text{с}^3/\text{кг}$ (ТГц диапазон)
Кристалл $\text{HIO}_3$				
Обратная коллинеарная	[001][100]	[001] L	76	2 500
Поперечная	[010][100]	[001] L		
Кристалл $\text{LiIO}_3$				
Обратная коллинеарная	[001][100]	[001] L	34	400
Поперечная	[010][100]	[001] L		

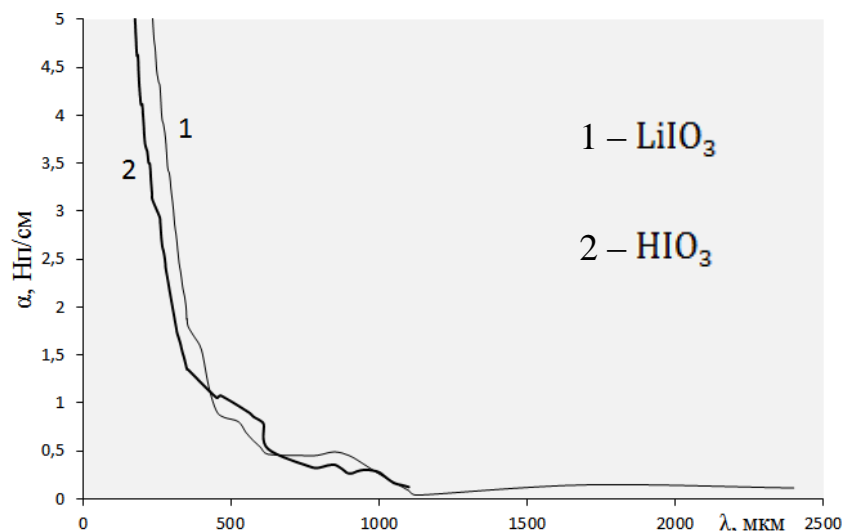


Рис. 2. Зависимость коэффициента поглощения кристаллов  $\text{HfO}_3$  и  $\text{LiIO}_3$  от длины волны излучения

На графиках коэффициентов поглощения  $\text{HfO}_3$  и  $\text{LiIO}_3$  присутствуют сильные шумы, вызванные шероховатостью поверхностей образцов, из-за чего погрешность измерения достигает  $\pm 0.25$  Нп/см. Тем не менее, полученные результаты позволяют полагать, что эти кристаллы обладают приемлемым поглощением ТГц излучения, начиная с длин волн  $\lambda \approx 550$  мкм и  $\lambda \approx 450$  мкм, соответственно.

Таким образом, исследованные кристаллы пригодны для применения в акустооптике лишь в длинноволновой части ТГц диапазона. При этом, поскольку значения АО качества кристаллов в ТГц диапазоне существенно выше, чем в оптическом диапазоне, можно ожидать приемлемых величин эффективности АО взаимодействия, несмотря на сравнительно большие длины волн излучения.

## ЛИТЕРАТУРА

1. В.И.Балакший, В.Н. Парыгин, Л.Е. Чирков “Физические основы акустооптики” М., «Радио и связь», 1985.
2. V.B.Voloshinov, N. Gupta // Proceedings of SPIE, 1999, v. 3900, p. 62-73.
3. E. Bründermann, H.W. Hübers, M.F. Kimmitt “Terahertz Techniques” Berlin, Springer, 2012.
4. В.Л. Братман, А.Г. Литвак, Е.В. Суворов // УФН, 2011, т. 181, №8, стр. 867-874.
5. T.Vogel, G. Dodel // Infrared Physics, 1985, v. 25, N 1-2, p. 315-318.
6. W.Dürr, W. Schmidt // International Journal of Infrared and Millimeter Waves, 1985, v. 6, N 10, p. 1043-1049.
7. В.Б.Волошинови др. // Квантовая электроника, 2013, т. 43, № 12, с. 1139–1142.
8. Д.Л.Пороховниченко, Е.А. Дьяконов, В.Б. Волошинов // Известия РАН. Серия физическая, 2016, т. 80, № 2, стр. 238-242.
9. G.Kozlov, A. Volkov // Topics in Applied Physics, 1998, v. 74, p. 51-109.
10. Акустические кристаллы. Справочник, под ред. М.П. Шаскольской М., «Наука», 1982.
11. Е.А.Дьяконов, В.Б. Волошинов, Н.В. Поликарпова // Оптика и спектроскопия, 2015, т. 118, № 1, стр. 172-181.

## Увеличение эффективности акустооптической дифракции методами плазмоники

И.М. Сопко, Г.А. Князев

Физический факультет Московского государственного университета имени М.В.Ломоносова  
[sopko.ivan@physics.msu.ru](mailto:sopko.ivan@physics.msu.ru)

Акустооптические устройства находят обширное применение при решении различных задач в науке и технике, например в оптике, оптоэлектронике, спектроскопии, оптической обработке информации и лазерной технике [1]. Большинство акустооптических приборов рассчитаны на работу в видимом и ближнем инфракрасном (ИК) диапазоне, однако существуют акустооптические приборы, работающие в дальнем ИК диапазоне [2]. Одной из главных проблем акустооптических устройств, при переходе к дальнему ИК диапазону, является проблема повышения эффективности акустооптического взаимодействия. Следует отметить, что в последнее время проявляется большой интерес к взаимодействию плазмон-поляритонов с ультразвуком [3,4,5], однако вопрос о создании акустоплазмонных устройств управления оптическим излучением подробно не рассматривался.

Данная работа посвящена вопросу повышения эффективности акустооптического взаимодействия в дальнем ИК диапазоне (на длине волны 10,6 мкм) за счет применения акустоплазмонного взаимодействия. Поверхностный плазмон-поляритон возбуждается на границе металл-воздух призмным методом в геометрии Отто, а на поверхности призмы возбуждается поверхностная акустическая волна. Так как поверхностный плазмон-поляритон сильно локализован вблизи границы раздела, то его эффективность взаимодействия с поверхностной акустической волной должна повыситься. Поверхностная электромагнитная волна на границе металл-диэлектрик может иметь только ТМ-поляризацию [6].

Для возбуждения акустической волны в кристалле или поверхностной волны на границе раздела кристалл-воздух проще всего использовать встречно-штыревой преобразователь, нанесенный на пьезоэлектрическую подложку [1,7]. Для этого широко используется ниобат лития ( $\text{LiNbO}_3$ ), который непрозрачен в дальнем ИК диапазоне. Однако некоторые полупроводниковые материалы, прозрачные для инфракрасного излучения, также обладают пьезоэффектом [8].

У арсенида галлия со структурой  $\bar{4}3m$  пьезоэлектрический тензор будет иметь такой вид, что при возбуждении поверхностной акустической волны на кристалле арсенида галлия от направления среза кристалла и ориентации встречно-штыревого преобразователя будет зависеть только скорость распространения. Табличные значения скоростей ПАВ варьируются в диапазоне от 2,4 до 3,33 км/с. В эксперименте измеренная скорость ПАВ равнялась 2,93 км/с.

Для возбуждения поверхностных плазмон-поляритонов дальнего инфракрасного диапазона в относительно широкой полосе частот наиболее удобно использовать метод Отто, с помощью призмы из арсенида галлия GaAs ( $n = 3,27$ ;  $k \ll n$ ). В качестве диэлектрика при проведении расчетов был выбран воздух  $\epsilon_1=1$ , а металл рассматривался как материал с действительной и мнимой частью показателя преломления соответственно равной  $n$  и  $k$  порядка нескольких десятков. Возможность существования поверхностного плазмон-поляритона определяется условием  $\text{Re}\{k_{spp}/k_0\} > 1$ , а его затухание мнимой частью  $k_{spp}$ .

В этой области находятся почти все металлы, а также некоторые полупроводники. В таблице 1 представлены результаты расчетов параметров поверхностного

плазмон-поляритона для различных материалов на длине волны 10,6 мкм: длина волны поверхностного плазмон-поляритона, длина пробега и глубины локализаций в обеих средах. Несмотря на то, что для карбида кремния ( $n = 0,06$ ;  $k = 1,21$ ) выполняется условие существования поверхностных плазмонных волн, данный материал не подходит для исследуемой задачи, так как затухание поверхностного плазмон-поляритона в нем слишком велико. Металлы в дальнем ИК ( $\lambda = 10,6$  мкм) диапазоне имеют  $n$  и  $k$  порядка нескольких десятков, из-за чего волновое число поверхностного плазмон-поляритона отличается от волнового числа свободной электромагнитной волны на величину порядка 0,01% следовательно, выбор металла следует проводить исходя из величины длины пробега плазмона, обратно пропорциональной мнимой части  $k_{spp}$ . Длина пробега поверхностного плазмон-поляритона при этом имеет порядок сантиметров.

Таблица 1. Параметров поверхностных плазмон-поляритонов

Материал	Глубина локализации в воздухе, см	Глубина локализации в металле, см	Длина волны, см	Длина пробега, см
Ag	$9,59 \cdot 10^{-3}$	$3,14 \cdot 10^{-6}$	$1,059846 \cdot 10^{-3}$	14,1333
Au	$9,69 \cdot 10^{-3}$	$3,08 \cdot 10^{-6}$	$1,059847 \cdot 10^{-3}$	15,5882
Cu	$8,43 \cdot 10^{-3}$	$3,55 \cdot 10^{-6}$	$1,059799 \cdot 10^{-3}$	11,6483
Al	$1,65 \cdot 10^{-2}$	$1,86 \cdot 10^{-6}$	$1,059949 \cdot 10^{-3}$	35,3333
Os	$8,52 \cdot 10^{-3}$	$3,36 \cdot 10^{-6}$	$1,059794 \cdot 10^{-3}$	33,3333
Pd	$7,65 \cdot 10^{-3}$	$3,74 \cdot 10^{-6}$	$1,059744 \cdot 10^{-3}$	27,3196

Таким образом, исходя из анализа акустических свойств металлов [7], был выбран алюминий ( $n = 25,3$ ;  $k = 90$ ).

Для нахождения влияния призмы в геометрии Отто, нужно сшить поля  $H_y$  и  $E_x$  при полном внутреннем отражении на границе призма-воздух и при возбуждении поверхностного плазмон-поляритона на границе раздела металл-диэлектрик. Результаты расчетов показывают, что при возбуждении плазмона призмным методом величина его волнового числа не изменится, а следовательно, не изменится и угол плазмонного резонанса. Для коэффициента отражения системы призма-воздух-металл получена аналитическая формула (1):

$$\frac{R}{E} = \frac{\frac{k_z}{\varepsilon_p} \left( \left( \frac{\gamma_d}{\varepsilon_d} + \frac{\gamma_m}{\varepsilon_m} \right) e^{d\gamma_d} + \left( \frac{\gamma_d}{\varepsilon_d} - \frac{\gamma_m}{\varepsilon_m} \right) e^{-d\gamma_d} \right) - i \frac{\gamma_d}{\varepsilon_d} \left( \left( \frac{\gamma_d}{\varepsilon_d} + \frac{\gamma_m}{\varepsilon_m} \right) e^{d\gamma_d} - \left( \frac{\gamma_d}{\varepsilon_d} - \frac{\gamma_m}{\varepsilon_m} \right) e^{-d\gamma_d} \right)}{\frac{k_z}{\varepsilon_p} \left( \left( \frac{\gamma_d}{\varepsilon_d} + \frac{\gamma_m}{\varepsilon_m} \right) e^{d\gamma_d} + \left( \frac{\gamma_d}{\varepsilon_d} - \frac{\gamma_m}{\varepsilon_m} \right) e^{-d\gamma_d} \right) + i \frac{\gamma_d}{\varepsilon_d} \left( \left( \frac{\gamma_d}{\varepsilon_d} + \frac{\gamma_m}{\varepsilon_m} \right) e^{d\gamma_d} - \left( \frac{\gamma_d}{\varepsilon_d} - \frac{\gamma_m}{\varepsilon_m} \right) e^{-d\gamma_d} \right)} \quad (1)$$

где  $k_z$  – величина проекции волнового вектора падающей волны на ось OZ,  $\gamma_d$  – величина локализации плазмона в воздухе,  $\varepsilon_d = 1$  – диэлектрическая проницаемость воздуха,  $\gamma_m$  – локализация плазмона в металле,  $\varepsilon_m$  – диэлектрическая проницаемость металла,  $\varepsilon_p$  – диэлектрическая проницаемость призмы, а  $d$  – величина зазора между призмой и металлом.

Для анализа процессов, происходящих при взаимодействии объемной оптической волны, поверхностного плазмон-поляритона и поверхностной акустической волны было проведено численное моделирование. При проведении моделирования считалось, что возбуждение поверхностного плазмон-поляритона производится методом Отто, с помощью призмы из арсенида галлия GaAs ( $n = 3,27$ ;  $k \ll n$ ).

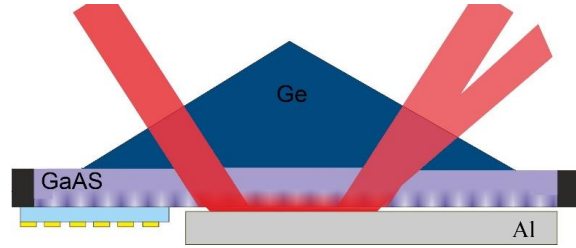


Рис. 1. Схема эксперимента

На рис. 1 представлена схема численного эксперимента: поверхностная акустическая волна распространялась вдоль нижней грани призмы. Объемная оптическая волна, падающая на грань призмы, возбуждала плазмон-поляритон, поле которого было преимущественно сосредоточено в зазоре между призмой и металлом, а также частично проникало в призму, где происходило взаимодействие с акустической волной. При распространении плазмона в зазоре между призмой происходило постепенное преобразование плазмонной волны в объемную, поэтому на выходе из призмы наблюдались пучки соответствующие 0 и -1 порядкам дифракции. К нулевому порядку добавлялось также излучение объемной волны, отраженное от грани призмы.

Угол падения  $\theta$ , необходимый для возбуждения поверхностного плазмон-поляритона, определяется из равенства проекции волнового вектора волны в призме на поверхность металла и волнового числа поверхностного плазмон-поляритона.

$$\theta = \arcsin\left(\frac{1}{n} \sqrt{\frac{\epsilon_1 \epsilon_2}{\epsilon_1 + \epsilon_2}}\right) = 17,8096^\circ \quad (2)$$

Так как волновое число поверхностного плазмон-поляритона близко к волновому числу свободной волны, угол возбуждения близок к углу полного внутреннего отражения ( $17,8069^\circ$ ). В реальной ситуации это может привести к тому, что часть углового спектра пучка может проникать в зазор между призмой и металлом.

В предложенной конструкции модулятора, дифракция поверхностного плазмона происходит на акустической волне Рэлея, распространяющаяся вдоль границы раздела арсенид галлия – воздух. Акустическая волна Рэлея локализована вблизи границы раздела и экспоненциально спадает при удалении от этой границы[2].

Глубину локализации звуковой волны находим из решения биквадратного уравнения:

$$(c_{44}\beta^2 - c_{11}k^2 + \rho w^2) \cdot (c_{11}\beta^2 - c_{44}k^2 + \rho w^2) + \beta^2 k^2 (c_{12} + c_{44})^2 = 0 \quad (3)$$

Для арсенида галлия:  $c_{11}=11,81 \cdot 10^{11}$  дин/см<sup>2</sup>,  $c_{12}=5,32 \cdot 10^{11}$  дин/см<sup>2</sup> и  $c_{44}=5,94 \cdot 10^{11}$  дин/см<sup>2</sup>, плотность  $\rho=5,316$  г/см<sup>3</sup>. Длину волны звука полагаем близкой к длине волны света, а частоту находим, принимая скорость волны Рэлея равной 2,5 км/с. Решая уравнение (2) получаем численное значение локализацию  $\beta$ :

$$\beta_{1,2} = 3092 \pm 3557 i \frac{1}{\text{см}} \quad (4)$$

Наличие у локализации мнимой компоненты соответствует осцилляциям амплитуды волны Рэлея в зависимости от глубины. Данный феномен присутствует в кристаллах с коэффициентом анизотропии больше единицы  $A=2c_{44}/(c_{11}-c_{12})>1$ [8].

Глубина модуляции показателя преломления выражается формулой:

$$\Delta n = n^3 p_3 \sqrt{\frac{P_a}{2\rho v^3 l b}} \quad (5)$$

При мощности звука около 1 Вт глубина модуляции показателя преломления имеет величину порядка  $10^{-3}$ .

Параметр Кляйна-Кука, характеризующий режим дифракции в нашем случае  $Q \approx 0,6$ , что соответствует промежуточному режиму дифракции.

Расчеты проводились для двух длин звуковой волны: 10,6 мкм и 5,3 мкм. В случае 10,6 мкм возможны порядки дифракции от -4 до +2, однако сколько-нибудь значительные пики интенсивности наблюдаются в следующих порядках: -2 ( $107,8^\circ$ ), -1 ( $90^\circ$ ), 0 ( $72,2^\circ$ ) и +1 ( $52,3^\circ$ ). Аналогично для 5,3 мкм возможны порядки от -2 до +2, но наблюдаются только -1-ый ( $107,8^\circ$ ) и 0-ой ( $72,2^\circ$ ) порядки.

Было проведено численное моделирование дифракции на ультразвуке объемной волны и поверхностного плазмон-поляритона.

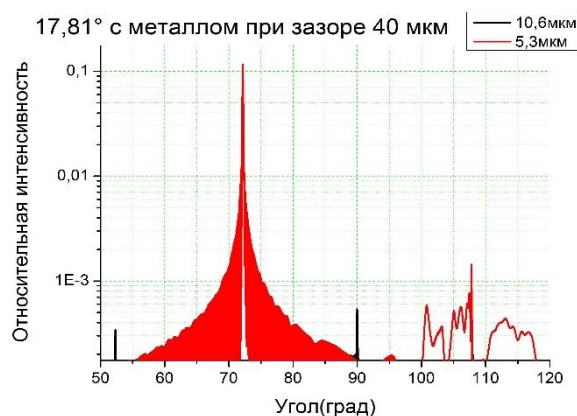


Рис. 2. Пространственное распределение интенсивности оптического излучения в присутствии металла при угле падения  $17,81^\circ$  для разных длин звуковых волн

На рис. 2 представлена картина дифракции при углах падения вблизи плазмонного резонанса в случае длине звуковой волны 5,3 мкм (красная линия) и 10,6 мкм (черная линия) при величине зазора 40 мкм. Видно, что эффективность дифракции в 1-м порядке при длине звука 5,3 мкм выше, чем при длине волны звука 10,6 мкм.

## ЛИТЕРАТУРА

1. В.И. Балакший, В.Н. Парыгин, Л.Е. Чирков “Физические основы акустооптики” М.: Радио и связь, 1985.
2. N. Gupta et al. // J. Opt. 2011. No 13. P. 055702.
3. T. Berstermann et al. // Phys. Rev. B. 2010. V. 81. P. 085316.
4. C. Ruppert et al. // Phys. Rev. B. 2010. V. 82. P. 081416.
5. C. Brüggemann, et al. // Phys. Rev. B. 2012. V. 86. P. 121401.
6. С.А. Майер “Плазмоника: теория и приложения” М.–Ижевск: НИЦ “Регулярная и хаотическая динамика”, 2011.
7. Э. Дьелесан, Д. Руайе “Упругие волны в твердых телах” М.: Наука, 1982
8. И.Б. Яковкин, Д.В. Петров “Дифракция света на акустических поверхностных волнах” Новосибирск: Наука, 1979.

## Линейная дифракция световых волн на периодических доменных структурах в кристаллах ниобата лития

С.М. Шандаров<sup>1</sup>, А.Е. Мандель<sup>1</sup>, А.В. Андрианова<sup>1</sup>, М.В. Бородин<sup>1</sup>, Г.И. Большанин<sup>1</sup>,  
С.В. Смирнов<sup>1</sup>, А.Р. Ахматханов<sup>2</sup>, В.Я. Шур<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники

<sup>2</sup>Уральский государственный университет  
[stanislavshandarov@gmail.com](mailto:stanislavshandarov@gmail.com)

Реальные периодические доменные структуры (ПДС) в сегнетоэлектрических кристаллах, используемые для квазисинхронных нелинейных преобразований спектральных характеристик лазерного излучения, отличаются от идеальных присутствием вариаций размеров доменов, случайных и периодических ошибок в положениях доменных границ, и другими технологическими особенностями формирования, ухудшающими их характеристики [1]. Информативным методом определения качества ПДС является дифракция света на такой доменной структуре в линейном режиме [2-4].

В настоящем сообщении с использованием приведенных в [4] соотношений проведен анализ возмущений диэлектрической проницаемости для ПДС в кристалле ниобата лития, создаваемых чередующимися 180-градусными доменными стенками, параллельными кристаллографическим осям Z и Y. Считалось, что две периодические системы стенок с поляризацией, изменяющейся вдоль координаты  $x$  с  $-P_S$  на  $P_S$  и с  $P_S$  на  $-P_S$ , могут иметь пространственный сдвиг, отличающийся от половины периода ПДС  $\Lambda/2$  на некоторую величину  $\pm\Delta x$ . Для ПДС, сформированной в кристалле  $MgO:LiNbO_3$ , экспериментально исследована дифракция со многими дифракционными максимумами при распространении лазерного пучка с длиной волны  $\lambda = 655$  нм вдоль оси Z.

Для идеализированной 180-градусной стенки, вблизи которой реализуется изменение вектора спонтанной поляризации с  $-P_S$  на  $P_S$ , зависимость модуля  $P_z$  от координаты  $x$  определяется следующим выражением [5]:

$$P_z(x) = P_S \tanh\left(\frac{x}{\omega_0}\right), \quad (1)$$

где  $\omega_0$  – половинная толщина доменной стенки. Вследствие электрострикции и обратного флексоэлектрического эффекта локализованные вблизи доменной стенки изменения электрической поляризации индуцируют зависящие от координаты  $x$  упругие поля. Создаваемые полями доменных стенок возмущения компонент тензора диэлектрической проницаемости кристалла на частоте световой волны  $\Delta\varepsilon_{ij}$  в отсутствие внешнего поля, обусловленные как спонтанным квадратичным электрооптическим эффектом, так и упругооптическим вкладом, для ПДС, содержащей  $2N+1$  таких стенок, с учетом найденных в [4] соотношений могут быть представлены в виде суммы:

$$\Delta\varepsilon_{ij}^{(1)}(x) = \Delta\varepsilon_{ij}^{m(1)} \sum_{n=-N}^N \text{ch}^{-2}\left(\frac{x+n\Lambda}{\omega_0}\right), \quad (2)$$

со следующими максимально достигаемыми значениями:



$$\Delta\varepsilon_{11}^{m(1)} = n_o^4 P_S^2 \left( R_{13} + p_{11} \frac{d_{31}^S}{C_{11}^P} \right), \quad \Delta\varepsilon_{22}^{m(1)} = n_o^4 P_S^2 \left( R_{13} + p_{12} \frac{d_{31}^S}{C_{11}^P} \right), \quad (3)$$

$$\Delta\varepsilon_{33}^{m(1)} = n_e^4 P_S^2 \left( R_{33} + p_{31} \frac{d_{31}^S}{C_{11}^P} \right), \quad \Delta\varepsilon_{23}^{m(1)} = \Delta\varepsilon_{32}^{m(1)} = n_o^2 n_e^2 P_S^2 p_{41} \frac{d_{31}^S}{C_{11}^P}, \quad (4)$$

$$\Delta\varepsilon_{13}^{m(1)} = \Delta\varepsilon_{31}^{m(1)} = -n_o^2 n_e^2 \frac{P_S}{2\omega_0} \frac{p_{14} (f_{1132} C_{14}^P - f_{3131} C_{66}^P) + p_{41} (f_{3131} C_{14}^P - f_{1132} C_{44}^P)}{C_{44}^P C_{66}^P - (C_{14}^P)^2}, \quad (5)$$

$$\Delta\varepsilon_{12}^{m(1)} = \Delta\varepsilon_{21}^{m(1)} = -n_o^4 \frac{P_S}{2\omega_0} \frac{p_{14} (f_{1132} C_{14}^P - f_{3131} C_{66}^P) + p_{66} (f_{3131} C_{14}^P - f_{1132} C_{44}^P)}{C_{44}^P C_{66}^P - (C_{14}^P)^2}, \quad (6)$$

где  $n_o$  и  $n_e$  – обыкновенный и необыкновенный показатели преломления кристалла;  $R_{ij}$  – электрооптические постоянные квадратичного эффекта и  $p_{ik}$  – упругооптические постоянные;  $C_{ik}^P$  – модули упругости при постоянной электрической поляризации,  $d_{ik}^S$  – тензор электрострикции механически зажатого кристалла и  $f_{ijkl}$  – компоненты тензора флексозлектрической связи.

Стенки второго типа, с изменением спонтанной поляризации с  $P_S$  на  $-P_S$ , будем полагать смещенными относительно стенок первого типа на расстояние  $\Lambda / 2 + \Delta x$ :

$$\Delta\varepsilon_{ij}^{(2)}(x) = \Delta\varepsilon_{ij}^{m(2)} \sum_{n=-N}^N \text{ch}^{-2} \left( \frac{x + n\Lambda + \Lambda / 2 + \Delta x}{\omega_0} \right), \quad (7)$$

при этом максимально достигаемые для них значения возмущений диэлектрической проницаемости удовлетворяют соотношениям

$$\Delta\varepsilon_{11}^{m(2)} = \Delta\varepsilon_{11}^{m(1)}, \quad \Delta\varepsilon_{22}^{m(2)} = \Delta\varepsilon_{22}^{m(1)}, \quad \Delta\varepsilon_{33}^{m(2)} = \Delta\varepsilon_{33}^{m(1)}, \quad \Delta\varepsilon_{23}^{m(2)} = \Delta\varepsilon_{32}^{m(2)} = \Delta\varepsilon_{23}^{m(1)}, \quad (8)$$

$$\Delta\varepsilon_{13}^{m(2)} = \Delta\varepsilon_{31}^{m(2)} = -\Delta\varepsilon_{13}^{m(1)}, \quad \Delta\varepsilon_{12}^{m(2)} = \Delta\varepsilon_{21}^{m(2)} = -\Delta\varepsilon_{12}^{m(1)}, \quad (9)$$

Для ПДС с большим количеством доменных стенок, при  $N \gg 1$ , суммарные возмущения диэлектрической проницаемости кристалла  $\Delta\varepsilon_{ij}^g(x) = \Delta\varepsilon_{ij}^{(1)}(x) + \Delta\varepsilon_{ij}^{(2)}(x)$  могут быть приближенно представлены в виде разложения в ряд Фурье. Для компонент тензора  $\Delta\varepsilon_{11}^g$ ,  $\Delta\varepsilon_{22}^g$ ,  $\Delta\varepsilon_{33}^g$  и  $\Delta\varepsilon_{23}^g = \Delta\varepsilon_{32}^g$ , связанных со спонтанным квадратичным электрооптическим эффектом и упругооптическим вкладом (см. формулы (3) и (4)), использование соотношений (2), (7) и (8) позволяет получить следующие выражения для нечетных и четных фурье-гармоник с пространственными периодами  $(2p-1)\Lambda$  и  $2p\Lambda$ , соответственно:

$$\Delta\varepsilon_{ij}^{(2p-1)}(x) = 4\Delta\varepsilon_{ij}^{m(1)} F_{2p-1} \sin \left[ \frac{(2p-1)\pi}{\Lambda} \Delta x \right] \sin \left[ (2p-1) \frac{2\pi}{\Lambda} \left( x + \frac{\Delta x}{2} \right) \right], \quad (10)$$

$$\Delta\varepsilon_{ij}^{2p}(x) = 4\Delta\varepsilon_{ij}^{m(1)} F_{2p} \cos \left[ \frac{2p\pi}{\Lambda} \Delta x \right] \cos \left[ 2p \frac{2\pi}{\Lambda} \left( x + \frac{\Delta x}{2} \right) \right], \quad (11)$$

где за  $F_k$  обозначены коэффициенты фурье-разложения функции  $\text{ch}^{-2}(x/\omega_0)$ :

$$F_k = \frac{1}{\Lambda} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\exp(-i2\pi kx' / \Lambda)}{\text{ch}^2(x' / \omega_0)} dx'. \quad (12)$$

Недиагональные компоненты тензора  $\Delta\varepsilon_{13}^g = \Delta\varepsilon_{31}^g$  и  $\Delta\varepsilon_{12}^g = \Delta\varepsilon_{21}^g$  могут быть отличными от нуля для рассматриваемой ПДС исключительно за счет обратного флексоэлектрического эффекта. Использование соотношений (2), (7) и (9) позволяет получить для соответствующих им фурье-гармоник следующие выражения:

$$\Delta\varepsilon_{13,12}^{(2p-1)}(x) = -4\Delta\varepsilon_{13,12}^{m(1)} F_{2p-1} \cos\left[\frac{(2p-1)\pi}{\Lambda} \Delta x\right] \cos\left[(2p-1)\frac{2\pi}{\Lambda}\left(x + \frac{\Delta x}{2}\right)\right], \quad (13)$$

$$\Delta\varepsilon_{13,12}^{2p}(x) = -4\Delta\varepsilon_{13,12}^{m(1)} F_{2p} \sin\left[\frac{2p\pi}{\Lambda} \Delta x\right] \sin\left[2p\frac{2\pi}{\Lambda}\left(x + \frac{\Delta x}{2}\right)\right]. \quad (14)$$

Как следует из (10), для фурье-разложений возмущений диагональных компонент тензора диэлектрической проницаемости  $\Delta\varepsilon_{ii}^g(x)$  и для недиагональных компонент  $\Delta\varepsilon_{23}^g(x) = \Delta\varepsilon_{32}^g(x)$ , нечетные фурье-составляющие с волновыми числами  $K=2\pi k/\Lambda$  ( $k=\pm 1, \pm 3, \pm 5, \dots$ ) для доменной структуры с  $\Delta x=0$  обращаются в ноль. Картина изотропной дифракции света на такой идеальной структуре, обуславливаемой возмущениями именно диагональных компонент  $\Delta\varepsilon_{ii}^g$ , должна содержать дифракционные максимумы только четных порядков. При распространении падающей волны под небольшим углом к оси  $Z$  в плоскости  $XZ$  кристалла изотропная дифракция будет происходить за счет возмущений компоненты  $\Delta\varepsilon_{22}^g$  для обыкновенной волны, и за счет  $\Delta\varepsilon_{11}^g$  – для необыкновенной.

Из соотношений (13) и (14) следует, что обратный флексоэлектрический эффект приводит к упругооптическому вкладу в фазовую решетку, характеризующуюся возмущениями недиагональных компонент тензора диэлектрической проницаемости кристалла  $\Delta\varepsilon_{13}^g = \Delta\varepsilon_{31}^g$  и  $\Delta\varepsilon_{12}^g = \Delta\varepsilon_{21}^g$  и пространственным периодом  $\Lambda$ . На такой фазовой решетке возможна дифракция падающей световой волны, распространяющейся в плоскостях  $XY$  (при использовании возмущений  $\Delta\varepsilon_{13}^g = \Delta\varepsilon_{31}^g$ ) или  $XZ$  (в случае использования  $\Delta\varepsilon_{12}^g = \Delta\varepsilon_{21}^g$ ), называемая анизотропной (см., например, [6]), когда одна из волн, падающая или дифрагированная, является обыкновенной, а другая – необыкновенной. Характерно, что для идеальной ПДС с  $\Delta x=0$  в этом случае могут наблюдаться дифракционные максимумы только нечетных порядков. Следует также отметить, что при фиксированных значениях пространственного периода ПДС  $\Lambda$  и длины волны применяемого светового излучения  $\lambda$  наблюдение анизотропной дифракции осложнено требованием выполнения условий синхронизма, которые не всегда могут быть реализованы в исследуемом образце. Однако при распространении падающей световой волны под малыми углами к оптической оси  $Z$  в плоскости  $XZ$  кристалла выполнение условий синхронизма облегчается, вследствие слабого различия показателей преломления для обыкновенной и необыкновенной волн.

Исследуемая периодическая доменная структура была изготовлен в ООО ЛАБФЕР в монокристаллическом образце легированного оксидом магния ниобата лития ( $\text{LiNbO}_3: 5\% \text{MgO}$ )с толщиной 1 мм вдоль полярной оси  $Z$ , методом переполаризации во внешнем электрическом поле, и имела период  $\Lambda = 9,43$  мкм. Для наблюдения дифракции использовался коллимированный пучок с апертурой около 2 мм от полупроводникового лазера, с длиной волны  $\lambda = 655$  нм и выходной

мощностью 25 мВт. Выходная поляризация данного пучка, являющегося падающим, корректировалась поляризационной призмой, позволяющей задавать ориентацию вектора поляризации на входной грани кристалла с ПДС в горизонтальной плоскости используемой экспериментальной установки.

Для позиционирования образца относительно падающего пучка и подстройки ориентации векторов ПДС  $K = (2\pi / \Lambda)kx^\circ$  также в горизонтальной плоскости, которая должна совпадать с плоскостью XZ кристалла, он устанавливался на столик с соответствующими прецизионными механическими узлами. Для исследования поляризационной структуры дифракционных максимумов и измерения их относительной интенсивности использовались устанавливаемые после образца дихроичный анализатор, с точностью отсчета углов  $\pm 0,5$  угл. град., и кремниевый фотодиод. Подстройка вектора входной поляризации и положения векторов  $K$  ПДС под необходимую ориентацию осуществлялась с использованием коноскопической картины и измерения поляризационной структуры прошедшего через кристалл падающего светового пучка при различных углах падения на входную грань.

При распространении падающего светового пучка, поляризованного вдоль оси X, точно вдоль оси Z кристалла, визуально наблюдалась симметричная дифракционная картина, содержащая более двадцати максимумов. Относительные интенсивности для девяти из них, измеренных при максимуме пропускания анализатора для волн, поляризованных в плоскости XZ кристалла, представлены в таблице 1.

Таблица 1. Относительные интенсивности дифракционных максимумов для симметричной изотропной дифракции необыкновенных волн

Порядок максимума	-4	-3	-2	-1	0	+1	+2	+3	+4
Относительная интенсивность	0,000 2	0,000 7	0,009 3	0,003 9	1,0 0	0,004 1	0,009 4	0,000 7	0,0002

Как следует из табл. 1, интенсивность дифракционных максимумов  $\pm 1$ -го порядков при изотропной дифракции отлична от нуля, но более чем в два раза уступает интенсивности максимумов  $\pm 2$ -го порядков. Это согласуется с используемой выше моделью при наличии асимметрии в относительном расположении стенок первого и второго типов, то есть при  $\Delta x \neq 0$ .

Проведенные исследования поляризационной структуры  $\pm 1$ -го и  $\pm 2$ -го порядков показали, что световое поле в этих максимумах можно представить в виде суперпозиции сильной и слабой световых волн, которые поляризованы в горизонтальной и вертикальной плоскостях соответственно и сдвинуты по фазе на  $\pi/2$ . Это свидетельствует о присутствии слабой анизотропной дифракции для данной ПДС.

Работа выполнена в рамках госзадания Минобрнауки РФ на 2015-2016 годы и НИР по проектной части госзадания №3.878.2014/ИК.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. М.М. Fejeretal. // IEEEJ. ofQuantumElectronics. 1992. V. 28. No 11. P.2631.
2. А.Л. Александровскийидр. // Квантовая электроника. 1996. Т. 23. №7. С. 657.
3. M.Mülleret al. // J. Appl. Phys. 2005. V. 97. No 4. P. 044102.
4. S.M. Shandarovet al. // Ferroelectrics. 2016. V. 496. P. 1.
5. В.А. Жирнов // ЖЭТФ. 1958. Т. 35. С. 1175.
6. В.И.Балакший, В.Н.Парыгин, Л.Е. Чирков“Физическиеосновыакустооптики” М.: Радио и связь, 1985.

## Энергообмен взаимодействующих световых пучков при дифракции на наклонной объемной фазовой решетке

Е.А. Дьяконов

Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова, физический факультет  
[ead1989@gmail.com](mailto:ead1989@gmail.com)

При исследовании акустооптического взаимодействия в кристаллических средах с сильной упругой анизотропией возникает задача описания дифракции света на наклонной объемной фазовой решетке. При этом взаимодействующие световые пучки могут образовывать практически любые углы с ультразвуковым столбом, достигающие  $90^\circ$  и более. Для корректного описания подобных режимов дифракции необходимо рассматривать акустооптическое взаимодействие не как одномерный, а как двумерный процесс, учитывая ограничение области взаимодействия по двум координатам [1].

Как известно, при акустооптическом взаимодействии происходит обмен энергией между световыми пучками дифракционных порядков. В одномерном случае такой обмен сводится к периодическому изменению интенсивности этих пучков по длине области взаимодействия. Двумерное представление акустооптического взаимодействия позволяет рассмотреть более сложный характер обмена, когда переход энергии происходит не только вдоль направления распространения каждого из пучков, но и поперек его. При этом взаимодействующие пучки становятся неоднородными в пространстве, а форма их сечения искажается [1]. Этот эффект принципиально определяется двумерным характером дифракционной задачи, и исследование его динамики представляет значительный интерес.

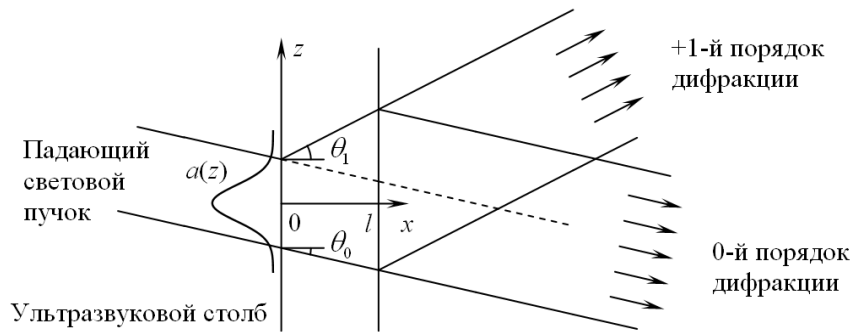


Рис. 1. Конфигурация взаимодействующих волновых пучков в случае  $\theta_0 < 0$  и  $0 < \theta_1 < 90^\circ$

Рассмотрим практически важный режим дифракции Брэгга, при котором существует лишь два дифракционных порядка. При выполнении условия брэгговского синхронизма, уравнения связанных мод, описывающие изменение амплитуд взаимодействующих электромагнитных волн в пространстве, имеют вид [1]:

$$\frac{\partial C_0}{\partial x} \cos \theta_0 + \frac{\partial C_0}{\partial z} \sin \theta_0 = -\frac{q}{2} C_1, \quad (1)$$

$$\frac{\partial C_1}{\partial x} \cos \theta_1 + \frac{\partial C_1}{\partial z} \sin \theta_1 = \frac{q}{2} C_0,$$

$$C_0(0, z) = a(z); \quad C_1(0, z) = 0 \text{ при } \theta_1 < 90^\circ; \quad C_1(l, z) = 0 \text{ при } \theta_1 > 90^\circ, \quad (2)$$

где  $C_{0,1}$  - комплексные амплитуды электромагнитных волн 0-го и 1-го порядков дифракции,  $\theta_{0,1}$  - углы между лучевыми векторами электромагнитных волн и координатной осью  $x$  (см. рис. 1),  $q$ - коэффициент акустооптической связи,  $l$ - ширина ультразвукового столба. Функция  $a(z)$  задает пространственную структуру падающего

светового пучка (рис. 1) и должна удовлетворять условию нормировки  $\int_{-\infty}^{\infty} |a(z)|^2 \cos \theta_0 dz = 1$ . При этом эффективность дифракции, то есть отношение энергии, отклоненной в дифракционный порядок, к энергии падающего светового пучка, равна:

$$I = \int_{-\infty}^{\infty} |C_1(l, z)|^2 \cos \theta_1 dz \text{ при } |\theta_1| < 90^\circ; \quad I = \int_{-\infty}^{\infty} |C_1(0, z)|^2 |\cos \theta_1| dz \text{ при } |\theta_1| > 90^\circ. \quad (3)$$

Представленные далее результаты получены с использованием численного метода решения двумерных уравнений связанных мод, описанного ранее в работе [2].

На рис. 2 показана пространственная зависимость интенсивности света в случае дифракции гауссовского пучка на фазовой решетке с углом наклона  $45^\circ$ . Сечение пучка задается функцией  $a(z) = \sqrt{2/b} \exp[-2\pi(z \cos \theta_0 / b)^2]$ , его апертура равна  $b = 2l$ . Коэффициент связи  $q$  на всех графиках одинаков и удовлетворяет условию  $ql = 1,6$ .

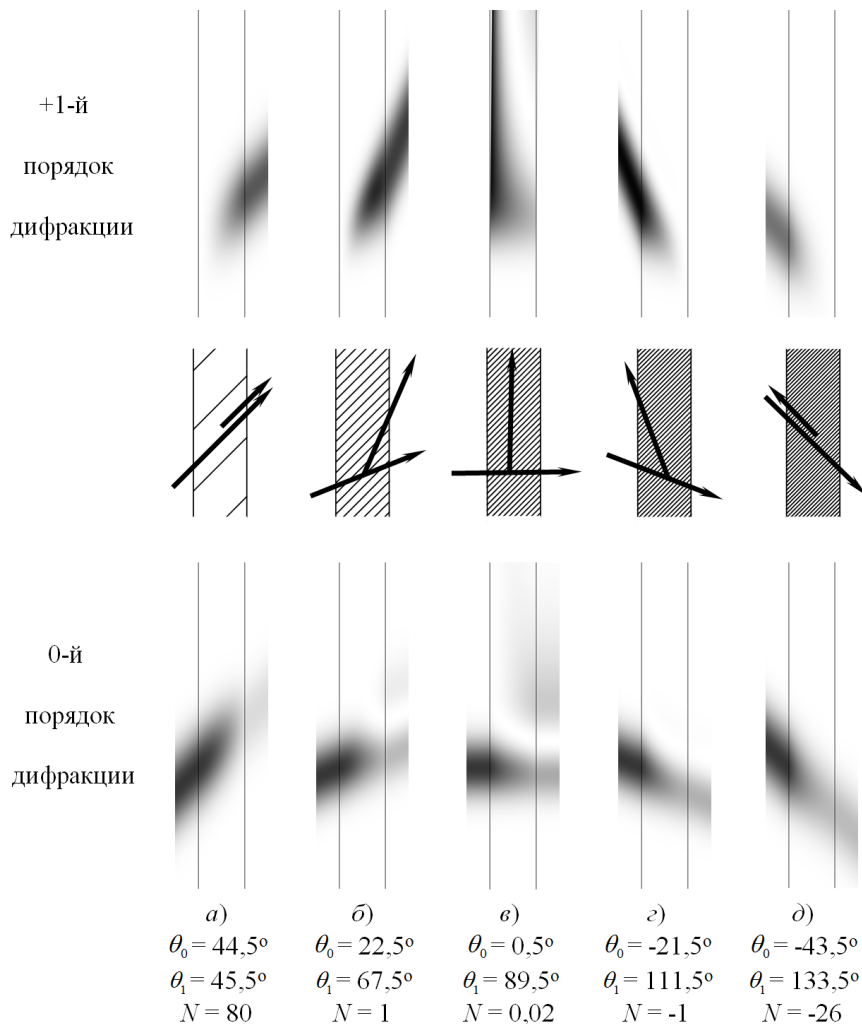


Рис. 2. Пространственная зависимость интенсивности света в области взаимодействия

Видно, что при малом угле дифракции (рис. 2а) распределение энергии по сечению пучка сохраняется, то есть двумерная задача сводится к одномерной. При увеличении угла дифракции  $\theta_1$  и его приближении к  $90^\circ$  (рис. 2б, 2в) сечение пучков заметно искажается. Изменяется апертура световых пучков, поэтому интенсивность света в отдельных точках отклоненного пучка может даже превысить интенсивность света в падающем пучке. Важно, что обратный переход энергии из пучка +1-го порядка дифракции в 0-й порядок приводит к высвечиванию части энергии из области

взаимодействия параллельно направлению проходящего пучка света, но вне его апертуры (см. рис. 1). Все эти эффекты обусловлены двумерным характером задачи [1].

При дальнейшем увеличении угла дифракции (рис. 2г) световой пучок +1-го дифракционного порядка выходит из области взаимодействия с той же стороны, с которой в нее входил падающий световой пучок. Профиль сечения световых пучков в процессе взаимодействия по-прежнему изменяется, но по мере увеличения угла Брэгга данный эффект проявляется все более слабо. В точке, соответствующей обратному коллинеарному рассеянию, сечение взаимодействующих световых пучков не изменяется (рис. 2д), то есть задача может вновь считаться практически одномерной.

Перераспределение энергии взаимодействующих световых пучков в пространстве существенно влияет на вид зависимости эффективности дифракции от коэффициента акустооптической связи. Серия таких зависимостей приведена на рис. 3. Угол наклона фазовой решетки и апертура светового пучка те же, что и в предыдущем примере.

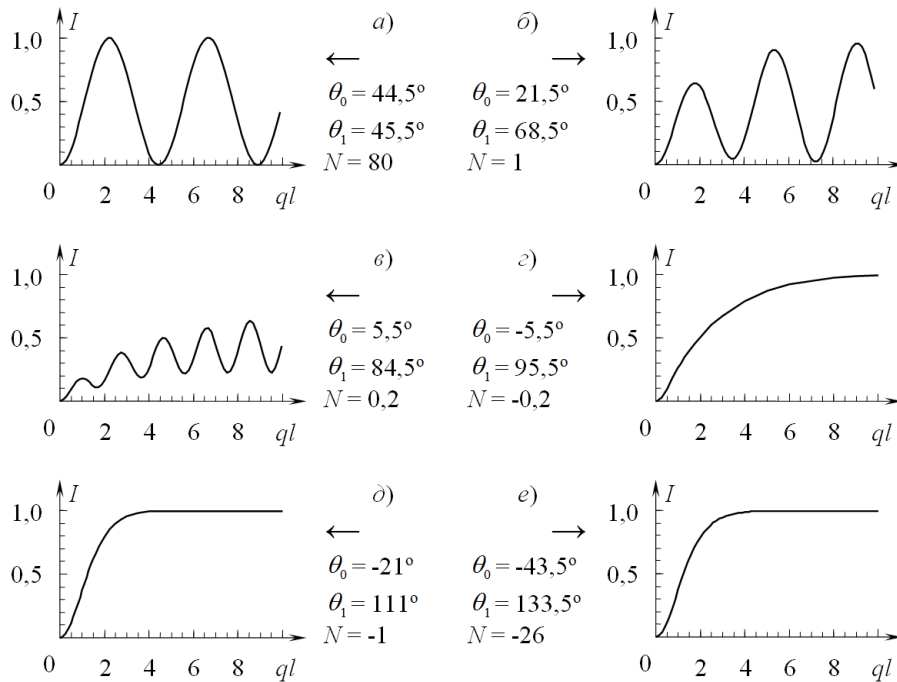


Рис. 3. Зависимости эффективности дифракции от коэффициента связи при различных углах дифракции

При малом угле отклонения света (рис. 3а) зависимость эффективности дифракции от коэффициента связи имеет вид синусоиды, характерный для поперечной дифракции. Однако при увеличении угла дифракции, когда задача приобретает двумерный характер, зависимость существенно изменяется. Амплитуда осцилляций сокращается, и эффективность дифракции при изменении коэффициента связи уже не достигает ни единичного, ни нулевого значений (рис. 3б, 3в). Такой вид кривой обусловлен описанным выше изменением формы сечения световых пучков в процессе взаимодействия. Его можно качественно объяснить тем, что часть энергии падающего света покидает область взаимодействия вне апертуры падающего светового пучка (см. рис. 2б - 2г), и поэтому уже не может участвовать в процессе взаимодействия.

При переходе угла дифракции  $\theta_1$  через значение  $90^\circ$  зависимость эффективности дифракции от коэффициента связи становится не осциллирующей, а монотонной, что характерно для брэгговского отражения. Форма зависимости также изменяется при изменении угла дифракции (см. рис. 3г, 3д), однако при этом кривая не приобретает существенных особенностей. При увеличении угла дифракции рассматриваемая

зависимость быстро приближается к известной кривой, определяемой квадратом гиперболического тангенса и описывающей обратное коллинеарное рассеяние (рис. 3е).

Интересно также исследовать зависимость эффективности дифракции от коэффициента связи при угле дифракции, в точности равном  $\theta_1 = 90^\circ$  (рис. 4а), что соответствует полуколлинеарному режиму взаимодействия [3]. Постановка задачи при этом учитывает третий характерный размер области взаимодействия, а именно длину ультразвукового столба, и отличается от (1)-(3). Серия зависимостей эффективности дифракции от коэффициента связи при угле падения света  $\theta_0 = 0^\circ$ , апертуре светового пучка  $b = l$  и различных длинах ультразвукового столба представлена на рис. 4б. Характерные ступеньки на данных кривых можно рассматривать как вырожденный вариант осцилляций, имеющих место при  $\theta_1 < 90^\circ$  и исчезающих при  $\theta_1 > 90^\circ$ .

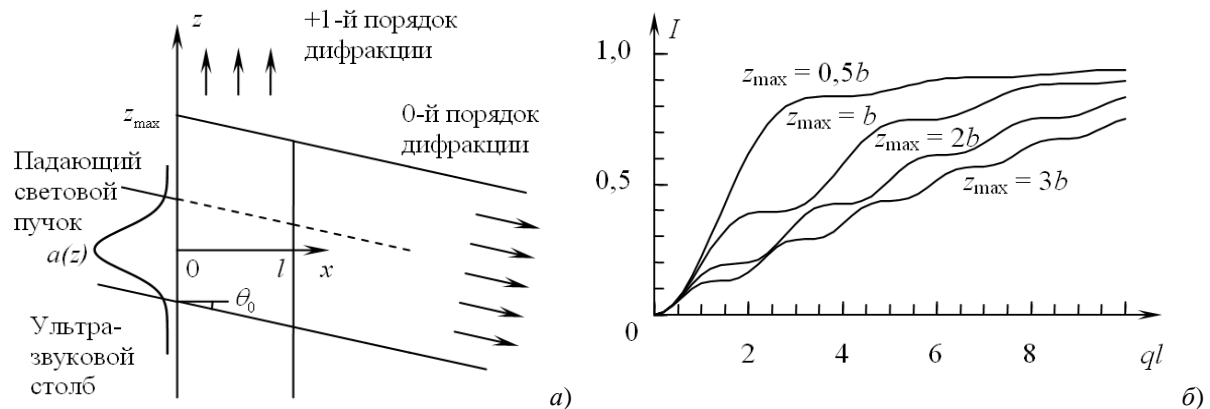


Рис. 4. Полуколлинеарное взаимодействие при различных длинах ультразвукового столба

Из графиков рис. 4б также видно, что с увеличением длины ультразвукового столба при неизменном коэффициенте связи падает эффективность дифракции. Это происходит потому, что при дифракции на более длинном ультразвуковом столбе большая часть энергии светового пучка +1-го порядка дифракции переходит обратно в 0-й порядок и высвечивается вне апертуры падающего светового пучка. При этом, энергия светового пучка 0-го порядка дифракции повышается не за счет возрастания его интенсивности, а за счет увеличения его апертуры, равной длине ультразвукового столба (см. рис. 4а). Отсюда следует, что при полуколлинеарной дифракции на бесконечно длинном ультразвуковом столбе вся энергия падающего света, в конечном итоге, перейдет именно в 0-й порядок и распределится вдоль длины столба.

Степень проявления описанных эффектов можно количественно оценить параметром геометрической конфигурации взаимодействия  $N = b \cos \theta_1 / l \sin(\theta_1 - \theta_0)$  [1]. На рис. 2 - 3 подписаны значения этого параметра для рассматриваемых режимов взаимодействия. Видно, что при условии  $|N| \gg 1$  двумерная задача сводится к одномерной, а при  $|N| \ll 1$  или  $|N| \sim 1$  существенно проявляются двумерные эффекты. В случае полуколлинеарного взаимодействия параметр  $N$  принимает нулевое значение.

Полученные результаты применимы к дифракции света не только на ультразвуке, но также и на других видах объемных фазовых решеток, например голографических.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Е.А. Дьяконов, В.Б. Волошинов // Радиотехн. и электрон. 2014. Т.59. №5. С.498.
2. Е.А. Дьяконов // Сб. трудов школы-семинара "Волны-2015". Секция 3. Стр. 21.
3. Е.А. Дьяконов, В.Б. Волошинов, Н.В. Поликарпова // Опт. и спектр. 2015. Т.118. № 1. С.172.

## Промежуточный и раман-натовский режимы акустооптического взаимодействия в среде с оптической и акустической анизотропией

А.В. Захаров, Н.В. Поликарпова, В.Б. Волошинов  
Физический факультет МГУ имени М.В. Ломоносова  
[azakharov@physics.msu.ru](mailto:azakharov@physics.msu.ru)

В современной акустооптике, как правило, применяются кристаллы, обладающие сильной оптической и акустической анизотропией [1-4]. В частности, в кристалле парателлурита  $\text{TeO}_2$  угол между векторами фазовой и групповой скорости звуковой волны (угол акустического сноса) может достигать значения  $\Psi=74^\circ$ . В последнее время наблюдается устойчивый интерес к изучению влияния акустической анизотропии на параметры акустооптического (АО) взаимодействия [5-7]. Как известно, существует два предельных режима акустооптического взаимодействия. В случае, когда создаваемая акустической волной дифракционная решетка может считаться плоской, реализуется режим дифракции Рамана-Ната, для которого характерна дифракционная картина с большим количеством дифракционных максимумов, расположенных симметрично относительно направления падающей световой волны. В случае, когда создаваемая акустической волной решетка имеет такую ширину, что не может считаться плоской, реализуется режим дифракции Брэгга, для которого характерно наличие одного-единственного ненулевого дифракционного максимума в дифракционной картине; данный вид дифракции реализуется только при падении световой волны на ультразвуковой столб под углом Брэгга. Существует также режим дифракции, промежуточный между раман-натовским и брэгговским; для него характерно наличие нескольких максимумов в дифракционной картине. Перечисленные режимы АО взаимодействия могут быть реализованы как в форме изотропной дифракции, когда дифрагированный свет имеет ту же поляризацию, что и падающий, так и в форме анизотропной дифракции, когда, вследствие оптической анизотропии среды, дифрагированный свет меняет свою поляризацию. В данном сообщении предлагаются параметры фазовой расстройки, позволяющие вычислять интенсивность света в дифракционных максимумах в раман-натовском и промежуточном режимах АО дифракции в акустически и оптически анизотропной среде. Также параметр Кляйна-Кука, традиционно применяемый в акустооптике для оценки режима дифракции, обобщается на случай анизотропной дифракции.

Как известно, при взаимодействии падающей плоской световой волны с волновым вектором  $\mathbf{k}_i$  и акустического поля в виде плоскопараллельного столба ширины  $l$  с волновым вектором  $\mathbf{K}$  комплексные амплитуды дифрагированных световых волн  $C_p$  могут быть найдены из системы уравнений связанных мод

$$\frac{dC_p}{dx} = \frac{q}{2l} [C_{p-1} \exp(j\Delta k_{p-1}x) - C_{p+1} \exp(-j\Delta k_p x)] \quad (1)$$

с граничными условиями  $C_0(0)=1$ ;  $C_p(0)=0$  для всех  $p \neq 0$  [1,2]. В соотношении (1)  $x$  – направление, ортогональное границам акустического столба. Интенсивность  $p$ -го дифракционного максимума определяется произведением комплексно сопряженных амплитуд:  $I_p=C_p(l)C_p^*(l)$ . В случае, когда среда взаимодействия является оптически анизотропной, оптическая поляризация каждого дифракционного максимума будет ортогональна поляризации максимума предыдущего порядка дифракции. Эффективность энергообмена между соседними дифракционными максимумами зависит от параметров связи  $q$  и параметров фазовой расстройки  $\Delta k_p$ , зависящих в акустически анизотропной среде от величины угла акустического сноса  $\Psi$  [5].



В случае, когда среда взаимодействия является оптически анизотропной, оптическая поляризация каждого дифракционного максимума будет ортогональна поляризации максимума предыдущего порядка дифракции. Вследствие этого параметры расстройки  $\Delta k_p$  должны вычисляться по-разному для обыкновенно и необыкновенно поляризованных максимумов.

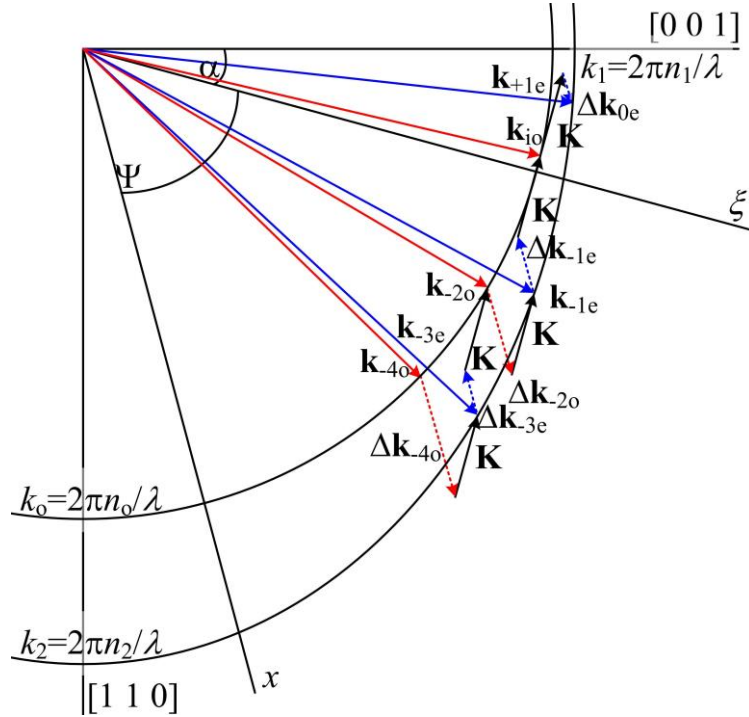


Рис. 1. Векторная диаграмма промежуточного режима анизотропной АО дифракции

Рассмотрим векторную диаграмму (Рис. 1) акустооптического взаимодействия в плоскости  $(1\bar{1}0)$  кристалла парателлуриата. Для красного света с длиной волны  $\lambda = 633$  нм показатель преломления обыкновенно поляризованного света в данной плоскости составляет  $n_o = 2.26000$ , а главные показатели необыкновенно поляризованного света (с учетом оптической активности кристалла) равны  $n_1 = 2.26034$  и  $n_2 = 2.41000$ . Как видно из рисунка, волновые векторы звука  $\mathbf{K}$  направлены под углом  $\alpha$  к оси  $(110)$  кристалла. Волновые векторы  $\mathbf{k}_p$  и  $\mathbf{k}_{p+1}$  соседних дифракционных максимумов связаны следующим соотношением:

$$\mathbf{k}_{p+1} = \mathbf{k}_p + \mathbf{K} + \Delta \mathbf{k}_p \quad (2)$$

где  $\Delta \mathbf{k}_p$  – суть векторы фазовой расстройки, направленные перпендикулярно границам акустического столба. На векторной диаграмме (Рис. 1) волновые векторы обыкновенно поляризованных волн и соответствующие им векторы фазовой расстройки обозначены индексом «о», а волновые векторы необыкновенно поляризованных волн и соответствующие векторы расстройки – индексом «е». Входящие в систему уравнений (1) параметры расстройки связаны с векторами фазовой расстройки и могут быть найдены как разности проекций волновых векторов света и звука на направление  $x$ , ортогональное к границам акустического столба [8]:

$$\Delta k_p = k_{p+1,x} - k_{p,x} - K_x \quad (3)$$

Очевидно, что параметры расстройки зависят от угла среза кристалла  $\alpha$ , связанного с ним угла акустического сноса  $\Psi$ , угла падения световой волны  $\theta_i$  и

поляризации соответствующего дифракционного максимума (которая, в свою очередь, связана с поляризацией падающей волны). Из векторной диаграммы (Рис. 1) можно получить следующие два выражения для параметров фазовой расстройки:

$$\begin{aligned}\Delta k_{p(+e,-o)} &= -A_{p+1} + B_{p+1} - C_p + K \sin \Psi, \\ \Delta k_{p(+o,-e)} &= A_p - B_p + C_{p+1} + K \sin \Psi,\end{aligned}\quad (4)$$

первое из которых соответствует необыкновенным максимумам с номерами  $p \geq 0$  и обыкновенным максимумам с номерами  $p < 0$ , второе – обыкновенным максимумам с номерами  $p \geq 0$  и необыкновенным максимумам с номерами  $p < 0$ . В приведенных выражениях использованы следующие обозначения:

$$A_p = (1/a^2) [k_i(\theta_i) \sin(\Psi + \theta_i) + pK \cos \Psi] (k_2^2 - k_1^2) \sin(\Psi - \alpha) \cos(\Psi - \alpha),$$

$$B_p = (k_1 k_2 / a^2) \sqrt{a^2 - [k_i(\theta_i) \sin(\Psi + \theta_i) + pK \cos \Psi]^2},$$

$$C_p = \sqrt{k_o^2 - [k_i(\theta_i) \sin(\Psi + \theta_i) + pK \cos \Psi]^2},$$

где  $a = \sqrt{k_1^2 \sin^2(\Psi - \alpha) + k_2^2 \cos^2(\Psi - \alpha)}$ ,  $k_o = 2\pi n_o / \lambda$ ,  $k_1 = 2\pi n_1 / \lambda$ ,  $k_2 = 2\pi n_2 / \lambda$ .

Волновое число падающей световой волны определяется следующими соотношениями:

$$k_i(\theta_i) = \begin{cases} k_o, & \text{если падающая волна обыкновенная;} \\ k_1 k_2 / \sqrt{k_1^2 \sin^2(\alpha + \theta_i) + k_2^2 \cos^2(\alpha + \theta_i)}, & \\ \text{если падающая волна необыкновенная.} \end{cases}$$

В этих формулах угол среза кристалла  $\alpha$ , угол падения света  $\theta_i$  и угол акустического сноса  $\Psi$  считаются положительными, если откладываются, соответственно, от осей (001),  $\zeta$  и  $x$  против часовой стрелки (см. Рис. 1).

Таким образом, система уравнений связанных мод (1) при использовании полученных выражений параметров фазовой расстройки (4) позволяет рассчитывать интенсивность света в дифракционных максимумах в промежуточном и раманатовском режимах анизотропной АО дифракции с учетом сноса энергии акустической волны.

Как известно, общепринятым критерием режима АО взаимодействия служит параметр Кляйна-Кука, связывающий волновые числа акустической и световой волны и длину АО взаимодействия  $l$ . Для изотропной дифракции данный параметр традиционно определяется выражением[9]:

$$Q = \frac{K^2 l}{k}. \quad (5)$$

Режиму дифракции Рамана-Ната соответствует значение параметра  $Q \ll 1$ ; промежуточному режиму – значение  $Q \sim 1$ ; а брэгговскому – значение  $Q \gg 1$ . Дальнейший анализ показал [5], что параметр Кляйна-Кука в форме (5) неприменим для анализа режимов АО взаимодействия в акустически анизотропных средах, поэтому в работе [10] был предложен модифицированный параметр Кляйна-Кука, учитывающий снос энергии акустической волны:

$$Q = \frac{K^2 l \cos^2 \Psi}{k \cos^3(\Psi + \theta_i)}. \quad (6)$$

Аналогичный примененному в [10] подход позволяет получить универсальный модифицированный параметр Кляйна-Кука, учитывающий как акустическую, так

и оптическую анизотропию кристалла. Для реализации режима дифракции Рамана-Ната необходимо, чтобы параметры расстройки не увеличивались с увеличением порядка дифракции, или, иначе говоря, чтобы максимальные значения произведений  $\Delta k_{px} = \Delta k_{py}$  в экспонентах уравнений связанных мод (1) не зависели от номера дифракционного максимума  $p$ . Учитывая, что волновые числа света и звука, как правило, связаны соотношением  $k \gg K$  и что углы дифракции малы, можно разложить, например, первое из выражений для параметров расстройки (4) в ряд Тейлора для  $a^{-2} [k_1(\theta_i) \sin(\Psi + \theta_i) + (p+1)K \cos \Psi]^2$ , и  $k_0^{-2} [k_1(\theta_i) \sin(\Psi + \theta_i) + pK \cos \Psi]^2$ . Пренебрегая членами ряда высших порядков и выделяя слагаемое, зависящее от номера дифракционного максимума  $p$ , можно получить следующее выражение для параметра Кляйна-Кука:

$$Q = \frac{k_1 k_2 K^2 l \cos^2 \Psi}{[a^2 - k_i^2 \sin^2(\Psi + \theta_i)]^{\frac{3}{2}}}. \quad (7)$$

Очевидно, что в случае изотропной дифракции  $k_1 = k_2 = k_i = a = k$ , и формула (7) сводится к виду (6). Отметим, что данный параметр не является единственно возможным, но он наилучшим образом описывает режимы именно анизотропной АО дифракции.

Работа поддержана грантом РФФИ № 14-22-00042.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. В.И. Балакший, В.Н. Парыгин, Л.Е. Чирков “Физические основы акустооптики” М.: Радио и связь, 1985.
2. “Korpel Acousto-Optics” NY.: Marcel Dekker, 1988.
3. А.Р. Goutzoulis, D.R. Pape, S.V. Kulakov “Design and Fabrication of Acousto-Optic Devices” NY.: Marcel Dekker, 1994.
4. В.А. Бурови др. // УФН 2011. Т. 181. № 11. С. 1205.
5. A.V. Zakharov, V.B. Voloshinov and E. Blomme // Ultrasonics 2011. V. 51. P. 745.
6. A.V. Zakharov, V.B. Voloshinov // Acta Physica Polonica A 2015.V. 127. No. 1. P. 63.
7. A.S. Voloshin, V.I. Balakshy // Acta Physica Polonica A 2015. V 127. No. 1. P. 60.
8. V.B. Voloshinov, N.V. Polikarpova // Acta Acustica – Acustica. 2003. V. 89. No. 6. P. 930.
9. W.R. Klein, B.D. Cook // IEEE Transactions on Sonics and Ultrasonics 1967. V. 14. No. 3. P.123.
10. А.В. Захаров, Н.В. Поликарпова, В.Б. Волошинов // Изв. РАН. Сер. физ. 2014.Т. 78. № 12. С. 1534.

## Метод определения максимального значения акустооптического качества в оптически изотропных средах

П.А. Никитин

Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова,  
Россия, Москва, Ленинские горы, 1, стр.2 (119991)

[nikitin.pavel.a@gmail.com](mailto:nikitin.pavel.a@gmail.com)

Акустооптические (АО) устройства широко применяются для управления параметрами электромагнитного излучения благодаря компактности, отсутствию движущихся механических частей и, как следствие, быстрдействию. Среди них наибольший интерес вызывают те, которые изготовлены на основе кристаллических сред [1]. К сожалению, изготовление таких устройств сопряжено с рядом технологических трудностей, а также сложностью теоретического расчёта их характеристик. Одним из способов оптимизации АО устройств является выбор материалов, обладающих высокими значениями АО качества  $M_2$ . Существует ряд методов, позволяющих определить АО качество при заданной геометрии АО взаимодействия и типе акустической моды [2,3]. Расчёты, основанные на этих методах, позволяют в неявном виде получить значение  $M_2$  как функцию многих переменных. Поэтому ни один из них не позволяет напрямую определить оптимальные параметры АО взаимодействия, при которых  $M_2$  достигает своего максимального значения.

Очевидно, что наиболее простой метод может быть разработан только для кристаллов с высокой степенью симметрии кристаллической решётки. Как известно, АО качество зависит от эффективной фотоупругой постоянной  $p_{eff}$ , показателей преломления  $n_0$  и  $n_1$  падающего и дифрагированного излучения, плотности среды  $\rho$  и скорости звуковой волны  $V$  по формуле [4]:

$$M_2 = \frac{p_{eff}^2 n_{(0)}^3 n_{(1)}^3}{\rho V^3}. \quad (1)$$

Значение  $p_{eff}$  определяется направлениями единичных векторов напряжённости электрического поля  $\vec{e}^{(0)}$  и  $\vec{e}^{(1)}$ , а также возмущением  $\Delta\hat{\epsilon}$  тензора диэлектрической проницаемости  $\hat{\epsilon}_0$  [4]:

$$p_{eff} = \frac{1}{n_0^2 n_1^2} \frac{\vec{e}^{(0)} \Delta\hat{\epsilon} \vec{e}^{(1)}}{S_0}, \quad (2)$$

где  $S_0$  - величина безразмерной деформации кристалла под действием акустической волны.

Путь задано направление волнового вектора акустической волны  $\vec{K}$ . Решая уравнение Кристоффеля, можно определить поляризацию и скорости трёх соответствующих ему акустических мод. Рассмотрим АО дифракцию на одной из них и определим все компоненты тензора  $\Delta\hat{\epsilon}$ . Далее выберем лабораторную систему координат, в которой тензор  $\Delta\hat{\epsilon}$  имеет диагональный вид с компонентами  $\Delta\epsilon_{ii}$ . Как известно, её осями будут собственные вектора указанного тензора. При расчёте по формуле (2) будем предполагать, что в оптически изотропной среде поляризация  $\vec{e}^{(0)}$  падающего излучения задаётся поляризатором, а поляризация  $\vec{e}^{(1)}$  дифрагированного излучения – анализатором. Последним шагом нашего метода будет поиск взаимной ориентации  $\vec{e}^{(1)}$  и  $\vec{e}^{(0)}$ , при которой  $M_2$  достигает своего максимального значения.

Непосредственным умножением можно показать, что экстремальные значения фотоупругой постоянной  $p_{eff}$  достигаются, когда  $\vec{e}^{(1)}$  и  $\vec{e}^{(0)}$  параллельны и совпадают с одной из осей лабораторной системы координат. Полученный результат имеет достаточно простую физическую интерпретацию. Если вектор  $\vec{e}^{(0)}$  направлен вдоль одной из главных осей возмущённой индикатрисы (например, [100]), то такая волна является собственной для возмущённой среды и эффективность АО взаимодействия будет пропорциональна  $\Delta\epsilon_{11}^2$ . В противном случае электромагнитная волна разложится в среде на две волны, каждая из которых будет дифрагировать независимо от другой. Поэтому результирующая эффективность дифракции не превысит максимальную из двух эффективностей дифракции. Очевидно, что максимум эффективности АО взаимодействия достигается лишь в том случае, когда падающая электромагнитная волна поляризована вдоль главной оси возмущённой индикатрисы, которой соответствует наибольшее значение  $|\Delta\epsilon_{ii}|$ . Таким образом, для данной акустической моды и выбранного направления волнового вектора  $\vec{K}$ , задаваемого углами  $\theta$  и  $\varphi$  в сферической системе координат, мы определили три экстремальных значения эффективной фотоупругой постоянной  $p_{eff}^{(i)}$ . Для двух оставшихся акустических мод будет получено ещё по три значения. Подставив полученные значения в соотношение (1), мы можем построить девять двумерных зависимостей  $M_2^{(i)}(\theta, \varphi)$ , из вида которых можно непосредственно определить максимальное значение  $M_2$ .

Преимуществом данного метода является то, что нет необходимости в решении уравнении Френеля, а также в переборе всех возможных направлений волновых векторов падающей и дифрагированной волн и проверке выполнения условия Брэгговского синхронизма. Однако, можно показать, что этот метод может быть применён только к оптически изотропным средам. Первая причина состоит в том, что в оптически анизотропных средах оптимальные направления напряжённости  $\vec{e}$ , зависят от мощности акустической волны и величины показателя преломления. А вторая – в том, что найденные  $\vec{e}$  будут удовлетворять условию Брэгговского синхронизма, лишь в некоторых редких случаях (например, когда  $\vec{K}$  направлен вдоль одной из кристаллографических осей).

Таким образом, предложенный метод позволяет определить максимальные значения АО качества в оптически изотропных средах, наиболее общим классом которых являются кубические кристаллы. Выполненные расчёты могут быть использованы при проектировании высокоэффективных АО устройств.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ №14-12-00380.

## ЛИТЕРАТУРА

1. V.B. Voloshinov // Journal of Optics. 2016. V. 18. No 2. P. 025402.
2. A.K. Ahmad, M.F. Majeed // Int. J. Opt. and Appl. 2016. V. 6. No 1. P. 1.
3. V.G. Mytsyk, N.M. Demyanyshyn, O.M. Sakharuk // Appl. Opt. 2015. V. 54. No 28. P. 8546.
4. В.И. Балакший, В.Н. Парыгин, Л.И. Чирков, “Физические основы акустооптики.” М.: Радио и связь. 1985. С. 278.

## **Расчет характеристик акустических волн при их отражении и преломлении на границе раздела ниобат лития - парателлуриит**

Н.В. Поликарпова<sup>1</sup>, П.В. Мальнева<sup>1</sup>, Я.М. Корчагин<sup>1</sup>

<sup>1</sup>*Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова  
Физический факультет, Москва, Россия  
polikarpnv@gmail.com*

В настоящее время широкое применение в физике находят материалы, свойства которых зависят от направления. Так, кристаллические среды могут демонстрировать сильную анизотропию физических свойств. В таких кристаллах, величины фазовой и групповой скорости акустических волн зависят от направления распространения волны. Для ряда материалов эффекты анизотропии выражены особенно сильно: скорости в различных направлениях различаются на величину того же порядка, что и сами скорости. К этим кристаллам можно отнести: парателлуриит, каломель, теллуриит, и др. Все эти среды широко используются на практике, в частности при создании акустооптических устройств. Так решение задачи отражения и преломления волн на границе двух анизотропных сред может найти применение в акустооптике, а неожиданные режимы отражения и преломления волн могут открыть возможность для построения акустооптических устройств нового типа. Акустооптика исследует явление взаимодействия световых лучей с дифракционными решетками, индуцированными акустическими возмущениями [1]. Свет претерпевает дифракцию на данной акустической волне и формирует характерную дифракционную картину. Помимо оптического излучения, большую роль в акустооптическом взаимодействии играет распространение ультразвука. Оптимальный контроль над световыми потоками может быть осуществлен только при полном понимании особенностей распространения акустических пучков в среде и их поведения на границе раздела двух сред. Необходимо также знать, сколько упругих волн, и каким образом распространяется в материале, а также их фазовые и групповые скорости, и направления векторов поляризации. Следует отметить, что количество волн, возбуждаемых пьезоэлектрическим преобразователем и их тип определяются физическими свойствами как пьезоэлемента, так и самой рабочей среды.

В данной работе выполнен анализ особенностей поведения акустических волн при их прохождении границы раздела двух анизотропных сред. Для анализа, в качестве одной из рабочих сред, выбран кристалл парателлуриита, как наиболее часто используемый при создании акустооптических устройств. Кроме того, этот материал представляет особый интерес благодаря исключительно сильной анизотропии упругих свойств, что позволяет наблюдать в нем эффекты, которые невозможно реализовать в изотропной среде [2-8]. В качестве исходной среды рассматривался кристалл ниобата лития, широко распространенный в различных устройствах для возбуждения звука. Таким образом, расчеты выполнены в приближении прохождения упругой волны границы раздела двух анизотропных сред (ниобат лития - парателлуриит). В работе исследуются преломленные волны в кристалле парателлуриита после их трансформации на границе раздела, их количество, направления фазовых и групповых скоростей.

Рассмотрение выполнено для наиболее характерных срезов: плоскость (100) в ниобате лития и плоскость (001) в кристалле парателлуриита. Считается, что плоская звуковая волна распространяется в плоскости (100) ниобата лития и падает на плоскую границу раздела ниобат лития – парателлуриит (плоскость (001)). При прохождении монохроматической плоской упругой волны через границу раздела двух кристаллических сред в общем случае возникают три волны по каждую сторону от

границы. Задача об отражении и преломлении ставится следующим образом. При известном направлении распространения, типе падающей волны и заданных упругих свойствах обеих сред требуется найти направления распространения преломлённых и отраженных волн. Решение получается с помощью уравнений распространения для каждой среды и граничных условий на поверхности раздела. Необходимо также отметить, что рассматривается приближение, в котором преломление и отражение волн происходит на границе двух полубесконечных сред, в то время как в реальности одна из сред представляет собой достаточно тонкую пластину. Конечная толщина пластинки изменяет граничные условия со стороны ниобата лития. Соответствующие эффекты могут быть учтены с использованием принципа суперпозиции и результатов настоящей работы.

На рисунке 1 изображена общая схема трансформации акустических волн на границе раздела двух анизотропных сред. Как можно видеть на рисунке, верхнюю полуплоскость занимает ниобат лития (плоскость (100)). В нижней полуплоскости расположен кристалл парателлурида (плоскость (001)). Для каждого материала в масштабе построены поверхности обратных скоростей в выбранных плоскостях. В таком случае граничные условия требуют, чтобы в каждой точке поверхности в любой момент времени выполнялись соотношения для смещений  $u_i$  и напряжений  $T_i$  :

$$u_i^I + \sum u_i^R = \sum u_i^T, \quad T_i^I + \sum T_i^R = \sum T_i^T, \quad (1)$$

где индекс I соответствует падающим волнам, индексы R и T – отраженным и прошедшим волнам, соответственно.

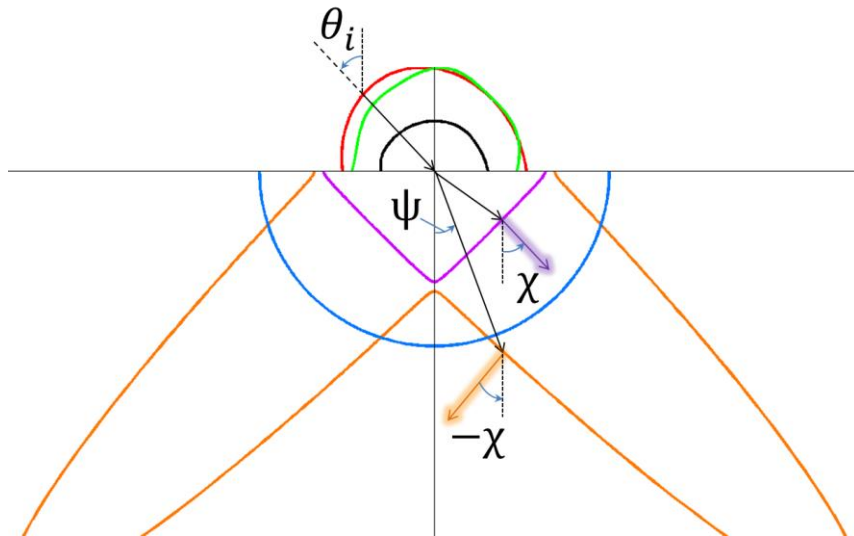


Рис. 1. Общая схема преломления на границе раздела ниобат лития - парателлурид.  $\psi$  - угол между направлением фазовой скорости и нормалью к границе раздела,  $\chi$  - угол между потоком энергии и нормалью к границе раздела.

Как уже было сказано, целью данного исследования являлось изучение поведения волн при прохождении границы раздела двух анизотропных сред. В качестве основных характеристик отраженных и преломленных волн, построены зависимости, углов преломления и отражения для фазовых и групповых скоростей от направления падающей волны. Из рисунка видно, что всего в каждом кристалле для выбранного направления фазовой скорости могут распространяться три волны с различными поляризациями, фазовыми и групповыми скоростями.

В работе для рассмотрения выбраны два случая. В первом случае считалось, что в ниобате лития распространяется квазипоперечная (QS) волна (показана зеленым цветом). Кристалл расположен так, что ось Z, ортогональна границе, а ось Y направлена вдоль границы раздела. Во втором случае рассматривалось падение квазипродольной (QL) волны (показана черным цветом), при этом ориентация ниобата лития осталась прежней. Графики получены для случая неизменной ориентации ниобата лития и различных поворотов кристалла парателлуриита.

В результате расчетов показано, что преломление на границе двух анизотропных сред происходит принципиально иным образом, чем в изотропных средах как для фазовых, так и для групповых скоростей. Обнаружены случаи, при которых угол преломления для потока энергии упругой волны в кристалле парателлуриита не зависит от угла падения в кристалле ниобата лития. Это означает, что одному и тому же значению угла преломления соответствует целый диапазон значений углов падения. В изотропных средах подобных неоднозначных зависимостей не наблюдается. Более того, оказалось, что реализация подобной возможности существует во всех рассмотренных срезах кристаллов ниобата лития и парателлуриита.

Оказалось, что на границе раздела анизотропных сред может наблюдаться обратное преломление, при котором энергия преломленной волны составляет с исходной модой малый угол. Показано, что минимальная величина этого угла не превышает величины 25 градусов. Подобное явление наблюдается в широком диапазоне углов падения.

Наблюдается ситуация, в которой при нормальном падении акустической волны на границу раздела ниобат лития - парателлуриит углы преломления для групповых скоростей практически всегда отличны от 0.

Возможна такая взаимная ориентация кристаллов ниобата лития и парателлуриита, при которой энергия преломленной волны направлена ортогонально границе раздела, в то время как угол падения отличен от нуля.

Описанные эффекты, без ограничения общности, можно ожидать и в других анизотропных материалах. При этом величина угла преломления для групповой скорости будет варьироваться в зависимости от степени анизотропии данного материала. Более того, подобные явления можно ожидать и в периодических структурах, таких как фононные кристаллы. Изменяя соответствующие параметры материала, можно влиять желаемым образом на анизотропию материала, а, следовательно, и на величину эффекта.

Проведенное исследование поведения упругих волн на границе раздела ниобат лития – парателлуриит демонстрирует, что для экспериментальной реализации сложностей возникнуть не должно, поскольку было показано, что изменение направления падающей волны (или, что тоже самое, среза кристалла) в кристалле ниобата лития на градус несущественно или совсем не сказывается на направлении распространения потоков энергии преломленных волн. Это говорит о том, что ошибка в выборе среза преобразователя не повлияет на направление распространения возбуждаемых волн в кристалле.

Исследованные в работе особенности поведения волн на границе раздела двух сред необходимо учитывать в акустооптических расчетах. Кроме того, обнаруженные эффекты могут быть использованы при создании новых приборов акустики и акустооптики.

Работа поддержана грантом Российского научного фонда № 14-12-00380.



ЛИТЕРАТУРА

1. В.И. Балакший, В.Н. Парыгин, Л.Е. Чирков, “Физические основы акустооптики”, М: Радио и связь, 1985.
2. Дьелесан Э., Руайе Д., “Упругие волны в твердых телах. Применение для обработки сигналов”, М: Наука, 1982.
3. M. J. P. Musgrave // *Geophys. J. R. Astron.* 1960. V. 3. P. 406.
4. V.V. Voloshinov, N.V. Polikarpova // *Acta Acustica – Acustica*. 2003. V. 89. No. 6. P. 930.
5. В.Б. Волошинов, Н.В. Поликарпова, В.Г. Можаяев // *Акуст. журн.* 2006. Т. 52. No. 3. С. 297.
6. V.V. Voloshinov, N.V. Polikarpova // *Applied-Optics*. 2009. V. 48. No. 7. C55.
7. V.V. Voloshinov, N.V. Polikarpova // *N.F.J. Declercq. Acoust. Soc. Am.* 2009. 125. No. 2. P. 772.
8. Е.А. Дьяконов, В.Б. Волошинов, Н.В. Поликарпова // *Акуст. журн.* 2012. Т. 58. No. 1. С. 121.

## Теоретическое и экспериментальное исследование акустооптических свойств монокристалла теллура

В.С. Хоркин<sup>1</sup>, В.Б. Волошинов<sup>1</sup>, Л.А. Кулакова<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова  
Физический факультет, Москва, Россия

<sup>2</sup>Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург  
[vld\\_510@mail.ru](mailto:vld_510@mail.ru)

На сегодняшний день акустооптические приборы широко используются для управления параметрами электромагнитного излучения в оптике, лазерной технике, спектроскопии, а также телекоммуникационных системах и устройствах оптической обработки информации. Эти приборы характеризуются высоким быстродействием, отсутствием механических движущихся элементов, малыми электрическими и оптическими потерями. На данный момент уже созданы акустооптические (АО) приборы, которые управляют излучением ультрафиолетового, видимого и ближнего инфракрасного диапазона длин волн электромагнитного спектра. В качестве основы для подобных приборов выступает, в частности, кристалл парателлурита  $\text{TeO}_2$ , который обладает хорошими акустооптическими параметрами. При этом двуокись теллура является прозрачной в области длин волн до 5 мкм, что делает её неприемлемой для создания АО приборов в среднем и дальнем инфракрасном диапазоне. В качестве основы для такого рода инфракрасных приборов могут быть использованы как оптически изотропные материалы, например, кристалл германия (Ge), так и оптически анизотропные вещества, такие как кристаллический теллур (Te), а также соединения ртути: каломель ( $\text{Hg}_2\text{Cl}_2$ ), бромид ( $\text{Hg}_2\text{Br}_2$ ) и йодид ( $\text{Hg}_2\text{I}_2$ ) ртути. Данная работа посвящена исследованию АО свойств монокристалла теллура. В сообщении представлены результаты расчета анизотропного АО взаимодействия в плоскости ХЗ кристалла теллура. На основе расчета была изготовлена ячейка, при помощи которой проводилось измерение акустооптических свойств теллура.

Известно, что монокристаллический теллур является одноосным кристаллом, который относится к кристаллическому классу 32 тригональной сингонии [1-2]. Данный материал является прозрачным в диапазоне длин волн 4-23 мкм [1]. При этом показатели преломления для обыкновенной и необыкновенной волн на длине волны  $\lambda = 10,6$  мкм, соответственно, равны:  $n_o = 4,8$  и  $n_e = 6,25$ . Кроме того, в данном кристалле наблюдается явление оптической активности, которое учитывалось в данной работе при теоретическом анализе акустооптического эффекта.

На основе литературных данных о значениях упругих констант, а также исходя из кристаллографического класса симметрии, в ходе численного анализа были определены скорости акустических волн в кристалле теллура. Для расчета были использованы усредненные значения независимых упругих констант:  $c_{11} = 3.76 \cdot 10^{10}$  Па,  $c_{12} = 0.94 \cdot 10^{10}$  Па,  $c_{13} = 2.88 \cdot 10^{10}$  Па,  $c_{14} = 1.43 \cdot 10^{11}$  Па,  $c_{33} = 7.85 \cdot 10^{10}$  Па и  $c_{44} = 3.55 \cdot 10^{10}$  Па [1]. Для определения скоростей звуковых волн, исходя из значений матрицы упругих коэффициентов, была создана программа, которая позволяла рассчитывать скорости звуковых волн в зависимости от направления их распространения. Оказалось, что вдоль оси Х распространяется чистая продольная акустическая мода со скоростью  $V_L = 2450$  м/с. Также вдоль этого направления распространяются две сдвиговые волны – быстрая и медленная, со скоростями, соответственно, равными  $V_{FS} = 2600$  м/с и  $V_{SS} = 1050$  м/с. Дальнейший анализ проводился для продольной волны, распространяющейся в кристалле вдоль оси Х.

Расчет зависимости угла Брэгга от частоты ультразвука осуществлялся, исходя из квантового описания АО эффекта. Ниже записаны законы сохранения энергии и импульса для падающей и дифрагированной оптических волн, а также ультразвука:

$$\begin{aligned} \vec{k}_i + \vec{K} &= \vec{k}_d \\ \omega_i + \Omega &= \omega_d \end{aligned} \quad (1)$$

где  $\mathbf{k}_i$  и  $\mathbf{k}_d$  – волновые векторы падающего и дифрагированного света, соответственно,  $\mathbf{K}$  – волновой вектор звука,  $\omega_i$  и  $\omega_d$  – циклические частоты падающего и дифрагированного света,  $\Omega$  – циклическая частота ультразвука.

Исходя из закона сохранения энергии и проекции закона сохранения импульса на ось Z параллельную фронту акустической волны и перпендикулярную границам акустического столба, была теоретически получена зависимость угла Брэгга от частоты ультразвука, которая представлена на рисунке 1. Данный анализ и полученная зависимость учитывают явление оптической активности, которое наблюдается вдоль оптической оси двулучепреломляющего материала.

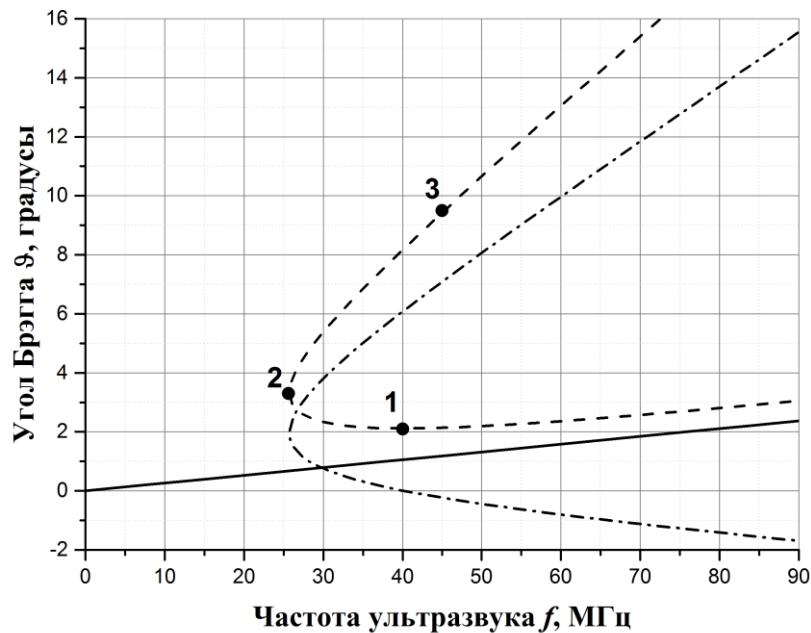


Рис. 1. Зависимость угла Брэгга от частоты ультразвука в случае акустооптического взаимодействия на длине волны 10,6 мкм в плоскости XZ теллура

На рисунке сплошной линией показано изотропное акустооптическое взаимодействие, а также анизотропное акустооптическое взаимодействие для обыкновенно поляризованной волны – пунктирной линией. Штрихпунктирная линия соответствует необыкновенной волне. Из рисунка видно, что с использованием плоскости взаимодействия XZ монокристалла теллура возможно создание различных АО приборов для дальнего ИК диапазона. В частности, для создания акустооптического deflectора можно использовать в качестве рабочей точку 1 с характерными значениями частоты  $f=40$  МГц. Выбор точки 2 позволяет создать широкоапертурный фильтр на основе данной геометрии АО взаимодействия. Точка 2 характеризуется значением частоты  $f=26$  МГц. Также на рисунке точкой 3 обозначена область углов падения в созданной АО ячейке, параметры которой обсуждаются ниже. Из представленного анализа видно, что в одной и той же плоскости взаимодействия и

одном и том же направлении распространения ультразвука возможно создание АО устройств различных модификаций. При этом управляющая частота ультразвука для всех устройств не превышает величины  $f = 70$  МГц, что позволяет предсказать малые акустические потери и, соответственно, уменьшение управляющей мощности.

Из теории акустооптического взаимодействия известно, что эффективность дифрагированного света  $I_d/I_0$  определяется следующим выражением [2]:

$$\frac{I_d}{I_0} = \sin^2 \left( \frac{\pi}{\lambda \cos \theta} \sqrt{\frac{M_2 P_a l}{2d}} \right) \quad (2)$$

$$M_2 = \frac{P_{эфф}^2 n^6}{\rho V^3}$$

где  $M_2$  – коэффициент АО качества,  $P_a$  – акустическая мощность,  $p_{эфф}$  – эффективная фотоупругая константа,  $n$  – показатель преломления вещества,  $\rho$  – плотность вещества,  $V$  – скорость акустических волн в веществе,  $\theta$  – угол Брэгга,  $l$  и  $d$  – длина и ширина акустического столба. В случае анизотропной дифракции в плоскости ХZ монокристалла теллура эффективная фотоупругая константа равна  $p_{эфф} = p_{41} \sin \theta$ . Отсюда видно, что эффективность АО взаимодействия возрастает по мере увеличения угла Брэгга и отхода от оптической оси.

Для экспериментального исследования анизотропного акустооптического взаимодействия была изготовлена ячейка из монокристалла теллура. Данный кристалл был обработан так, что его входная и выходная грани были скошены под углом  $11^\circ$  в плоскости ХZ к оси Z. Это позволило вводить свет в кристалл под указанным углом и при этом минимизировать потери света на границе раздела кристалл-воздух. Кроме того, для данной ячейки была синтезирована цепь электрического согласования параметров преобразователя из ниобата лития  $Y+36^\circ$  среза в полосе частот от 42 до 53 МГц. Это позволило экспериментально наблюдать анизотропную дифракцию на длине волны света  $\lambda = 10,6$  мкм. В результате экспериментального исследования была подтверждена теоретическая зависимость угла Брэгга от частоты ультразвука и определена фотоупругая константа  $p_{41} = 0.15 \pm 0.02$ . При этом интенсивность дифракции составила около одного процента при управляющей акустической мощности  $P_a = 1.0$  Вт.

Известно, что в научной литературе представлены существенно отличающиеся значения фотоупругой константы:  $p_{41} = 0.14$  [2] и  $p_{41} = 0.28$  [3]. Поэтому, исходя из проведенных выше экспериментальных результатов, можно предположить, что истинное значение фотоупругой константы  $p_{41}$  либо близко к значению  $p_{41} = 0.14$ , либо незначительно его превышает.

Работа поддержана грантом Российского научного фонда № 14-12-00380.

## ЛИТЕРАТУРА

1. V.V. Voloshinov et al. // Journal of Optics A: Pure and Applied Optics. 2008.No 10. P.095002.
2. В.И. Балакший, В.Н.Парыгин, Л.Е.Чирков, “Физические основы акустооптики”, М: Радио и связь, 1985.
3. D. Souilhac, D. Billeret and A. Gundjian // Appl. Opt. 1989. V. 28. P. 3993.