

АКУСТОЭЛЕКТРОНИКА И АКУСТООПТИКА

Акустооптический синхронизатор мод лазера с электронной перестройкой частоты акустических резонансов <i>В.И. Балакиши, Л.Н. Магдич, С.Н. Манцевич, Г.Д. Слинков</i>	3
Измерение характеристик акустооптического фильтра для анализа изображений <i>В.В. Голубничая, Н.В. Поликарпова, В.Б. Волошинов</i>	7
Оптоволоконный акустико-эмиссионный способ прогнозирования возникновения аварий и техногенных катастроф <i>О.В. Горбачев, С.Я. Самохвалов, Д.И. Артюхов</i>	10
Плоский пьезоэлектрический преобразователь как устройство по созданию эталонного поля <i>А.А. Дорофеева, О.А. Сапожников, С.А. Цысарь, Д.А. Николаев</i>	13
Обратное коллинеарное акустооптическое взаимодействие в кристалле КРС-5 и невзаимные эффекты <i>Е.А. Дьяконов, Д.Л. Пороховниченко</i>	16
Анизотропное акустооптическое взаимодействие в периодически неоднородном акустическом поле вблизи оптических осей в оптически активных двуосных кристаллах <i>М.И. Купрейчик, В.И. Балакиши</i>	21
Изучение влияния температуры на функционирование акустооптического фильтра в широком диапазоне длин волн оптического излучения <i>С.Н. Манцевич, Е.И. Костылева</i>	25
Перестраиваемый акустооптический фильтр ультрафиолетового диапазона спектра на кристалле ВВО <i>М.В. Марунин, В.Б. Волошинов</i>	28
Многokrатное брэгговское рассеяние света вблизи оптической оси двуосного кристалла <i>М.Г. Мильков, В.Б. Волошинов</i>	31
Обратная коллинеарная акустооптическая дифракция квазимонохроматического излучения <i>П.А. Никитин</i>	34
Оптимальная длина коллинеарного акустооптического взаимодействия в поглощающей среде <i>П.А. Никитин, В.Б. Волошинов</i>	36
Основные принципы оценки акустооптических устройств и материалов <i>В.Э. Пожар</i>	39

Разработка акустооптических фильтров на основе обратного коллинеарного взаимодействия в кристалле КРС-5	
<i>Д.Л. Пороховниченко, Е.А. Дьяконов, В.Б. Волошинов</i>	<i>41</i>
Брэгговская дифракция света на периодической доменной структуре в кристалле LiNbO₃:MgO в приложенном синусоидальном поле	
<i>Е.Н. Савченков, С.М. Шандаров, А.Е. Мандель, А.Р. Ахматханов, В.Я. Шур</i>	<i>45</i>
Модулятор ИК диапазона на основе акустоплазмонного взаимодействия	
<i>И.М. Сопко, Г.А. Князев.....</i>	<i>49</i>
Акустооптические характеристики инфракрасных стекол и кристаллов	
<i>В.С. Хоркин, Л.А. Кулакова, А.И. Ефимова, В.Б. Волошинов.....</i>	<i>53</i>
Акустооптический эндоскопический модуль для неразрушающего контроля	
<i>Д.Д. Хохлов, А.С. Мачихин, В.И. Батиев.....</i>	<i>56</i>
Возмущения, создаваемые периодическими доменными структурами в сегнетоэлектрических кристаллах: вклад в эффекты взаимодействия световых волн	
<i>С.М. Шандаров, Е.Н. Савченков.....</i>	<i>58</i>

Акустооптический синхронизатор мод лазера с электронной перестройкой частоты акустических резонансов

В.И. Балакший¹, Л.Н. Магдич², С.Н. Манцевич¹, Г.Д. Слинков¹

¹Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, физический факультет

²Научно-исследовательский институт «Полюс» имени М.Ф. Стельмаха

balakshy@phys.msu.ru

В работе представлены результаты теоретического и экспериментального исследования эффекта электронной перестройки частоты акустических резонансов в акустооптическом (АО) модуляторе, предназначенном для активной синхронизации мод лазера. В приближении плоских акустических волн решена задача возбуждения акустического резонатора Фабри-Перо пластинчатым пьезопреобразователем с учетом реальных параметров ВЧ генератора и элементов согласования преобразователя с генератором. Проведенный анализ подтвердил существование ранее экспериментально обнаруженного эффекта сдвига частоты акустических резонансов при изменении согласующих электрических элементов. В эксперименте использовалась АО ячейка из кристаллического кварца с двухсекционным преобразователем из кристалла ниобата лития.

Дифракция света на ультразвуке является одним из основных эффектов, используемых для управления оптическим излучением в различных областях науки и техники [1,2]. Важным применением АО эффекта является синхронизация продольных мод лазеров путем модуляции внутренних потерь лазера на частоте межмодового интервала. Для этого используется, как правило, АО модулятор, располагаемый внутри резонатора лазера [3-5]. При возбуждении в ячейке модулятора стоячей акустической волны с частотой f интенсивность светового пучка, проходящего через ячейку, меняется с частотой $2f$. Наиболее сильный эффект синхронизации мод возникает, когда частота $2f$ становится равной частоте межмодового интервала лазера $\Delta\nu = c/2L$, где c – скорость света, а L – длина резонатора лазера. В этом случае лазер начинает генерировать излучение в виде последовательности импульсов с частотой повторения $c/2L$ и длительностью $\tau \approx 2L/cN$, где N – число засинхронизованных мод.

Важным условием для получения режима синхронизации мод лазера является хорошая температурная стабилизация лазера и ячейки синхронизатора мод. Если в процессе работы лазера температура изменится хотя бы на несколько градусов (что соответствует реальной ситуации), то это приведет к изменению длины ячейки модулятора и скорости ультразвука. В результате нарушится условие $\Delta\nu = 2f$ и синхронизация мод исчезнет.

Недавно при экспериментальном исследовании АО синхронизаторов мод нами было обнаружено, что можно перестраивать акустические резонансные частоты АО модулятора с помощью реактивных электрических элементов, включаемых между модулятором и ВЧ генератором для электрического согласования их импедансов. Обнаруженный эффект открывает возможности для создания оптоэлектронной цепи обратной связи, обеспечивающей стабилизацию акустических резонансов.

Эквивалентная электрическая схема АО синхронизатора мод изображена на рис. 1. Здесь блоками 1 и 3 представлены генератор с э.д.с. $E_0 \exp(j\Omega t)$ и внутренним сопротивлением R_i и пьезопреобразователь в виде параллельно включенных эффективных параметров $R(\Omega)$ и $C(\Omega)$ [6]. Сопротивление R описывает преобразование подводимой к пьезопластине электрической мощности в акустическую

и носит название "сопротивления излучения". Согласование ВЧ генератора с преобразователем осуществляется конденсатором C_m и катушкой индуктивности L_m .

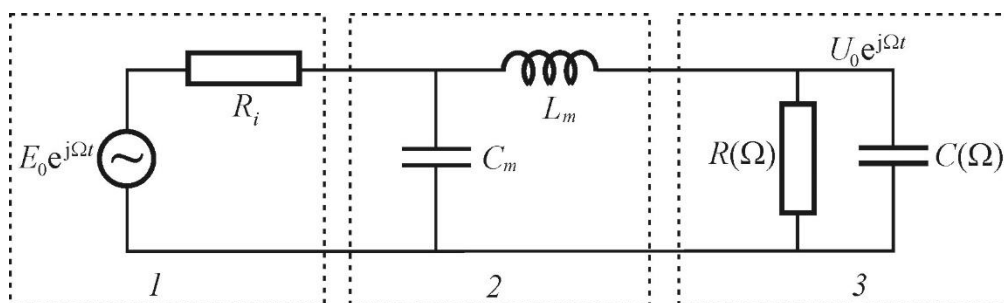


Рис.1. Электрическая схема согласования пьезопреобразователя с генератором. 1 – генератор, 2 – блок согласования, 3 – преобразователь.

Из рис. 1 следует, что амплитуда напряжения на преобразователе определяется соотношением:

$$U_0 = \frac{E_0 Z_{1m} Z_e}{(Z_{1m} + Z_{2m} + Z_e) R_i + (Z_{2m} + Z_e) Z_{1m}}, \quad (1)$$

где $Z_{1m} = 1/j\Omega C_m$, $Z_{2m} = j\Omega L_m$, Z_e – импеданс преобразователя. Решение задачи электро-акустического возбуждения ячейки АО модулятора дало следующее выражение для импеданса Z_e [7]:

$$Z_e^{-1} = \frac{j\Omega C_0 F \cos F}{F \cos F - k^2 \sin F} \times \left\{ 1 - \frac{k^2 (1 - \cos F)^2 (E + 1)}{\cos F (Z_a / F) (\beta + jF) (E - 1) (F \cos F - k^2 \sin F) + (E + 1) [F \sin F - 2k^2 (1 - \cos F)]} \right\} \quad (2)$$

Здесь введены обозначения: $E = \exp[-2\gamma(\beta + jF)]$, $\gamma = V_1 l / V_2 h$, $\beta = \alpha V_2 h / V_1$, $F = \Omega_1 h / V_1$ – нормированная акустическая частота, h – толщина преобразователя, C_0 – его статическая емкость, l – длина АО ячейки в направлении распространения ультразвука, k – коэффициент электро-механической связи, $Z_a = \rho_2 V_2 / \rho_1 V_1$ – относительный акустический импеданс, ρ_1 , ρ_2 и V_1 , V_2 – плотность и скорость звука для преобразователя и АО ячейки соответственно, α – коэффициент затухания ультразвука в материале ячейки.

Из формул (1) и (2) следует, что напряжение на преобразователе находится в сложной зависимости как от частоты генератора $\Omega = 2\pi f$, так и от величин согласующих элементов. Разумеется, согласующие элементы не меняют импеданса преобразователя. Но поскольку изменяется напряжение на преобразователе, то, как следствие, должна меняться частотная характеристика возбуждения ультразвука.

Полученные выражения позволяют рассчитать электрические и акустические характеристики АО синхронизатора мод. Ниже представлены результаты расчета для устройства, использованного в наших экспериментах. В этом устройстве АО ячейка была выполнена из кристаллического кварца (SiO_2) в виде прямоугольного параллелепипеда размером $6 \times 8 \times 45$ мм ($l = 8$ мм в направлении распространения ультразвука и 45 мм по свету) с параметрами $V_2 = 5.75 \cdot 10^5$ см/с, $\rho_2 = 2.65$ г/см³.

Преобразователь представлял собой две одинаковые пластинки из кристалла ниобата лития (LiNbO_3), электрически включенные последовательно с суммарной емкостью $C_0 = 330$ пФ. Пластинки площадью 4.5×20 мм² и толщиной $h = 0.045$ мм были изготовлены из $Y + 36^\circ$ -го среза кристалла. Этот срез является оптимальным для возбуждения продольных акустических волн и характеризуется высоким значением коэффициента электромеханической связи: $k = 0.56$. АО модулятор был изготовлен для работы на частоте $f \approx 80$ МГц, которая соответствует безразмерной частоте $F \approx 3.08$. Расстояние между акустическими модами модулятора равно $\Delta f = 360$ кГц ($\Delta F = 0.014$).

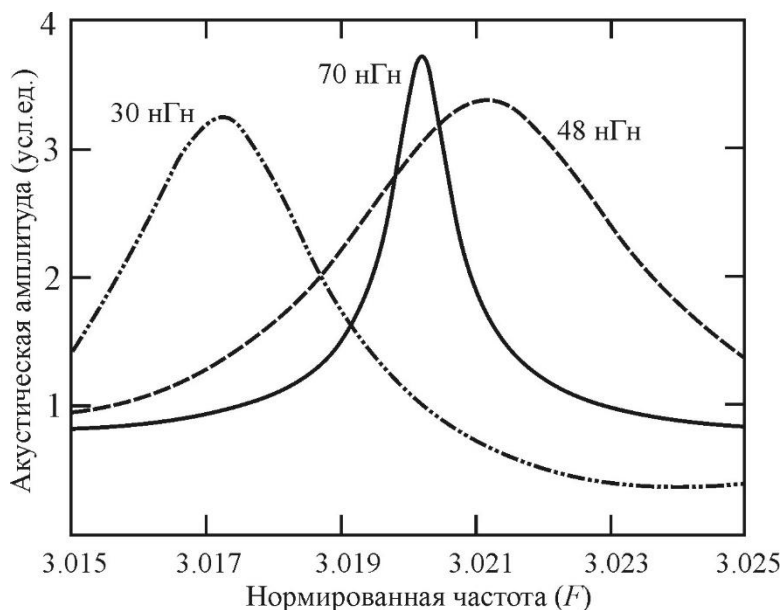


Рис.2. Перестройка резонансной частоты АО ячейки с помощью согласующей индуктивности.

Для синхронизации мод лазера используется одна из мод АО ячейки, удвоенная частота которой совпадает с межмодовой частотой лазера. Рис. 2 демонстрирует эффект перестройки частоты акустической моды путем изменения согласующей индуктивности L_m . Представлено три резонансные кривые ячейки, соответствующие разным значениям индуктивности. Изменение индуктивности приводит не только к сдвигу резонансной частоты, но также и к изменению ширины резонансной кривой (изменению добротности моды). При этом наиболее сильно влияние индуктивности сказывается в области относительно низкой добротности. Это связано со спецификой возбуждения АО модулятора, работающего в режиме стоячих акустических волн: чем лучше ВЧ генератор согласован с АО ячейкой, тем эффективнее преобразуется электрическая мощность в акустическую, но тем лучше уходит акустическая энергия из ячейки обратно в генератор.

На рис. 3 представлена зависимость частоты выбранной акустической моды от величины согласующей индуктивности L_m . Эта зависимость имеет сложный, немонотонный характер. По своей форме она напоминает частотную зависимость эффективной емкости преобразователя $C(\Omega)$ [6]. Это говорит о том, что эффект сдвига акустической резонансной частоты определяется фазовыми соотношениями на границе преобразователь – АО ячейка. Из графика следует, что максимальное изменение резонансной частоты составляет $\Delta F = 0.0042$, что вдвое превышает полуширину резонанса. Это позволяет сделать вывод, что на основе изученного эффекта можно создать систему автоматической подстройки частоты в АО модуляторе, работающем в

режиме синхронизации мод лазера.

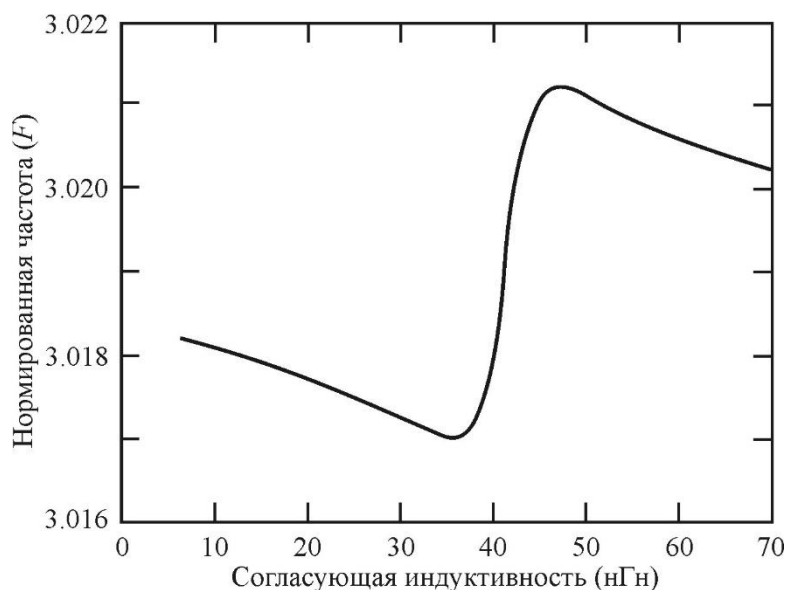


Рис.3. Зависимость частоты акустического резонанса от согласующей индуктивности L_m

Работа выполнена при частичной поддержке гранта Российского научного фонда (РНФ) № 14-22-00042.

ЛИТЕРАТУРА

1. Л.Н. Магдич, В.Я. Молчанов "Акустооптические устройства и их применение" М.: Сов. радио, 1978.
2. В.И. Балакший, В.Н. Парыгин, Л.Е. Чирков "Физические основы акустооптики" М.: Радио и связь, 1985.
3. L.E. Hargrove, R.L. Fork, M.A. Pollack // Appl. Phys. Lett. 1964. V. 5. P. 4.
4. U. Keller et al. // Opt. Lett. 1990. V. 15. P. 45.
5. H.J. Eichler et al. // Appl. Phys. B. 1991. V. 53. P. 194.
6. V.I. Balakshy, B.B.J. Linde, A.N. Vostrikova // Ultrasonics. 2008. V. 48. P. 351.
7. L.N. Magdich, V.I. Balakshy, S.N. Mantsevich // Appl. Acoust. 2016. V. 112. P. 217.
8. Акустические кристаллы. Справочник. // Под ред. М.П. Шаскольской. М.: Наука, 1982.

Измерение характеристик акустооптического фильтра для анализа изображений

В.В. Голубничая, Н.В. Поликарпова, В.Б. Волошинов

Физический факультет Московского государственного университета им. М.В.Ломоносова
valay-gv97@mail.ru

Явление дифракции света на дифракционной решетке, созданной в кристаллах распространяющейся акустической волной, широко используется в различных областях науки и техники, например, в оптике, спектроскопии, оптоэлектронике, обработке оптических изображений и лазерной физике [1].

С помощью акустооптического взаимодействия можно, изменяя характеристики акустической волны, управлять световым пучком, что в свою очередь приводит к модуляции амплитуды, фазы, частоты или направления поляризации монохроматического или некогерентного оптического пучка. В последнее время большой интерес исследователей привлекают акустооптические фильтры, с помощью которых удастся обрабатывать оптические изображения [1-3]. В современной акустооптической науке и технике широко применяются кристаллы – материалы, которые отличаются анизотропией физических свойств. Двухлучепреломляющие материалы с особым набором оптических и акустических характеристик, например, кристаллы двуокиси теллура, т.е. парателлурида (TeO_2), используются в перестраиваемых акустооптических фильтрах. Эти фильтры выделяют из светового пучка, имеющего сплошной спектр оптических частот, оптические лучи, заключенные в узких спектральных интервалах. Длины волн света, пропущенных фильтрами, определяются частотой акустической волны f , а интенсивность пропущенного фильтром светового пучка зависит от мощности ультразвука в кристалле [1].

В данной работе рассмотрен принцип работы акустооптических фильтров для анализа изображений и исследован фильтр на основе кристалла парателлурида, имеющий угол среза $\alpha=10^\circ$. В фильтре использована широкоапертурная геометрия акустооптического взаимодействия, позволяющая работать с произвольно поляризованным светом [2].

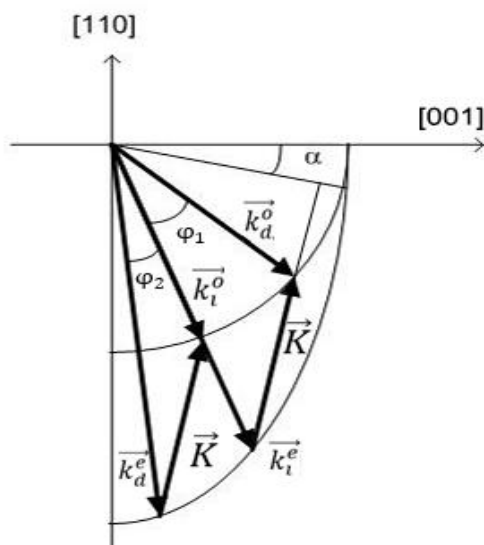


Рис. 1. Векторная диаграмма акустооптического взаимодействия.

Как видно из векторной диаграммы, необыкновенно поляризованный свет отклоняется в фильтре в +1 порядок дифракции, а обыкновенно поляризованные световые лучи отклоняются в -1 дифракционный максимум. Подобный режим дифракции с одновременным существованием +1 и -1 порядков дифракции наблюдается при определенном угле падения света на акустический волновой фронт и фиксированной частоте ультразвука. При проведении исследований были рассчитаны зависимости акустических частот брэгговского синхронизма f от брэгговских углов падения света θ на акустическую дифракционную решетку. Расчет проводился по формулам

$$f = \frac{V}{\lambda} \left[n_i \sin \theta_i - \sqrt{n_o^2 - n_i^2 \cos^2 \theta_i} \right] \quad (1)$$

$$n_i \cos \theta_i = n_o \cos \theta_d \quad (2)$$

где V – скорость звука, λ – длина волны света, n_o – показатель преломления для обыкновенно поляризованной световой волны, а n_i – для необыкновенно поляризованного излучения, θ_i – угол падения Брэгга для необыкновенной волны и θ_d – угол дифракции для обыкновенно поляризованного света. Данные расчета представлены на Рис. 2, где Рис.2(a) соответствует длине волны света $\lambda=633$ нм, а Рис.2(b) соответствует длине волны $\lambda=532$ нм. Из данных рисунков видно, что одновременная дифракция света в +- 1 порядки на длине волны 633 нм реализуется при угле падения 12.5° и частоте ультразвука 119.7 МГц. Аналогично, дифракция на длине волны 532 нм происходит при том же угле падения и на частоте ультразвука 150 МГц.

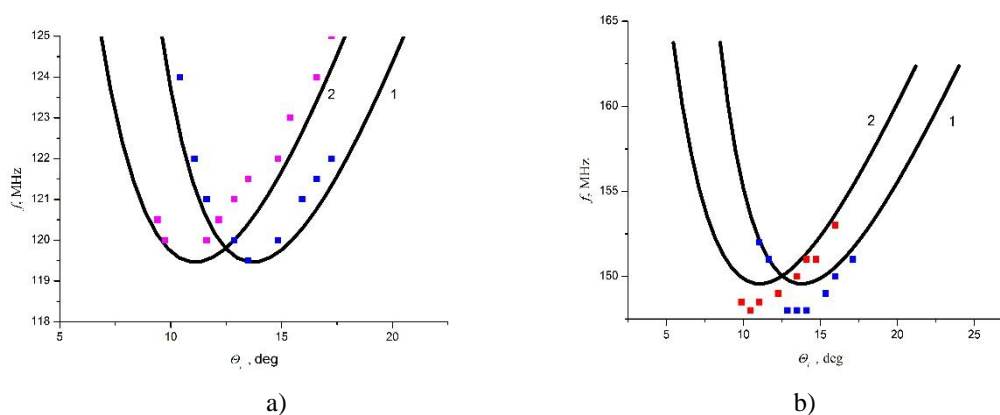


Рис.2. Угловые зависимости акустических частот синхронизма: а) на длине волны света 633 нм; б) на длине волны 532 нм.

Экспериментальная проверка выполненных расчетов проводилась с помощью ячейки акустооптического фильтра на кристалле парателлуриата с углом среза $\alpha=10^\circ$. Данные эксперимента представлены на Рис.2 точками. Кривые 1 соответствуют необыкновенно поляризованному свету, а кривые 2 – свету с обыкновенной поляризацией. Из данных Рис.2 видно, что результаты расчетов и данные эксперимента хорошо согласуются между собой на длине волны света 633 нм. Небольшое расхождение теоретических и экспериментальных данных на длине волны 532 нм объясняется неточностью расчета показателей преломления кристалла парателлуриата при данном значении λ . В целом, соответствие данных теории и эксперимента вполне удовлетворительно.

При исследовании фильтра в режиме дифракции с использованием произвольно поляризованного излучения на кристалл направлялся пучок белого света от лампы накаливания. Данное излучение направлялось в фильтр под углом Брэгга $\theta = 12.5^\circ$, характерным для одновременной дифракции в +1 и -1 дифракционные максимумы. В соответствии с ожиданиями, картина дифракции состояла из трех максимумов. Один из максимумов был сформирован прошедшим белым светом нулевого порядка дифракции. Два других дифракционных максимума были симметрично расположены относительно нулевого порядка дифракции. Цвет дифрагированных пятен определялся акустической частотой и изменялся при ее вариациях.

При исследовании фильтра были измерены углы отклонения дифрагированного излучения относительно нулевого порядка дифракции. Эти углы φ_1 и φ_2 показаны на векторной диаграмме Рис.1. Частотные зависимости данных углов отклонения показаны на Рис.3. Из рисунка видно, что направление распространения дифрагированного света в +1 порядке дифракции не менялось при изменении акустической частоты. Это означает, что не происходило нежелательного пространственного смещения отфильтрованного света при перестройке фильтра практически во всем видимом диапазоне электромагнитного спектра. Отсутствие смещения объясняется тем, что выходная грань акустооптической ячейки была наклонена относительно входной оптической грани, что скомпенсировало изменение показателей преломления кристалла при необыкновенном поляризованном излучении. Одновременно с этим, подобная компенсация не была достигнута для обыкновенно поляризованного падающего излучения. Поэтому дифрагированный свет в -1 дифракционном порядке перемещался в пространстве относительно прошедшего через фильтр света. В результате измерения обнаружено, что угол отклонения света менялся в пределах $6.6^\circ - 8.2^\circ$, то есть, на величину 1.2° . Очевидно, что данные нежелательные отклонения обыкновенно поляризованного луча обусловлены дисперсией показателей преломления кристалла парателлурита, а одновременная компенсация смещения двух дифрагированных лучей в одной ячейке акустооптического фильтра невозможна.

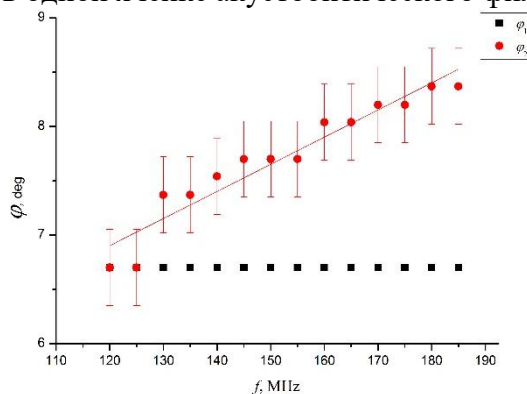


Рис.3. Изменение углов отклонения обыкновенно и необыкновенно поляризованного света в зависимости от управляющей акустической частоты

Работа выполнена при поддержке гранта Российского Научного фонда №14 – 22 – 00042.

ЛИТЕРАТУРА

1. В.И. Балакший, В.Н. Парыгин, Л.Е. Чирков “Физические основы акустооптики” М.: Радио и связь, 1985.
2. J.C. Mosquera, V.B. Voloshinov // Optics and Spectroscopy. 2006. V. 101, No 4. P.635.
3. В.С. Анчуткин и др. // Прикладная оптика. 2009. Т.76. №8. С.29.

Оптоволоконный акустико-эмиссионный способ прогнозирования возникновения аварий и техногенных катастроф

О.В. Горбачев¹, С.Я. Самохвалов², Д.И. Артюхов¹

¹*Научно-производственное предприятие «Альт-Свет»*

²*Московский политехнический университет*

samohvalovsy_31@mail.ru

Технический прогресс неизбежно несет увеличение рисков возникновения аварий и техногенных катастроф. Со временем стареют сложные технические конструкции и сооружения: мосты, ядерные реакторы, жилые и промышленные строения, транспортные магистрали, нефтепроводы, и др. Разрушение инженерных конструкций начинается с пластической деформации основных ее элементов. Поэтому, для прогнозирования техногенных катастроф необходим постоянный контроль пластической деформации элементов инженерных конструкций.

В данной работе разработан и запатентован способ, позволяющий прогнозировать на ранней стадии возникновения дефектов в больших инженерных сооружениях, который позволяет значительно увеличить чувствительность измерений пластической деформации, при существенном снижении аппаратных затрат. Акустико-эмиссионный способ зонного контроля [1] давно известен и широко применяется, его принцип заключается в регистрации вибрации возникающей при растрескивании хрупкого вещества, нанесенного на контролируемый объект при его деформации. Количество применяемых локальных датчиков при использовании этого метода, очень велико. Поэтому данный способ сложный и дорогой, имеет не высокую чувствительность, требует применения большого количества соединительных проводов, и многоканальной измерительной аппаратуры. Количество локальных датчиков, для больших протяженных объектов может достигать сотен и даже тысяч штук. Например, акустико-эмиссионная система Лель /A-LINE 96D (DDM), содержит до 96 датчиков. Каждый из датчиков должен быть присоединен к измерительной аппаратуре. Причем, из-за большого затухания сигнала в кабеле, его длина не должна превышать 2 м. Поэтому, часто применяют встроенные в датчик (выносные) усилители. При этом необходимая чувствительность достигается только вблизи датчиков, а в удаленных от них зонах она существенно снижена из-за затухания акустико-эмиссионной волны.

Для снижения стоимости АЭ метода контроля пластических деформаций, и увеличения его чувствительности, авторами данной работы был использован оптоволоконный способ контроля, который применялся нами в охранных системах периметра. [2] В этих системах, оптический кабель является распределенным датчиком вибрации, которая возникает при несанкционированном проникновении на охраняемый объект. Этот же кабель, одновременно выполняет функцию канала связи для передачи полезного сигнала. Оптоволоконная система «Сова» выпускается серийно, и способна контролировать периметр охраняемого объекта, длиной до 1 км. [3]

На рис. 1 представлена упрощенная структурная схема волоконно-оптического акустико-эмиссионного устройства для регистрации пластической деформации крупных инженерных сооружений.

Сигнал акустической эмиссии (АЭ) генерируется с помощью хрупкого затвердевающего клея, с помощью которого на контролируемом объекте закрепляется многомодовый волоконно-оптический кабель, выполняющий функцию распределенного чувствительного элемента (РЧЭ), или датчика. Клей с помощью экструдера наносится на оптическое волокно, при его монтаже на инженерное

сооружение. После затвердевания клей становится хрупким, и не только фиксирует оптическое волокно на объекте, но и генерирует сигнал АЭ при его растрескивании, в случае возникновения пластической деформации контролируемого объекта (инженерного сооружения). При деформации деталей конструкции, хрупкое покрытие растрескивается и механическая акустико-эмиссионная волна вызывает изменения светового сигнала в оптическом кабеле. По сравнению с зонным контролем, использующим локальные пьезоэлектрические датчики, такой способ имеет более высокую чувствительность, поскольку акустический эмиссионный сигнал зарождается в непосредственной близости от оптического волокна, и воздействует на него, меняя модовое поле, распространяемое по волокну.

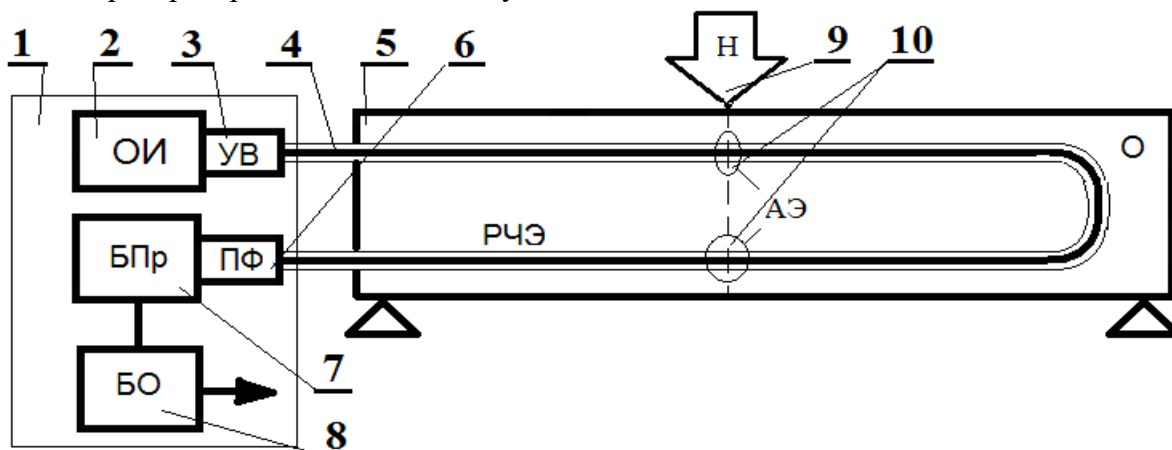


Рис.1 Упрощенная структурная схема волоконно-оптического акустико-эмиссионного устройства для регистрации пластической деформации крупных инженерных сооружений

1. Контрольный пульт, 2. ОИ – оптический излучатель, 3. УВ – устройство ввода оптического сигнала, 4. РЧЭ – распределенный чувствительный элемент, покрытый хрупким затвердевшим клеем, обеспечивающим крепление датчика (РЧЭ) на объекте, 5. О – исследуемый объект (бетонная балка на двух опорах), 6. ПФ – пространственный фильтр, 7. БПр – блок приема оптического излучения, 8. БО – блок обработки, 9. Н – нагрузка, 10. АЭ – наиболее вероятные зоны возникновения акустической эмиссии.

В качестве оптического излучателя (ОИ) при малых длинах РЧЭ, используется светодиод, а для длин РЧЭ более 30 метров, используется полупроводниковый лазер. Генерируемый сигнал акустической эмиссии, при деформации контролируемого объекта, почти без затухания доходит до РЧЭ, т.к. хрупкий материал находится в непосредственной близости, на поверхности оптического волокна. АЭ сигналы изменяют модовое поле, и регистрируются на выходном торце волокна, по изменению статической спекл-структуры. После прохождения пространственного фильтра (ПФ), АЭ сигналы преобразуются блоком приема оптического излучения (БПр) в электрические сигналы, которые поступают на блок обработки (БО). Блок обработки сравнивает принимаемый сигнал с эталонным сигналом, который соответствует невозмущённому состоянию сенсора, и детектирует опасные деформации контролируемого объекта. При определенном механическом воздействии на РЧЭ, превышающем установленный порог, формируется сигнал тревоги. Для увеличения достоверности, этот сигнал тревоги формируется при превышении заданного уровня нескольких импульсов за короткий промежуток времени (время накопления импульсов). Полученная информация позволяет оценить величину и место деформации контролируемого объекта (О).

Такой способ обладает очень высокой чувствительностью, поскольку сигнал АЭ возникает в непосредственной близости от датчика (РЧЭ). Поэтому, акустико-эмиссионная волна практически не ослабленная, почти полностью преобразуется в оптический, а затем в электрический сигнал. Распределенный датчик (РЧЭ),

приклеенный к инженерному сооружению, регистрирует малейшую пластическую деформацию, которая приводит к растрескиванию хрупкого слоя – затвердевшего клея, нанесенного непосредственно на оптоволокно, по всей его длине.

На рисунке 2 представлены фотографии а) волоконно-оптического акустико-эмиссионного устройства с бухтой оптического кабеля, б) блок приема оптического излучения (БПр) с пространственным фильтром (ПФ), и в) осциллограммы полезных сигналов на выходе БПр. На осциллограммах видны импульсы, возникающие при поступлении на вход устройства акустико-эмиссионных сигналов за короткий промежуток времени. Количество таких импульсов соответствует числу трещин образовавшихся в хрупком клеевом веществе при деформации контролируемого объекта. Количество импульсов, как и пауза между ними, может существенно изменяться. При этом данная информация несет сведения о характере пластической деформации контролируемого объекта, и вероятности его разрушения при эксплуатации в ближайшей перспективе.

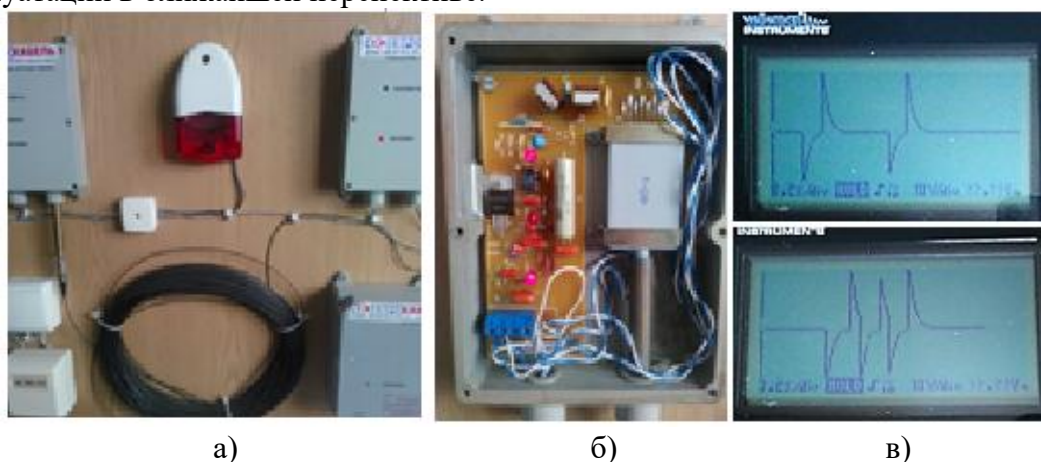


Рис.2. а) Внешний вид волоконно-оптического акустико-эмиссионного устройства с оптическим кабелем б) Блок приема оптического излучения (БПр) с пространственным фильтром (ПФ), в) Осциллограммы полезного АЭ сигнала на выходе БПр.

Применение оптоволоконного метода, значительно расширяет частотный спектр регистрируемых АЭ сигналов, снижает аппаратные и монтажные затраты. Способ позволяет обнаружить на ранней стадии наиболее опасные участки, в которых может произойти разрушение контролируемого объекта, например, платины ГЭС, или газопровода. Имеется возможность проводить постоянный дистанционный мониторинг за механизмом образования и развития дефектов в рабочих условиях, можно осуществлять с высокой точностью локализацию дефектов, оценивать вероятность возникновения аварий и техногенных катастроф. Длина оптического кабеля может достигать 100 км, при этом локализация зоны пластической деформации контролируемого объекта можно определить с точностью до 3-х метров.

ЛИТЕРАТУРА

1. Руководящий документ РД 03-131-97. Правила организации и проведения акустико-эмиссионного метода контроля сосудов, аппаратов, котлов и технических трубопроводов, 2009. - С.8-11.
2. О.В. Горбачев, С.Я. Самохвалов. Волоконно-оптическое охранное устройство на основе релеевского рассеяния, патент РФ на полезную модель № 128372 - 2013.
3. О.В. Горбачев. Волоконно-оптическая система ТСО «Сова» // Lightwave Russian Edition. – 2006. №1. – С. 46.

Плоский пьезоэлектрический преобразователь как устройство по созданию эталонного поля

А.А. Дорофеева, О.А. Сапожников, С.А. Цысарь, Д.А. Николаев
МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет
aa.dorofeeva@physics.msu.ru

Задача градуировки акустических датчиков является классической для множества типов акустических исследований. Существует несколько вариантов определения истинного значения акустического давления, измеряемого датчиком. Первый способ – приобретение заводского градуированного измерительного устройства с указанной чувствительностью; однако зачастую точность градуировки заводских устройств недостаточна для эксперимента. Также при длительной эксплуатации заводских устройств может возникнуть опасение, что характеристики измерительного прибора изменились, и тогда можно прибегнуть к самостоятельной градуировке. Один из методов градуировки звукового датчика – проведение измерений в эталонном звуковом поле. Тогда основной задачей становится создание устройства, способного создавать такое эталонное звуковое поле. Нами было показано, что в качестве такого устройства может быть использован преобразователь, излучающим элементом которого является плоская пьезокерамическая пластина.

В работе [1] показано, что если диаметр пьезокерамической пластины много больше длины волны, то в режиме излучения короткого импульсного сигнала существует область пространства вблизи поверхности преобразователя, в которой в течение некоторого интервала времени реализуется акустическое поле в форме бегущей плоской волны.

В таком случае для описания поля во всей этой области достаточно знания временной зависимости колебательной скорости или давления на поверхности преобразователя. Для оценки излучаемого акустического давления можно пренебречь краевыми эффектами и рассматривать электроакустическое преобразование в приближении шестиполюсника. Тогда известные электрические характеристики – напряжение U и сила тока I – однозначно связаны с акустическим давлением p_1 , p_2 и колебательной скоростью v_1 , v_2 на внутренней и внешней поверхности преобразователя, соответственно. Отметим, что для оценки величины излучаемого акустического давления на поверхности преобразователя данный метод требует точного знания пьезоэлектрических и механических характеристик пластины и рабочей среды.

Таким образом, прежде чем рассчитывать акустическое поле в некоторой области, необходимо удостовериться в точности выбранных параметров преобразователя: электромеханических модулей, коэффициентов связи, диэлектрических констант, геометрических размеров пластины. В данной работе предлагается алгоритм действий, позволяющий на основе электрических и акустических измерений уточнить характеристики преобразователя, а затем аналитически рассчитать акустическое давление в зоне плоской волны.

Из приближения шестиполюсника можно получить выражение для частотной зависимости электрического импеданса пьезоэлектрического преобразователя [2]:

$$Z_0 = \frac{1}{-i\omega C_0} \cdot \left[1 - \frac{k_T^2}{kl} \cdot \frac{i \frac{z_1 + z_2}{z} \sin kl + 2(1 - \cos kl)}{\left(1 + \frac{z_1 z_2}{z^2}\right) \sin kl + i \frac{z_1 + z_2}{z} \cos kl} \right], \quad (1)$$

где z_1, z_2 – акустические импедансы нагрузки и внешней среды, l – толщина пьезокерамической пластины, $k = \omega/c$ – волновое число в пьезоэлектрике, C_0 – емкость зажатого ($v_1=v_2=0$) преобразователя, $\varepsilon_0=8.85 \cdot 10^{-12}$ Ф/м, ε – диэлектрическая проницаемость материала зажатого преобразователя, коэффициент электромеханической связи k_T , связанный с постоянной пьезоэлектрического напряжения e_{z3} : $k_T = e_{z3} / \sqrt{\varepsilon_0 \varepsilon \rho c^2}$, ρ, c – плотность и скорость звука в керамике. Отметим, что для при рассмотрении гармонических процессов предполагается временная зависимость вида $e^{-i\omega t}$.

При проведении реальных измерений нужно дополнительно учитывать, что существует несколько факторов, которые могут повлиять на измеренную величину; например, дополнительная емкость корпуса преобразователя, неучтенная емкость и индуктивность электрического кабеля длины L , механические и электрические потери в пьезокерамике (которые обычно характеризуются тангенсом угла потерь $\text{tg } \delta$). Учет указанных факторов позволяет получить такую скорректированную частотную зависимость импеданса $Z(\omega)$, по сопоставлению которой с экспериментально измеренным электрическим импедансом на каждой частоте можно определить неизвестные параметры преобразователя.

Как видно из таблицы, предложенный алгоритм позволяет с хорошей точностью определить характеристики пьезоизлучателя. В качестве дополнительной информации можно использовать результаты измерения электрического импеданса в воздухе, так как все параметры преобразователя остаются неизменными, а вид зависимости меняется из-за другого акустического импеданса среды (рис. 1).

Таблица 1. Сравнение рассчитанных характеристик с их табличными значениями или результатами прямого измерения

	k_T	C_0 , нФ	L , м	e_{z3} , Кл/м ²	$\text{tg } \delta$
Табл./измерение	0,51	38	1	15,1-15,8	0,004
Измерение $Z(\omega)$	0,48	38	1	14,7	0,006

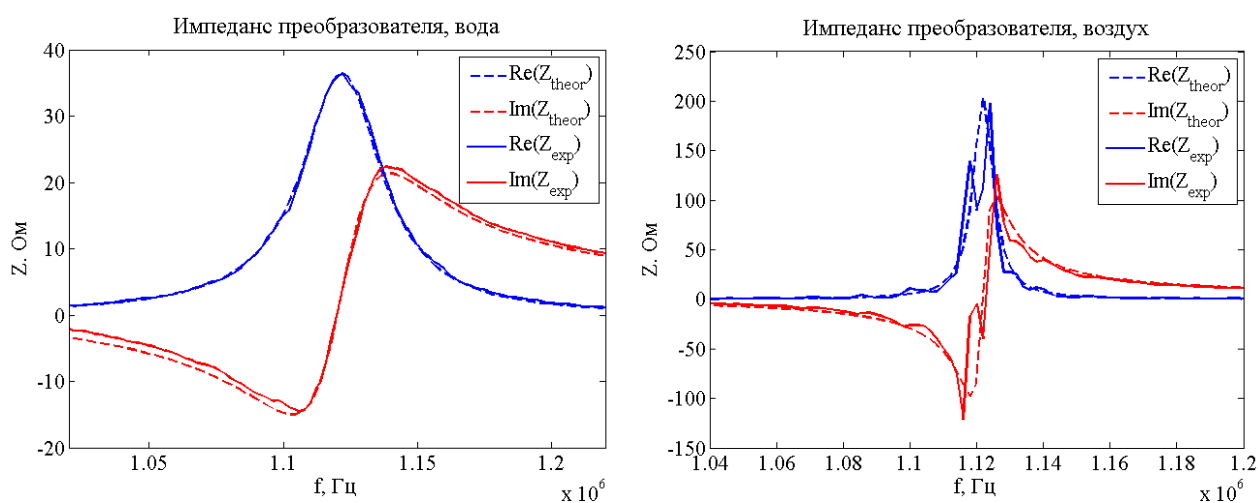


Рис.1. Сравнение экспериментальной и теоретической зависимости действительной и мнимой части импеданса в воде (слева) и воздухе (справа)

Ввиду наличия плосковолновой области вблизи поверхности пластины та же величина звукового давления, что и на ее поверхности, будет измерена датчиком, помещенным в любую точку данной области. Заметим, что рассчитанное звуковое давление $p_2(t)$ соответствует только плоской волне, излученной преобразователем, так как в предложенной теории не учитываются краевые эффекты и поверхностные волны. Поэтому для проведения сравнения расчетов с экспериментом следует проводить измерения в плосковолновой области, где возможно разделение поршневой и краевой волн, при этом излучаемый сигнал должен быть достаточно коротким, чтобы избежать наложения волн.

Если расположить чувствительную часть гидрофона на оси преобразователя радиуса R на расстоянии s_2 от центра, то задержка между временем прихода плоской волны и краевой составит $dt = (\sqrt{R^2 + s_1^2} - s_1) / c_2$, где c_2 – скорость звука в воде. Из этого соотношения видно, что чем больше радиус преобразователя, тем больший диапазон по времени становится доступным для анализа в эксперименте.

В соответствии с изложенными соображениями, был проведен эксперимент по излучению известных сигналов преобразователем и их приему с помощью калиброванного точечного гидрофона в плосковолновой зоне. Затем было проведено сравнение сигналов, рассчитанных теоретически в приближении шестиполосника и принятых экспериментально. По сопоставлению амплитуды теоретического сигнала (в паскалях) и экспериментально измеренного (в вольтах) можно найти коэффициент градуировки для приемного устройства. Так как гидрофон был калиброванным, то коэффициент градуировки был известен и сравнение сигналов проводилось в абсолютных значениях в одних единицах измерения (рис. 2).

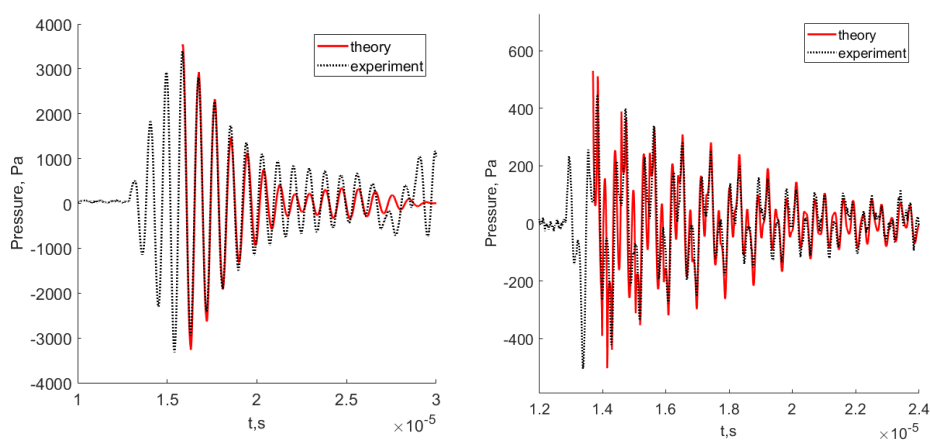


Рис.2. Сравнение теоретически рассчитанного и экспериментально измеренного сигнала в плосковолновой зоне преобразователя при излучении с генератора 3 периодов синуса частоты 1.12 МГц (слева) и 1 периода синуса частоты 3.36 МГц (справа)

Таким образом, показана возможность градуировки звукового датчика с помощью пьезоэлектрического преобразователя, излучающего эталонное акустическое поле. Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ № 18-32-00659, РФФИ № 17-02-00261, РНФ № 17-72-10284.

ЛИТЕРАТУРА

1. М.В. Хасанова и др. // Уч. Зап. Физ. Фак. МГУ 2017. № 5. Р. 1750709-1.
2. К. Хилл. “Применение ультразвука в медицине. Физические основы” М.: Мир, 1986.

Обратное коллинеарное акустооптическое взаимодействие в кристалле КРС-5 и невзаимные эффекты

Е.А. Дьяконов, Д.Л. Пороховниченко
Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова
ead1989@gmail.com

Акустооптическим взаимодействием называют явление дифракции света, или иного оптического излучения, на ультразвуке. Обратный коллинеарный режим взаимодействия представляет собой брэгговское отражение электромагнитного излучения от ультразвуковой волны. Как и любое брэгговское отражение, он обладает селективностью по длине волны излучения и может применяться для его спектральной фильтрации. Особый интерес представляет обратное коллинеарное акустооптическое излучение в дальнем инфракрасном диапазоне, где оно дает практически единственную возможность построения акустооптического спектрального фильтра.

Целью данной работы был расчет параметров коллинеарного акустооптического взаимодействия в кристалле КРС-5 на различных длинах волн электромагнитного излучения и выяснение оптимальных спектральных диапазонов для его применения. Кристалл КРС-5 является твердым раствором галогенидов таллия (TlBr-III) и обладает наиболее широким спектральным диапазоном прозрачности среди акустооптических материалов, а также высоким коэффициентом акустооптического качества [1,2].

Как известно, акустооптическое взаимодействие в общем случае обладает невзаимными свойствами, то есть его параметры зависят от направления распространения электромагнитной волны относительно волны ультразвуковой. Для краткости случай, когда волновой вектор падающего излучения сонаправлен с волновым вектором ультразвуковой волны, будем называть попутным распространением (рис. 1а), а противоположный случай – встречным распространением (рис. 1б). Существует два основных механизма возникновения акустооптической невзаимности – один из них связан с доплеровским сдвигом частоты электромагнитного излучения при его взаимодействии с движущейся структурой [3], а другой – с поглощением обеих взаимодействующих волн в среде взаимодействия [4].

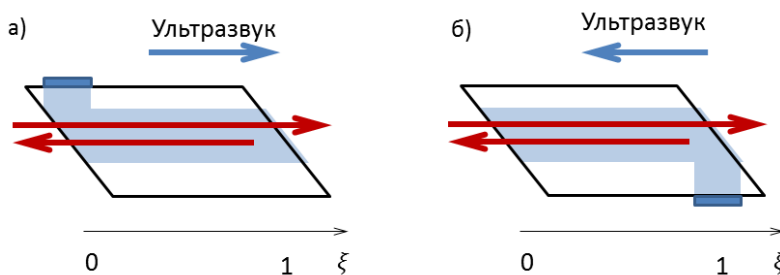


Рис.1. Обратное коллинеарное взаимодействие в попутном (а) и встречном (б) направлениях.

Все расчеты проводились для коллинеарного акустооптического взаимодействия с продольной ультразвуковой волной, распространяющейся вдоль оси [100] кристалла. Коэффициент акустооптического качества в этом направлении принимает одно из максимальных значений [2]. В расчетах учитывалась дисперсия показателя преломления кристалла и ее влияние на частоту синхронизма и коэффициент акустооптической связи, а дисперсия фотоупругой постоянной не учитывалась из-за отсутствия литературных данных по ней. Параметры кристалла заимствованы из работ [5-7]. Полученные зависимости частоты синхронизма и коэффициента акустооптического качества от длины волны излучения представлены на рис. 2.

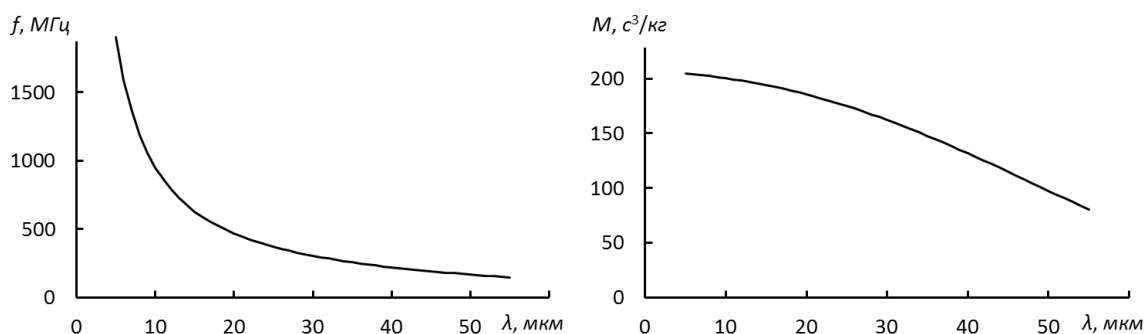


Рис.2. Зависимость частоты ультразвука (слева) и коэффициента качества (справа) от длины волны.

Акустооптическое взаимодействие описывается системой уравнений связанных мод, которые являются дифференциальными уравнениями относительно комплексных амплитуд взаимодействующих электромагнитных волн. При попутном и встречном распространении волн система уравнений связанных мод имеет различный вид:

$$\begin{cases} \frac{dC_0}{d\xi} = -\frac{A}{2} \exp(-Z) \exp(Z\xi) \exp(iR\xi) C_1 - DC_0 \\ \frac{dC_1}{d\xi} = \frac{A}{2} \exp(-Z) \exp(Z\xi) \exp(-iR\xi) C_0 + DC_1 \end{cases} \quad (1)$$

для встречного распространения и

$$\begin{cases} \frac{dC_0}{d\xi} = -\frac{A}{2} \exp(-Z\xi) \exp(iR\xi) C_1 - DC_0 \\ \frac{dC_1}{d\xi} = \frac{A}{2} \exp(-Z\xi) \exp(-iR\xi) C_0 + DC_1 \end{cases} \quad (2)$$

для попутного распространения. Граничные условия к обеим системам уравнений одинаковы и имеют вид: $C_0(0) = 1, C_1(1) = 0$. Здесь $C_{0,1}$ – комплексные амплитуды падающей и отраженной электромагнитных волн, A и R – безразмерные коэффициенты акустооптической связи и расстройки соответственно, а Z и D – величины ослабления ультразвуковой и электромагнитной волн на длине взаимодействия, выраженные в неперах. Безразмерная координата ξ изменяется от 0 до 1 на длине области взаимодействия. Важно, что параметр A пропорционален длине взаимодействия и корню квадратному из плотности потока энергии ультразвуковой волны.

Системы уравнений (1) и (2) в общем случае поддаются только численному решению. Можно показать, что для попутного распространения волн характерна большая эффективность дифракции и большая ширина частотной полосы, чем для встречного распространения, что и является невзаимным эффектом. Механизм акустооптической невзаимности в данном случае связан с тем, что процесс взаимодействия при попутном и встречном распространении оказывается локализован в различных пространственных областях.

На рис. 3а показана серия зависимостей эффективности дифракции от длины волны при различных величинах длины взаимодействия. Плотность потока энергии ультразвука на всех графиках одинакова и равна 1 Вт/мм^2 , что по порядку величины соответствует характерным параметрам современных акустооптических устройств. Сплошными линиями проведены графики для попутного распространения волн, штриховыми – для встречного. Как видно, максимальная эффективность дифракции достигается в диапазоне длин волн 20...35 мкм, а за пределами этого диапазона она существенно падает. При этом эффективность дифракции возрастает с увеличением

длины области взаимодействия до 10 см, а при большей длине взаимодействия эффективность дифракции практически не изменяется.

Акустооптическая невзаимность проявляется в диапазоне длин волн 30 мкм и более, где наблюдается существенное поглощение электромагнитной волны в кристалле. Вместе с тем, на длинах волн 40 мкм и более эффективность дифракции падает до неприемлемо малых значений, что и определяет возможность использования невзаимного эффекта только на длинах волн порядка 35 мкм. Отметим, что при увеличении длины области взаимодействия с 10 см до 20 см невзаимность начинает проявляться значительно сильнее. Эффективность дифракции при попутном распространении волн в этих двух случаях практически одинакова, но зато при встречном распространении волн в области длиной 20 см эффективность падает практически до нуля. Таким образом, увеличение длины акустооптической ячейки более 10 см имеет смысл только для более выраженного проявления невзаимных эффектов, но не для повышения максимальной эффективности дифракции как таковой.

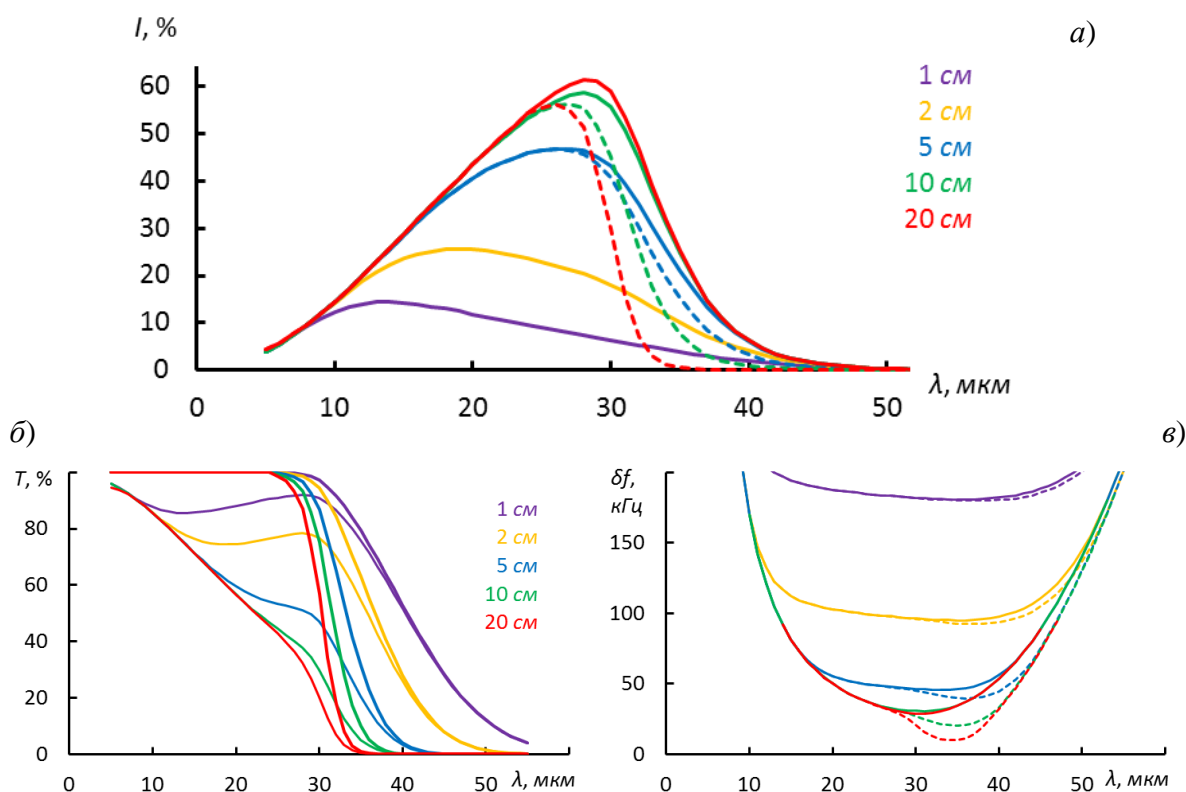


Рис.3. Зависимость эффективности дифракции (а), пропускания акустооптической ячейки (б) и частотной полосы акустооптического взаимодействия (в) от длины волны излучения.

На рис. 3б показано пропускание акустооптической ячейки, то есть эффективность дифракции в нулевой порядок, в зависимости от длины волны излучения. Жирными линиями показано пропускание ячейки в отсутствие ультразвука. Важно отметить, что в нулевом порядке дифракции невзаимный эффект отсутствует.

Невзаимный эффект влияет не только на эффективность дифракции, но и на частотную полосу акустооптического взаимодействия. Для ее определения нужно также решать уравнения связанных мод (1) или (2), находя такую расстройку R , чтобы эффективность дифракции уменьшилась в 2 раза по сравнению с синхронизмом. На рис. 3в показана зависимость частотной полосы взаимодействия от длины волны при различных длинах области взаимодействия. Как видно, при длинах волн 30 мкм и более

встречное распространение волн обеспечивает заметно меньшую частотную полосу, чем попутное. Однако нужно учитывать, что встречному распространению волн соответствует очень малая эффективность дифракции (см. рис. 3а), и поэтому его использование в акустооптическом фильтре не имеет смысла. Тем не менее, даже при попутном распространении волн оказывается возможным получить спектральное разрешение порядка нескольких тысяч единиц. Это очень большая величина для акустооптических фильтров, сравнимая с параметрами дифракционных решеток.

Расчеты проводились также для других значений плотности потока энергии ультразвука от 0 до 5 Вт/мм^2 . Их результаты, в основном, качественно соответствуют изложенным выше, и поэтому здесь не приводятся.

Кратко рассмотрим также другой механизм акустооптической невязимности, связанной с доплеровским сдвигом частоты. В данном случае невязимность выражается в различии частоты синхронизма при встречном и попутном распространении волн. Механизм возникновения невязимности и методика ее расчета подробно рассмотрены в работе [3], и здесь на них подробно останавливаться не будем. Важно только отметить, что количественной мерой невязимного эффекта является отношение $F = \Delta f / \delta f$, где Δf - указанное различие частот синхронизма, а δf - частотная полоса взаимодействия. В свою очередь, величина δf зависит от длины взаимодействия, эффективности дифракции и коэффициента затухания ультразвуковой волны. Электромагнитное поглощение в расчетах не учитывалось, поэтому они проводились в диапазоне длин волн не более 30 мкм , где это поглощение практически отсутствует. Расчеты проводились для плотности потока энергии ультразвуковой волны 1 Вт/мм^2 . Как видно из рис. 3, величина F во всех случаях меньше единицы, поэтому невязимный эффект является достаточно слабым. Отметим, что увеличение плотности ультразвуковой мощности приводит к расширению частотной полосы взаимодействия и дальнейшему ослаблению невязимного эффекта.

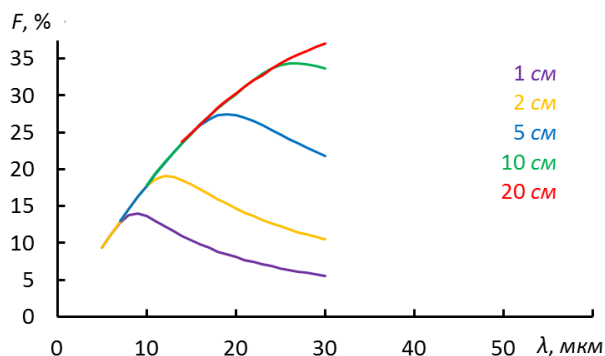


Рис.4. Зависимость параметра доплеровской невязимности от длины волны излучения.

Работа поддержана грантом РФФИ № 14-22-00042.

ЛИТЕРАТУРА

1. С.В. Богданов “Кристаллы галогенидов таллия: получение, свойства и применение”, Новосибирск, Наука, 1989.
2. V.V. Voloshinov, D.L. Porokhovnichenko, E.A. Dyakonov // Optical Engineering, 2017. V. 56. No 8. P. 087102-1.
3. Е.А. Дьяконов, В.Б. Волошинов, П.А. Никитин // Оптика и спектроскопия. 2012. Т. 113. N 6. С. 701.

4. P.A. Nikitin, V.B. Voloshinov // *Physics Procedia*. 2015. V. 70. P. 712.
5. В.М. Мастихин и др. // *Оптико-механическая пром-ть*. 1977. N 8. С. 36.
6. А.П. Белоусов и др.// *Акустический журнал*. 1986. Т.32. N 5. С. 656.
7. A. Smakula // *Optica Acta*. 1962. V.9. No 3. P. 205-222.

Анизотропное акустооптическое взаимодействие в периодически неоднородном акустическом поле вблизи оптических осей в оптически активных двусосных кристаллах

М.И. Купрейчик, В.И. Балакший

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова,
физический факультет
mir11@aviel.ru

В настоящее время в акустооптике применяются в основном одноосные кристаллы с выраженной анизотропией физических свойств, такие как парателлурит (TeO_2), теллур (Te), ниобат лития (LiNbO_3) и другие [1]. Высокая степень анизотропии кристалла предоставляет больше возможностей по выбору оптимальной геометрии взаимодействия под конкретное АО устройство. С другой стороны, сильная анизотропия материала накладывает жесткие требования на точность изготовления устройств и существенно усложняет расчеты характеристик взаимодействия, проводимые с целью оптимизации параметров АО ячейки. Обладая более сложной структурой оптической и акустооптической анизотропии, двусосные кристаллы позволяют реализовывать новые, нетривиальные варианты АО взаимодействия, которые принципиально невозможны в одноосных кристаллах, что позволяет рассчитывать на создание акустооптических устройств с улучшенными характеристиками [2,3]. При этом более высокая, в сравнении с одноосными кристаллами, структура оптической анизотропии приводит, в ряде случаев, к невозможности использования при расчетах характеристик взаимодействия стандартных численных методов, применяемых при анализе АО дифракции в одноосных кристаллах. Однако расширение диапазона применения АО устройств стимулирует поиски новых материалов, в том числе и двусосных кристаллов, которые, несмотря на расчетные и технологические трудности, обладают потенциально большим разнообразием допустимых вариантов АО взаимодействия, что делает перспективным изучение их свойств.

В настоящей работе проведено исследование низкочастотной тангенциальной геометрии анизотропного АО взаимодействия в двусосных кристаллах в периодически неоднородном акустическом поле для случая, когда волновой вектор ультразвука практически ортогонален к одной из оптических осей, а направления падающего и дифрагированного световых пучков близки к оптической оси. Расчеты угловых и спектральных характеристик АО взаимодействия выполнены для кристалла йодноватой кислоты (α - HfO_3), для которого известны все компоненты диэлектрического, упругого и фотоупругого тензоров, а также тензора гирации [4-9]. Йодноватая кислота – синтетический монокристалл ромбической сингонии (класс 222), обладающий хорошими нелинейно-оптическими и акустооптическими свойствами. При этом высокая АО эффективность наблюдается как для варианта изотропной дифракции, так и для варианта анизотропного взаимодействия. В настоящей работе мы 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 $n_Z < n_Y < n_X$, а оптические оси лежат в плоскости XZ .

Одной из характерных особенностей анизотропной АО дифракции в двусосных кристаллах в плоскостях взаимодействия, содержащих одну из оптических осей, является чрезвычайно высокая чувствительность характеристик взаимодействия к изменению направления ультразвука в плоскости взаимодействия [3]. Заметная

гиротропия кристалла йодноватой кислоты, приводящая к изменению вида волновых поверхностей вблизи оптических осей, вызывает снижение этой чувствительности для малых углов среза кристалла, когда в области низкочастотной тангенциальной геометрии дифрагированный световой пучок распространяется не далеко от оптической оси. В то же время, изменение направления ультразвука в ортогональном направлении приводит к существенно меньшему изменению передаточной функции ячейки.

Брэгговские кривые, построенные для различных направлений распространения быстрой квазисдвиговой акустической моды для случая, когда оптический световой пучок с длиной волны 633 нм с большим показателем преломления дифрагирует в -1 порядок, представлены на рис. 1 в увеличенном масштабе. Рис. 1,а соответствует АО взаимодействию в плоскости XZ . Для практического использования интерес представляют области, отмеченные точками D и T . Это оптимальные точки для создания дефлекторов и неколлинеарных видеофильтров [1]. Близкое расположение точек T и D обеспечивает низкую угловую и частотную селективность АО взаимодействия в области тангенциальной геометрии для среза двусосного кристалла, соответствующего сплошной кривой. Увеличение угла среза кристалла приводит к расширению углового диапазона фильтра, а также вызывает существенное повышение частотной селективности взаимодействия вблизи тангенциальной точки T . При оптимальном угле среза точки высокочастотной и низкочастотной тангенциальной геометрии сливаются, образуя единую область с предельно высокой частотной селективностью. Рис. 1,б иллюстрирует изменение вида брэгговской кривой при постепенном развороте направления ультразвука к оси Y при фиксированном угле между текущим направлением ультразвука и направлением, ортогональным к оптической оси в плоскости взаимодействия. Здесь наблюдается та же ситуация, по мере разворота ультразвукового пучка к оси Y угловой диапазон фильтра расширяется, а область дефлекторной геометрии смещается в область больших частот.

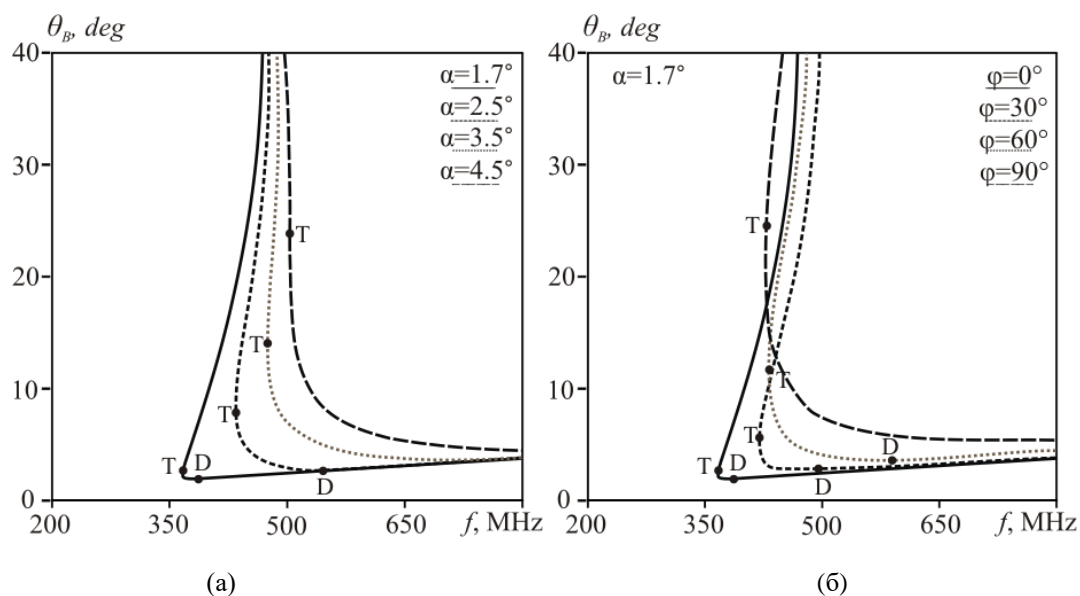


Рис.1. Частотные зависимости углов Брэгга для различных направлений распространения ультразвука вблизи ортогонального к одной из оптических осей.

Другая характерная особенность двусосных кристаллов, являющаяся как достоинством, так и недостатком, заключается в зависимости направления оптических осей в плоскости XZ от длины волны падающего излучения. Это приводит к тому, что в

двуосных кристаллах для различных спектральных компонент падающего светового пучка в однородном акустическом поле реализуется различная геометрия АО взаимодействия, что может приводить как к сужению, так и расширению спектрального диапазона ячейки. При этом для углов среза, близких к оптимальному, спектральный диапазон может быть сужен на порядок в сравнении с ячейкой со схожими параметрами на одноосном кристалле, что открывает новые возможности для улучшения характеристик существующих АО устройств. С другой стороны, дисперсия оптических осей приводит к существенному ограничению диапазона перестройки фильтра по длинам волн падающего излучения. Для снятия этого существенного ограничения в настоящей работе предлагается использование в качестве возбудителя ультразвука секционированного преобразователя с антифазным возбуждением соседних секций. В таком случае брэгговская кривая расщепляется на две кривые оптимальных углов, при этом, несмотря на заметную фазовую расстройку, увеличением мощности ультразвука удается достичь 100% эффективности дифракции.

Далее на рис. 2,а представлены частотные зависимости оптимальных углов падения для правой, более высокочастотной расщепленной ветви, построенные для различных длин волн падающего излучения. Расчет проведен для преобразователя из 16 секций с полной длиной взаимодействия $L = 3$ мм. Необходимость большого числа секций вытекает из сильной дисперсии оптических осей кристалла йодноватой кислоты. Для сравнения, на рис. 2,б приведены аналогичные зависимости для брэгговских углов. При этом конфигурация среза ячейки, а также период структуры подбирались таким образом, что для длины волны падающего излучения 750 нм (экстремум положения оптических осей) вид кривых в области тангенциальной точки был идентичен.

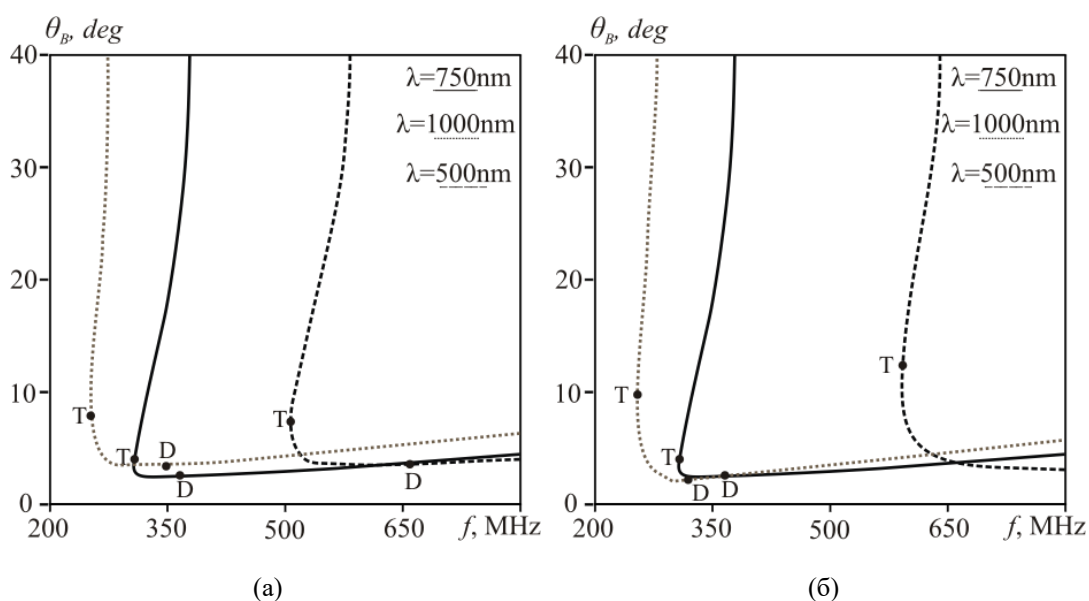


Рис.2. Частотные зависимости оптимальных углов падения (а) и углов Брэгга (б)

Уменьшение длины волны падающего излучения относительно 750 нм идентично увеличению угла среза на рис. 1,а. Частота синхронизма в области тангенциальной точки возрастает, что приводит к уменьшению расщепления ветвей оптимальных углов. При этом эффективное изменение геометрии взаимодействия вблизи точки T оказывается малым, в сравнении с вариантом взаимодействия в однородном акустическом поле. Таким образом, можно говорить об автоподстройке эффективной геометрии взаимодействия при изменении длины волны падающего излучения, что и

позволяет существенно расширить диапазон перестройки АО фильтра по длинам волн падающего излучения. В сторону больших длин волн эффект автоподстройки не наблюдается, поскольку увеличение частоты синхронизма за счет изменения геометрии взаимодействия перебивается уменьшением её за счет увеличения длины волны и уменьшения показателей преломления собственных мод. Здесь необходимо отметить, что при расчете характеристик взаимодействия необходимо учитывать дисперсию компонент тензора гирации, поскольку по мере уменьшения длины волны падающего излучения влияние оптической активности становится все более существенным.

На рис. 3 приведены спектральные характеристики АО взаимодействия вблизи тангенциальной точки для рассмотренного варианта взаимодействия. Сплошные кривые рассчитаны с учетом дисперсии, в то время как при построении штриховых кривых дисперсия не принималась во внимание. Как следует из графиков, при длинах волн падающего излучения меньших 750 нм дисперсия оптических осей дает выигрыш в спектральном разрешении фильтра, в то время как для больших длин волн наблюдается обратная ситуация. Расчеты показывают, что влияние дисперсии при прочих равных тем сильнее, чем ближе угол среза кристалла к оптимальному и чем ближе плоскость взаимодействия к плоскости, содержащей оптические оси.

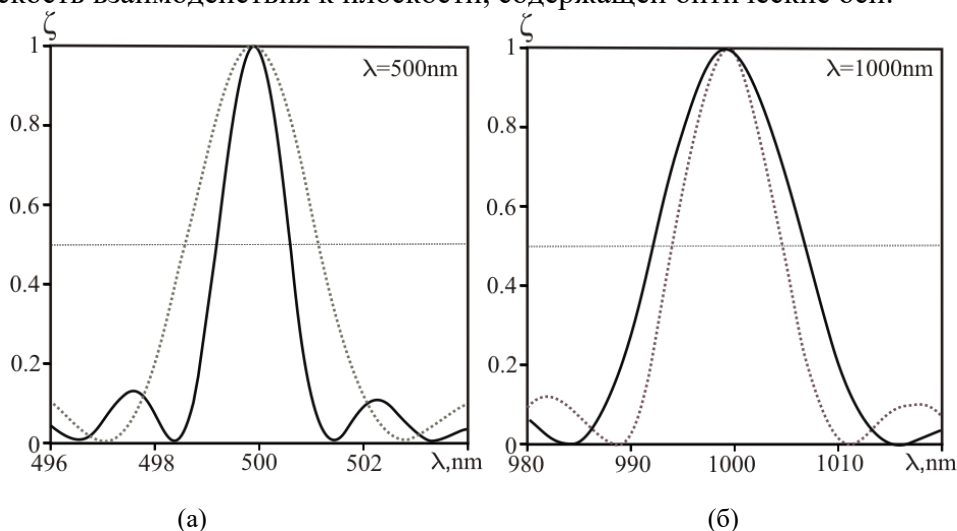


Рис.3. Спектральные характеристики АО взаимодействия

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского Фонда
Фундаментальных Исследований (РФФИ), грант № 17-07-00369-а.

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 // Phys. Wave Phenom. 2016. V. 24. № 1. P. 58.
3. V.I. Balakshy, M.I. Kupreychik // Opt. Spectrosc. 2017. V. 123. P. 463.
4. D.A. Pinnow, R.W. Dixon // Appl. Phys. Lett. 1968. V. 13. № 4. P. 156.
5. O.V. Kachalov, G.F. Dobrzhanskii, I.A. Shpilko // Sov. Crystallography 1971. V. 16. P. 784.
6. V.A. Dianova et al. // Sov. Crystallography 1972. V. 17. P. 223.
7. Н.Р. Иванов, О.А. Чихладзе // Кристаллография. 1976. Т. 21. № 1. С. 125.
8. Н. Naito, Н. Inaba // Opto-electron. 1972 V. 4. P. 335.
9. S.K. Kurtz, T.T. Perry, Bergman // Appl. Phys. Lett. 1968. V. 12. № 5. P. 186.

Изучение влияния температуры на функционирование акустооптического фильтра в широком диапазоне длин волн оптического излучения

С.Н. Манцевич, Е.И. Костылева

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

snmantsevich@yahoo.com

В настоящее время оптоэлектронные приборы, в основе которых лежит акустооптический (АО) эффект, широко применяются для управления оптическими пучками и анализа спектрального состава оптического излучения [1].

Такие достоинства акустооптических приборов как компактность, отсутствие подвижных частей, относительно малая мощность потребления делают их весьма привлекательными для создания малогабаритных устройств спектрального анализа, которые могут быть использованы не только в лаборатории, но и в полевых условиях, а также в космическом пространстве [2]. Одной из особенностей, возникающих при применении АО приборов вне лабораторий и сильно влияющих на параметры акустооптических устройств, является широкий диапазон рабочих температур. Из-за сложности стабилизации температуры АО кристалла возникает проблема изучения влияния температуры на характеристики АО приборов. Решение данного вопроса особенно актуально для акустооптических фильтров, поскольку позволяет избежать ошибок при анализе экспериментальных данных, вызванных смещением полос поглощения изучаемых веществ вследствие изменения температуры АО кристалла.

Существует два механизма воздействия на температуру АО ячейки: нагрев или охлаждение кристалла в целом под влиянием температуры окружающей среды и неоднородный нагрев акустооптической ячейки при поглощении мощности акустического пучка материалом, из которого она изготовлена. В первом случае температура кристалла может быть стабилизирована, выравнивание же температурных градиентов, возникающих в АО ячейке в процессе работы, представляется гораздо более сложной задачей [3].

Акустооптические (АО) приборы изготавливаются на основе кристаллических сред, обладающих сильной анизотропией. Например, наиболее распространенный акустооптический материал - диоксид теллура, известен экстремально большой анизотропией акустических свойств.

Характеристики кристаллических сред, важные для реализации АО взаимодействия (скорость акустической волны, показатели преломления и т.д.) зависят от температуры. Следовательно, от температуры зависят и характеристики акустооптических устройств, изготовленных на их основе. В данной работе проведено теоретическое и экспериментальное исследование влияния температуры на функционирование АО фильтра, изготовленного на основе кристалла TeO_2 . Кроме того, для изучения возникновения неоднородного распределения температуры внутри АО устройств, проведено исследование затухания акустического пучка.

Основное влияние изменение температуры кристалла оказывает на скорость распространения акустической волны.

В данной работе исследование влияния температуры проводилось на примере широкоапертурного АО фильтра, изготовленного из кристалла парателлуриита с углом среза 10.5° . АО взаимодействие реализуется в плоскости $(1\bar{1}0)$, падающее световое излучение имеет необыкновенную поляризацию. В данном направлении снос энергии

акустической волны, вызванный акустической анизотропией парателлурита, составляет 54.6 градуса, а ее скорость при нормальных условиях равна 716 м/с.

Для выбранного случая распространения медленной акустической волны под углом 10.5 градуса к оси [110], с помощью соотношений был получен следующий температурный коэффициент, показывающий изменение скорости волны с температурой: 0.06 м/с·К.

В случае, если падающее световое излучение имеет необыкновенную поляризацию, частота синхронизма АО взаимодействия определяется следующим выражением:

$$f = \frac{V(T)}{\lambda} \left\{ \sqrt{n_d^2 - n_o^2 \cos^2 \Theta_B} - n_o \sin \Theta_B \right\} \quad (1)$$

где n_d – показатель преломления среды для дифрагированной световой волны, $n_i = n_o$ – показатель преломления для падающей световой волны, V – скорость акустической волны, T – температура, Θ_B – угол Брэгга, λ – длина волны оптического излучения. В действительности значения показателей преломления тоже зависят от температуры, но для парателлурита нет надежных данных, позволяющих учесть их изменение с температурой, кроме того, влияние их изменения на частоту синхронизма значительно меньше, чем изменение, вызванное зависимостью скорости акустической волны от температуры. Поэтому будем считать что n_i и n_d постоянны.

Проверка результатов расчетов проводилась на экспериментальной установке. В качестве источников оптического излучения использовались различные типы лазеров (газовые 440нм, 633нм, 1.15мкм и 1.52мкм) и полупроводниковые (530нм и 790нм). Оптическое излучение падало на входную оптическую грань АО ячейки таким образом, чтобы $\Theta_B = -14.5^\circ$.

Сравнение значений частот синхронизма, рассчитанных с помощью соотношения (1) и измеренных экспериментально приведено в таблице 1.

Таблица 1. Экспериментальные и теоретические значения частоты синхронизма для различных длин волн при температуре АО ячейки 25 °С.

Длина волны, мкм	0,442	0,53	0,633	0,79	1,15	1,39	1,52
Экспериментальное значение частоты АО синхронизма, МГц	206.51	157.67	126.44	96.95	64.34	52.81	47.90
Теоретическое значение частоты АО синхронизма, МГц	208.73	159.64	126.62	98.86	63.60	51.97	47.28

Из представленных результатов следует, что теория и эксперимент достаточно хорошо соответствуют друг другу.

Для определения температурных коэффициентов сдвига частоты АО синхронизма на различных длинах волн оптического излучения кристалл нагревался до температуры +60°. Измерения частоты синхронизма проводились с шагом по температуре 5 градусов, далее результаты измерений частоты аппроксимировались линейной зависимостью, а коэффициент сдвига определялся по ее углу наклона.

Результаты измерений и расчетов приведены в таблице 2.

Таблица 2. Значения температурных коэффициентов сдвига частоты АО синхронизма

Длина волны, мкм	0.442	0.53	0.633	0.79	1.15	1.39	1.52
Экспериментальный коэффициент, кГц/К	26.6	16.41	13.12	10.35	6.5	5.25	4.63
Теоретический коэффициент, кГц/К	17.5	13.25	10.5	8.1	5.37	4.36	3.94

Расхождение результатов теоретических расчетов и эксперимента можно объяснить тем, что литературные данные не вполне точно описывают зависимость $V(T)$ [4,5]. Тем не менее, данную зависимость можно определить из эксперимента, измерив зависимость $f(T)$ для одной длины волны. Результаты расчетов со скорректированной зависимостью $V(T)$ приведены в таблице 3.

Таблица 3. Скорректированные теоретические значения температурных коэффициентов сдвига частоты АО синхронизма

Длина волны, мкм	0.442	0.53	0.633	0.79	1.15	1.39	1.52
Экспериментально-теоретический коэффициент, кГц/К	21.75	16.55	13.12	10.04	6.64	5.39	4.9

Приведенные значения коэффициентов сдвига значительно лучше соответствуют экспериментальным. Таким образом, проводя измерения величины сдвига частоты АО синхронизма с температурой на одной длине волны (в данном случае для 0.633 мкм) можно с достаточной точностью рассчитать значения сдвига для остальных длин волн оптического излучения.

Таким образом, нами предложен более простой способ температурной калибровки АО фильтров, в котором температурные коэффициенты предсказываются с большой точностью после проведения экспериментальных измерений всего лишь на одной длине волны оптического излучения. Это позволяет существенно упростить и ускорить процесс калибровок. Данный результат представляется весьма важным при практических применениях АО устройств.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 14-22-00042.

ЛИТЕРАТУРА

1. A. P. Goutzoulis, D.R. Pape, eds., "Design and Fabrication of Acousto-Optic Devices", M. Dekker, 1994.
2. Н.Н. Розанов "Оптическая бистабильность и гистерезис в распределенных нелинейных системах" М.: Наука, 1997.
3. O. Korablev et al. // Adv. Space Res., 2002, V. 29, P. 143.
4. S.N. Mantsevich et al. // Opt. and Spec., 2017, V. 122, P. 675.
5. S. N. Mantsevich et al. // Ultrason., 2015, V.59, P. 50.
6. I.M. Silvestrova et al. // phys. Stat. sol., 1987, V. 101, P. 437.

Перестраиваемый акустооптический фильтр ультрафиолетового диапазона спектра на кристалле ВВО

М.В. Марунин, В.Б. Волошинов

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, физический факультет
rewpioa@gmail.com

К настоящему времени предложено и исследовано более десятка различных типов акустооптических устройств, различающиеся назначением и принципом действия, среди которых можно выделить модуляторы, дефлекторы и фильтры [1]. В частности, акустооптические фильтры широко используются для решения задач спектрометрии и обработки оптических изображений. Фильтры на базе акустооптических ячеек отличаются малыми габаритами, умеренным энергопотреблением, возможностью перестройки и обладают рабочим диапазоном фильтруемых длин волн света порядка октавы [1].

Для преодоления проблем, связанных с анализом оптических сигналов и изображений, а также для решения прикладных задач медицины, представляющих в последнее время наибольший интерес, перспективно использование перестраиваемых акустооптических фильтров. Особенно интересны акустооптические устройства фильтрации, работающие в ультрафиолетовом диапазоне электромагнитного спектра. К сожалению, в настоящее время на мировом рынке акустооптических приборов подобных ультрафиолетовых фильтров практически не существует.

Основная проблема создания акустооптического фильтра ультрафиолетового диапазона заключается в отсутствии материалов, прозрачных на длинах волн 0.2-0.4 мкм и имеющих при этом высокую акустооптическую эффективность. В видимом диапазоне этим требованием удовлетворяет кристалл двуокиси теллура, однако нижняя граница прозрачности данного материала лежит в области длин волн 0.35 мкм. Поэтому парателлуриит не может быть использован при создании акустооптических фильтров в дальнем ультрафиолете [1]. Одним из материалов, который может оказаться пригодным для использования в фильтрах, работающих в ультрафиолетовом спектре, является кристалл ВВО (BaV_2O_4) [2].

Кристалл бета-бората бария известен тем, что этот двулучепреломляющий материал прозрачен для ультрафиолетового диапазона длин волн до 0.19 мкм. Поэтому кристалл ВВО, наряду с кварцем и фторидом магния, может быть рекомендован к применению в акустооптических устройствах, работающих в коротковолновой ультрафиолетовой части спектра оптического излучения. Данная работа посвящена теоретическому исследованию с целью создания перестраиваемого акустооптического фильтра на основе кристалла бета-борат бария. Акустооптическое взаимодействие в кристалле ВВО рассматривается в режиме широкоапертурной дифракции, что даёт возможность работы данного фильтра с неколлимированными оптическими пучками, формирующими оптические изображения [3].

Акустооптическое взаимодействие можно рассматривать как рассеяние фотонов оптического излучения на фонах звуковой волны [1]. В этом случае должно выполняться условие фазового синхронизма при фотон-фононном взаимодействии:

$$k_d = k_i + K, \quad (1)$$

где $k_i = 2\pi n_i / \lambda$ и $k_d = 2\pi n_d / \lambda$ – волновые векторы падающего и дифрагированного света, соответственно, $K = 2\pi f / V$ – волновой вектор звука, n_i – показатель преломления падающего света, n_d – показатель преломления дифрагированного света, λ – его длина волны, V и f – фазовая скорость акустической волны и частота ультразвука.

Векторная диаграмма широкоапертурной геометрии акустооптического взаимодействия в одноосном отрицательном кристалле ВВО представлена на Рис.1. Рассмотрен случай, когда падающий луч выбран обыкновенной поляризации, а дифрагированный – необыкновенной. Угол падения θ_i и угол дифракции θ_d отсчитываются от направления акустического волнового фронта. Угол α определяет срез кристалла и задает направление фазовой скорости акустической волны. В этом случае показатель преломления дифрагированного света n_d зависит не только от угла дифракции θ_d , но и от направления звука:

$$n_d = \frac{n_o n_e}{\sqrt{n_o^2 \sin^2(\theta_d + \alpha) + n_e^2 \cos^2(\theta_d + \alpha)}}. \quad (2)$$

В соотношении (2) n_o и n_e – главные показатели преломления кристалла ВВО. Анализ векторной диаграммы позволяет получить соотношение между углом дифракции и частотой звуковой волны:

$$f = \frac{V}{\lambda} \left[\sqrt{n_o^2 - n_d^2 \cos^2 \theta_d} - n_d \sin \theta_d \right]. \quad (3)$$

Расчет зависимости акустической частоты от угла дифракции в кристалле ВВО проводился по формуле (3). При этом учитывалось, что показатели преломления кристалла зависят от длины волны света [2]. При расчёте угол среза кристалла был выбран равным $\alpha = 4^\circ$. Результаты расчёта зависимости акустической частоты от угла дифракции показаны на Рис.2. Данные на Рис. 2а получены для быстрой сдвиговой акустической моды в кристалле, скорость которой равна $V = 2953$ м/с [4]. Зависимость на Рис. 2б соответствует самой медленной сдвиговой акустической моде со скоростью $V = 1055$ м/с. Расчёт для продольных акустических мод в данной работе не проводился из-за слишком высоких частот ультразвука и низкой эффективности дифракции в режиме широкоапертурной геометрии.

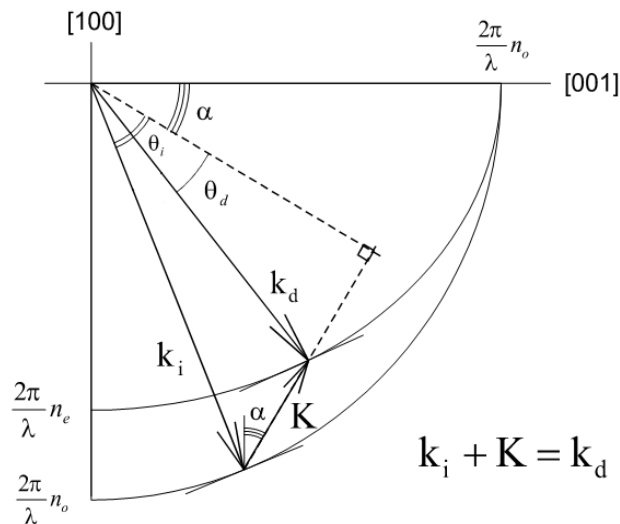


Рис.1. Векторная диаграмма широкоапертурного взаимодействия в кристалле ВВО.

Из представленных результатов видно, что частоты акустических волн на длине волны света $\lambda = 0.2$ мкм в случае быстрой сдвиговой акустической волны достигают величины $f = 730$ МГц. На длине волны света $\lambda = 0.35$ мкм данная частота снижается до величины $f = 290$ МГц. Следует отметить, что полученные значения акустических частот оказываются слишком высокими и неудобными для практики из-за затухания

акустических волн в кристалле ВВО. Поэтому был проведён расчёт угловых зависимостей акустических частот для медленной сдвиговой акустической моды. Соответствующие значения частот брэгговского синхронизма оказались заключёнными в пределе 100 – 260 МГц.

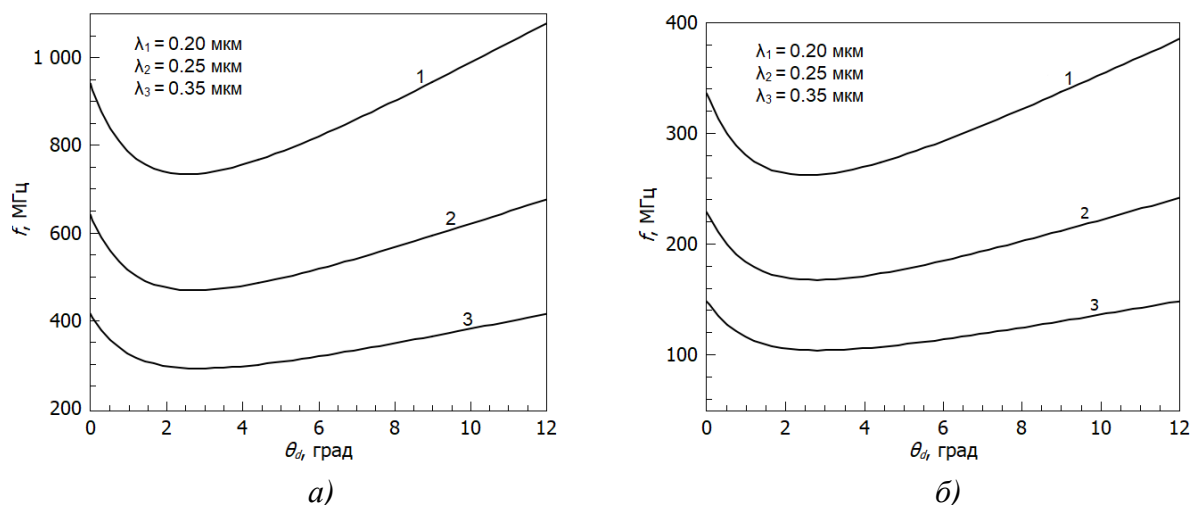


Рис. 2. Зависимости акустической частоты от угла дифракции в кристалле ВВО: а) - быстрая сдвиговая акустическая волна; б) - медленная сдвиговая волна.

Таким образом, проведённое рассмотрение режима широкоапертурной дифракции в кристалле бета-бората бария показывает, что рабочие частоты акустических волн для длин волн света $\lambda = 0.2 - 0.35$ μm оказываются достаточно высокими и составляют сотни мегагерц. Очевидно, что использование столь высоких частот ультразвука проблематично из-за затухания акустических волн в кристалле и сложностей возбуждения ультразвука в материале. Высокие значения акустических частот в первую очередь обусловлены большим двулучепреломлением кристалла по сравнению с кристаллами KDP и MgF_2 . С другой стороны, использование медленной акустической моды в кристалле ВВО оказывается предпочтительным, так как в данном случае акустические частоты не превышают 260 МГц. Это доказывает, что при создании широкоапертурных перестраиваемых акустооптических фильтров на кристалле бета-бората бария следует использовать медленные сдвиговые акустические волны. При прочих равных условиях использование медленных акустических мод может привести к увеличению значения акустооптического качества кристалла. В свою очередь это благоприятно скажется на величинах управляющих электрических и акустических мощностей в акустооптических фильтрах.

Работа выполнена при поддержке гранта Российского научного фонда №14-22-00042.

ЛИТЕРАТУРА

1. В.И. Балакший, В.Н. Парыгин, Л.Е. Чирков "Физические основы акустооптики" М.: Радио и связь, 1985.
2. Г.Г. Гурзаян, В.Г. Дмитриев, Д.Н. Никогосян "Нелинейно-оптические кристаллы" М.: Радио и связь, 1991.
3. N. Gupta, V. Voloshinov // Appl. Opt. 2004. V. 43. No. 13. P. 2752.
4. I. Martynyuk-Lotoska et al. // Appl. Opt. 2008. V. 47. No. 4. P. 3446.

Многokrатное брэгговское рассеяние света вблизи оптической оси двуосного кристалла

М.Г. Мильков, В.Б. Волошинов
Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова
Физический факультет, Москва, Россия
milkov1981@mail.ru

Акустооптическое (АО) взаимодействие имеет два предельных режима дифракции - режим Рамана-Ната и режим Брэгга. Главным параметром, определяющим режим дифракции, является параметр Кляйна-Кука [1]:

$$Q = \frac{2\pi\lambda f^2}{nV^2}l \quad (1)$$

где λ – длина волны света, f – частота ультразвуковой волны, n – показатель преломления среды, V – скорость ультразвуковой волны, а l – длина области акустооптического взаимодействия.

Режим Рамана-Ната имеет место при $Q \ll 1$, а режим Брэгга при $Q \gg 1$. Из этого следует, что для реализации режима дифракции Рамана-Ната требуется очень малая ширина акустического пучка. В этом режиме дифракции на выходе из акустооптической ячейки наблюдается большое число дифракционных максимумов, а длины векторов расстройки η_i очень малы. Режим дифракции Рамана-Ната не требует строгого выполнения условия фазового синхронизма. Режим дифракции Брэгга реализуется в случае широкого ультразвукового столба. В режиме Брэгга при соблюдении условия фазового синхронизма на выходе из АО ячейки наблюдается только два пучка, а именно прошедший и дифрагированный пучок [1].

Рассмотрение срезов оптических волновых поверхностей анизотропных сред и использование метода векторных диаграмм АО взаимодействия показало, что в оптически одноосных кристаллах при определенном выборе среза возможна реализация таких конфигураций акустооптического взаимодействия в режиме Брэгга, которая имеет заметные отличия от общего случая. Эти отличия заключаются в том, что на выходе из области АО взаимодействия будут наблюдаться не два, а три или даже четыре пучка, один из которых является нулевым. Основной особенностью этих вариантов АО взаимодействия является то, что два или три дифрагированных пучка света появляются при дифракции света на ультразвуковой волне одной частоты (волновом векторе ультразвука). Брэгговская дифракция света с появлением двух дифрагированных пучков света названа двукратным брэгговским рассеянием света, а дифракция с появлением трех дифрагированных пучков, соответственно, трехкратной [1].

Теоретическое рассмотрение и экспериментальные исследования показывают, что в случае оптически одноосных сред при реализации как двукратного, так и трехкратного брэгговского рассеяния света переход световой энергии падающего пучка в ненулевые дифракционные порядки будет происходить с изменениями оптических мод, за исключением перехода из первого порядка дифракции во второй при трехкратном рассеянии. Дифракцию света со сменой поляризации пучка часто называют анизотропной, так как данный эффект при рассеянии стал возможен только при переходе от изотропных акустооптических сред к анизотропным средам, а дифракцию света без смены поляризации – изотропной.

В предыдущих работах [2,3] были рассмотрены срезы оптической волновой поверхности двуосных кристаллов. Исследование показало, что оптически двуосные кристаллы позволяют реализовать такое двукратное и трехкратное брэгговское рассеяние света на ультразвуке, при котором направление поляризации света во всех дифрагированных пучках не меняется и совпадает с направлением поляризации падающего света. Поэтому можно утверждать, что в оптически двуосных кристаллах реализуется случай полностью изотропного многократного брэгговского рассеяния света на ультразвуке. В этом отношении эти среды качественно отличаются от оптически одноосных сред, где такое рассеяние реализовать невозможно. Анализ также показывает, что плоскость акустооптического взаимодействия для реализации данных видов рассеяния в оптически двуосных средах целесообразно выбрать таким образом, чтобы волновой вектор звука совпадал по направлению с диэлектрической осью Y , которая ортогональна плоскости оптических осей.

Для экспериментальной реализации многократного брэгговского рассеяния света в данном исследовании был выбран плоский участок среза оптической волновой поверхности в кристалле двойного молибдата свинца Pb_2MoO_5 (рисунок 1). Данный плоский участок находится под углом около 1 градуса к оптической оси кристалла, а также содержит в себе диэлектрическую ось Y , вдоль которой распространяется продольная ультразвуковая волна без эффекта акустического сноса. Направление распространения падающего света было практически ортогональным к направлению распространения звука. Измерения значения акустооптического качества показали, что, к сожалению, этот показатель сопоставим с аналогичным показателем у кварца, что обуславливает слабую перекачку энергии света в +1-й, +2-й и, тем более, в +3-й дифракционный максимум.

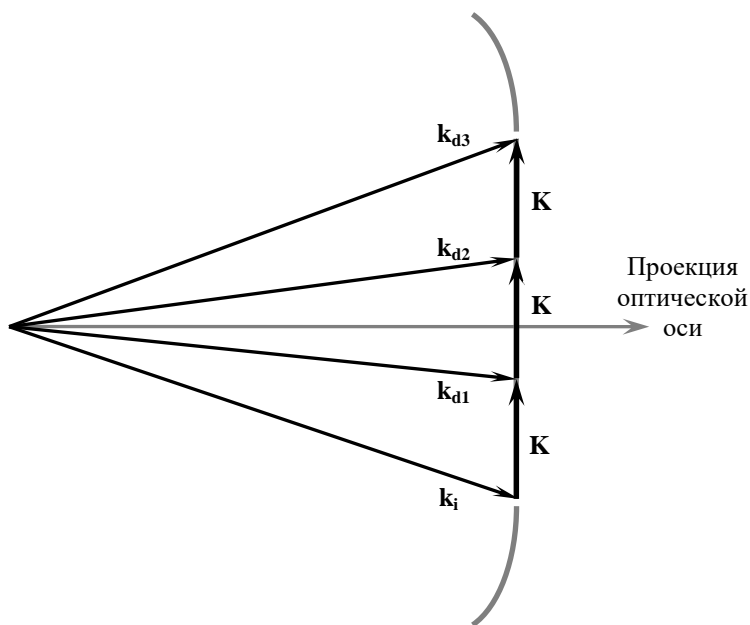


Рис.1. Векторная диаграмма акустооптического взаимодействия при изотропном трехкратном рассеянии света для плоского участка среза волновой поверхности.

Расчет параметра Кляйна-Кука Q [1] показал, что его значение для параметров проводимого эксперимента ($\lambda=633\text{нм}$, $f=160\text{ МГц}$, $n=2,3$, $V=3300\text{ м/с}$, $l=6\text{ мм}$) составляет около 24 единиц. Такое значение этого параметра говорит о том, что режим дифракции в очень высокой степени соответствует брэгговскому режиму.

Ориентация образца, а именно поиск направления оптической оси, был осуществлен при помощи наблюдения коноскопической картины (рисунок 2), которая имеет качественные отличия от аналогичной картины для оптически одноосной среды.

В ходе проведенных измерений наблюдалось не только трехкратное, но и четырехкратное акустооптическое брэгговское рассеяние. Измерения интенсивностей света при трехкратном рассеянии для +1-го, +2-го и +3-го дифракционных максимумов

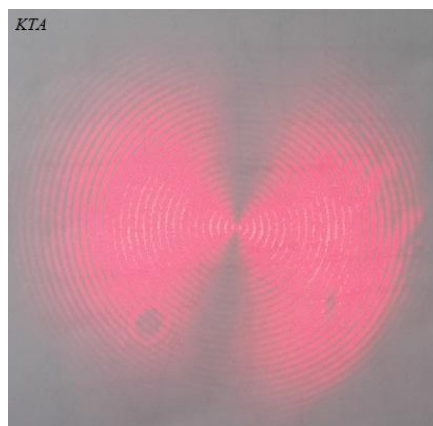


Рис.2. Коноскопическая картина при распространении света вдоль оптической оси двуосного кристалла.

показали, что они составляют около 300, 50 и 8 относительных единиц, соответственно, при слабой эффективности дифракции. Из полученных данных видно, что свет во втором порядке дифракции имеет в 6, а третьем порядке, соответственно, в 37 раз меньшую интенсивность по сравнению с интенсивностью света в +1-м порядке.

Численное решение системы уравнений связанных мод для режима дифракции Рамана-Ната при $Q=24$, показал, что даже при больших значениях главного параметра связи ($ql \sim 7$) только -1-й и +1-й дифракционные максимумы достигают интенсивности порядка 3-5 % от интенсивности падающего света, а интенсивность более высоких порядков дифракции совсем мала. Этот анализ позволяет сделать вывод, что наблюдаемое в эксперименте при малом значении параметра связи многократное рассеяние можно считать именно брэгговским.

Возможное применение акустооптических ячеек с многократным брэгговским рассеянием света на ультразвуке позволит радикально снизить уровень перекрестных помех акустооптических фильтров в системах связи с частотным уплотнением каналов.

Работа выполнена по гранту РФФИ №14-22-00042

ЛИТЕРАТУРА

1. В.И. Балакший, В.Н. Парыгин, Л.Е. Чирков “Физические основы акустооптики” // М.: Радио и связь. 1985. 279 с.
2. M.G. Milkov // Scientific Papers of 20-th International Conference for Young Researchers “Wave Electronics and Its Applications in the Information and Telecommunication Systems”, Saint-Petersburg, Russia, 2017, P 47-51.
3. М.Г. Мильков и др. // Сборник докладов 7-ой Международной конференции "Акустооптические и радиолокационные методы измерений и обработки информации", Секция 1. Москва- Суздаль, 2014, с.178-179.

Обратная коллинеарная акустооптическая дифракция квазимонохроматического излучения

П.А. Никитин^{1,2}

¹Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, физический факультет

²Научно-технологический центр уникального приборостроения РАН

nikitin.pavel.a@gmail.com

Как известно, при малой эффективности обратной коллинеарной акустооптической (АО) дифракции монохроматического излучения интенсивность излучения в минус первом дифракционном порядке определяется следующим выражением (в котором опущен множитель q^2L^2 , пропорциональный мощности акустической волны) [1]:

$$I_{-1}(Z_l, Z_s) \propto I_0(Z_l) \frac{1}{4(XW^2 + Z^2)} [1 + \exp(-2XW) - 2\exp(-XW)\cos(Z)], \quad (1)$$

где использованы следующие безразмерные параметры:

$$Z = \eta L = 2Z_l - Z_s; \quad XW = (\alpha + \alpha_s / 2)L. \quad (2)$$

В соотношении (2) под L понимается длина АО взаимодействия, α – коэффициент поглощения излучения, α_s – коэффициент затухания акустической волны, параметр Z_l характеризует величину безразмерной расстройки по свету, а Z_s – по звуку. При дифракции монохроматического ($\Delta Z_l^{(0)} \rightarrow 0$) излучения полоса АО взаимодействия по звуку составляет величину $\Delta Z_s = \sqrt[4]{XW^4 + (0.88\pi)^4}$ [2].

При анализе предполагалось, что спектр падающего на АО ячейку излучения имеет прямоугольную форму:

$$I_0(Z_l) = \begin{cases} 1/(2\Delta Z_l^{(0)}); & |Z_l| \leq \Delta Z_l^{(0)} \\ 0; & |Z_l| > \Delta Z_l^{(0)}. \end{cases} \quad (3)$$

Если акустическая волна является монохроматической и её частота удовлетворяет условию синхронизма $Z_s = 0$, то интенсивность дифрагированного излучения определяется следующим интегралом:

$$I_{-1} = \int_{-\infty}^{+\infty} I_{-1}(Z_l, 0) dZ_l. \quad (4)$$

На Рис. 1 приведены результаты численного моделирования зависимости эффективности дифракции I_{-1} от ширины спектра излучения $\Delta Z_l^{(0)}$. Из графиков следует, что: 1) при увеличении ширины спектра от нуля до значения, равного полосе АО-взаимодействия ΔZ_s , эффективность АО дифракции меняется слабо; 2) далее же зависимость I_{-1} от $\Delta Z_l^{(0)}$ носит обратно пропорциональный характер. Из Рис. 2 следует, что: 1) при $\Delta Z_l^{(0)} < \Delta Z_s$ полоса АО взаимодействия равна $2\Delta Z_l^{(0)} + \sqrt[4]{XW^4 + (0.88\pi)^4}$; 2) при дифракции же широкополосного излучения полоса АО взаимодействия по звуку примерно равна $2\Delta Z_l^{(0)}$. В работе также проведено моделирование АО дифракции излучения с прямоугольным и гауссовым профилем линии.

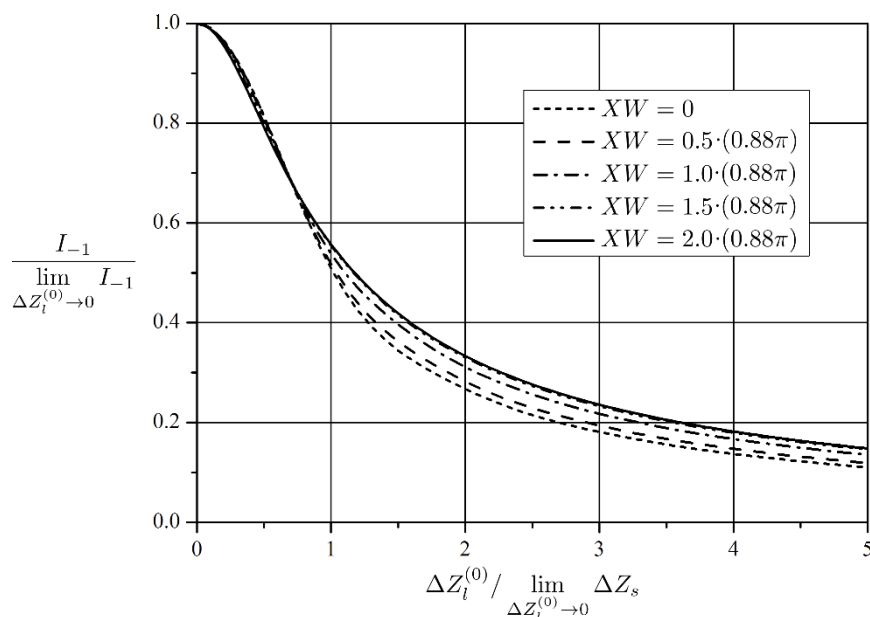


Рис. 1. Зависимость нормированной эффективности дифракции от ширины полосы излучения.

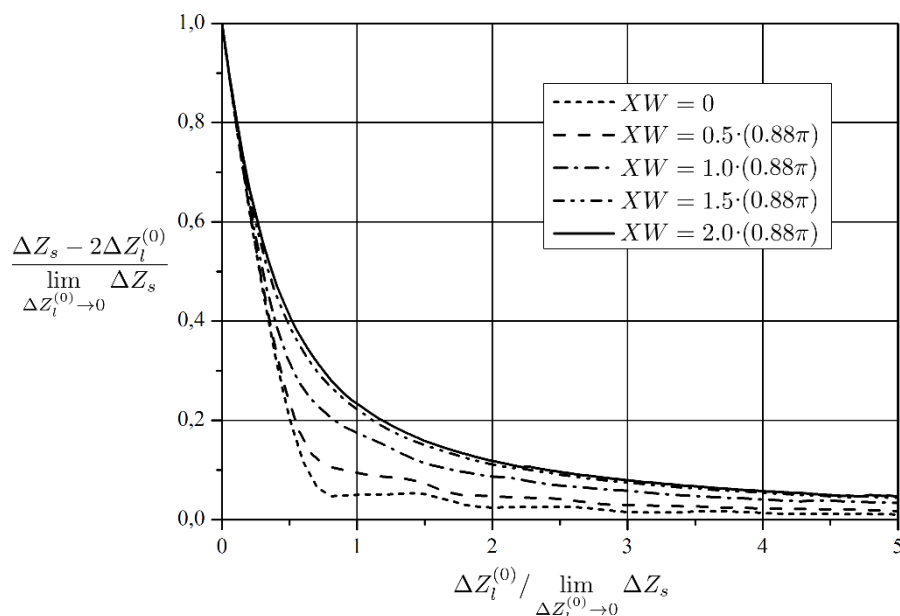


Рис. 2. Зависимость нормированной полосы АО взаимодействия от ширины полосы излучения.

Таким образом, установлено качественное и количественное влияние некогерентности лазерного излучения на параметры обратной АО дифракции. Результаты работы могут быть использованы для проектирования АО устройств, работающих в режиме обратной коллинеарной дифракции.

ЛИТЕРАТУРА

1. P.A. Nikitin, V.B. Voloshinov // Physics Procedia. 2015. N 70. P. 712.
2. П.А. Никитин, В.Б. Волошинов // Уч. зап. физ.ф-та МГУ. 2016. №6. С. 166601.

Оптимальная длина коллинеарного акустооптического взаимодействия в поглощающей среде

П.А. Никитин^{1,2}, В.Б. Волошинов¹

¹Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, физический факультет

²Научно-технологический центр уникального приборостроения РАН

nikitin.pavel.a@gmail.com

Явление дифракции электромагнитных волн на акустическом поле было экспериментально обнаружено в начале прошлого века. Оно обусловлено изменением диэлектрической проницаемости среды под действием акустической волны. В работах [1,2] установлено, что затухание звука и поглощение света приводит к тому, что максимальная эффективность акустооптической (АО) дифракции достигается лишь при некоторой оптимальной длине L^{opt} АО взаимодействия. В этих работах приведены аналитические формулы для расчёта L^{opt} : 1) при квазиортогональной геометрии АО взаимодействия — как для сильного, так и для слабого АО взаимодействия; 2) для коллинеарной геометрии — только для режима малой эффективности АО дифракции. Целью данной работы является определение оптимальной длины L^{opt} для сильного коллинеарного АО взаимодействия в поглощающей среде, что особенно актуально при использовании излучения терагерцевого (ТГц) диапазона [3].

Будем рассматривать экспоненциальное уменьшение интенсивности света I и мощности звука P_a в зависимости от длины l пути: $I \propto \exp(-\alpha \cdot l)$, $P_a \propto \exp(-\alpha_s \cdot l)$. При анализе удобно использовать следующие безразмерные переменные:

$$\xi = x/L, \quad X = \alpha/q, \quad Y = q \cdot L, \quad W = \alpha_s/q, \quad (1)$$

где x — координата, причём ось Ox сонаправлена с волновым вектором \vec{k}_0 электромагнитной волны нулевого порядка, q — коэффициент АО связи, пропорциональный амплитуде звуковой волны.

Для расчёта L_{opt} необходимо решить систему дифференциальных уравнений относительно амплитуд C_0 и $C_{\pm 1}$ электромагнитных волн для двух основных режимов: однократное и двукратное прохождение звука через АО ячейку (используя терминологию работы [2]). Первый режим используется, если угол ψ преломления излучения на входном окне сравним с единицей $\psi \cong 1$, а второй — если этот угол много меньше единицы $\psi \ll 1$. Зависимость амплитуды звуковой волны от координаты в безразмерных переменных описывается следующей функцией F : 1) $\psi \cong 1, \vec{k}_0 \uparrow \uparrow \vec{K}$: $F = -WY\xi/2$; 2) $\psi \cong 1, \vec{k}_0 \uparrow \downarrow \vec{K}$: $F = -WY(1-\xi)/2$; 3) $\psi \ll 1, \vec{k}_0 \uparrow \uparrow \vec{K}$: $F = -WY(\xi+1)/2$; 4) $\psi \ll 1, \vec{k}_0 \uparrow \downarrow \vec{K}$: $F = -WY(2-\xi)/2$.

При прямой коллинеарной АО дифракции, когда волновые векторы дифрагированного и прошедшего излучения сонаправлены $\vec{k}_0 \uparrow \uparrow \vec{k}_1$, система уравнений имеет вид:

$$\frac{dC_0}{d\xi} = -\frac{XY}{2}C_0 + i\frac{Y}{2}FC_1, \quad \frac{dC_1}{d\xi} = -\frac{XY}{2}C_1 + i\frac{Y}{2}FC_0, \quad C_0(0)=1, \quad C_1(0)=0. \quad (2)$$

В работе [1] установлено, что интенсивность дифрагированного излучения $I_1 = |C_1(L)|^2$ не зависит от того, в какой порядок происходит дифракция излучения (т. е.

от взаимной ориентации волновых векторов \vec{k}_0 и \vec{K}). Из этого следует, что значения оптимальной длины Y_{opt} для конфигураций $\vec{k}_0 \uparrow \uparrow \vec{K}$ и $\vec{k}_0 \uparrow \downarrow \vec{K}$ совпадают. Система (2) решалась численно с помощью метода Рунге-Кутты четвёртого порядка точности, а значение оптимальной безразмерной длины Y^{opt} подбиралось с использованием метода Брента применительно к функции $-|C_1(L)|^2$ [4]. Результаты моделирования для режима $\psi \cong 1$ приведены на Рис. 1.

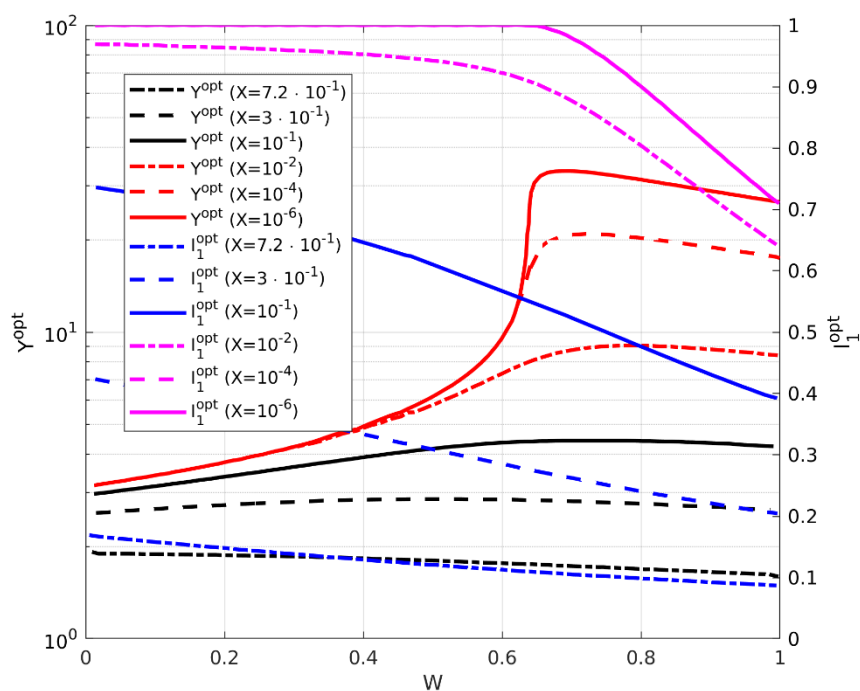


Рис. 1. Зависимость безразмерной оптимальной длины Y^{opt} и максимально достижимой интенсивности дифрагированного излучения I_1^{opt} от безразмерного коэффициента затухания звука W при различных значениях безразмерного коэффициента поглощения света X .

Проведённый анализ показал, что аналитические соотношения для оптимальной длины Y^{opt} из работы [1] в области значений параметров $W < 1$ и $X < 3$ дают погрешность более 5% и поэтому не могут быть использованы. Это связано с тем, что при указанных значениях X и W эффективность дифракции, равная отношению интенсивностей дифрагированного и прошедшего излучений, становится сравнимой с единицей, т. е. нарушается условие слабого взаимодействия.

Из графиков на Рис. 1 следует, что при заданном затухании звука W , зависящем квадратично от частоты звука, необходимо изготавливать АО ячейки с меньшей длиной АО взаимодействия Y . Этот факт связан с тем, что возрастание интенсивности I_1 с длиной Y за счёт дифракции на ультразвуке меньше, чем экспоненциальное ослабление за счёт поглощения излучения средой. При использовании относительно прозрачных сред, характеризуемых параметром $X < 10^{-4}$, зависимость $I_1(X)$ становится настолько слабой, что приведённые на Рис. 1 графики для I_1 сливаются.

Установлено, что зависимость $Y^{\text{opt}}(W)$ безразмерной оптимальной длины от безразмерного затухания звука имеет ярко выраженный максимум. Его положение зависит от безразмерного коэффициента поглощения излучения X . При $X = 10^{-8}$ он достигается при $W = 0.65$, при дальнейшем увеличении поглощения он плавно

смещается в сторону меньших значений W , наконец, при $X > 0.72$ он достигается при $W = 0$. Этот факт можно объяснить следующим образом. Пока соблюдается условие сильного АО взаимодействия $I_1 \cong 1$ зависимость $I_1(Y)$ интенсивности дифрагированного излучения от безразмерной длины АО взаимодействия Y является нелинейной. Поэтому более сильное затухание звука W удаётся частично скомпенсировать увеличением длины Y . Если же среда является слабопрозрачной, и АО взаимодействие является слабым, то затухание звука W уже не получится скомпенсировать увеличением длины Y , поскольку увеличение I_1 за счёт дифракции на более длинном звуковом пучке будет меньше, чем усиление поглощения света в более толстом слое среды.

Аналогичные зависимости были получены также для прямой коллинеарной дифракции для $\psi \ll 1$. Из них следует, что при тех же параметрах X и W для получения максимальной интенсивности I_1^{opt} дифрагированного излучения необходимо использовать АО ячейки с меньшей длиной АО взаимодействия Y . Само же значение I_1^{opt} будет также меньше, поскольку до входного окна звуковая волна в этом режиме проходит расстояние, равное длине АО взаимодействия L и, следовательно, успевает существенно затухнуть. В рамках работы были получены также зависимости $I_1^{\text{opt}}(X, W)$ и $Y^{\text{opt}}(X, W)$ для обратной коллинеарной дифракции, когда дифрагированное излучение распространяется навстречу падающему и их волновые вектора противоположно направлены $\vec{k}_1 \uparrow \downarrow \vec{k}_0$. Они имеют схожий вид и не приводятся в целях экономии места.

Таким образом, в работе установлена зависимость оптимальной длины коллинеарного акустооптического взаимодействия от величины затухания звука и поглощения излучения в среде. Анализ выполнен как для прямой, так и для обратной коллинеарной дифракции, в режиме сильного акустооптического взаимодействия для двух основных конфигураций: однократного и двукратного прохождения звука через акустооптическую ячейку. Определены значения максимально достижимой интенсивности дифрагированного излучения.

ЛИТЕРАТУРА

1. П.А. Никитин, В.Б. Волошинов // Учёные записки физического факультета Московского Университета. 2016. Т. 6. С. 166601.
2. P.A. Nikitin, V.B. Voloshinov // Physics procedia. 2015. V. 70. P. 712.
3. V.B. Voloshinov et al. // Quantum Electronics. 2013. V. 43. No 12. P. 1139
4. W.H. Press "Numerical Recipes The Art of Scientific Computing 3rd Edition" New York: Cambridge University Press, 2007.

Основные принципы оценки акустооптических устройств и материалов

В.Э. Пожар^{1,2}

¹ Научно-технологического центра уникального приборостроения РАН

² Московский Государственный Технический Университет имени Н.Э. Баумана
vitold@ntcup.ru

В докладе формулы, описывающие основные характеристики акустооптических устройств, выражены через элементарные безразмерные физические величины (число периодов и величина упругой деформации), характеризующие фундаментальные параметры решетки. Это позволяет оценивать характеристики АО устройств и формулировать требования к параметрам АО ячейки без сложных расчетов, учитывающих особенности технической реализации, инвариантно по отношению к геометрии дифракции, спектральному диапазону и характеристикам среды.

Акустооптические устройства используются все шире и актуальными становятся вопросы использования их в иных диапазонах спектра [1] и применения новых материалов, например лазерных кристаллов [2,3] группы редкоземельных вольфраматов $KRE(WO_4)_2$. Как правило, исследование возможности применения материалов в разных АО функциональных устройствах представляет собой цепочку многоступенчатых расчетов, в которых используются разнообразные материальные константы. Целесообразно сформулировать простые принципы быстрой оценки основных характеристик АО устройств. Можно ожидать, что это возможно осуществить, основываясь на нескольких ключевых параметрах, имеющих ясный физический смысл. Для этого все основные характеристики необходимо выразить через эти параметры.

Основными характеристиками являются селективность дифракции, ее эффективность и число разрешимых положений, а также время исполнения. Две из них исходно являются безразмерными.

1. Спектральная селективность дифракции $R_\lambda \equiv \lambda/\delta\lambda$ определяется числом периодов N_d решетки, пересекаемых световым лучом: $R_\lambda \approx N_d$, где $N_d = L_{opt}/d$, L_{opt} - длина распространения света по акустическому столбу, образующему решетку, d - период решетки, равный акустической длине волны (Λ_{ac}).

Например, при $N = 300$ получаем $\delta\lambda \approx 3$ нм на длине волны $\lambda = 1$ мкм.

2. Угловая селективность, определяющая угловое поле зрения АО устройства, в общем случае составляет $\delta\theta \sim 1/N_\lambda$, где $N_\lambda = L_{opt}/\lambda$ - число периодов световой волны. А в особой, широкоугольной (тангенциальной) геометрии, используемой в АО фильтрах изображений, зависимость имеет корневой характер: $\delta\theta \sim (N_\lambda \cdot \Delta n)^{-1/2} \approx (N_d)^{-1/2}$, где Δn - разность показателей преломления кристалла.

В вышеприведенном примере $\delta\theta \sim 3^\circ$.

3. Эффективность дифракции определяется как величина коэффициента дифракции C_{dif} , достигаемая при приложении единицы мощности управляющего акустического сигнала $\eta \equiv C_{dif}/P_{ac}$. Она пропорциональна величине АО качества среды $M = (p^2 n^6)/(\rho V^3)$, зависящей от ее материальных параметров: эффективной упруго-оптической постоянной p , показателя преломления n , плотности ρ и скорости звука V . В то же время коэффициент дифракции может быть приближенно представлен и в

другом виде $C_{\text{dif}} \approx (\alpha N_\lambda)^2$, где α - коэффициент дифракции на каждом периоде световой волны, определяемый амплитудой упругой деформации кристаллической среды $\alpha \sim U_{ij}$ или изменением плотности жидкости $\alpha \sim \delta\rho$.

Используя это представление можно оценить, что на длине $L_{\text{opt}} = 3$ см в ближнем ИК диапазоне спектра ($\lambda = 1$ мкм) амплитуда деформации $U_{ij} = 10^{-5}$ обеспечивает коэффициент дифракции $C_{\text{dif}} \approx 10\%$.

4. Рабочий угловой диапазон АО дефлектора и число разрешимых положений лазерного пучка обычно описывают формулами $\Delta\varphi \approx (\lambda/V) \cdot \Delta f$ и $R_{\text{AOD}} \approx (L_{\text{ac}}/V) \cdot \Delta f$, где L_{ac} - длина распространения звука в пределах ширины светового пучка, Δf - диапазон частот АО дефлектора, т.ч. результаты зависят от технической характеристики дефлектора Δf . В то же время предельно достижимый угловой диапазон определяется из физических ограничений: $\Delta\varphi \approx 2(N_\lambda)^{-1/2}$. Отсюда сразу следует, что длина оптического пути, близкая к ширине акустического столба, должна быть невелика.

Например, при $\lambda = 1$ мкм для получения углового диапазона $\Delta\varphi \approx 4^\circ$ необходима длина пути $L_{\text{opt}} = 0,1$ см.

5. Быстродействие АО устройств определяется временем пробега акустической волны через световой пучок: $\tau = L_{\text{ac}}/V$. В рамках вышеприведенных оценок можно выразить это время через период колебаний акустической волны $T_{\text{ac}} = 1/f$ следующим образом: $\tau/T_{\text{ac}} = L_{\text{ac}}/\Lambda_{\text{ac}} \equiv N_{\text{ac}}$. Для периода $T_{\text{ac}} = 10$ нс ($f = 100$ МГц) при ширине светового пучка, на котором укладывается $N_{\text{ac}} = 100$ акустических волн, время перестройки составит $\tau = 1$ мкс.

Вывод. В соответствие с тем, что процесс брэгговской дифракции имеет геометрическую основу, все основные характеристики АО устройств удалось выразить в безразмерном виде через элементарные характеристики брэгговской дифракционной решетки, светового пучка и акустического столба (брэгговской решетки). Это позволяет проводить простые оценки указанных характеристик без детальной привязки к материальным характеристикам среды и геометрии взаимодействия волн.

Работа поддержана грантом РФФИ 16-29-11802 офи_м.

ЛИТЕРАТУРА

1. P.A. Nikitin, V.B. Voloshinov, V.V. Gerasimov, B.A. Knyazev // Technical Physics Letters. 2017, V. 43, P. 89–94.
2. M.M. Mazur, L.I. Mazur, V.E. Pozhar, V.N. Shorin. Laser Optics (LO), 2016 International Conference (27 June – 1 July 2016), P. R4-26.
3. M.M. Mazur, L.I. Mazur, V.E. Pozhar // Ultrasonics, 2017. V. 73, P. 231-235.

Разработка акустооптических фильтров на основе обратного коллинеарного взаимодействия в кристалле КРС-5

Д.Л. Пороховниченко, Е.А. Дьяконов, В.Б. Волошинов
Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, г. Москва
dporoh@physics.msu.ru

Акустооптические устройства позволяют эффективно управлять свойствами электромагнитного излучения. Одним из важнейших типов таких устройств являются акустооптические фильтры, позволяющие выделять из электромагнитного излучения, в том числе изображений, отдельные спектральные составляющие [1]. Наибольшая разрешающая способность акустооптического фильтра достигается при использовании коллинеарной геометрии взаимодействия. В настоящее время актуальной задачей является экспериментальная реализация так называемого высокочастотного режима коллинеарного взаимодействия, которому посвящен ряд теоретических работ [2-5]. Особенностью данного режима дифракции является то, что волновые вектора падающей и дифрагированной электромагнитных волн направлены противоположно друг другу и коллинеарны волновому вектору ультразвука. Использование обратной коллинеарной геометрии дает возможность создать акустооптические фильтры для дальнего инфракрасного диапазона длин волн (20 мкм и более). Следует отметить, что существующие акустооптические устройства работают с электромагнитным излучением на длинах волн не более 15 мкм.

Данная работа посвящена разработке обратных коллинеарных акустооптических фильтров на кристалле КРС-5 в плоскостях (001) и (110). Этот кристалл представляет собой твердый раствор галогенидов таллия TlBr – TlI, обладает кубической решеткой и прозрачен в диапазоне длин волн $0.5 \div 45$ мкм [6]. Широкий диапазон спектральной прозрачности в сочетании с высоким коэффициентом акустооптического качества определили выбор кристалла КРС-5 для создания акустооптического фильтра.

В соответствии с результатами работы [7], в кристалле существуют оптимальные направления обратного коллинеарного взаимодействия, в которых коэффициенты акустооптического качества достигают максимальных значений. Наиболее интересным в этом отношении является направление, лежащее в плоскости (110) под углом 37° к оси [001]. При дифракции на сдвиговой акустической волне коэффициент акустооптического качества принимает значение $M_2 = 130 \times 10^{-15} \text{ с}^3/\text{кг}$, а частота коллинеарной дифракции равна $f = 240$ МГц при длине волны излучения $\lambda = 20$ мкм. Однако непосредственное применение этих результатов встречает ряд затруднений. В частности, простейший способ расположения пьезопреобразователя на грани кристалла, противоположащей оптической, неизбежно приведет к отражению электромагнитного излучения от металлического электрода и смещению его с дифрагировавшим излучением. Кроме этого, указанная геометрия взаимодействия требует использовать сдвиговую или квазисдвиговую акустической волны, возбуждение которых является сложной технической задачей.

Предлагаемым решением обеих проблем является возбуждение продольной акустической волны с дальнейшей ее трансформацией в сдвиговую волну путем отражения от соседней грани клиновидной ячейки. В том же кристалле происходит дифракция электромагнитного излучения на сдвиговой волне. Такое решение позволяет убрать пьезопреобразователь с пути электромагнитного излучения. В настоящей работе была решена задача по нахождению энергетических коэффициентов отражения для всех трех отраженных акустических волн и определены углы среза кристалла, обеспечивающие распространение сдвиговой волны в необходимом направлении.

В соответствии с предложенной схемой, акустооптическая ячейка имеет вид призмы с тремя гранями, которые обозначены на рис. 1а как Р, О и R. На грани Р находится пьезопреобразователь, который возбуждает продольную акустическую волну. Эта волна падает на грань R и отражается от нее. Отражение сопровождается трансформацией продольной волны в сдвиговую с высоким коэффициентом отражения. Следует отметить, что сдвиговая волна обладает сносом потока энергии от направления фазовой скорости на 16° в плоскости (110), как показано на рис. 1б. Излучение входит в кристалл через оптическую грань О. Направление оптического луча перпендикулярно волновым поверхностям сдвиговой акустической волны, но не грани R. Поэтому излучение нулевого порядка дифракции отражается от грани R в сторону и не смешивается с дифрагированным излучением. Кроме того, оптическая грань перпендикулярна как падающему, так и дифрагированному оптическим пучкам, поэтому они не преломляются на этой поверхности.

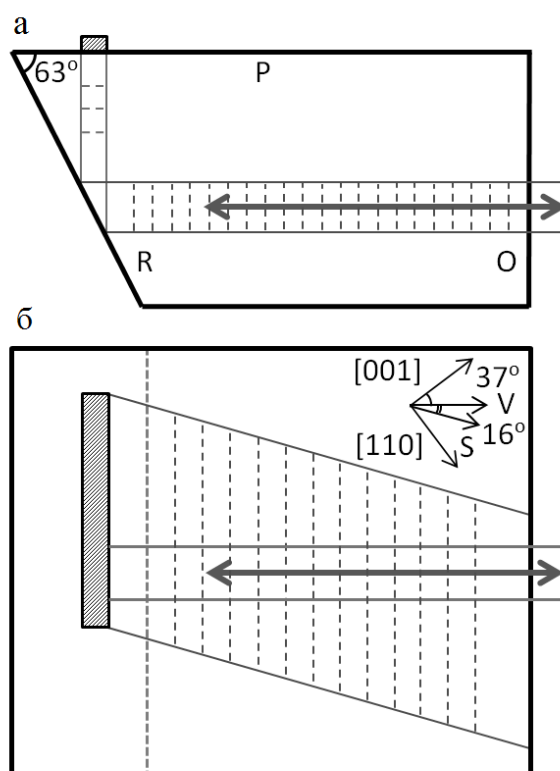


Рис.1. Схема коллинеарной акустооптической ячейки в плоскости (110): вид сбоку (а) и вид сверху (б).

Основной задачей при расчете акустических параметров ячейки было нахождение скоростей и поляризаций акустических волн, а также энергетических соотношений между ними. Как известно, падение акустической волны на свободную поверхность кристалла может возбуждать до трех отраженных волн. В нашем случае, направление одной из отраженных волн (а именно, сдвиговой) известно. Задача заключалась в том, чтобы найти такое положение отражающей грани и направление падающей волны, которые обеспечат удобное и эффективное возбуждение требуемой акустической моды.

Исходную продольную волну оказалось целесообразным возбуждать вдоль основного направления кристалла [110]. В этом случае продольная акустическая мода является чистой, что позволяет избежать одновременного возбуждения двух акустических мод одним пьезопреобразователем и соответствующих потерь энергии в паразитный пучок. Таким образом, осталось найти ориентацию отражающей грани при

заданном направлении падающей и желаемой отраженной моды. Это было сделано исходя из условия сохранения тангенциальной составляющей волнового вектора при отражении волны.

Найденная плоскость отражения R составляет с акустической гранью P угол 63° (см. рис. 1а). В свою очередь, коэффициент отражения сдвиговой волны в описываемой геометрии равен $R^{\text{отр}1} = 0.868$, что приемлемо для акустооптического устройства. Кроме того, существуют квазипродольная и квазисдвиговая волны с коэффициентами отражения $R^{\text{отр}2} = 0.13$ и $R^{\text{отр}3} = 0.002$, соответственно. Условие брэгговского синхронизма для этих волн не выполняется, и поэтому они не влияют на процесс коллинеарного взаимодействия, а только ведут к потере части управляющей мощности.

Для ячейки с описанной геометрией были рассчитаны основные параметры дифракции. Значение эффективности дифракции составило величину 1.4 % на 1 Вт мощности сдвиговой акустической волны. Если учесть 87% коэффициент трансформации продольной волны в необходимую сдвиговую, а также потери при распространении продольной волны, то получается реальное значение эффективности дифракции порядка 1 % на 1 Вт приложенной к пьезопреобразователю мощности. Данная эффективность взаимодействия достигается при размерах преобразователя 1×9 мм, что позволяет безопасно подавать на устройство мощность до 10 Вт в непрерывном режиме, обеспечивая 10 % эффективности дифракции. Если устройство работает в импульсном режиме, то управляющая мощность может быть соответственно увеличена. Линейная апертура предлагаемой конструкции ячейки составляет величину 2 мм, а длина акустооптического взаимодействия при этом равна 24 мм. Частотная полоса дифракции составляет величину 40 кГц, а соответствующая спектральная полоса равна 3.3 нм на длине волны 20 мкм. Это обеспечивает разрешающую способность акустооптического фильтра $R = 5400$.

Еще одной важной характеристикой акустооптического устройства является его угловая апертура. В данном случае, угловая апертура составляет $\Delta\theta = 3.5 \times 3.5^\circ$ вне кристалла, что не только упрощает юстировку фильтра, но и дает возможность обрабатывать неколлимированные пучки. Векторная диаграмма обратного коллинеарного взаимодействия симметрична относительно волнового вектора ультразвука. Нормальное падение падающего и дифрагированного излучения на оптическую грань не нарушает этой симметрии и вне кристалла, что дает возможность обрабатывать не только коллимированные пучки, но также и оптические изображения в дальнем инфракрасном диапазоне.

Интересны также поляризационные свойства обратной коллинеарной дифракции. В частности, в процессе дифракции сохраняется эллиптичность излучения, а направление вращения электромагнитного вектора изменяется на обратное. Поскольку направление волнового вектора также изменяется на противоположное, левая циркулярная поляризация переходит также в левую циркулярную поляризацию, а правая – в правую. Важно, что коэффициент акустооптического качества не зависит от поляризации излучения, то есть одинаковая мощность ультразвуковой волны приводит к одинаковой эффективности дифракции при любой поляризации входного излучения.

Кроме описанной схемы обратного коллинеарного акустооптического фильтра, была разработана еще одна, основанная на дифракции в плоскости (001). Такой фильтр обладает меньшими возможностями, однако проще в изготовлении из-за больших допусков в ориентации среза кристалла. Оптимальное направление коллинеарного взаимодействия в плоскости (001) составляет угол 20° с осью [100]. Дифракция не сопровождается сменой поляризации излучения и происходит на квазисдвиговой волне с коэффициентом качества $83 \times 10^{-15} \text{ с}^3/\text{кг}$, а частота ультразвука составляет

242 МГц при длине электромагнитной волны 20 мкм [7]. Угол сноса энергии квазисдвиговой волны равен 29° . Аналогично описанной выше, схема данной акустооптической ячейки основана на преобразовании продольной акустической моды в квазисдвиговую при отражении от грани кристалла. Продольная акустическая волна возбуждается пьезопреобразователем и распространяется вдоль оси [010], а плоскость отражения составляет с акустической гранью угол 49° (рис. 2). При этом коэффициент преобразования продольной волны в квазисдвиговую равен 86%.

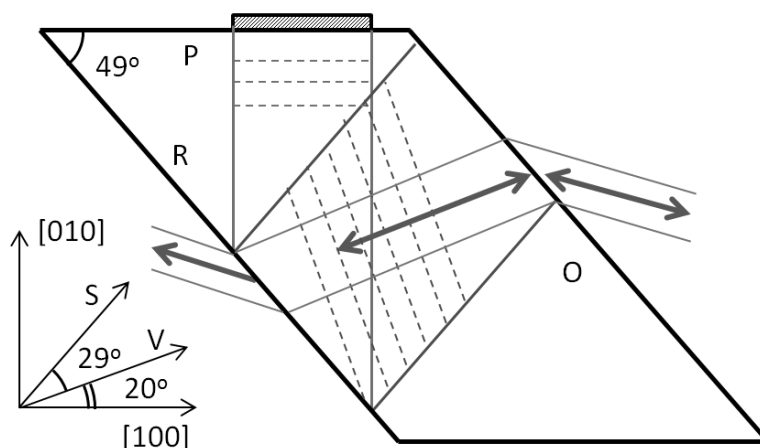


Рис.2. Схема коллинейрной акустооптической ячейки в плоскости (001).

Максимальная эффективность дифракции достигает значения 0.15% на 1 Вт управляющей мощности. Указанная цифра соответствует излучению, линейно поляризованному в плоскости чертежа. При этом излучение пересекает оптическую грань под углом Брюстера, что исключает френелевские потери и не требует просветления оптической грани. Для перпендикулярной поляризации эффективность дифракции оказывается на порядок ниже. Оптимальные размеры пьезопреобразователя равны 2×12 мм. Частотная полоса и разрешающая способность составляют величины 38 кГц и $R = 6400$, соответственно. Данный акустооптический фильтр позволяет решать определенный круг практических задач, не требующих крайне высокой эффективности взаимодействия и работы с произвольно поляризованным излучением. В то же время, относительная технологичность изготовления ячейки делает описанную конфигурацию весьма перспективной.

Работа поддержана грантом Российского научного фонда № 14-22-00042.

ЛИТЕРАТУРА

1. В.И. Балакший, В.Н. Парыгин, Л.Е. Чирков “Физические основы акустооптики”, М., Радио и связь, 1985.
2. J.E. Oliveira, C.K. Jen // Applied Optics. 1990. V. 29. No 6. P. 836.
3. Е.А. Дьяконов, В.Б. Волошинов, П.А. Никитин // Оптика и спектроскопия. 2012. Т. 113. N 6. С. 701-711.
4. P.A. Nikitin, V.B. Voloshinov // Physics Procedia. 2015. V. 70. P. 712.
5. К.И. Табачкова // Радиотехника и электроника. 2014. Т. 59. N 4. С. 387-396.
6. С.В. Богданов “Кристаллы галогенидов таллия: получение, свойства и применение”, Новосибирск, Наука, 1989.
7. V.B. Voloshinov, D.L. Porokhovnichenko, E.A. Dyakonov // Optical Engineering, 2017. V. 56. No 8. P. 087102-1.

Брэгговская дифракция света на периодической доменной структуре в кристалле $\text{LiNbO}_3:\text{MgO}$ в приложенном синусоидальном поле

Е.Н. Савченков¹, С.М. Шандаров¹, А.Е. Мандель¹, А.Р. Ахматханов², В.Я. Шур²

¹Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники

²Уральский Федеральный университет, Екатеринбург

rossler@mail.ru

Периодические доменные структуры (ПДС) в кристаллах ниобата лития делают возможным реализацию брэгговских дефлекторов и переключателей лазерного излучения с низкими значениями управляющего постоянного [1–3] и импульсного [4] напряжения. В работе [5] была представлена теоретическая модель, описывающая в приближении плоских волн индуцированную постоянным электрическим полем дифракцию Брэгга на ПДС в кристаллах ниобата лития, не принимающая во внимание влияния на дифрагированное световое поле создаваемых доменными стенками оптических возмущений, вклад которых в него может быть значительным [6–8]. Данная модель, использованная далее автором [5] для описания наблюдаемых им характеристик оптического переключателя и широкополосного амплитудного модулятора, не описывала, в частности, сдвига нуля дифракционной эффективности в область ненулевого напряжения, приложенного к ПДС. Характерно также, что приведенная в [5] осциллограмма для временной зависимости интенсивности дифрагированного света при гармоническом модулирующем напряжении на ПДС синусоидальной не является.

В настоящем сообщении представлены результаты экспериментального исследования брэгговской дифракции света на ПДС с доменными стенками, параллельными плоскости YZ , сформированной в монокристаллическом образце $\text{MgO}:\text{LiNbO}_3$ методом электрической реполяризации, в приложенном синусоидальном электрическом поле. Для описания полученных результатов в рамках известной модели дифракции Брэгга [9] принимались во внимание возмущения диэлектрического тензора кристалла, как электрически индуцированные в ПДС внешним полем, так и вносимые доменными стенками.

В экспериментах исследовалась ПДС с пространственным периодом $\Lambda = 8.79\text{ мкм}$, сформированная в образце $\text{LiNbO}_3: 5\% \text{ MgO}$ с размерами $40 \times 2 \times 1 \text{ мм}^3$ вдоль осей X , Y и Z , соответственно. Синусоидальное поле с частотой $f = 1 \text{ кГц}$ и амплитудой U_m от 0 до 136 В прикладывалось к образцу с ПДС вдоль оси Z с помощью прижимаемых к нему металлических электродов. Поперечные размеры доменных стенок, перпендикулярных оси X , совпадали с размерами образца. Световой пучок с поляризацией вдоль оси Z и длиной волны $\lambda = 655 \text{ нм}$ от полупроводникового лазера с выходной мощностью 25 мВт, фокусируемый в середину образца цилиндрической линзой, распространялся в плоскости XY под брэгговским углом к оси Y , с преобразованием в дифрагированную волну на длине взаимодействия $d = 2 \text{ мм}$. Временная зависимость интенсивности дифрагированного пучка регистрировалась фотодиодом ФД-24К и фиксировалась в цифровом виде осциллографом Tektronix TDS 2012C, для прикладываемого напряжения с амплитудами U_m от 2.5 до 136 В.

Типичная временная зависимость эффективности брэгговской дифракции $\eta(t)$ представлена кружками на рис.1. Следует отметить, что качественно данная зависимость, полученная при частоте 1 кГц и амплитуде $U_m = 136 \text{ В}$, соответствует временной эволюции мощности дифрагированного светового пучка, представленной в работе [5] для электрооптической модуляции с частотой $f = 1 \text{ ГГц}$ при $U_m = 15 \text{ В}$.

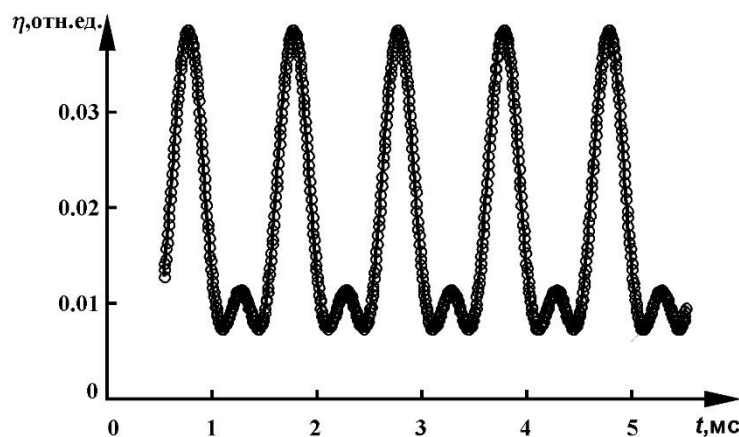


Рис.1. Временная зависимость эффективности дифракции Брэгга в приложенном внешнем синусоидальном электрическом поле с частотой $f = 1\text{кГц}$ и амплитудой $U_m = 136\text{ В}$. Кружки – эксперимент, сплошная кривая – аппроксимация в соответствии с формулой (1).

Как видно из рис.1, зависимость $\eta(t)$, наряду с постоянной составляющей и первой гармоникой, содержит Фурье-компоненту с частотой $2f$. Проведенный анализ экспериментальных данных показал, что эволюция дифракционной эффективности при заданном значении амплитуды модулирующего напряжения U_m может быть с достаточной точностью представлена в виде

$$\eta(t, U_m) = \eta^{(0)}(U_m) + \eta^{(1)}(U_m) \sin \left[\frac{2\pi}{T}(t + t_0) \right] + \eta^{(2)}(U_m) \cos \left[\frac{4\pi}{T}(t + t_0) \right], \quad (1)$$

где $T = 1/f$ и t_0 – параметр, определяемый начальной фазой $U_m(t)$. Аппроксимация полученных зависимостей $\eta(t, U_m)$, проведенная с использованием метода наименьших квадратов и для $U_m = 136\text{ В}$ иллюстрируемая сплошной кривой на рис. 1, позволила установить характер поведения амплитуд гармоник $P_d^{(n)}(U_m) = \eta^{(n)}(U_m)P_0$ с модулирующей амплитудой в разложении временной зависимости мощности дифрагированного пучка (P_0 – мощность падающего пучка), представленных точками на рис. 2. Характерно, что линейную зависимость от U_m демонстрирует здесь только основная гармоника в выходном сигнале, с амплитудой $P_d^{(1)}(U_m)$ при $n=1$.

Для теоретического описания экспериментально наблюдаемых при точном выполнении условия Брэгга зависимостей достаточно слабой дифракционной эффективности ($\eta(t, U_m) < 0.05$) от варьируемых параметров для необыкновенных (e) световых волн, воспользуемся приближенной формулой, следующей из известных соотношений [3, 9]:

$$\eta_e \approx \left(\frac{\pi d}{\lambda \cos \theta_B} \right)^2 |\Delta \dot{n}_e|^2, \quad (2)$$

где θ_B – угол Брэгга и $\Delta \dot{n}_e$ – амплитуда первой пространственной гармоники для возмущений необыкновенного показателя преломления кристалла n_e упругими и электрическими полями ПДС. Здесь учтена возможность пространственного сдвига относительно друг друга двух решеток, дающих вклад в $\Delta \dot{n}_e$. Первая из них связана с эффектом Поккельса, наведенным синусоидальным во времени полем, приложенным к ПДС со знакопеременными в пространстве электрооптическими свойствами. Кроме того, вклад в дифракцию Брэгга могут давать упругие и электрические поля доменных

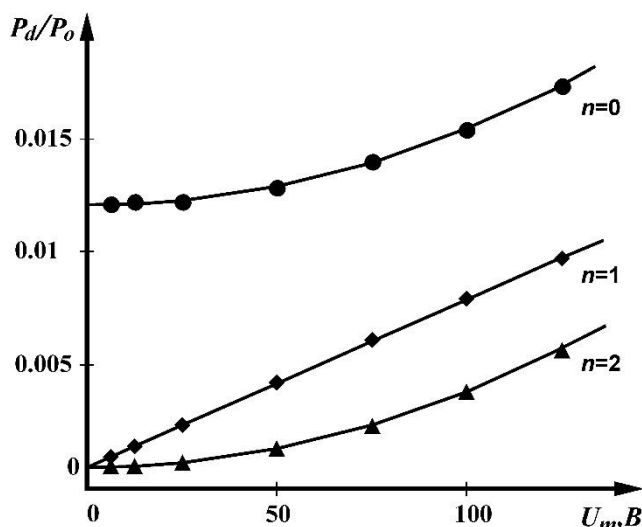


Рис.2. Зависимости амплитуд гармоник для мощности дифрагированного пучка, нормированных на мощность падающего пучка, от амплитуды напряжения, приложенного к ПДС в кристалле MgO: LiNbO₃. Точки – эксперимент, линии – подгонка в соответствии с формулами (4) – (6).

стенки [6–8]. Используя далее соотношения, приведенные в [3, 7, 8], представим комплексную амплитуду первой пространственной гармоники возмущений в следующем виде:

$$\Delta \dot{n}_e(t) = -\frac{1}{2} n_e^3 \left[r_{33} \dot{F}_{eo}^{(1)} \frac{U_m}{h} \sin\left(\frac{2\pi}{T} t\right) - \left(R_{33} + p_{31} \frac{d_{31}^S}{C_{11}^P} \right) P_S^2 \dot{F}_{dw}^{(1)} \right], \quad (3)$$

где r_{33} и R_{33} – электрооптические коэффициенты линейного и квадратичного эффектов кристалла; p_{31} , C_{11}^P и d_{31}^S – его упругооптическая постоянная, модуль упругости при постоянной электрической поляризации и коэффициент электрострикции при постоянных деформациях, соответственно; P_S – модуль вектора спонтанной поляризации, h – толщина кристалла вдоль оси Z; $\dot{F}_{eo}^{(1)}$ и $\dot{F}_{dw}^{(1)}$ – комплексные относительные амплитуды первой пространственной гармоники для фурье-разложений возмущений, создаваемых внешним электрическим полем (eo) и доменными стенками (dw).

Подстановка $\Delta \dot{n}_e(t)$ в формулу (2) приводит зависимость $\eta_e(t, U_m)$ к виду, совпадающему с (1), при следующих значениях постоянной составляющей и амплитуд первой и второй гармоник:

$$\eta_e^{(0)}(U_m) = \left(\frac{\pi d n_e^3}{2\lambda \cos \theta_B} \right)^2 \left[\left(R_{33} + p_{31} \frac{d_{31}^S}{C_{11}^P} \right)^2 P_S^4 (F_{dw}^{(1)})^2 + \frac{(r_{33} F_{eo}^{(1)})^2}{2h^2} U_m^2 \right], \quad (4)$$

$$\eta_e^{(1)}(U_m) = -2 \left(\frac{\pi d n_e^3}{2\lambda \cos \theta_B} \right)^2 r_{33} \left(R_{33} + p_{31} \frac{d_{31}^S}{C_{11}^P} \right) P_S^2 \frac{F_{eo}^{(1)} F_{dw}^{(1)}}{h} \cos \Delta \varphi U_m, \quad (5)$$

$$\eta_e^{(2)}(U_m) = - \left(\frac{\pi d n_e^3}{2\lambda \cos \theta_B} \right)^2 \frac{(r_{33} F_{eo}^{(1)})^2}{2h^2} U_m^2, \quad (6)$$

где комплексные амплитуды первой пространственной гармоники представлены в виде $\dot{F}_{eo}^{(1)} = F_{eo}^{(1)} \exp(i\varphi_{eo})$, $\dot{F}_{dw}^{(1)} = F_{dw}^{(1)} \exp(i\varphi_{dw})$ и введено обозначение $\Delta \varphi = \varphi_{eo} - \varphi_{dw}$.

Соотношения (4) – (6) применялись для аппроксимации экспериментальных данных зависимостями, показанными сплошными линиями на рис.2. При подгонке по методу наименьших квадратов использовались следующие материальные параметры ниобата лития, соответствующие данным, приведенным в работах [10–14]: $r_{33} = 30.8$ пм/В, $R_{33} = 0.091$ м⁴/Кл², $p_{31} = 0.17$, $d_{31}^S = 0.216 \cdot 10^9$ м²Н/Кл², $C_{11}^P = 2.03 \cdot 10^{11}$ Н/м², $P_S = 0,75$ Кл/м², $n_e = 2.187$. Минимальное отклонение от экспериментальных данных наблюдалось при сдвиге фаз $\Delta\varphi = 65^\circ$ между относительными амплитудами первой пространственной гармоники и значениях их модулей $F_{eo} = 0.538$ и $F_{dw} = 42.9 \cdot 10^{-6}$. Следует отметить отличие полученного значения для F_{eo} от $2/\pi = 0.637$, характерного для идеальной ПДС с одинаковыми размерами, равными $\Lambda/2$ для переполаризованных и исходных областей сегнетоэлектрического кристалла [15]. Это может быть связано с наличием воздушного зазора между кристаллом с ПДС и металлическими электродами, используемыми для приложения к нему внешнего электрического поля.

Таким образом, при брэгговской дифракции света на ПДС в кристалле MgO:LiNbO₃ в приложенном синусоидальном электрическом поле с частотой f временная зависимость мощности дифрагированного пучка является суперпозицией гармоник с частотами nf . Для дифракционной эффективности, не превышающей значения $\eta = 0.05$, эта зависимость характеризуется постоянной составляющей и второй гармоникой с амплитудами, возрастающими с приложенным напряжением по квадратичному закону. Амплитуда первой гармоники при этом изменяется линейно, однако, на скорость её роста оказывает влияние фазовый сдвиг $\Delta\varphi$ между фурье-компонентами основной гармоники в пространственном разложении возмущений, индуцируемых в ПДС доменными стенками и электрооптической модуляцией за счет приложенного внешнего поля.

Работа выполнена при финансовой поддержке Минобрнауки РФ в рамках проектной части Госзадания на 2017-2019 годы (проект №3.8898.2017/8.9) и РФФИ (грант 16-29-14046-офи_м).

ЛИТЕРАТУРА

1. M. Yamada, M. Saitoh, H. Ooki // Appl. Phys. Lett. 1996. V. 69. P. 3659.
2. J.A. Abernethy et al. // Appl. Phys. Lett. 2002. V. 81. P. 2514.
3. I. Mhaouech et al. // Opt. Lett. 2016. V. 41. P. 4174.
4. H. Gnewuch et al. // IEEE Photon. Technol. Lett. 1998. V. 10. P. 1730.
5. M. Yamada // Rev. Sci. Instrum. 2000. V. 71. P. 4010.
6. А.Л. Александровский и др. // Квантовая электроника. 1996. Т. 23. № 7. С. 657.
7. S.M. Shandarov et al. // Ferroelectrics. 2016. V. 496. P. 134.
8. S.M. Shandarov et al. // Ferroelectrics. 2017. V. 508. P. 49.
9. H. Kogelnik // Bell Syst. Tech. J. 1969. V. 48. P. 2909.
10. D.A. Scrymgeour et al. // Phys. Rev. 2005. V. 71. P. 184110.
11. V.G. Dmitriev, G.G. Gurdzanyan, D.N. Nikogosyan “Handbook of Nonlinear Optical Crystals” Berkin: Springer-Verlag, 1991.
12. Л.П. Авакянц, Д.Ф. Киселев, Н.Н. Щитов // ФТТ. 1976. Т. 18. № 6. С. 1547.
13. E.H. Turner // Appl. Phys. Lett. 1966. V. 8. P. 303.
14. H.Y. Shen et al. // Appl. Optics. 1992. V. 31. P. 6695.
15. S.T. Lin et al. // IEEE Photonics J. 2013. V. 5. P. 1501507.

Модулятор ИК диапазона на основе акустоплазмонного взаимодействия

И.М. Сопко, Г.А. Князев

Физический факультет Московского государственного университета имени
М.В.Ломоносова

sopko.ivan@physics.msu.ru

Акустооптические устройства широко применяются для решения различных задач в оптике, оптоэлектронике, спектроскопии, оптической обработке информации и лазерной технике [1]. Большинство акустооптических приборов рассчитаны на работу в видимом и ближнем инфракрасном 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. Большинство акустооптических материалов непрозрачны для длин волн порядка 10 мкм. Следует отметить, что в последнее время проявляется большой интерес к взаимодействию плазмон-поляритонов с ультразвуком [3-6], однако вопрос о создании акустоплазмонных устройств управления оптическим излучением подробно не рассматривался.

Рассмотрим возбуждение плазмона методом Отто на границе раздела воздух-металл с помощью призмы из германия ($n = 4$; $k \ll n$). Возможность существования поверхностного плазмон поляритона определяется условием $\text{Re}\{k_{spp}/k_0\} > 1$ [7], а его затухание мнимой частью k_{spp} . Этому условию удовлетворяют 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. Металлы в среднем 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%. Из-за этого угол полного внутреннего отражения практически совпадает с углом возбуждения поверхностного плазмон-поляритона. Длина пробега поверхностного плазмон-поляритона при этом имеет порядок сантиметров, а локализация в воздухе имеет порядок нескольких длин волн. Карбид кремния имеет линию поглощения на 10,6 мкм, из-за этого для него выполняется условие существования поверхностных плазмонных волн ($n = 0,06$; $k = 1,21$). Данный материал в среднем ИК диапазоне с точки зрения плазмоники похож на металлы в видимом спектре: локализации в воздухе и металле отличаются всего на один порядок, а длина пробега меньше длины волны.

Таблица 1. Параметров поверхностных плазмон-поляритонов

Материал	Глубина локализации в воздухе, см	Глубина локализации в металле, см	Длина волны, см	Длина затухания $1/(2\varepsilon'')$, см
Ag	$9,59 \cdot 10^{-3}$	$3,14 \cdot 10^{-6}$	$1,059846 \cdot 10^{-3}$	1,1247
Au	$9,69 \cdot 10^{-3}$	$3,08 \cdot 10^{-6}$	$1,059847 \cdot 10^{-3}$	1,2405
Co	$4,66 \cdot 10^{-3}$	$6,89 \cdot 10^{-6}$	$1,059394 \cdot 10^{-3}$	0,1792
Al	$1,65 \cdot 10^{-2}$	$1,86 \cdot 10^{-6}$	$1,059949 \cdot 10^{-3}$	2,8117
SiC	$1,19 \cdot 10^{-4}$	$7,99 \cdot 10^{-5}$	$6,109105 \cdot 10^{-4}$	$4,75 \cdot 10^{-4}$

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 при ТМ-поляризации получена аналитическая формула(1):

$$R = \frac{\eta + \xi \exp(-2\gamma_d d)}{1 + \eta \xi \exp(-2\gamma_d d)}, \text{ где } \eta = \frac{k_z \epsilon_d + i\gamma_d \epsilon_p}{k_z \epsilon_d - i\gamma_d \epsilon_p}, \xi = \frac{\gamma_d \epsilon_m - \gamma_m \epsilon_d}{\gamma_d \epsilon_m + \gamma_m \epsilon_d}. \quad (1)$$

где k_z – величина проекции волнового вектора падающей волны на ось OZ, γ_d – величина локализации плазмона в воздухе, $\epsilon_d = 1$ – диэлектрическая проницаемость воздуха, γ_m – локализация плазмона в металле, ϵ_m – диэлектрическая проницаемость металла, ϵ_p – диэлектрическая проницаемость призмы, а d – величина зазора между призмой и металлом.

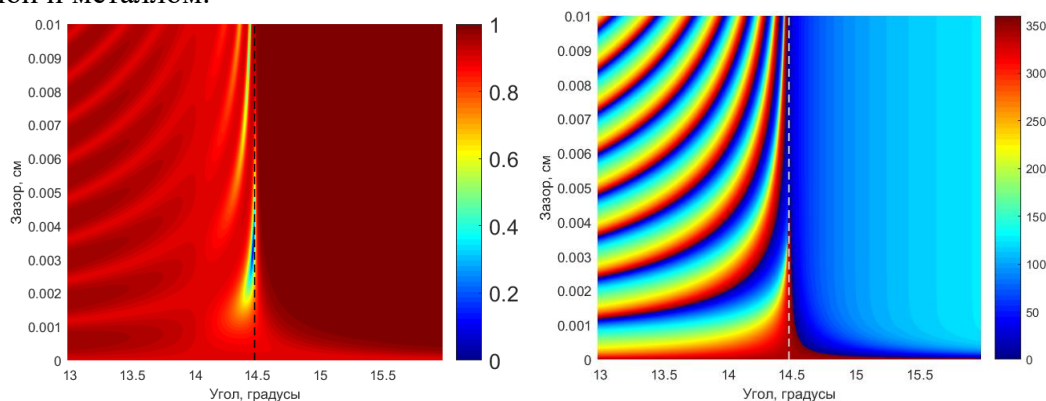


Рис.1. Зависимость коэффициента отражения(слева) и фазы(справа) от угла и зазора для ТМ поляризации

На Рис 1 представлены зависимости коэффициента отражения(слева) и фазы(справа) от угла и величины зазора и для системы призма-воздух-кобальт при ТМ поляризации. Кобальт в качестве металла выбран из соображений наглядности: плазмонный резонанс имеет наибольшую глубину и графики наиболее контрастные. При выборе металла, у которого модуль действительной части диэлектрической проницаемости существенно больше мнимой (например, никель), можно получить более широкий плазмонный резонанс, но значительно менее глубокий.

Для наблюдения модуляции коэффициента отражения за счет изменения величины зазора была собрана экспериментальная установка, схема которой представлена на Рис 2. Над металлическим зеркалом с небольшим зазором располагается призма с геометрией $14,5^\circ, 14,5^\circ, 61^\circ$ из германия с показателем преломления $n = 4,0$ на длине волны $10,6$ мкм. В качестве источника ИК излучения использовался CO₂ лазер на длине волны $10,6$ мкм мощностью в несколько ватт, работающий в непрерывном режиме. Поляризация излучения задавалась с помощью поляризатора, состоящего из двух германиевых призм. Таким образом, обеспечивалась возможность работать с любым направлением плоскополяризованного излучения без дополнительной перестройки или юстировки установки. Поляризованный луч затем расфокусируется с помощью собирающей линзы, таким образом, на призму попадает пучок с углом расходимости в 6° . После преломления в призме угол расходимости пучка сжимается до $1,5^\circ$.

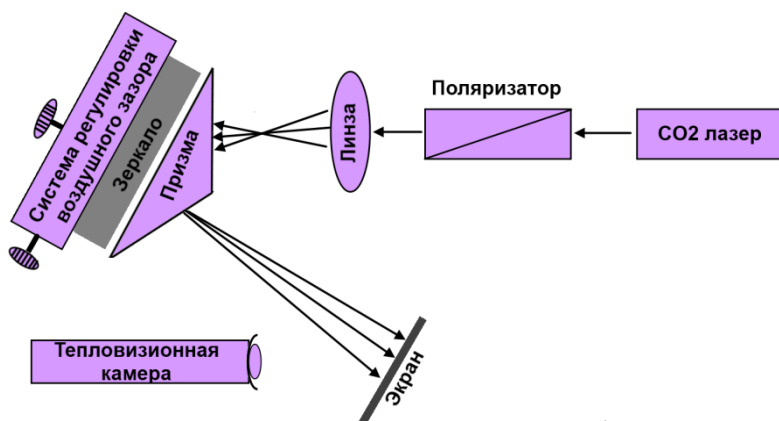


Рис.2. Зависимость коэффициента отражения от угла и величины зазора при ТЕ поляризации (слева) и зависимость амплитуды отражения и фазы при величине зазора 8 мкм

Управления величиной воздушного зазора обеспечивается комбинацией из системы микрометрических винтов и прецизионной пьезоэлектрической подвижки Thorlabs NF15AP25. Микрометрические винты задают ориентацию зеркала по двум осям, а также начальную величину зазора между зеркалом и призмой. Прецизионная пьезоэлектрическая подвижка работает в диапазоне напряжений от 0 до 75 Вольт с шагом в 0,5 мкм на 1 Вольт. Напряжение обеспечивается специализированным блоком питания, позволяющим управлять сдвигом в реальном времени через USB интерфейс. Этим обеспечивается возможность автоматизировать процесс сбора экспериментальных данных.

Луч отражается либо от металлического зеркала, либо от грани призмы проецируется на мелкозернистый шероховатый экран, который подавляет отблески на длине волны 10,6 мкм и позволяет анализировать картину в деталях в тоже время. Распределение интенсивности на экране визуализируется с помощью тепловизора Dali TEi-P и передается на ПК через карту захвата. После получения серии картин распределений интенсивности для разных величин зазора, центральная область каждого кадра обрезается и усредняется по одной из осей. Полученные данные сшиваются в картину, демонстрирующую угловой спектр отраженного излучения в зависимости от величины зазора.

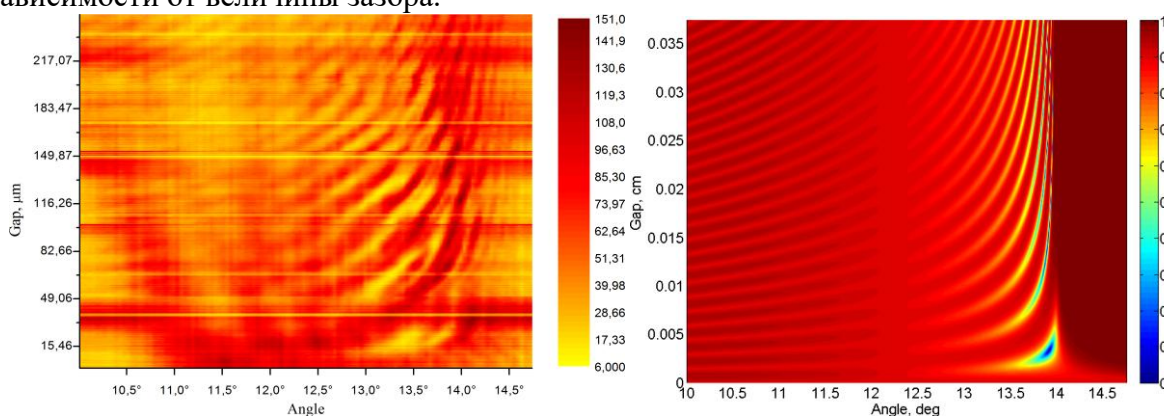


Рис.3. Экспериментальная(слева) и теоретическая(справа) зависимости коэффициента отражения от угла и величины зазора при ТМ поляризации

На Рис 3 представлены экспериментальная(слева) и теоретическая(справа) зависимости коэффициента отражения от угла и величины зазора для системы призма-воздух-металл при ТМ поляризации.

Для анализа глубины модуляции используется луч, нерасфокусированный линзой, который после отражения от призмы направляется на фотоприемник. На пьезоэлектрическую подвижку подается сигнал с генератора с амплитудой порядка несколько вольт. Сигнал с фотоприемника снимается с помощью осциллографа, после чего производится расчет глубины модуляции. Результаты измерений представлены на Рис 4.

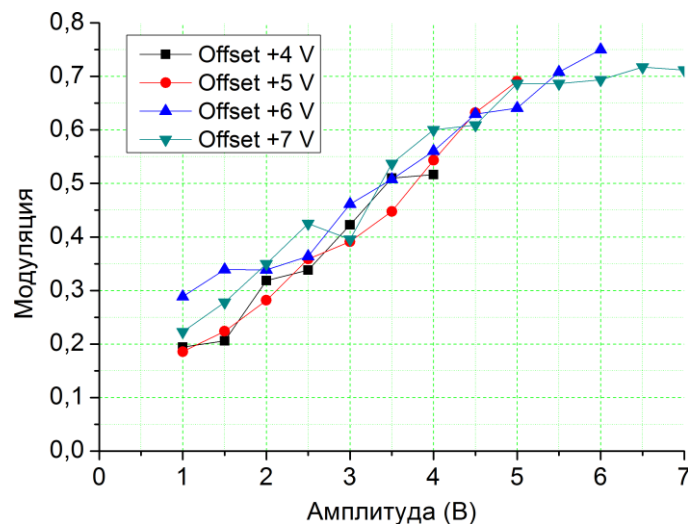


Рис.4. Экспериментальная эффективность модуляции коэффициента отражения.

Шаг пьезоподвижки равен 500 нм/В, соответственно величина изменения зазора в эксперименте составляет 3,5 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. N. Gupta et al. // J. Opt. 2012. No 14. P. 035502.
4. T. Berstermann et al. // Phys. Rev. B. 2010. V. 81. P. 085316.
5. C. Ruppert et al. // Phys. Rev. B. 2010. V. 82. P. 081416.
6. C. Brüggemann, et al. // Phys. Rev. B. 2012. V. 86. P. 121401.
7. С.А. Майер “Плазмоника: теория и приложения” М.–Ижевск: НИЦ “Регулярная и хаотическая динамика”, 2011.

Акустооптические характеристики инфракрасных стекол и кристаллов

В.С. Хоркин¹, Л.А. Кулакова², А.И. Ефимова¹, В.Б. Волошинов¹

¹Московский Государственный Университет им. М.В. Ломоносова, Физический факультет, Москва, Россия

²Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия
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 механически движущихся частей, малыми электрическими и оптическими потерями [1]. На данный момент уже созданы акустооптические приборы, которые эффективно управляют излучением ультрафиолетового, видимого и ближнего инфракрасного диапазона длин волн электромагнитного спектра. В качестве основы для подобных приборов наиболее часто выступает кристалл парателлуриата (TeO_2), который обладает хорошими акустооптическими параметрами. В ультрафиолетовом диапазоне также применяются кристаллы дигидрофосфата калия (KH_2PO_4) и фторида магния (MgF_2). Однако данные материалы не могут использоваться для создания акустооптических устройств среднего и дальнего инфракрасного диапазона из-за своей непрозрачности. В качестве рабочей среды для такого рода инфракрасных приборов могут быть использованы как оптически изотропные материалы, например, халькогенидные стекла (As_2S_3), кубические кристаллы германия (Ge) или галогенидов таллия (KRS-5), так и оптически анизотропные вещества. К оптически анизотропным средам, применяемым в акустооптике инфракрасного диапазона, относятся кристаллический теллур (Te), соединения таллия, мышьяка и селена (TAS), а также соли некоторых тяжелых металлов: каломель (Hg_2Cl_2), бромид (Hg_2Br_2) и йодид (Hg_2I_2) ртути [2,3].

В работе рассматриваются параметры стекол на основе теллура, их акустические и акустооптические свойства. В частности, исследованы твердые растворы соединений на основе германия, селена и теллура (Ge-Se-Te) и соединения кремния и теллура (Si-Te). Для данных соединений была измерена зависимость оптической прозрачности от длины волны инфракрасного излучения. В качестве примера, на рисунке 1 приведена зависимость прозрачности образца $\text{Ge}_{30}\text{Se}_{25}\text{Te}_{45}$, $\text{Ge}_{25}\text{Se}_{15}\text{Te}_{60}$ и $\text{Si}_{20}\text{Te}_{80}$. Из рисунка 1 видно, что исследуемые сплавы обладают широким диапазоном прозрачности $\lambda = 1,5$ -17 мкм, причем величина пропускания T образцов достигает 55-60%. У образцов системы Ge-Se-Te на длине волны $\lambda = 13$ мкм наблюдается полоса непрозрачности. Образец $\text{Si}_{20}\text{Te}_{80}$ непрозрачен для длин волн $\lambda = 9$ мкм и $\lambda = 14,5$ мкм, как видно из рисунка 1. Полученные зависимости совпадают с данными, имеющимися в литературе [4,5].

При определении акустических параметров сплавов на основе теллура, например, их плотности, была использована стандартная методика, основанная на взвешивании образцов в жидкости с известным удельным весом. Фазовая скорость акустических волн исследовалась методом эхо-импульсов, а также акустооптическим методом по углу отклонения дифрагированного света. Для определения коэффициента акустооптического качества материалов был использован метод Диксона [6]. Данный метод позволяет определять коэффициент акустооптического качества M_2 неизвестного материала, в данном случае стекла (Ge-Se-Te), относительно материала с известным

коэффициентом АО качества (тяжелого флинта). Параметры тяжелого флинта известны и представлены в работе [7].

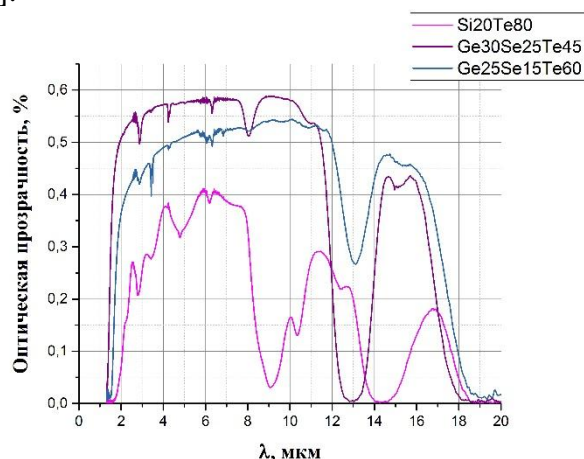


Рис.1. График зависимости оптической прозрачности стекол от длины волны света.

На основе образца ТФ-7 был создан АО буфер, к которому был прикреплен пьезоэлектрический преобразователь из пьезоэлектрической керамики ЦТС-19. Данный пьезопреобразователь возбуждал продольную акустическую волну. Частота основной гармоники пьезоэлектрического преобразователя оказалась равной $f = 2.8$ МГц, а полоса генерируемых частот составляла около 1.2 МГц. Также данная пьезоэлектрическая пластинка могла возбуждать продольные акустические волны на высоких нечетных гармониках основного тона преобразователя вплоть до 17-й с частотой механических колебаний $f = 51$ МГц. Созданный буфер на основе ТФ-7 использовался в дальнейшем эксперименте по определению параметров инфракрасных стекол.

Для определения скорости акустических волн, распространяющихся в буфере из тяжелого флинта ТФ-7, использовался метод эхо-импульсов, а также акустооптический метод. В результате измерения скорость продольной акустической моды в буфере оказалась равной: $v = 3.62 \pm 0.04$ км/сек, что совпало со значением, известным из литературы [7]. Также был измерен коэффициент акустооптического качества буфера из тяжелого флинта методом Диксона относительно кристаллического кварца. Оптическое излучение на длине волны света $\lambda = 532$ нм направлялось в кристалл кварца вдоль оси X, а акустические волны распространялись вдоль оси Z кристалла. Дифракция обеспечивалась фотоупругими константами p_{33} и p_{13} , в зависимости от направления поляризации падающего света. Значения данных фотоупругих констант кристалла кварца были выбраны из литературы [1, 2].

Коэффициент акустооптического качества тяжелого флинта в случае, если поляризация света ортогональна направлению распространения акустической волны, оказался равным $M_2 = 4.9 \cdot 10^{-18}$ сек³/г $\pm 10\%$. Для поляризации света, совпадающей с направлением распространения акустической волны, коэффициент M_2 оказался несколько выше $M_2 = 5.5 \cdot 10^{-18}$ сек³/г $\pm 10\%$. Данные значения коэффициентов качества ТФ-7 использовались для экспериментального определения АО параметров стекол на основе теллура, так как совпали с имеющимися литературными данными [7].

В ходе работы исследовались стекла системы Ge-Se-Te, а также образец стекла с химическим составом $Si_{20}Te_{80}$. В качестве примера, ниже приведены основные результаты по стеклам системы Ge-Se-Te с высоким процентным содержанием теллура, а именно, $Ge_{30}Se_{25}Te_{45}$ и $Ge_{25}Se_{15}Te_{60}$. Измеренное значение скорости продольной акустической волны в сплаве $Ge_{30}Se_{25}Te_{45}$ оказалось равным $v = 2.20 \pm 0.03$ км/сек, а

плотность вещества была равна $\rho = 5.0 \pm 0.1$ г/см³. Для стекла с химическим составом Ge₂₅Se₁₅Te₆₀ также были проведены измерения скорости продольной акустической моды и плотности материала. При этом были получены следующие значения: $v = 2.05 \pm 0.01$ км/сек и $\rho = 5.23 \pm 0.07$ г/см³, соответственно. Измеренные значения в пределах погрешности совпадают с литературными данными [4, 5]. Отсюда видно, что предложенный в работе [4] способ систематизации стекол адекватно описывает физические свойства стекла при условии, что в его химическом составе преобладает один химический элемент, в данном случае теллур. В случае, когда образец состоит из приблизительно равных по концентрациям химических элементов, данный способ систематизации становится не применимым.

Также в работе были получены значения коэффициентов акустооптического качества для соединений Ge₃₀Se₂₅Te₄₅ и Ge₂₅Se₁₅Te₆₀. Из теории известно [1,2], что коэффициент качества M_2 входит в выражение для эффективности акустооптического взаимодействия. Коэффициент качества определяется исходя из параметров вещества, таких, как показатель преломления n , эффективная фотоупругая константа p , плотность вещества ρ и скорость акустических волн v , а именно $M_2 = p^2 n^6 / \rho v^3$ [1, 2].

Измеренные значения данного коэффициента для образца Ge₃₀Se₂₅Te₄₅ составили величину $M_2 = 240 \cdot 10^{-18}$ сек³/г $\pm 20\%$ для поляризации света, ориентированной ортогонально направлению распространения акустической волны, и $M_2 = 440 \cdot 10^{-18}$ сек³/г $\pm 20\%$ для света с поляризацией вдоль направления распространения звука. Аналогичные измерения были проведены для стекла с химическим составом Ge₂₅Se₁₅Te₆₀, для которого были получены следующие значения величин $M_2 = 700 \cdot 10^{-18}$ сек³/г $\pm 20\%$ для ортогональной поляризации света и $M_2 = 1300 \cdot 10^{-18}$ сек³/г $\pm 20\%$ для параллельной поляризации света, соответственно. Зарегистрированное в эксперименте более чем двукратное различие в значениях акустооптического качества указывает на то, что величина фотоупругой константы p_{11} в стеклах приблизительно в 1.5 раза больше, чем константы p_{12} .

Таким образом, в работе исследованы параметры стекол системы Ge-Se-Te и Si-Te. Экспериментально определены значения плотности и скорости акустических волн в стеклах, а также величины коэффициента акустооптического качества M_2 .

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта Российского фонда фундаментальных исследований №17-07-00369-а.

ЛИТЕРАТУРА

1. В.И. Балакший. В.Н. Парыгин, Л.Е. Чирков, «Физические основы акустооптики», М: Радио и связь, 1985.
2. А. Ярив, П. Юх, «Оптические волны в кристаллах», Перевод с англ. – М.: Мир, 1987.
3. M. Gottlieb, A. Goutzoulis and N. B. Singh // Optical Engineering, 1992. V. 31. N 10. P. 2110.
4. N. Gupta et al. // Journal of Optics A: Pure and Applied Optics, 2016. V. 18. N 2. P. 025402.
5. Л.А. Кулакова и др. // Физика и техника полупроводников. 2013. Т. 47. №10. С. 1435.
6. R.W. Dixon and M.G. Cohen. // Applied Physics Letters. 1966. V. 8. N 8..P. 205.
7. В.В. Клюдзин и др. // Оптико-механическая промышленность. 1972. №1. С. 3.

Акустооптический эндоскопический модуль для неразрушающего контроля

Д.Д. Хохлов^{1,2}, А.С. Мачихин^{1,2}, В.И. Батшев^{1,2,3}

¹НТЦ УП РАН

²НИУ «МЭИ»

³МГТУ им. Н.Э. Баумана

demid06101993@gmail.com

Для получения информации о свойствах труднодоступных объектов широко применяются оптические эндоскопические методы. В медицине эти методы находят применение для диагностики и лечения различных заболеваний внутренних органов, а в промышленности – для неразрушающего контроля труднодоступных поверхностей сложных технических объектов: двигателей, парогенераторов, трубопроводов и пр.

Помимо визуализации труднодоступных объектов и измерения их геометрических параметров, зачастую возникает необходимость дополнительного контрастирования и дифференциации их поверхностной структуры. Для решения этой задачи перспективным является применение дополнительных модулей, позволяющих получать данные о пространственном распределении спектральных свойств [1].

Изображающие спектрометры в процессе измерения формируют трёхмерный массив данных, содержащий зависимость интенсивности от двух пространственных координат и длины волны излучения. Такие приборы в общем случае состоят из источника света, спектрального элемента и видеокамеры, регистрирующей излучение. Наиболее компактным решением, не требующим механического сканирования, является использование перестраиваемых фильтров оптического излучения – жидкокристаллических или акустооптических (АО). АО фильтры обладают более высоким быстродействием при достаточно высоком качестве изображения, что делает их наиболее подходящими для применения в эндоскопических модулях.

В данной работе описан прототип АО эндоскопического заокулярного модуля, который планируется использовать для контроля чистоты внутренних полостей и идентификации недопустимых загрязнителей при неразрушающем контроле двигателей на различных этапах их изготовления на основе анализа спектров отражения. Модуль выполнен в виде заокулярной насадки к стандартным эндоскопическим зондам. Помимо высокого качества изображения, спроектированный модуль также обладает минимальными габаритами и массой, что обеспечивает его переносное исполнение. Схема АО спектрального модуля приведена на рисунке 1.

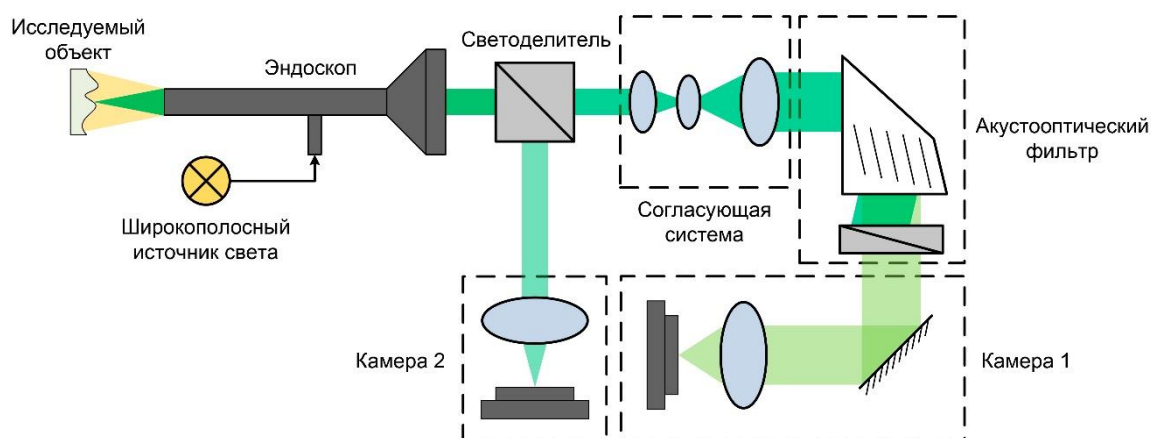


Рис.1. Схема АО эндоскопического модуля.

В целях минимизации габаритов и массы при сохранении качества изображения в состав модуля был включён фильтр с одиночной АО ячейкой. Разработанное программное обеспечение для моделирования АО элементов позволило спроектировать оптическую систему, отвечающую за согласование светоэнергетических параметров фильтра и эндоскопа, а также за компенсацию оптических искажений, вносимых АО ячейкой [2]. Роль входного поляризатора в используемом фильтре выполняет наклонная грань ячейки, что также направлено на оптимизацию массогабаритных характеристик устройства в целом [3].

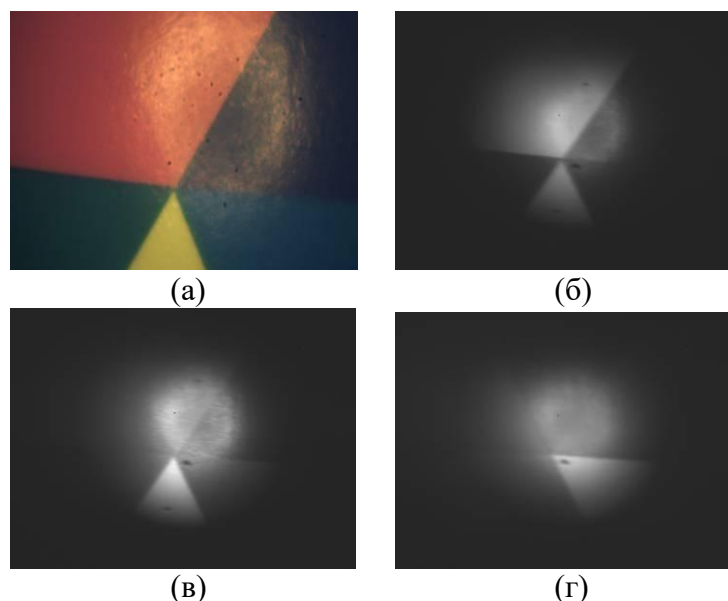


Рис.2. Изображения цветной радиальной миры, полученные в широкополосном канале (а) и в узких спектральных интервалах на длинах волн 720 нм (б), 550 нм (в) и 490 нм (г).

Описанный АО эндоскопический модуль позволяет получать гиперспектральные изображения труднодоступных элементов промышленных объектов, а также при помощи двухканальной схемы одновременно наблюдать их изображение в узком спектральном диапазоне и цветное широкополосное изображение (рис. 2). Совместимость со стандартными жёсткими линзовыми и гибкими волоконными эндоскопическими зондами и компактное исполнение делает его удобным универсальным устройством для неразрушающего контроля.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект 17-19-01355).

ЛИТЕРАТУРА

1. M. Martin et al. // Proc. SPIE. 2005. V. 5692. P. 133-139.
2. А.С. Мачихин, В.И. Батшев. // Приборы и техника эксперимента. 2014. № 6. С. 93-99.
3. М.М. Мазур, В.И. Пустовойт. Неколлинеарный акустооптический фильтр. // Патент RU 2 388 030 С1. Дата приоритета 22.10.2008.

Возмущения, создаваемые периодическими доменными структурами в сегнетоэлектрических кристаллах: вклад в эффекты взаимодействия световых волн

С.М. Шандаров, Е.Н. Савченков

Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники
stanislavshandarov@gmail.com

Периодические доменные структуры в сегнетоэлектрических кристаллах и оптических волноводах на их основе эффективно используются в настоящее время для реализации нелинейных спектральных преобразований и электрооптической модуляции лазерного излучения [1–3]. Изменения знака спонтанной поляризации, происходящие в пределах доменных стенок, приводят к возмущениям оптических свойств кристалла, связанным как непосредственно с квадратичным электрооптическим эффектом, так и с дополнительным упругооптическим вкладом, обусловленным наведенными упругими деформациями [4–6]. Эффекты рассеяния света на индивидуальных доменных стенках и дифракции на них в периодических доменных структурах, наблюдавшиеся, например, в работах [5–8], должны приниматься во внимание при анализе взаимодействия световых волн в нелинейных и электрооптических элементах, изготавливаемых методами доменной инженерии.

В настоящем сообщении рассмотрены возмущения компонент диэлектрического тензора, создаваемые 180-градусными доменными стенками, параллельными плоскости YZ (Y-walls) и XZ (X-walls) в кристаллах класса симметрии $3m$, к которому относятся ниобат и танталат лития. Такие 180-градусные стенки относятся к преимущественно изинговскому типу, поскольку они характеризуются составляющей электрической поляризации $P_z(\eta)$, значительно превосходящей компоненты $P_x(\eta)$ и $P_y(\eta)$ [9–11]. Будем полагать, что основной вклад в возмущения оптических свойств связан с изменением вектора спонтанной поляризации \mathbf{P}_z вдоль нормальной к стенке координаты η . Для такой идеализированной 180-градусной стенки, вблизи которой реализуется изменение вектора спонтанной поляризации с $-\mathbf{P}_S$ на \mathbf{P}_S , зависимость модуля P_z от η определяется известным выражением [9, 11, 12]

$$P_z(\eta) = P_S \operatorname{th} \left(\frac{\eta}{\omega_0} \right), \quad (1)$$

где ω_0 – половинная толщина доменной стенки. Вследствие электрострикции и обратного флексоэлектрического эффекта локализованные вблизи доменной стенки изменения электрической поляризации индуцируют зависящие от координаты η упругие поля, характеризующиеся тензорами упругих напряжений T_{ij} и деформаций S_{kl} [13]:

$$T_{ij} = C_{ijkl}^P S_{kl} - d_{ijkl}^S P_k P_l + f_{ijkl} m_l \frac{\partial P_k}{\partial \eta}, \quad (2)$$

где C_{ijkl}^P – модули упругости при постоянной электрической поляризации, d_{ijkl}^S – тензор электрострикции механически зажатою кристалла, f_{ijkl} – тензор флексоэлектрической связи и m_l – компонента единичного вектора вдоль координаты η . Эти упругие поля должны удовлетворять уравнению эластостатики [14]:

$$\frac{\partial}{\partial \eta} (T_{ij} m_j) = 0. \quad (3)$$

В рассматриваемых случаях зависимости компонент тензора напряжений только от координаты x или y , и их стремления к нулю при удалении от стенки, выполняются соотношения

$$T_{11}^{YZ}(x) = T_{21}^{YZ}(x) = T_{31}^{YZ}(x) = 0, \quad (4)$$

$$T_{12}^{XZ}(y) = T_{22}^{XZ}(y) = T_{32}^{XZ}(y) = 0. \quad (5)$$

С учетом симметрии материальных тензоров C_{ijkl}^P , d_{ijk}^S и f_{ijkl} для принадлежащего к классу симметрии $3m$ ниобата лития [15] распределение упругих деформаций, индуцируемых электрической поляризацией $P_z(x)$ (см. уравнение (1)) вблизи доменной стенки, параллельной плоскости YZ, может быть получено из уравнений (2) и (4) в следующем виде:

$$S_{11}^{YZ}(x) = \frac{d_{31}^S}{C_{11}^P} P_z^2(x), \quad (6)$$

$$S_{31}^{YZ}(x) = S_{13}^{YZ}(x) = \frac{1}{2} \frac{f_{1132} C_{14}^P - f_{3131} C_{66}^P}{C_{44}^P C_{66}^P - (C_{14}^P)^2} \frac{dP_z(x)}{dx}, \quad (7)$$

$$S_{21}^{YZ}(x) = S_{12}^{YZ}(x) = \frac{1}{2} \frac{f_{3131} C_{14}^P - f_{1132} C_{44}^P}{C_{44}^P C_{66}^P - (C_{14}^P)^2} \frac{dP_z(x)}{dx}. \quad (8)$$

Для доменной стенки, параллельной плоскости XZ, из формул (2) и (5) находим

$$S_{12}^{XZ}(y) = S_{21}^{XZ}(y) = 0, \quad (9)$$

$$S_{22}^{XZ}(y) = \frac{f_{1132} C_{44}^P + f_{3131} C_{14}^P}{C_{11}^P C_{44}^P - (C_{14}^P)^2} \frac{dP_z(y)}{dy} - \frac{d_{31}^S C_{44}^P}{C_{11}^P C_{44}^P - (C_{14}^P)^2} P_z^2(y), \quad (10)$$

$$S_{32}^{XZ}(y) = S_{23}^{XZ}(y) = \frac{f_{3131} C_{11}^P - f_{1132} C_{14}^P}{2 [C_{11}^P C_{44}^P - (C_{14}^P)^2]} \frac{dP_z(y)}{dy} - \frac{d_{31}^S C_{14}^P}{2 [C_{11}^P C_{44}^P - (C_{14}^P)^2]} P_z^2(y). \quad (11)$$

Здесь в формулах (6)–(8) и (10), (11) использована сокращенная форма записи компонент тензоров C^P и d^S .

Создаваемые полями доменных стенок возмущения компонент тензора диэлектрической непроницаемости кристалла на частоте световой волны Δb_{ij} в отсутствие внешнего поля будем полагать обусловленными как спонтанным квадратичным электрооптическим эффектом [16], так и упругооптическим вкладом [17]:

$$\Delta b_{ij}(\eta) = R_{ij33} P_z^2(\eta) + p_{ijkl} S_{kl}(\eta), \quad (12)$$

где R_{ij33} – электрооптические постоянные квадратичного эффекта и p_{ijkl} – упругооптические постоянные. Используя далее соотношения (1) и (6) – (12), принимая во внимание симметрию тензоров R_{ij33} и p_{ijkl} для класса $3m$ [15] и переходя к сокращенной форме записи их компонент, для неоднородной части возмущений диэлектрического тензора на частоте световой волны $\Delta \tilde{\epsilon}_{ij}(\eta)$ получаем

$$\Delta \tilde{\epsilon}_{11}^{YZ}(x) = n_o^4 P_S^2 \left(R_{13} + p_{11} \frac{d_{31}^S}{C_{11}^P} \right) \cosh^{-2} \left(\frac{x}{\omega_0} \right), \quad (13)$$

$$\Delta \tilde{\varepsilon}_{22}^{YZ}(x) = n_o^4 P_s^2 \left(R_{13} + p_{12} \frac{d_{31}^S}{C_{11}^P} \right) \cosh^{-2} \left(\frac{x}{\omega_0} \right), \quad (14)$$

$$\Delta \tilde{\varepsilon}_{33}^{YZ}(x) = n_e^4 P_s^2 \left(R_{33} + p_{31} \frac{d_{31}^S}{C_{11}^P} \right) \cosh^{-2} \left(\frac{x}{\omega_0} \right), \quad (15)$$

$$\Delta \tilde{\varepsilon}_{23}^{YZ}(x) = \Delta \tilde{\varepsilon}_{23}^{YZ}(x) = n_e^4 P_s^2 p_{41} \frac{d_{31}^S}{C_{11}^P} \cosh^{-2} \left(\frac{x}{\omega_0} \right), \quad (16)$$

$$\begin{aligned} \Delta \tilde{\varepsilon}_{13}^{YZ}(x) &= \Delta \tilde{\varepsilon}_{31}^{YZ}(x) = \\ &= \mp n_o^2 n_e^2 \frac{P_s}{2\omega_0} \frac{p_{44} (f_{1132} C_{14}^P - f_{3131} C_{66}^P) + p_{41} (f_{3131} C_{14}^P - f_{1132} C_{44}^P)}{C_{44}^P C_{66}^P - (C_{14}^P)^2} \cosh^{-2} \left(\frac{x}{\omega_0} \right), \end{aligned} \quad (17)$$

$$\begin{aligned} \Delta \tilde{\varepsilon}_{12}^{YZ}(x) &= \Delta \tilde{\varepsilon}_{21}^{YZ}(x) = \\ &= \mp n_o^4 \frac{P_s}{2\omega_0} \frac{p_{44} (f_{1132} C_{14}^P - f_{3131} C_{66}^P) + p_{41} (f_{3131} C_{14}^P - f_{1132} C_{44}^P)}{C_{44}^P C_{66}^P - (C_{14}^P)^2} \cosh^{-2} \left(\frac{x}{\omega_0} \right), \end{aligned} \quad (18)$$

$$\begin{aligned} \Delta \tilde{\varepsilon}_{11}^{XZ}(y) &= n_o^4 \left\{ P_s^2 \left[R_{13} + \frac{(p_{12} C_{44}^P + p_{14} C_{14}^P) d_{31}^S}{C_{11}^P C_{44}^P - (C_{14}^P)^2} \right] \mp \right. \\ &\left. \mp \frac{P_s}{\omega_0} \frac{p_{12} (f_{1132} C_{44}^P + f_{3131} C_{14}^P) + p_{14} (f_{3131} C_{11}^P - f_{1132} C_{14}^P)}{C_{44}^P C_{66}^P - (C_{14}^P)^2} \right\} \cosh^{-2} \left(\frac{x}{\omega_0} \right), \end{aligned} \quad (19)$$

$$\begin{aligned} \Delta \tilde{\varepsilon}_{22}^{XZ}(y) &= n_o^4 \left\{ P_s^2 \left[R_{13} + \frac{(p_{11} C_{44}^P - p_{14} C_{14}^P) d_{31}^S}{C_{11}^P C_{44}^P - (C_{14}^P)^2} \right] \mp \right. \\ &\left. \mp \frac{P_s}{\omega_0} \frac{p_{11} (f_{1132} C_{44}^P + f_{3131} C_{14}^P) - p_{14} (f_{3131} C_{11}^P - f_{1132} C_{14}^P)}{C_{44}^P C_{66}^P - (C_{14}^P)^2} \right\} \cosh^{-2} \left(\frac{x}{\omega_0} \right), \end{aligned} \quad (20)$$

$$\Delta \tilde{\varepsilon}_{33}^{XZ}(y) = n_e^4 \left\{ P_s^2 \left[R_{33} + \frac{p_{31} C_{44}^P d_{33}^S}{C_{11}^P C_{44}^P - (C_{14}^P)^2} \right] \mp \frac{P_s}{\omega_0} \frac{p_{31} (f_{1132} C_{44}^P + f_{3131} C_{14}^P)}{C_{44}^P C_{66}^P - (C_{14}^P)^2} \right\} \cosh^{-2} \left(\frac{x}{\omega_0} \right), \quad (21)$$

$$\begin{aligned} \Delta \tilde{\varepsilon}_{23}^{XZ}(y) &= \Delta \tilde{\varepsilon}_{32}^{XZ}(y) = n_o^2 n_e^2 \left\{ P_s^2 \frac{(p_{41} C_{44}^P - p_{44} C_{14}^P) d_{31}^S}{C_{11}^P C_{44}^P - (C_{14}^P)^2} \mp \right. \\ &\left. \mp \frac{P_s}{\omega_0} \frac{p_{44} (f_{3131} C_{11}^P - f_{1132} C_{14}^P) - p_{41} (f_{1132} C_{44}^P - f_{3131} C_{14}^P)}{C_{44}^P C_{66}^P - (C_{14}^P)^2} \right\} \cosh^{-2} \left(\frac{x}{\omega_0} \right), \end{aligned} \quad (22)$$

$$\Delta \tilde{\varepsilon}_{13}^{XZ}(y) = \Delta \tilde{\varepsilon}_{31}^{XZ}(y) = \Delta \tilde{\varepsilon}_{12}^{XZ}(y) = \Delta \tilde{\varepsilon}_{21}^{XZ}(y) = 0, \quad (23)$$

где знаки «+» или «-» в формулах (17) – (22) относятся соответственно к стенкам двух видов, для которых поляризация вдоль координаты x меняется с $-P_S$ на P_S (первый вид), или с P_S на $-P_S$ (второй вид).

Из полученных соотношений (13) – (15) и (19) – (21) следует, что возмущения диагональных компонент диэлектрического тензора связаны с квадратичным электрооптическим эффектом и могут обеспечивать изотропную дифракцию различных типов на периодических структурах с доменными стенками, параллельными как плоскости YZ (наблюдавшуюся, например, в работах [5, 6]), так и XZ . Коллинеарная геометрия дифракции, реализованная ранее в [5], может иметь место только в структурах с YZ -стенками и обусловлена возмущениями компоненты $\Delta\tilde{\epsilon}_{23}^{YZ}(x) = \Delta\tilde{\epsilon}_{23}^{YZ}(x)$, благодаря исключительно электрострикции и упругооптическому эффекту (см. формулу (16)). В доменных решетках с XZ -стенками за счет этих эффектов наводятся возмущения $\Delta\tilde{\epsilon}_{23}^{XZ}(y) = \Delta\tilde{\epsilon}_{32}^{XZ}(y)$ (см. формулу (22)), благодаря которым на них возможна анизотропная дифракция. Возмущения недиагональных компонент диэлектрического тензора $\Delta\tilde{\epsilon}_{13} = \Delta\tilde{\epsilon}_{31}$ и $\Delta\tilde{\epsilon}_{12} = \Delta\tilde{\epsilon}_{21}$, также способных обеспечить анизотропную дифракцию, отличны от нуля только для структур с YZ -стенками, описываются формулами (17) и (18) и обусловлены совместным проявлением обратного флексоэлектрического и упругооптического эффектов. Анизотропная дифракция для таких структур наблюдалась авторами [18], но связывалась ими с возмущениями $\Delta\tilde{\epsilon}_{23}^{YZ}(x) = \Delta\tilde{\epsilon}_{23}^{YZ}(x)$.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант 16-29-14046-офи_м) и, в части анализа Е.Н. Савченковым возможных видов дифракции на доменных структурах со стенками, параллельными плоскости XZ , в рамках Госзадания Минобрнауки Российской Федерации на 2017-2019 г.г. № 3.1110.2017/4.6.

ЛИТЕРАТУРА

1. M. Allgaier et al. // Nat. Commun. 2017. V. 8. P. 14288.
2. O. Alibert et al. // J. Opt. 2016. V. 18. P. 104001.
3. I. Mhaouech et al. // Opt. Lett. 2016. V. 41. P. 4174.
4. V. Gopalan, V. Dierolf, D.A. Scrymgeour. // Annu. Rev. Mater. Res. 2007. V. 37. P. 449.
5. S.M. Shandarov et al. // Ferroelectrics. 2016. V. 496. P. 134.
6. S.M. Shandarov et al. // Ferroelectrics. 2017. V. 508. P. 49.
7. S. Kim, V. Gopalan. // Mater. Sci. Eng. B. 2005. V. 120. P.91.
8. А.Л. Александровский и др. // Квантовая электроника. 1996. Т. 23. № 7.С. 641.
9. D.A. Scrymgeour et al. // Phys. Rev. B. 2005. V.71. P. 184110.
10. D. Lee et al. // Phys. Rev. B. 2009. V.80. P. 060102.
11. D. Lee et al. // Phys. Rev. B. 2010. V.82. P. 014104.
12. В.А. Жирнов // ЖЭТФ. 1958. Т. 35. С. 1175.
13. R.K. Vasudevan et al. // Nano Letters. 2012. V. 12. P. 5524.
14. Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц “Теория упругости” М.: Наука, 1965.
15. Ю.И. Сиротин, М.П. Шаскольская “Основы кристаллофизики” М.: Наука, 1975.
16. А.С. Сонин, Л.Г. Ломова // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1965. Т. 29. С. 965.
17. А.С. Сонин, Б.А. Струков “Введение в сегнетоэлектричество” М.: Высшая школа, 1971.
18. S.M. Shandarov et al. // J. Phys.: Conf. Series. 2017. V. 867. P. 012017.