

## АКУСТИКА И АКУСТООПТИКА

<b>Измерение модуля сдвига вязкоупругой среды методом интерферометра с применением статической деформации сдвига</b>	
<i>Ш.А. Асфандияров, Т.Б. Крит, В.Г. Андреев</i> .....	3
<b>Акустооптический синхронизатор мод лазера с электронной перестройкой частоты акустических резонансов</b>	
<i>В.И. Балакиший, Л.Н. Магдич, С.Н. Манцевич, Г.Д. Слинков</i> .....	6
<b>Оптимизация геометрических параметров двойных акустооптических фильтров</b>	
<i>В.И. Батшев, А.С. Мачихин, В.Э. Пожар</i> .....	10
<b>Моделирование акустического резонатора с неоднородностями модуля сдвига методом конечных элементов</b>	
<i>М.И. Бегичева, Т.Б. Крит</i> .....	12
<b>Оптимизация геометрии акустооптического взаимодействия в кристалле КРС-5</b>	
<i>Е.А. Дьяконов, Д.Л. Пороховниченко, В.Б. Волошинов</i> .....	14
<b>Возбуждение акустических импульсных пучков при воздействии лазерного излучения на поглощающий слой переменной толщины</b>	
<i>А.Н. Козловский, О.Г. Романов</i> .....	18
<b>Исследование тангенциальной геометрии акустооптического взаимодействия вблизи оптических осей в оптически активных двусосных кристаллах</b>	
<i>М.И. Купрейчик, В.И. Балакиший</i> .....	22
<b>Распространение ультразвуковых пучков в акустооптических кристаллах</b>	
<i>С.Н. Манцевич, В.И. Балакиший</i> .....	26
<b>Динамика коэффициента отражения тонких плёнок <math>\text{VO}_2</math> при воздействии сверхбыстрых оптических и деформационных импульсов</b>	
<i>Я.А. Могунов, А.Е. Федянин, А.М. Калашникова, А.В. Щербаков, А.В. Акимов, S. Lysenko</i> .....	29
<b>Выделение мод из акустического сигнала в мелководном природном водоёме с ледовым покрытием</b>	
<i>К.В. Дмитриев, А.С. Липавский, И.А. Панков, С.Н. Сергеев</i> .....	32
<b>Акустооптическое взаимодействие в кристалле йодида индия</b>	
<i>Д.Л. Пороховниченко, Е.А. Дьяконов, В.Б. Волошинов, С.В. Кузнецов, П.П. Федоров, М.С. Кузнецов, И.С. Лисицкий</i> .....	36

<b>Лазерная оптоакустика микро- и наноструктур</b>	
<i>О.Г. Романов</i> .....	40
<b>Об оценке пространственных масштабов распределения донных дискретных случайных неоднородностей методами дистанционной акустической диагностики</b>	
<i>И.Ю. Грязнова, Е.Н. Иващенко, Р.В. Сомов</i> .....	41
<b>Исследование акустоупругого эффекта в графите</b>	
<i>А.И. Кокшайский, Н.В. Ширгина, А.И. Коробов, В.М. Прохоров</i> .....	44
<b>Термомеханическое воздействие сверхкоротких лазерных импульсов на многослойные наноструктуры</b>	
<i>Я.К. Штыков, О.Г. Романов</i> .....	47
<b>Терагерцовая модуляция ультракоротких лазерных импульсов</b>	
<i>К.Б. Юшков</i> .....	51
<b>Распознавание и анализ спектральных объектов с помощью акустооптических фильтров</b>	
<i>Д.Ю. Великовский, В.Э. Пожар, Г.О. Янченко, В.В. Проклов</i> .....	53

## Измерение модуля сдвига вязкоупругой среды методом интерферометра с применением статической деформации сдвига

Ш.А. Асфандияров, Т.Б. Крит, В.Г. Андреев

Московский Государственный Университет имени М.В. Ломоносова, физический факультет,  
кафедра акустики  
[shoma.ufa@gmail.com](mailto:shoma.ufa@gmail.com)

В работе приводятся результаты экспериментального исследования стоячих сдвиговых волн в резонаторе в виде прямоугольного параллелепипеда из гелеобразного полимерного материала, закреплённого без проскальзывания между двумя деревянными пластинами. К свободной пластине прикреплены металлические стержни, на которые закрепляется нагрузочная масса, создающая дополнительное статическое сдвиговое напряжение в пластисоле под действием силы тяжести. Это напряжение приводит к изменению упругих характеристик исследуемого материала, что при его деформации выражается в увеличении резонансной частоты.

Метод возбуждения стоячей сдвиговой волны пояснён на вставке к рис. 1. Образец из гелеобразного материала в форме прямоугольного параллелепипеда толщиной  $L$  закреплён на пластине ( $y = 0$ ) так, чтобы при движении пластины проскальзывание слоя отсутствовало. На свободной грани ( $x = L$ ) находится пластина конечной массы, которая движется вместе с этой гранью. Показано [1], что к резонатору может быть применена одномерная модель, если его длина в направлении колебаний в 4 и более раз превышает толщину. К свободной пластине прикреплены стержни, на которые крепятся металлические грузы. Изменением количества грузов можно добиться дополнительной статической деформации резонатора вплоть до 65%.

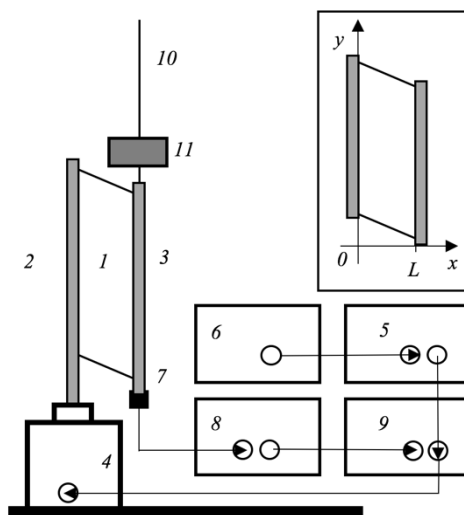


Рис. 1. Схема экспериментальной установки. На вставке: метод возбуждения стоячей сдвиговой волны.

Схема экспериментальной установки приведена на рис. 1. Измерения проведены в резонаторе (1) толщиной  $L = 1,4$  см со сторонами 6,9 и 3,9 см из мягкого полимерного материала пластисола. На основании резонатора закреплена деревянная пластина (2). На другой границе закреплена тонкая пластина (3) из фанеры массой 12,75 г, которая колебалась без проскальзывания вместе с поверхностью слоя. Площадь пластины была равна площади свободной грани. Колебания пластины основания резонатора возбуждались миниатюрным вибратором Brüel & Kjaer 4810 (4). Через усилитель MMF LV 103 (5) на вибратор подавалось напряжение синусоидальной формы с

генератора сигналов Rigol DG 1062Z (6). Измерения проводились на различных частотах в диапазоне 12–26 Гц с шагом 0,1 Гц. В процессе измерений амплитуда ускорения основания резонатора была фиксированной. Контроль амплитуды основания проводился в соответствии со специально разработанным алгоритмом [2]. Два акселерометра Brüel & Kjær 4374 и 4517 (7) размещались на обеих пластинах и измеряли ускорения этих пластин. Сигналы с акселерометров через усилители Brüel & Kjær 2635 (8) подавались на входы двухканального цифрового осциллографа Tektronix TDS 3032B (9). Сигналы с осциллографа поступали в компьютер, где производилось вычисление отношения амплитуд ускорений. Измерения были проведены при разных статических сдвиговых деформациях резонатора, которые создавались силой тяжести, действовавшей на металлические грузы (11). Металлические грузы крепились на стержнях (10).

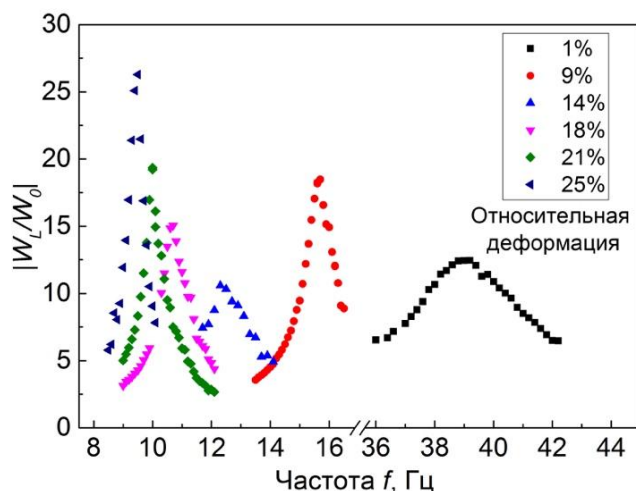


Рис. 2. Измеренные резонансные кривые при различных статических деформациях резонатора.

Зависимости отношения амплитуд ускорений свободной пластины и пластины у основания от частоты для разных сдвиговых деформаций слоя представлены на рис. 2. Частоты, на которых проводились измерения, лежат вблизи частоты первого резонанса. Резонансные частоты различны при разных статических деформациях резонатора. Так, при отсутствии статической деформации резонансная частота равна 38,9 Гц. Соответствующая резонансная кривая показана на рис. 2 квадратиками. Измеренная резонансная кривая при статической деформации 4% показана кружками, при 7% – заострёнными вверх треугольниками, при 12% – заострёнными вниз треугольниками, а при 17% – ромбиками. В последнем случае резонансная частота уменьшается до 11,2 Гц. На вставке показана зависимость первой резонансной частоты  $f_1$  от приложенной статической деформации  $\epsilon$ , на ней квадратиками изображена зависимость первой резонансной частоты без учета изменения модуля сдвига материала резонатора, а кружками экспериментальные результаты измерения резонансной частоты.

Измерения показали, что резонансная частота резонатора меняется в зависимости от статической сдвиговой деформации. Относительные деформации, создаваемые нагрузкой, не превышали 20%, что соответствует линейной области деформации пластисола. Уменьшение первой резонансной частоты связано с увеличением массы нагрузки на свободной пластине. Измеренные резонансные частоты выше теоретически рассчитанных, поскольку расчет проводился без учета изменения упругости материала резонатора. При увеличении нагрузки будет проявляться нелинейность сдвигового модуля упругости пластисола, что приведет к еще большему росту резонансной частоты. Этот эффект является характерным для пластисола [3].

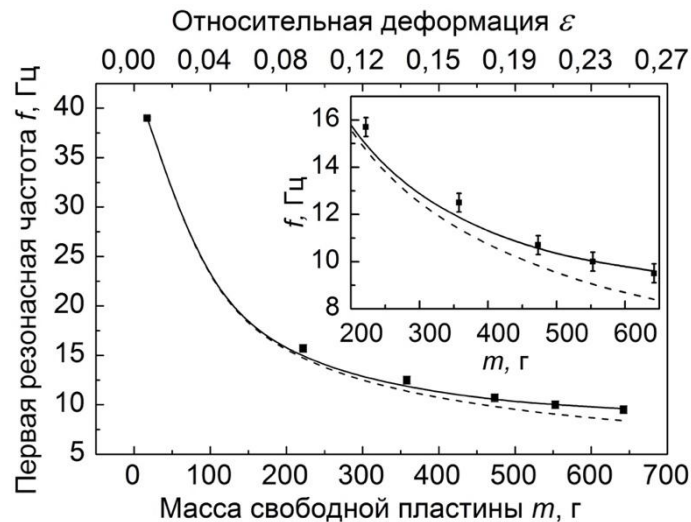


Рис. 4. Зависимость первой резонансной частоты от массы свободной границы резонатора

На рис. 4 пунктирной линией представлена теоретическая зависимость первой резонансной частоты от массы свободной пластины, которая не учитывает изменений упругости материала резонатора вследствие приложения статической сдвиговой деформации к свободной пластине. Точками показана экспериментальная зависимость первой резонансной частоты от массы. На вставке рис. 4 изображен участок больших деформаций в увеличенном масштабе. Из графика видно, что при малых относительных деформациях наблюдается хорошее соответствие экспериментальных и теоретических значений. Но при больших деформациях происходит заметное расхождение эксперимента с этой теоретической зависимостью, связанное с нелинейной зависимостью эффективного модуля сдвига от деформации. Чтобы учесть это явление, была построена теоретическая зависимость, учитывающая нелинейность. Эта зависимость построена численно путем учета рассчитанной из эксперимента зависимости эффективного модуля сдвига от деформации. На графике она изображена сплошной линией. Как видно на вставке, теоретические и экспериментальные данные согласуются в пределах погрешностей и при больших деформациях.

В результате проведенной работы был построен алгоритм определения модуля сдвига  $\mu$  и нелинейного коэффициента  $\beta$ , основанный на измерении резонансных кривых при малых амплитудах в резонаторе, с приложенными статическими сдвиговыми напряжениями, создающими нелинейные деформации. Были измерены резонансные кривые для 5 статических сдвиговых деформаций и одна с отсутствием сдвиговой деформации. Измерен модуль сдвига и нелинейный коэффициент материала резонатора статическим и динамическим методом.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 16-02-00719 а.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. В.Г. Андреев и др. // Акуст. журн. 2011. Т.57. №1. С. 3-12.
2. Т.В. Krit et al. // Acta Acust. united Ac. 2015. V. 101. № 5. P. 915-919.
3. В.Г. Андреев и др. // Акуст. журн. 2011. Т. 57. № 6. С.763-770.

## Акустооптический синхронизатор мод лазера с электронной перестройкой частоты акустических резонансов

В.И. Балакший<sup>1</sup>, Л.Н. Магдич<sup>2</sup>, С.Н. Манцевич<sup>1</sup>, Г.Д. Слинков<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, физический факультет

<sup>2</sup>Научно-исследовательский институт «Полюс» имени М.Ф. Стельмаха

[balakshy@phys.msu.ru](mailto: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  $L_m$ .

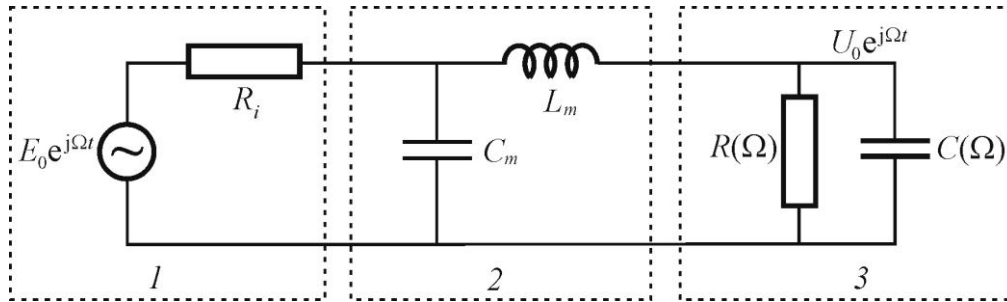


Рис. 1. Электрическая схема согласования пьезопреобразователя с генератором. 1 – генератор, 2 – блок согласования, 3 – преобразователь.

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,  $\rho_1$ ,  $\rho_2$  и  $V_1$ ,  $V_2$  – плотность и скорость звука для преобразователя и АО ячейки соответственно,  $\alpha$  – 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 ( $\text{SiO}_2$ ) 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/см<sup>3</sup>.

Преобразователь представлял собой две одинаковые пластинки из кристалла ниобата лития ( $\text{LiNbO}_3$ ), электрически включенные последовательно с суммарной емкостью  $C_0 = 330$  пФ. Пластинки площадью  $4.5 \times 20$  мм<sup>2</sup> 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 ( $\Delta F = 0.014$ ).

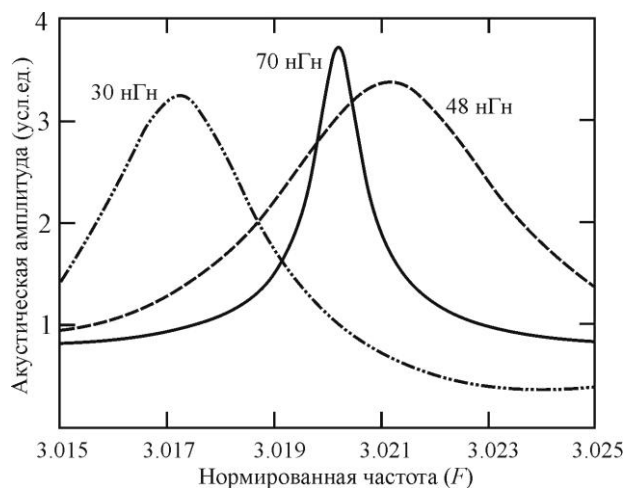


Рис. 2. Перестройка резонансной частоты АО ячейки с помощью согласующей индуктивности.

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.



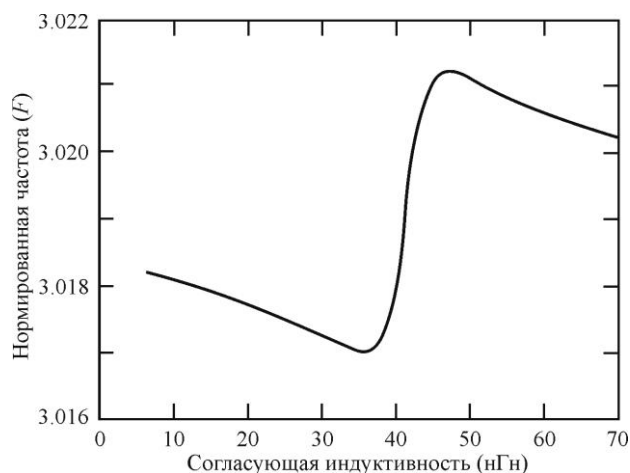


Рис. 3. Зависимость частоты акустического резонанса от согласующей индуктивности  $L_m$

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.

## Оптимизация геометрических параметров двойных акустооптических фильтров

В.И. Батшев<sup>1,2</sup>, А.С. Мачихин<sup>1,3</sup>, В.Э. Пожар<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Научно-технологический центр уникального приборостроения РАН

<sup>2</sup>МГТУ им. Н.Э. Баумана,

<sup>3</sup>НИУ «МЭИ»

[batshev\\_vlad@mail.ru](mailto:batshev_vlad@mail.ru)

Акустооптические (АО) фильтры широко применяются при спектральной визуализации объектов и гиперспектрометрии - в задачах, где важно получение высококачественных изображений. Высокое качество изображения и компенсация его пространственно-спектральных искажений, возникающих при АО дифракции, достигается при использовании двойных фильтров [1].

В работе [2] на основе полученных ранее авторами аналитических формул, описывающих трансформацию изображений при дифракции света на акустической волне, представлен метод автоматизированного расчета оптических систем, содержащих АО элементы. При расчете вместе с классическими методами трассировки лучей использованы формулы, в геометрическом приближении описывающие преобразование пучков в кристалле при дифракции на акустической волне. Метод позволяет моделировать в программе ZEMAX оптические системы с АО фильтрами с различными геометрическими параметрами и, варьируя эти параметры и конструктивные параметры остальных оптических элементов, выполнять автоматизированный анализ и оптимизацию рассчитываемых систем. Упрощенная модель АО фильтра, используемая в ZEMAX, проиллюстрирована схемой на рис. 1.

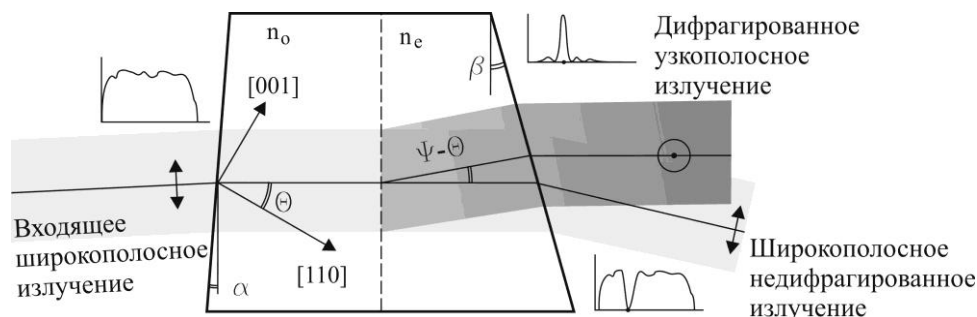


Рис. 1. Модель АО кристалла.

В данной модели АО кристалл задается следующими параметрами: показатели преломления для обыкновенной ( $n_o$ ) и необыкновенной волн ( $n_e$ ); углы скоса входной  $\alpha$  и выходной  $\beta$  граней; угловая ориентация  $\theta$  кристаллографических осей относительно главного луча. Угол распространения звука  $\gamma$  определяется из условия широкоугольной дифракции. АО взаимодействие происходит в условной плоскости дифракции, обозначенной штриховой линией. При этом дифрагированное излучение отклоняется от первоначального направления на угол  $\psi - \theta$ .

В данной работе представлены результаты моделирования двойного акустооптического фильтра. На рисунке 2 показана оптическая система, состоящая из объективов 2 и 8 и АО фильтра 3-7. 1 – исследуемый объект, 9 – его изображение. АО фильтр состоит из двух ячеек 4 и 6 и скрещенных поляризаторов 3,5,7. Ячейки 4 и 6 развернуты друг относительно друга на угол  $180^\circ - \varphi$ . При анализе рассматривалась система с двумя идентичными идеальными объективами 2 и 8, чтобы проиллюстрировать в чистом виде влияние АО фильтра на качество изображения.

Фокусные расстояния объективов 50 мм. Кроме того, для простоты мы положили АО ячейки 4 и 6 одинаковыми по форме, т.е.  $\beta_1 = \beta_2 = \beta$ .

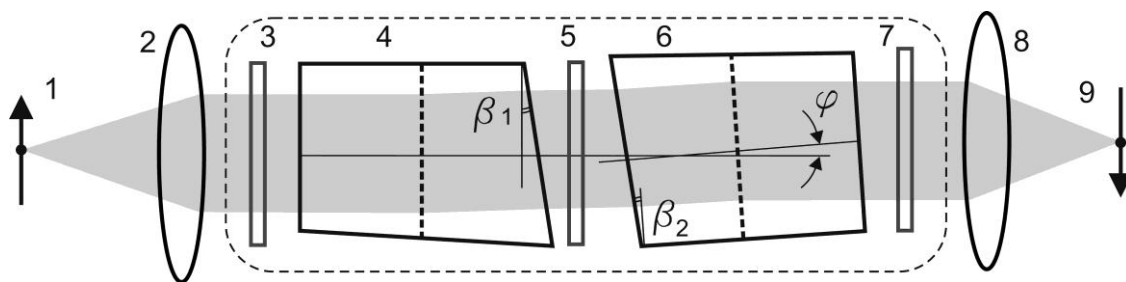


Рис. 2. Оптическая система с двойным АО фильтром.

Известно, что при работе двойного АО фильтра в параллельном ходе лучей в оптической системе могут возникнуть хроматический сдвиг и дисторсия изображения. В работе проанализировано влияние параметров  $\beta$ ,  $\theta_1$ ,  $\theta_2$  и  $\varphi$  на эти и другие аберрации. Установлено, что для наилучшей компенсации хроматического сдвига необходимо выполнения условия  $\theta_2 = \psi_1$ . Для АО системы, работающей в видимом диапазоне длин волн (0,45 – 0,75 мкм), определены значения углов  $\beta$  и  $\varphi$ , при которых достигаются минимальные значения хроматизма и дисторсии. Результаты представлены в таблице 1.

Таблица 1 – Результаты моделирования

$\theta_1, ^\circ$	$\theta_2, ^\circ$	$\beta, ^\circ$	$\varphi, ^\circ$	Хроматический	Дисторсия %
0	0	0	0	0	0
10	8,77	10,77	0,87	1	0,7
20	17,70	11,60	1,00	2	0,9
30	26,90	11,65	1,01	2	0,9
40	36,47	11,35	0,96	2	0,7
50	46,47	10,83	0,88	2	0,4
60	56,90	10,11	0,78	1	0,3
70	67,70	9,07	0,67	1	0,1
80	78,77	7,25	0,49	1	0,0
85	84,38	5,64	0,36	1	0,2

Из представленных результатов видно, что углы  $\varphi$  малы, но не равны нулю, следовательно, АО ячейки должны быть развернуты друг относительно друга на угол, немного отличающийся от  $180^\circ$ . Остаточный хроматический сдвиг при этом не превосходит 5 мкм во всем диапазоне углов, а дисторсия находится в пределах 1%.

Исследование выполнено при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проекты 16-07-00393, 16-29-11802).

## ЛИТЕРАТУРА

1. А.С. Мачихин А.С. и В.Э. Пожар // Электромагнитные волны и электронные системы. 2009. Т. 14. № 11. С. 63.
2. В.И. Батшев В.И. и др. // Письма в ЖТФ. 2017. Вып. 4. С. 72 – 79.

## Моделирование акустического резонатора с неоднородностями модуля сдвига методом конечных элементов

М.И. Бегичева, Т.Б. Крит

Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова,  
физический факультет, Москва, Россия

[mariya.letowa@yandex.ru](mailto:mariya.letowa@yandex.ru)

В данной работе построена программа для моделирования волновых процессов в резонаторе конечных размеров с неоднородностями модуля сдвига. Резонатор представляет собой параллелепипед, изготовленный из резиноподобного материала, который закреплен без проскальзывания на горизонтальной пластине. На верхней грани параллелепипеда находится пластина конечной массы, а нижняя поверхность совершает гармонические колебания с заданным ускорением. [1]

Уравнения:

$$\sigma_{\infty} = \mu_{00}(1 + \beta \varepsilon^2), \quad \frac{\partial \sigma'}{\partial t} + \frac{\sigma'}{\tau} = \frac{\eta_1}{\tau} \frac{\partial \varepsilon}{\partial t}, \quad (1)$$

Граничные условия:

$$\left. \frac{\partial v}{\partial t} \right|_{y=0} = W_0 \cos \omega t, \quad \left( M \frac{\partial v}{\partial t} + \sigma S \right) \Big|_{y=L} = 0 \quad (2)$$

Таким образом, в резонаторе устанавливаются стоячие сдвиговые волны с амплитудами, превышающими амплитуду смещений, приложенных к нижней границе резонатора. В эксперименте колебания регистрируются миниатюрным одноосным акселерометром. При этом резонансы возникают на частотах, значения которых зависят от массы верхней пластины и сдвигового модуля слоя.

Моделирование проводилось методом конечных элементов. Резонатор был разбит на конечные элементы в виде треугольных призм, как показано на рисунке 1. Для каждой отдельной призмы можно задавать параметры Ламе, плотность и коэффициент сдвиговой вязкости. В верхнем слое призм параметры соответствуют параметрам пластины. Параметры остальных призм задаются в соответствии с распределением плотности и упругости по объёму резонатора. Таким образом, в программе предусматривается задание положения неоднородности внутри резонатора в виде одиночного включения и в виде набора из нескольких включений.

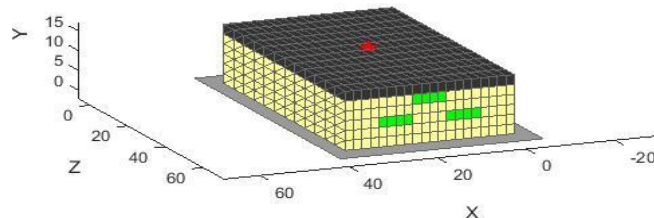


Рис. 1. Неоднородный резонатор с количеством узлов 21x7x13.

Программа была использована для моделирования резонатора с анизотропной средой, в которой анизотропия модуля сдвига возникает вдоль выделенного направления. Примером такой среды может служить четырёхглавая мышца бедра. Модель мышцы представляет собой резонатор толщиной 15 мм, без учёта толщины пластины. По горизонтали резонатор имеет размеры 70 мм x 40 мм. Вдоль длинной стороны расположено 9 параллельных нитей толщиной 1 мм (3 нити в 3 ряда). Модуль сдвига материала резонатора составляет 10 кПа. Модуль сдвига нитей отличается от модуля сдвига материала в остальном объёме резонатора и составляет 500 кПа. На рисунке 1 элементы, соответствующие нитям, выделены зелёным.

На рисунке 2 приведены резонансные кривые для однородного резонатора и для резонатора с нитями. Для однородного рассчитанная резонансная частота составляет 61 Гц, тогда как для неоднородного 65 Гц. При более мелком разбиении кривая становится более вытянутой, что позволяет рассчитать резонансную частоту с более высокой точностью. Предложенный метод моделирует стоячие сдвиговые волны в резонаторах в виде параллельных структур с плоскими границами раздела. Если сравнить резонансные характеристики, то окажется, что в зависимости от типа неоднородности (пустая полость, полость с жидкостью, твердое включение) резонансные кривые будут сдвигаться относительно друг друга: твердые включения, то есть опухоли, увеличивают резонансную частоту, а полости с жидкостью (кисты) уменьшают. [1] Полученные результаты позволяют решить обратную задачу – определить размер и положение неоднородности по сдвигу резонансной частоты, что является крайне важным для разработки современных методов эластографии мышц.

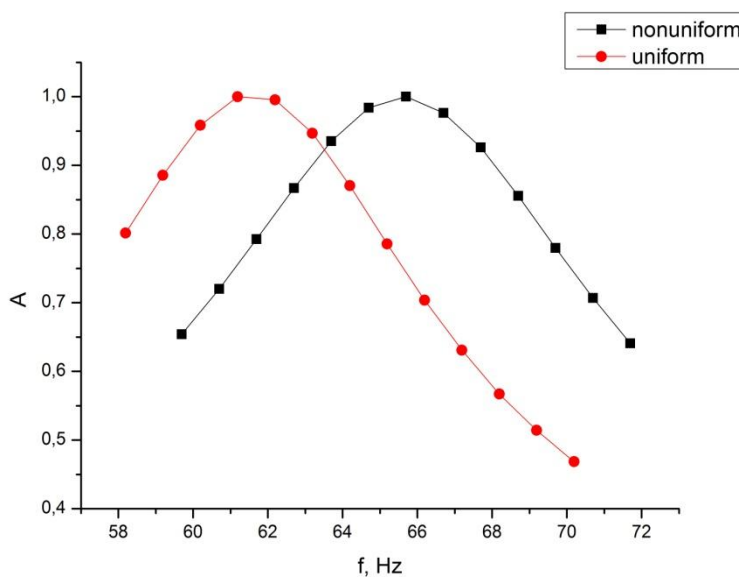


Рис. 2. Резонансные кривые для однородного и неоднородного резонатора

## ЛИТЕРАТУРА

1. В.Г. Андреев и др. “Стоячие сдвиговые волны в резонаторе с неоднородной резиноподобной средой” // Акустический журнал, 2011, Т.57, №1, С. 3-12.

## Оптимизация геометрии акустооптического взаимодействия в кристалле КРС-5

Е.А. Дьяконов, Д.Л. Пороховниченко, В.Б. Волошинов  
Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, г. Москва  
[ead1989@gmail.com](mailto:ead1989@gmail.com)

Акустооптические устройства, основанные на принципе дифракции света на ультразвуке, широко применяются в современной науке и технике. В настоящее время существуют эффективные акустооптические устройства, работающие в диапазоне от ультрафиолетового до среднего инфракрасного диапазона электромагнитного спектра на длинах волн, не превышающих 13 ... 15 мкм. В последние годы были разработаны новые эффективные источники излучения для этого спектрального диапазона, такие как квантово-каскадные лазеры. Таким образом, усовершенствование акустооптических устройств для работы на больших длинах волн, вплоть до терагерцевого диапазона, является актуальной задачей.

Если рассмотреть материалы, применяемые в инфракрасном спектральном диапазоне, то окажется, что лишь немногие из них прозрачны на длинах волн 20 мкм и более [1]. Некоторые из них, такие как кристаллы галогенидов щелочных металлов, имеют широкий диапазон прозрачности, но относительно низкое акустооптическое качество. Существуют также кристаллы моногалогенидов ртути, прозрачные вплоть до длин волн 30 мкм и имеющие чрезвычайно высокое акустооптическое качество, которое, однако, достигается при использовании сильно затухающих сдвиговых мод.

В данной работе рассматривается кубический кристалл КРС-5, являющийся твердым раствором галогенидов таллия, содержащим 58 % TlBr и 42 % TlI. Данный кристалл является прозрачным в диапазоне длин волн  $\lambda = 0.5 \div 50$  мкм [1-2], а также обладает высоким акустооптическим качеством, в видимом свете достигающим значения  $M_2 = 1200 \times 10^{-15} \text{ с}^3/\text{кг}$ . В инфракрасном диапазоне величины акустооптического качества оказываются несколько меньше из-за дисперсии показателя преломления, но тем не менее превосходят соответствующие величины, например, в применяемом в акустооптике кристалле германия.

Целью настоящей работы было нахождение оптимальной геометрии акустооптического взаимодействия в кристалле КРС-5. Поскольку это кубический кристалл, в нем возможны лишь сравнительно простые геометрии акустооптического взаимодействия по сравнению с оптически анизотропными средами. Тем не менее, кристалл обладает анизотропией упругих и фотоупругих свойств, и поэтому коэффициенты акустооптического качества, наблюдаемые при дифракции в различных направлениях, могут отличаться на порядок. Кроме того, в некоторых случаях оптическая изотропия кристалла может рассматриваться даже как достоинство. Поскольку условие брэгговского синхронизма для электромагнитных волн обеих поляризаций всегда одинаково, акустооптическое взаимодействие позволяет управлять поляризацией дифрагированного излучения более гибко, чем в оптически анизотропной среде. Помимо традиционной поперечной геометрии акустооптического взаимодействия, в настоящей работе исследовано обратное коллинеарное взаимодействие [3], а также недавно предложенный полуколлинеарный режим дифракции [4]. Результаты исследования можно непосредственно применить в разработке акустооптических устройств.

Важнейшим параметром акустооптического взаимодействия является эффективность дифракции  $I$ , то есть отношение интенсивностей дифрагированного и падающего излучения. Она определяется известной формулой

$$I = \left(\frac{\pi l}{\lambda}\right)^2 \frac{PM_2}{2S}, \quad (1)$$

где  $\lambda$  – длина волны излучения,  $l$  – длина области взаимодействия,  $P$  – мощность ультразвуковой волны,  $M_2$  – коэффициент акустооптического качества среды,  $S$  – площадь сечения ультразвукового пучка. Как видно, эффективность дифракции обратно пропорциональна квадрату длины волны излучения. Поэтому для использования в длинноволновой области спектра необходимы материалы с большим значением коэффициента акустооптического качества, которое в свою очередь равно:

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

где  $p_{\text{эфф}}$  – эффективная фотоупругая постоянная,  $n$  – показатель преломления,  $\rho$  – плотность среды,  $V$  – фазовая скорость ультразвука. Коэффициент акустооптического качества зависит от направления распространения всех взаимодействующих волн из-за анизотропных свойств кристалла. Методика расчета скорости ультразвука в зависимости от его направления хорошо известна [5], так что рассмотрим подробнее лишь расчет эффективной фотоупругой постоянной.

Тензор диэлектрической проницаемости среды, возмущенной ультразвуковой волной, определяется следующим выражением:  $\hat{\varepsilon} = \hat{\varepsilon}_n + \widehat{\Delta\varepsilon} \cos(\vec{k}\vec{r} - 2\pi ft)$ , где  $\hat{\varepsilon}_n$  – невозмущенный тензор диэлектрической проницаемости,  $\vec{k}$  и  $f$  – волновой вектор и частота акустической волны, соответственно,  $\vec{r}$  – радиус-вектор,  $t$  – переменная времени. Амплитуда возмущения  $\widehat{\Delta\varepsilon}$  диэлектрической проницаемости зависит от параметров акустической волны. Если ввести нормированную величину  $\widehat{\Delta\varepsilon}_{\text{отн}} = \widehat{\Delta\varepsilon} \sqrt{S\rho V^3/2P}$ , то эффективная фотоупругая постоянная будет определяться следующим выражением [6]:

$$p_{\text{эфф}} = \frac{(\vec{e}_i \widehat{\Delta\varepsilon}_{\text{отн}} \vec{e}_d)}{n^4}. \quad (3)$$

Здесь единичные векторы  $\vec{e}$  описывают поляризацию взаимодействующих электромагнитных волн: индекс  $i$  относится к падающей волне, а  $d$  – к дифрагированной. Если вместо возмущения тензора диэлектрической проницаемости среды рассматривать возмущение обратного ему тензора, то есть диэлектрической непроницаемости  $\widehat{B} = \hat{\varepsilon}^{-1}$ , то можно получить более удобное выражение для эффективной фотоупругой постоянной [6]:

$$p_{\text{эфф}} = (\vec{d}_i \widehat{\Delta B}_{\text{отн}} \vec{d}_d). \quad (4)$$

Векторы  $\vec{d}$  являются единичными векторами электромагнитной индукции взаимодействующих электромагнитных волн, а тензор  $\widehat{\Delta B}_{\text{отн}}$  выражается через тензор фотоупругости и параметры акустической волны [5]:

$$(\widehat{\Delta B}_{\text{отн}})_{kl} = \sum_{i,j=1}^3 \frac{1}{2} (m_i a_j + m_j a_i) p_{ijkl}, \quad k, l = 1 \dots 3, \quad (5)$$

где  $\vec{m}$  и  $\vec{a}$  – единичные векторы волновой нормали и поляризации ультразвука, а  $\hat{p}$  – тензор фотоупругих постоянных среды.

В настоящей работе исследовалось акустооптическое взаимодействие в двух кристаллографических плоскостях: [001] и [110]. Значения фотоупругих постоянных кристалла взяты из литературы [7]. Исходным параметром для расчетов было направление волнового вектора ультразвука в данной плоскости. Для каждого такого направления решалось уравнение Кристоффеля [5], в результате чего получался вектор поляризации ультразвука, затем по формуле (5) вычислялись компоненты тензора  $\widehat{\Delta B}$ . Далее рассматривались возможные направления и поляризации электромагнитных



волн, для каждой из которых вычислялись значения эффективных фотоупругих постоянных и коэффициентов акустооптического качества по формулам (4) и (2), соответственно. В случае коллинеарной и полуколлинеарной дифракции вычислялась также частота ультразвука по формулам  $f_k = 2nV/\lambda$  и  $f_{пк} = 2nV \cos \psi / \lambda$ , соответственно, где  $\psi$  – угол сноса энергии ультразвука.

Расчеты были проведены для длины волны излучения, равной 20 мкм, однако полученные результаты можно распространить и на другие длины волн. При этом коэффициент акустооптического качества на длине волны 10 мкм оказывается на 7 % больше, а на длине 40 мкм – на 30 % меньше найденных величин из-за дисперсии показателя преломления. Частоты ультразвука, соответствующие коллинеарной и полуколлинеарной дифракции, изменяются обратно пропорционально длине волн.

Зависимости коэффициентов качества для коллинеарной дифракции от направления волнового вектора ультразвука представлены на рис.1. Штриховая линия соответствует переходу со сменой поляризации излучения при дифракции, сплошные кривые – с сохранением поляризации: жирная – вдоль волнового вектора ультразвука, а тонкая – перпендикулярно волновому вектору. Аналогичные зависимости для полуколлинеарной дифракции имеют схожую форму, и не приводятся.

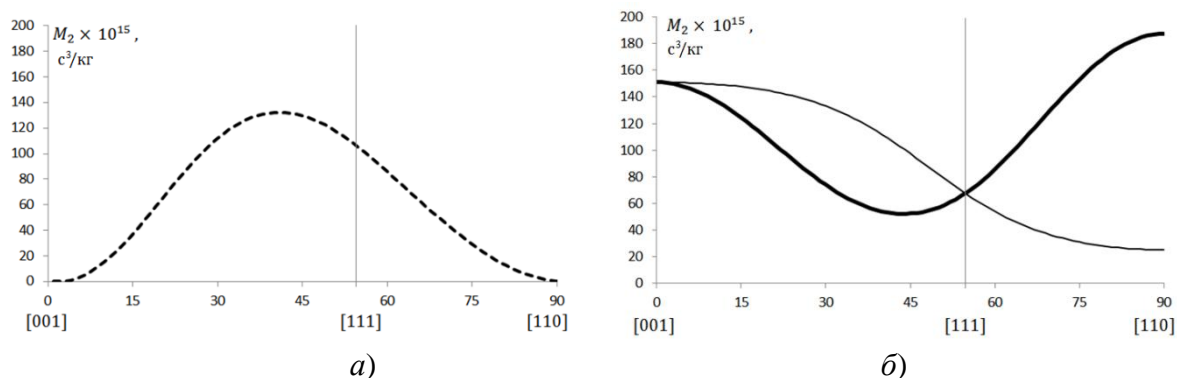


Рис. 1. Обратная коллинеарная дифракция в плоскости (110). Зависимость коэффициента акустооптического качества от направления волнового вектора чистой сдвиговой (а) и квазипродольной (б) акустической волны. Графики симметричны относительно направлений [100] и [110].

Наибольшие коэффициенты акустооптического качества для коллинеарного и полуколлинеарного взаимодействия достигаются в плоскости (110) при дифракции на сдвиговой ультразвуковой волне и равны  $M_2 = 130 \times 10^{-15} \text{с}^3/\text{кг}$  и  $M_2 = 190 \times 10^{-15} \text{с}^3/\text{кг}$ , соответственно. В обоих случаях акустооптическое взаимодействие сопровождается сменой поляризации излучения. Это обстоятельство позволяет отделять дифрагированное излучение от падающего по его поляризации, как это делается в традиционных акустооптических фильтрах. Волновой вектор ультразвука в коллинеарном и полуколлинеарном случаях составляет с осью [001] угол  $38^\circ$  и  $31^\circ$ , а частоты равны 240 МГц и 220 МГц, соответственно. Более высокий коэффициент акустооптического качества для коллинеарного взаимодействия, равный  $M_2 = 190 \times 10^{-15} \text{с}^3/\text{кг}$ , получается при использовании продольной волны в направлении [110], однако частота ультразвука при этом равна 475 МГц, а поляризация излучения при дифракции не изменяется. Отметим, что коэффициент затухания сдвиговой волны на частоте 225 МГц и продольной волны на частоте 450 МГц приблизительно одинаков и имеет порядок 5.5 ... 6 дБ/см [8].

Абсолютный максимум коэффициента акустооптического качества в кристалле КРС-5 соответствует поперечной дифракции на чистой сдвиговой волне в плоскости (001), и составляет величину  $M_2 = 600 \times 10^{-15} \text{с}^3/\text{кг}$ . Дифракция сопровождается



сменой поляризации излучения. При использовании продольной волны максимальный коэффициент качества при поперечной дифракции равен  $M_2 = 550 \times 10^{-15} \text{ с}^3/\text{кг}$  при распространении ультразвука вдоль оси [111].

На графиках рис. 2 показана зависимость коэффициента акустооптического качества от кристаллографического направления при дифракции на квазипродольной акустической волне. Для многих практических применений интересна конфигурация взаимодействия, при которой состояние поляризации дифрагированного излучения всегда соответствует падающему излучению. Это означает, что коэффициенты качества для обеих поляризаций излучения совпадают. Наибольший коэффициент качества при таком условии равен  $M_2 = 170 \times 10^{15} \text{ с}^3/\text{кг}$ , что соответствует дифракции в плоскости (001) на квазипродольной ультразвуковой волне, волновой вектор которой составляет угол  $18^\circ$  с осью [100]. Данная геометрия отмечена кружком на рис. 2б.

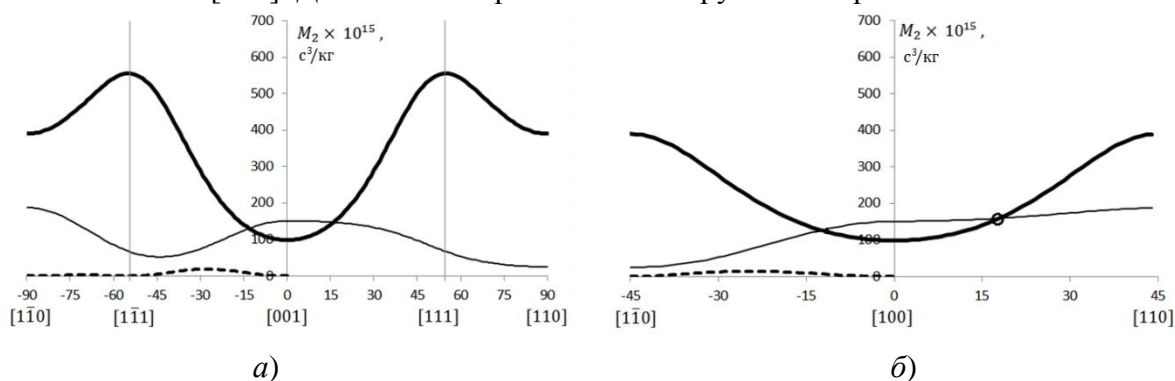


Рис. 2. Поперечная дифракция на квазипродольной волне. Зависимость коэффициента акустооптического качества от направления волнового вектора ультразвука в плоскостях (110) (а) и (001) (б). Левая сторона графика – излучение распространяется перпендикулярно исследуемой плоскости, правая сторона – в плоскости. Графики симметричны относительно направлений [100] и [110].

Результаты работы показывают, что кристалл КРС-5 является перспективным материалом для инфракрасной акустооптики вообще, и практически незаменим для создания акустооптических устройств, работающих на длинах волн до 50 мкм. Данный кристалл позволяет создавать как эффективные устройства с поперечной геометрией, так и использовать новые для акустооптики полуколлинеарный и обратный коллинеарный режимы дифракции.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. М.П. Шаскольская «Акустические кристаллы» М.: Наука, 1982.
2. С.В. Богданов «Кристаллы галогенидов таллия: получение, свойства и применение», Новосибирск: Наука, 1989.
3. J.E. Oliveira, C.K. Jen // Applied Optics. 1990. V. 29. No. 6. P. 836.
4. Е.А. Дьяконов и др. // Оптика и спектроскопия. 2015. Т. 118. № 1. С. 172.
5. В.А. Auld «Acoustic Field and Wave in Solids». V. 1. New York: Wiley. 1990.
6. Е.А. Дьяконов, В.Б. Волошинов // Радиотехника и электроника. 2014. Т. 59. № 5. С. 498.
7. В.М. Мастихин и др. // Оптико-механическая пром-ть. 1986. Т.78. С.36.
8. А.П. Белоусов и др. // Акустический журнал. 1986. Т.32. С.656.

## Возбуждение акустических импульсных пучков при воздействии лазерного излучения на поглощающий слой переменной толщины

А.Н. Козловский, О.Г. Романов  
Белорусский государственный университет  
[kozlovskiA@bsu.by](mailto:kozlovskiA@bsu.by)

При воздействии импульсного лазерного излучения на поглощающую среду происходит ее локальный нагрев, расширение и генерация акустического импульса. Данные процессы эффективно моделировать путем численного решения уравнений движения среды в форме Лагранжа [1]. Для многих практически важных случаев взаимодействия излучения с поглощающей мишенью (плоской, цилиндрической или сферической) получены решения одномерной задачи, адекватно описывающие генерацию и распространение акустического импульса соответствующей пространственной структуры [2]. Воздействие импульсного лазерного излучения на поглощающий слой переменной толщины может инициировать возбуждение акустического импульса пространственно-неоднородной структуры. Так, в работе [3] экспериментально продемонстрирована возможность генерации вихревых акустических пучков при поглощении энергии импульсного лазерного излучения слоем поглощающего материала переменной толщины (аналог фазовой пластинки для генерации оптического вихревого пучка). В данной работе описывается методика решения данной задачи на основе численного моделирования трехмерных уравнений движения сплошных сред в форме Лагранжа, анализируются характеристики возбуждаемых акустических импульсов при различных условиях лазерного воздействия на поглощающую мишень.

Уравнения Лагранжа для трехмерного движения сплошной среды имеют вид [4]:

– уравнение непрерывности:

$$V = V_0 \left[ \frac{\partial x_e}{\partial x_1} \left( \frac{\partial y_e}{\partial y_1} \frac{\partial z_e}{\partial z_1} - \frac{\partial y_e}{\partial z_1} \frac{\partial z_e}{\partial y_1} \right) - \frac{\partial y_e}{\partial x_1} \left( \frac{\partial x_e}{\partial y_1} \frac{\partial z_e}{\partial z_1} - \frac{\partial x_e}{\partial z_1} \frac{\partial z_e}{\partial y_1} \right) + \frac{\partial z_e}{\partial x_1} \left( \frac{\partial x_e}{\partial y_1} \frac{\partial y_e}{\partial z_1} - \frac{\partial x_e}{\partial z_1} \frac{\partial y_e}{\partial y_1} \right) \right], \quad (1)$$

где  $V_0 = 1/\rho_0$ ,  $V = 1/\rho$  – начальный и текущий удельные объемы;  $(x_1, y_1, z_1)$  – лагранжевы координаты,  $(x_e, y_e, z_e)$  – эйлеровы координаты;

– уравнения движения:

$$\frac{\partial^2 x_e}{\partial t^2} \frac{\partial x_e}{\partial x_1} + \frac{\partial^2 y_e}{\partial t^2} \frac{\partial y_e}{\partial x_1} + \frac{\partial^2 z_e}{\partial t^2} \frac{\partial z_e}{\partial x_1} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x_1}, \quad (2)$$

$$\frac{\partial^2 x_e}{\partial t^2} \frac{\partial x_e}{\partial y_1} + \frac{\partial^2 y_e}{\partial t^2} \frac{\partial y_e}{\partial y_1} + \frac{\partial^2 z_e}{\partial t^2} \frac{\partial z_e}{\partial y_1} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial y_1}, \quad (3)$$

$$\frac{\partial^2 x_e}{\partial t^2} \frac{\partial x_e}{\partial z_1} + \frac{\partial^2 y_e}{\partial t^2} \frac{\partial y_e}{\partial z_1} + \frac{\partial^2 z_e}{\partial t^2} \frac{\partial z_e}{\partial z_1} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial z_1}; \quad (4)$$

– уравнения изменения эйлеровых координат:

$$u_{x_e} = \frac{\partial x_e}{\partial t}, \quad u_{y_e} = \frac{\partial y_e}{\partial t}, \quad u_{z_e} = \frac{\partial z_e}{\partial t}; \quad (5)$$

– уравнение состояния (в виде Ми – Грюнайзена [5]):

$$P = \rho_0 u_0^2 \left( 1 - \frac{V}{V_0} \right) + \Gamma \frac{C_V (T - T_0)}{V}, \quad (6)$$

$\Gamma = u_0^2 \beta / C_V$  – коэффициент Грюнайзена,  $\beta$  – коэффициент объемного расширения,  $C_V$  – теплоемкость,  $u_0$  – скорость звука в среде.

Изменение температуры среды находится из решения уравнения теплопроводности:

$$\rho C_V \frac{\partial T}{\partial t} = k_T \left( \frac{\partial^2 T}{\partial x_1^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y_1^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z_1^2} \right) + Q_S, \quad (7)$$

Величина  $Q_S$  в уравнении (7) определяется пространственно-неоднородным источником энерговыведения:  $Q_S = I_0 f_t(t) \kappa(x_1, y_1, z_1)$ , где  $I_0 f_t(t)$  описывает временную форму лазерного импульса ( $f_t(t) = (t/\tau_p) \exp[-t/\tau_p]$ ,  $\tau_p$  – длительность импульса) с пиковой интенсивностью  $I_0$ ;  $\kappa(x_1, y_1, z_1)$  – коэффициент поглощения материала мишени.

Совместное решение системы уравнений (1) – (7) позволяет рассчитать пространственно-временные зависимости давления, температуры, плотности и скорости движения сплошной среды, исследовать пространственную структуру возбуждаемого акустического импульсного пучка и зависимость его характеристик от параметров воздействующего лазерного импульса и геометрии поглощающей мишени. Численное моделирование системы (1) – (7) проводилось с использованием изложенной в [6] и адаптированной на многомерный случай методики конечно-разностной аппроксимации уравнений движения и уравнения состояния, уравнение теплопроводности (7) решалось по трехслойной явной схеме [7].

В качестве примера рассмотрим случай воздействия на помещенный в кювету с жидкостью (граничное условие – свободная граница  $x_1 = 0$ ) поглощающий слой (рис. 1, толщина варьируется от 0 до 1 мм, коэффициент поглощения  $\kappa = 10 \text{ см}^{-1}$ , плотность совпадает с плотностью жидкости) лазерного импульса с пиковой интенсивностью  $I_0 = 10 \text{ МВт/см}^2$ , длительностью  $\tau_p = 50 \text{ нс}$ , гауссовым поперечным профилем полушириной  $r_0 = 0.1 \text{ см}$ .

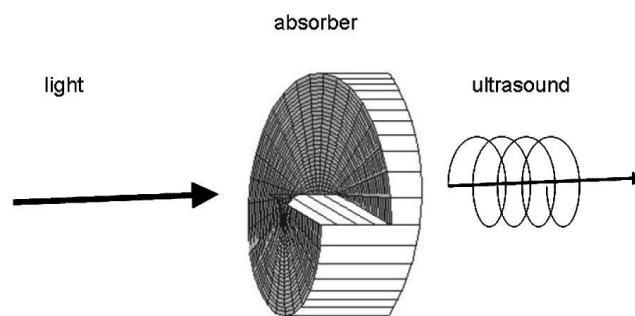


Рис. 1. Принципиальная схема генерации вихревого акустического пучка при воздействии импульсного лазерного излучения на поглощающий слой переменной толщины [3].

Результаты численного моделирования данной задачи представлены на рисунке 2 в виде рассчитанных в последовательные моменты времени полей давления в плоскости, перпендикулярной оси распространения светового пучка (белый цвет – максимальное значение, черный цвет – минимальное, размеры расчетной области  $0.5 \times 0.5 \times 0.5 \text{ см}$ , число расчетных ячеек  $200 \times 200 \times 200$ ). Как видно из рисунка 2, эволюция акустического импульса состоит из фазы формирования в среде

первоначальной области повышенного давления вследствие импульсного нагрева поглощающей мишени (рис. 2, *a*) и фазы распространения данной неоднородности в окружающее пространство (рис. 2, *б - г*). Первоначальное поле давления в приповерхностном слое имеет поперечный профиль, повторяющий в своей геометрии функцию энерговыведения в поглощающем слое переменной толщины (рис. 2, *a*). При отражении данного импульса от свободной границы формируется акустический импульс, продольное распределение давления в котором характеризуется наличием положительных областей (фаза сжатия) и отрицательных областей (фаза разрежения). По мере распространения вглубь среды данный импульсный пучок характеризуется устойчивостью пространственной формы (сравнить рис. 2, *г* и рис.2, *a*) и наличием областей положительного и отрицательного давления (рис. 2, *б, в*). Таким образом, данный акустический пучок имеет признаки сохраняющейся по мере распространения в среде уединенной вихревой структуры, что объясняет экспериментально наблюдаемые в работе [3] структуры акустического импульса, сформированного при поглощении энергии лазерного излучения в пластине переменной толщины.

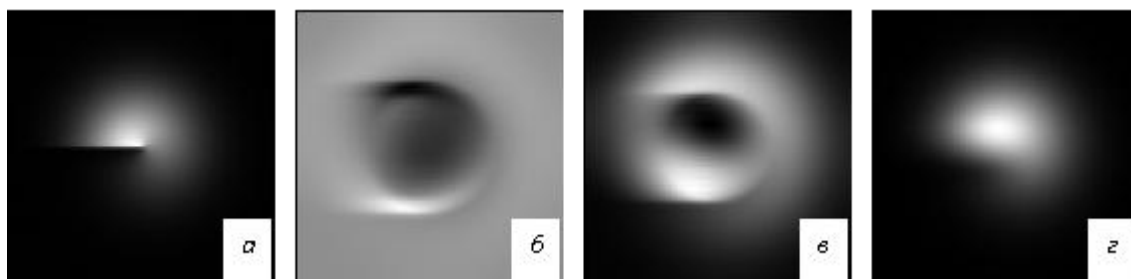


Рис. 2. Распределение давления в среде в поперечных относительно оси лазерного пучка сечениях в различные моменты времени.  $t = 150$ нс,  $x = 1$ мм (*a*);  $t = 1750$ нс,  $x = 1$ мм (*б*),  $2$ мм (*в*),  $3$ мм (*г*).

Для более детального описания эволюции пространственной структуры, сформированного акустического пучка нами были рассчитаны трехмерные поверхности одинаковых уровней давления, представленные на рисунках 3 и 4. Так на рисунке 3 изображена поверхность уровня давления  $\Delta P = +0.5$  бар, отражающая структуру переднего и заднего фронта волны сжатия, продвигающейся вглубь среды со скоростью звука. Наряду с сохраняющейся формой переднего фронта акустического пучка на заднем фронте волны сжатия наблюдается релаксация области повышенного давления в направлении ортогональном оси распространения пучка (сравнить с рис.2, *б, в*), преимущественно в той части пучка, где был сформирован значительный градиент давления.

Формирование отрицательной фазы волны давления происходит при отражении акустического импульса от свободной границы среды. Эволюция пространственной структуры волны разрежения изображена на рисунке 4 в виде серии поверхностей уровня давления  $\Delta P = -0.2$  бар. По аналогии с волной сжатия, структура волны разрежения претерпевает существенные изменения на заднем фронте, проявляющиеся в формировании расширяющейся области отрицательного давления.

Таким образом, проведенные численные эксперименты показали, что при импульсном воздействии лазерного излучения на поглощающую мишень переменной толщины (или характеризующуюся пространственно-неоднородным распределением коэффициента поглощения) в сплошной среде происходит формирование уединенных акустических импульсов (или последовательности импульсов при различии плотностей материала мишени и окружающей среды), пространственная структура которых существенным образом определяется геометрией мишени. Были рассмотрены варианты

формирования вихреобразных и бесселевых акустических пучков (при воздействии на поглощающую мишень типа аксикон).

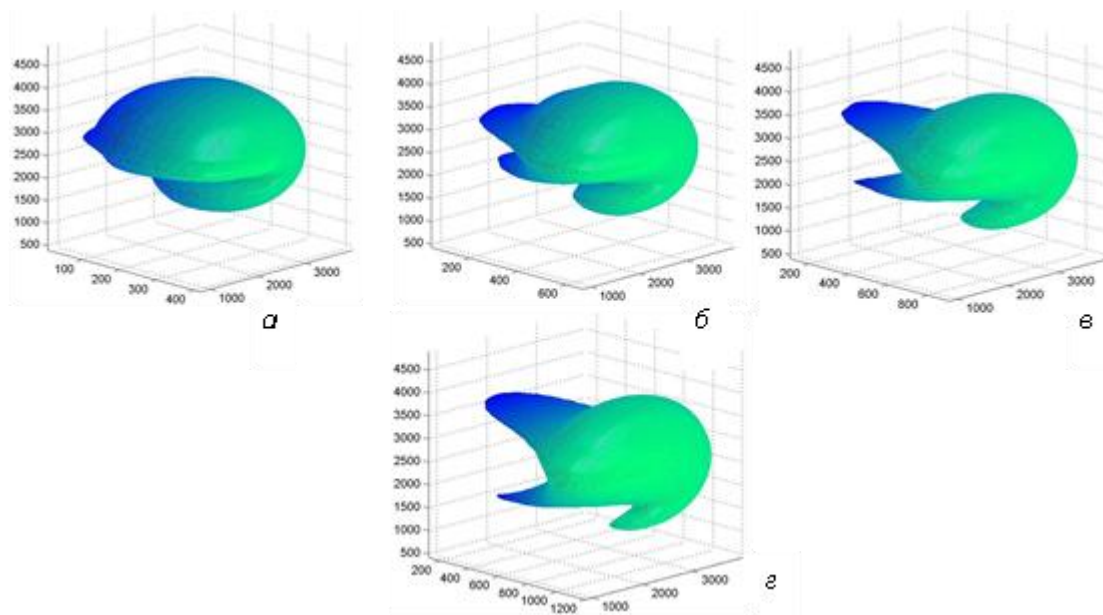


Рис. 3. Поверхность уровня давления  $\Delta P = +0.5$  бар акустического импульса в среде в различные моменты времени:  $t = 167$ нс (а), 333нс (б), 500нс (в).

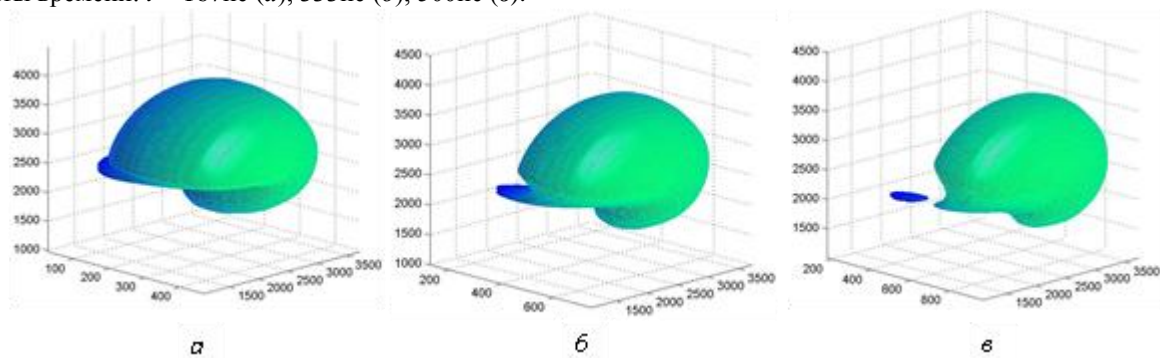


Рис. 4. Поверхность уровня давления  $\Delta P = -0.2$  бар акустического импульса в среде в различные моменты времени:  $t = 333$ нс (а), 500нс (б), 667нс (в), 833нс (г).

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Я.Б. Зельдович, Ю.П. Райзер «Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений» М.: Наука, 1966.
2. О.Г. Романов, Г.И. Желтов, Г.С. Романов // ИФЖ. 2011. Т.84. №4. С.715.
3. St. Gspan et al. // J. Acoust. Soc. Am. 2004. V.115. P.1142.
4. Н.Е. Кочин, И.А. Кибель, Н.В. Розе «Теоретическая гидромеханика, ч. I.» М.: Физматгиз, 1963.
5. Г.И. Канель, С.В. Разоренов, А.В. Уткин, В.Е. Фортов. «Ударно-волновые явления в конденсированных средах» М.: Изд-во «Янус – К», 1996.
6. R.D. Richtmayer, K.W. Morton. «Difference methods for initial-value problems» New-York. John Wiley & Sons, 1967.
7. В.К. Саульев «Интегрирование уравнений параболического типа методом сеток» М.: Физматлит, 1960.

## Исследование тангенциальной геометрии акустооптического взаимодействия вблизи оптических осей в оптически активных двуосных кристаллах

М.И. Купрейчик, В.И. Балакший

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

Методы управления оптическим излучением, основанные на акустооптическом (АО) эффекте, находят широкое применение в различных областях науки и техники [1]. Современные АО приборы, такие как модуляторы, дефлекторы и фильтры являются востребованными и конкурентоспособными устройствами для управления световыми пучками. Их высокое быстродействие, малое управляющее напряжение, надежность и простота конструкции дают возможность оперативно и с высокой точностью управлять амплитудой, частотой, фазой и поляризацией световой волны, а также изменять направление ее распространения.

В настоящее время в акустооптике применяются в основном кристаллы с выраженной анизотропией физических свойств, такие как парателлурит ( $\text{TeO}_2$ ), теллур (Te), ниобат лития ( $\text{LiNbO}_3$ ) и другие [1,2]. Расчёт характеристик АО взаимодействия, проводимый с целью оптимизации параметров АО ячейки, является сложной и трудоёмкой задачей. Ситуация еще более усложняется, когда в АО устройстве используется косой срез кристалла и взаимодействующие волны направлены относительно кристаллографических осей под некоторыми углами. Вероятно, именно с расчётными трудностями связана тенденция использования в современных АО устройствах только одноосных кристаллов, которые, в отличие от двуосных кристаллов, характеризуются менее сложной структурой акустооптической анизотропии. Однако расширение диапазона применения АО устройств стимулирует поиски новых материалов, в том числе и двуосных кристаллов, которые также демонстрируют высокие значения АО качества, что делает перспективным изучение их свойств. Благодаря особому, более сложному типу оптической и акустооптической анизотропии, присущему только двуосным кристаллам, в них реализуются такие варианты АО взаимодействия, которые принципиально невозможны в одноосных кристаллах, что позволяет рассчитывать на создание акустооптических устройств с улучшенными характеристиками [3].

В настоящей работе основное внимание уделено исследованию тангенциальной геометрии АО взаимодействия в двуосных кристаллах 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 характеристик АО взаимодействия выполнены для кристалла йодноватой кислоты ( $\alpha$ - $\text{HIO}_3$ ), для которого известны все компоненты диэлектрического, упругого и фотоупругого тензоров, а также тензора гирации [4-6].

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. По величине АО качества кристалл превосходит плавленный кварц в десятки раз, а ниобат лития в несколько раз [3,4]. Элементарная кристаллографическая ячейка имеет вид прямоугольного параллелепипеда с ребрами размером  $a = 5.888 \text{ \AA}$ ,  $b = 7.733 \text{ \AA}$ ,  $c = 5.538 \text{ \AA}$ . 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  $XZ$ . Для оптического излучения с длиной волны  $\lambda = 0.6328$  мкм главные показатели преломления равны:  $n_Z = 1.8378$ ,  $n_Y = 1.9604$ ,  $n_X = 1.9865$ , при этом угол между оптическими осями составляет  $47^\circ$ . Компоненты тензора гирации равны:  $g_Z = 3.6 \cdot 10^{-4}$ ,  $g_Y = 3 \cdot 10^{-4}$ ,  $g_X = -1.4 \cdot 10^{-4}$  [6].

Одной из основных характеристик в акустооптике является зависимость угла Брэгга от частоты ультразвука  $\theta_B(f)$ , знание которой необходимо для грамотного выбора геометрии среза кристалла. Особенности брэгговской дифракции света в двуосных кристаллах связаны с видом зависимости показателей преломления от направления распространения оптических волн. Эта зависимость имеет вид двуполостной самопересекающейся поверхности, точками самопересечения которой являются оптические оси. Кристалл йодноватой кислоты оптически активен, поэтому собственные моды оказываются в общем случае эллиптически поляризованными, а значения показателей преломления собственных мод необходимо определять из видоизмененного уравнения Френеля, учитывающего оптическую активность кристалла.

На рис. 1 представлены зависимости  $\theta_B(f)$  для варианта анизотропной дифракции для различных направлений распространения быстрой квазисдвиговой акустической моды вблизи плоскости  $XZ$  кристалла йодноватой кислоты. Сплошные кривые относятся к случаю, когда падающий свет имеет показатель преломления больший, чем дифрагированный свет, тогда как штриховые кривые соответствуют обратной ситуации. Рис. 1,а соответствует АО взаимодействию в плоскости  $XZ$ , когда волновой вектор ультразвука  $\mathbf{K}$  направлен под углом  $64.8^\circ$  к оси  $Z$ . Для практического использования интерес представляют области, отмеченные точками  $D$  и  $T$ . Это оптимальные точки для создания дефлекторов и неколлинеарных видеофильтров [1]. Близкое расположение точек  $T_1$  и  $D$  обеспечивает низкую угловую и частотную селективность АО взаимодействия для соответствующего среза двуосного кристалла [3].

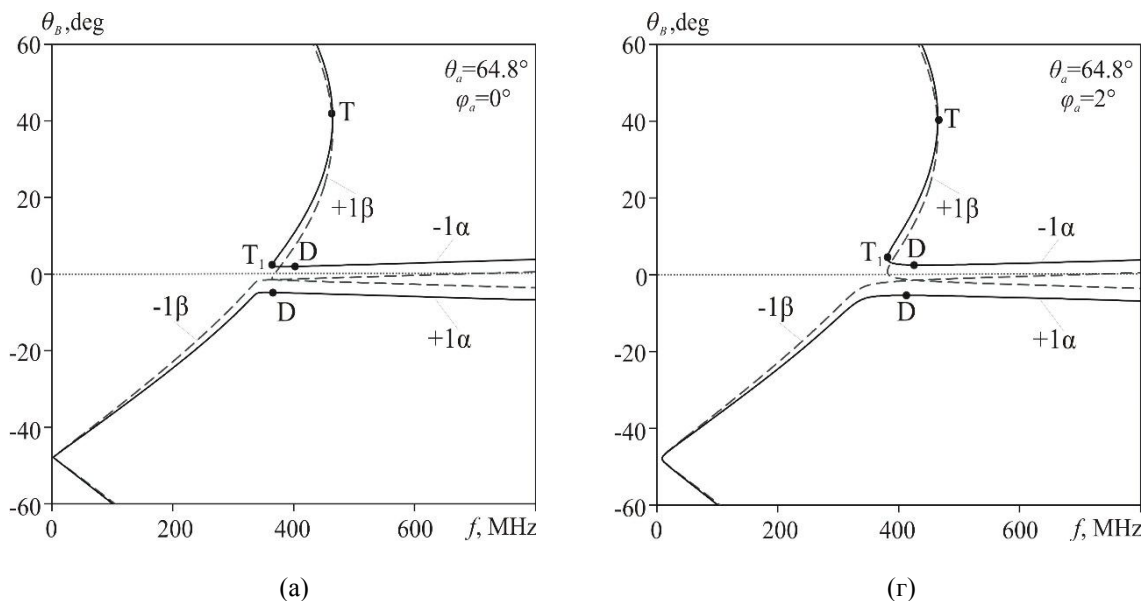


Рис. 1. Частотные зависимости углов Брэгга для разных направлений распространения ультразвука вблизи плоскости  $XZ$ .

Небольшой поворот волнового вектора ультразвука  $\mathbf{K}$  к оси  $X$  приводит к существенному сужению углового диапазона фильтра, а частотный диапазон работы дефлектора сдвигается в область меньших частот. С другой стороны, поворот вектора  $\mathbf{K}$  к оси  $Z$  приводит к существенному повышению частотной селективности АО взаимодействия вблизи тангенциальной точки  $T_1$ . При этом происходит расширение частотного диапазона дефлектора и углового диапазона фильтра. Та же ситуация возникает при небольшом повороте плоскости АО взаимодействия от плоскости  $XZ$ , однако в этом случае увеличение частотной селективности в области точки  $T_1$  не столь существенно (рис. 1,б). Следует особо отметить, что представленные на рис. 1 зависимости не имеют аналогов в одноосных кристаллах.

Одна из характерных особенностей анизотропной дифракции вблизи оптических осей в двuosных кристаллах заключается в том, что переход от тангенциальной к дефлекторной геометрии взаимодействия сопровождается изменением поляризации дифрагированного светового пучка. В оптически активных кристаллах характер этого изменения определяется как конфигурацией среза кристалла, так и гиротропией. При этом для рассматриваемого варианта АО взаимодействия оказывается необходимым учитывать влияние анизотропии АО качества на характеристики дифракции.

На рис. 2 приведены углочастотные характеристики АО взаимодействия, соответствующие дифракции оптической моды с большим показателем преломления в  $-1$ -й порядок вблизи тангенциальной точки  $T_1$  для варианта, представленного на рис. 1,а. При расчете области взаимодействия, представленной на рис. 2,б, мощность ультразвука подобрана таким образом, чтобы обеспечить 100% эффективность дифракции вблизи тангенциальной точки  $T_1$ . Для сравнения, на рис. 2а приведена область взаимодействия, рассчитанная без учета анизотропии АО качества. Уменьшение эффективности дифракции при движении по дефлекторной ветви брэгговской кривой связано с изменением поляризации дифрагированного света при переходе через одну из оптических осей кристалла, характер которого определяется гиротропией материала. Близкое расположение точек  $T_1$  и  $D$  наряду с заметной гиротропией кристалла позволяет реализовать на сдвиговой акустической моде достаточно широкий частотный диапазон дефлектора, однако для обеспечения 100% эффективности дифракции вблизи дефлекторной точки  $D$  необходимо увеличить мощность ультразвука.

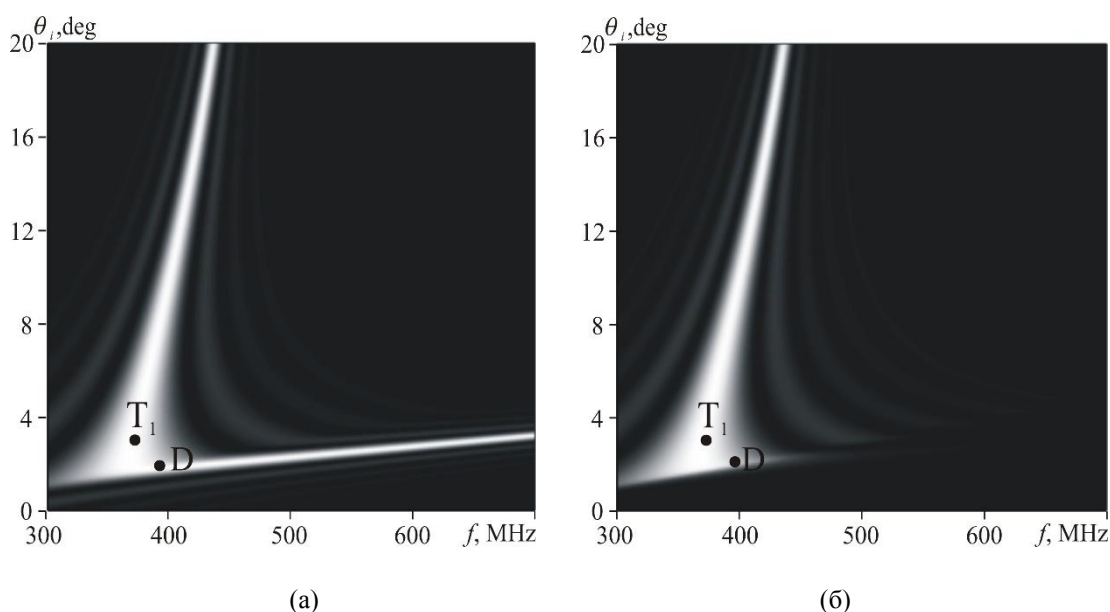


Рис. 2. Области АО взаимодействия без учета (а) и с учетом (б) анизотропии АО качества



На рис. 3 приведены области АО взаимодействия, соответствующие дифракции вблизи тангенциальной точки  $T_1$  для варианта, представленного на рис. 1,б. Такая конфигурация среза кристалла, в сравнении предыдущим вариантом, как отмечалось, позволяет получить больший частотный диапазон дефлектора и угловой диапазон фильтра, однако переключение между этими двумя режимами работы АО ячейки требует большей перестройки частоты ультразвука. В рассматриваемом случае влияние гиротропии кристалла на характеристики АО взаимодействия менее существенно, поскольку при выбранном угле отхода от плоскости  $XZ$  эллиптичность собственных мод мала.

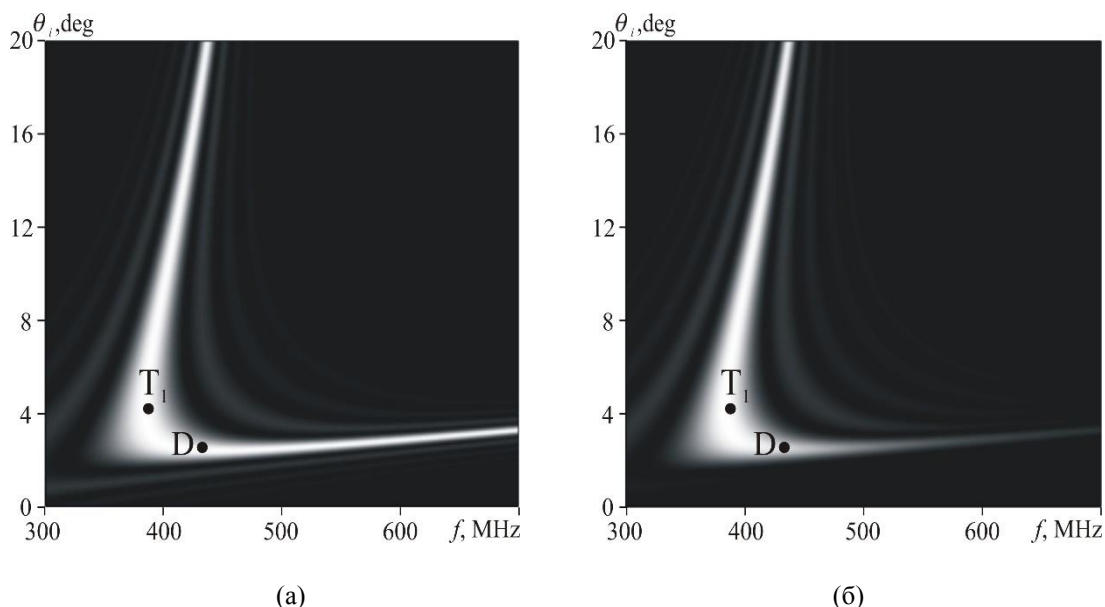


Рис. 3. Области АО взаимодействия без учета (а) и с учетом (б) анизотропии АО качества

Таким образом, анизотропная дифракция света в двуосном кристалле позволяет в одной АО ячейке одновременно получить сверхширокополосный и сверхширокоугольный диапазоны АО взаимодействия, что принципиально невозможно в одноосных кристаллах. При этом оптическая активность кристалла может приводить к существенному изменению характеристик АО взаимодействия для рассматриваемого варианта дифракции, что необходимо учитывать при конструировании АО устройств.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского Научного Фонда (РНФ), грант № 14-22-00042.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. В.И. Балакший, В.Н. Парыгин, Л.Е. Чирков "Физические основы акустооптики" М.: Радио и связь, 1985.
2. М.П. Шаскольская "Акустические кристаллы. Справочник" М.: Наука, 1982.
3. V.I. Balakshy, M.I. Kupreychik // Phys. Wave Phenom. 2016. V. 24. № 1. P. 58.
4. D.A. Pinnow, R.W. Dixon // Appl. Phys. Lett. 1968. V. 13. № 4. P. 156.
5. S.K. Kurtz, T.T. Perry, J.G. Bergman // Appl. Phys. Lett. 1968. V. 12. № 5. P. 186.
6. Н.Р. Иванов, О.А. Чихладзе // Кристаллография. 1976. Т. 21. № 1. С. 125.

## Распространение ультразвуковых пучков в акустооптических кристаллах

С.Н. Манцевич, В.И. Балакший

Московский Государственный Университет им. М.В. Ломоносова, физический факультет  
[smantsevich@yahoo.com](mailto:smantsevich@yahoo.com)

На сегодняшний день акустооптический эффект широко применяется для управления оптическим излучением. Разработано большое количество разнообразных АО устройств, создаваемых, как правило, на основе кристаллических материалов, обладающих большой анизотропией как акустических, так и акустооптических свойств. В таких приборах для формирования акустического пучка с требуемыми направлением распространения и типом акустической моды оказалось удобно использовать отражение ультразвуковой волны от одной из граней АО ячейки. Ориентация такой грани выбирается с учетом того, ультразвуковая волна какого типа падает на эту грань и каковы должны быть характеристики акустической волны после отражения (тип акустической моды, скорость и направление распространения). Отражение может происходить как со сменой типа акустической моды [1], так и с его сохранением [2].

Такой способ часто используется в коллинеарных и квазиколлинеарных акустооптических фильтрах и позволяет достичь высокого спектрального разрешения.

В работах, посвященных расчету структуры акустического поля в АО ячейках, и изучению влияния его неоднородности на характеристики АО взаимодействия обычно пренебрегают процессом отражения и полагают, что акустический пучок, участвующий в АО взаимодействии формируется непосредственно при помощи пьезоэлектрического преобразователя [3].

В данной работе на примере коллинеарного и квазиколлинеарного акустооптических фильтров, изготовленных из кристаллов молибдата кальция и парателлурита соответственно, исследуется влияние отражения на структуру ультразвукового поля и характеристики акустооптического взаимодействия. Предложена схема расчета структуры акустического пучка, позволяющая учесть изменения в его структуре, происходящие при отражении.

Кристалл молибдата кальция является акустически изотропным, поэтому рассмотрение отражения акустической волны в нем позволяет рассмотреть данный эффект и его влияние на структуру акустического поля и характеристики акустооптического взаимодействия в чистом виде. Кристалл парателлурита, напротив, обладает экстремальной акустической анизотропией и изучение эффекта отражения в нем позволяет рассмотреть каким образом действие акустической анизотропии проявляется при отражении акустических волн.

На рисунке 1а представлена типичная схема коллинеарной АО ячейки на основе молибдата кальция [1]. В данном случае акустический пучок, после возбуждения пьезопреобразователем, распространяется вдоль кристаллографической оси  $Z$ , затем отражается от входной оптической грани АО ячейки, со сменой типа моды с продольной на сдвиговую, и далее распространяется вдоль кристаллографической оси  $X$ .

На рисунке 1б представлена схема квазиколлинеарного АО фильтра на основе кристалла парателлурита, использующая отражение акустической волны. В такой геометрии можно добиться экстремально высокого для АО устройств спектрального разрешения, порядка  $10^5$ . В данном случае АО взаимодействие происходит в плоскости (110) кристалла парателлурита, а отражение акустической волны происходит без смены типа акустической моды.

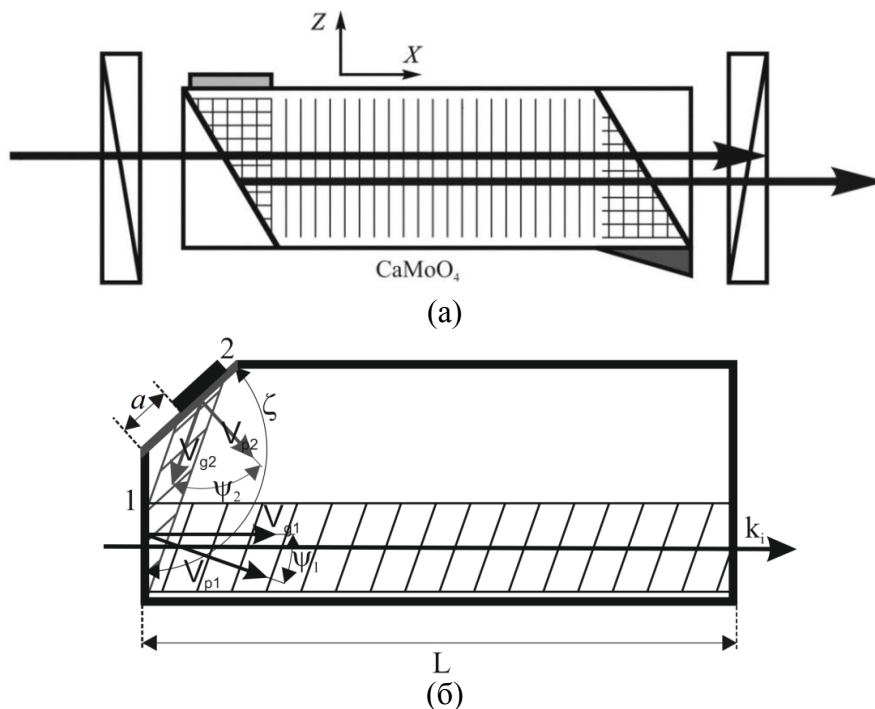


Рисунок 1. Схема коллинеарного (а) АО фильтра на основе кристалла молибдата кальция и квазиколлинеарного (б) фильтра на основе кристалла парателлурифта

В ячейке из молибдата кальция падающий и дифрагированный световые пучки распространяются в кристалле вдоль одного направления и разделяются посредством установки выходного поляризатора. В квазиколлинеарной АО ячейке световые пучки распространяются под небольшим углом друг относительно друга. При этом групповая скорость ультразвуковой волны и волновой вектор падающего светового пучка коллинеарны. Параметр  $a$  определяет на каком расстоянии от входной оптической грани АО ячейки (она же является отражающей гранью для акустической волны) находится пьезопреобразователь. Геометрия АО ячейки выбрана таким образом, чтоб вектор фазовой скорости акустической волны после отражения был направлен под углом  $\alpha_1=5^\circ$  к оси [110]. Данное направление в кристалле парателлурифта соответствует углу сноса акустической энергии  $40.6^\circ$ .

Расчет структуры акустического поля в АО ячейке производится следующим образом. Сначала, с использованием соотношений представленных в работах [3], рассчитывается структура акустического пучка, возбуждаемого пьезоэлектрическим преобразователем. Затем рассчитывается распределение амплитуды и фазы акустического поля на оптической грани АО ячейки. После чего, рассчитывается структура ультразвукового поля после отражения от грани.

Распределение амплитуды акустического поля после отражения представлено на рисунке 2а. Здесь цветом отложена амплитуда колебаний, при условии, что на поверхности преобразователя ее значение равно единице. По горизонтали и вертикали отложены расстояния в см. Размер области расчета, представленной на рисунке, составляет  $3 \times 3.75$  см. Выбор размера области обусловлен тем, что длина АО взаимодействия (длина акустического пучка вдоль оси) должна составлять 4см.

Структура акустического пучка после отражения от входной грани для квазиколлинеарного фильтра на основе кристалла парателлурифта представлена на рис. 2б,в. Рис. 2б иллюстрирует структуру ультразвукового поля в сечении акустического

пучка плоскостью, ортогональной  $(1\bar{1}0)$ . Структура акустического поля в плоскости  $(1\bar{1}0)$  представлена на рис. 2в.

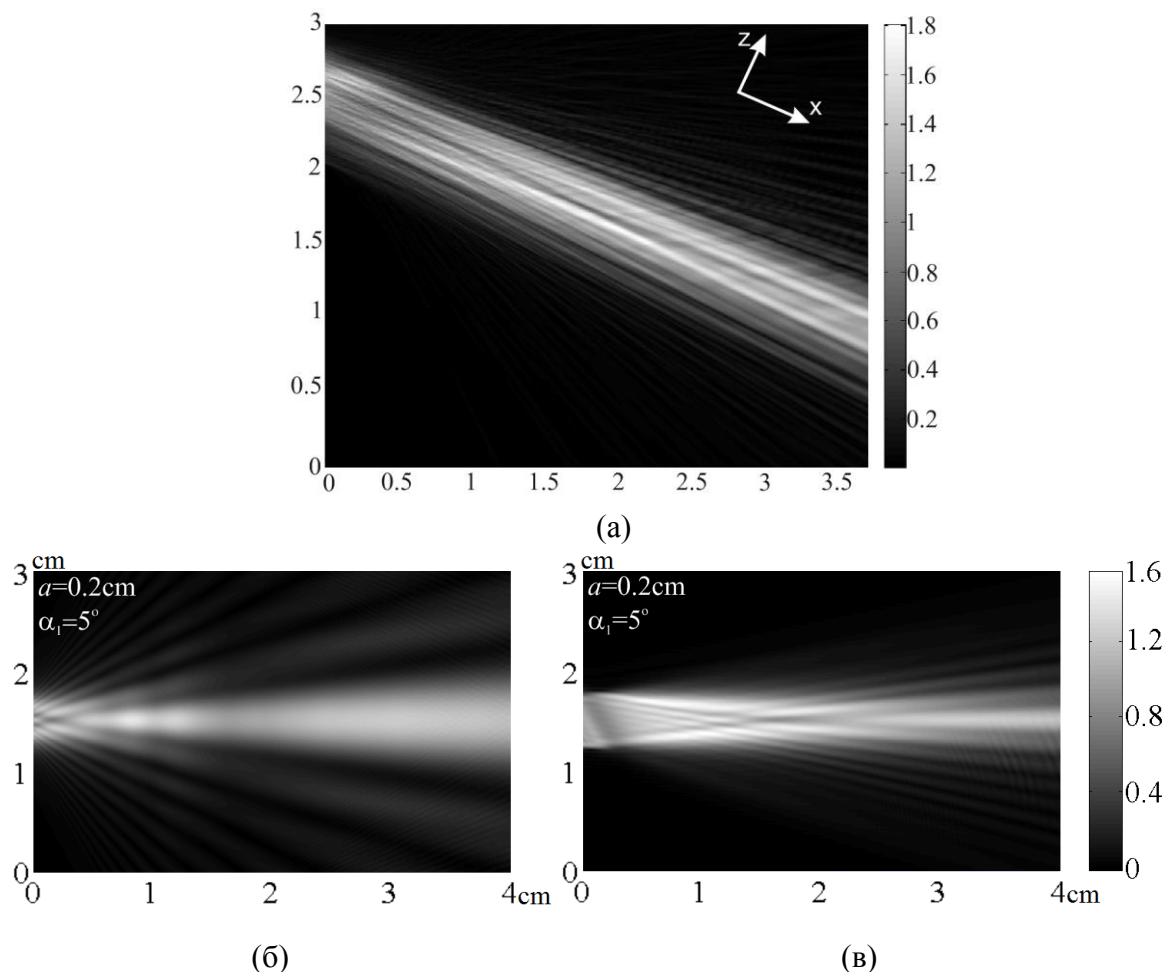


Рисунок 2. Структура акустического пучка после отражения от входной грани АО ячейки. а – кристалл молибдата кальция, б – кристалл парателлуриита, сечение ультразвукового пучка плоскостью, ортогональной  $(1\bar{1}0)$ , в - парателлуриита, сечение ультразвукового пучка плоскостью  $(1\bar{1}0)$

После отражения акустическое поле приобретает сложную структуру, где области с большой амплитудой ультразвуковых колебаний чередуются с областями с малой амплитудой, при этом поля в молибдате кальция и парателлуриите, при возбуждении акустической волны, падающей на отражающую грань, преобразователями одинакового размера, сильно различаются.

Работа поддержана грантом РФФ 14-22-00042.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. S.E. Harris, S.T.K. Nieh, and R.S. Fiegelson // Appl. Phys. Lett. 1970. V. 17. P. 223.
2. V.Ya. Molchanov, V.B. Voloshinov, O.Yu. Makarov // Quant. El., 2009, V. 39. P. 353.
3. S.N. Mantsevich, V.I. Balakshy, V.Ya. Molchanov, and K.B. Yushkov // Ultrason. 2015. V. 63. P. 39.

## Динамика коэффициента отражения тонких плёнок VO<sub>2</sub> при воздействии сверхбыстрых оптических и деформационных импульсов

Я.А. Могунов<sup>1</sup>, А.Е. Федянин<sup>1</sup>, А.М. Калашникова<sup>1</sup>, А.В. Щербаков<sup>1</sup>, А.В. Акимов<sup>2</sup>,  
S. Lysenko<sup>3</sup>

<sup>1</sup>Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, 194021 С-Петербург, Россия

<sup>2</sup>School of Physics and Astronomy, Nottingham University, Nottingham, UK

<sup>3</sup>Department of Physics, University of Puerto Rico, Mayaguez, Puerto Rico 00681, USA

[mogunov@mail.ioffe.ru](mailto:mogunov@mail.ioffe.ru)

Переход металл-диэлектрик (ПМД) характеризуется резким спадом электрической проводимости при уменьшении температуры вследствие упорядочения электронов, вызванного их корреляциями [1]. Среди таких сильно-коррелированных материалов выделяется диоксид ванадия VO<sub>2</sub> – хорошо изученное соединение, в котором ПМД происходит при 340 К и приводит к открытию запрещённой зоны шириной 0.65 эВ [2].

ПМД в диоксиде ванадия является переходом первого рода, и сопровождается структурным превращением из тетрагональной фазы рутила (R) в моноклинную (M1) фазу. Превращение характеризуется искажением линейных цепочек атомов ванадия, приводящим к появлению димеров V-V.

С момента обнаружения ПМД в VO<sub>2</sub> остаётся открытым вопрос о его механизме: является ПМД следствием кулоновских взаимодействий на одном узле (механизм Мотта-Хаббарда), или же запрещённая зона возникает вследствие появления димеров атомов ванадия (механизм Пайерлса) [2,3]. Иными словами, первичен ли «электронный переход» при неизменной симметрии решётки, или структурный переход, вызывающий перестройку электронных состояний. В последнее время всё чаще звучит версия, что за ПМД в VO<sub>2</sub> ответственны оба механизма одновременно [2,4], что указывает на большую роль связи между электронной и фононной подсистемами.

Новый виток большого интереса к VO<sub>2</sub> разгорелся после обнаружения методом накачки-зондирования сверхбыстрого ПМД [5]. Оказалось, что под действием фемтосекундного лазерного импульса переход VO<sub>2</sub> в металлическое состояние протекает на субпикосекундном временном масштабе, и, следовательно, за переход ответственно не термическое действие лазерного импульса, а прямая передача энергии к электронной подсистеме.

Оптически-индуцированный сверхбыстрый ПМД активно исследовался [2,6] с применением различных методов детектирования [2,5], однако в этих экспериментах возбуждение всегда создавалось в электронной подсистеме. Целью нашей работы стало осуществление нетермического воздействия на фононную подсистему путем инъекции пакета продольных гига- и терагерцовых когерентных акустических фононов пикосекундной длительности, который можно рассматривать как импульс деформации [7], а также изучение возможности индуцировать ПМД посредством такого воздействия.

Исследованные нами образцы представляли собой тонкие плёнки (145 нм и 18 нм) диоксида ванадия (010) M1 VO<sub>2</sub> (см. вставки на Рис. 1), эпитаксиально выращенные методом PLD на сапфировых подложках (0001) Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> [6].

Для осуществления сверхбыстрого оптического и акустического возбуждения мы использовали методику накачки-зондирования. Лазерная система на основе Yb:KGW лазера (центральная длина волны 1028 нм) генерировала импульсы длительностью 170 фс с частотой повторения 5 кГц. Они служили либо для непосредственного



возбуждения плёнки  $\text{VO}_2$ , либо для создания пикосекундных импульсов деформации. В экспериментах измерялось изменение интенсивности лазерного импульса зондирования, отражённого от образца. Такой метод позволяет детектировать ПМД, т.к. при переходе  $\text{VO}_2$  в металлическое состояние меняется в том числе и его коэффициент отражения [1-6]. Чувствительность измерительной схемы достигала  $10^{-4}$  %.

Все эксперименты проводились при комнатной температуре.

Результаты экспериментов с оптической накачкой представлены на Рис. 1. (а), где приведены зависимости изменения коэффициента отражения  $R$  плёнки  $\text{VO}_2$  толщиной 18 нм от временной задержки  $t$  между импульсами накачки и зондирования для различных плотностей энергии возбуждения ( $J$ ). В полученных кривых заметен резкий скачок, происходящий на субпикосекундном временном масштабе, и последующая продолжительная релаксация с постоянной времени - несколько наносекунд [6]. При высоких значениях  $J$  за первоначальным скачком следует этап более медленного роста (постоянная времени  $\sim 50$  пс). На вставке Рис. 1. (а) показана зависимость амплитуды первого, субпикосекундного, процесса от  $J$ . Данная зависимость имеет ярко выраженный пороговый характер, что свидетельствует о ПМД, индуцированном оптическими импульсами с плотностью энергии, превышающей пороговое значение  $J_{\text{пор}}$  [2,5,6]. Отметим, что определенное в наших экспериментах значение  $J_{\text{пор}} = 3.96$  мДж/см<sup>2</sup> находится, с учетом толщины образца, в согласии с литературными данными [2,5,6].

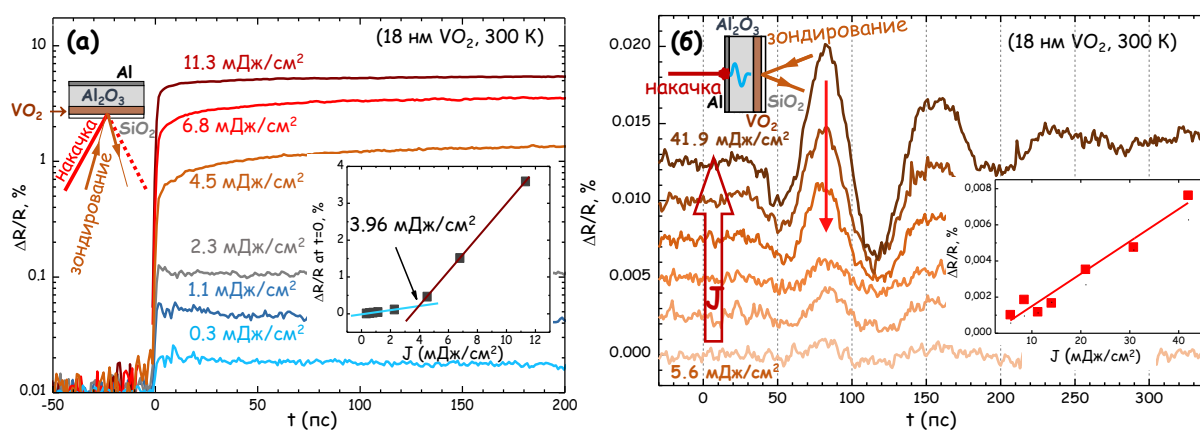


Рис. 1. Зависимость изменения коэффициента отражения от времени задержки между импульсами накачки и зондирования (а) – при оптическом возбуждении, (б) – при возбуждении импульсом деформации. Приведены геометрии соответствующих экспериментов. На вставках показаны зависимости амплитуд индуцированных сигналов от плотности энергии возбуждающего импульса (см. детальное описание в тексте).

Генерацию сверхбыстрого импульса деформации мы осуществляли при помощи метода, широко используемого в пикосекундной акустике [7]. С этой целью на подложку со стороны, противоположной от  $\text{VO}_2$  плёнки, был нанесен 100 нм слой алюминия, служащего опто-акустическим трансдьюсером: при воздействии фемтосекундного лазерного импульса на плёнку Al в ней генерируется пикосекундный импульс деформации, который инжектируется в подложку и распространяется в ней со скоростью звука, достигая плёнки  $\text{VO}_2$ . Плёнка  $\text{VO}_2$  была дополнительно покрыта слоем аморфного  $\text{SiO}_2$  толщиной 35 нм, обеспечивающим максимальную амплитуду динамической деформации внутри плёнки  $\text{VO}_2$ .

Изменения оптического отражения плёнки  $\text{VO}_2$  толщиной 18 нм в зависимости от времени задержки между импульсом деформации и детектирующим импульсом приведены на Рис. 1. (б) для разных плотностей энергии  $J$  лазерных импульсов,

служащих для генерации импульсов деформации. На временах задержки  $t \sim 200$  пс зависимости имеют осциллирующий вид с характерным временем порядка 50 пс. На вставке на Рис. 1. (б) показана зависимость амплитуды наиболее выраженного максимума сигнала от  $J$ . Эта зависимость сохраняет линейный вид вплоть до энергии возбуждения, разрушающей плёнку Al. Амплитуда деформации при самом высоком уровне возбуждения достигает 0.09 % согласно оценке, основанной на времени прибытия гиперзвукового края импульса [7]. Формы наблюдаемого изменения величины отражения, по всей видимости, обусловлены сдвигом интерфейсов в структуре при прохождении импульса деформации и эластооптическим эффектом в слоях.

Таким образом, на основе полученных результатов мы можем сделать вывод о том, что в пределах использованных амплитуд деформации индуцированного ПМД не наблюдается. Однако анализ полученных данных позволяет получить ряд важных акустических параметров плёнок VO<sub>2</sub>.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. M. Imada, A. Fujimori, and Y. Tokura // *Rev. Mod. Phys.* 1998. V. 70. No 4. P. 1039.
2. D. Wegkamp, J. Stähler // *Progr. Surf. Sci.* 2015. V. 90. P. 464.
3. R.M. Wentzcovitch, W.W. Schulz, P.B. Allen // *Phys. Rev. Lett.* 1994. V. 72. No. 21. P. 3389.
4. А.В. Ильинский, О.Е. Квашенкина, Е.Б. Шадрин // *ФТП* 2012. Т. 46. Вып. 9. С. 1194.
5. A. Cavalleri, M. Rini and R. W. Schoenlein // *J. Phys. Soc. Jpn.* 2006. V. 75. No. 1. P. 011004.
6. S. Lysenko et al. // *Appl. Surf. Sci.* 2006. V. 252. P. 5512.
7. P.J.S. van Capel, E. Péronne, J.I. Dijkhuis // *Ultrasonics* 2015. V. 56.

## Выделение мод из акустического сигнала в мелководном природном водоёме с ледовым покрытием

К.В. Дмитриев, А.С. Липавский, И.А. Панков, С.Н. Сергеев  
Физический факультет МГУ имени М. В. Ломоносова  
[burov@phys.msu.ru](mailto:burov@phys.msu.ru)

Акустические волны являются единственным видом излучения, которое способно проникать на большие расстояния вглубь морских акваторий. В последнее время возрос интерес к исследованию мелководных акваторий, а именно шельфовых зон. Это связано, в первую очередь с поиском полезных ископаемых. В отличие от глубокого водоёма, где образуется так называемый подводный звуковой канал [Ошибка! сточник ссылки не найден.], и звук, распространяющийся в нем, не затрагивает дна и поверхности, а, следовательно, слабо затухает, в мелком море на формирование звукового поля существенное влияние оказывают границы: дно и, если речь идёт о северных широтах, ледовая поверхность. Это приводит к идее выяснения параметров дна акустическими методами. Подобные исследования могли бы существенно сократить расходы на геологоразведку, которая на данный момент проводится преимущественно контактными методами.

В последнее время особенно значимыми стали подобные исследования в Арктике. Однако, их стоимость весьма высока, поскольку требует участия в эксперименте исследовательских судов, специальной аппаратуры, а проведение эксперимента в существенной мере зависит от погодных условий. Всё это наталкивает на мысль о необходимости проведении предварительных апробационных экспериментов в более простых условиях, не ограничивающихся при этом, лабораторными исследованиями. В настоящей работе приводится описание и некоторые результаты обработки данных натуральных экспериментов по распространению звука в предельно мелком (глубина водного слоя  $h_w \approx 1$  м) природном водоёме, расположенном в Московской области. Измерения проводились на протяжении зимнего периода, когда поверхность была покрыта слоем льда. Толщина льда составила  $h_l \approx 0.26$  м. Всего было проведено 5 таких экспериментов с марта 2016 года по март 2017 года.

Как было сказано ранее, распространение звука в мелких водоёмах обладает некоторыми особенностями. Первая связана с влиянием дна на формирование звукового поля. Второй особенностью является то, что в мелком водоёме описание волнового процесса чаще всего ведут с точки зрения распространяющихся мод. Действительно, число энергонесущих мод со средней длиной волны  $\lambda$  можно оценить как  $2h_w/\lambda$ , а число лучей – как  $2r/h_w$  [Ошибка! Источник ссылки не найден.]. Для условий описываемого в настоящей работе эксперимента число мод меньше, начиная с расстояний в несколько метров от источника излучения. Следует отметить, что интерес к проведению подобных исследований в мелких водоёмах проявляют и другие группы [Ошибка! Источник ссылки не найден., Ошибка! Источник ссылки не найден.].

Эксперименты проводились на подмосковном озере Сима. Оно представляет собой карьер, являющийся результатом выработки торфа, и поэтому имеет практически идеально правильную форму. Глубина на протяжении всего водоёма слабо изменяется по линейному закону в пределах от 1 до 1,5 метров. Стенки водоёма практически вертикальные, состоят из торфа. Опытным путём дно определено как двухслойное. Верхний слой – ил (от 2 до 15 см), нижний – твёрдая поверхность, предположительно глина. Плотность нижнего слоя была определена экспериментально путём взятия пробы и составила  $\rho = 2.2 \text{ г/см}^3$



Эксперименты заключались в излучении широкополосных сигналов и их приеме на разном удалении от источника и различных глубинах. В эксперименте излучался линейно частотно модулированный сигнал: 100-10000Гц, длительность которого составляла 20 секунд. Излучатель сигнала представляет собой герметичный динамик, подключённый к автономному генератору сигналов. Приём сигнала осуществляется на одиночный гидрофон, который перемещался по глубине. Запись осуществлялась на портативную систему сбора данных TASCAM. Всего было проведено 5 экспериментов:

- 8 марта 2016 года
- 29 декабря 2016 года
- 23 февраля 2017 года
- 11 марта 2017 года
- 12 марта 2017 года

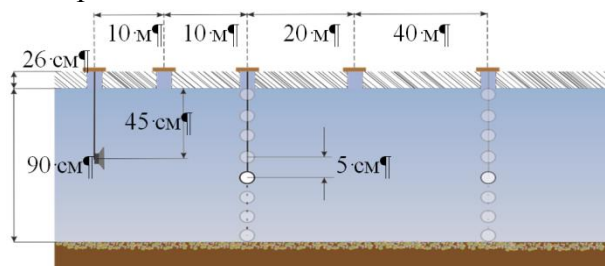


Рис. 1.

Последние 4 эксперимента имели одинаковую схему проведения (см. рис.1). Излучатель закреплялся на половине толщины водного слоя и ориентировался в заданном направлении. На линии этого направления на разных расстояниях от источника бурились лунки, и производилась запись сигнала на разных глубинах. Шаг по глубине составил 5 см. В результате были измерены и записаны акустические сигналы на 20 глубинах в четырех точках, а также в разное время зимнего сезона. Стоит обратить внимание на то, что в этих экспериментах запись велась на один гидрофон. Такой подход позволил отказаться от сложной процедуры калибровки. Результаты проведения эксперимента в марте 2016 года описаны в работе [9].

### Результаты измерений

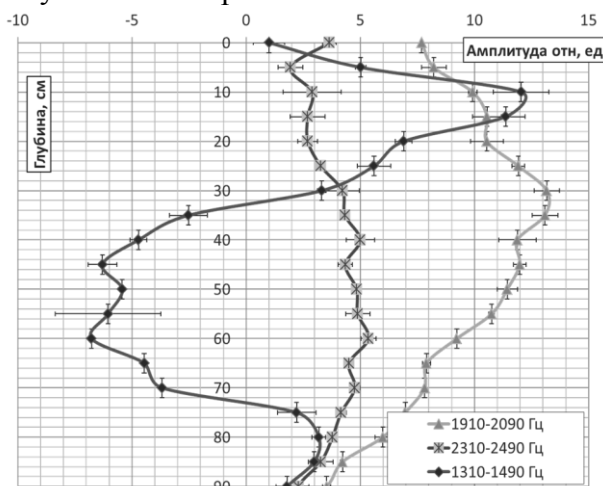


Рис. 2.

При рассмотрении спектра записанных данных было выявлено большое количество «наводок» на частотах кратных 50 Гц. Это, по-видимому, обусловлено наличием линии электропередач в непосредственной близости от места проведения

экспериментов. Поэтому при анализе сигнала проводилась фильтрация на таких частотах. После, для каждого измерения проводилась обработка в разных частотных полосах шириной 200 Гц. Можно показать, что принятый сигнал  $g(t)$  и излученный сигнал  $f(t')$  связаны между собой тем же интегральным соотношением, что взаимная корреляционная функция принятого и излученного сигналов  $K_{gf}(t)$  и автокорреляционная функция излученного сигнала  $K_{ff}(t')$ . Это позволяет перейти от обработки самих сигналов к обработке их корреляционных функций и, тем самым, значительно повысить соотношение сигнал/помеха. Поскольку используется ЛЧМ сигнал с очень узкой автокорреляционной функцией, взаимную корреляционную функцию принятого и записанного сигнала можно интерпретировать как импульсный отклик водоёма и при дальнейшей обработке рассматривать его.

По результатам обработки экспериментальных данных были построены профили амплитуды корреляционного пика по глубине. Далее будет рассмотрена их зависимость от частотной полосы, удалённости от источника сигнала. А также сравнение результатов экспериментов, проведённых в разное время зимнего сезона.

На рис. 2 приведены профили распределения амплитуд в разных частотных полосах шириной 200 Гц. Видно, что они имеют принципиально разную структуру. Это объясняется присутствием на более высоких частотах большего числа мод.

Анализ модового состава был проведён на частотах ниже 1,5 кГц. Для этого использовался метод наименьших квадратов. В приближении изоскоростного волновода мода аппроксимировалась синусом. Таким образом, профиль можно представить как сумму синусов  $F(z) = \sum_i A_i \cdot \sin(k_i x + b_i)$ . Здесь  $A_i$  - амплитуда  $i$ -ой

моды,  $k_i$  - вертикальное волновое число,  $b_i$  - фаза. На данных частотах удалось выделить две моды. Для всех частотных полос отношение волновых чисел получаемых синусов оставалось постоянным и равнялось 3, что соответствует первой и третьей моде. Вторая мода не была обнаружена, что, по-видимому, с расположением излучателя в середине водного слоя. Аналогичные результаты были получены и на большем удалении от источника. В этом случае волновые числа оставались неизменными, но амплитуда импульса была ниже.

Зная профиль амплитуды, появляется возможность сделать оценки импеданса дна. Предполагается, что акустическое поле в грунте представлено единственной плоской волной, распространяющейся от поверхности дна вглубь. Тогда можно воспользоваться следующими простыми соотношениями:

$$Z = \frac{p}{v} \quad (1), \quad \text{Здесь } Z - \text{ акустический импеданс, } p - \text{ акустическое давление,}$$

$$v - \text{ нормальная компонента колебательной скорости. } \begin{cases} v = \nabla \varphi, \text{ тогда } \varphi = \frac{\partial \varphi}{\partial x} \\ p = i\omega\rho \Rightarrow \varphi = \frac{p}{i\omega\rho} \end{cases} \quad (2),$$

$v$  - нормальная компонента колебательной скорости,  $\varphi$  - акустический потенциал,  $\omega$  - циклическая частота,  $p$  - акустическое давление,  $\rho$  - плотность воды,  $x$  - вертикальная координата.

$$\text{Тогда } Z = i\omega\rho \left/ \frac{1}{p} \frac{\partial p}{\partial x} \right. = i\omega\rho \left/ \frac{\partial \ln p}{\partial x} \right. \quad (3). \quad \text{В нашем случае } \frac{\partial \ln p}{\partial x} = \text{ctg } \alpha \quad (\text{где } \alpha -$$

угол наклона графика при логарифмической оси абсцисс). Таким образом, по углу подхода профиля поля к нижней границе можно оценить импеданс дна. Было оценено среднее значение величины импеданса в разных экспериментах и разных частотных

полосах  $Z = (2500 \pm 900) \cdot 10^3 \text{ кг/м}^2\text{с}$ . Оценки для импеданса дна по значениям  $\rho c$  такие:  $Z = (2000 - 4000) \cdot 10^3 \text{ кг/м}^2\text{с}$

Видно, что полученные экспериментальные данные хорошо согласуются с теоретическими оценками. Также, принимая значение плотности грунта равным  $2 \text{ г/см}^3$ , можно сделать оценку скорости звука в дне, которая составила  $(1250 \pm 450) \text{ м/с}$ , что меньше скорости звука в воде. Этот эффект рассмотрен в работах [1][8], и связан с содержанием в грунте незначительного количества газовых пузырьков.

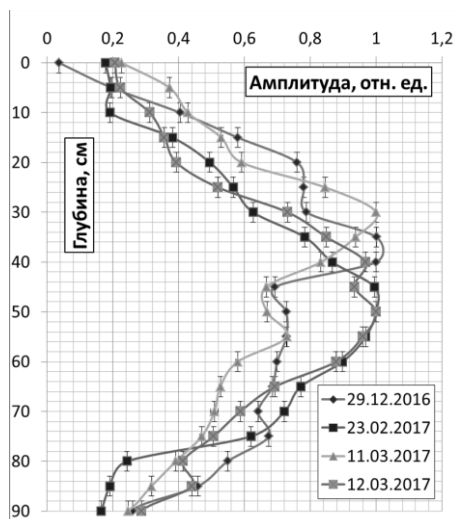


Рис. 3.

Как уже говорилось, эксперименты проводились в разное время зимнего сезона. На рис. 3 представлены профили амплитуды сигнала в таких измерениях. Видно, что они согласуются, что позволяет говорить о повторяемости результатов. Исключением является эксперимент 29 декабря 2016 года. Видно, что в этом эксперименте амплитуда импульсного отклика водоёма на границе со льдом падает практически до нуля. Это объясняется наличием подо льдом большого воздушного пузыря. Его наличие было установлено экспериментально.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Ф.В. Рожин, О.С. Тонаканов «Общая гидроакустика» М.: Изд-во МГУ, 1988.
2. В.А. Григорьев, А.А. Луньков, В.Г. Петников // Акустический журнал. 2015. Т. 61. N. 1. С. 90.
3. В.А. Григорьев, А.А. Луньков, В.Г. Петников // Ученые записки физического факультета. 2014. N. 6. С 146335-1
4. К.В. Дмитриев, А.А. Дорофеева, И.А. Панков, С.Н. Сергеев // Известия РАН. Серия физическая. 2015. Т. 79. № 12. С. 1704.
5. А.А. Луньков, В.Г. Петников // Акустический журнал, 2015, том 61, №6, с. 745-753
6. К.В. Дмитриев, А.С. Липавский, И.А. Панков, С.Н. Сергеев, Е.В. Фадеев «Экспериментальное выявление особенностей распространения звука в мелком водоеме при наличии ледовой поверхности» // Известия Российской академии наук. Серия физическая, том 81, № 1, с. 81-84.

## Акустооптическое взаимодействие в кристалле йодида индия

Д.Л. Пороховниченко<sup>1</sup>, Е.А. Дьяконов<sup>1</sup>, В.Б. Волошинов<sup>1</sup>, С.В. Кузнецов<sup>2</sup>,  
П.П. Федоров<sup>2</sup>, М.С. Кузнецов<sup>3</sup>, И.С. Лисицкий<sup>3</sup>

<sup>1</sup>Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, г. Москва

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

<sup>3</sup>АО «Гиредмет», г. Москва

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

Акустооптическое взаимодействие представляет собой дифракцию света или иного электромагнитного излучения на ультразвуке. В настоящее время разработаны и применяются акустооптические устройства, работающие в различных спектральных областях от ультрафиолетового до среднего инфракрасного излучения на длинах волн не более 13-15 мкм [1]. Расширение области возможного применения акустооптики, в частности, в сторону дальнего инфракрасного диапазона представляет значительный научный и практический интерес. Переход от среднего инфракрасного излучения к дальнему сопряжен с двумя основными проблемами. Во-первых, лишь небольшое число материалов прозрачны для излучения на длинах волн 20 мкм и более. Во-вторых, эффективность дифракции падает обратно пропорционально квадрату длины волны излучения, что приводит к необходимости применять материалы с высоким акустооптическим качеством. Из известных в настоящее время акустооптических материалов обоим требованиям удовлетворяют галогениды тяжелых металлов, в особенности ртути и таллия. Однако эти материалы не вполне удобны для практических применений, поскольку обладают недостаточной химической устойчивостью и весьма токсичны. Поэтому поиск новых материалов для акустооптики дальнего инфракрасного излучения остается важной задачей.

Настоящая работа посвящена исследованию менее токсичных монокристаллов йодида индия (InI) как акустооптического материала. Технология выращивания монокристаллов йодида индия достаточно большого размера была освоена лишь сравнительно недавно, и многие из его физических свойств еще остаются неизвестными [2-4]. Однако, в соответствии с эмпирическими закономерностями, установленными в работе [5], от вещества с таким химическим составом следует ожидать высоких значений коэффициента акустооптического качества. Данное обстоятельство и вызвало интерес к исследованию акустооптических свойств монокристалла йодида индия.

Монокристалл йодида индия обладает ромбической симметрией [6], следовательно, является оптически двуосным. Это позволяет реализовать в нем разнообразные геометрии акустооптического взаимодействия, недоступные в галогенидах ртути и таллия, которые являются оптически одноосными и оптически изотропными кристаллами, соответственно. К сожалению, значения показателей преломления кристалла в настоящее время неизвестны. Кристалл прозрачен для электромагнитного излучения в диапазоне от 0,62 до 50 мкм, что перекрывает красную область видимого спектра, а также ближний, средний и частично дальний инфракрасный диапазон. Область прозрачности йодида индия для инфракрасного излучения шире, чем для большинства известных акустооптических материалов, и сравнима лишь с кристаллом КРС-5 (TlBr-TlI). Плотность кристаллического йодида индия составляет величину  $\rho = 5,32 \times 10^3$  кг/м<sup>3</sup>, а постоянные решетки равны  $a = 4,75$  Å,  $b = 12,76$  Å,  $c = 4,91$  Å [6]. В настоящей работе для описания анизотропных свойств кристалла используется система координат, оси которой  $x$ ,  $y$  и  $z$  направлены вдоль кристаллографических осей  $a$ ,  $b$  и  $c$ , соответственно.

Для исследования в настоящей работе был изготовлен образец монокристалла йодида индия. Кристалл был выращен методом Бриджмена-Стокбаргера в стеклянной ампуле [3], была проведена его ориентация по кристаллографическим осям. Из монокристаллической части були был вырезан образец кубической формы со стороной, равной 11 мм. Грани куба были выведены перпендикулярно кристаллографическим осям, а поверхности образца отполированы по оптическим стандартам. Общий вид изготовленного образца показан на рис. 1.

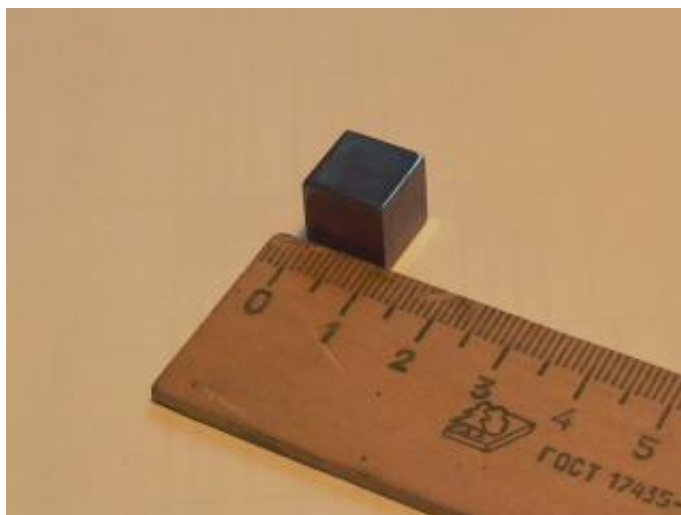


Рис. 1. Общий вид образца монокристаллического йодида индия.

Существенное влияние на процесс акустооптического взаимодействия оказывает скорость ультразвуковой волны в среде взаимодействия. В кристаллах эта величина весьма сложным образом зависит от направления распространения ультразвука [7]. В рамках настоящего исследования были измерены лишь скорости распространения продольных ультразвуковых волн вдоль главных кристаллографических осей, поскольку именно эти волны использовались далее для измерения акустооптических параметров кристалла. Измерения проводились методом эхоимпульсов. Исходя из известной плотности кристалла, были также найдены отдельные компоненты тензора упругой жесткости. Результаты исследования акустических свойств кристалла представлены в таблице 1.

Табл. 1. Измеренные акустические свойства кристалла йодида индия.

Параметры ультразвуковой волны			Компонента тензора упругой жесткости
Направление	Поляризация	Скорость, м/с	
x	x	$(2,23 \pm 0,05) \times 10^3$	$c_{11} = (2,65 \pm 0,15) \times 10^{10} \text{ Н/м}^2$
y	y	$(1,96 \pm 0,05) \times 10^3$	$c_{22} = (2,04 \pm 0,15) \times 10^{10} \text{ Н/м}^2$
z	z	$(2,18 \pm 0,05) \times 10^3$	$c_{33} = (2,53 \pm 0,15) \times 10^{10} \text{ Н/м}^2$

Основным параметром среды, определяющим эффективность акустооптического взаимодействия, является коэффициент акустооптического качества. Эта величина определяется известным соотношением  $M_2 = p_{\text{эфф}}^2 n^6 / \rho V^3$ , где  $n$  – показатель преломления,  $\rho$  – плотность среды взаимодействия,  $V$  – скорость ультразвуковой волны. Величина  $p_{\text{эфф}}$  называется эффективной фотоупругой постоянной. Она определяется компонентами тензора фотоупругости среды, а также направлением и

поляризацией ультразвуковой волны [8]. В общем случае она представляет собой линейную комбинацию компонент тензора фотоупругости. В случае, если взаимодействующие волны направлены и поляризованы вдоль координатных осей, эффективная фотоупругая постоянная равна одной из компонент тензора фотоупругости. Величины  $n$  и  $V$ , входящие в выражение для коэффициента акустооптического качества, также зависят от направления и поляризации электромагнитной и акустической волн, соответственно, поэтому любой кристалл обладает существенной анизотропией коэффициента акустооптического качества.

Измерение акустооптического качества йодида индия в настоящей работе проводилось известным методом Диксона, который сводится к наблюдению дифракции электромагнитной волны на ультразвуке в двух средах с известной и неизвестной величиной  $M_2$ . Сравнивая эффективность дифракции на ультразвуковых импульсах в обеих средах, можно определить отношение коэффициентов качества исследуемой и эталонной, так называемой буферной, сред [9]. В качестве буфера в данном случае было использовано оптическое стекло «тяжелый флинт» марки ТФ-3, оптические, акустические и фотоупругие постоянные для которого известны из справочных данных. Это позволило определить абсолютные значения коэффициентов акустооптического качества в йодиде индия, которые и приводятся далее.

Результаты измерений коэффициентов акустооптического качества представлены в таблице 2. В связи с тем, что использовались продольные ультразвуковые волны, во всех случаях наблюдалась изотропная дифракция, то есть плоскость поляризации излучения в падающем и отклоненном пучках совпадала. Измерение проводилось с использованием лазерного излучения на длине волны  $\lambda = 1,15$  мкм. Коэффициенты акустооптического качества на других длинах волн могут незначительно отличаться от полученных величин в связи с дисперсией показателей преломления. В таблице также приведены индексы компоненты тензора фотоупругости кристалла, которая определяют эффективную фотоупругую постоянную для каждой из указанных геометрий взаимодействия. Определить численные значения компонент тензора фотоупругости не представилось возможным, поскольку неизвестны величины показателей преломления кристалла.

Табл. 2. Коэффициенты акустооптического качества кристалла йодида индия.

Ультразвуковая волна		Электромагнитное излучение		$M_2 \times 10^{15}$ , $\text{с}^3/\text{кг}$	$P_{\text{эфф}}$
Направление	Поляризация	Направление	Поляризация		
$x$	$x$	$z$	$x$	$1100 \pm 200$	$p_{11}$
$x$	$x$	$z$	$y$	$90 \pm 20$	$p_{21}$
$y$	$y$	$z$	$x$	$120 \pm 25$	$p_{12}$
$y$	$y$	$z$	$y$	$260 \pm 50$	$p_{22}$

Следует отметить, что результаты приемлемой точности удалось получить лишь при распространении электромагнитной волны вдоль оси  $z$ , в связи с наличием в образце макроскопических неоднородностей. Вместе с тем, такие параметры кристалла, как постоянные кристаллической решетки, коэффициенты термического расширения [4] и скорости ультразвука (см. табл. 1) по осям  $x$  и  $z$  близки между собой. Это позволяет предположить, что и прочие физические свойства кристалла вдоль осей  $x$  и  $z$  достаточно слабо отличаются друг от друга. Таким образом, наиболее сильная анизотропия свойств кристалла выражается именно в отличии свойств вдоль оси  $y$  по отношению к другим осям. Поскольку коэффициенты акустооптического качества

были измерены для волн, поляризованных как вдоль оси  $y$ , так и перпендикулярной ей оси  $x$ , полученные данные достаточно полно отражают анизотропию акустооптических свойств кристалла.

Максимальное из измеренных значений коэффициента акустооптического качества достигает  $M_2 = 1100 \times 10^{-15} \text{ с}^3/\text{кг}$ . Эта величина сравнима с коэффициентами качества таких кристаллов, как парателлурит и КРС-5, которые считаются одними из наиболее эффективных акустооптических материалов [1]. Важно отметить, что максимальные значения коэффициента качества в указанных кристаллах, равные  $M_2 = 1200 \times 10^{-15} \text{ с}^3/\text{кг}$ , наблюдаются при дифракции на сдвиговой, то есть поперечной, ультразвуковой волне. Возбуждение сдвиговой волны является значительно более сложной технической задачей, чем обычной продольной ультразвуковой волны. Кроме того, сдвиговая ультразвуковая волна обладает достаточно сильным затуханием, что ограничивает диапазон рабочих частот акустооптического устройства. Таким образом, подтверждается первоначально сделанный вывод о возможности перспективного применения кристалла йодида индия в акустооптике. В настоящее время авторами проводятся дополнительные исследования с целью уточнения полученных значений коэффициентов акустооптического качества, а также определения полного набора этих величин, соответствующих всем возможным направлениям и поляризациям взаимодействующих волн.

Авторы выражают благодарность В.В. Воронову и А.Г. Климанову за проведение работ по ориентированию монокристалла.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. I.C. Chang "Acousto-optic devices and applications". In: "Handbook of optics". V. 2. Ed. by M. Bass. New York: McGraw Hill, 1995.
2. П.П. Федоров, А.И. Попов, Р. Симоно // Успехи химии. 2017. Т. 86. № 3. С. 240.
3. П.П. Федоров и др. // Доклады РАН. 2016. Т. 468. № 5. С. 512.
4. А.А. Сидоров и др. // Доклады РАН. 2016. Т. 469. № 5. С. 547.
5. D.A. Pinnow // IEEE J. Quantum Electronics. 1970. V. QE-6. No 4. P. 223.
6. R.E. Jones, D.H. Templeton // Acta Crystallographica. 1955. V. 8. No. 12. P. 847.
7. В.А. Auld "Acoustic fields and waves in solids". V. 1. New York: Wiley, 1990.
8. Дж. Най "Оптические свойства кристаллов" М.: Мир, 1967.
9. R.W. Dixon, M.G. Cohen // Appl. Phys. Letters. 1966. V. 8. No. 8. P. 205.

## Лазерная оптоакустика микро- и наноструктур

О.Г. Романов

Белорусский государственный университет

[romanov@bsu.by](mailto:romanov@bsu.by)

Оптоакустический эффект, открытый А. Беллом еще в 1880 году, с развитием лазерных источников излучения приобрел большое практическое значение в исследованиях структуры материалов (оптоакустическая спектроскопия, дефектоскопия), биомедицинских приложениях (оптоакустическая томография, лазерная хирургия), а также во многих других задачах взаимодействия импульсного лазерного излучения с поглощающими средами.

Особый интерес вызывают исследования процессов возбуждения акустических импульсов в поглощающих микро- и наноструктурах. Частота звуковых колебаний, генерируемых в таких структурах при поглощении энергии коротких (нано- и пикосекундных) и сверхкоротких (фемтосекундных) лазерных импульсов, лежит в диапазоне от гига- до терагерц. Среди потенциальных применений «теразвука» рассматриваются исследования структуры нанообъектов, разработка сверхвысокочастотных устройств акустооптической модуляции, разработка устройств наноакустики (фононных кристаллов, акустических нанорезонаторов), лазерная оптоакустическая микрохирургия и т.д.

В лекции рассматриваются теоретические подходы к моделированию лазерно-индуцированных термомеханических явлений в поглощающих микро- и наноструктурах. Данные процессы могут быть эффективно описаны в рамках уравнений движения сплошных сред в форме Лагранжа. Для многих практически важных случаев информативным является решение одномерных задач (плоской, цилиндрической или сферической) [1]. На основании данного подхода исследуются процессы возбуждения акустических сигналов в металлических наноструктурах (нанослоях, нанопроводах, сферических наночастицах) [2, 3]. В общем случае произвольной геометрии поглощающей мишени развита методика решения задачи о возбуждении пространственно-неоднородного акустического импульса на основе численного моделирования трехмерных уравнений движения сплошных сред, позволяющая рассчитать поля температуры, давления, плотности и скорости движения неоднородных микро- и наноструктур. Обсуждаются также возможные области применения лазерного оптоакустического эффекта в микрохирургии [4-7].

### ЛИТЕРАТУРА

1. О.Г. Романов, Г.И. Желтов, Г.С. Романов // ИФЖ. 2011. Т.84. №4. С.715.
2. О.Г. Романов, Г.И. Желтов, Г.С. Романов // Известия РАН. Серия физическая. 2011. Т.75. №12. С.1691.
3. О.Г. Романов, Г.С. Романов // Известия РАН. Серия физическая. 2014. Т. 78. № 12. С.1588.
4. О.Г. Романов, Г.С. Романов, Г.И. Желтов // Известия РАН. Серия физическая. 2010. Т.74. № 12. С.1744.
5. O.I. Baum et al. // Laser Physics. 2013. V.23. P.085602.
6. O.G. Romanov, G.S. Romanov, G.I. Zheltov // Proceedings of SPIE. 2013. V.8803. P.88030P.
7. О.И. Баум и др. // Альманах клинической медицины. 2016. Т.44, №2. С.130.



## Об оценке пространственных масштабов распределения донных дискретных случайных неоднородностей методами дистанционной акустической диагностики

И.Ю. Грязнова<sup>1</sup>, Е.Н. Иващенко<sup>2</sup>, Р.В. Сомов<sup>3</sup>

Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского

<sup>1</sup>[gryaznova@rf.unn.ru](mailto:gryaznova@rf.unn.ru), <sup>2</sup>[en.ivashchenko@gmail.com](mailto:en.ivashchenko@gmail.com), <sup>3</sup>[somovroman@mail.ru](mailto:somovroman@mail.ru)

Задача о рассеянии акустических сигналов на дискретных донных неоднородностях связана с изучением и освоением природных богатств Мирового океана. В частности, запасы таких важных источников минерального сырья, как железомарганцевых конкреций (ЖМК) оцениваются в десятки триллионов тонн [1].

Конкреции представляют собой дискретные округлые твёрдые рудные образования, расположенные на донной поверхности. По данным из экспедиций, приведенных в работах [2-4], они залегают на слоях осадочных пород, плохо отражающих звуковые волны. Плотность конкреций и скорость звука в них заметно превышают эти параметры подстилающей подложки, что позволяет использовать обратное рассеяние акустических сигналов в качестве важного инструмента для обнаружения и оценки железомарганцевых конкреции.

В качестве способов решения этой задачи предлагалось использовать анализ усреднённых энергетических и корреляционных характеристик рассеянного конкрециями звукового поля, которые могут определяться с помощью многочастотного эхолота, гидролокаторов бокового обзора, многоэлементной антенны и других гидроакустических приборов [5-7]. Авторами отмечается «пятнистое» расположение скоплений дискретных неоднородностей на донной поверхности в конкреционных участках океана. Для детального рассмотрения процессов рассеяния акустических волн на жестких донных вкраплениях были проведены серии экспериментов по физическому моделированию обратного рассеяния на дискретных случайных неоднородностях в строго контролируемых лабораторных условиях [8,9]. Доказано, что средняя интенсивность обратного рассеянного акустического сигнала определяется не только концентрацией неоднородностей, но и статистикой распределения рассеивателей. При наличии группировки рассеивателей на плоскости дна возникает эффект усиления обратного рассеяния, что может привести к ошибкам при решении обратной задачи – определению средней концентрации неоднородностей по результатам акустического зондирования дна. Рассмотрению коллективных эффектов при рассеянии на дискретных неоднородностях типа конкреций посвящены работы [9-12].

Для того чтобы учесть возможную статистическую зависимость взаимного расположения рассеивателей, в бинарную функцию распределения неоднородностей по плоскости дна введем функцию  $\mu(\vec{r}_l, \vec{r}_m)$ :

$$W(\vec{r}_l, \vec{r}_m) = W(\vec{r}_l)W(\vec{r}_m)(1 + \mu(\vec{r}_l, \vec{r}_m)), \quad (1)$$

где  $W(\vec{r}_l)$  и  $W(\vec{r}_m)$  - одноточечные функции распределения.

Считая поле неоднородностей статистически однородным и изотропным, для описания взаимного расположения рассеивателей на плоскости дна будем использовать следующие модели:

а) одномасштабную модель, описывающую группировку неоднородностей в скоплениях размером  $\rho_0$  при расстояниях  $\rho_0$  между «пятнами»:

$$\mu(\rho) = \mu_0 e^{-\frac{\rho^2}{\rho_0^2}} \left( 1 - \frac{\rho^2}{\rho_0^2} \right), \quad (2)$$

где  $\rho = |\vec{r}_l - \vec{r}_m|$  - расстояние между частицами,  $\mu_0$  - степень корреляции рассеивателей.

б) двухмасштабную модель, учитывающую не только размеры скоплений  $\rho_0$ , но и средний радиус  $a_0$  самих рассеивателей:

$$\mu(\rho) = \mu_0 \left( e^{-\frac{\rho^2}{a_0^2}} \cos\left(\frac{\rho^2}{a_0^2}\right) + e^{-\frac{\rho^2}{\rho_0^2}} \cos\left(\frac{\rho^2}{\rho_0^2}\right) \right). \quad (3)$$

Расчет средней интенсивности обратного рассеяния показал зависимость коллективного слагаемого от отношения апертуры излучателя-приемника звуковых сигналов  $D$  к радиусу корреляции взаимного расположения неоднородностей на плоскости дна  $D/\rho_0$  и от размера самих рассеивающих частиц при аппроксимации их сферами одинакового радиуса (рис.1). При этом использование модели (3) (она изображена желтым цветом на последнем графике) не дает существенных различий со случаем использования при расчетах модели (2) (она изображена синим цветом).

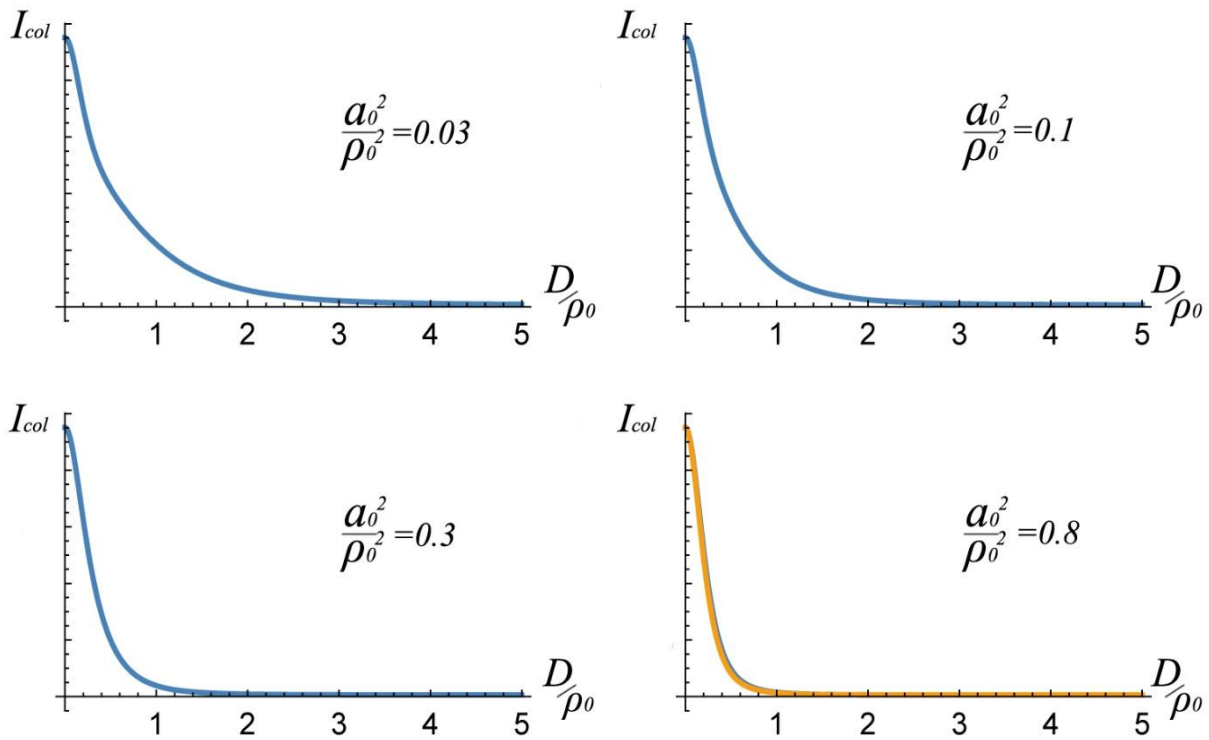


Рис. 1. Зависимость коллективной компоненты средней интенсивности от безразмерного параметра  $D/\rho_0$  при разных соотношениях между радиусом рассеивающих частиц и радиусом корреляции неоднородностей на дне.

Заметим, что безразмерный параметр  $D/\rho_0$  можно рассматривать как отношение диаграмм направленности зондирующего и переизлученного от области с характерным размером  $\rho_0$  сигналов. Чем больше размер эффективной области переизлучения  $\rho_0$ , тем уже диаграмма направленности обратного рассеяния и тем большая интенсивность рассеянного сигнала должна регистрироваться приемным устройством.

Вычисления поперечной функции пространственной корреляции рассеянного акустического поля при равномерном движении приемно-излучающей системы над плоскость дна, на котором случайным образом расположены дискретные неоднородности разных размеров, показывают, что время корреляции определяется отношением апертуры преобразователя к скорости его движения и незначительно зависит от выбранной аппроксимации распределения неоднородностей по размерам (рис.2).

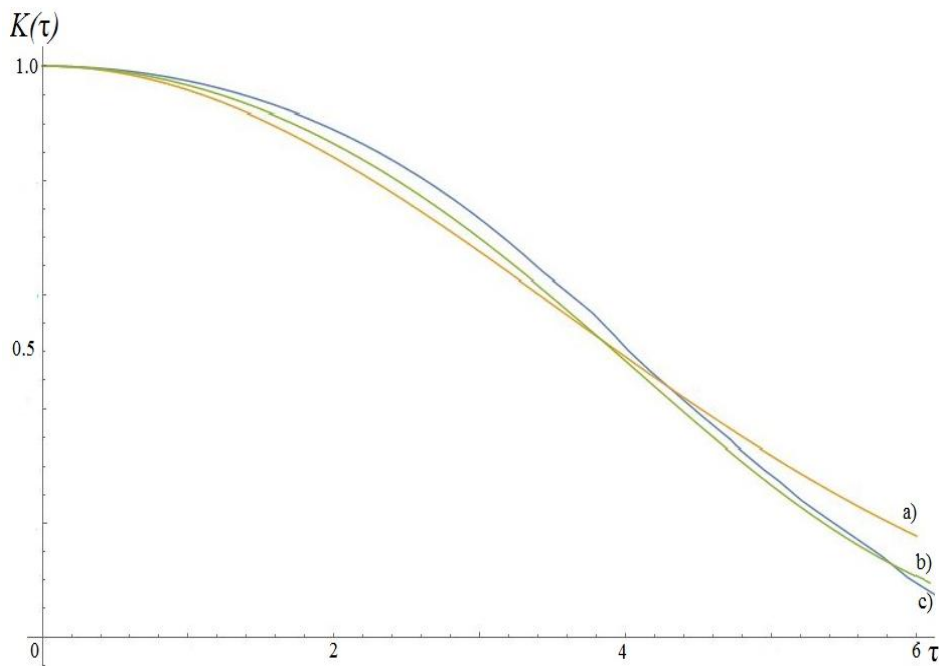


Рис.2. Корреляционная функция обратного рассеяния при (а) – распределении Рэлея, (б) - распределении Гаусса, (с) - одинаковых размерах рассеивателей.

Работа выполнена в рамках базовой части госзадания №3.5672.2017/ БЧ.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. C.L. Morgan // “Handbook of marine mineral deposits”. 2000. P. 145-170.
2. Y. Ma, A.H. Magnuson, K. Smith, K. Sundkvist // Proceedings of the Offshore technology conference. 1981. P. 147-162.
3. Ch. De Moustier // Geophysics. 1985. V50. No 2-3. P. 265-296.
4. А.В. Бунчук // Акустический журнал. 1995. Т. 41. № 2. С.194-201.
5. А.В. Бунчук, А.Н. Ивакин // Акустический журнал. 1989. Т. 35. № 1. С.8-18.
6. Ю.Ю. Житковский // Акустический журнал. 1995. Т. 41. № 5. С. 779-783.
7. А.Н. Ивакин // Акустический журнал. 2012. Т. 58. № 2. С. 222-226.
8. Н.В. Горская // Акустический журнал. 1990. Т. 36. № 3. С.410-415.
9. Н.В. Горская // Акустический журнал. 1990. Т. 36. № 4. С. 637-643.
10. А.В. Бунчук // Акустический журнал. 1991. Т. 37. № 3. С. 575-577.
11. И.Ю. Грязнова, С.Н. Гурбатов // Акустический журнал. 1995. Т. 41. № 1. С.83-89.
12. И.Ю. Грязнова, С.Н. Гурбатов, Е.Н. Иващенко //Акуст. журн. 2016. Т.62. №2 С. 203-207.

## Исследование акустоупругого эффекта в графите

А.И. Кокшайский<sup>1</sup>, Н.В. Ширгина<sup>1</sup>, А.И. Коробов<sup>1</sup>, В.М. Прохоров<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, физический факультет, кафедра акустики

<sup>2</sup>Технологический институт сверхтвёрдых и новых углеродных материалов, Москва, Троицк, Россия  
[natalia.shirgina@physics.msu.ru](mailto:natalia.shirgina@physics.msu.ru)

Несмотря на широкое применение графита в различных промышленных изделиях, при создании новых углеродных материалов его упругие свойства изучены недостаточно полно. Для количественной оценки упругих свойств твердых тел используются коэффициенты упругости второго порядка  $C_{ijkl}$  (КУВП) и коэффициенты упругости третьего порядка  $C_{ijkq}$  (КУТП). КУВП характеризуют линейную зависимость механического напряжения от величины деформации твердого тела в законе Гука. Отклонения от линейной зависимости закона Гука определяется КУТП. КУТП количественно описывают ангармонические свойства кристаллической решетки: тепловое расширение, взаимодействие фононов, высокочастотное поглощение ультразвука. КУТП также используются для анализа взаимодействия акустических волн конечной амплитуды в твердых телах [1,2]. Для исследования нелинейных упругих свойств разработан ряд экспериментальных методов, среди которых широко используются метод Терстона-Браггера [3] и спектральный метод [1]. Метод Терстона-Браггера основан на акустоупругом эффекте, заключающемся в зависимости скорости упругих волн в твердом теле от величины приложенного к нему внешнего статического давления  $P$ . В данной работе исследовались образцы графита двух типов: образец №1-R8500 плотностью  $1753 \text{ кг/м}^3$  размером  $3.98 \times 2.98 \times 5.98 \text{ мм}$ , произведенный SGLCARBONGROUP, Германия; образец №2 плотностью  $1986 \text{ кг/м}^3$ , размером  $5.88 \times 3.92 \times 2.33 \text{ мм}$ , изготовленный Вяземским заводом графитовых изделий.

Для проведения экспериментальных измерений применялся ультразвуковой автоматизированный измерительный комплекс, в составе импульсного приемопередатчика RITEC RAM-5000, компьютера и системы создания контролируемого давления. Блок-схема установки приведена на рис. 1. Исследования проводились импульсным методом. Измерение скорости продольных ОАВ проводилось на частоте 10 МГц, а сдвиговых ОАВ на частоте 5 МГц.

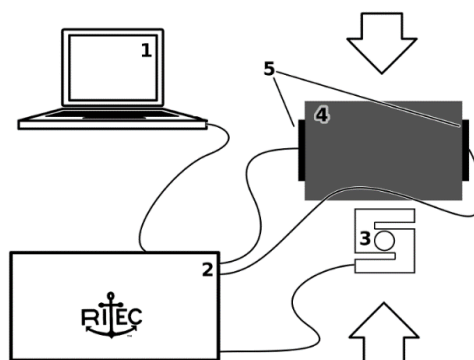


Рис. 1. Блок-схема установки (1 - компьютер, 2 - ультразвуковой комплекс, 3 - датчик давления, 4 - образец (графит), 5 - пьезоэлектрические преобразователи)

КУВП определялись по результатам экспериментального измерения скорости объемных продольных и сдвиговых акустических волн (ОАВ) в исследуемых образцах. Численные значения скоростей ОАВ в каждом из образцов, измеренные вдоль трех направлений, в пределах погрешности 1.5%, совпали. Это позволило считать исследуемые образцы изотропными. В табл. 1 приведены результаты измерения скоростей продольной и сдвиговой ОАВ и рассчитанные по формулам (1) и (2) значения КУВП для двух образцов.

$$V_L = \sqrt{(C_{11}/\rho_0)} \quad (1)$$

$$V_T = \sqrt{(C_{44}/\rho_0)} \quad (2)$$

Где  $\rho_0$  – плотность образца,  $V_L$  – продольная скорость,  $V_T$  – сдвиговая скорость ОАВ.

Таблица 1.

Образцы	Плотность, кг/м <sup>3</sup>	$V_L$ , м/с	$V_T$ , м/с	$C_{11}$ , Н/м <sup>2</sup>	$C_{44}$ , Н/м <sup>2</sup>
1. Образец №1	1753	2630.5	1591	$1.21 \times 10^{10}$	$4.44 \times 10^9$
2. Образец №2	1986	3504.8	1854	$2.44 \times 10^{10}$	$6.83 \times 10^9$

В изотропном твердом теле имеется 18 отличных от нуля компонент тензора КУТП, из которых три коэффициента:  $C_{111}$ ,  $C_{112}$ ,  $C_{123}$  являются независимыми, остальные являются их линейной комбинацией [4-7]. Для определения КУТП в образцах графита был исследован акустоупругий эффект: измерены зависимости относительного изменения скорости ( $\Delta V/V$ ) продольных и сдвиговых волн от величины одноосного сжатия  $P$  при различных направлениях единичных векторов  $N$ ,  $U$  и  $M$ . Результаты измерений приведены на рис. 2. С использованием этих измерений на основании соотношения Терстона-Браггера [3]:

$$\left[ \frac{\partial(\rho_0 W^2)}{\partial P} \right]_{P=0} = (2\rho_0 W^2 F + G) \quad (3)$$

где  $W$  – "естественная скорость" ОАВ,  $\rho_0$ -плотность,  $F = S_{jkab}^T M_a M_b U_j U_k$ ,  $G = S_{ipab}^T C_{jrksip} U_j U_k N_r N_s M_a M_b$ ,  $S_{ipab}^T$  -коэффициенты податливости второго порядка,  $C_{jrksip}$  -КУТП в исследуемом материале,  $U_k$  - компоненты вектора поляризации  $U$ ,  $N_r$  – компоненты волнового вектора  $N$ ,  $M_i$  – компоненты единичного вектора  $M$  в направлении одноосного сжатия, была получена система из четырех линейных уравнений для определения трех независимых КУТП в образцах графита. Эта система была решена методом наименьших квадратов, и определены все независимые КУТП:  $C_{111}$ ,  $C_{112}$ ,  $C_{123}$  в исследованных образцах графита (табл.2).

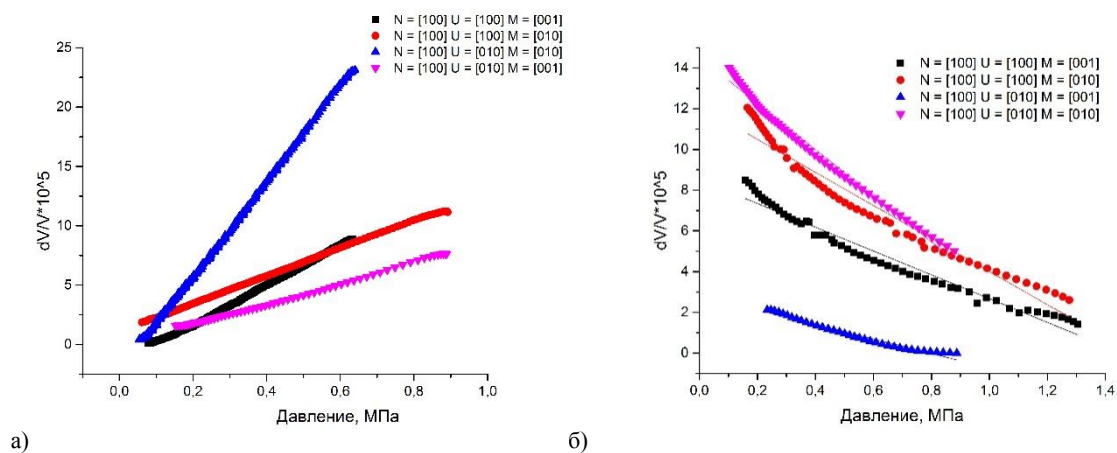


Рис. 2. Зависимости относительного изменения скоростей продольных и сдвиговых ОАВ от величины одноосного сжатия образца  $P$  при различных направлениях единичных векторов  $N$ ,  $U$ ,  $M$  а) образец №1 б) образец №2.

Таблица 2. Коэффициенты упругости третьего порядка в графите в  $10^{11}$  Н/м<sup>2</sup>.

Образец	$C_{111}$	$C_{112}$	$C_{123}$
1.Образец №1	$3.34 \pm 0.77$	$1.43 \pm 0.23$	$0.62 \pm 0.35$
2.Образец №2	$-6.11 \pm 2.35$	-	-

В образцах графита исследован акустоупругий эффект: экспериментально измерена зависимость объемных и сдвиговых скоростей ОАВ от величины одноосного сжатия, приложенного к образцу. На основании этих исследований методом Терстона-Браггера были определены все независимые КУТП в образцах гранита. Интересной особенностью полученных экспериментальных результатов является то, что наклон зависимостей относительного изменения скорости упругих волн от давления в образцах различен (рис.2). Кроме того, величины КУТП по абсолютной величине в образце №2 примерно в два раза больше аналогичных величин в образце №1, и значения КУТП в образце №1 положительны, а в образце №2-отрицательны. Полученные особенности могут быть связаны со структурой образцов, методом их изготовления и будут подробнее исследованы в дальнейшем.

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

## ЛИТЕРАТУРА

- 1.Л.К. Зарембо, В.А. Красильников "Введение в нелинейную акустику" М.: Наука, 1966. 309 р.
- 2.О.В. Руденко // Успехи физ. наук. 2006. V. 176, № 1. P. 77–95.
- 3.R.N. Thurston, K. Brugger // Phys. Rev. 1964. Vol. 133. P. A1604.
- 4.Ю.И. Сиротин, М.П. Шаскольская "Основы кристаллоакустики" 1975. 680 с.
- 5.А.И. Коробов, В.М. Прохоров, Д.М. Мехедов // Физика твердого тела. 2013. Т. 55, № 1.С. 10–13.
- 6.А.Д. Волков и др.// Акуст. журн. 2015. Т. 61, № 6. С. 685–691.
- 7.А.И. Коробов и др. // Физика твердого тела. 2016. Т. 58, № 12. P. 2384–2392.

## Термомеханическое воздействие сверхкоротких лазерных импульсов на многослойные наноструктуры

Я.К. Штыков, О.Г. Романов

Белорусский государственный университет

[yakov.shtykov@gmail.com](mailto:yakov.shtykov@gmail.com)

Развитие техники пико- и фемтосекундных лазеров открыло широкие возможности исследования физических процессов, протекающих в наноструктурах на сверхкоротких временных масштабах. Так, методами спектроскопии пробного пучка было экспериментально установлено, что нагрев металлических наночастиц различной геометрии или тонких пленок под действием фемтосекундных лазерных импульсов приводит к возбуждению их термоупругих колебаний [1, 2], частоты которых определяются размерами поглощающей структуры и скоростью распространения звука в материале. При линейных размерах наноструктур до 100 нм и типичных значениях скорости звука в металлах частоты возбуждаемых акустических колебаний лежат в диапазоне 100 ГГц–1 ТГц. Распространение таких акустических импульсов через слоистые наноструктуры (фотонные, фононные кристаллы) индуцирует когерентные изменения толщины слоев, что может быть использовано для разработки новых сверхбыстрых устройств нанофотоники [3] и наноакустики [4].

Основной целью данной работы является разработка физико-математической и численной моделей для описания термомеханического воздействия импульсного лазерного излучения на многослойные наноструктуры и исследование на их основе закономерностей распространения высокочастотных акустических сигналов в структурах типа «фононный кристалл» и «акустический нанорезонатор».

Задача о возбуждении акустических импульсов при поглощении энергии сверхкоротких лазерных импульсов в металлическом слое, нанесенном на кристаллическую подложку, рассматривается в рамках механики сплошных сред. Используются уравнения движения сплошных сред в форме Лагранжа, что позволяет описывать движение неоднородных сред, свойства которых меняются при переходе через поверхности раздела [5]. Нагрев металла описывается в рамках двухтемпературной модели для электронного газа и ионной решетки [6].

Нагрев металлического слоя под действием короткого лазерного импульса в рамках двухтемпературной модели для электронного газа и ионной решетки может быть описан системой уравнений:

$$\rho_e C_e \frac{\partial T_e}{\partial t} = k_T^e \frac{\partial^2 T_e}{\partial r^2} + Q_S - \gamma (T_e - T_i), \quad (1)$$

$$\rho_i C_i \frac{\partial T_i}{\partial t} = \gamma (T_e - T_i). \quad (2)$$

Здесь величины  $\rho$  (плотность),  $C$  (теплоемкость),  $T$  (температура) с индексом “ $e$ ” относятся к электронной подсистеме, с индексом “ $i$ ” – к ионной. Параметр  $\gamma$  определяет скорость релаксации энергии от электронного газа к ионам кристаллической решетки. Величина  $Q_S = I(r, t)\kappa$  в уравнении (1) определяется источником энерговыделения, где  $I(t, r) = I_0 f_t(t) f_r(r)$  – интенсивность светового пучка,  $\kappa$  – коэффициент поглощения металла, функция  $f_t(t)$  описывает временную форму лазерного импульса, функция  $f_r(r)$  определяется законом поглощения (далее  $f_r(r) = \exp[-\kappa r]$ ).



Уравнения Лагранжа для плоского движения сплошной среды имеют вид:

– уравнение непрерывности:

$$V = V_0 \frac{\partial R}{\partial r}, \quad (3)$$

– уравнение движения:

$$\frac{\partial u}{\partial t} = -V_0 \frac{\partial P}{\partial r}, \quad (4)$$

– уравнение изменения эйлеровой координаты  $R$ :

$$\frac{\partial R}{\partial t} = u, \quad (5)$$

– уравнение состояния:

$$P = P(V, E), \quad (6)$$

где  $R$ ,  $r$  – эйлерова и лагранжева координаты;  $P$  – давление;  $V_0 = 1/\rho_0$ ,  $V = 1/\rho$  – начальный и текущий удельные объемы;  $\rho_0$ ,  $\rho$  – соответствующие плотности;  $E$  – удельная внутренняя энергия. Данные уравнения применяются для описания термомеханических процессов, как в металлическом слое, так и в кристаллической подложке с соответствующим выбором материальных констант.

Полагая, что динамические нагрузки в рассматриваемых задачах не превышают десятки-сотни бар, для аппроксимации уравнения состояния (6) будем пользоваться уравнением Ми – Грюнайзена, которое для металлического слоя с учетом выделения двух подсистем (электронной и ионной) может быть записано в виде [6]:

$$P = \rho_{i0} u_{0m}^2 \left( 1 - \frac{V_i}{V_{i0}} \right) + \Gamma_i \frac{C_i (T_i - T_0)}{V_i} + \Gamma_e \frac{C_e (T_e - T_0)}{V_e}, \quad (7)$$

где  $\Gamma_{i,e}$  – коэффициенты Грюнайзена,  $u_{0m}$  – скорость звука в металле. Для кристаллической подложки уравнение состояния имеет двучленный вид:

$$P = \rho_c u_{0c}^2 \left( 1 - \frac{V}{V_{c0}} \right) + \Gamma_c \frac{C_c (T_c - T_0)}{V_c}, \quad (8)$$

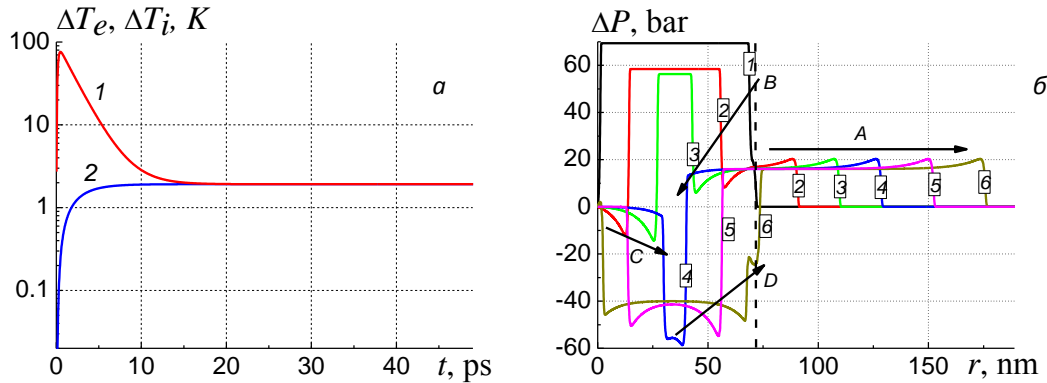
Входящие в данное уравнение величины с индексом “с” относятся к кристаллической подложке.

Совместное решение системы уравнений (1) – (8) позволяет рассчитать пространственно-временные зависимости давления, температуры, плотности и скорости движения, как в металлическом слое, так и в кристаллической подложке. Численное моделирование проводилось с использованием методики конечно-разностной аппроксимации уравнений движения в форме Лагранжа [7]. При постановке граничных условий полагалось, что граница  $r=0$  является свободной и, соответственно, давление  $P(r=0, t) = 0$ . Конечно-разностная аппроксимация уравнения теплопроводности проводилась на трехслойном явном шаблоне [8].

*Механизм возбуждения акустических импульсов.* Рассмотрим воздействие лазерного импульса степенно-экспоненциальной формы  $I(t) = I_0 (t/\tau_p) \exp(-t/\tau_p)$  с интенсивностью  $I_0 = 10^8$  Вт/см<sup>2</sup> и длительностью  $\tau_p = 10^{-13}$  с на слой золота (толщина  $L = 70$  нм, коэффициент поглощения  $\kappa = 5 \cdot 10^5$  см<sup>-1</sup>), нанесенного на поверхность кристалла GaAs. Расчеты были проведены для типичных теплофизических параметров Au и GaAs. При решении тепловой задачи все параметры материалов считались постоянными, без учета их температурной зависимости.

Как показывают проведенные численные эксперименты, поглощение энергии лазерного импульса электронами проводимости приводит к росту температуры электронного газа за времена порядка длительности лазерного импульса  $\tau_p$  (рис. 1, *a*, кривая 1) с последующей передачей энергии ионам кристаллической решетки и ее нагревом (кривая 2). Выравнивание электронной и ионной температур происходит за

Рис. 1. Временная зависимость температуры (*a*), пространственно-временные зависимости давления (*б*). (*a*): 1 – изменение температуры электронного газа, 2 – изменение температуры ионной решетки; (*б*): 1 –



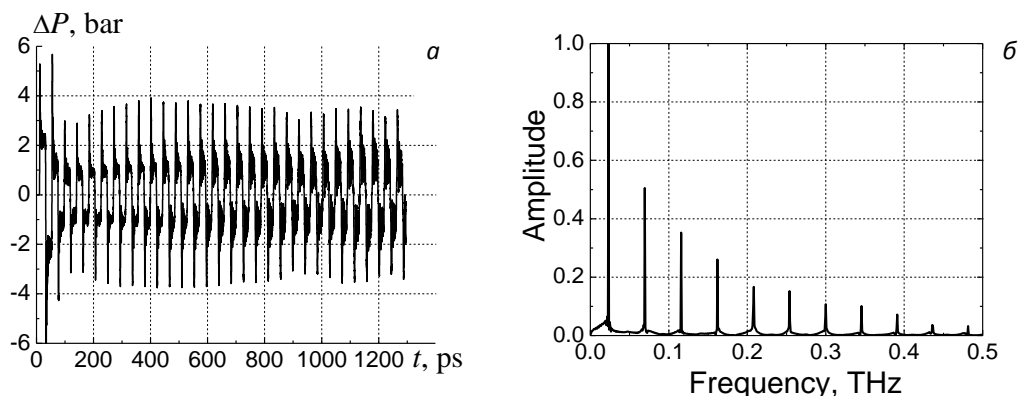
500 фс, 2 – 4.5 пс, 3 – 8.5 пс, 4 – 12.5 пс, 5 – 17.5 пс, 6 – 22.5 пс.

время порядка  $\tau_{e-ph} \sim 10$  пс, что является типичной величиной для золота. Пунктиром отмечена граница раздела Au/GaAs.

Изменение температуры ионной решетки инициирует возникновение волн давления  $\Delta P$ , плотности  $\Delta \rho$  и скорости движения частиц среды  $u$ , распространяющихся внутри металлического нанослоя и отражающихся от свободной поверхности  $r=0$  и границы металла и подложки  $r=L$ . Так, в начальные моменты времени формируется область повышенного давления внутри металлического слоя (рис. 1, *б*, кривая 1), которая, вследствие наличия градиентов давления разного знака на свободной поверхности и границе металл-подложка, определяет разнонаправленное движение частиц металлического слоя. В дальнейшем при отражении волны давления от свободной поверхности  $r=0$  формируется импульс разрежения (рис. 1, *б*, кривые 2-3, стрелка *C*), а при распаде скачка давления на границе металл-подложка  $r=L$  и выходе волны давления в кристаллическую подложку формируется положительная фаза первого акустического импульса (рис. 1, *б*, кривые 2-6,  $r>L$ , стрелка *A*). Взаимодействие встречных волн внутри металлического слоя (рис. 1, *б*, кривые 2-4,  $r<L$ , стрелки *B* и *C*) формируют отрицательную фазу акустического импульса (рис. 1, *б*, кривые 4-6,  $r<L$ , стрелка *D*), который частично выходит в кристаллическую подложку и частично отражается в металлический слой. Таким образом, формируется первый пик биполярного акустического импульса, распространяющийся в подложке (рис. 1, *б*, кривая 6,  $r>L$ ). Пространственная форма других параметров (плотность, скорость движения частиц среды) в целом повторяют форму волны давления. В дальнейшем распространяющаяся внутри металлического слоя волна давления при отражении от границы раздела металла и подложки инициирует в последней возникновение колебаний давления, плотности, скорости движения частиц среды. При этом появление нескольких пиков в волне давления, распространяющейся в подложке, является результатом частичного прохождения волны сжатия-разрежения через границу раздела Au/GaAs. С течением времени, которое определяется отношением акустических импедансов граничащих материалов, амплитуда колебаний уменьшается.

*Возбуждение колебаний в акустическом резонаторе.* Были проведены численные эксперименты по моделированию процессов возбуждению акустических колебаний в структуре, состоящей из металлического (Au) слоя толщиной  $L = 70$  нм, полости из GaAs толщиной  $d = 102.2$  нм и фонованного зеркала из чередующихся слоев AlAs/GaAs ( $N = 20$ ) толщиной  $d_1 = 61.6$  нм и  $d_2 = 51.1$  нм, сформированной на подложке из GaAs. Данная структура оптимизирована в качестве акустического резонатора для основной частоты колебаний металлической пленки ( $\nu = 0.023$  ТГц) в рассмотренной выше задаче. На рисунке 2 представлены рассчитанная временная зависимость амплитуды волны давления в центре акустической полости ( $r = L + d/2$ ) и спектр данного сигнала. Как видно, акустический сигнал являет собой наложение колебаний (основного с периодом  $T = 43.4$  пс и нечетных гармоник), вызванных нагревом металлической пленки и дальнейшим ее расширением-сжатием, и поддерживаемых данным акустическим

Рис. 2. Временная зависимость изменения давления в центре акустической полости – (а), частотный спектр акустического сигнала (б).



резонатором. Амплитуда установившихся колебаний при выбранных параметрах лазерного импульса составляет параметрах порядка  $\Delta P \sim 3$  бар.

Работа была поддержана белорусским республиканским фондом фундаментальных исследований в рамках проекта Ф16Р-099.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. M. Perner et al. // Phys. Rev. Lett. 2000. Vol.85. P.792.
2. R.J. Smith et al. // J. Acoust. Soc. Am. 2015. Vol.137. P.219-227.
3. A.V. Akimov et al. // Phys. Rev. Lett. 2008. Vol.101. P.033902.
4. A. Huynh et al. // Phys. Rev. Lett. 2006. Vol.97. P.115502.
5. Я.Б. Зельдович, Ю.П. Райзер «Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений» М.: Наука, 1966.
6. С.И. Анисимов, Я.А. Имас, Г.С. Романов, Ю.В. Ходыко «Действие излучения большой мощности на металлы» М.: Наука, 1970.
7. О.Г. Романов, Г.С. Романов // Известия РАН. Серия физическая. 2014. Т. 78. № 12. С. 1588.
8. R.D. Richtmayer, K.W. Morton. «Difference methods for initial-value problems» New-York. John Wiley & Sons, 1967.
9. В.К. Саульев «Интегрирование уравнений параболического типа методом сеток» М.: Физматлит, 1960.

## Терагерцовая модуляция ультракоротких лазерных импульсов

К.Б. Юшков

Национальный исследовательский технологический университет «МИСиС»  
[konstantin.yushkov@misis.ru](mailto:konstantin.yushkov@misis.ru)

Одним из способов получения терагерцового электромагнитного излучения является «оптическое выпрямление» – эффект детектирования огибающей лазерного ультракороткого импульса (УКИ) в нелинейной среде [1]. Одиночный фемтосекундный лазерный импульс возбуждает в среде широкополосный ТГц-импульс. В случае, если фемтосекундный импульс несет в себе периодическую амплитудную модуляцию, ТГц-излучение становится узкополосным [2]. Для управления центральной частотой и шириной спектра ТГц-излучения необходимо осуществлять амплитудную и фазовую модуляцию УКИ.

Фемтосекундные лазерные импульсы, имеющие фазовую модуляцию, называются чирпированными. В случае линейного чирпа (т.е. квадратичной фазовой модуляции) важным свойством таких импульсов является подобие временной и спектральной огибающих [3]. Таким образом, модуляция спектра импульса приводит к соответствующей модуляции его временной огибающей. При этом, тип спектральной модуляции может быть как чисто фазовым или чисто амплитудным, так и смешанным фазово-амплитудным. Частота результирующей модуляции огибающей УКИ определяется периодом спектральной модуляции и коэффициентом растяжения импульса во времени и, при типичных параметрах лазерного излучения, лежит в диапазоне от нескольких ГГц до нескольких ТГц [4].

Устройства, осуществляющие управление формой ультракоротких лазерных импульсов, называются шейперами и могут быть реализованы на различных физических принципах. При использовании дифракционных решеток, преобразующих спектральную координату в пространственную, для этой цели можно использовать пространственные модуляторы: амплитудные и фазовые пластинки [4], акустооптические модуляторы [5], жидкокристаллические матрицы [6]. Прямая амплитудно-фазовая спектральная модуляция ультракоротких лазерных импульсов осуществляется акустооптическими дисперсионными линиями задержки (АОДЛЗ), основанными на коллинеарной или квазиколлинеарной дифракции [7-9]. Некоторые простые формы модуляции могут быть осуществлены при помощи оптического интерферометра, формирующего две задержанные по времени реплики исходного импульса [10].

Формирование произвольных спектральных функций пропускания АОДЛЗ осуществляется основанном на решении обратной задачи методом: вычисление формы амплитудно- и частотно-модулированных волновых пакетов, обеспечивающих заданную спектральную функцию [11]. При этом спектральное разрешение, определяющее верхнюю частоту модуляции оптического сигнала в спектральной области, характеризуется частотно-контрастной характеристикой [12].

Если на выходе шейпера формируются два идентичных чирпированных лазерных импульса с интервалом  $\tau$  и величиной линейного чирпа  $K$ , выраженной в пс/нм, то в спектре возникают биения, а частота модуляции огибающей УКИ равняется

$$\nu = c\tau/K\lambda^2, \quad (1)$$

где  $c$  – скорость света и  $\lambda$  – длина волны в вакууме. Максимальную задержку между репликами, ограниченную спектральным разрешением АОДЛЗ, можно оценить как

$$\tau = \lambda^2 / 1,5 \delta \lambda c = RT_0 / 1,5c, \quad (2)$$

где  $R = \lambda f$  – произведение длины волны света на частоту ультразвука, а  $T_0$  – длительность ультразвукового волнового пакета в кристалле. Величина дисперсии второго порядка, создаваемой АОДЛЗ, обратно пропорциональна ширине обрабатываемого спектра  $\Delta\lambda$  и определяется величиной [13]

$$D_2 = RT_0 \lambda^2 / 4\pi c^2 \Delta\lambda, \quad (3)$$

а линейный чирп соответственно равняется

$$K = 4\pi c D_2 / \lambda^2 = RT_0 / c \Delta\lambda. \quad (4)$$

Из выражений (1), (2) и (4) можно получить соотношение между шириной обрабатываемого спектра и частотой модуляции, ограниченное спектральным разрешением АОДЛЗ:

$$\nu = c \Delta\lambda / 1,5 \lambda^2, \quad (5)$$

Например, при длине волны  $\lambda = 1$  мкм и ширине обрабатываемого спектра  $\Delta\lambda = 10$  нм предельная частота модуляции составляет  $\nu = 2$  ТГц, а при  $\lambda = 0,8$  мкм и спектра  $\Delta\lambda = 120$  нм получим  $\nu = 37,5$  ТГц. При использовании дополнительного дисперсионного устройства – стретчера импульсов – увеличивающего величину линейного чирпа  $K$ , частоту модуляции можно понизить.

В экспериментах были получены следующие результаты. В лазерной системе на неодимовом стекле частота модуляции превышала 6 ТГц [14]. В титан-сапфировой лазерной системе была получена частота модуляции 70 ТГц [15]. При этом была продемонстрирована возможность формирования произвольных импульсных последовательностей. В хром-форстеритной тераваттной системе получено перестраиваемое узкополосное ТГц-излучение на частотах 0,5–2,0 ТГц [16]. Во всех случаях частота модуляции определялась настройкой стретчера.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. D.H. Auston et al. // Phys. Rev. Lett. 1984. V. 53. №. 16. P. 1555.
2. J. Ahn et al. // Opt. Express. 2003. V. 11. № 20. P. 2486.
3. Ахманов С.А., Выслоух В.А., Чиркин С.А. “Оптика фемтосекундных лазерных импульсов” М.: Наука, 1988.
4. A.M. Weiner, D.E. Leaird // Opt. Lett. 1990. V. 15, № 1, P. 191.
5. M.A. Dugan, J.X. Tull, W.S. Warren // J. Opt. Soc. Am. B. 1997. V. 14. № 9. P. 2348.
6. V.V. Lozovoy, I. Pastirk, M. Dantus // Opt. Lett. 2004. V. 29. № 7. P. 775.
7. В.Э. Пожар, В.И. Пустовойт // Квант. Электрон. 1987. Т. 14. № 4. С. 811.
8. P. Tournois // Opt. Commun. 1997. V. 140, №. 4-6. P. 245.
9. V.Ya. Molchanov et al. // Appl. Opt. 2009. V. 48. №. 7. P. C118.
10. Г.С. Рогожников и др. // Пат. RU 128020 U1 от 10 мая 2013.
11. V.Ya. Molchanov, K.B. Yushkov // Opt. Express. 2014. V. 22. №. 13. P. 15668.
12. K.B. Yushkov, V.Ya. Molchanov // Opt. Lett. 2013. V. 38, № 18, P. 3578.
13. В.Я. Молчанов, С.И. Чижиков, К.Б. Юшков // Квант. Электрон. 2011. Т. 41. № 8. С. 675.
14. S.I. Chizhikov et al. // Laser. Phys. Lett. 2013. V. 10. № 1. P. 015301.
15. K.B. Yushkov et al. // Opt. Lett. 2016. V. 41, № 23, P. 5442.
16. А.В. Овчинников и др. // Квант. Электрон. 2016. Т. 46. № 12. С. 1149.

## Распознавание и анализ спектральных объектов с помощью акустооптических фильтров

Д.Ю. Великовский<sup>1,2</sup>, В.Э. Пожар<sup>1,3</sup>, Г.О. Янченко<sup>2,3</sup>, В.В. Проклов<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Научно-технологического центра уникального приборостроения РАН, Москва

<sup>2</sup>Институт радиотехники и электроники имени В.А. Котельникова РАН, Фрязино

<sup>3</sup>Московский Государственный Технический Университет имени Н.Э. Баумана, Москва

[velikovskii@ntcup.ru](mailto:velikovskii@ntcup.ru)

**Актуальность.** В настоящее время гиперспектральные системы (ГСС) широко используются в задачах дистанционного зондирования Земли. Их размещают на различных платформах, начиная с космических аппаратов, ведущих регулярный мониторинг всей поверхности планеты, заканчивая беспилотными летательными аппаратами (БПЛА), используемых для решения частных локальных задач. В последнем случае решаемые задачи могут гибко изменяться непосредственно в ходе полета. Для оперативного принятия решений такие системы должны осуществлять экспресс-анализ данных непосредственно на борту и в реальном времени. В ходе гиперспектральной съемки формируется массив спектральных изображений  $I(x, y, \lambda)$ , каждое из которых представляет собой узкополосный снимок подстилающей поверхности (сцены). Обработка и анализ такого «гиперкуба» данных требует значительных вычислительных ресурсов и времени, что практически исключено при базировании ГСС на БПЛА. Поэтому интерес представляет разработка методов экспресс-анализа, которые позволяли бы с определенной долей вероятности получать требуемую информацию на борту в реальном времени.

Рассматриваемый метод предполагает аппаратную обработку изображений с помощью многооконных (МО) акустооптических (АО) фильтров. В таких фильтрах [1,2] множество одновременно возбуждаемых акустических волн создает соответствующее множество объемных (брэгговских) дифракционных решеток, каждая из которых осуществляет селективную дифракцию соответствующей спектральной составляющей светового потока. Акустооптические фильтры являются компактными электронно-перестраиваемыми программно-управляемыми спектральными элементами, способными эффективно работать во внелабораторных условиях. Ниже проведен анализ проблемы, описана упрощенная модель объекта, на которой основан метод и представлен подход к решению задачи экспресс-анализа, основанный на выборе форм функций пропускания МО АО фильтров.

**Анализ.** Для примера рассмотрим задачу поиска одного из объектов (цели) на фоне других элементов поверхности. Будем исходить из наличия у этого объекта спектральных особенностей, например, выделенных линий поглощения или участков повышенного отражения. Все остальные элементы разделим на 2 группы по признаку гладкости их спектра. В данной работе будем считать, что все возможные фоновые элементы имеют гладкий спектр в измеряемом участке спектра, что является вполне правдоподобным допущением. (Иной случай следует рассмотреть отдельно.) Остальная часть представляет собой иные объекты, (далее – объекты). Будем полагать также, что число различных фонов ( $Q$ ) и объектов ( $P$ ), включая цель, меньше числа спектральных линий ( $K$ ):  $Q + P + 1 < K$ . Тогда задача (без учета шума) имеет единственное решение. Действительно, световой поток на длине волны  $\lambda_k$  определяется выражением

$$I_k = I_0 \left( \sum_{q=1}^Q a_q A_{qk} + \sum_{p=1}^P b_p B_{pk} + b_0 B_{0k} \right) \quad (1)$$

где  $I_0$  – яркость источника света (освещенность сцены Солнцем, которая для простоты считается однородной по спектру),  $A_{qk} = A_q(\lambda_k)$ ,  $B_{pk} = B_p(\lambda_k)$ ,  $B_{0k} = B_0(\lambda_k)$  – известные коэффициенты отражения фонов, объектов и цели на используемых в измерениях длинах волн  $\lambda_k$  ( $k = 1, \dots, K$ );  $a_q$ ,  $b_p$ ,  $b_0$  – относительная площадь в пикселе каждого элемента сцены (фонов, объектов, цели):  $\sum a_q + \sum b_p + b_0 = 1$ . Поскольку число неизвестных  $a_q$ ,  $b_p$ ,  $b_0$ , меньше числа уравнений  $K$ , система (1) имеет однозначное решение.

Однако ввиду схожести спектра многих элементов сцены (фонов) система уравнений оказывается плохо определена и ее решение оказывается неустойчивым к шумам и иным случайным помехам. Поэтому целесообразно перейти от такого общего, но слишком неточного решения задачи к более простой постановке: выявление наличия искомого объекта (цели) в каждом анализируемом пикселе изображения, а также определение его относительной площади  $b_0$ . При этом и модель объекта можно существенно упростить, отказавшись от требования универсальности решения.

**Модель.** Используемая ниже модель подстилающей поверхности [1] предполагает, что в пределах одного пространственного элемента изображения (пикселя) может находиться не более одного объекта (допущение их рассеянного расположения), а остальная часть заполнена однородным фоном (допущение достаточно большого масштаба изменчивости фона). То есть модель предполагает, что число пикселей, которые не удовлетворяют этому условию относительно мало и они могут быть исключены из анализа. Указанные условия можно обеспечить при достаточно мелком разбиении изображения на пиксели, чего можно добиться в том числе регулировкой высоты БПЛА.

Дополнительным предположением является ограниченность числа различных видов спектральных элементов подстилающей поверхности, которые могут встретиться при мониторинге. Это эквивалентно допущению, что иные формы спектров пренебрежимо редки в конкретной задаче и конкретных условиях.

Таким образом, система уравнений (1) упрощается

$$I_k = I_0 \cdot (1 - b_p) \cdot A_{qk} + I_0 \cdot b_p \cdot B_{pk} \quad (2)$$

и в нем остаются неизвестными фон  $q$ , объект  $p$  и его площадь  $b_p$ . При этом требуется выяснить:  $p = 0$ ?

Для ответа на этот вопрос не требуется, вообще говоря, измерения всех спектральных составляющих, и на этом построена идея рассматриваемых методов экспресс-анализа: найти спектральный фильтр  $T(\lambda)$ , измерение которым давало бы ответ на данный вопрос.

**Подход.** В ходе измерений, выполняемого МО АО фильтром с фотодетектором, спектр отражения  $R_k = I_k / I_0$  каждого отдельного пикселя регистрируется в одном числе

$$S[\vec{R}] = \sum_k R_k T_k \quad (3)$$

где  $T_k = T(\lambda_k)$  спектральная функция пропускания МО АО фильтра. Фактически, результат измерения совпадает с проекцией вектора  $\vec{R}$  на направление  $\vec{T}$  в  $k$ -мерном пространстве. Конечное число векторов  $\vec{A}_q$ ,  $\vec{B}_p$  имеют различные проекции, причем оптимальная ориентация вектора  $\vec{T}$  может обеспечить максимальную отстройку проекции вектора цели  $\vec{B}_0$ , что снизит вероятность спутать цель с другими объектами.



К сожалению, возможности этого подхода ограничены, т.к. все векторы лежат в одном «квадранте» пространства:  $R_k > 0$ , что составляет лишь  $1/2^k$  долю всего пространства векторов. Решить эту проблему можно используя несколько фильтров и вычисляя их знакопеременную линейную комбинацию.

Ниже рассмотрен простейший вариант этого подхода, использующий 2 взаимодополняющих многооконных узкополосных АО фильтра с функциями пропускания  $T^I(\lambda)$  и  $T^{II}(\lambda)$ . Это решение не является оптимальным, но оно может быть просто реализовано и быть достаточно эффективным.

**Метод.** В качестве информативной величины возьмем разность откликов двух фильтров  $\Delta S = S^I - S^{II}$ , где  $S^\alpha = \bar{R} \bar{T}^\alpha$ ,  $\alpha = I, II$ .

С учетом гладкости фона несложно сделать так, чтобы дифференциальный отклик системы на фон был близок к нулю  $\Delta S[A_{qk}] \approx 0$ . Например, если бы спектр фона был однороден  $A_{qk} = C_q$ , то функции  $T^I, T^{II}$ , одна из которых содержит окна пропускания только на четных спектральных каналах  $\lambda_{2m}$ , а вторая – на нечетных  $\lambda_{2m+1}$ , и одинаковый коэффициент пропускания всех окон, давали бы одинаковый отклик на фон. Если фон имеет наклон, то он может быть исключен, если каналы МО АО фильтров выбирать следующим образом: в фильтре I –  $\lambda_1, \lambda_4, \lambda_5, \lambda_8, \dots$ , а в фильтре II –  $\lambda_2, \lambda_3, \lambda_6, \lambda_7, \dots$ . Аналогично можно подобрать комбинации эквидистантных каналов, не чувствительные ко второй и более высоким производным спектра фона.

При этом к объектам, имеющим особенности спектра, т.е. высшие производные спектральной функции  $B_p(\lambda)$ , дифференциальная разность остается чувствительной. Нетрудно видеть, что относительная дифференциальная разность  $\xi = (S^I - S^{II}) / (S^I + S^{II}) \sim b_p$  характеризует относительную площадь объекта  $b_p$ , а величина суммарного отклика  $S_\Sigma = S^I + S^{II}$  однозначно указывает на один из объектов. Т.о. после дискриминации фона задача свелась к рассмотренной выше, а именно к выбору одного из объектов по его проекции. В тех случаях, когда имеется дополнительная неоптическая информация или иные неоптические средства дополнительной проверки, это решение может быть удовлетворительным.

**Заключение:** Для гиперспектрометра на БПЛА выбранный подход может быть достаточно эффективен. В описанном подходе остается достаточно много параметров, которые могут быть оптимизированы для конкретных задач. В базовом виде алгоритм может быть реализован на любых видах многооконных фильтров. В случае использования МО АО фильтров [3] он может сочетаться с подходом, основанным на адаптивном изменении формы функции пропускания, развиваемым в методе [1].

**Благодарности:**

Работа поддержана грантами РФФИ 16-29-11802 офи\_м и 16-02-00124 а.

ЛИТЕРАТУРА

1. В.В. Проклов, О.А. Бышевский\_Конопко, В.И. Григорьевский // Радиотехника и электроника, 2013, т. 58, № 9, с. 905–915.
2. В.Э. Пожар, В.И. Пустовойт // Известия РАН. Серия физическая, 2015, т.79, №10, с.1375-1380.
3. V.V. Proklov, O.A. Byshevski-Konopko, A.L. Filatov // Technical physics letters, V. 41, No.10, 987-990 (2015).