

АКУСТОЭЛЕКТРОНИКА И АКУСТООПТИКА

Возбуждение упругих колебаний электромагнитной волной в пьезокристаллах

Е.К. Баяубаев, С.К. Тлеукенов 2

Изменение фотоупругих параметров VO_2 при фазовом превращении, изученное методом пикосекундной акустики

Я.А. Мозунов, S. Lysenko, F. Fernández, A. Rúa, A.B. Муратов, A.J. Kent, А.М. Калашиникова, А.В. Акимов..... 6

Акустооптическое устройство 2D сканирования неполяризованного лазерного излучения на одном кристалле $\text{KY}(\text{WO}_4)_2$

А.И. Чижиков, Н.Ф. Науменко, К.Б. Юшков, В.Я. Молчанов 10

Спектрально-поляризационная акустооптическая фильтрация инфракрасного излучения в кристалле бромида ртути

Е.А. Дьяконов, Д.Л. Пороховниченко 13

Расчет поляризации акустических мод двумерных фононных кристаллов на основе плавленого кварца

М.В. Марунин, Н.В. Поликарпова 17

Управление коэффициентом отражения звука от плоской пьезопластины путем выбора ее электрической нагрузки

Л.М. Котельникова, А.А. Крохмаль, Д.А. Николаев, С.А. Цысарь, О.А. Сапожников 20

Дифракция фемтосекундных лазерных импульсов на аперидических фазовых решетках

К.Б. Юшков 25

Возбуждение упругих колебаний электромагнитной волной в пьезокристаллах

Е.К. Баяубаев, С.К. Тлеуенов

НАО "Евразийский национальный университет имени Л.Н. Гумилева"
erbol80@gmail.com

Кристаллы, обладающие пьезоэлектрическим эффектом, широко используются в твердотельной электронике.

Основные результаты в изучении взаимовлияния электрических и упругих полей в пьезодиэлектриках получены на основе квазистатического приближения [1,2].

Полная система, описывающая взаимосвязанные упругие и электромагнитные волновые процессы, включает уравнения движения упругой анизотропной среды и систему уравнений Максвелла.

В квазистатическом приближении электрические поля описываются уравнениями:

$$\operatorname{div} \vec{D} = 0; \operatorname{rot} \vec{E} = 0; \vec{E} = -\nabla \varphi .$$

Термин «квазистатический» отражает тот факт, что напряженность электрического поля определяется как градиент потенциала в электростатике. Величина напряженности магнитного поля, создаваемого переменным электрическим полем, в этом случае, пренебрежимо мала.

В рамках квазистатического приближения электромагнитные волновые процессы не рассматриваются.

Традиционно, при изучении электромагнитных процессов в твердых телах, тензор магнитной проницаемости является изотропным. Основное внимание уделяется анизотропии тензора диэлектрической проницаемости [3-5].

В настоящее время интенсивно ведутся теоретические и экспериментальные исследования пьезомагнитных, магнитоэлектрических, магнитоэлектрических эффектов, их практическое применение [6-8].

Проявление анизотропных свойств сред в разнообразных физико-механических условиях, создание искусственных материалов, композитов приводит к необходимости детального изучения закономерностей электромагнитных волновых процессов в средах различной симметрии, с учетом анизотропии параметров диэлектрической и магнитной проницаемостей.

Более того, изучение волновых процессов показывает существенно различное влияние параметров диэлектрической и магнитной проницаемостей на фазовые и групповые скорости волн ТЕ и ТМ поляризации [9-11].

Эксперимент о возбуждении и регистрации упругих колебаний в пьезокристаллах вихревым электрическим полем изложен в статье [12].

В работе рассмотрены индикатрисы упругих и электромагнитных волн, генерация упругих волн и плотность потока упругой энергии в пьезоэлектрическом кристалле ромбической симметрии класса 222.

Волновые процессы описываются уравнениями движения упругой анизотропной среды:

$$\rho \frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} = \frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial x_j} \quad (1)$$

Уравнения Максвелла:

$$\begin{aligned} \operatorname{rot} \vec{E} &= -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \\ \operatorname{rot} \vec{H} &= \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \\ \operatorname{div} \vec{D} &= 0 \\ \operatorname{div} \vec{B} &= 0 \end{aligned} \quad (2)$$

и материальными соотношениями:

$$\begin{aligned} \sigma_{ij} &= c_{ijkl} \varepsilon_{kl} - e_{ijk} E_k \\ D_i &= \varepsilon_{ik} E_k + e_{ikl} \varepsilon_{kl} \\ B_i &= \mu_{ij} H_j \\ \varepsilon_{kl} &= \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_k}{\partial x_l} + \frac{\partial u_l}{\partial x_k} \right) \end{aligned} \quad (3)$$

Тензор пьезомодулей имеет вид:

$$e_{ijk} = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & e_{123} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & e_{231} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & e_{312} \end{bmatrix} \quad (4)$$

Тензоры упругих модулей, диэлектрической проницаемости и магнитной проницаемости также приведены в [1,2].

Уравнения (1) - (2) с учетом материальных соотношений (3) на основе представления решений:

$$f(x, y, z, t) = f(z) e^{i(\omega t - mx - ny)} \quad (5)$$

могут быть приведены к системе уравнений первого порядка.

Для рассматриваемого случая, распространения связанных упругих и электромагнитных волн в плоскости (XOZ), система обыкновенных дифференциальных уравнений первого порядка имеет вид:

$$\frac{d\vec{w}}{dy} = B\vec{w} \quad (6)$$

$$\vec{w} = [u_y, \sigma_{yz}, H_y, E_x]^T \quad (7)$$

Матрица коэффициентов В имеет структуру:

$$B = \begin{pmatrix} 0 & b_{12} & 0 & b_{14} \\ b_{21} & 0 & b_{23} & 0 \\ 0 & -i\omega b_{14} & 0 & b_{34} \\ -i\omega b_{23} & 0 & b_{43} & 0 \end{pmatrix} \quad (8)$$

элементы b_{ij} :

$$\begin{aligned}
 b_{12} &= \frac{1}{c_{44}}; b_{14} = \frac{e_{14}}{c_{44}}; b_{21} = m^2 c_{6D} - \omega^2 \rho; \\
 b_{23} &= im^2 \frac{e_{36}}{\omega \varepsilon_3}; b_{34} = -i\omega \varepsilon_{1D}; b_{43} = -i\omega \left(\mu_2 - \frac{m^2}{\omega^2 \varepsilon_3} \right); \\
 c_{6D} &= c_{66} + \frac{e_{36}^2}{\varepsilon_3}; \varepsilon_{1D} = \varepsilon_1 + \frac{e_{14}^2}{c_{44}}
 \end{aligned} \tag{9}$$

Матричное дифференциальное уравнение (1.2) с матрицей коэффициентов (1.4), в случае однородной среды, имеет представление аналитического решения в форме матрицанта [3]:

$$\begin{aligned}
 T &= \frac{1}{\chi^2 - k^2} \left[(B^2 + \chi^2 I) \cos(kz) - k(B + \chi^2 B^{-1}) \sin(kz) \right] - \\
 &- \frac{1}{\chi^2 - k^2} \left[(B^2 + k^2 I) \cos(\chi z) - \chi(B + k^2 B^{-1}) \sin(\chi z) \right]
 \end{aligned} \tag{10}$$

I - единичная матрица, k и χ - компоненты волновых векторов упругой и электромагнитной волн вдоль оси z .

На основе уравнений Максвелла и уравнений движения упругой анизотропной среды рассмотрены упругие и электромагнитные волны в пьезокристалле ромбической симметрии (класс 222).

Получены уравнения индикатрис волновых векторов и фазовых скоростей упругих и электромагнитных волн в координатных плоскостях XOZ и YOZ . Показано влияние пьезоэлектрического эффекта на скорости электромагнитной и упругой волн.

Рассмотрено возбуждение упругих волн электромагнитной волной. Определены плотность упругой энергии, коэффициенты электромеханической связи, скорость переноса упругой энергии.

ЛИТЕРАТУРА

1. М.К. Балакирев “Волны в пьезокристаллах” / Новосибирск: Наука, 1982.- 239 с.
2. Э.Дьелесан “Упругие волны в твердых телах. Применение и обработка сигналов” / Москва: Наука, 1982 – 424 с.
3. Л.Д. Ландау “Электродинамика сплошных сред” /-Москва: Наука, 1982. - 620 с.
4. М.И. Рязанов “Электродинамика конденсированного вещества” / Москва: Наука, 1984. - 304 с.
5. М.Б. Виноградова “Теория волн” / Москва: Наука, 1990. - 432 с.
6. D.A. Filippov et al. //Theory and experiment, Applied Physics A, 115(3), (2014) p. 1087-1091.
7. T. Zhang et al. //Applied Composite Materials, 21(4), (2013) p. 579-590.
8. A. Osaretin et al. // Physical Review B, 82(17), (2010) p. 174415-1–177415-8.
9. С.К. Тлеукунов “Электромагнитные волны в анизотропных средах”. Алматы: Эпиграф, 2017, 72 с.
10. S.K. Tleukenov et al. // Telecommunications and Radio Engineering, 78(1):1-10 (2019)
11. S.K. Tleukenov et al. // Telecommunications and Radio Engineering, 78(6):465-473 (2019)

12. К.Н. Баранский // Письма в ЖЭТФ, Т 47, вып. 5, стр.243-245, 1988.

Изменение фотоупругих параметров VO₂ при фазовом превращении, изученное методом пикосекундной акустики

Я.А. Могунов¹, S. Lysenko², F. Fernández², A. Rúa², A. В. Муратов³, A. J. Kent⁴,
А. М. Калашникова¹, А. В. Акимов⁴

¹Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе, 194021, Санкт-Петербург

²University of Puerto Rico, Mayaguez, Puerto Rico 00681, USA

³Физический институт имени П. Н. Лебедева, 119991, Москва

⁴The University of Nottingham, Nottingham NG7 2RD, United Kingdom

mogunov@mail.ioffe.ru

Диоксид ванадия VO₂ – сильно-коррелированный оксид, в котором при температуре $T_C=340$ К происходит фазовый переход первого рода диэлектрик-металл (ПДМ), сопровождающийся структурной трансформацией [1]. Существенные изменения электрических, оптических свойств и постоянной решетки VO₂ при ПДМ [1] могут быть инициированы в том числе и на субпикосекундном временном масштабе за счет фемтосекундных лазерных импульсов [1,2]. Благодаря этому VO₂ имеет множество перспектив и применений для полностью-оптической обработки, передачи и хранения информации в качестве оптических переключателей, терагерцовых модуляторов, оптических мемристоров, оптически-возбуждаемых актуаторов [3], а также опто-акустических преобразователей [4].

Поскольку в последнее время растет интерес к сверхбыстрым (ГГц-ТГц) акустическим методам управления [5,6,7], важным становится вопрос о характере воздействия высокочастотных акустических фононов на оптические свойства материалов. За изменение оптических свойств вследствие деформации отвечает фотоупругий эффект, однако, несмотря на годы активного исследования и прикладную перспективность, фотоупругие свойства VO₂ остаются неопределенными. В данной работе мы применили новый метод, основанный на пикосекундной акустике, для определения фотоупругих параметров и их изменения при ПДМ в нанослоях VO₂ различной морфологии [8].

Пикосекундная акустика использует импульсы деформации с длительностью 1-100 пс, генерируемые оптически в опто-акустических преобразователях, как правило представляющих собой тонкие металлические пленки [9]. Эти импульсы распространяются вглубь подложки и инжектируются в изучаемую наноструктуру на противоположной стороне (см. Рис. 1(а)). Детектирование импульсов деформации ведется за счет изменения отражения, вызванного модуляцией оптических параметров вследствие фотоупругого эффекта [4,9]. Для наноразмерных слоев фотоупругий эффект описывается эффективной фотоупругой постоянной P [9]:

$$P = \partial n / \partial \varepsilon + i \partial k / \partial \varepsilon = p + iq. \quad (1)$$

где $N=n+ik$ – комплексный показатель преломления, ε – деформация.

Мы использовали два образца, представляющих собой нанослой VO₂, выращенные методом импульсного лазерного осаждения на 350-мкм сапфировых подложках (001) Al₂O₃ (см. Рис. 1(а)) [10]. Нанослой отличался временем роста и, следовательно, толщиной. Как показало исследование атомно-силовым микроскопом (АСМ), образцы также отличались морфологией. Так, более толстый нанослой (Рис. 1(б)) представлял собой сплошную гранулированную пленку толщиной $l=145$ нм, в то время как более тонкий нанослой состоял из отдельно стоящих наностроек со средней высотой 70 нм и диаметром 200 нм (Рис. 1(б)). С обратной стороны подложки был напылен опто-акустический преобразователь в виде 140 нм пленки алюминия.

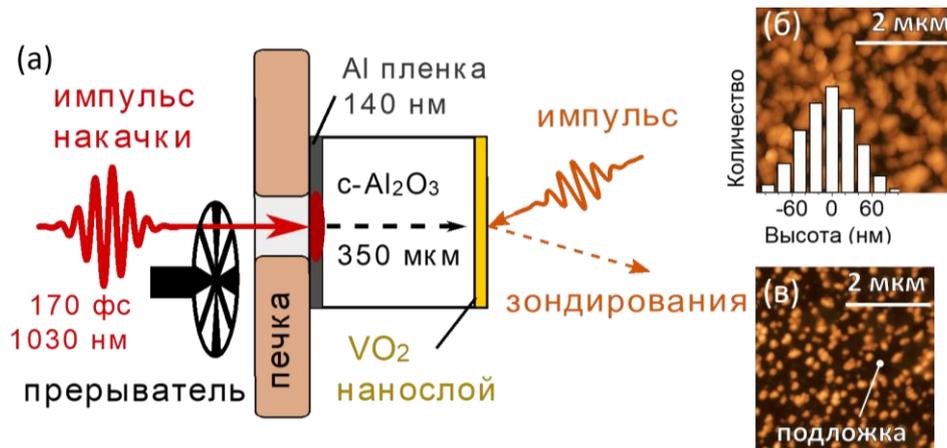


Рис. 1. (а) Схема экспериментальной установки пикосекундной акустики и образцов, (б)-(в) – АСМ-изображения поверхностей изученных нанослоев VO_2 : 145 нм пленки и наноостровков, соответственно.

Для измерений использовалась установка пикосекундной акустики, основанная на методе накачки-зондирования (Рис. 1(а)). Лазерным источником выступал Yb:KGW регенеративный лазерный усилитель с центральной длиной волны $\lambda=1028$ нм, длительностью импульса 170 фс, частотой следования импульсов 100 кГц. Луч источника был разделен на лучи накачки и зондирования. Луч накачки был модулирован механическим прерывателем и направлен на Al пленку, где он конвертировался в импульс деформации. Импульс деформации распространялся в подложке со скоростью продольного звука и достигал нанослоя VO_2 через ~ 32 нс. Луч зондирования проходил через механическую линию задержки и был направлен на VO_2 . Временное разрешение эксперимента обеспечивалось стробоскопически, за счет изменения задержки t между импульсами накачки и зондирования. За $t=0$ принималась задержка, при которой импульс деформации и импульс зондирования одновременно достигают VO_2 . В эксперименте детектировалось изменение интенсивности отраженного луча зондирования $\Delta R(t)$. Образец прикреплялся к печке чтобы проводить измерения как выше, так и ниже температуры ПДМ в VO_2 $T_C=340$ К.

В детектируемом отклике $\Delta R(t)$ можно выделить два основных вклада. Первый связан с изменением толщины нанослоя VO_2 вследствие смещения интерфейсов при прохождении через них импульса деформации, а второе определяется изменением показателя преломления N вследствие фотоупругого эффекта [11]:

$$\frac{\Delta R(t)}{R_0} = 4\text{Im} \left\{ A_N \left[(N + P) \int_0^l \varepsilon(t, z) dz + \frac{P}{2} \int_0^l \varepsilon(t, z) \left(r e^{2ik(l-z)} + \frac{1}{r} e^{-2ik(l-z)} \right) dz \right] \right\} \quad (2)$$

здесь R_0 – величина отражения в отсутствие деформации, $z=0$ – координата интерфейса $\text{VO}_2/\text{воздух}$, отсчитываемая вдоль нормали, r – амплитудный коэффициент Френеля для интерфейса $\text{VO}_2/\text{Al}_2\text{O}_3$, $k=2\pi N/\lambda$ – волновой вектор света в VO_2 , A_N – величина, зависящая только от k и l .

Наличие двух вкладов в изменение отражения приводит к зависимости *формы* отклика $\Delta R(t)$ от величины P , что является основой нашего метода определения величины P в нанослоях VO_2 . На Рис. 2(в-е) показаны рассчитанные кривые $\Delta R(t)/R_0$ для 145 нм VO_2 , находящегося в двух начальных фазах, отличающихся значением N : диэлектрической (Рис. 2(в-г)) и металлической (Рис. 2(д-е)). Видно огромное влияние величины P на форму и частотный состав отклика. Области значений P , для которых форма отклика описывает экспериментальные результаты с 30% точностью для малых t (см. обсуждение ниже), показана штриховкой на Рис. 2(а, б) для двух фаз VO_2 . Видно, что значение P меняется при фазовом переходе, при этом точность определения P в диэлектрической фазе оказалась существенно выше, чем в металлической.

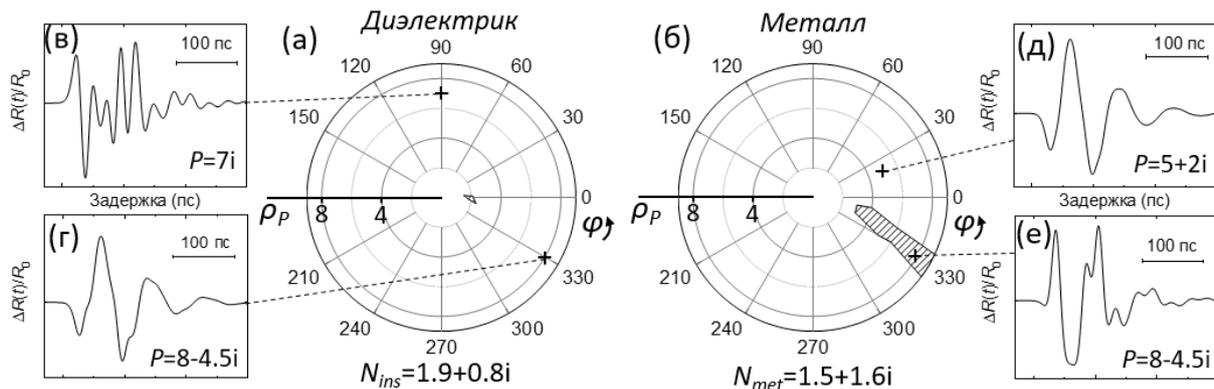


Рис. 2. Зависимость рассчитанных фотоупругих откликов для 145 нм VO_2 пленки в диэлектрической (слева) и металлической (справа) фазах: (а)-(б) – области значений P , описывающих экспериментальные данные (см. Рис. 3), (в)-(г) и (д)-(е) – примеры расчетных кривых $\Delta R(t)/R_0$ для некоторых значений P .

На Рис. 3 представлены экспериментальные результаты (черные кривые) вместе с расчетными (красные кривые) для наилучших подобранных значений P . Для 145 нм пленки VO_2 (Рис. 3(а-б)) видно хорошее согласие между экспериментом и расчетом в начальной части отклика $t < 30$ пс, которое нарушается на больших временах. Причина расхождения расчета, рассматривающего VO_2 как плоскопараллельную пленку, с экспериментом в области $t > 30$ пс заключается в большой шероховатости пленки VO_2 (см. вставку на Рис. 1(б)). Шероховатость приводит к потере когерентности и существенному рассеянию фононов, составляющих импульс деформации, при отражении от границы $\text{VO}_2/\text{воздух}$. Зелеными кривыми на Рис. 3(а-б) представлена попытка учесть шероховатость за счет усреднения откликов, рассчитанных для пленок разной толщины в соответствии с высотной гистограммой АСМ-изображения на Рис. 1(б). Видно, что для $t > 30$ пс зависимость $\Delta R(t)/R_0$ теперь описывается гораздо лучше. Однако простота проведенного усреднения, не учитывающего конечный размер

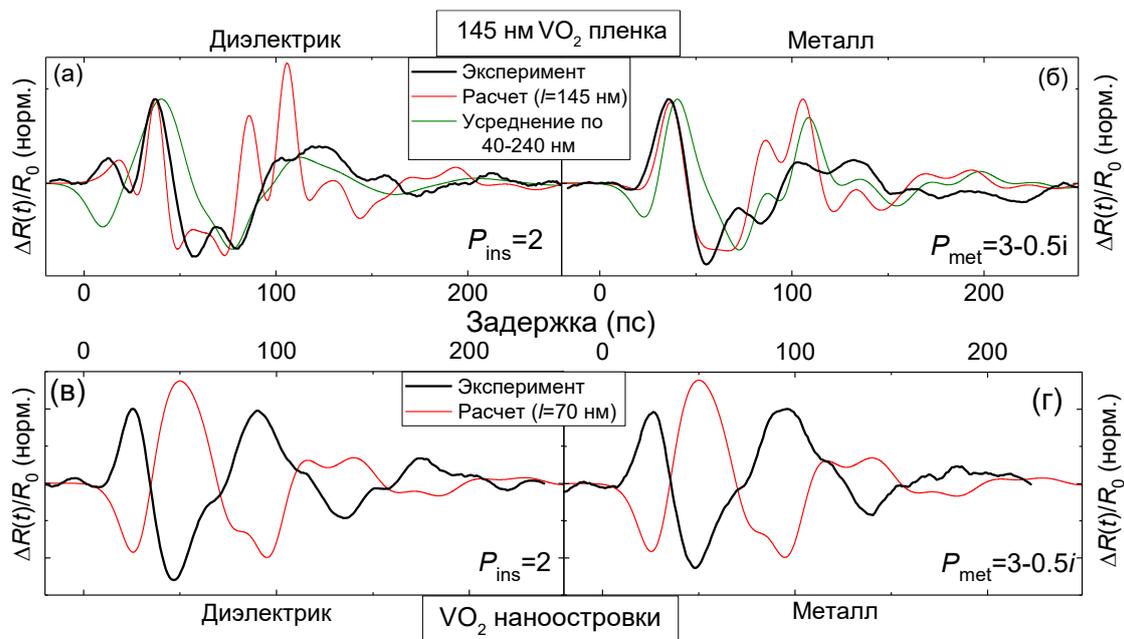


Рис. 3. Сравнение результатов расчета и эксперимента для 145 нм пленки VO_2 (а)-(б) и наностроек (в)-(г), находящихся изначально в диэлектрической (слева) и металлической (справа) фазах. Черные кривые показывают экспериментальные результаты, красные – результаты расчета с оптимальным выбором P для 145 нм пленки, зеленые – результат усреднения расчетных кривых по гистограмме высот АСМ-изображения (см. вставку на Рис. 1(б)).

Для наностроек VO_2 в расчете также задавалась плоскопараллельная пленка, толщина которой определялась средней высотой наностроек и составляла 70 нм. Расчеты показали, что для такой небольшой толщины эффекты оптической интерференции (первое слагаемое в Формуле (2)) оказываются незначительны, форма отклика не зависит от P и определяется производной от импульса деформации: $\Delta R(t)/R_0 \sim d\varepsilon(t)/dt$. Поэтому для расчета использовались значения P , найденные для 145 нм пленки. На Рис. 3 (в-г) видно, что, несмотря на хорошее совпадение формы $\Delta R(t)/R_0$ для всех t , указывающее на верную симуляцию формы импульса деформации $\varepsilon(t)$, наблюдается отличие в знаке отклика. Это означает, что величина P в наностройках и сплошной пленке различна. Мы связываем этот факт с тем, что в отдельных наностройках фотоупругий отклик включает в себя поперечные компоненты тензора фотоупругости.

В заключение, мы применили метод определения эффективной фотоупругой постоянной P , основанный на зависимости формы фотоупругого отклика на пикосекундный импульс деформации от значения P , к двум нанослоям VO_2 . Мы впервые определили фотоупругие параметры диоксида ванадия, которые составили: для диэлектрической фазы, $P_{\text{ins}}=-2$, для металлической, $P_{\text{met}}=3-0.5i$. Таким образом, при ПДМ в VO_2 величина P изменяется. Нами показано, что величина P зависит от морфологии используемых нанослоев. Подробнее данная работа изложена в [8].

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ (грант 20-02-00938_a).

ЛИТЕРАТУРА

1. D. Wegkamp, J. Stähler // *Progr. Surf. Sci.* 2015. V. 90. P. 464.
2. A. Cavalleri et al. // *Phys. Rev. B.* 2004. V. 70. P. 161102(R).
3. Y. Ke et al. // *Small.* 2018. V. 14. P. 1802025.
4. Ia. A. Mogunov et al. // *Nat. Commun.* 2020. V. 11. P. 1690.
5. J. R. Hortensius et al. // *npj Quantum Mater.* 2020. V. 5. P. 95.
6. Ia. A. Mogunov et al. // *Phys. Rev. Applied.* 2019. V. 11. P. 014054.
7. P. Delsing et al. // *J. Phys. D: Appl. Phys.* 2019. V. 52. P. 353001.
8. Ia. A. Mogunov et al. // *Phys. Rev. Mater.* 2020. V. 4. P. 125201.
9. C. Thomsen et al. // *Phys. Rev. B.* 1986. V. 34. No 6. P. 4129.
10. S. Lysenko et al. // *Phys. Rev. B.* 2007. V. 75. P. 075109.
11. V. Gusev // *Acust. Acta Acust.* 1996. V. 82. P. S37.

Акустооптическое устройство 2D сканирования неполяризованного лазерного излучения на одном кристалле $KY(WO_4)_2$

А.И.Чижиков, Н.Ф.Науменко, К.Б. Юшков, В.Я. Молчанов
Национальный исследовательский технологический университет «МИСИС»
chizhikov.ai@misis.ru

Двухкоординатные дефлекторы востребованы в ВОЛС, системах поиска и слежения, в акустооптических (АО) процессорах и др. Применяемые в настоящее время двухкоординатные акустооптические дефлекторы (АОД) состоят из двух ортогональных однокоординатных дефлекторов [1]. Монолитные двухкоординатные АОД могут быть созданы на основе изотропных сред, но величина АО-качества M_2 в этом случае оказывается различной для ортогональных поляризаций света.

Реальная возможность создания монолитного двухкоординатного АОД связана с использованием в качестве среды взаимодействия моноклинных кристаллов. Эффективные фотоупругие константы в плоскости симметрии моноклинного кристалла определяются тремя независимыми компонентами тензора фотоупругости [2]. В кристалле $KY(WO_4)_2$ значение M_2 для изотропной дифракции достигает величины $33 \times 10^{-15} \text{ с}^3/\text{кг}$ [3].

Нами разработан двухкоординатный АО дефлектор нового типа, выполняемый на одном АО-элементе. Светозвукопровод изготовлен из кристалла калий-иттриевого вольфрамата, $KY(WO_4)_2$, - лазерного кристалла, обладающего высокой лазерной стойкостью, соизмеримой с лазерной прочностью кварца [4]. Акустооптическое качество, M_2 , кристаллов $KY(WO_4)_2$ выше, чем M_2 кварца, что позволило существенно снизить управляющую ВЧ мощность при сохранении той же дифракционной эффективности и, следовательно, решить проблему перегрева АО устройства.

Созданное устройство работает в режиме изотропного АО взаимодействия и предназначено для управления мощным неполяризованным лазерным излучением видимого и ближнего ИК-диапазонов. Предлагаемая конфигурация двухкоординатного АОД, выполненного на кристалле $KY(WO_4)_2$, основана на независимом отклонении в ортогональных направлениях обеих собственных мод двулучепреломляющего кристалла при помощи двух акустических волн, распространяющихся в различных направлениях. Общая схема акустооптической ячейки показана на рис. 1: два пьезопреобразователя расположены на различных гранях монокристалла и независимо управляются двумя радиочастотными генераторами. Область АО-взаимодействия находится на пересечении пучков объемных акустических волн в кристалле.

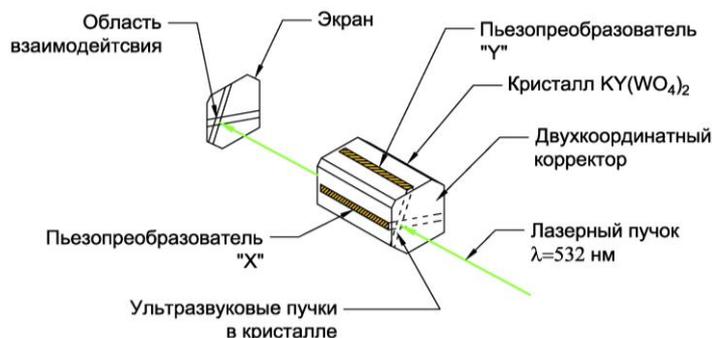


Рис. 1. Чертеж 2D АО устройства, формирующего ортогональную сетку акустических фронтов

Для того, чтобы монолитное двухкоординатное АО-устройство имело возможность работать с неполяризованным лазерным излучением, необходимым условием для каждого из двух акустических каналов в едином АО кристалле является следующее: эффективности дифракции для двух ортогонально поляризованных оптических мод кристалла должны быть равными.

На рис. 2 приведены рассчитанные величины АО-качества M_2 монокристалла $KY(WO_4)_2$ для двух ортогональных поляризаций лазерного излучения — вдоль N_g и вдоль N_m — в зависимости от угла φ с диэлектрической осью N_m для квазисдвиговой акустической моды, распространяющейся в плоскости симметрии кристалла [2].

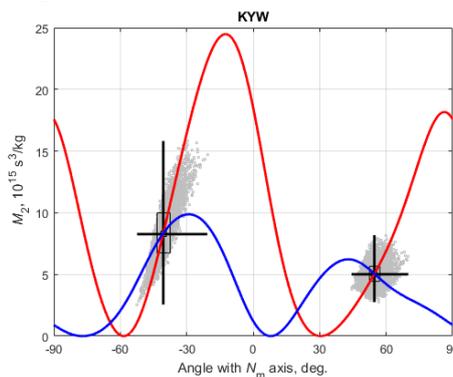


Рис.2. Величина АО-качества M_2 монокристалла $KY(WO_4)_2$ для двух ортогональных поляризаций: N_g (красная кривая) и N_m (синяя кривая) в зависимости от угла с диэлектрической осью N_m для квазисдвиговой акустической моды в плоскости симметрии кристалла

При распространении произвольно поляризованного лазерного пучка в направлении диэлектрической оси монокристалла N_p , он раскладывается на два независимых пучка, имеющих поляризации по собственным осям монокристалла N_m и N_g . В общем случае эффективность АО-дифракции световых пучков каждой из собственных поляризаций на одной и той же акустической моде в монокристалле различна. Для обеспечения акустооптической дифракции неполяризованного излучения необходимо выполнить условие равенства M_2 для этих поляризаций.

Кривые для собственных поляризаций (красные и синие кривые) имеют несколько точек пересечения, где значения M_2 равны. Для кристалла $KY(WO_4)_2$ максимальные значения акустооптического качества соответствуют точкам в направлениях $-40,6^\circ$ и $+54,7^\circ$. Величина M_2 для данных направлений составляет $7,9 \times 10^{-15}$ и $4,8 \times 10^{-15} \text{ с}^3/\text{кг}$ соответственно, что в несколько раз больше, чем в плавленом кварце. Номинальный угол между акустическими гранями составляет $84,7^\circ$ градуса. Различие между величинами M_2 для выбранных направлений может быть скомпенсировано мощностью управляющих сигналов. АО-ячейка была изготовлена с акустическими гранями, составляющими угол 90° , в направлениях $N_m -34^\circ$ и $N_m +56^\circ$. Внешний вид двухкоординатного АОД на экспериментальном стенде показан на рис.3

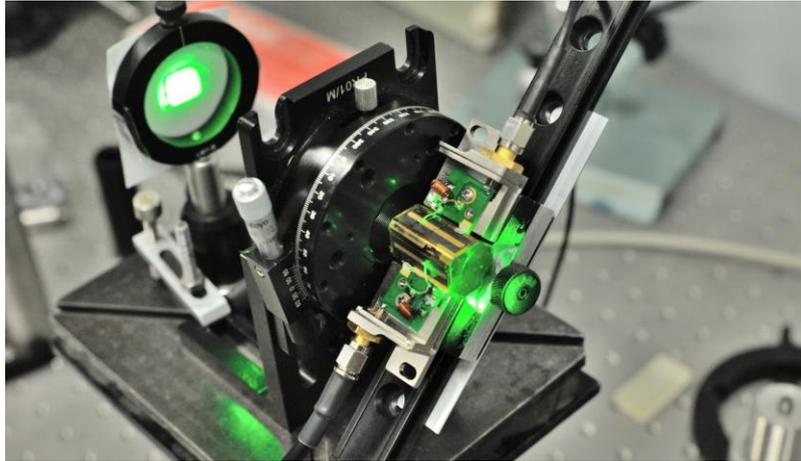


Рис. 3. Внешний вид двухкоординатного АОД и экспериментальной установки

На рис. 4 показана визуализация дифракционным методом акустических каналов в нулевом порядке дифракции при засветке оптической апертуры АО-устройства коллимированным лазерным пучком. На фотографии рис. 4а управляющий ВЧ сигнал отсутствует, на рис. 4б ВЧ сигнал подается на пьезопреобразователь X, на рис. 4в - на пьезопреобразователь Y, рис. 4г - на оба пьезопреобразователя X и Y одновременно. Зона пересечения акустических каналов является рабочей зоной 2-координатного отклонения лазерного излучения на едином акустооптическом кристалле. эффективность отклонения по двум координатам 50% при управляющей мощности 1,7 Вт ($N_m - 34^\circ$) и 2,4 Вт ($N_m + 56^\circ$);

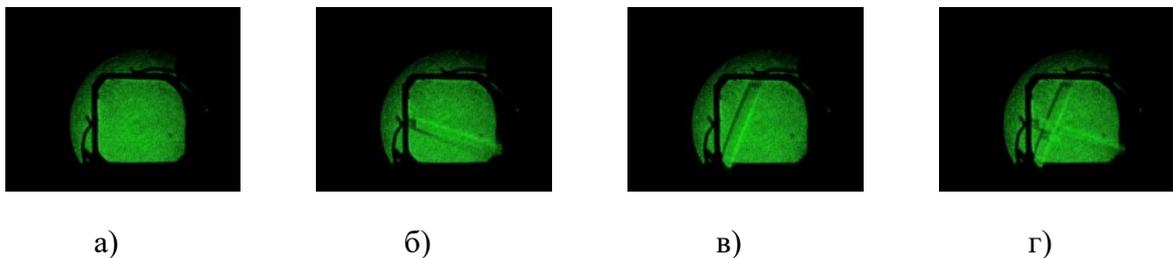


Рис. 4. Визуализация эффекта двухкоординатного отклонения

Изготовленный и протестированный АОД нового типа выполнен на одном АО-элементе, что делает его конструкцию более компактной по сравнению с традиционными двухкоординатными АОД. Использование моноклинного кристалла $KY(WO_4)_2$, с высокой стойкостью к воздействию лазерного излучения, позволит использовать созданное АО устройство для управления мощным неполяризованным лазерным излучением видимого и ближнего ИК-диапазонов длин волн.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (18-07-00670, 18-29-20019).

ЛИТЕРАТУРА

1. Н. Shinada et al. // Optical Engineering. 2017. V. 56. P. 085107
2. А.И. Чижиков и др. // Квантовая электроника. 2021. Т. 51. № 4. С. 343
3. М.М. Мазур и др. // Письма в ЖТФ. 2015. Т. 41. № 5. С. 91.
4. В.Я. Молчанов и др. // Международная конференция «XX Харитоновские тематические научные чтения», С. 39-40. Саров: ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», 2018.

Спектрально-поляризационная акустооптическая фильтрация инфракрасного излучения в кристалле бромида ртути

Е.А. Дьяконов, Д.Л. Пороховниченко

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Москва

ead1989@gmail.com

Широкоапертурный акустооптический фильтр представляет собой устройство, позволяющее выделять из оптического изображения заданную спектральную компоненту. Как и другие акустооптические устройства, он действует по принципу дифракции света на ультразвуке. Длина волны излучения, выделяемая фильтром, регулируется путем изменения частоты ультразвука. Акустооптические фильтры, основанные на кристалле парателлурида TeO_2 , давно известны и применяются [1]. Однако, парателлурид прозрачен лишь в спектральной области от 0,33 мкм до 5 мкм. Для работы с большими длинами волн, то есть в среднем и дальнем инфракрасном диапазонах, необходимо искать другие материалы. В этом отношении интересны кристаллы моногалогенидов ртути Hg_2X_2 ($\text{X} = \text{Cl}, \text{Br}, \text{I}$). Они обладают широким диапазоном прозрачности от видимого излучения до длин волн около 20, 30 и 40 мкм соответственно, а также высокими коэффициентами акустооптического качества M_2 [2]. Они также являются оптически анизотропными, что позволяет применить в них известную схему акустооптического фильтра лишь с небольшими изменениями [3].

Возможность создания широкоапертурного акустооптического фильтра на основе бромида ртути Hg_2Br_2 была обоснована в работе [3]. Там рассматривалась обычная схема акустооптического фильтра [1], которая требует линейно поляризованного излучения, соответствующего одной из собственных волн кристалла. Это создает сложности при работе с неполяризованным или частично поляризованным излучением от тепловых источников, что особенно актуально в инфракрасной области спектра. Известна и более совершенная, спектрально-поляризационная схема акустооптического фильтра, при которой входное излучение может иметь произвольное состояние поляризации. В кристалле это излучение распадается на две линейно поляризованные составляющие, которые отклоняются в противоположные порядки дифракции. Это позволяет анализировать одновременно спектральную и поляризационную структуру оптического пучка. Известна реализация спектрально-поляризационной схемы акустооптического фильтра в кристалле парателлурида [4]. Целью настоящей работы стало исследование подобной геометрии взаимодействия в кристалле бромида ртути.

На рис. 1а показана векторная диаграмма, которая иллюстрирует взаимную ориентацию волновых векторов взаимодействующих волн. Брэгговский синхронизм соответствует замыканию векторного треугольника, состоящего из волновых векторов обыкновенной волны \vec{k}_o , необыкновенной волны \vec{k}_e и ультразвука \vec{K} , причем взаимодействие сопровождается сменой поляризации излучения. Иначе говоря, если обыкновенная волна падает под углом θ_o , то имеет место дифракция в -1 -й порядок под углом θ_e . А если необыкновенная волна падает под углом θ_e , то имеет место дифракция в $+1$ -й порядок под углом θ_o . Условием широкоапертурной геометрии является независимость частоты брэгговского синхронизма f от углов падения и дифракции:

$$\partial f / \partial \theta_o = 0, \quad \partial f / \partial \theta_e = 0. \quad (1)$$

Это условие позволяет применять акустооптическое устройство для обработки неколлимированных пучков излучения и оптических изображений. Графически оно соответствует тому, что касательные к волновым поверхностям взаимодействующих волн параллельны между собой.

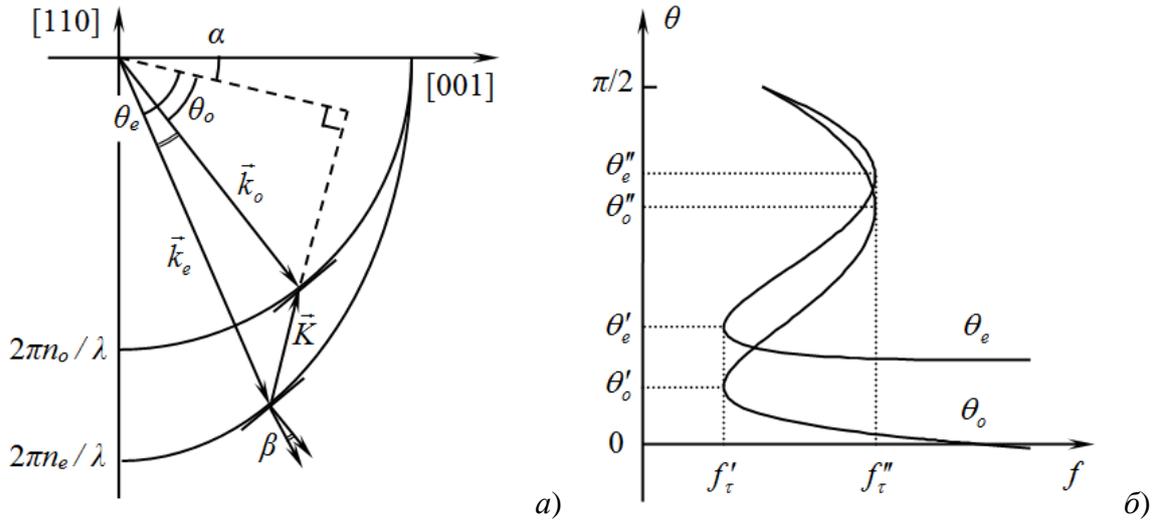


Рис. 1. Векторная диаграмма (а) и угло-частотная характеристика (б) широкоапертурной дифракции.

Углы θ_o , θ_e и частота брэгговского синхронизма f связаны между собой зависимостью, которая называется угло-частотной характеристикой:

$$f = \frac{V(\alpha)}{\lambda} \left(n_i(\theta_e, \alpha) \sin \theta_e \pm \sqrt{n_o^2 - n_i^2(\theta_e, \alpha) \cos^2 \theta_e} \right); \quad n_o \cos \theta_o = n_i(\theta_e, \alpha) \cos \theta_e, \quad (2)$$

где λ – длина волны излучения, а угол α определяет направление распространения ультразвука (рис. 1а). Показатель преломления необыкновенной волны n_i зависит от направления распространения, а обыкновенной – является неизменным и равен n_o . Зависимость скорости звука V от направления определяется кристаллографической плоскостью, в которой происходит взаимодействие. В свою очередь, эта плоскость (лежащая в плоскости чертежа рис. 1а) выбирается из условия максимального акустооптического качества. В работе [3] показано, что в кристалле бромида ртути оптимальные условия взаимодействия получаются в плоскости (110), в отличие от кристалла парателлуриата, где применяется плоскость (100). Графики угло-частотных зависимостей при фиксированном направлении распространения ультразвука показаны на рис. 1б. Как видно, условие (1) может быть выполнено в двух различных геометриях взаимодействия, одна из которых определяется углами θ'_o , θ'_e и частотой f'_τ , а другая – углами θ''_o , θ''_e и частотой f''_τ . Все эти величины зависят от угла среза кристалла α .

Если добиться выполнения дополнительных условий

$$\theta'_e = \theta''_e = \theta_i, \quad f'_\tau = f''_\tau = f_\tau, \quad (3)$$

то при падении излучения под углом θ_i дифракция будет наблюдаться вне зависимости от его поляризации. Действительно, падающее излучение в любом случае распадется на две собственных волны кристалла, одна из которых испытает дифракцию в +1-й порядок, а другая – в –1-й, как показано на рис. 2а. По соотношению интенсивностей излучения, отклоненного в оба порядка, можно судить о поляризации излучения на входе фильтра [4]. Сложность реализации спектрально-поляризационной геометрии заключается в том, чтобы добиться одновременного выполнения обоих условий (3).

Как показано в работе [4], в кристалле парателлуриата существует угол среза α , при котором угло-частотные характеристики для обеих собственных волн имеют совпадающий участок широкоапертурной геометрии, который и может использоваться в спектрально-поляризационном фильтре. Однако в бромиде ртути аналогичной конфигурации угло-частотных характеристик не наблюдается ни при каком угле среза, в чем можно убедиться, варьируя этот параметр в выражении (2). Вместе с тем,

известно, что акустооптическое взаимодействие имеет место не только при точном выполнении условия брэгговского синхронизма, но и в некоторой конечной области частот и углов падения вблизи этого условия. Можно показать, что эта область в $f-\theta$ пространстве ограничена характеристиками (2), соответствующими углам среза $\alpha \pm \Delta\alpha/2$, где $\Delta\alpha = 0,89V/fl$ – ширина углового спектра ультразвука, определяемая в свою очередь размером пьезоэлемента l . Таким образом, для одновременной дифракции обеих собственных волн кристалла не требуется точного совпадения угло-частотных характеристик, а достаточно перекрытия областей синхронизма вблизи них.

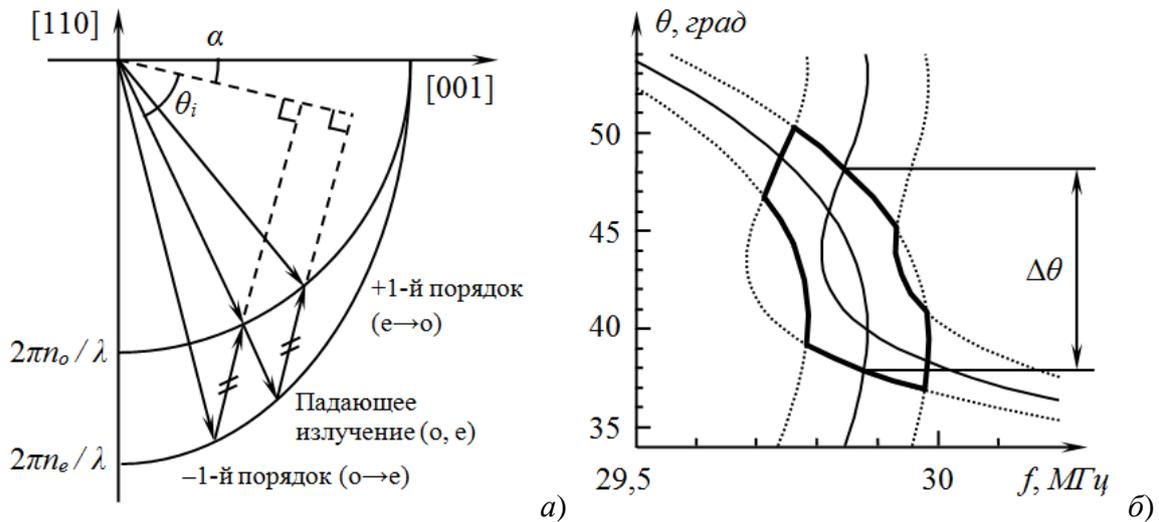


Рис. 2. Векторная диаграмма (а) и угло-частотная характеристика (б) спектрально-поляризационного фильтра.

Совпадение углов θ'_e и θ''_o в бромиде ртути достигается при угле среза, равном $\alpha = 16,5^\circ$, при этом разница частот брэгговского синхронизма для обеих собственных волн составляет величину $f''_\tau - f'_\tau = 1,1$ МГц при $\lambda = 10$ мкм и обратно пропорциональна длине волны. При увеличении угла среза до $\alpha = 16,8^\circ$ эти частоты совпадают, однако соответствующие углы падения отличаются на $\theta'_e - \theta''_o = 8^\circ$. Отсюда получаются пределы оптимальных углов среза для спектрально-поляризационной геометрии. Дальнейшие расчеты проведены исходя из промежуточного значения $\alpha = 16,6^\circ$.

На рис. 2б представлены угло-частотные зависимости для двух поляризаций падающего излучения. Длина волны излучения принята равной $\lambda = 10$ мкм. Пунктирными линиями показаны границы области брэгговского синхронизма при длине пьезоэлемента $l = 5$ мм. В области, обведенной жирной линией, возможна одновременная дифракция обеих собственных мод кристалла в различные порядки. Частотный диапазон дифракции Δf определяется обычным образом [3] и оказывается различным для двух направлений поляризации излучения. Разрешающая способность акустооптического фильтра $R = \lambda/\Delta\lambda = f/\Delta f$ ограничена диапазоном Δf для +1-го порядка дифракции, более широким, чем для -1-го. Угловая апертура $\Delta\theta$ определяется иначе, чем для обычного акустооптического фильтра. Она ограничена не только совпадением обеих областей брэгговского синхронизма, но и пространственным перекрытием соседних дифракционных порядков [4]. Последний фактор не позволяет достичь угловой апертуры более $\Delta\theta_{\text{макс}} = 12,5^\circ$ в данной геометрии взаимодействия.

Важной особенностью кристалла бромида ртути является слабая дисперсия показателя преломления на длинах волн $\lambda = 3...30$ мкм, в результате чего геометрия взаимодействия не зависит от длины волны излучения. Это обстоятельство выгодно отличает бромид ртути от большинства акустооптических материалов, в том числе

парателлурита, в которых приходится принимать специальные меры по компенсации дисперсии (наклон выходной грани и т.п.). Такая компенсация становится особенно сложной в случае спектрально-поляризационного фильтра, когда ее необходимо применять одновременно к двум волнам, распространяющимся под углом друг к другу и имеющим различные законы дисперсии показателя преломления [4].

Расчетные зависимости основных параметров акустооптического взаимодействия от длины волны показаны на рис. 3. Коэффициенты акустооптического качества кристалла вычислялись по методике, описанной в работе [3]. Угловая апертура $\Delta\theta$ приведена внутри кристалла; вне кристалла она будет больше, пропорционально показателю преломления. Расчеты проведены для двух продольных размеров пьезоэлемента l , равных 5 мм и 10 мм, а его поперечный размер считается равным $d = 8$ мм. Максимальный размер l ограничен тем, что с его увеличением области синхронизма в коротковолновом краю диапазона становятся слишком узкими и перестают перекрываться. Следует отметить, что полное использование всего спектрального диапазона $\lambda = 3 \dots 30$ мкм в одном устройстве невозможно из-за ограниченной частотной полосы пьезоэлемента. При разработке акустооптического фильтра для какой-либо конкретной задачи можно выбрать любой диапазон перестройки в пределах этого интервала без изменения геометрии кристалла.

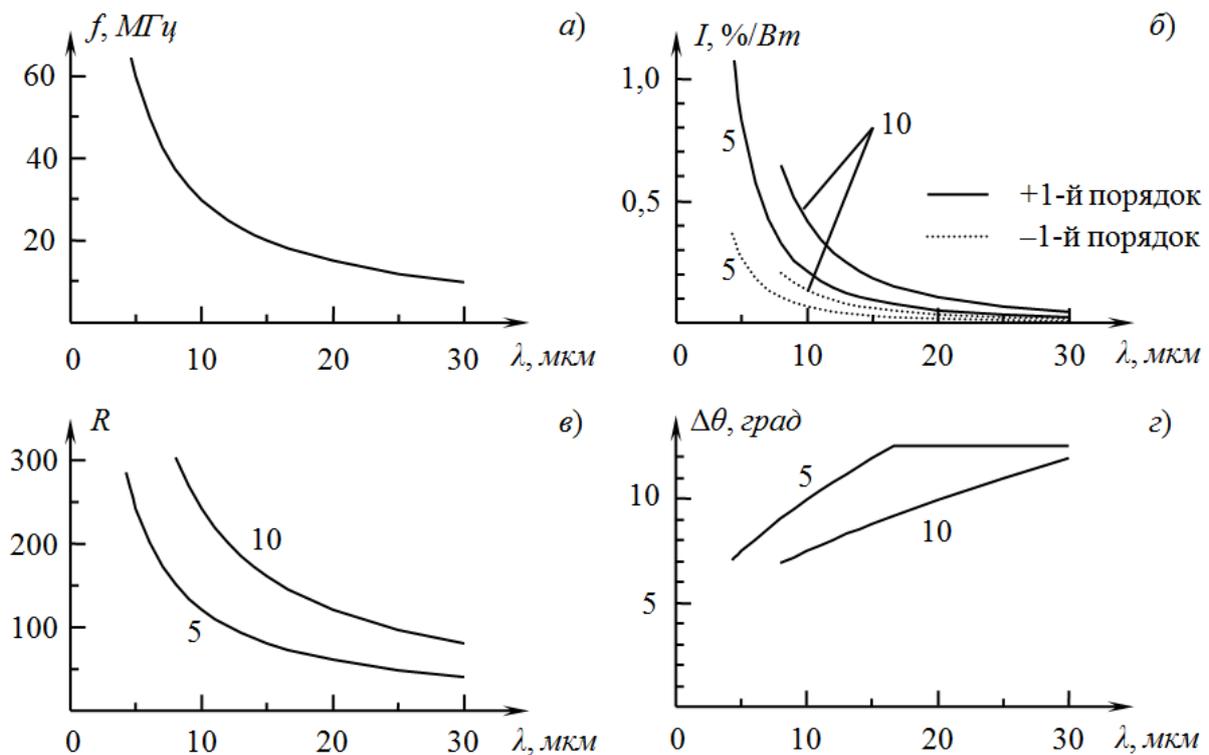


Рис. 3. Кривая перестройки (а), эффективность дифракции (б), разрешающая способность (в) и угловая апертура (г) спектрально-поляризационного фильтра в зависимости от длины волны. Цифры возле кривых соответствуют размеру пьезоэлемента l в миллиметрах.

Работа поддержана грантом РФФ № 19-12-00072.

ЛИТЕРАТУРА

1. I.C. Chang / In: "Handbook of Optics", V. 2, Chapter 12, McGraw Hill, 1995.
2. С. Barta, С. Barta Jr. // Materials Science Forum. 1990. V. 61. P. 93.
3. E.A. Dyakonov et al. // Applied Optics. 2020. V.60. No. 8. P. 2348.
4. V.B. Voloshinov, J.C. Mosquera // Opt. Laser. Technol. 1996. V. 28. No. 2. P. 119.

Расчет поляризации акустических мод двумерных фононных кристаллов на основе плавленного кварца

М.В. Марунин, Н.В. Поликарпова

Физический факультет Московского государственного университета
им. М.В.Ломоносова, 119991 Москва, Россия
rewpioa@gmail.com

При создании акустооптических устройств особое внимание уделяется выбору рабочего материала, в котором происходит взаимодействие оптического излучения с акустической волной. В подавляющем большинстве случаев в качестве рабочих материалов используются монокристаллические среды, обладающие сильной акустической анизотропией. В частности, акустическая анизотропия кристалла парателлурита приводит к ряду необычных свойств. Известно, что для определенных направлений распространения акустических волн в кристалле парателлурита, медленная квазипоперечная акустическая мода становится квазипродольной. Такое необычное поведение поляризации акустических мод позволяет реализовывать новую геометрию акустооптического взаимодействия, решая тем самым более широкий круг прикладных задач. Разнообразие свойств монокристаллических кристаллов ограничено кругом доступных химических соединений, что влияет на возможные характеристики акустооптических устройств, построенных на их основе. Актуальной задачей акустооптики является поиск новых эффективных материалов, свойства которых можно было бы варьировать в зависимости от поставленных прикладных задач.

В работе [1] исследованы акустические свойства двумерных фононных кристаллов на основе плавленного кварца. Было показано, что в определённом диапазоне частот ультразвука, в фононном кристалле всегда распространяется ровно три акустические моды, что свойственно для однородных твердых сред. При этом искусственное введение периодичности в однородный изотропный материал плавленного кварца позволяет уменьшить фазовую скорость акустических волн в несколько раз. Указанные свойства фононных кристаллов делают перспективным их использование в акустооптических устройствах. В работе [1] не рассмотрен вопрос расчета поляризаций акустических мод фононного кристалла. Настоящая работа посвящена расчету поляризации акустических мод двумерного фононного кристалла на основе плавленного кварца.

В работе рассмотрен двумерный фононный кристалл, трехмерная структура которого изображена на Рис.1а. Данный материал представляет собой образец плавленного кварца, в котором периодически расположены сквозные цилиндрические

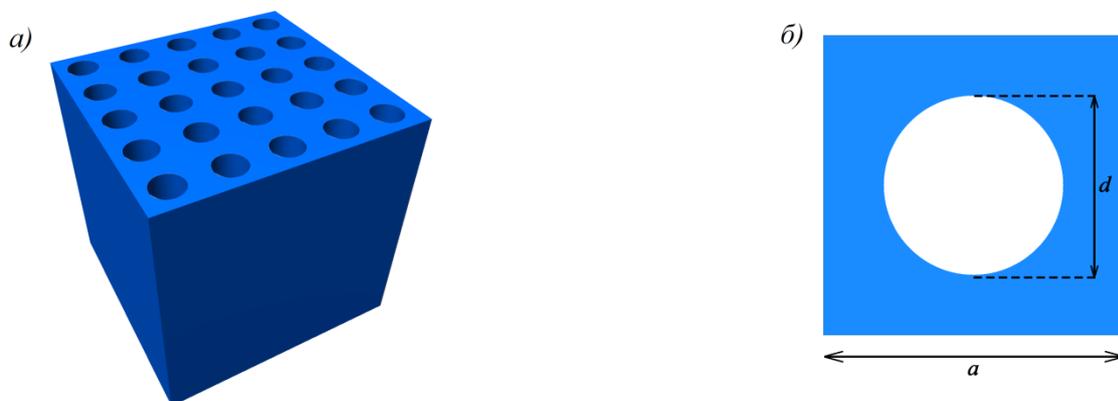


Рис. 1. Схема двумерного фононного кристалла: а) трёхмерная физическая модель; б) элементарная ячейка.

отверстия, заполненные воздухом. На Рис.1б представлена элементарная ячейка рассматриваемого фононного кристалла. Величина a определяет длину ячейки, в то время как d определяет диаметр отверстия.

В основу теоретической модели легли динамические уравнения распространения упругих волн в среде. В отсутствие затухания акустических волн при распространении в среде, уравнения принимают вид:

$$\frac{\partial}{\partial x_j} \left(c_{ijkl} \frac{\partial u_k(\mathbf{r}, t)}{\partial x_l} \right) = \rho \frac{\partial^2 u_i(\mathbf{r}, t)}{\partial t^2}, \quad (1)$$

где $u_i(\mathbf{r}, t)$ – вектор смещения, ρ – плотность материала, c_{ijkl} – модули упругости. Индексы принимают значения $i, j, k, l = 1, 2, 3$ и подчиняются соглашению Эйнштейна.

В случае бесконечной идеально периодической среды, общее решение уравнения (1) согласно теореме Блоха имеет вид:

$$u_i(\mathbf{r}, t) = \tilde{u}_i(\mathbf{r}) \exp[i(\omega t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{r})], \quad (2)$$

где амплитуда $\tilde{u}_i(\mathbf{r})$ – периодическая функция координат, определённая в элементарной ячейке фононного кристалла.

Тензор деформации среды также принимает вид Блоховских волн:

$$S_{ij} = S_{ij}(\tilde{\mathbf{u}}) \exp[i(\omega t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{r})], \text{ где } S_{ij}(\tilde{\mathbf{u}}) = \frac{1}{2} \left[\left(\frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \tilde{u}_j}{\partial x_i} \right) - i(k_i \tilde{u}_j + k_j \tilde{u}_i) \right]. \quad (3)$$

Согласно [2], вариационная формулировка задачи распространения упругих волн в бесконечной идеально периодичной среде имеет вид:

$$\int_{\Omega} S_I^*(\mathbf{v}) c_{IJ} S_J(\tilde{\mathbf{u}}) d\mathbf{r} = \omega^2 \int_{\Omega} \rho (\mathbf{v}^* \cdot \tilde{\mathbf{u}}) d\mathbf{r}, \quad (4)$$

где $\mathbf{v}(\mathbf{r})$ – произвольная тестовая функция, необходимая для решения задачи методом конечных элементов. Интегрирование ведётся по области Ω элементарной ячейки, занимаемой плавленым кварцем. Приведённые индексы $I \leftrightarrow (ij)$ и $J \leftrightarrow (kl)$ принимают значения от 1 до 6 согласно правилу: $1 \leftrightarrow (11)$, $2 \leftrightarrow (22)$, $3 \leftrightarrow (33)$, $4 \leftrightarrow (23)$, $5 \leftrightarrow (13)$, $6 \leftrightarrow (12)$. Компоненты шестимерного вектора деформации определяются как $S_I = (2 - \delta_{ij}) \cdot S_{ij}$.

Интегральное уравнение (4) является обобщенной задачей на поиск собственных функций и собственных значений. Собственным значением в данном случае является величина $\lambda = \omega^2$. Собственные векторы $\tilde{\mathbf{u}}_{\lambda}(\mathbf{r})$, соответствующие собственному значению λ , определяют направления поляризации акустических мод частоты ω . Собственные векторы являются периодическими функциями координаты. Таким образом, направления поляризации акустических мод фононного кристалла варьируется в пределах элементарной ячейки. Поэтому с практической точки зрения, представляется необходимым расчёт вектора поляризации $\tilde{\mathbf{u}}_{\lambda}^0$, усреднённого по области элементарной ячейки. Компоненты усреднённого вектора поляризации могут быть получены, согласно [3]:

$$\tilde{u}_{\lambda, p}^0 = \pm \left(\frac{\int_{\Omega} |\tilde{u}_{\lambda, p}|^2 d\mathbf{r}}{\int_{\Omega} |\tilde{\mathbf{u}}_{\lambda}|^2 d\mathbf{r}} \right)^{1/2}, \quad (6)$$

где индекс $p = x, y, z$. Знак компоненты вектора поляризации определяется исходя из непрерывности решения и его сходимости к случаю изотропного однородного плавленого кварца при условии $d/a \rightarrow 0$.

На Рис.2а-б представлены направления поляризаций акустических мод фононных кристаллов в плоскости XY элементарной ячейки с нормированными диаметрами отверстий равными $d/a = 0.6$ и $d/a = 0.8$, соответственно. Изотропные акустические моды (показаны красным) поляризованы вдоль оси Z цилиндрических отверстий для всех направлений распространения акустических волн. Из представленных результатов видно, что медленные акустические моды (показаны синим) являются квазипоперечными. Для направлений распространения акустических волн φ кратным 45° , медленные моды становятся поперечными. Быстрые акустические моды являются квазипродольными, становясь продольными для направлений распространения φ также кратным 45° . Расчёты показывают, что для всех направлений распространений акустических волн, поляризации акустических мод фононных кристаллов являются взаимно-перпендикулярными. Данное свойство характерно для однородных твердых сред. Таким образом, эффективно, фононный кристалл ведёт себя как однородная анизотропная среда.

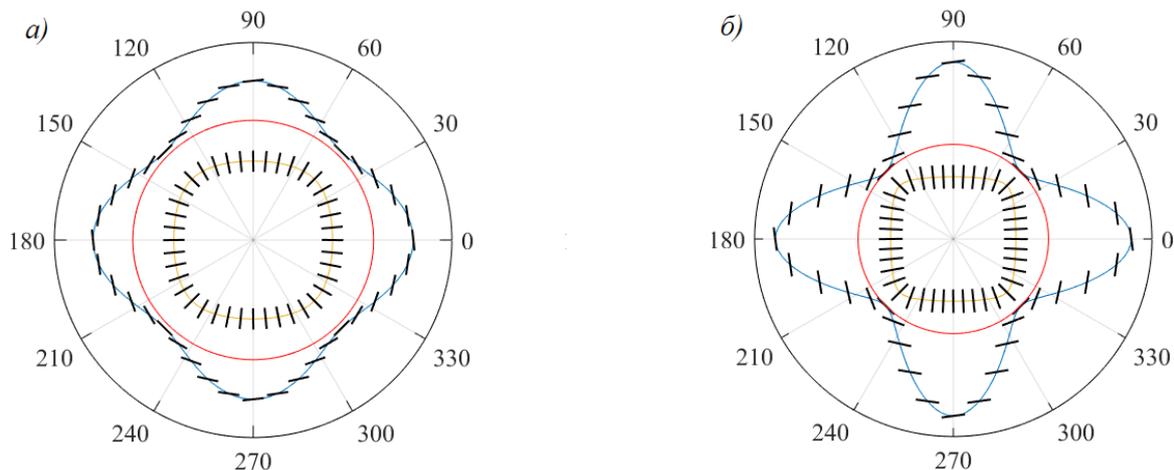


Рис. 2. Поляризации акустических мод фононного кристалла: а) $d/a = 0.6$; б) $d/a = 0.8$.

Таким образом, в работе рассчитаны направления поляризаций акустических мод двумерных фононных кристаллов на основе плавленого кварца. Показано, что для любых направлений распространения акустических волн, направления поляризаций акустических мод ортогональны. Найдены направления распространения акустических волн, для которых медленная и быстрая моды являются чисто продольными и чисто поперечными.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта Российского Научного фонда РФ №19-12-00072.

ЛИТЕРАТУРА

1. М.В. Марунин, Н.В. Поликарпова // Сборник трудов 17-й Всероссийской школы-семинара «Волновые явления в неоднородных средах» им. проф. А.П. Сухорукова. Секция 7. Акустоэлектроника и акустооптика. 2020. с. 10-13.
2. V. Laude “Phononic Crystals: Artificial Crystals for Sonic, Acoustic, and Elastic Waves” Berlin: Walter de Gruyter GmbH, 2015
3. Y. Wang, Y. Wang, V. Laude // Phys. Rev. B. 2015. V. 92. P. 104110.

Управление коэффициентом отражения звука от плоской пьезопластины путем выбора ее электрической нагрузки

Л.М. Котельникова, А.А. Крохмаль, Д.А. Николаев, С.А. Цысарь, О.А. Сапожников
Физический факультет,
Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова
kotelnikova.lm16@physics.msu.ru

Для излучения и приема акустических волн традиционно используются пьезоэлектрические преобразователи, работающие на основе прямого и обратного пьезоэффекта в режимах приема и излучения, соответственно [1]. Известно, что для наиболее эффективной передачи энергии от генератора нагрузке необходимо выполнить условия электрического согласования, при которых выделяющаяся на нагрузке мощность будет максимальной (при рассмотрении режима излучения нагрузкой является пьезопреобразователь). При работе в режиме приема существует аналогичная ситуация, при этом в качестве источника э.д.с. выступает пьезопреобразователь, на который падает акустическая волна, индуцирующая возникновение заряда и соответствующего электрического напряжения на пьезопластине. Эффективность преобразования акустической энергии в электрическую зависит от электрического импеданса нагрузки, подсоединенной к обкладкам пьезопластины. Можно подобрать указанный электрический импеданс таким образом, чтобы добиться максимальной величины электрической энергии, выделяющейся на нагрузке в виде тепла. При этом коэффициент отражения падающей акустической волны от пьезопластины станет минимально возможным в данной системе. Такой способ уменьшения коэффициента отражения от пьезопреобразователя может быть полезным в ситуациях, когда при проведении экспериментальных исследований необходимо уменьшить влияние переотраженных волн, которые могут вносить искажения в результаты измерений.

В настоящей работе представлен анализ возможности управления коэффициентом отражения от поверхности плоского пьезопреобразователя путем изменения его электрической нагрузки. Для расчетов использовался плоский круглый пьезокерамический преобразователь диаметром 100 мм с тыльной воздушной нагрузкой, пьезоэлектрические и механические параметры которого были определены ранее экспериментально с помощью измерения его электрического импеданса [2], что позволяет теоретически анализировать работу пьезопреобразователя с большой точностью.

Большой радиус пьезопластины по сравнению с ее толщиной позволяет рассматривать электроакустическое преобразование в одномерном приближении (модель шестиполосника) [3]. Тогда, рассматривая работу преобразователя в режиме излучения, с учетом тыльной воздушной нагрузки (акустический импеданс нагрузки $z_1 \rightarrow 0$) можно получить выражение для электрического импеданса пьезопреобразователя, который равен отношению комплексной амплитуды напряжения на обкладках пластины к комплексной амплитуде силы тока:

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

Здесь $k = \omega/c$ – волновое число в пьезокерамике, $\omega = 2\pi f$ – круговая частота гармонических колебаний в системе, z и z_2 – акустические импедансы пьезокерамической пластины и иммерсионной среды (вода), соответственно, C_0 – емкость зажатого преобразователя, k_T – коэффициент электромеханической связи. Предполагается, что все процессы происходят по гармоническому закону $\sim \exp(-i\omega t)$. Для простоты потери внутри пьезопластины будем считать пренебрежимо малыми, т.е. тангенсы углов механических и электрических потерь пьезокерамики примем нулевыми. Графики рассчитанных по формуле (1) частотных зависимостей действительной и мнимой частей импеданса исследуемого пьезопреобразователя в окрестности его первого резонанса изображены на рис. 1-а. Электрический импеданс может быть также измерен экспериментально [2]. Две характерные частоты, на которых мнимая часть импеданса обращается в нуль, называют резонансной и антирезонансной частотами. На этих частотах пьезопреобразователь работает как чисто активное сопротивление, причем на частоте антирезонанса действительная часть приближается к своему максимальному значению, что во многих случаях делает ее более предпочтительной для работы в режимах излучения и приема.

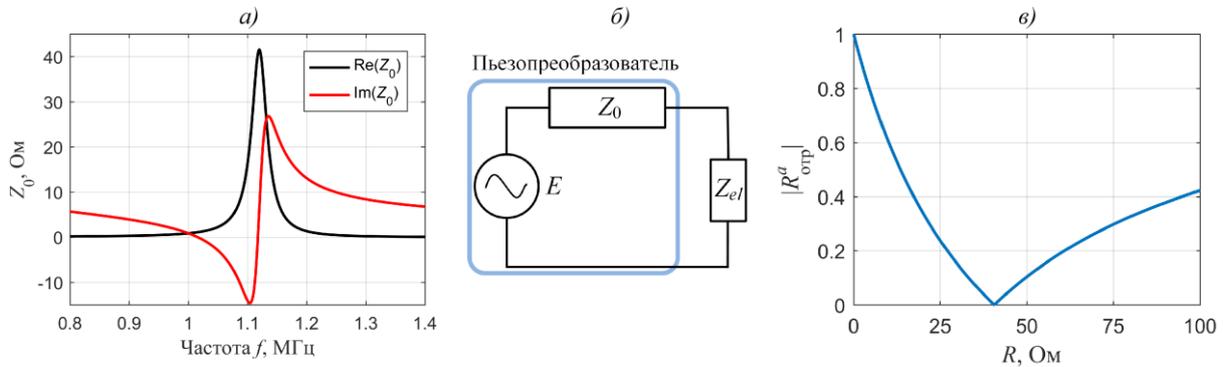


Рис. 1. а) Мнимая и действительная части импеданса пьезопреобразователя; б) эквивалентная электрическая схема при работе пьезопреобразователя в режиме приема; в) модуль коэффициента отражения падающей плоской акустической волны от пьезопластины в зависимости от величины активной нагрузки на частоте антирезонанса.

Рассмотрим работу пьезопреобразователя в режиме приема, когда падающая на пьезопреобразователь акустическая волна индуцирует напряжение на обкладках пьезопластины. Теоретический анализ показывает, что пьезопластина выступает в роли электрического генератора с внутренним импедансом Z_0 (схематически показано на рис. 1-б), равным электрическому импедансу преобразователя. Расчет коэффициента отражения плоской волны от пьезопластины в случае воздушной тыльной нагрузки дает следующее выражение:

$$R_{\text{отп}} = \frac{\sin kl - i \frac{z_2}{z} \cos kl}{\sin kl + i \frac{z_2}{z} \cos kl} \frac{Z_{el} + \frac{i}{\omega C_0} \left[1 - \frac{k_T^2 - i \frac{z_2}{z} \sin kl + 2(1 - \cos kl)}{\sin kl - i \frac{z_2}{z} \cos kl} \right]}{Z_{el} + \frac{i}{\omega C_0} \left[1 - \frac{k_T^2 i \frac{z_2}{z} \sin kl + 2(1 - \cos kl)}{\sin kl + i \frac{z_2}{z} \cos kl} \right]}, \quad (2)$$

где Z_{el} – электрический импеданс нагрузки, подсоединенной к обкладкам пьезопластины. Учитывая выражение для импеданса Z_0 (1), выражение (2) можно преобразовать к более компактному виду:

$$R_{\text{отр}} = \frac{\sin kl - i \frac{z_2}{z} \cos kl}{\sin kl + i \frac{z_2}{z} \cos kl} \frac{Z_{el} - Z_0^*}{Z_{el} + Z_0}, \quad (3)$$

где Z_0^* – величина, комплексно сопряженная к Z_0 . Из выражения (3) сразу видно, что коэффициент отражения становится равным нулю, если $Z_{el} = Z_0^*$, что является известным условием электрического согласования. В предельном случае бесконечной электрической нагрузки $Z_{el} \rightarrow \infty$ (разомкнутый преобразователь) получаем известное выражение для коэффициента отражения от слоя.

Отметим, что первый множитель в правой части выражения (3) по модулю равен единице, а второй множитель зависит от величины Z_{el} . Так, например, при коротком замыкании ($Z_{el} \rightarrow 0$) и при полном размыкании ($Z_{el} \rightarrow \infty$) пьезопластины и второй множитель по модулю равен единице. В указанных двух частных случаях $|R_{\text{отр}}| = 1$, т.е. происходит полное отражение. Если же импеданс нагрузки Z_{el} иной, то отражение уже не является полным, т.е. часть энергии падающей акустической волны теряется, переходя в электрическую энергию и далее в тепло.

Представим комплексный электрический импеданс пьезопреобразователя в виде $Z_0 = X_0 + iY_0$. На частоте антирезонанса $Y_0 = 0$ и импеданс Z_0 является чисто действительным. С учетом того что на частоте антирезонанса $kl = \pi$, формула (3) упрощается:

$$R_{\text{отр}}^a = - \frac{Z_{el} - X_0}{Z_{el} + X_0}. \quad (4)$$

Таким образом, видно, что для получения нулевого коэффициента отражения на частоте антирезонанса достаточно подобрать активное сопротивление, равное импедансу пьезопреобразователя, который является действительным на антирезонансной частоте. На рис. 1-в приведен график для модуля коэффициента отражения, рассчитанного по формуле (3), в зависимости от величины сопротивления электрической нагрузки, подсоединенной к исследуемому пьезопреобразователю на частоте антирезонанса. Видно, что коэффициент отражения обращается в ноль при подключении сопротивления 40.5 Ом, что соответствует значению действительной части импеданса на частоте антирезонанса (см. рис. 1-а).

В случае падения на преобразователь акустической волны произвольной частоты, на которой мнимая часть импеданса не обращается в нуль, для получения нулевого коэффициента отражения необходимо последовательно с активным сопротивлением подсоединить индуктивность или емкость в зависимости от знака Y_0 , чтобы компенсировать мнимую часть импеданса пьезопреобразователя.

Рассмотрим случай, когда частота немного превышает антирезонансную частоту. Тогда $Y_0 > 0$ и для минимизации коэффициента отражения наряду с активным сопротивлением R необходимо использовать индуктивность L : $Z_{el} = R - i\omega L$. Приведены графики зависимости модуля коэффициента отражения от сопротивления и

индуктивности для случаев антирезонансной частоты (рис. 2, слева) и для двух частот, превышающих антирезонансную частоту (рис.2, два графика справа). При отклонении частоты от антирезонансной сужается диапазон сопротивлений и индуктивностей (емкостей), при которых коэффициент отражения принимает значение, меньшее фиксированной величины, например $R_{\text{отр}} < 0.5$, т.е. наблюдается снижение устойчивости, что усложняет минимизацию коэффициента отражения при проведении экспериментов на частотах, сильно отличных от антирезонансной.

Отметим, что при простейшей реализации эксперимента, когда к пьезопреобразователю параллельно подсоединен генератор с внутренним сопротивлением 50 Ом, коэффициент отражения на антирезонансной частоте согласно формуле (4) равен 10%, т.е. подавление отраженной волны уже достаточно существенно. Модифицируя импеданс нагрузки с помощью дополнительного сопротивления, можно добиться уменьшения коэффициента отражения до нуля.

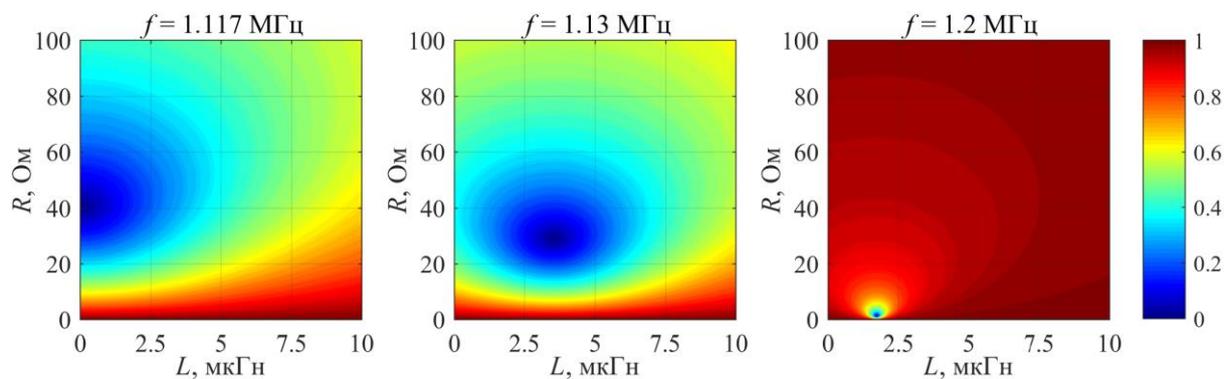


Рис. 2. Модуль коэффициента отражения в зависимости от индуктивности и сопротивления, подсоединенных параллельно пьезопреобразователю, работающему в режиме приема, для различных частот падающих акустических волн.

Указанные теоретические особенности проверялись экспериментально. Экспериментальная установка для измерения коэффициента отражения состоит из плоского пьезопреобразователя большого радиуса, работающего в импульсном режиме, установленного напротив него плоского рефлектора [4], генератора, осциллографа и дополнительных сопротивлений, подсоединенных параллельно генератору. Сравнивая амплитуды отраженной и переотраженных от рефлектора волн, можно наблюдать за величиной коэффициента отражения от пьезопреобразователя.

Таким образом, в данной работе показана возможность существенного уменьшения (в случае отсутствия потерь в пьезоэлектрике, до нуля) коэффициента отражения плоской акустической волны от пьезопластины путем выбора электрической нагрузки. При использовании антирезонанса в качестве рабочей частоты в системе без потерь можно полностью преобразовать энергию акустической волны в электрическую энергию, используя активное сопротивление рассчитанной величины, определяющейся значением действительной части электрического импеданса пьезопреобразователя.

Работа поддержана грантом РФФИ №20-02-00139 и стипендией Фонда развития теоретической физики и математики “БАЗИС”.

ЛИТЕРАТУРА

1. К. Хилл “Применение ультразвука в медицине. Физические основы” М.: Мир, 1986.
2. А. А. Крохмаль и др. // Акуст. журн. 2020. Т. 66. № 5. С. 475–488.

3. Г. Кайно “Акустические волны. Устройства, визуализация и аналоговая обработка сигналов” М.: Мир, 1990.

4. А. А. Дорофеева, О. А. Сапожников // Учен. зап. физ. ф-та МГУ. 2017. С. 1750301-1-1750301-5.

Дифракция фемтосекундных лазерных импульсов на аperiodических фазовых решетках

К.Б. Юшков, В.Я. Молчанов

Национальный исследовательский технологический университет «МИСИС»

konstantin.yushkov@misis.ru

Акустооптическое управление ультракороткими лазерными импульсами является одним из основных методов адаптивной компенсации дисперсий высших порядков и получения импульсов сложной формы. Для этих целей используются акустооптические дисперсионные линии задержки (АОДЛЗ) на основе квазиколлинеарной геометрии взаимодействия. Дисперсионный синтез функций пропускания АОДЛЗ позволяет осуществлять прецизионную спектральную модуляцию широкополосного излучения фемтосекундных лазеров [1]. Примеры произвольной модуляции спектра фемтосекундного лазерного излучения показаны на рис. 1. Для модуляции псевдослучайной бинарной последовательностью спектр разбивается на равные интервалы, которые группируются случайным образом, образуя отрезки разной длины с чередующимся пропуском 0 и 1.

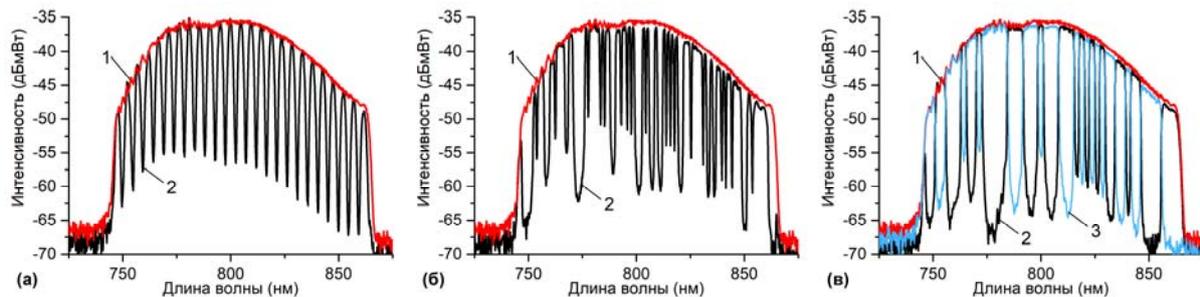


Рис. 1. Спектральная модуляция излучения титан-сапфирового фемтосекундного лазера при помощи АОДЛЗ: (а) периодическая модуляция; (б) модуляция псевдослучайной бинарной последовательностью длиной 124 бит; (в) модуляция комплементарными псевдослучайными бинарной последовательностью длиной 50 бит. 1 – спектр входного излучения; 2,3 – спектр модулированного излучения [1].

Генерация перестраиваемого по частоте терагерцового излучения является одним из основных применений акустооптической спектральной модуляции фемтосекундных лазерных импульсов [2]. Для этой цели формируются две реплики импульса с разными задержками. Частота терагерцового излучения определяется биениями на разностной частоте этих импульсов и пропорциональна временному интервалу между репликами. Традиционным подходом к формированию реплик ультракоротких импульсов является разбиение спектра на равные интервалы и независимая фазовая модуляция излучения на этих интервалах [3]. Недостатком такого подхода является появление спутников – паразитных импульсов, смещенных по шкале времени, – обусловленное конструктивной интерференцией различных спектральных компонент. Можно показать, что образование спутников во времени, аналогично образованию дифракционных порядков на пространственной решетке. Появление спутников снижает контраст модуляции и ограничивает максимальную программируемую задержку между импульсом и его репликами.

Для подавления спутников используется стохастическая модуляция спектра лазерного излучения. Спектр разбивается на два подмножества, состоящие из отрезков различной длины. Длины отрезков вычисляются как псевдослучайная величина с заданной функцией распределения, аналогично тому, как показано на рис. 1 (в).

Каждому из подмножеств присваивается своя линейная функция фазовой модуляции, определяющая задержку соответствующей реплики лазерного импульса.

На рисунке 2 показаны автокорреляционные функции (АКФ) лазерного импульса при различной спектральной модуляции. При периодической модуляции, показанной на рис. 2 (а), АКФ состоит из основного максимума и эквидистантной последовательности сателлитов. Расстояние между сателлитами обратно пропорционально периоду спектральной модуляции. Аперриодическая спектральная модуляция показана на рис. 2 (б). В этом случае АКФ имеет один основной максимум и пьедестал, амплитуда которого примерно на порядок меньше, чем амплитуда первого сателлита. Для минимизации амплитуды пьедестала применяется оптимизация функции распределения длины отрезков [4].

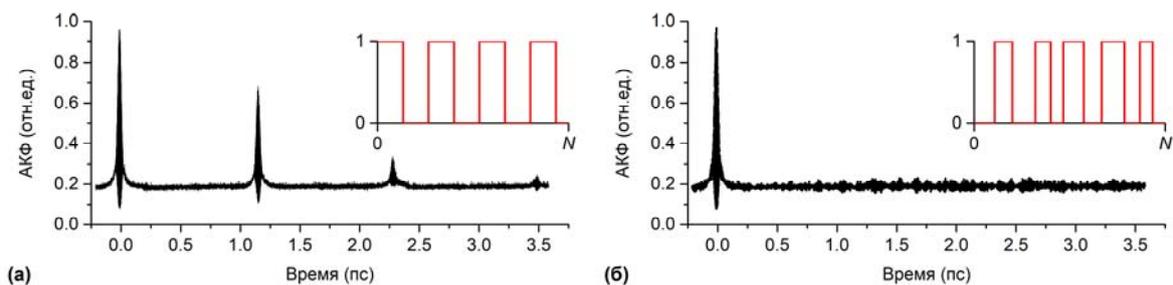


Рис. 2. АКФ фемтосекундного лазерного импульса с бинарно модулированным спектром: (а) периодическая модуляция; (б) стохастическая модуляция.

Спектральная модуляция лазерного излучения осуществляется при помощи АОДЛЗ с конечной временной апертурой τ , определяемой временем пробега ультразвука через область акустооптического взаимодействия. С одной стороны, это определяет максимальное число отсчетов в спектре, на которых сформирована функция пропускания: $N = 2\tau\Delta f$, где Δf – спектральная полоса радиосигнала, соответствующая пропускаемой спектральной полосе лазерного излучения. С другой стороны, модуляция спектра по амплитуде в полосе Δf приводит к увеличению длительности радиосигнала по сравнению с немодулированным спектром такой же ширины. Это приводит к соотношению неопределенности между числом разрешаемых элементов и контрастом модуляции [5]. Оптимальной величиной эффективной длительности радиосигнала является $0,5\tau$.

Произвольная спектральная модуляция излучения и генерация реплик фемтосекундных лазерных импульсов за счет фазовой спектральной модуляции продемонстрированы экспериментально при помощи АОДЛЗ высокого разрешения с временной апертурой $\tau \approx 100$ мкс и $N \approx 3500$ для спектра шириной 150 нм.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект 18-29-20019).

ЛИТЕРАТУРА

1. V.Ya. Molchanov, K.B. Yushkov // Opt. Express. 2014. V. 22. № 13. P. 15668.
2. А.В. Овчинников и др. // Квант. Эл. 2016. Т. 46. № 12. С. 1149.
3. K.B. Yushkov et al. // Phys. Rev. A. 2017. V. 96. № 4. P. 043866.
4. K.B. Yushkov, V.Ya. Molchanov // IEEE J. Sel. Top. 2020. V. 26. № 5. P. 8700108.
5. К.Б. Юшков, В.Я. Молчанов, Е.А. Хазанов // УФН. 2021. Т. 191 (в печати).