

АКУСТОЭЛЕКТРОНИКА И АКУСТООПТИКА

Применение акустооптических ячеек с секционированными пьезопреобразователями в системах оптической обработки информации

В.И. Балакиев, С.Н. Манцевич, М.И. Купрейчик, М.В. Шевцов, В.Я. Молчанов 2

Изучение затухания ультразвуковых волн в кристалле диоксида теллура

Е.И. Костылева, С.Н. Манцевич 6

Акустические свойства двумерных фононных кристаллов на основе плавленого кварца

М.В. Марунин, Н.В. Поликарпова..... 10

Экспериментальное исследование акустической склейки акустооптическим способом

М.Г. Мильков, А.И. Кокшайский, И.В. Скачков, Н.В. Ширгина 14

Применение акустического отражения для построения инфракрасных акустооптических устройств на основе кристаллов галогенидов ртути

М.В. Дьяконов, Н.В. Поликарпова 17

Сравнительный анализ акустических и акустооптических характеристик инфракрасных акустооптических монокристаллов галогенидов ртути

И.К. Чиж, Н.В. Поликарпова, Д.Л. Пороховниченко, Е.А. Дьяконов 20

Кристалл йодида индия как новый материал для акустооптики

Д.Л. Пороховниченко, Е.А. Дьяконов, С.В. Кузнецов, В.В. Воронов, П.П. Федоров, М.С. Кузнецов, К.С. Зараменских, А.А. Гасанов, Л.В. Жукова, А.С. Корсаков, Д.Д. Салимгареев 24

Особенности возбуждения акустических волн в кристалле теллура

В.С. Хоркин, Н.В. Поликарпова, В.Б. Волошинов 28

Применение акустооптических ячеек с секционированными пьезопреобразователями в системах оптической обработки информации

В.И. Балакший¹, С.Н. Манцевич¹, М.И. Купрейчик¹, М.В. Шевцов¹, В.Я. Молчанов²

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

²Национальный исследовательский технологический университет "МИСИС", НТУЦ Акустооптики

balakshy@phys.msu.ru

В работе представлены результаты теоретического и экспериментального исследования анизотропного акустооптического (АО) взаимодействия в акустическом поле, создаваемом фазированной решеткой пьезопреобразователя с антифазным возбуждением соседних секций. Установлен ряд необычных особенностей рассеяния света в периодически неоднородном акустическом поле, которые могут быть полезны при разработке АО устройств нового типа.

Рис. 1 иллюстрирует постановку задачи. Рассматривается наиболее общий случай анизотропной среды, в которой акустические пучки распространяются с углом сноса α . Предполагается, что наклонная фазовая решетка, создаваемая акустической волной, занимает область пространства между плоскостями $x=0$ и $x=L$. Ширина каждого акустического столба равна l , зазор между столбами – a . Начальная акустическая фаза в первом столбе равна $\Phi=0$, в следующем – $\Phi=\pi$ и т.д. Полное число пучков равно m .

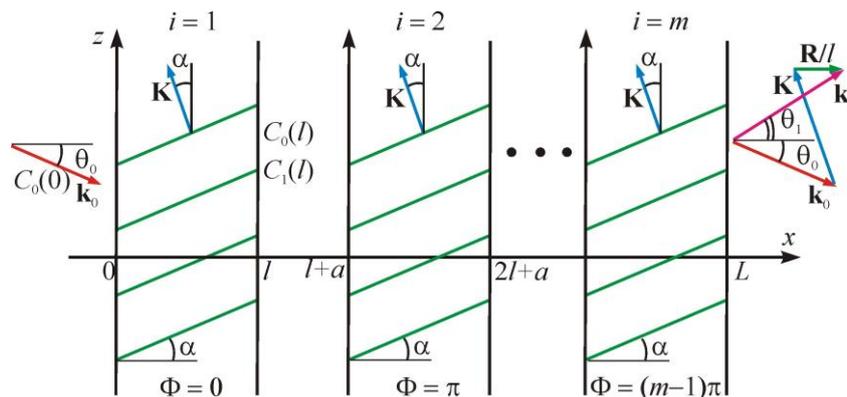


Рис. 1. АО взаимодействие в поле фазированного пьезопреобразователя. Постановка задачи.

Рассмотрим в данной структуре режим анизотропной дифракции Брэгга с рассеянием света в два порядка: нулевой и +1-й. В этом случае в расчете необходимо учесть две плоские световые волны. Первая волна является падающей, ей соответствует волновой вектор \mathbf{k}_0 и угол падения θ_0 . Второй является дифрагированная волна с волновым вектором \mathbf{k}_1 и углом дифракции θ_1 . Периодический характер акустического поля позволяет решить задачу АО взаимодействия на основе рекуррентных соотношений, связывающих амплитуды волн $C_0^{(i+1)}$ и $C_1^{(i+1)}$ на выходе из i -го акустического пучка с амплитудами $C_0^{(i)}$ и $C_1^{(i)}$ на его входе [1,2]:

$$\tilde{N}_0^{(i+1)} = \left[C_0^{(i)} \left(\cos \frac{\sqrt{\Gamma^2 + R^2}}{2} - j \frac{R}{2} \operatorname{sinc} \frac{\sqrt{\Gamma^2 + R^2}}{2\pi} \right) + C_1^{(i)} \frac{\Gamma}{2} \operatorname{sinc} \frac{\sqrt{\Gamma^2 + R^2}}{2\pi} \exp(-j\Phi) \right] \exp\left(j \frac{R}{2}\right), \quad (1)$$

$$\tilde{N}_1^{(i+1)} = \left[C_1^{(i)} \left(\cos \frac{\sqrt{\Gamma^2 + R^2}}{2} + j \frac{R}{2} \operatorname{sinc} \frac{\sqrt{\Gamma^2 + R^2}}{2\pi} \right) - C_0^{(i)} \frac{\Gamma}{2} \operatorname{sinc} \frac{\sqrt{\Gamma^2 + R^2}}{2\pi} \exp(j\Phi) \right] \exp\left(-j \frac{R}{2}\right), \quad (2)$$

где Γ – параметр Рамана-Ната, пропорциональный амплитуде акустической волны, R – АО фазовая расстройка, определяемая из векторного соотношения $\mathbf{k}_0 + \mathbf{K} + \mathbf{R}/l = \mathbf{k}_1$ (\mathbf{K} – волновой вектор ультразвука) [3]. Условие $R = 0$ определяет угол Брэгга θ_B , при котором достигается максимальная эффективность дифракции. Однако это справедливо только для однородного акустического поля. В неоднородном поле (в частности, периодически неоднородном) ситуация меняется кардинально [4,5]. В частности, в периодически неоднородном поле максимум эффективности дифракции получается при некоторых оптимальных углах θ_{opt} , которые могут заметно отличаться от угла Брэгга. Наши расчеты показали, что в этом случае эффективность дифракции может достигать 100%, несмотря на существенную расстройку R [2].

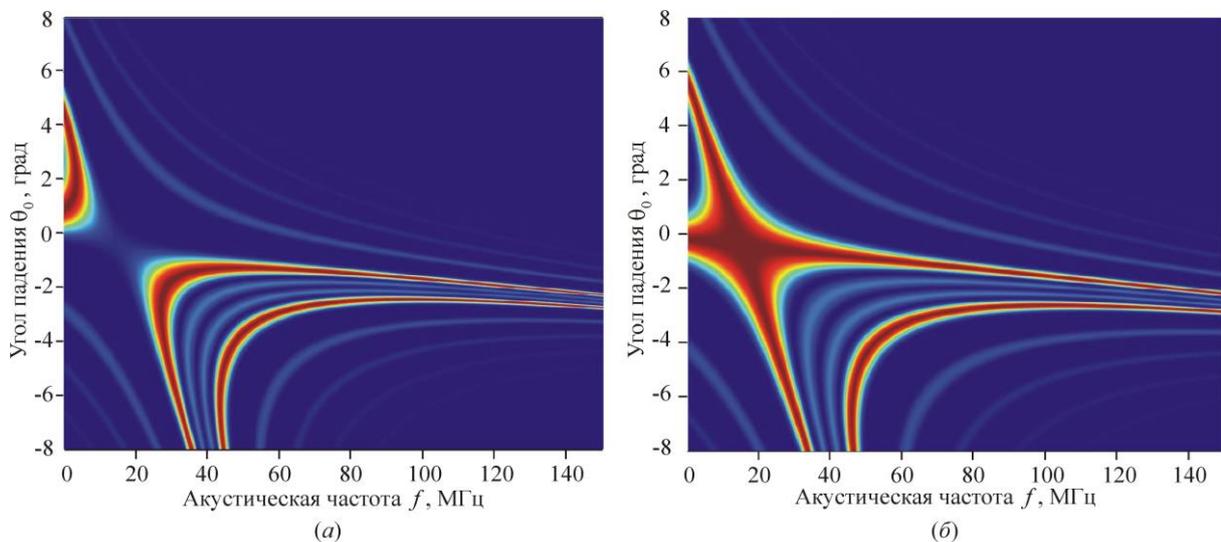


Рис. 2. Области АО взаимодействия для $m = 4$ и разной ширины акустического столба: $l = 0.5 \text{ mm}$ (а) и $l = 0.35 \text{ mm}$ (б).

На рис. 2 представлены области АО взаимодействия для кристалла парателлуриата (TeO_2) в координатах угол падения света θ_0 – частота ультразвука f . Расчет выполнен для необыкновенной поляризации падающего света в случае, когда сдвиговая акустическая мода распространяется под углом $\chi = 3^\circ$ к направлению (110) в плоскости $(1\bar{1}0)$ кристалла. Для этой акустической моды скорость ультразвука равна $V = 0.625 \cdot 10^5 \text{ см/с}$, а угол сноса составляет $\alpha = 28.3^\circ$. Значения эффективности дифракции $\zeta = |C_1|^2$ даны в цветовой кодировке в диапазоне от нуля (темно-синий цвет) до единицы (темно-красный цвет). Значениям $\zeta = 1$ соответствуют углы падения $\theta_0 = \theta_{opt}$. Расчет проведен для четырех-секционного преобразователя ($m = 4$) и разной ширины отдельных секций l . Можно отметить необычный вид областей взаимодействия, существенно отличающийся от варианта однородного акустического поля [3]. Графики показывают, что, используя фазированные решетки преобразователей, можно получить оптимальную для создания устройств геометрию АО взаимодействия в наиболее удобном частотном диапазоне.

Рис. 2,б демонстрирует уникальную ситуацию, принципиально невозможную в одноосных кристаллах, когда в брэгговском режиме дифракции обеспечивается одновременно низкая угловая и частотная селективность взаимодействия. Здесь следует отметить, что высокая селективность дифракции, присущая режиму дифракции Брэгга, является, как правило, негативным фактором, ограничивающим характеристики АО устройств по разрешению и быстродействию [3]. Найденный срез кристалла может быть использован для создания АО дефлектора, позволяющего отклонять не только коллимированные световые пучки, но и пучки, несущие изображение. Эту особенность иллюстрирует рис. 3, на котором показаны угловая и частотная характеристики АО взаимодействия, рассчитанные для $f = 25$ МГц (а) и $\theta_0 = -1.08^\circ$ (б). В этом случае угловой диапазон составляет $\Delta\theta = 5.6^\circ$, а частотный – $\Delta f = 76$ МГц.

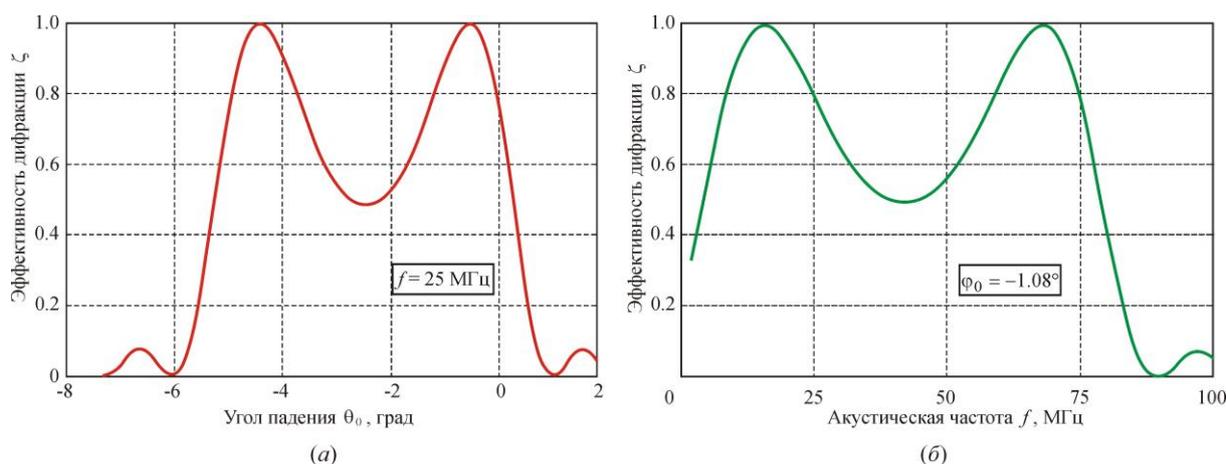


Рис. 3. Угловая (а) и частотная (б) характеристики для варианта рис. 2б.

Еще один интересный вариант АО взаимодействия, принципиально невозможный при дифракции в однородном акустическом поле, иллюстрирует рис. 4, на котором представлены частотные зависимости оптимальных углов падения θ_{opt} для вариантов обыкновенной (o) и необыкновенной (e) поляризаций падающего света. Видно, что кривые пересекаются в точке М на частоте $f = 142$ МГц. Это означает, что на указанной частоте световые волны с обыкновенной и необыкновенной поляризациями должны рассеиваться в один и тот же дифракционный максимум. Такая геометрия АО взаимодействия позволяет модулировать интенсивность неполяризованных световых пучков. Положение рабочей точки М определяется периодом структуры пьезопреобразователя: при изменении l от 0.23 мм до 0.16 мм рабочая точка меняется в диапазоне от 70 до 193 МГц.

Экспериментальные исследования проводились с АО ячейкой, изготовленной из кристалла парателлурита с углом среза $\chi = 9^\circ$. Для этого среза кристалла угол сноса акустического пучка составляет 52.5 градуса. Фазированный преобразователь был изготовлен из кристалла ниобата лития X-среза с коэффициентом электромеханической связи $k = 68\%$. Преобразователь имел 9 секций шириной $l = 2$ мм каждая и зазором между секциями $a = 0.4$ мм. Таким образом, полная длина преобразователя в направлении распространения света составляла $L = 2.12$ см. Для эффективного возбуждения ультразвука источник электрического сигнала согласовывался с преобразователем с помощью реактивных элементов – катушки индуктивности и конденсатора, – которые подбирались с помощью векторного анализатора цепей. Эффективность преобразования электрической мощности в акустическую в максимуме

частотной характеристики составила 99%, а полоса возбуждения ультразвука простиралась от 70 до 160 МГц.

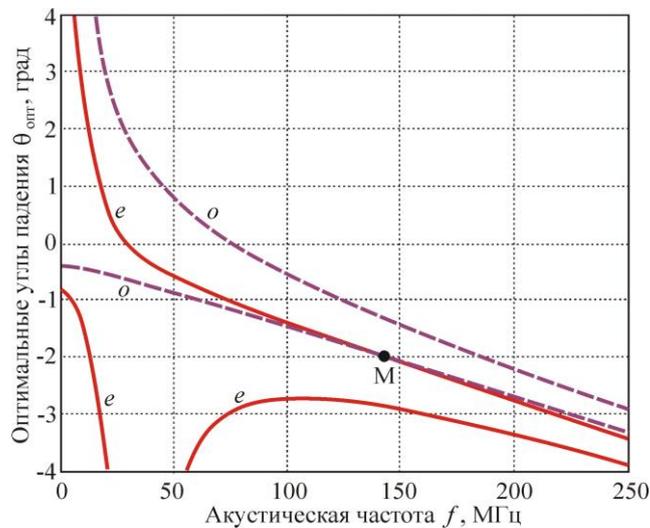


Рис. 4. Частотные зависимости оптимальных углов для o и e поляризаций падающего света.

Работа выполнена при частичной поддержке Российского научного фонда (РНФ), проект № 19-12-00072.

ЛИТЕРАТУРА

1. A. Voloshin, V. Balakshy, S. Mantsevich. // Proc. 2016 IEEE Int. Ultrasonics Symp., (Tours, France), 2016.
2. В.И. Балакший, М.И. Купрейчик, С.Н. Манцевич. // Опт. и спектр. 2019. Т. 127, № 4, С. 660.
3. В.И. Балакший, В.Н. Парыгин, Л.Е. Чирков. "Физические основы акустооптики". М.: Радио и связь, 1985.
4. V.I. Balakshy, V.B.J. Linde, A.N. Vostrikova. // Ultrasonics. 2008. V. 48, № 5. P. 351.
5. С.Н. Манцевич, В.И. Балакший. // Опт. и спектр. 2015. Т. 118, № 4. С. 646.

Изучение затухания ультразвуковых волн в кристалле диоксида теллура

Е.И. Костылева, С.Н. Манцевич
МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет
katyakostyleva@mail.ru

На данный момент диоксид теллура (TeO_2) является одним из самых важных акустооптических (АО) материалов. Высокие значения АО качества и широкий диапазон прозрачности для оптического излучения [1] делают парателлурит весьма привлекательным для АО применений. Этот кристалл известен большой анизотропией акустических и акустооптических свойств [2-5], а также исключительными акустическими характеристиками: скорость распространения сдвиговой ультразвуковой волны для избранных направлений в кристалле может быть достаточно низкой – 612 м/с, угол сноса для энергии акустических волн в кристаллографической плоскости ХУ может превышать 70° . Такая комбинация свойств кристалла парателлурита позволяет использовать его при создании всех типов АО приборов.

Одна из характеристик, ограничивающих применимость материала в АО устройствах, – большой коэффициент затухания ультразвуковой волны. Несмотря на важность парателлурита для АО применений, его акустические свойства на данный момент исследованы поверхностно: коэффициенты затухания акустических волн найдены только для направлений вдоль кристаллографических осей.

В данной работе было экспериментально изучено поглощение акустической энергии кристаллом диоксида теллура в области частот от 80 до 300 МГц в наиболее часто используемой в акустооптике плоскости $(1\bar{1}0)$ для направлений распространения ультразвука под углами 10.5° и 7° к оси $[110]$. Экспериментальные результаты были получены АО методом.

Две исследованные АО ячейки, с углами среза кристалла диоксида теллура 10.5° и 7° , работали в режиме АО дефлектора при проведении измерений. Это позволило почти не менять угол Брэгга (не поворачивать АО ячейку) при изменении частоты ультразвука в широких пределах. Угол Брэгга для такой геометрии АО взаимодействия мал ($\Theta_B \approx 2^\circ$), что позволило считать амплитуду акустической волны постоянной на всей длине АО взаимодействия.

Известно, что в брэгговском режиме АО взаимодействия, при выполнении условия фазового синхронизма, интенсивность дифрагированного светового излучения I_1 определяется следующим соотношением:

$$I_1(l) = I_i \left(\frac{ql}{2}\right)^2 \text{sinc}^2\left(\frac{ql}{2\pi}\right) = I_i \sin^2\left(\frac{ql}{2}\right) \quad (1)$$

В приближении малой эффективности дифракции выражение может быть переписано в следующем виде:

$$I_1(l) = \left(\frac{ql}{2}\right)^2 \quad (2)$$

где q – коэффициент АО связи:

$$q \sim \sqrt{\frac{MP_a}{lb}} \quad (3)$$

здесь M – акустооптическое качество, P_a – мощность ультразвука, l – длина АО взаимодействия, b – ширина акустического столба. Величина ql – параметр Рамана-Ната, который в случае 100% эффективности АО дифракции будет равен π . Из соотношений (1)-(3) следует: измеряя интенсивность дифрагированного светового пучка на различных

расстояниях от преобразователя АО ячейки, можно проследить изменение мощности ультразвука, и, следовательно, исследовать поглощение акустических волн материалом АО ячейки.

Для выбранных направлений распространения ультразвука и различных его частот были проведены измерения мощности акустической волны на разных расстояниях от пьезопреобразователя, нормированные на максимальное значение. Полученные результаты приведены на рис.1.

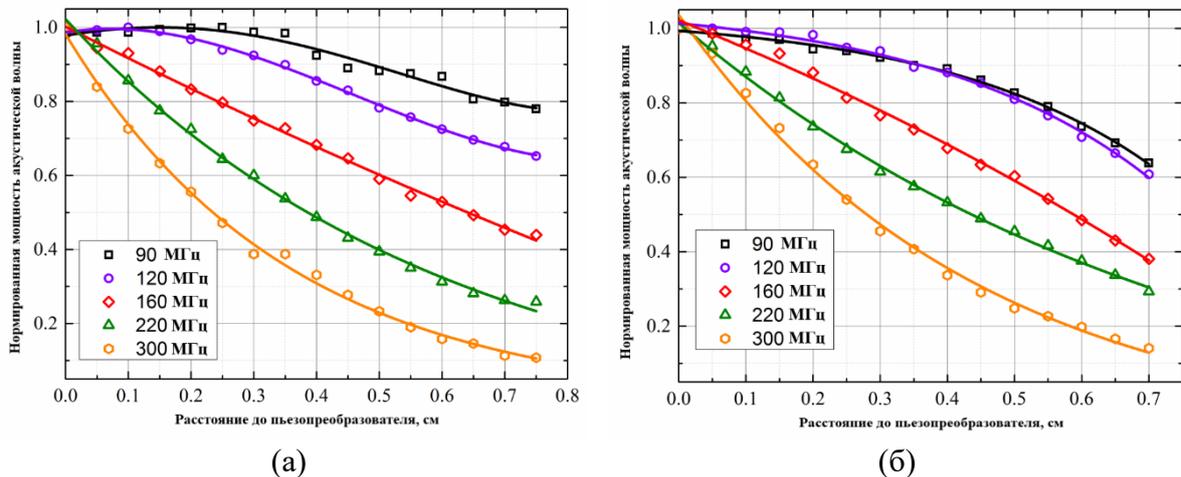


Рис.1 Зависимость нормированной мощности ультразвука от расстояния до пьезопреобразователя на разных частотах в направлениях 7° (а) и 10.5° (б) к оси [110]

Из всего набора измерений на рис.1 представлены 5 кривых, соответствующих частотам 90, 120, 160, 220 и 300 МГц, максимальное расстояние от источника ультразвука до падающего луча составляло 0.75 см для АО ячейки с углом среза 7° и 0.7 см для АО ячейки с углом среза 10.5° . Диапазон расстояний был ограничен геометрическими параметрами исследованных АО устройств. Конечно, по данным результатам сложно сделать выводы о том, каким будет поле акустической волны в протяженных кристаллах, но большинство АО устройств достаточно компактны, в них используются кристаллы схожих размеров.

Из представленных графиков следует, что форма зависимости, описывающей изменение мощности от расстояния до плоскости преобразователя, изменяется с частотой ультразвука, и не всегда может быть описана экспоненциальной зависимостью, соответствующей закону Бугера.

Можно выделить три типа зависимостей: для “низких” (от 80 до 130-140 МГц) частот возможна аппроксимация полиномиальным законом, более детальное описание может быть получено из результатов, представленных в работе [6]; для частот в диапазоне 140-190 МГц зависимость близка к линейной; и только для частот ультразвука выше 200 МГц экспериментальная кривая близка к экспоненциальной зависимости, описываемой следующей формулой:

$$P(x) = P_0 \exp(-\gamma x) \quad (4)$$

где P_0 – мощность ультразвуковой волны около пьезопреобразователя, x – расстояние от источника акустической волны до точки падения оптического излучения на АО кристалл, γ – коэффициент затухания акустической волны с расстоянием для выбранного направления распространения в кристалле ультразвуковой волны.

Экспериментальные данные показывают, что невозможно судить о том, как распространяются и поглощаются акустические волны в АО ячейке, исходя из измерений, проведённых для единственной частоты, как это было сделано в работе [7].

Аппроксимация коэффициентов затухания может быть корректна лишь в случаях, когда зависимость акустической мощности от расстояния экспоненциальна, то есть, для изученного диапазона углов среза кристалла парателлурифта, на частотах выше 190 МГц.

Величины коэффициентов затухания для АО ячейки с углом среза 10.5° для различных акустических частот и их линейная аппроксимация представлена на рис.2. Согласно проведенным измерениям, для частот диапазона 200-300 МГц коэффициент затухания увеличивается более, чем в два раза: от 1.33 до 2.69 см^{-1} , и эта зависимость оказывается линейной. Наклон прямой, использованной для аппроксимации, $1.36 \cdot 10^{-2}$ $\text{см}^{-1}/\text{МГц}$ со стандартным отклонением $0.12 \cdot 10^{-2}$ $\text{см}^{-1}/\text{МГц}$.

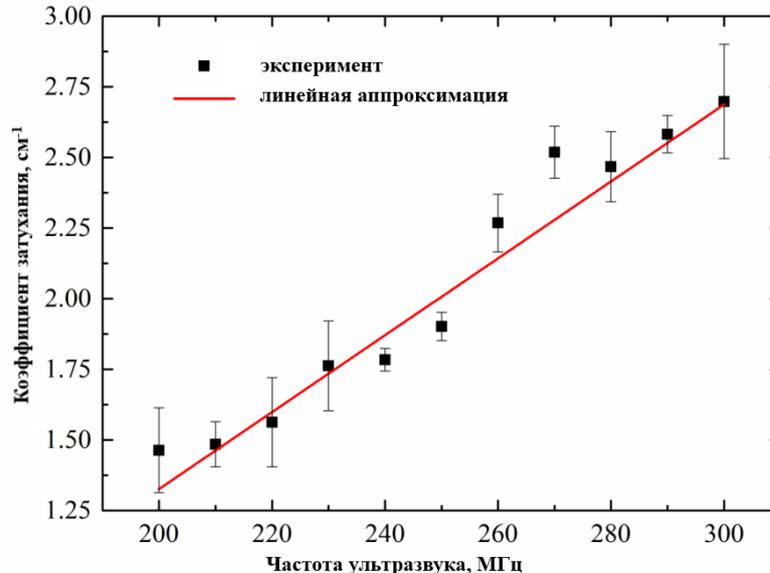


Рис.2 Зависимость коэффициентов затухания акустической волны от частоты ультразвука для направления распространения 10.5° к оси [110]

Аналогичные измерения были проведены для АО ячейки с углом среза 7° для диапазона частот 180-300 МГц. Полученные коэффициенты затухания изменяются от 1.39 см^{-1} для 200 МГц до 2.79 см^{-1} для 300 МГц, наклон прямой в этом случае будет 1.41 $\text{см}^{-1}/\text{МГц}$ со стандартным отклонением $0.06 \cdot 10^{-2}$ $\text{см}^{-1}/\text{МГц}$.

Таким образом, можно сделать следующий вывод: для высоких частот ультразвука затухание будет тем больше, чем меньше угол среза АО ячейки.

В некоторых работах [7,8] исследовано влияние затухания акустической волны не только на эффективность дифракции, но и на форму функции пропускания АО устройства. В данной работе этот вопрос так же подробно исследовался. Было изучено влияние затухания на аппаратные функции широкоугольного АО фильтра. Такой режим АО дифракции реализуется в исследованной АО ячейке при падении светового пучка под углом Брегга 14.5° .

Измерения функций пропускания АО ячейки в режиме широкоапертурного АО фильтра проводились на длине волны оптического излучения 440 нм для различных расстояний от пьезопреобразователя (0.25, 4 и 8.5 мм). Были выявлены следующие закономерности: эффективность АО взаимодействия убывает с расстоянием L, при этом наблюдается слабое уширение аппаратной функции устройства.

Согласно полученным экспериментальным данным, с изменением расстояния L от 0.25 см до 0.85 см наблюдается уширение аппаратной функции АО фильтра на 15%, эффективность АО дифракции при этом уменьшается на 70%, существенного искажения аппаратных функций не наблюдалось.

С использованием экспериментально измеренных распределений мощности акустического поля, представленных на рис. 1б, была решена система уравнений Рамана-Ната – проведен численный анализ влияния затухания на функцию пропускания.

Расчеты, были проведены и для $L=0.4$ см, что позволило сравнить данные полученные при численном моделировании и экспериментальные. Значения эффективности АО взаимодействия составили: 64% в эксперименте и 62% по результатам моделирования. Уширение функции пропускания составило: 4% и 5% в эксперименте и в симуляции соответственно. По результатам исследования можно сделать вывод, что численное моделирование АО дифракции с использованием экспериментально измеренных зависимостей распределения мощности акустической волны в АО ячейке позволяет с достаточно высокой точностью предсказать форму и параметры аппаратной функции.

Таким образом, в ходе исследования затухания сдвиговой акустической моды при её распространении в АО ячейках изготовленных из кристалла парателлуриата с углами среза 7° и 10.5° в плоскости $(1\bar{1}0)$, было показано, что зависимости мощности акустической волны от пройденного этой волной расстояния имеют сложную форму и изменяются с частотой ультразвука. Затухание акустической волны не приводит к существенным изменениям формы функции пропускания АО устройства, а влияет в основном на эффективность АО взаимодействия.

Исследование проведено при поддержке гранта Российского научного фонда № 19-12-00072.

Е.И. Костылева является стипендиатом Фонда развития теоретической физики и математики “БАЗИС”.

ЛИТЕРАТУРА

1. Y. Ohmachi, N. Uchida, N. Niizeki // *J. Acoust. Soc. Am.* 1972. V. 51. P. 164–168.
2. G. Arlt, H. Schweppe // *Solid State Commun.* 1968. V. 6. P. 783-784.
3. Y. Ohmachi, N. Uchida // *J. Appl. Phys.* 1969. V. 40. P. 4692.
4. Y. Ohmachi, N. Uchida // *J. Appl. Phys.* 1970. V. 41. P. 2307–2311.
5. T. Yano, A. Watanabe // *J. Appl. Phys.* 1974. V. 45. P. 1243–1245.
6. S.C. Troedson, A.C. Lindsay, I.G. Fuss // *J. Acoust. Soc. Am.* 1993. V. 93. P. 148-153.
7. V.B. Voloshinov, E.A. Lemyaskina // *Acta Phys. Slovaca.* 1996. V. 46. P. 733–738.
8. В.И. Балакший, В.Н. Парыгин, А.Е. Чирков “Физические основы акустооптики” М.: Радио и связь, 1985.

Акустические свойства двумерных фононных кристаллов на основе плавленого кварца

М.В. Марунин, Н.В. Поликарпова

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

Актуальной задачей акустооптики является поиск новых эффективных материалов. В число распространенных и перспективных сред входят монокристаллы парателлурита, теллура, а также соединения ртути. Известно, что все указанные материалы отличает сильная анизотропия физических свойств. В них присутствует как оптическая, так и, проявляющаяся особенно ярко, акустическая анизотропия. В частности, это приводит к тому, что угол акустического сноса достигает рекордно больших значений. Так, в кристалле парателлурита он составляет 74 градуса. Это значение, является максимальным среди всех известных монокристаллов. Обращают на себя внимание и рекордно низкие значения фазовых скоростей упругих волн в данных материалах вдоль определенных направлений. Например, в кристалле йодида ртути минимальное значение фазовой скорости акустической волны составляет величину 247 м/с. Эти и другие характеристики говорят об уникальном характере акустических свойств акустооптических материалов. Более того, параметры звуковой волны, распространяющейся в кристалле, определяют величину эффективности акустооптического взаимодействия. Известно, например, что интенсивность дифрагированного излучения обратно пропорциональна кубу скорости акустической волны, поэтому в акустооптике используются низкоскоростные материалы [1]. Также, анизотропия среды позволяет создавать принципиально новые конфигурации акустооптических устройств. Однако круг материалов интересных для потенциальных применений и обладающих необходимыми физическими свойствами невелик, и ведется активная работа по поиску и исследованию новых кристаллов. Очевидно, что свойства монокристаллических материалов фиксированы и не могут быть изменены, а значит невозможно изменить величину того или иного эффекта.

Следующим этапом развития акустооптики является создание новых периодических искусственных анизотропных структур, свойства которых можно было бы варьировать в зависимости от поставленных задач, возникающих при создании устройств. Таким образом, целью работы является разработка новых материалов, являющихся периодическими искусственными средами, которые бы позволили создать новое поколение устройств для управления светом и звуком. Основной задачей настоящей работы является расчёт фазовых скоростей акустических волн, распространяющихся в двумерных фононных кристаллах на основе плавленого кварца.

Фононный кристалл представляет собой периодическую структуру, состоящую из материалов с различными акустическими свойствами [2]. Распространение акустических волн в подобном кристалле описывается дисперсионным соотношением, также известным как зонная структура. Важной особенностью зонной структуры является наличие запрещённых зон, представляющих собой области частот, в которых запрещено распространение акустических волн. Данная особенность фононных кристаллов на сегодняшний день является ключевой темой в исследовании этих материалов. Однако периодическая природа фононных кристаллов приводит к появлению ряда особенностей, таких как сильная акустическая анизотропия материала, низкие значения фазовых скоростей акустических волн, а также большие углы акустического сноса. При этом наличие периодичности и варьирование параметров

фононного кристалла позволяет искусственно навязывать различные акустические свойства даже материалам, которые являются изотропными.

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

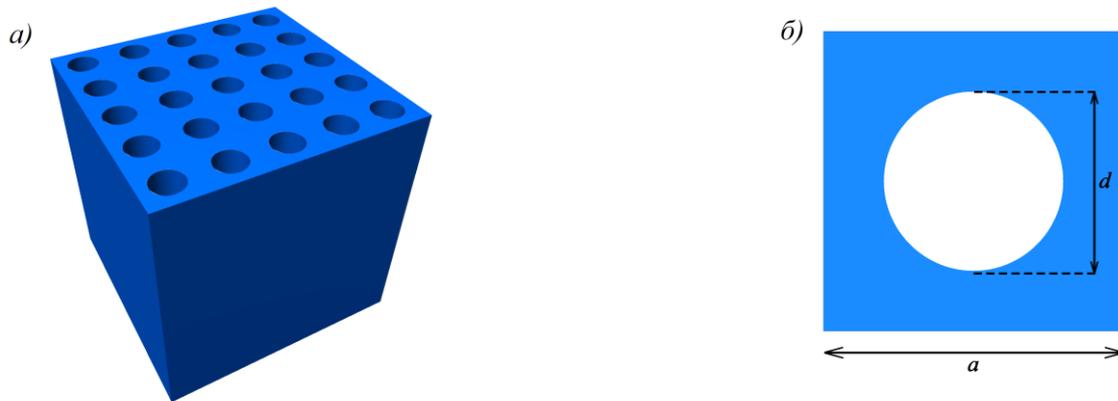


Рис. 1. Схема двумерного фононного кристалла: а) трёхмерная физическая модель; б) элементарная ячейка.

Выбор плавленого кварца в качестве основного материала, формирующего фононный кристалл, объясняется тем, что указанный изотропный материал является общедоступным и лёгким в изготовлении. На Рис.1б представлена элементарная ячейка рассматриваемого фононного кристалла. Величина a определяет длину ячейки, в то время как d определяет диаметр отверстия.

Расчёт скоростей акустических волн проведен на основе рассмотрения дисперсионных зависимостей, полученных согласно работе [2]. Основой теоретической модели стали динамические уравнения распространения упругих волн в среде. При этом считаем, что распространение акустических волн в фононном кристалле происходит только в плавленом кварце. Возбуждением и распространением акустических волн в цилиндрических отверстиях можно пренебречь, ввиду относительно малого акустического импеданса воздуха. Фононный кристалл при этом считается бесконечной идеально периодической средой. Используя теорему Блоха динамические уравнения сводятся к вариационной форме вида:

$$\int_{\Omega} S_I^*(\vec{k}, \vec{v}) c_{IJ} S_J(\vec{k}, \vec{u}) d\vec{x} = \omega^2 \int_{\Omega} \rho(\vec{v}^*, \vec{u}) d\vec{x}, \quad \text{где} \quad (1)$$

\vec{u} – вектор смещения; S_I – компоненты вектора деформации; c_{IJ} и ρ – модули упругости и плотность плавленого кварца; $\omega = 2\pi f$ – круговая частота акустической волны. Индексы принимают значения $\overline{I, J}$ от 1 до 6. Интегрирование ведётся по области Ω элементарной ячейки, занимаемой плавленым кварцем.

Выражение (1) является обобщённой задачей интегрального вида на поиск собственных функций и собственных значений. В данном случае собственным значением является величина ω^2 , а собственная функция задаёт вектор поляризации акустической волны. Указанная задача решается методом конечных элементов, который требует использования тестовой функции \vec{v} пространства функций конечных элементов P_2 . Важно отметить, что волновой вектор \vec{k} явно входит в компоненты вектора деформации S_I . Таким образом, варьируя вектор \vec{k} в уравнении (1) и находя собственные значения последнего, можно получить дисперсионную зависимость $\omega(\vec{k})$

фононного кристалла. Явный вид дисперсионной зависимости позволяет рассчитать распределение фазовых скоростей в кристалле. В частности, изочастотный контур линии дисперсионной зависимости определяет сечение поверхности обратных фазовых скоростей в кристалле с точностью до множителя, определяемого частотой [3].

Распределение обратных фазовых скоростей акустических волн в изотропном материале плавленного кварца хорошо известно и представлено на Рис.2а. При расчётах модули упругости и плотность материала считались равными $c_{11} = 7.85 \cdot 10^{10}$ Па, $c_{12} = 1.61 \cdot 10^{10}$ Па и $\rho = 2203$ кг/м³. Известно, что в изотропном случае, сечения поверхностей медленностей представляют собой окружности. Величины соответствующих фазовых скоростей равны $V_{\perp} = 3763$ м/с и $V_{\parallel} = 5969$ м/с.

На Рис.2б-д представлены результаты расчёта обратных фазовых скоростей акустических волн в фононном кристалле на основе плавленного кварца для разных диаметров отверстий d . Рассмотрен случай, когда длина элементарной ячейки равна $a = 2$ мкм, а изочастота, определяющая контур линии дисперсионной зависимости, соответствует величине $f_0 = 100$ МГц. Наибольший интерес представляет сечение поверхностей медленностей, которому соответствует диаметр отверстия равный $d = 1.6$ мкм. Указанное сечение выделяется сильной анизотропией фазовых скоростей акустических волн. В частности, коэффициент анизотропии медленной акустической моды составляет $\chi = 3.8$. Минимальная фазовая скорость данной моды соответствует величине $V = 1556$ м/с, что в несколько раз меньше фазовой скорости медленной акустической моды сплошного изотропного плавленного кварца.

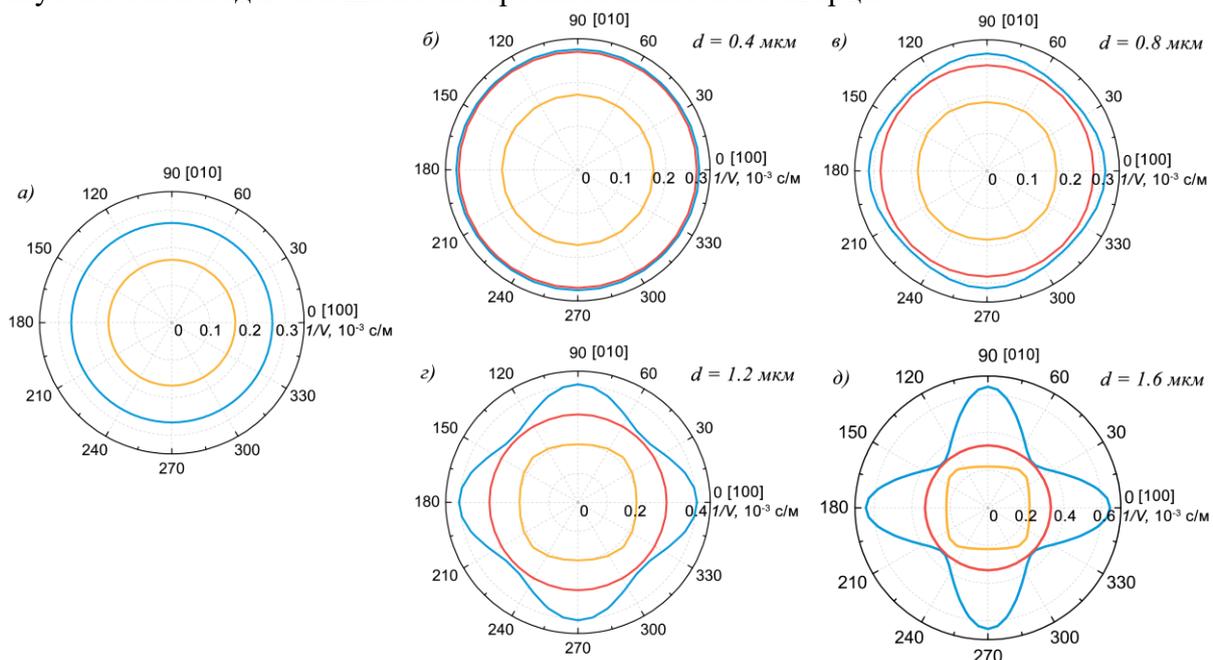


Рис. 2. а) Кривые обратных фазовых скоростей в изотропном материале плавленного кварца; Кривые обратных фазовых скоростей в фононном кристалле: б) $d = 0.4$ мкм; в) $d = 0.8$ мкм; з) $d = 1.2$ мкм; д) $d = 1.8$ мкм.

Представленные результаты позволяют проследить за динамикой изменения распределения обратных фазовых скоростей при изменении диаметра отверстий d . Видно, что при уменьшении диаметра, кривые медленностей в фононных кристаллах стремятся к распределению обратных скоростей характерных для плавленного кварца (рис 2, а), являющегося изотропным материалом. Важно отметить, что распределение обратных фазовых скоростей акустических волн зависит от коэффициента подобия элементарной ячейки, то есть от отношения d/a . Поэтому изменение длины

элементарной ячейки a можно эффективно рассматривать как изменение диаметра отверстий.

Изменение изочастоты f_0 в широком диапазоне низких частот практически не отражается на виде и численных значениях распределений обратных фазовых скоростей. Это согласуется с тем фактом, что на низких частотах дисперсионная зависимость имеет линейный характер. Расчёт сечений поверхностей медленностей при больших значениях изочастоты подлежит дополнительному анализу, поскольку на высоких частотах дисперсионная зависимость не является монотонной.

Таким образом, в работе исследованы акустические свойства двумерных фоновых кристаллов на основе плавленого кварца. Рассчитаны обратные фазовые скорости акустических волн. Показано, что искусственное введение периодичности приводит к сильной акустической анизотропии, которую можно регулировать путём изменения параметров фонового кристалла.

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

ЛИТЕРАТУРА

1. В.И. Балакший, В.Н. Парыгин, Л.Е. Чирков “Физические основы акустооптики” М.: Радио и связь, 1985.
2. V. Laude “Phononic Crystals: Artificial Crystals for Sonic, Acoustic, and Elastic Waves” Berlin: Walter de Gruyter GmbH, 2015
3. Y. Wang, A. Maznev, V. Laude // Crystals 2016. V. 52. No 6. P. 1.

Экспериментальное исследование акустической склейки акустооптическим способом

М.Г. Мильков¹, А.И. Кокшайский¹, И.В. Скачков², Н.В. Ширгина¹.

¹Физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова

² Университетский Медицинский Центр Утрехта

milkov1981@mail.ru

Задача пропускания ультразвуковой волны из одной среды в другую часто встречается в различных применениях и экспериментах, например, при измерении скорости распространения ультразвука в той или иной среде или измерении коэффициента акустооптического качества материала. В данном исследовании речь идет о переходе сдвиговой акустической волны из одного твердого тела в другое в тех случаях, когда после важно разъединить эти два тела без существенных трудностей и повреждений. Для осуществления такого пропускания используются различные варианты материала, который часто называют акустической склейкой [1]. В случае пропускания продольной ультразвуковой волны в качестве склейки могут быть использованы многие материалы, такие как глицерин, эпоксидная смола без отвердителя, масло и различные другие вещества, так как физические особенности продольных волн не приводят к заметному снижению их интенсивности в тонком слое склейки даже при высоких частотах волны. Что же касается сдвиговых акустических волн, то в этом случае эффективность прохождения волны из одного твердого тела в другое зависит от множества факторов, которые почти во всех вариантах удобного для экспериментальных применений материала склейки весьма существенно понижают эту эффективность.

Если рассматривать это явление глубже, то прохождение упругой волны из одного твердого тела в другое через плоскую границу между ними является интересным и сложным процессом, поскольку на границе твердых тел проявляется несколько различных механизмов. Например, нелинейность возникает даже в том простейшем случае, если рассматривать нормальное падение продольных волн на границу и сделать предположение об идеальности рассматриваемых поверхностей [2]. На практике поверхность всегда имеет шероховатость, которая определяется степенью полировки, а падение ультразвуковой волны на эту поверхность, как правило, происходит под углом из-за расходимости пучка и многих других факторов. Шероховатость поверхностей создает дополнительную Герцевскую нелинейность и приводит к потерям энергии на трение. Падение упругой волны под углом приводит к тому, что на границе раздела твердых тел возникает взаимная трансформация продольных и поперечных волн. Ввиду этих факторов до сих пор не создана универсальная модель для описания данного процесса, а его исследование остаётся актуальным [3-5].

Амплитуда и фаза ультразвуковой волны, проходящей через плоскую границу между твердыми телами, полностью задаётся граничными условиями. Два главных параметра плоской границы, на которые возможно непосредственно оказывать влияние, - это сила прижима и характер трения. Именно они определяют, какая часть энергии отразится или перейдет в волну с другой поляризацией, какая часть энергии потратится на генерацию гармоник, и какая часть энергии уйдет в тепловые потери. Изменяя силу прижима поверхностей при помощи приложения внешней силы, либо меняя характер их трения при помощи добавления смазки, можно добиться сильного изменения амплитуды прошедшей волны [6-7].

В данной работе были проведены количественные измерения эффективности прохождения сдвиговой ультразвуковой волны с частотой от 30 до 110 МГц через акустическую склейку из одного образца плавленого кварца в другой. Исследования проводились для двух материалов склеек, а именно склейки Shear Gel фирмы Sonotech и склейки на основе смеси, состоящей главным образом из сахара и глицерина. Измерения коэффициентов прохождения, отражения и поглощения сдвиговой акустической волны проводились акустооптическим способом. Известно, что в акустооптическом эффекте при выполнении условия фазового синхронизма Брэгга интенсивность дифрагированного света при слабой эффективности дифракции пропорциональна интенсивности ультразвуковой волны и коэффициенту акустооптического качества материала M_2 . [8]. В качестве референсного материала были использованы две акустооптические ячейки (буфера) на основе плавленого кварца с пьезоэлектрическими преобразователями, генерирующими сдвиговую ультразвуковую волну в диапазонах 30-60 МГц и 60-110 МГц. Через исследуемую склейку к референсной среде присоединялся другой образец из плавленого кварца, грани которого были обработаны таким образом, чтобы через него также можно было пропустить лазерный луч. Присоединение второго образца осуществлялось после нанесения на грань буфера небольшого количества вещества склейки и притирания образца, который прижимался к буферу винтом. Так как обе среды были из одного и того же материала, фактор разных коэффициентов акустооптического качества M_2 исключался.

Ультразвуковая волна заданной частоты f в данной системе генерировалась в импульсном режиме. Далее акустический импульс попадал по нормали на склейку, разделялся на прошедший и отраженный импульсы, а также частично поглощался. Система регистрации дифрагированных на этих акустических импульсах световых пучков была синхронизирована с импульсами ультразвука. Измерение интенсивности дифрагированного света проводилось при выполнении условия синхронизма Брэгга и давало данные про интенсивность падающего, прошедшего и отраженного пучков ультразвука в относительных единицах.

Измерение коэффициента пропускания склейки Shear Gel фирмы Sonotech показало, что через нее сразу после присоединения образца проходит около 30% интенсивности от падающей сдвиговой ультразвуковой волны во всем исследуемом диапазоне частот, и этот показатель становится немного ниже через несколько часов. Что же касается интенсивности отраженной волны, то она составляла около 50-60% от падающей волны и через несколько часов ее доля немного увеличивается.

Наибольший в данной работе интерес представляют результаты исследования склейки на основе сахара и глицерина. Измерения показали, что коэффициент пропускания ультразвука данной склейкой растет с течением времени и за несколько часов может увеличиться более чем вдвое. Непосредственно после склеивания через такой акустический контакт проходит около 30-35%, отражается около трети и поглощается также около трети от интенсивности падающей ультразвуковой волны во всем диапазоне частот от 30 МГц до 110 МГц. Однако с течением времени в склейке происходят такие изменения, что спустя 10-20 часов через нее проходит уже около 80% от интенсивности падающей волны, а отраженная доля становится очень малой вне зависимости от частоты сдвиговой волны.

Столь значительный коэффициент пропускания склейкой сдвиговой ультразвуковой волны на частоте более 100 МГц притом, что склейка может быть легко устранена без существенных трудностей и повреждений образцов, является очень благоприятным фактором для проведения многих исследований, связанных с ультразвуком.

Дальнейшие исследования данного состава склейки будут проводиться с целью выяснения оптимальной пропорции между компонентами смеси и способа ее приготовления.

Работа выполнена по гранту РФФИ 19-12-00072.

ЛИТЕРАТУРА

1. J.F. Couvreur, J.F. Thimus. // International Journal of Rock Mechanics and Mining Sciences and Geomechanics, 1996, 33 (4), pp. 417-424.
2. Richardson J.M. // Int. J. Eng. Sci. 1979. V. 17. P. 73-85.
3. Buck O., Morris W. L., Richardson J.N. //Appl. Phys. Lett. 1978. 33, № 5. P. 371.
4. Руденко О.В., Чинь Ань Ву. // Акуст. журн. 1994. 40, №4. P. 668.
5. Коробов А. И. , Кокшайский А. И., Ширгина Н. В., Ахматгалиев В. А. // Акустический журнал. — 2017. — Т. 63, № 4. — С. 1–8.
6. Коробов А. И., Ширгина Н. В., Кокшайский А. И. // Акустический журнал. — 2015. — Т. 61, № 2. — С. 182–190.
7. Meziane A., Norris A.N., Shuvalov A. L. // J. Acoust. Soc. Am. 2011. 130, № 4. P. 1820.
8. В.И. Балакший, В.Н. Парыгин, Л.Е. Чирков “Физические основы акустооптики” // М.: Радио и связь. 1985. 279 с.

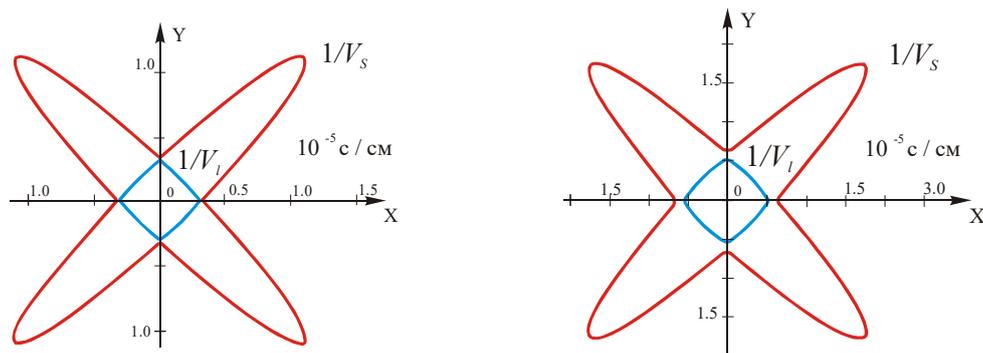
Применение акустического отражения для построения инфракрасных акустооптических устройств на основе кристаллов галогенидов ртути

М.В. Дьяконов, Н.В. Поликарпова

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

Важную роль в акустооптическом взаимодействии играют свойства акустического пучка, поскольку структура пучка определяет характер дифракции [1-3]. Отличительной особенностью галогенидов ртути, к которым можно отнести кристаллы каломели, бромида ртути и йодида ртути, является сильная анизотропия упругих свойств, как и в кристалле парателлурита. Вследствие этого в указанных кристаллах могут происходить необычные физические процессы и явления, не наблюдающиеся в изотропных и слабо анизотропных средах [3]. Более того, перечисленные соединения ртути прозрачны в дальнем инфракрасном диапазоне, что привлекает к ним дополнительный интерес с точки зрения построения устройств, работающих в этом спектральном интервале. Акустическая анизотропия материала проявляется в сильной зависимости фазовой скорости волн от направления распространения в кристалле, а также приводит к отклонению направления распространения упругой энергии от направления распространения акустического волнового фронта. Известно, что направление групповой скорости волн в анизотропных средах в общем случае не совпадает с соответствующим направлением фазовой скорости. Однако, в плоскости ХОУ кристалла парателлурита (TeO_2) угол сноса между акустической групповой и фазовой скоростью достигает рекордной величины $\psi = 74^\circ$.

Как исследуемые кристаллы, так и значительное количество материалов, применяющихся в акустооптике, принадлежат к тетрагональной сингонии [1]. Поэтому, в акустооптических кристаллах хлорида ртути, бромида ртути и йодида ртути, наблюдается схожая картина распределения скоростей. В литературе представлен полный набор констант для указанных материалов, что позволяет рассчитать фазовую скорость в любом заданном направлении. Зависимости обратных скоростей от направления распространения волны для изучаемых сред в плоскости (001) представлены на рисунке 1. Помимо соединений ртути, для сравнения построены хорошо известные кривые медленностей в кристалле парателлурита. В парателлурите скорость в направлении [100] медленной волны приблизительно в 5 раз больше скорости для нее в направлении [110], что является причиной значительного угла акустического сноса 74° в плоскости ХОУ. Необходимо также отметить, что и для кристаллов Hg_2Cl_2 , Hg_2Br_2 и Hg_2I_2 скорости отличаются не менее чем в 4 раза, что отражает качественный вид кривых.



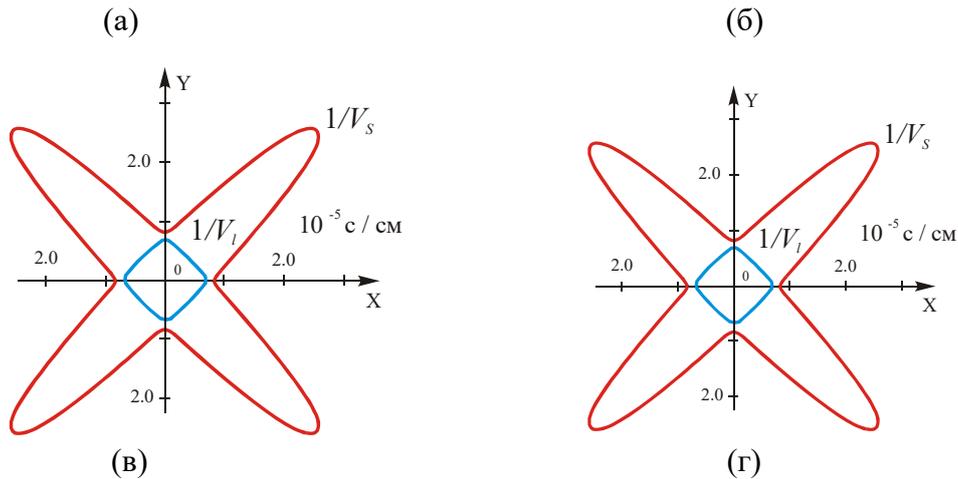


Рис. 1. Кривые медленностей в плоскости (001) кристаллов: а) парателлурита; б) каломели; в) бромида ртути; г) йодида ртути.

Представляет интерес обсуждение возможности применения в акустооптике эффектов отражения акустических волн. К настоящему времени известно несколько модификаций акустооптических приборов, в которых использовано отражение акустических волн от свободных граней. Так, используя акустические отражения, в акустооптике удастся решить проблему ввода оптического излучения в кристалл. При этом пьезоэлектрический преобразователь для генерации акустических волн размещен на грани кристалла, не совпадающей ни с входной ни с выходной оптическими гранями акустооптической ячейки.

В работе исследованы особенности отражения объемных акустических волн в кристаллах галогенидов ртути в случае произвольного падения упругой волны на свободную границу раздела между кристаллом и вакуумом. В этих средах распространение волн сопровождается рядом необычных эффектов и явлений, ранее мало изученных акустикой и принципиально не наблюдаемых в изотропных материалах. Оказалось, что можно наблюдать отличные от ожидаемых случаи отражения упругих волн от свободной и плоской границы раздела между кристаллом и вакуумом. В работе подробно рассмотрены случаи произвольного наклонного падения на границу медленной сдвиговой акустической волны в плоскости XU . Рассмотрение показало, что энергетические потоки волн, отраженных от поверхности кристалла, могут распространяться неочевидным, ранее не предсказанным образом. Непредсказуемое направление распространения акустических волн сопровождается и необычным распределением энергии между отраженными от границы акустическими волнами. В работе определены направления отражения акустических волн и их потоков энергии. Для каждого угла среза рассчитаны основные характеристики отражения. Оказалось, что существуют углы, при которых энергетические потоки отраженных волн совпадают, в то время как их волновые векторы направлены в разные стороны по отношению к волновому вектору падающей волны, как показано на рисунке 2 (а).

Дополнительной закономерностью акустического отражения в галогенидах ртути является существование областей, в которых распространяется только одна отраженная волна. Это означает, что в некотором интервале углов падения энергия исходной волны преобразуется в энергию только одной отраженной волны.

Рисунок 2(б) демонстрирует существование углов падения, при которых акустическая волна отражается строго назад, и при этом угол падения для волны не

равен нулю. Кроме того, оказалось, что указанная тенденция, при которой отражение является почти обратным, наблюдается в широком интервале углов падения. Это говорит о том, что обратное отражение для данных углов падения может без больших трудностей наблюдаться в эксперименте.



Рис. 2. Отражение упругих волн в плоскости (001) в соединениях ртути: а) потоки энергии отраженных волн совпадают; б) одна из отраженных волн распространяется навстречу исходной волне.

Также, можно предсказать, что имеются области, в которых угол падения превышает 90° , однако падение волны на границу раздела, тем не менее, существует.

Проведенное рассмотрение доказало, что направления потоков энергии, а также величина энергии в них может желаемым образом варьироваться. При этом количественные характеристики отражения зависят от того, как вырезан кристалл и от степени его анизотропии.

На основе проведенного анализа можно утверждать, что обнаруженные закономерности распространения акустических волн в соединениях ртути можно обобщить и на другие монокристаллические среды с большой анизотропией физических свойств.

Основываясь на результатах расчета могут быть созданы варианты акустооптических фильтров, в которых используется отражение как с сохранением акустической моды, так и с преобразованием акустических мод из продольных в сдвиговые.

Вышесказанное говорит о перспективности использования кристаллов хлорида ртути, бромиды ртути и йодида ртути в приборах среднего и дальнего инфракрасного диапазонов электромагнитного излучения. Рассмотрены интересные для практики варианты акустического отражения с несколькими отраженными пучками, распространяющимися под различными углами по отношению друг к другу. Это позволяет предложить новые конфигурации акустооптических устройств не только с поперечным, но и с коллинеарным режимом дифракции света на ультразвуке.

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

ЛИТЕРАТУРА

1. В.И. Балакший, В.Н. Парыгин, Л.Е. Чирков «Физические основы акустооптики» М.: Радио и связь, 1985.
2. В. Auld, «Acoustic Fields and Waves in Solids», N.Y.: Robert Krieger Publ., 1990.
3. V.B. Voloshinov, N.V. Polikarpova, P.A. Ivanova and V.S. Khorkin // Applied Optics. V. 57. No. 10. P. C19-C25.

Сравнительный анализ акустических и акустооптических характеристик инфракрасных акустооптических монокристаллов галогенидов ртути

И.К. Чиж, Н.В. Поликарпова, Д.Л. Пороховниченко, Е.А. Дьяконов

Физический факультет Московского государственного университета

им. М.В.Ломоносова, 119991 Москва, Россия

polikarpnv@gmail.com

Акустооптика исследует явление взаимодействия световых лучей с дифракционными решетками, индуцированными акустическими возмущениями. Наиболее востребованным практическим применением акустооптики является создание новых устройств, позволяющих управлять световыми потоками с помощью ультразвука в среде. Такие устройства дают возможность управлять направлением, интенсивностью и поляризацией электромагнитной волны.

В настоящее время акустооптические приборы используются для управления характеристиками электромагнитного излучения в видимом диапазоне, а также в ультрафиолетовом и ближнем инфракрасном (ИК) диапазонах. Успешно работающих приборов в среднем и дальнем инфракрасных диапазонах на данный момент нет. Это связано с отсутствием высокоэффективных и прозрачных материалов в указанных интервалах. Поэтому поиск и изучение новых ИК кристаллов является актуальной задачей акустооптики.

Из литературы известно, что подобно кристаллу парателлурита (TeO_2), в видимом диапазоне, кристаллы бромида ртути (Hg_2Br_2), каломели (Hg_2Cl_2) и йодида ртути (Hg_2I_2) являются высокоэффективными материалами в среднем и дальнем ИК диапазонах спектра [2,3]. Так, полоса пропускания кристалла бромида ртути лежит в интервале длин волн 0.40 – 30 мкм, каломели 0.35 – 20 мкм, а йодида ртути 0.45 – 40 мкм, что делает указанные материалы интересными для акустооптики ИК диапазона. Свойства данных кристаллов к настоящему моменту изучены недостаточно полно. Целью настоящей работы является исследование акустических и акустооптических свойств соединений ртути перспективных для применения в акустооптических устройствах, например, в широкоапертурных фильтрах для анализа изображений.

На рисунке 1 представлены кривые медленностей, которые отражают поведение скоростей в соединениях ртути для плоскости $(\bar{1}\bar{1}0)$. Привлекает внимание схожий характер зависимостей, делающий их качественно неотличимыми от подобных кривых в кристалле парателлурита. Можно также сказать, что медленная поперечная волна, показанная красным цветом, обращает на себя внимание низким значением скорости. В соединениях ртути, как и в кристалле парателлурита, наблюдаются низкие значения величин фазовой скорости звука. Эти величины ниже, чем минимальная скорость звука в кристалле парателлурита, составляющая 616 м/с. Так, в кристалле каломели скорость медленной сдвиговой моды вдоль направления $[110]$ составляет 347 м/с, в бромиде ртути – 282 м/с, а в йодиде ртути – 246 м/с. Это позволяет ожидать увеличения эффективности дифрагированного света в акустооптическом устройстве, поскольку интенсивность обратно пропорциональна кубу скорости. Именно сдвиговая мода, распространяющаяся в плоскости $(\bar{1}\bar{1}0)$, используется в акустооптических устройствах, в частности, в акустооптических фильтрах.

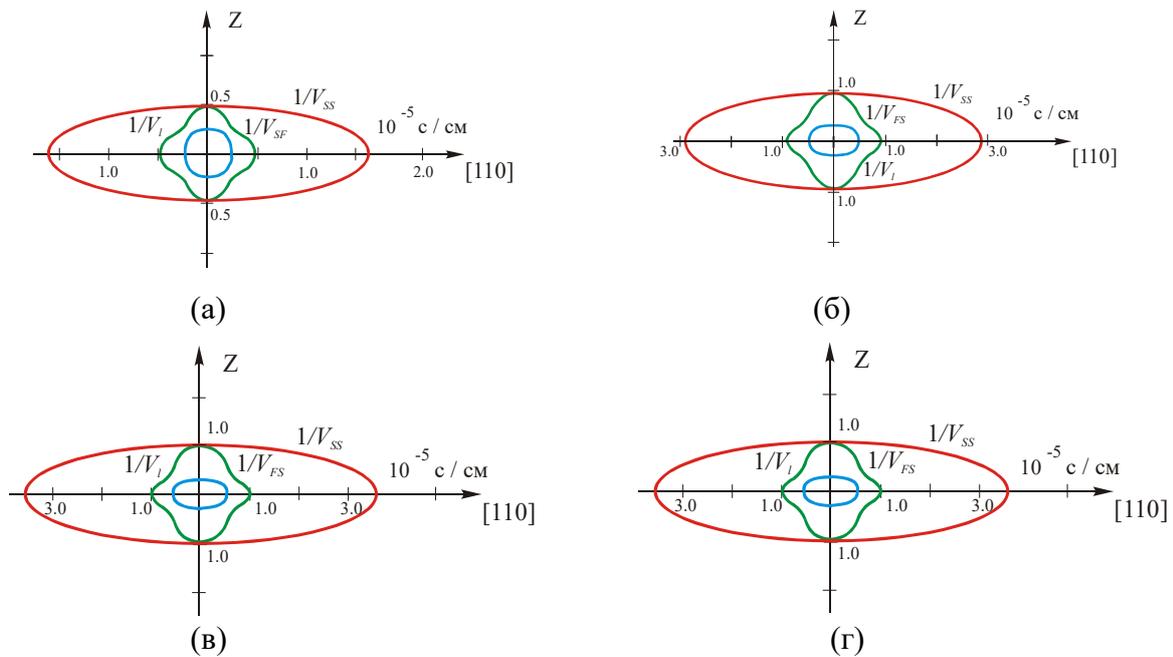


Рис. 1. Кривые медленностей в плоскости (1-10) кристаллов: а) парателлурита; б) каломели; в) бромида ртути; г) йодида ртути.

Работа акустооптического фильтра построена на зависимости длины волны оптического луча, испытывающего дифракцию в фильтре, от частоты акустической волны. Для немонахроматического пучка света, падающего под определенным углом на кристалл, дифракцию испытывает лишь свет с заданной длиной волны, соответствующей определенной частоте звука в кристалле. Все остальные волны в исходном пучке не претерпят изменений. Как следствие, произойдет фильтрация пучка света.

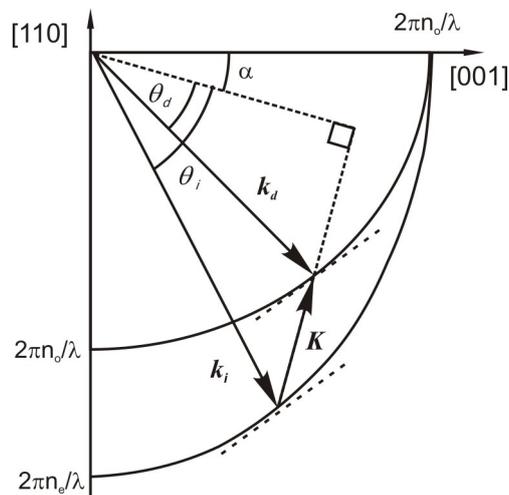


Рис. 2. Векторная диаграмма широкоапертурного акустооптического взаимодействия в плоскости (1-10).

Акустооптические фильтры находят широкое применение, в частности, для задач анализа изображений. Для эффективной работы с изображениями необходимо, чтобы дифракцию в фильтре испытывали волны с одинаковой длиной волны, падающие не под одним определенным углом, а в некоем диапазоне углов. Подобный широкоапертурный режим работы фильтра реализуется при генерации акустической волны под углом α относительно кристаллографической оси кристалла.

Акустооптическое взаимодействие можно проиллюстрировать, используя метод векторных диаграмм [1].

На рисунке 2 показаны волновые векторы падающего света k_i , дифрагированного света k_d , а также вектор ультразвука K . Для выполнения условия дифракции сумма волнового вектора падающего света и вектора акустической волны должна равняться вектору дифрагированного света. Исходя из этого условия и задавая длину волны λ , которую необходимо выделить фильтром, можно рассчитать углы падения θ_i , удовлетворяющие условию дифракции для угла среза кристалла α . Исходя из условия дифракции можно получить формулу для частоты акустических колебаний, которые необходимо возбуждать, чтобы выделить свет с требуемой длиной волны:

$$f = \frac{V}{\lambda} (n_i \sin \theta_i \pm \sqrt{n_o^2 - n_i^2 \cos^2 \theta_i})$$

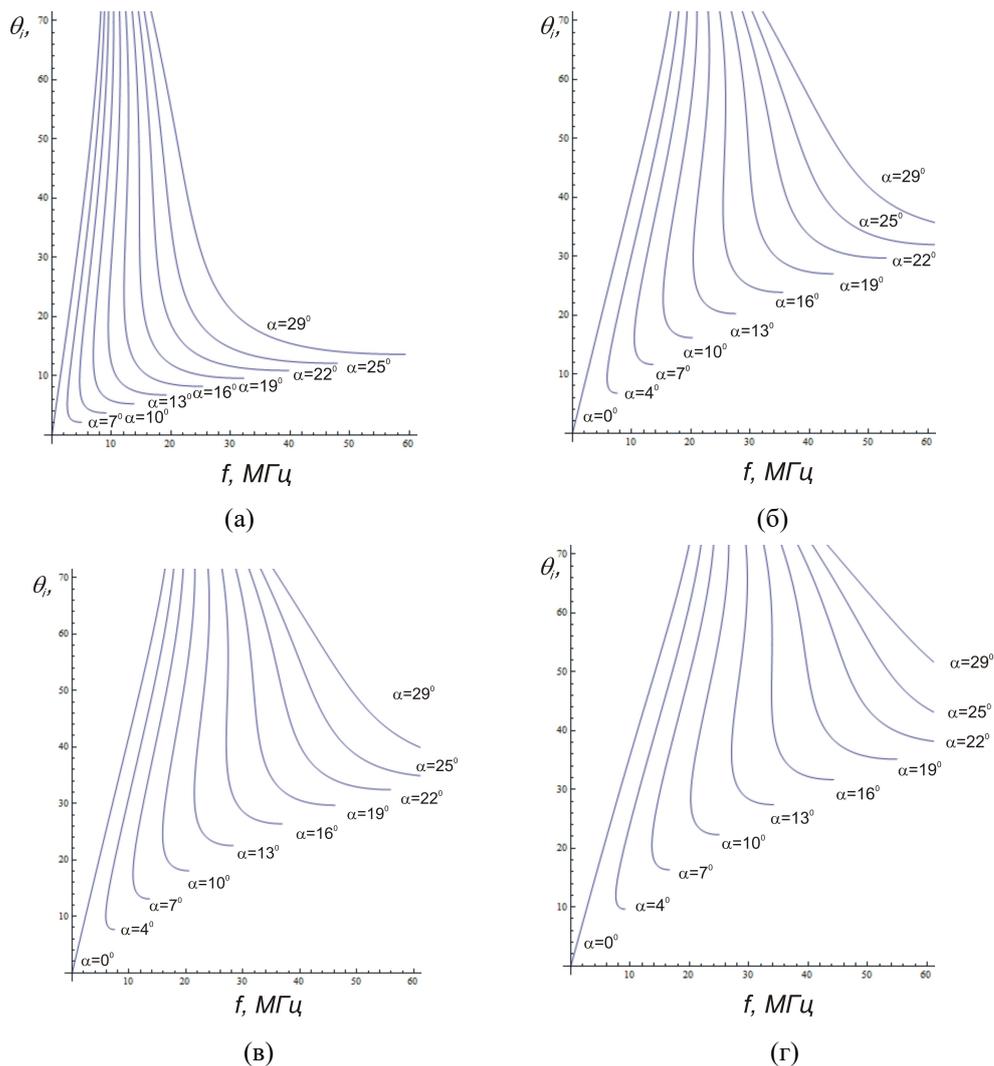


Рис. 3. Частотные зависимости углов падения света от частоты ультразвука в кристаллах: (а) параллелурита, (б) хлорида ртути, (в) бромаида ртути, (г) йодида ртути

Несмотря на то, что кристаллы хлорида ртути, бромаида ртути и йодида ртути пока мало изучены, известны некоторые их характеристики [2,3]. Эти кристаллы обладают, как было показано выше, широким диапазоном прозрачности, а также сильной оптической анизотропией. На длине волны света $\lambda=10.6$ мкм главные показатели

преломления кристалла равны $n_o=1.90$, $n_e=2.45$ для хлорида ртути, $n_o=2.03$, $n_e=2.70$, для бромида ртути и $n_o=2.26$, $n_e=3.21$ для йодида ртути. Для расчета характеристик прибора, необходимо также знать показатель преломления n_i для угла среза α и угла падения θ_i . Он может быть рассчитан по следующей формуле:

$$n_i = \frac{n_o n_e}{\sqrt{n_e^2 \cos^2(\theta_i + \alpha) + n_o^2 \sin^2(\theta_i + \alpha)}}$$

Также, для исследования кристалла потребуются значения фазовых скоростей акустических волн в кристалле, полученные ранее и представленные на рисунке 1.

На основе полученных результатов, построены зависимости угла Брэгга θ_i от акустической частоты f , приведенные на рисунке 3. Кривые построены для хлорида ртути, бромида ртути и йодида ртути для различных значений угла среза α . Можно видеть, что для всех исследуемых материалов наблюдается характерный вертикальный

участок, на котором выполняется условие широкоапертурного режима $\frac{df}{d\theta} = 0$, при котором вариации угла падения θ_i допустимы в некотором диапазоне.

Наиболее интересный с точки зрения практического применения случай соответствует углу $\alpha = 16^\circ$ в каждом из трех кристаллов: каломели, бромиде ртути и йоиде ртути. При таком угле среза, условие широкоапертурного режима выполняется на наиболее протяженном участке углочастотной характеристики. Можно отметить что достаточно малые значения акустической частоты делают применение этих кристаллов перспективным. Таким образом, можно утверждать, что соединения ртути обладают интересными, как с точки зрения акустики, так и с точки зрения акустооптики, свойствами и могут быть использованы в различных устройствах, таких как, например, акустооптические фильтры.

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

ЛИТЕРАТУРА

1. В.И. Балакший, В.Н. Парыгин, Л.Е. Чирков “Физические основы акустооптики” М.: Радио и связь, 1985.
2. В. Auld, «Acoustic Fields and Waves in Solids», N.Y.: Robert Krieger Publ., 1990.
3. D.L. Porokhovnichenko, R. Jaeyeol, D.V. Zinkin, V.B. Voloshinov // Proc. SPIE. 2019. V. 11210. P. 112100M-1- 112100M-9.

Кристалл йодида индия как новый материал для акустооптики

Д.Л. Пороховниченко¹, Е.А. Дьяконов¹, С.В. Кузнецов², В.В. Воронов²,
 П.П. Федоров², М.С. Кузнецов³, К.С. Зараменских³, А.А. Гасанов³,
 Л.В. Жукова⁴, А.С. Корсаков⁴, Д.Д. Салимгареев⁴

¹Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова, Москва

²Институт общей физики РАН, Москва

³АО "Гиредмет", Москва

⁴Уральский федеральный университет им. Б.Н.Ельцина, Екатеринбург

dporoh@physics.msu.ru

Акустооптические устройства, в основе которых лежит явление дифракции света на ультразвуке, применяются для управления оптическим излучением и анализа его характеристик в различных диапазонах спектра – от ультрафиолетового до среднего инфракрасного [1]. Актуальной задачей является освоение дальнего инфракрасного диапазона с длинами волн, превышающими $\lambda = 10$ мкм. Большой интерес к данной области спектра проявляется как со стороны фундаментальной науки, так и отраслей оптической и лазерной промышленности, медицины, экологии, астрономии и т.п. Также переход в дальний инфракрасный диапазон позволит реализовать новые режимы акустооптического взаимодействия и создать новые виды устройств с уникальными характеристиками [2-5]. Основным препятствием, с которым приходится сталкиваться, является необходимость сочетания в акустооптическом материале широкого диапазона оптической прозрачности и очень высоких значений акустооптического качества. Последнее требование обусловлено обратной пропорциональной зависимостью между эффективностью взаимодействия и квадратом длины волны [1]. Поэтому для получения сравнимой эффективности дифракции коэффициент качества материала M_2 должен быть на 1-2 порядка больше, чем требуется для работы с видимым излучением. Указанным требованиям удовлетворяет лишь несколько материалов, обладающих при этом и своими недостатками. В частности, галогениды тяжелых металлов, такие как TlBr-TII (КРС-5), PbBr₂, Hg₂Br₂, Hg₂I₂, несмотря на свою прозрачность в дальнем инфракрасном диапазоне и прекрасные акустооптические свойства [2,6], сложны в изготовлении и обработке, а некоторые из них химически неустойчивы и токсичны.

Табл. 1. Важнейшие параметры некоторых материалов инфракрасной акустооптики.

Материал	Симметрия кристалла	Прозрачность, мкм	$M_2 \times 10^{15}, \text{с}^3/\text{кг}$	
			Продольная волна	Сдвиговая волна
InI	орторомбическая	0,62...51	1100	н/д
КРС-5	кубическая	0,53...45	1150	1200
КРС-6	кубическая	0,4 ... 30	715	880
Si	кубическая	1,5 ... 10; >30	6	24
Ge	кубическая	1,5 ... 22	190	290
Hg ₂ Cl ₂	тетрагональная	0,38...20	560	580
Hg ₂ Br ₂	тетрагональная	0,42...30	1150 (оценка)	1700 (оценка)
Hg ₂ I ₂	тетрагональная	0,53...40	3200 (оценка)	5100 (оценка)
PbBr ₂	орторомбическая	0,36...30	430	н/д

Альтернативой указанным материалам может быть кристалл йодида индия (InI) [7-9], также имеющий хорошие акустооптические свойства [10]. Также этот кристалл применяется в физике ядра и частиц для детектирования рентгеновского, гамма- и альфа-излучения [11-12]. Несмотря на то, что йодид индия был известен еще в середине

XX века [13], вырастить достаточно большой для акустооптических применений монокристалл удалось лишь совсем недавно [7,12]. Кристалл InI прозрачен в диапазоне длин волн $\lambda = 0,62...51$ мкм, что шире, чем диапазоны прозрачности галогенидов таллия и ртути, при этом более удобен и безопасен в обращении. Кристаллическая решетка принадлежит к ромбической сингонии с параметрами элементарной ячейки, равными $a = 4,75 \text{ \AA}$, $b = 12,76 \text{ \AA}$ и $c = 4,91 \text{ \AA}$ [13]. Оптическая анизотропия кристалла позволяет создавать на его основе акустооптические приборы с различными режимами как изотропной, так и анизотропной дифракции. Для сравнения отметим, что оптически изотропные среды, такие как кристаллы КРС, германия и, тем более, аморфные материалы, допускают меньше возможных режимов взаимодействия. В данный момент многие физические свойства кристалла InI всё еще остаются неизвестными. Измерению некоторых из этих свойств, важных для акустооптики, и посвящена данная работа.

Ранее в работе [10] было впервые измерено несколько коэффициентов акустооптического качества, а также скорости продольных акустических волн в направлении основных осей кристалла. Работа проводилась с одним из первых полученных монокристаллических образцов, и оптическое качество было недостаточно высоким из-за неоднородностей в его структуре. Тогда удалось измерить лишь четыре коэффициента акустооптического качества, причем с весьма большой погрешностью. Измерения показали, что коэффициент качества достигает $M_2 = 1100 \times 10^{-15} \text{ с}^3/\text{кг}$, что является одним из самых высоких значений среди известных материалов инфракрасной оптики, сравнимым с Hg_2Br_2 и КРС-5 (см. табл. 1). Со времени указанного исследования [10] процесс очистки сырья и технология роста кристалла InI были существенно улучшены, благодаря чему были получены новые образцы лучшего оптического качества. На этих образцах были проведены повторные измерения уже известных коэффициентов акустооптического качества с большей точностью, а также четырех недостающих коэффициентов для продольных ультразвуковых волн.

Монокристаллы йодида индия выращивались методом Бриджмена-Стокбаргера [7]. Для оценки оптического качества вырезанный и обработанный образец кристалла просвечивался видимым излучением от лампы накаливания и рассматривался в скрещенных поляризаторах. Это позволило визуально наблюдать внутреннюю структуру неоднородностей и механических напряжений в кристалле. Кроме того, оценивалась степень искажения проходящего пучка лазерного излучения на длинах волн $\lambda = 0,65$ мкм (лазерный диод) и $\lambda = 1,15$ мкм (гелий-неоновый лазер ЛГН-113). Оба метода показали улучшение оптического качества нового образца кристалла.

Сначала образец кристалла был ориентирован относительно только одной оси [001] (направления роста) и требовал дополнительной ориентации в плоскости (001). Ориентация осей в указанной плоскости производилась оптическим поляризационным методом, а затем уточнялась методом дифракции рентгеновских лучей линии $\text{CuK}\alpha$ на приборе Bruker D8. После окончательной ориентации и механической обработки образец имел форму кубика с ребром 9 мм. Коэффициенты акустооптического качества были измерены методом Диксона [14], а в качестве эталонного материала было использовано стекло «тяжелый флинт» марки ТФ-3. Источником излучения служил лазерный диод непрерывного действия мощностью 1 мВт и длиной волны $\lambda = 0,65$ мкм. Выбор длины волны обусловлен тем, что она попадает в область прозрачности кристалла, и в то же время лежит в видимом диапазоне, что существенно упростило экспериментальную работу по сравнению с примененной в работе [10] длиной волны $\lambda = 1,15$ мкм. Это также повысило точность измерений за счет большей чувствительности фотоприемника (ФЭУ-62 с кислородно-серебряно-цезиевым катодом) к излучению с меньшей длиной волны. Интересно отметить, что степень прозрачности кристалла на очень близкой длине волны $\lambda = 0,63$ мкм (гелий-неоновый

лазер) оказалась совершенно неприемлемой для измерений, несмотря на большую мощность этого лазера. Описанные улучшения техники эксперимента позволили измерить все недостающие значения акустооптического качества кристалла для продольных волн (табл. 2), а также уточнить значения, полученные ранее в работе [10].

Табл. 2. Измеренные акустооптические свойства кристалла йодида индия.

Ультразвуковая волна		Электромагнитное излучение		$M_2 \times 10^{15}, \text{с}^3/\text{кг}$		$p_{\text{эфф}}$	n
Направл.	Поляр.	Направл.	Поляр.	1,15 мкм [10]	0,65 мкм (нов. изм.)		10,6 мкм
x	x	z	x	1100 ± 200		p_{11}	$n_x = 2,42 \pm 0,13$
		y			1100 ± 100		
y	y	z	x	120 ± 25		p_{12}	
z	z	y	x		300 ± 50	p_{13}	
x	x	z	y	90 ± 20		p_{21}	$n_y = 2,89 \pm 0,13$
y	y	z	y	260 ± 50		p_{22}	
		x			230 ± 20		
z	z	x	y		80 ± 10	p_{23}	
x	x	y	z		110 ± 25	p_{31}	$n_z = 2,55 \pm 0,08$
y	y	x	z		110 ± 10	p_{32}	
z	z	x	z		860 ± 80	p_{33}	

Еще одной важнейшей оптической характеристикой являются показатели преломления. Кристалл InI является оптически двуосным и, таким образом, имеет три неравных показателя преломления вдоль кристаллографических осей. Кроме их очевидной необходимости для расчета оптического хода лучей и угловых характеристик устройств, показатели преломления также требуются для нахождения компонент тензора фотоупругости. Как было сказано, в эксперименте по методу Диксона измеряются коэффициенты качества M_2 , характеризующие эффективность акустооптического взаимодействия и определяемые сразу несколькими физическими характеристиками кристалла. Значения же самих фотоупругих констант $p_{\text{эфф}}$ рассчитываются из соотношения $M_2 = p_{\text{эфф}}^2 n^6 / (\rho V^3)$ по известным значениям показателя преломления n , а также плотности материала ρ и скорости звука в нем V [1].

Одним из распространенных методов измерения показателей преломления является интерференционный метод, когда плоскопараллельную пластину кристалла известной толщины помещают в одно из плеч схемы интерферометра Майкельсона. Наблюдение интерференционной картины монохроматического излучения в пластинке известной толщины позволяет найти показатель преломления материала [15]. Для этих измерений из исследуемого кубического образца кристалла были вырезаны три пластинки. Плоскость каждой из них была ортогональна соответственно одной из трех главных осей кристалла, а ребра параллельны остальным двум осям. Измерение показателя преломления проводилось на одной из самых распространенных в инфракрасной технике длине волны излучения CO₂-лазера $\lambda = 10,6$ мкм. Ее выбор также обусловлен тем, что данная длина волны лежит вдали как от длинноволновой, так и коротковолновой границ области прозрачности кристалла – почти посередине области нормальной дисперсии. Поэтому показатели преломления здесь слабо зависят от длины волны, и измеренные значения (с учетом их погрешности) применимы в достаточно широкой спектральной области. Измерения проводились с излучением, линейно поляризованным поочередно вдоль разных ребер данных пластинок. В результате были получены необходимые значения трех показателей преломления,

причем каждое из них было измерено дважды на двух разных экспериментальных образцах. Это позволило уменьшить ошибку измерений и обеспечить дополнительный контроль результатов. Отметим, что основным фактором, влияющим на точность измерения показателей преломления (относительная погрешность до 3...5%), стало качество обработки экспериментальных образцов. В частности, интерференционный метод очень чувствителен к неоднородности их толщины в плоскости. В связи со сложностью механической обработки образцов, вызванной очень малой твердостью кристалла, а также малыми размерами пластинок, добиться желаемой степени плоскопараллельности в полной мере не удалось.

Полученные в ходе измерений результаты представлены в табл. 2. Видно, что показатели преломления весьма велики, и в то же время их разность Δn достигает величины 0,47, что превышает соответствующее значение для большинства применяемых в оптике кристаллов. Кроме того, величины n_x и n_z близки между собой и весьма сильно отличаются от n_y . Подобная закономерность характерна и для других физических свойств – скорости звука [10], коэффициентов акустооптического качества (табл. 2) и теплового расширения [8]. Этот факт хорошо согласуется с симметрией кристалла и различием соответствующих параметров кристаллической решетки.

Результаты данной работы подтверждают, что кристалл йодида индия является перспективным материалом для акустооптики среднего и дальнего инфракрасного диапазонов. Он превосходит по своим характеристикам почти все кристаллы, применяемые в современной акустооптике. Коэффициент акустооптического качества в нем достигает величины $M_2 = 1100 \times 10^{-15} \text{ с}^3/\text{кг}$ даже на продольной акустической волне, в то время как на сдвиговых волнах можно ожидать еще большего значения, как это обычно бывает в других кристаллах (см. табл. 1). Исключительно широкий диапазон прозрачности до 51 мкм, а также ромбическая симметрия кристалла, позволяют реализовать в нем множество различных геометрий взаимодействия и создавать наиболее эффективные в среднем и дальнем инфракрасном диапазоне акустооптические устройства – модуляторы, дефлекторы и фильтры. Это является существенным достоинством йодида индия по сравнению с оптически изотропными средами, такими как кубические кристаллы, жидкости и аморфные твердые тела.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 19-12-00072.

ЛИТЕРАТУРА

1. I.C. Chang. Acousto-optic Devices and Applications. In: "Handbook of Optics" McGraw Hill, 1995.
2. V.B. Voloshinov et al. // Opt. Eng. 2017. V. 56. No 8. P. 087102.
3. V.B. Voloshinov et al. // Ultrasonics. 2018. V. 88. P. 207.
4. P.A. Nikitin, V.B. Voloshinov // Phys. Procedia. 2015. V. 70. P. 712.
5. P.A. Nikitin et al. // J. Infrared Millim. Terahertz Waves. 2020. V. 41. No 3. P. 299.
6. M.J. Weber "Handbook of Optical Materials" CRC Press, 2003.
7. П.П. Федоров и др. // Доклады Академии наук. 2016. Т. 468. № 5. С. 512.
8. А.А. Сидоров и др. // Доклады Академии наук, 2016. Т. 469. № 5. С. 547.
9. П.П.Федоров, А.И.Попов, Р.Л.Симоно // Успехи химии. 2017. Т.86. № 3. С.240.
10. Д.Л.Пороховниченко и др. // Доклады Академии наук. 2017. Т.476. № 3. С.276.
11. O. Toshiyuki et al. // IEEE Trans. Nucl. Sci. 2006. V. 53. No 5.P. 3055.
12. P. Bhattacharya et al. // J. Cryst. Growth. 2010. V. 312. No 8. P. 1228.
13. R.E. Jones, D.H. Templeton // Acta Crystallogr. 1955. V. 8. No 12. P. 847.
14. R.W. Dixon, M.G. Cohen // Appl. Phys. Lett. 1966. V. 8. No. 8. P. 205.
15. J.J. Fendley // Phys. Educ. 1982. V. 17. No 5. P. 209.

Особенности возбуждения акустических волн в кристалле теллура

В.С. Хоркин, Н.В. Поликарпова, В.Б. Волошинов

Московский Государственный Университет им. М.В. Ломоносова, Физический
факультет
vld_510@mail.ru

Акустооптические (АО) приборы широко используются на практике: в лазерной технике, оптике и спектроскопии [1]. Они позволяют эффективно управлять параметрами оптического излучения: амплитудой, фазой, поляризацией. К достоинствам АО относятся малые линейные размеры, вес, высокое быстродействие, отсутствие движущихся частей, а также малые электрические и оптические потери [1].

К настоящему времени создаются АО приборы, управляющие излучением видимого и ближнего инфракрасного диапазонов длин волн. Однако до сих пор не решен вопрос создания приборов, работающих в среднем и дальнем инфракрасном (ИК) диапазонах электромагнитного спектра, в частности, для длины волны $\lambda = 10.6$ мкм. Основной причиной является отсутствие эффективных с точки зрения АО материалов, которые могли бы стать основой для различных устройств. К перспективными материалами можно отнести такие материалы, как каломель (Hg_2Cl_2), бромид ртути (Hg_2Br_2) и йодид ртути (Hg_2I_2) [2], соединения на основе таллия, кристаллы семейства KRS, а также монокристалл теллура [3, 4].

В работе рассматриваются особенности возбуждения акустических волн в кристалле теллура. Исследование является продолжением цикла статей, изучающих акустические, оптические и акустооптические характеристики кристалла теллура. Они необходимы для проверки и уточнения фундаментальных физических свойств монокристалла [3-5]. Представлены результаты расчета акустических свойств кристалла теллура в плоскости XY в зависимости от выбранной модификации. Из литературы известно, что существует две модификации теллура, отличающиеся друг от друга знаком упругого модуля c_{14} [5]. В работе изучается влияние знака упругого модуля c_{14} на ориентацию векторов поляризации в плоскости XY. Также представлены результаты расчета прохождения сдвиговых акустических волн через границу раздела плавный кварц (SiO_2) - теллур.

Из литературы известно, что кристалл теллура принадлежит к кристаллографическому классу 32 тригональной сингонии и является прозрачным в среднем и дальнем ИК диапазоне длин волн $\lambda = 4-23$ мкм [5]. Существует ряд работ [3], в которых приводятся характеристики прототипов АО устройств на основе теллура и работающих на длине волны оптического излучения $\lambda = 10.6$ мкм. Таким образом, исследование акустических свойств кристалла теллура, а также возбуждения в нем ультразвуковых волн в различных направлениях является актуальной научной задачей.

Известно, что материалы тригональной сингонии (класс 32) обладают 6 независимыми упругими коэффициентами [5]. Для теоретических расчетов в работе использовались следующие значения модулей упругости кристалла теллура [3, 5]:

$$\begin{array}{lll} c_{11} = 3.76 \cdot 10^{10} \text{ Па}, & c_{13} = 2.88 \cdot 10^{10} \text{ Па}, & c_{33} = 7.85 \cdot 10^{10} \text{ Па}, \\ c_{12} = 0.94 \cdot 10^{10} \text{ Па}, & c_{14} = +1.43 \cdot 10^{10} \text{ Па}, & c_{44} = 3.55 \cdot 10^{10} \text{ Па}. \end{array}$$

Известно, что существует две модификации кристалла теллура. Приведенные значения упругих модулей соответствуют «левой» модификации, когда константа упругости принимает положительное значение $c_{14} > 0$. Для «правой» модификации теллура упругие коэффициенты сохраняют те же численные значения, кроме константы c_{14} , знак которой изменяется на противоположный $c_{14} = -1.43 \cdot 10^{10} \text{ Па} < 0$.

На рисунках 1 (а)-(г) представлены акустические свойства теллура в плоскости ХУ для двух модификаций: рисунки 1 (а) и (в) соответствуют «левой» модификации ($c_{14} > 0$), а рисунки 1 (б) и (г) – «правой» модификации теллура ($c_{14} < 0$). Полученные результаты демонстрируют, что в плоскости ХУ знак упругого коэффициента c_{14} не влияет на величины фазовых скоростей. Это видно из кривых акустических медленностей на рисунках 1 (а)-(б).

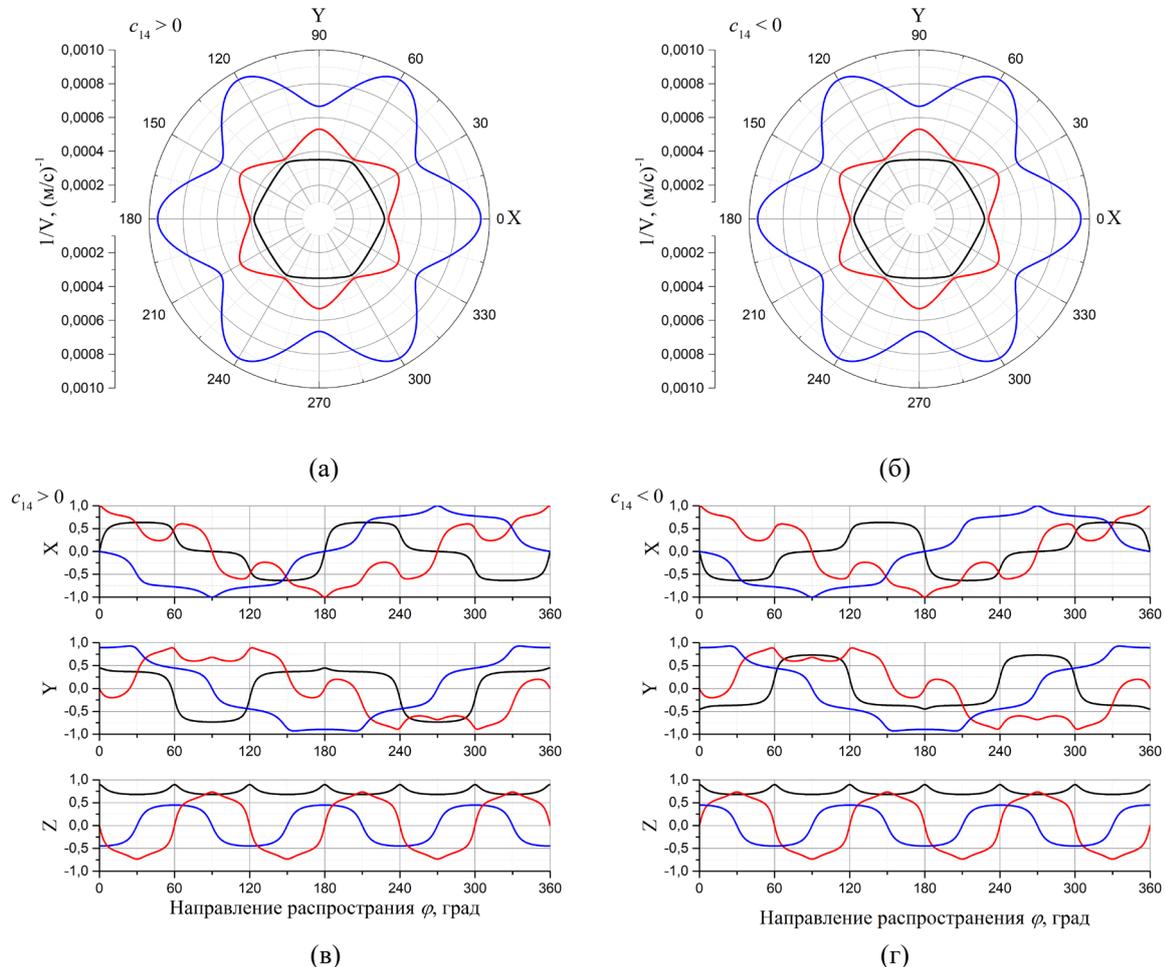


Рисунок 1. Акустические свойства кристалла теллура в плоскости ХУ в случае:
 «левая» модификации теллура:
 (а) - поверхности обратных скоростей, (в) - компоненты вектора поляризации
 «правая» модификация теллура:
 (б) - поверхности обратных скоростей, (г) – компонент вектора поляризации

На рисунках 1 (а)-(б) представлены кривые акустических медленностей, а на рисунках 1 (в)-(г) – зависимости компонент векторов поляризации акустических волн в плоскости ХУ теллура. Из представленных зависимостей видно, что при смене модификации теллура величины фазовых скоростей ультразвуковых волн в плоскости ХУ не меняются (рисунки 1 (а)-(б)), но изменяется ориентация векторов поляризации волн для рассматриваемой плоскости (рисунки 1 (в)-(г)). Данный эффект необходимо учитывать при создании АО устройств. При их разработке подразумевается, что в кристалле пьезопреобразователь, прикрепленный к одной из граней образца, возбуждает акустическую волну. Считается, что прикрепленный преобразователь возбуждает единственную акустическую моду вдоль выбранного направления, в то время как, другие акустические моды не возбуждаются. В кристалла теллура возбуждение выбранной акустической моды может оказаться неэффективным. Это

может произойти в случае неверного определения модификации. В этом случае будут возбуждаться паразитные акустические моды, а электрическая мощность будет распределяться между ними [6].

Для исследования этого явления проведено моделирование прохождения акустической волны через границу раздела плавный кварц (SiO_2) - теллур. Расчеты выполнены для случая «левой» и «правой» модификаций теллура и представлены на рисунках 2 (а)-(в). На рисунке 2 (а) представлена общая схема преломления сдвиговой акустической волны, показанной зеленой стрелкой, на границе двух сред. Расчет проводился только для случая нормального падения: $\theta^I = 0^\circ$. Для большей наглядности на рисунке 2 (а) представлен случай наклонного падения акустической волны на границу раздела двух сред ($\theta^I \neq 0^\circ$). Также в схеме на рисунке 2 (а) присутствует падающая продольная акустическая волна с волновым вектором $-k^I$, отраженная акустическая волна с волновым вектором $-k^R$, а также преломленные акустические волны $-k_i^T$ ($i = 1, 2, 3$). На данном рисунке изображена лабораторная система координат, связанная с границей раздела (X_L, Y_L).

При дальнейших расчетах считалось, что возбуждается сдвиговая акустическая волна, распространяющаяся со скоростью $V_S = 3760$ м/с. Данная волна испытывает нормальное падение на границу раздела плавный кварц-теллур. В ходе преломления анализировались доля акустической мощности в прошедших волнах в зависимости от угла поворота α плавного кварца относительно кристалла теллура. При расчетах считалось, что угол $\alpha = 0^\circ$ соответствует геометрии, когда падающая сдвиговая волна из кварца поляризована параллельно кристаллографической оси Z теллура. Угол $\alpha = 90^\circ$ – соответствует поляризации исходной акустической волны, направленной вдоль оси Y теллура. В кристалле теллура для любого угла поворота α преломленные акустические волны распространяются строго вдоль оси X кристалла.

На рисунках 2 (б)-(в) представлены графики зависимости интенсивности отраженных и преломленных акустических волн на границе раздела плавный кварц-теллур в зависимости от угла поворота α . Приведенные зависимости доказывают, что при повороте кристалла плавного кварца относительно кристалла теллура энергия исходной сдвиговой акустической волны в общем случае делится между двумя отраженными сдвиговыми акустическими модами, (красная и синяя кривые), и двумя преломленными волнами – быстрая сдвиговая мода (розовая кривая) и медленная сдвиговая мода (зеленая кривая). Из представленных зависимостей следует, что существует такая взаимная ориентация двух материалов, когда в теллуре наиболее эффективно возбуждается лишь одна из сдвиговых акустических мод. Так при угле поворота $\alpha = 63^\circ$ для «левой» модификации теллура ($c_{14} > 0$) до 98% энергии падающей акустической волны преобразуется в медленную сдвиговую волну (SS) в теллуре. При угле $\alpha = 153^\circ$ и той же модификации теллура ($c_{14} > 0$) до 89% энергии преобразуется в быструю сдвиговую моду (FS), рисунок 2 (б). В случае «правой» модификации теллура, для эффективного возбуждения медленной сдвиговой акустической волны (SS) угол α должен быть равен $\alpha = 117^\circ$, а для быстрой сдвиговой волны (FS) – $\alpha = 27^\circ$, рисунок 2 (в).

Таким образом, в работе исследуются особенности возбуждения волн, связанные с наличием двух модификаций кристалла теллура. При возбуждении акустических волн необходимо учитывать модификацию кристалла теллура, так как неверное определение его модификации может привести к ошибкам при возбуждении акустических волн в кристалле, что в конечном итоге повлияет на величину эффективности АО взаимодействия.

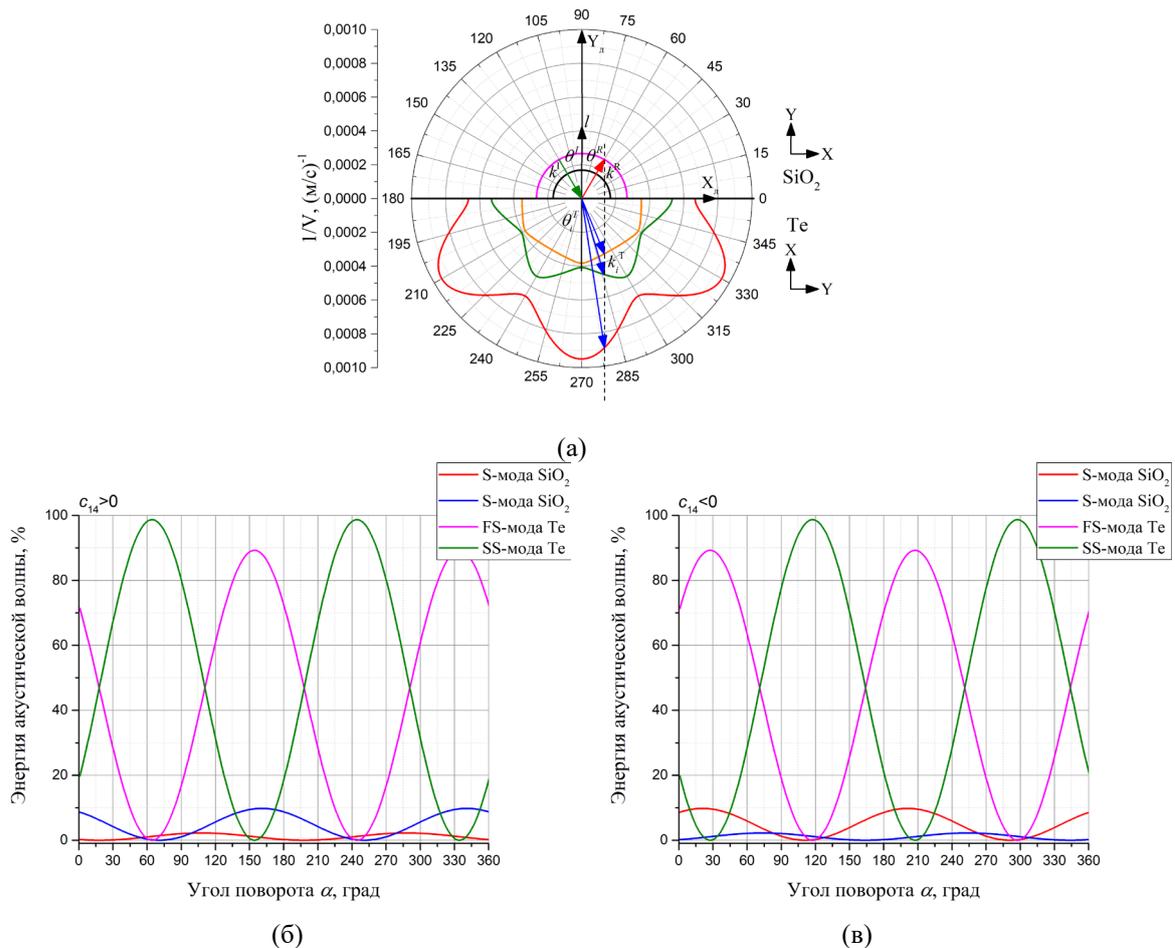


Рисунок 2. Общая схема преломления акустических волн на границе раздела плавленый кварц-теллур (а), зависимости интенсивности отраженных и преломленных волн от угла α в случае (б) $c_{14} > 0$ и (в) $c_{14} < 0$

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта Российского Научного Фонда (РНФ) №19-12-00072.

ЛИТЕРАТУРА

1. В.И. Балакший, В.Н. Парыгин, Л.Е. Чирков, «Физические основы акустооптики», М: Радио и связь, 1985, 280 с.
2. N. Gupta, «Investigation of a mercurous chloride acousto-optic cell based on longitudinal acoustic mode» // Applied Optics, 2009, V.48, №7, C151-158.
3. V.B. Voloshinov, V.S. Khorkin, L.A. Kulakova, N. Gupta, «Optic, acoustic and acousto-optic properties of tellurium in close-to-axis regime of diffraction» // J. Phys. Comm., 2017, V. 1, № 2, pp. 025006-025015.
4. V. S. Khorkin and V. B. Voloshinov, "Investigation of Acousto-optic Properties of Single Crystal Tellurium in Case of Anisotropic Bragg Diffraction," 2019 Wave Electronics and its Application in Information and Telecommunication Systems (WECONF), Saint-Petersburg, Russia, 2019, pp. 1-4.
5. Акустические кристаллы, Справочник, под ред. М.П. Шаскольской, Москва, «Наука», 1982.
6. Поликарпова Н.В., «Характеристики акустических волн при преломлении на границе раздела ниобат лития-парателлурит в акустооптических устройствах» // Известия РАН, серия физическая, 2020, Т. 84, № 6, С.808-814.