

АКУСТОЭЛЕКТРОНИКА И АКУСТООПТИКА

Измерение коэффициента затухания ультразвуковой волны с максимальным углом сноса в кристалле парателлурита

Е.А. Дьяконов, Н.В. Поликарпова, И.К. Чиж..... 2

Спектральная фильтрация изображений в акустооптических ячейках на основе двуосного кристалла йодноватой кислоты

М.И. Купрейчик, В.И. Балакишич5

Оптимизация геометрии акустооптического взаимодействия дефлектора на основе двуосного кристалла калий титанил арсената

М.Г. Мильков..... 9

Клиновые акустические волны в трещине, заполненной текучей средой

В.Г. Можяев..... 12

Измерение коэффициента затухания ультразвуковой волны с максимальным углом сноса в кристалле парателлурита

Е.А. Дьяконов, Н.В. Поликарпова, И.К. Чиж

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, г. Москва
ead1989@gmail.com

Кристалл парателлурита является одним из наиболее часто применяемых материалов для акустооптических устройств. К основным особенностям парателлурита относится его сравнительно высокий коэффициент акустооптического качества, а также сильно выраженная анизотропия скоростей оптических и акустических волн, позволяющая реализовать множество разнообразных геометрий взаимодействия [1].

Важным свойством любого материала, применяемого в акустоэлектронике и акустооптике, является коэффициент затухания ультразвуковых волн. Поскольку эта величина пропорциональна квадрату частоты, именно она определяет практические пределы частотного диапазона устройства. Коэффициенты затухания чистых акустических мод в большинстве практически интересных материалов были измерены многими исследователями, и весьма достоверно известны из литературы [2]. Очевидно, что в силу анизотропных свойств любого кристалла, коэффициент акустического затухания, так же как и скорость звука, зависит от направления распространения волны. Однако данные о конкретных величинах акустического затухания собственных мод, распространяющихся в произвольных кристаллографических направлениях, в настоящее время отсутствуют.

Сильная анизотропия скорости звука в кристалле парателлурита приводит также к сильной анизотропии акустического затухания [3]. Так, например, медленная акустическая мода, распространяющаяся в направлениях [110] и [100] со скоростями 616 и 3100 м/с, характеризуется коэффициентами затухания, равными соответственно 16,0 и 3,4 дБ/(мкс-ГГц²). Таким образом, выяснение характера зависимости коэффициента акустического затухания от направления в кристалле парателлурита представляет особую важность. В работе [3] была построена теоретическая модель такой зависимости, однако она не подкреплена экспериментальными данными в промежуточных точках.

Одна из наиболее интересных собственных мод кристалла парателлурита [4,5] – медленная квазипоперечная волна, распространяющаяся в плоскости (001) под углом 8° к оси [110]. Она характеризуется углом сноса энергии, равным 74,3°. Данное значение является максимально возможным не только среди собственных мод кристалла парателлурита, но и вообще среди известных кристаллических материалов [1]. Экспериментальная оценка коэффициента затухания ультразвуковой волны с максимальным углом сноса и явилась целью настоящей работы.

Измерения проводились акустооптическим методом [4] в ячейке, схематично показанной на рис. 1. Конфигурация кристалла была специально рассчитана так, чтобы в нем существовало несколько акустических пучков с углами сноса энергии, близкими к максимальному. Квазипоперечная ультразвуковая волна 1 возбуждалась сдвиговым пьезопреобразователем, направление колебаний которого находится в плоскости рисунка. Следует отметить, что одновременно с ней возбуждалась еще одна собственная акустическая мода, не представляющая интереса в нашем исследовании и не показанная на рисунке. При падении волны 1 на смежную грань кристалла возникало две отраженных волны, обозначенных соответственно цифрами 2 и 3. В свою очередь, волна 3 отражалась от противоположной грани кристалла, порождая волну 4, и т.д. Углы среза всех граней были подобраны так, чтобы обеспечить наличие

в ячейке волн с максимальными углами сноса энергии, а также по возможности наибольшую длину акустических столбов. Последнее условие необходимо для повышения точности измерения акустического затухания. Расчетные характеристики волн, распространяющихся в кристалле, приведены в табл. 1. Для углов сноса энергии даны абсолютные значения. Расчеты были выполнены на основе данных из литературы [2] в соответствии с методикой, изложенной в работе [6].

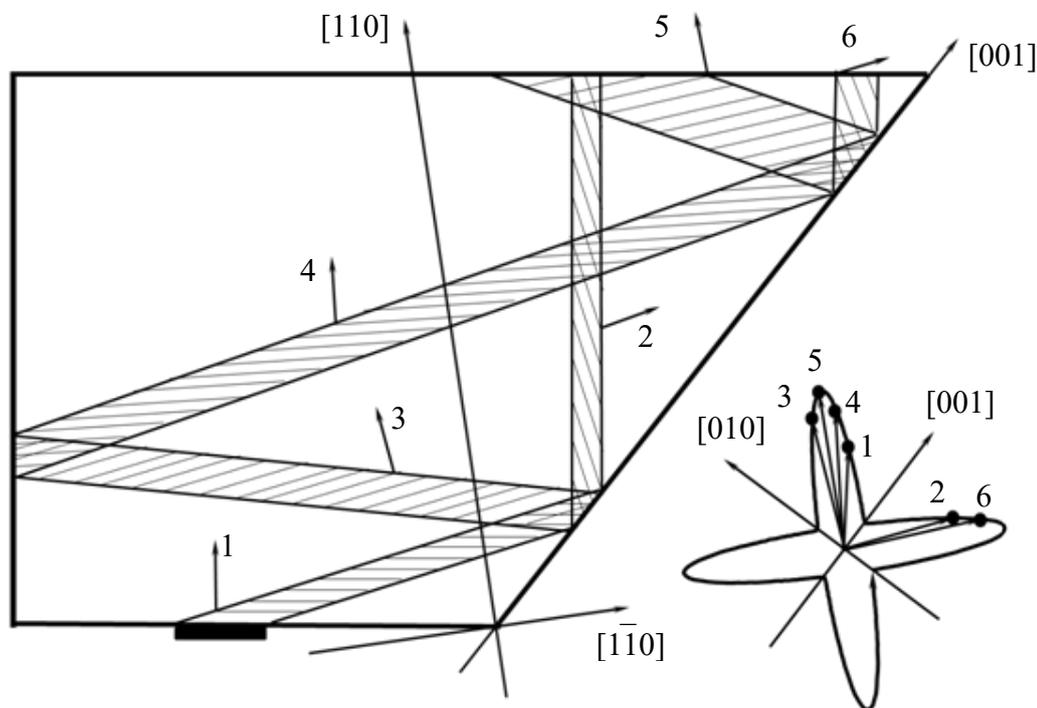


Рис. 1. Схема акустооптической ячейки и геометрия волновых векторов ультразвука на поверхности обратных скоростей. Стрелка и цифра возле каждого из волновых пучков соответствуют направлению его волнового вектора и условному номеру в тексте и таблице. В квадратных скобках – направления кристаллографических осей.

Таблица 1. Характеристики акустических волн, распространяющихся в кристалле

Усл. №	Фазовая скорость, м/с	Направление волнового вектора отн. оси [001], град.	Направление лучевого вектора отн. оси [001], град.	Угол сноса энергии, град.	Групповая скорость, м/с
1	870	37,0	-37,3	74,3	3215
2	870	-37,0	37,3	74,3	3215
3	707	49,5	121,4	72,0	2288
4	727	40,1	-32,5	72,6	2431
5	642	37,3	109,7	62,4	1386
6	727	-40,1	32,5	72,6	2431

Для измерения коэффициента затухания в настоящей работе использовались волновые пучки 2 и 4. Измерения проводились при нескольких значениях частоты в диапазоне от 120 до 185 МГц, затем все результаты были приведены к частоте 1 ГГц в предположении квадратичной зависимости затухания от частоты. Найденный таким образом коэффициент затухания пучка 4 составил $(15,2 \pm 1,2)$ дБ/(мкс-ГГц²). Волновой пучок 2 характеризовался значительно меньшим затуханием, величина которого поддавалась лишь грубой оценке и не превышала 7 дБ/(мкс-ГГц²). Таким образом, можно

полагать, что коэффициент затухания квазисдвиговых ультразвуковых волн, распространяющихся под небольшими углами (порядка нескольких градусов) к оси [110], лишь незначительно отличается от коэффициента затухания чистой сдвиговой моды в данном направлении. Однако, дальнейшее отклонение волнового вектора ультразвука от оси [110] приводит к резкому снижению коэффициента затухания. Следует отметить, что подобный же характер зависимости акустического затухания от направления был теоретически предсказан в работе [3] для другой кристаллографической плоскости парателлурита. Сделанные оценки коэффициентов затухания представляют практическую важность при разработке акустооптических фильтров [1], использующих квазилинейную геометрию взаимодействия вблизи кристаллографической оси [110].

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

ЛИТЕРАТУРА

1. V.V. Voloshinov, N.V. Polikarpova // *Acta Acustica united with Acustica*. 2003. V. 89. No. 6. P. 930.
2. Акустические кристаллы. Справочник. Под ред. М.П. Шаскольской. М., Наука, 1982.
3. Ф.Р. Ахмеджанов, З.Т. Азаматов, А.Ф. Болтабаев, Э.Т. Рахимов // *Ученые записки физического факультета Московского университета*. 2014. Т. 5. С. 145333.
4. Е.А. Дьяконов, В.Б. Волошинов, Н.В. Поликарпова // *Акустический журнал*. 2012. Т. 58. № 1. С. 121.
5. Е.А. Дьяконов, В.Б. Волошинов, Н.В. Поликарпова // *Оптика и спектроскопия*. 2015. Т. 118. № 1. С. 172.
6. Н.В. Поликарпова, В.Б. Волошинов, П.А. Иванова // *Акустический журнал*. 2019. Т. 65. № 6. С. 740.

Спектральная фильтрация изображений в акустооптических ячейках на основе двуосного кристалла йодноватой кислоты

М.И. Купрейчик, В.И. Балакший

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова,
физический факультет, 119991 Москва, Россия
maxim10111992@gmail.com

Современные АО приборы, такие как модуляторы, дефлекторы и фильтры, позволяют оперативно и с высокой точностью управлять угловым и частотным спектрами оптических пучков, а также осуществлять их модуляцию и сканирование. Среди упомянутых устройств отдельного внимания заслуживают широкоугольные перестраиваемые АО фильтры (АОПФ). Такие АОПФ (их также называют видео-фильтрами) функционируют на основе тангенциальной геометрии АО дифракции в оптически анизотропных монокристаллических средах. Широкая угловая апертура, типичная для приборов подобного класса, позволяет работать с широкими световыми пучками, несущими оптическое изображение. В одноосных кристаллах реализуются две различные конфигурации широкоугольной дифракции – высокочастотная (ВЧ) и низкочастотная (НЧ) [1]. АО фильтры, функционирующие на основе НЧ геометрии, применяются для спектральной фильтрации изображений, где от АО прибора требуется высокое пространственное разрешение и широкая угловая апертура. С другой стороны, ВЧ варианты АОПФ перспективны для систем спектрального анализа, где определяющей характеристикой АО устройства является его спектральное разрешение.

Оптически двуосные кристаллы, благодаря особой форме поверхности рефракции, допускают существование уникальных вариантов рассеяния света, на основе которых могут быть созданы АО устройства новых классов. Среди подобных режимов взаимодействия имеются и специальные конфигурации вышеупомянутой тангенциальной дифракции, перспективные для разработки АО фильтров с улучшенными характеристиками [2]. Целью настоящей работы явилось изучение возможности использования вариантов широкоугольного рассеяния света, реализующихся в главных кристаллооптических плоскостях двуосных кристаллах, в устройствах спектральной фильтрации оптических пучков. Конкретные расчеты проводились для кристалла йодноватой кислоты (НЮ₃).

Йодноватая кислота – широко известный оптически двуосный монокристалл аксиального класса (222) ромбической сингонии, выгодно отличающийся хорошими нелинейно-оптическими и АО свойствами [3]. Низкие акустические и оптические потери, наряду с заметным двулучепреломлением и отработанной технологией получения крупных образцов высокого оптического качества позволяют создавать на его основе конкурентные АО фильтры различного типа. Дальнейшие расчеты проводились для длины волны излучения $\lambda = 1.06$ мкм. В таком случае главные показатели преломления материала равны: $n_x = 1.950$, $n_y = 1.927$, $n_z = 1.813$; угол между оптическими осями, лежащими в плоскости XZ, составляет 45.7°.

В ходе расчетов было установлено, что для создания видео-фильтров наиболее подходит главная плоскость YZ кристалла. Здесь следует отметить, что в ромбических двуосных кристаллах направления осей кристаллооптической и кристаллографической систем совпадают друг с другом. Последнее обстоятельство заметно упрощает процесс изготовления АО ячеек для АОПФ, использующих варианты тангенциальной геометрии в главных плоскостях, что позволяет рассчитывать на их возможное практическое применение. Необходимые для проведения расчетов значения упругих и фотоупругих модулей кристалла НЮ₃ были взяты из литературных источников [3].

Пространственная структура фазового синхронизма для тангенциальной дифракции в кристалле НЮ_3 приведена на рис. 1а, где сплошными и пунктирными кривыми показаны углы падения θ_0 медленной оптической моды и рабочие частоты f_0 для различных вариантов видео-фильтров в главной плоскости YZ . Здесь, по аналогии с одноосными кристаллами, введен угол среза кристалла χ , задающий направление распространения чистой сдвиговой акустической моды (угол χ отсчитывается от оси Y в сторону, противоположную оси Z). Из графика ясно, что в плоскости YZ кристалла НЮ_3 можно выделить три различные конфигурации широкоугольной геометрии – ВЧ, среднечастотную (СЧ) и НЧ. При этом, СЧ и ВЧ варианты реализуются в диапазоне углов среза от нулевого до критического ($\chi_{\text{crit}} = 13^\circ$), тогда как НЧ геометрия существует во всех срезах рассматриваемой плоскости.

Нетрудно видеть, что структура АО синхронизма для ВЧ фильтров качественно повторяет форму последней в одноосных кристаллах [4]. В то же время, аналогичные картины для СЧ фильтров на кристалле НЮ_3 и для НЧ фильтров на одноосных кристаллах имеют ряд существенных отличий. Во-первых, СЧ фильтрам соответствуют значительно бóльшие углы Брэгга, чем их НЧ аналогам, что дает заметный выигрыш в спектральном разрешении. Так, согласно рис. 1а, углы падения для СЧ видео-фильтров лежат в диапазоне от 26.7° ($\chi = 0^\circ$) до 46.5° ($\chi = 13^\circ$). Для сравнения, углы Брэгга для НЧ АОПФ на кристалле TeO_2 не превышают 35° (для обыкновенной волны). Во-вторых, существенно более узким оказывается диапазон изменения рабочей частоты (относительное изменение f_0 для СЧ фильтров составляет всего 46%). Как показали наши расчеты, НЧ видео-фильтры на кристалле НЮ_3 не представляют особого интереса, поскольку обладают довольно узкой угловой апертурой и высоким энергопотреблением. В этой связи подобные варианты АОПФ были исключены из приводимых далее результатов анализа.

Для АО фильтров, предназначенных для обработки оптических изображений, важную роль играет величина полного угла дифракции $\Delta\theta$ (угла разведения световых пучков). Последняя определяет предельно допустимую угловую апертуру АОПФ в плоскости взаимодействия. Распределения указанной величины (внутри кристалла) для видео-фильтров на кристалле НЮ_3 показаны сплошными кривыми на рис. 1б. Из графика следует, что зависимость $\Delta\theta(\chi)$ для СЧ варианта тангенциальной геометрии является неоднозначной. Максимальной допустимой угловой апертурой 3.5° обладает видео-фильтр в срезе 10.9° , в то время как АО фильтру в нулевом срезе кристалла отвечает минимальное значение угла $\Delta\theta$ (2.7°). Аналогичная зависимость $\Delta\theta(\chi)$ для ВЧ широкоугольной дифракции идентична последней в одноосных кристаллах [4]. При увеличении угла среза от нулевого до критического допустимая угловая апертура ВЧ видео-фильтра монотонно возрастает от 0° до 3.2° .

При разработке конкурентных АО приборов ИК диапазона необходимо уделять особое внимание вопросу энергетической эффективности. Величина потребляемой АО устройством электрической мощности зависит от целого ряда геометрических и физических параметров, среди которых одним из наиболее важных является коэффициент АО качества M . Согласно рис. 1б (пунктирные кривые), в режиме широкоугольной дифракции в плоскости YZ кристалла НЮ_3 максимальное значение АО качества составляет $12 \cdot 10^{-18} \text{ с}^3/\text{Г}$ и достигается в СЧ геометрии в срезе 10.7° . Среди ВЧ видео-фильтров энергетически наиболее эффективным является АОПФ в критическом срезе ($M = 10.2 \cdot 10^{-18} \text{ с}^3/\text{Г}$). Следует отметить, что установленная здесь относительно невысокая АО эффективность кристалла йодноватой кислоты для тангенциальной дифракции сужает область возможного применения видео-фильтров на его основе до приложений, требующих от АО прибора одновременно компактных размеров и высокого спектрального разрешения.

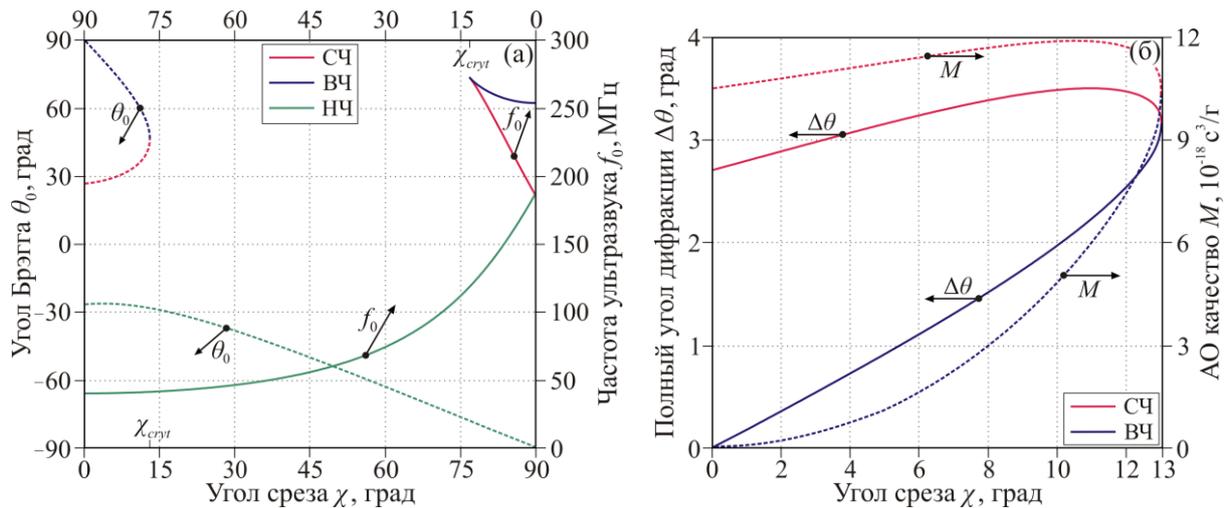


Рис. 1. Тангенциальная дифракция в кристалле йодноватой кислоты: пространственная структура АО синхронизма (а), полный угол дифракции и коэффициент АО качества, как функции угла среза (б).

Детальные характеристики видео-фильтров на кристалле HfO_3 , рассчитанные для длины пьезо-преобразователя 1 см, представлены на рис. 2. Угловые апертуры АОПФ (внутри кристалла) в плоскости взаимодействия ($\Delta\vartheta$) и в ортогональном к ней направлении ($\Delta\varphi$) показаны на рис. 2а сплошными и пунктирными кривыми, соответственно. Величины апертур $\Delta\varphi$ рассматриваемых здесь конфигураций видео-фильтров определяются исключительно угловой селективностью дифракции. То же справедливо и для угловой апертуры $\Delta\vartheta$ СЧ АОПФ в срезах, меньших 11.3° . Апертуры $\Delta\vartheta$ оставшихся вариантов АО фильтров должны быть искусственно ограничены величиной полного угла дифракции $\Delta\theta$.

Согласно рис. 2а, величина $\Delta\varphi$ для ВЧ видео-фильтров монотонно возрастает по мере увеличения угла среза, достигая своего максимального значения 2.7° в срезе 13° . Иначе ведет себя угловая апертура $\Delta\varphi$ СЧ фильтра. Последняя максимальна в нулевом срезе ($\Delta\varphi = 14^\circ$) и быстро убывает при увеличении угла среза. Таким образом, в срезах, меньших 10.2° , угловая селективность СЧ тангенциальной дифракции в ортогональном направлении оказывается ниже, чем селективность в плоскости взаимодействия, что принципиально невозможно в одноосных кристаллах. Указанная особенность открывает новые пути для создания видео-фильтров с улучшенными характеристиками.

Одной из наиболее важных характеристик перестраиваемого АО фильтра является его разрешающая способность R . Пространственные распределения указанной величины для АОПФ на кристалле HfO_3 показаны сплошными кривыми на рис. 2б. Отличие представленной здесь зависимости $R(\chi)$ от ее аналогов в одноосных кристаллах заключается в качественно иной структуре СЧ ветви [4]. Так, при увеличении угла среза от 0° до 13° спектральное разрешение СЧ фильтра на кристалле йодноватой кислоты возрастает всего в 2.8 раза. Для сравнения, величины R для НЧ фильтров в критическом и 10° срезах плоскости $(1\bar{1}0)$ кристалла парателлурита отличаются почти в 4 раза. Кроме того, даже в критическом срезе СЧ фильтр на кристалле HfO_3 все еще ощутимо превосходит по величине спектрального разрешения аналогичные НЧ фильтры на основе одноосных кристаллов с сопоставимым двулучепреломлением. Например, при сравнении с АОПФ на кристалле TeO_2 упомянутый выигрыш в спектральном разрешении (при той же эффективной длине АО взаимодействия) составляет порядка 25%.

Зависимости числа разрешимых элементов в строке изображения N видео-фильтров на основе кристалла йодноватой кислоты от угла среза показаны на рис. 2б пунктирными кривыми. Расчеты проводились для линейной апертуры видео-фильтра,

равной 1 см. При выбранных параметрах АО ячейки максимальным пространственным разрешением в плоскости взаимодействия будет обладать СЧ фильтр в срезе 12.2° ($N = 460$). При этом в диапазоне срезов от 11° до 13° пространственное разрешение СЧ видео-фильтров остается практически постоянным, что, как нетрудно понять, обусловлено формой зависимости $\Delta\vartheta(\chi)$ на рис. 2а. Минимальное для СЧ тангенциальной дифракции значение величины N , как видно из рис. 2б, наблюдается в нулевом срезе и составляет 260. В случае ВЧ широкоугольной геометрии зависимость $N(\chi)$ является практически линейной, а максимальным пространственным разрешением обладает видео-фильтр в критическом срезе ($N = 440$).

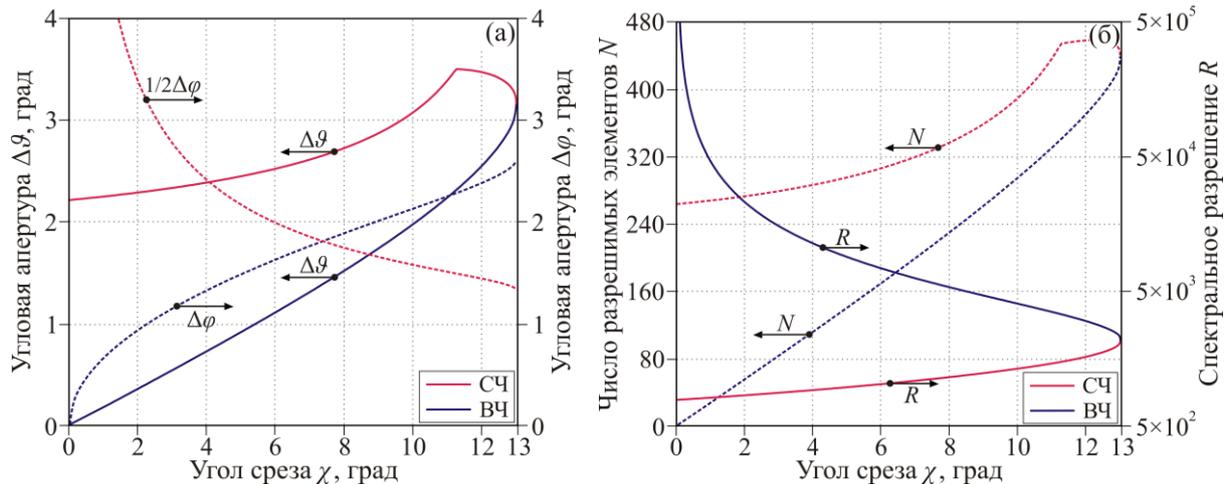


Рис. 2. Характеристики широкоугольных АО фильтров на кристалле йодноватой кислоты: угловая апертура (а), спектральное и пространственное разрешение (б), как функции угла среза.

Опираясь на результаты расчетов, приведенные на рис. 2, были выявлены срезы кристалла йодноватой кислоты, оптимальные для осуществления спектральной фильтрации широких световых пучков. Для обработки оптических изображений наиболее подходящим оказался СЧ вариант видео-фильтра в срезе 10.2° . При оговоренных ранее параметрах АО ячейки он обладает широкой симметричной угловой апертурой $6^\circ \times 6^\circ$ (в воздухе) и высоким пространственным разрешением ($N = 400$). По величине спектрального разрешения ($R = 1360$), он сравним с парателлуритным НЧ фильтром в критическом срезе. С другой стороны, для решения задач спектрального анализа оптимален ВЧ фильтр в срезе 10.5° . Последний имеет умеренную угловую апертуру $4^\circ \times 4^\circ$, ограниченную величиной полного угла дифракции, и пространственное разрешение ($N = 320$), достаточное для фильтрации изображений, однако обладает высоким спектральным разрешением $R = 3760$. Кроме того, такой вариант видео-фильтра оказывается довольно компактным (необходимые для его практической реализации размеры АО ячейки не превышают 2.5 см), что выгодно отличает его от ВЧ аналогов на основе кристалла парателлурита.

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

ЛИТЕРАТУРА

1. V.B. Voloshinov, T.V. Yukhnevich // Appl. Opt. 2013. V. 52. No 24. P. 5912.
2. K.B. Yushkov // Appl. Opt. 2021. V. 60. No. 24. P. 7113.
3. D.A. Pinnow, R.W. Dixon // Appl. Phys. Lett. 1968. V. 13. P. 156.
4. S.N. Mantsevich et al. // Opt. Exp. 2020. V. 28. No 9. P. 13243.

Оптимизация геометрии акустооптического взаимодействия дефлектора на основе двуосного кристалла калий титанил арсената

М.Г. Мильков

Физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова

milkov1981@mail.ru

Акустооптическое (АО) взаимодействие лежит в основе работы различных современных акустооптических устройств и приборов [1, 2, 3]. На данный момент в акустооптических устройствах используются оптически изотропные среды, а из двулучепреломляющих материалов применяются исключительно лишь оптически одноосные кристаллы [4]. Применение в акустооптике двуосных кристаллов открывает существенно более широкие возможности как для улучшения характеристик уже существующих типов приборов, так и для создания принципиально новых акустооптических устройств [5].

В работе [6] были представлены результаты численного расчета срезов оптической волновой поверхности монокристалла калий титанил арсената (КТА) под различными углами. Особый интерес представляет такой срез поверхности волновых векторов, который содержит в себе участок, наиболее близкий к прямолинейному и при этом наиболее протяженный. Данный срез, согласно расчетам, находится вблизи оптической оси в двуосных кристаллах, а именно в пределах долей или единиц градусов от нее. Также в работе [6] были проведены экспериментальные исследования неколлинеарного акустооптического взаимодействия в таком срезе. Подобным плоским участком среза волновой поверхности обладают только двуосные материалы и, благодаря его наличию, на их основе может быть создан сверхширокоапертурный и сверхширокополосный акустооптический дефлектор. Также в работе [6] были проведены экспериментальные исследования некоторых акустических и акустооптических свойств данного материала.

Основным результатом исследования в работе [6] была экспериментальная проверка существования такой конфигурации направлений распространения световой и ультразвуковой волны в оптически двуосной среде, при которой в широком диапазоне углов падения света на ультразвук условие фазового синхронизма выполняется, а интенсивность дифрагированного пучка не испытывает существенных изменений.

Принципиальная конфигурация акустооптического дефлектора, использующая уникальное свойство двуосных кристаллов, заключается в таком выборе срезов кристалла, при которых волновой вектор ультразвука \mathbf{K} будет параллелен плоскому участку среза оптической волновой поверхности кристалла, а конец волнового вектора падающего света \mathbf{k}_i будет находиться на краю данного участка [6]. Благодаря этому выбору направлений фазовых скоростей света и ультразвука достигается эффект того, что параметр расстройки η может считаться равным нулю (или не превышает величины, равной $0.8\pi/l$, где l – длина акустооптического взаимодействия) при изменении частоты ультразвука в пределах октавы. Это позволяет осуществить качание дифрагированного пучка в большом угловом диапазоне.

Таким образом, при реализации конфигурации АО взаимодействия, предлагаемой в работе [6], в оптически двуосной среде существует возможность выбора определенной ориентации плоскости акустооптического взаимодействия, при которой как в широком диапазоне углов падения света на ультразвуковую волну, так и при изменении значений частоты ультразвука в пределах октавы, параметр расстройки будет практически нулевым. Следовательно, на основе оптически двуосного кристалла может быть построен сверхширокоапертурный и сверхширокополосный

акустооптический дефлектор [7, 8] и другие устройства с принципиально новыми рабочими параметрами.

В настоящей работе проведены измерения в том же кристалле КТА, аналогичные измерениям в работе [6], но на различных длинах волн света – 633 нм, 532 нм и 442 нм. Дисперсия показателей преломления в оптически двуосных средах приводит к тому, что угол между оптическими осями зависит от длины волны света. Изменение угла между оптическими осями приводит также и к тому, что угол среза оптической волновой поверхности, содержащий упомянутый плоский участок, также зависит от длины волны света. Это обстоятельство позволяет реализовать конфигурацию АО супердефлектора для пучков света с различными длинами волн на основе одной акустооптической ячейки с одним пьезоэлектрическим преобразователем, так как пропускание этих пучков через кристалл под различными углами друг к другу не представляет существенной технической проблемы.

Как и в работе [6], направление распространения ультразвука было выбрано параллельным кристаллографической оси b и диэлектрической оси Y , то есть перпендикулярно плоскостям ac и XZ . Скорость распространения продольной ультразвуковой волны вдоль данного направления, измеренная в рамках настоящей работы, составляет $V_b=5620\pm 30$ м/с. Частота ультразвуковой волны составляла 100 МГц.

Главные показатели преломления в кристалле КТА при длине волны света 633 нм (видимый диапазон) составляют $n_x=1.8093$, $n_y=1.8156$ и $n_z=1.9053$ [9], а оптические оси в данном случае отклонены от диэлектрической оси Z на угол $\gamma=15.4^\circ$ по результатам расчетов.

Ориентация оптических осей относительно оси Z исследуемого образца КТА в данной работе была также дополнительно проконтролирована методом получения соответствующих коноскопических картин на указанных выше длинах волн. Коноскопическая картина при распространении сходящегося пучка света вдоль или вблизи любой из оптических осей двуосного кристалла представляет собой набор практически концентрических колец и расходящиеся в разные стороны от центра картины две затененные области. Контроль расположения оптических осей показал, что в данном образце оптические для трех длин волн света $\lambda_1=633$ нм $\lambda_2=532$ нм и $\lambda_3=442$ нм оси отклонены от оси Z , соответственно, на следующие углы $\gamma_1=14.8^\circ$ $\gamma_2=15.8^\circ$ $\gamma_3=17.7^\circ$. Погрешность измерения угла γ_1 составляет около 0.3° , а углы γ_3 и γ_2 измерялись исходя из известного значения угла γ_1 .

В качестве источников света в эксперименте были использованы гелий-неоновый лазер с длиной волны $\lambda=633$ нм, полупроводниковый лазер с длиной волны $\lambda=528$ нм и гелий-кадмиевый лазер с длиной волны $\lambda=442$ нм. Поляризация падающего на кристалл света задавалась поляризатором, установленным перед образцом. Падающий на кристалл свет имеет поляризацию (по вектору E), параллельную фронту продольной акустической волны.

В настоящей работе, как и в работе [6] экспериментальное исследование акустооптического взаимодействия осуществлялось при измерении зависимостей интенсивности дифрагированного пучка от угла падения θ света на фронт ультразвуковой волны. Зависимости были получены при различных углах отклонения β плоскости акустооптического взаимодействия от оптической оси кристалла.

На рисунке 1 показана как рассчитанная по численной модели (серая линия), так и измеренная в ходе эксперимента зависимость интенсивности дифрагированного света от угла падения света на фронт продольной акустической волны. Плато на представленном графике соответствует тому, что плоскость акустооптического взаимодействия для света с длиной волны $\lambda=633$ нм совпадает с тем срезом оптической

волновой поверхности, который содержит в себе упомянутый выше квази плоский участок. Данная плоскость отклонена оси Z на угол около 15.6° , а от направления оптической оси, соответствующей данной длине волны света на угол около $\beta_1=0.8^\circ$ в сторону диэлектрической оси X .

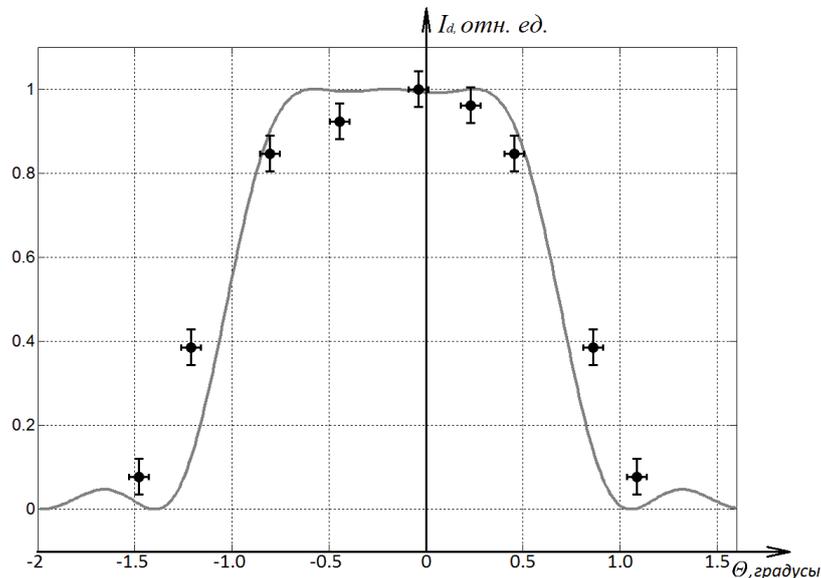


Рис. 1. Зависимость интенсивности дифрагированного света от угла падения при $\beta=0.8^\circ$

Измерения геометрии супердефлектора на длине волны света $\lambda=528$ нм показали, что аналогичный срез, содержащий в себе искомый квази плоский участок, находится под углом около 16.4° градусов от оси Z и около $\beta_2=0.6^\circ$ от направления соответствующей оптической оси, а для света с длиной волны $\lambda=442$ нм около 18.6° градусов от оси Z и $\beta_3=0.9^\circ$ от направления оптической оси для света с этой длиной волны.

Работа поддержана грантом Российского научного фонда № 19-12-00072.

ЛИТЕРАТУРА

1. В.И. Балакий, В.Н. Парыгин, Л.Е. Чирков, Физические основы акустооптики. М.: Радио и связь. 1985.
2. В. М. Котов, Акустооптика. Брэгговская дифракция многоцветного излучения. М. : Янус-К, 2016.
3. А.С. Задорин, Динамика акустооптического взаимодействия. Томск, Томский государственный университет, 2004.
4. Ю.И. Сиротин, М.П. Шаскольская, Основы кристаллофизики. М.: Наука. 1979.
5. А.Yu. Tchernyatin // Proc. of SPIE, 2005, v.5953, p. 59530 U.1.
6. M. G. Milkov et al. // Vestnik Moskovskogo Universiteta, Seriya 3: Fizika, Astronomiya, 2018, No. 1, pp. 84–89.
7. Богданов С.В., Сапожников В.К. // Автометрия. 1989, № 5, С. 3-10.
8. Волошинов В.Б., Мильков М.Г. // Труды 7-й Международной конференции «АКУСТООПТИЧЕСКИЕ И РАДИОЛОКАЦИОННЫЕ МЕТОДЫ ИЗМЕРЕНИЙ И ОБРАБОТКИ ИНФОРМАЦИИ» Суздаль, 2014г. Стр. 178.

Клиновые акустические волны в трещине, заполненной текучей средой

В.Г. Можяев

Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова,
физический факультет, кафедра акустики
vgmozhaev@mail.ru

Существование в твердых телах клиновых акустических мод особого жидкостного типа демонстрируется при помощи лучевой теории распространения медленных волн Крауклиса в заполненной текучей средой клиновидной трещине.

Волны, локализованные вблизи и бегущие вдоль ребра упругого твердого клина, принято называть клиновыми. Они относятся к фундаментальным типам акустических волн, существующим в твердых телах. Большинство из таких типов обнаружено более века тому назад. Тем не менее, клиновые волны были найдены на удивление поздно - лишь в 1972 г. [1-3]. В клиньях со свободными гранями и углом при вершине θ_w обсуждаемые моды существуют лишь в ограниченном угловом диапазоне $\theta_w < \pi$. Как локализованные они не существуют, в частности, вблизи вершины трещины с параллельными берегами [4]. Такая геометрия соответствует предельному случаю клина с углом, равным 2π .

Целью настоящей работы является демонстрация новой возможности существования клиновых акустических волн в упругом твердом клине с углом, близким к 2π . Для реализации этой возможности необходимо, чтобы во внешней по отношению к твердому клину области находился газ или жидкость. Данная геометрия соответствует клиновидной трещине, заполненной текучей средой. Для решения поставленной задачи ниже применяется простая и наглядная лучевая теория, подобная той, что была раньше развита для остроугольного клина со свободной поверхностью [5,6]. Такой подход позволяет, с одной стороны, получить компактные приближенные аналитические выражения для скорости распространения клиновых мод. С другой стороны, картина волновых лучей, рассчитанная для решаемой задачи, демонстрирует и степень локализации клиновых мод разных номеров у вершины клина, и дает физическое объяснение причины их появления.

Геометрия рассматриваемой задачи выглядит так. Считаем, что в неограниченном изотропном твердом теле имеется узкий клиновидный вырез (выемка) неограниченной протяженности с малым углом при вершине θ_c , заполненный идеальной (невязкой) текучей средой. Границы выемки предполагаются плоскими. В такой задаче нет геометрических параметров, с которыми можно сравнивать длину волн. Поэтому геометрическая дисперсия для изучаемых мод отсутствует. Линию пересечения граней выемки будем считать совпадающей с осью z цилиндрической системы координат.

Если угол выемки достаточно мал, то бегущие в ней волны можно локально аппроксимировать решениями для нормальных мод в плоскопараллельном слое текучей среды толщиной h , разделяющем два одинаковых изотропных полупространства. Нулевая симметричная мода в такой слоистой структуре, как показал Крауклис в 1962 г. [7], является аномально медленной. Ее фазовая скорость v , как следует из результатов статей [7,8], в пределе малых h стремится к нулю по закону $v \approx (\gamma \omega h)^{1/3}$, где $\gamma = (1 - v_s^2/v_l^2)\mu/\rho_f$, v_s и v_l скорости поперечной и продольной объемных волн в твердом теле, μ - модуль сдвига, ρ_f - плотность текучей среды. В противоположном пределе $h \rightarrow \infty$ обсуждаемая мода разделяется на две несвязанные

синфазные волны Шолте-Гоголадзе равной амплитуды, локализованные у противоположных границ текучего слоя с твердым телом. Комбинация этих асимптотик дает простое аналитическое выражение для квадрата волнового числа k^2 симметричной моды, достаточно точное во всем диапазоне возможных значений h

$$k^2 = \frac{\omega^{4/3}}{(\gamma h)^{2/3}} + k_{SG}^2. \quad (1)$$

Здесь k_{SG} - волновое число волны Шолте-Гоголадзе. Локальную толщину h клиновидного выреза свяжем с расстоянием r до его вершин соотношением

$$h = r2 \operatorname{tg}(\theta_c/2). \quad (2)$$

При решении задачи в рамках лучевых представлений локальное волновое поле определяется интерференцией двух лучей, наклонно распространяющихся к оси z . Их волновые множители зависят от обеих координат и в однородной среде выглядели бы так: $\exp(ik_z z \pm ik_r r)$, где $k_z = k \cos \alpha$ и $k_r = k \sin \alpha$ – проекции волнового вектора k на соответствующие оси системы координат, α - угол падения луча на вершину выреза. Но для клиновидного слоя из-за зависимости волнового числа k от r радиальный набег фазы определяется не произведением $k_r r$, а интегралом $\int k_r dr$.

С другой стороны, строгое решение волновой задачи также описывает изменение фазы, но лишь вдоль координаты z . Для согласования лучевого и точного волнового подходов необходимо нивелировать набег фазы, связанный с изменением радиальной координаты для равноудаленных от вершины клина точек. Для этого достаточно потребовать, чтобы данный набег был кратен 2π . При этом следует учитывать, что его полное значение включает в себя две дополнительные составляющие. Одна из них – это сдвиг фазы на каустике в точке поворота лучей, равный, как известно, $(-\pi/2)$. Вторая - сдвиг фазы волны при отражении от вершины выреза. Для оценки этой величины воспользуемся следующими аргументами. При приближении к вершине выреза расстояние между его противоположными границами стремится к нулю. Соответственно стремится к нулю и скорость симметричных мод в слое текучей среды. В результате на краю выреза возникает скачок локальной скорости от нулевого значения для волноводных мод до конечной величины для объемных волн. Отношение эффективных импедансов таких смежных сред равно бесконечности. Эта ситуация эквивалентна случаю отражения объемных волн от абсолютно жесткой границы. В последнем случае сдвиг фазы при отражении равен $(-\pi)$. Данное значение и будем использовать в дальнейшем для изучения рассматриваемых клиновых волн.

Из изложенных соображений и симметрии лучевых траекторий вытекает следующее условие квантования радиального набег фазы

$$\int_0^{r_0} k_r dr = \pi \left(\frac{3}{4} + n \right), \quad (3)$$

где n – ноль или целое число, r_0 - значение радиальной координаты в точках поворота лучей. В этих точках проекция k_r обращается в ноль. При выполнении (3) проекция k_z играет роль волнового числа клиновых волн, а n определяет номер разных мод. Интеграл в формуле (2) после замены $k_r = \sqrt{k^2 - k_z^2}$ и подстановки выражений (1,2) приобретает простой вид и вычисляется точно

$$b \int \sqrt{r^{-2/3} - a^2} dr = -\frac{b}{a^2} (1 - a^2 r^{2/3})^{3/2}. \quad (4)$$

где $a^2 = (k_z^2 - k_{SG}^2)/b^2$, $b = \omega^{2/3}/[\gamma 2 \operatorname{tg}(\theta_c/2)]^{1/3}$. Первообразная в формуле (4) на верхнем пределе $r=r_0$ обращается в ноль, а на нижнем $r=0$ равна $-b/a^2$. Отсюда находим скорость клиновых волн $v_w = \omega/k_z$

$$v_w = v_0 / \sqrt{1 + v_0^2/v_{SG}^2}, \quad v_0^2 = \pi \left(\frac{3}{4} + n\right) \gamma 2 \operatorname{tg}(\theta_c/2). \quad (5)$$

Из (5) следует, что при стремлении угла выреза θ_c к нулю

$$v_w^2 \approx \pi \left(\frac{3}{4} + n\right) \gamma \theta_c, \quad (6)$$

а при $\theta_c \rightarrow \pi$ $v_w \rightarrow v_{SG}$, т.е. клиновые моды трансформируются в волны Шолте-Гоголадзе, как и должно быть из соображений симметрии.

Перейдем к задаче расчета траектории волновых лучей. Тангенс касательной к ней равен производной dz/dr . С другой стороны, тот же тангенс можно выразить через отношение проекций k_z/k_r . Приравнявая друг другу эти выражения и заменяя в них k_r через k_z , получаем уравнение для расчета лучевых траекторий

$$dz/dr = k_z / \sqrt{k^2(h) - k_z^2}. \quad (7)$$

Интегрирование (7) дает связь координат на пути движения волновых лучей

$$z = -b \sqrt{1 - a^2 r^{2/3}} (2 + a^2 r^{2/3}) / (k_z a^4) + C. \quad (8)$$

Обращает на себя внимание следующее отличие в описании лучевых траекторий в рассматриваемой задаче от случая изгибных клиновых волн в тонких пластинах [5,6]. В последнем случае периодичность траекторий возникает естественным образом из-за входящей в решение функции синус. Поэтому изменять значение константы интегрирования C для описания периодичности тогда не требовалось. Иное дело клиновые волны жидкостного типа, изучаемые в настоящей работе. В решение (8) для них периодические тригонометрические функции не входят, и фиксированное значение C определяет только один цикл лучевой траектории. Для нахождения же следующих циклов необходимо многократно изменять константу интегрирования. В итоге эта константа принимает дискретные значения, образующие эквидистантную последовательность.

Итак, развитая теория предсказывает существование множества локализованных клиновых мод со скоростью v_w , стремящейся к нулю при уменьшении угла жидкого клина θ_c по корневому закону $v_w \propto \sqrt{\theta_c}$, а не линейному, как для изгибных клиновых волн в остроугольных клиновидных пластинах.

В отношении предшествующих публикаций по изучаемой теме следует упомянуть статью [9]. Авторы [9] исследовали экспериментально и численно (методом конечных элементов) распространение поверхностных акустических волн в пластине с заполненной жидкостью клиновидной выемкой конечной глубины. Были обнаружены локализация энергии в выемке, существование в изучаемой геометрии двух мод и падение скорости волн с уменьшением угла жидкого клина. Однако причины этих особенностей так и не были объяснены. Кроме того, авторы статьи [9] не

идентифицировали изучаемые ими акустические волны как самостоятельный тип, называя их поверхностными. Такое название подразумевает, что доминирующим на свойства этих волн считается влияние основной граничной плоскости пластины, а не граней клина. В настоящей работе в отличие от [9] изучаются волны в заполненной текучей средой клиновидной выемке бесконечной глубины. Выявление волновой локализации именно в такой геометрии позволяет утверждать, что это отдельный самостоятельный тип волн, принципиально отличающийся от поверхностных мод плоских границ твердых тел.

В заключение упомянем научные области, для которых результаты проведенного исследования могут представлять интерес. В начале текущего века зародилось перспективное научное направление, которое можно кратко назвать микрожидкостной акустоэлектроникой. Об этом, в частности, см. обзор [10]. Практической целью исследований в данном направлении является создание нового класса микроэлектронных устройств типа "лабораторий на чипах", альтернативно называемых также "биочипами". В качестве вынуждающей силы для перемещения малых капель растворов и манипулирования ими в таких устройствах в основном используются поверхностные акустические волны. Альтернативой или дополнением могут служить клиновые моды, изучаемые в настоящей работе. К плюсам клиновых волн относится отсутствие дифракционных потерь, также как и ложных сигналов, вызываемых дифракцией. Кроме того, сильную концентрацию волновой энергии у вершины клина можно использовать для разработки и создания звукопоглотителей нового типа, основанных на клиновых волнах. Эти моды могли бы использоваться и для измерительных целей в датчиках расхода воды в клиновидных сливах и каналах.

Другим предполагаемым применением представленных результатов является изучение медленной динамики твердых тел ограниченных размеров. Если тело покрыто сеткой мелких клиновидных трещин, заполненных воздухом или влагой, то они могут служить волноводными каналами для передачи акустических сигналов. Причем скорости сигналов будут значительно меньше, чем у объемных волн, как в твердом теле, так и в заполняющей трещины текучей среде. Возможны также применения представленной теории для изучения динамики объектов значительно больших масштабов, таких как клиновидные узкие горные каньоны, разломы земной коры на суше и морском дне, океанические впадины. Например, глубоководная часть Марианского желоба имеет форму поперечного сечения, близкую к острому клину, что предполагает существования в нем рассмотренных выше клиновых волн жидкостного типа.

ЛИТЕРАТУРА

1. A.A. Maradudin et al. // *Phys. Rev. B*. 1972. V. 6. No 4. P. 1106.
2. P.E. Lagasse // *Electron. Lett.* 1972. V. 8. No 15. P. 372.
3. I.M. Mason, M.D. Motz, J. Chambers // *Electron. Lett.* 1972. V. 8. No 17. P. 429.
4. J.D. Achenbach, A.K. Gautesen // *J. Sound Vibr.* 1977. V. 53. No 3. P. 407.
5. В.Г. Можаяев // *Материалы конференции "Акустоэлектронные устройства обработки информации"*, Черкассы, 1988. М.: ВИНТИ, 1988. С. 55-56.
6. В.Г. Можаяев // *Вестн. Моск. ун-та. Сер. 3. Физ. Астрон.* 1989. Т. 30. № 5. С. 40.
7. П.В. Крауклис // *Прикл. матем. мех.* 1962. Т. 26. № 6. С. 1111.
8. V. Korneev // *Geophysics*. 2008. V. 73. No 1. P. N1.
9. F. Liu et al. // *Appl. Phys. Lett.* 2009. V. 94. No 2. Art. No 023505.
10. В.Г. Можаяев // *Учен. зап. физ. фак-та Моск. ун-та.* 2014. № 4. 144323.