

ОПТИКА И СПЕКТРОСКОПИЯ. ЛАЗЕРНАЯ ФИЗИКА

Экспериментальное исследование сверхширокополосной и сверхширокоапертурной неколлинеарной акустооптической дифракции в оптически двуосном кристалле калий титанил арсената

М. Г. Мильков^{1,a}, В. Б. Волошинов¹, Л. И. Исаенко^{2,3,b}, В. Н. Веденяпин²

¹Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова, физический факультет, кафедра физики колебаний. Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2.

²Институт геологии и минералогии имени В. С. Соболева СО РАН. Россия, 630090, Новосибирск, просп. Академика Коптюга, д. 3.

³Новосибирский национальный исследовательский государственный университет. Россия, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, д. 2.

E-mail: ^a milko1981@mail.ru, ^b lisa@igm.nsc.ru

Статья поступила 07.02.2017, подписана в печать 17.04.2017.

Исследовано акустооптическое взаимодействие в оптически двуосной кристаллической среде при распространении света вблизи одной из оптических осей кристалла калий титанил арсената (КТiOAsO₄). Получены экспериментальные данные зависимостей интенсивности дифрагированного оптического пучка от угла падения света на ультразвуковую волну. Показано, что плоский участок поверхности волновых векторов оптически двуосного материала позволяет создать сверхширокоапертурный и сверхширокополосный акустооптический дефлектор для управления излучением в видимом и ИК-диапазонах электромагнитного спектра.

Ключевые слова: акустооптика, дефлектор, калий-титанил арсенат.

УДК: 535.42. PACS: 42.65.Re.

Введение

Акустооптическое взаимодействие световых и акустических волн в кристаллических средах лежит в основе работы различных современных акустооптических устройств [1–4]. Известно, что акустооптические приборы и устройства широко применяются для управления параметрами оптического излучения. При создании акустооптических устройств необходимо выбирать кристаллические материалы с особым сочетанием физических свойств, таких как акустические, фотоупругие и оптические.

В настоящее время в акустооптических устройствах используются оптически изотропные среды, т.е. стекла и кубические кристаллы, а из двулучепреломляющих материалов применяются исключительно лишь оптически одноосные кристаллы [5]. Если рассмотреть оптически двуосные кристаллические материалы, то они пока не нашли применения в акустооптических приборах. Главная причина этого заключается в том, что акустооптические характеристики двуосных оптических сред на настоящий момент изучены недостаточно полно. Следует отметить, что интерес исследователей к двуосным кристаллам обусловлен их уникальными акустооптическими, оптическими и акустическими свойствами [6, 7]. Также очень важным обстоятельством является то, что применение в акустооптике двуосных кристаллов открывает существенно более широкие возможности как для улучшения характери-

стик уже существующих типов приборов, так и для создания принципиально новых акустооптических устройств [8].

В настоящей статье представлены результаты численного расчета углов ориентации такого среза поверхности волновых векторов оптически двуосного монокристалла калий титанил арсената (КТА), который содержит наиболее протяженный прямолинейный участок волновой поверхности. Также проведены экспериментальные исследования неколлинеарного акустооптического взаимодействия в этом 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 проведены экспериментальные исследования некоторых акустических и акустооптических свойств данного материала.

Монокристалл калий титанил арсената КТА принадлежит к классу $mm2$ орторомбической системы [9, 10]. Постоянные решетки кристалла, определенные рентгеновским методом, равны $a = 13.14 \text{ \AA}$, $b = 6.58 \text{ \AA}$ и $c = 10.79 \text{ \AA}$ [10, 11]. Плотность кристалла, измеренная в рамках этой работы, равна $\rho = 3.45 \pm 0.05 \text{ г/см}^3$, что составляет сравнительно небольшую величину. Из измеренных в настоящей работе данных известно, что максимальное значение коэффициента акустооптического качества кристалла при дифракции света на продольной волне равно

$M_2 = 3.8 \times 10^{-18} \text{ с}^3/\text{Г}$, что, к сожалению, соответствует небольшим значениям акустооптической эффективности.

Главной целью настоящего исследования 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. Также в задачи исследования входило измерение параметров подобной акустооптической дифракции.

1. Общее рассмотрение

Известно, что интенсивность дифрагированного света будет максимальной, если длина волны ультразвука Λ , длина волны падающего света λ_i и угол падения света на фронт ультразвуковой волны Θ_B соответствуют условию синхронизма или условию Брэгга: $\sin \Theta_B = \lambda_i/2\Lambda$ [1], где Θ_B — угол Брэгга, λ_i — длина волны падающего света в среде, Λ — длина волны ультразвука. Изменение длины волны падающего света, длины волны ультразвука или угла падения света на фронт ультразвуковой волны относительно значений, соответствующих условию синхронизма, приводят к появлению расстройки η .

По мере роста величины параметра расстройки при неизменной амплитуде ультразвука, определяемой параметром связи q , интенсивность дифрагированного света уменьшается [1].

Одно из основных современных акустооптических устройств — акустооптический дефлектор, который позволяет с высоким быстродействием управлять углом отклонения лазерного луча. Однако главной проблемой, которая возникает при разработке акустооптического дефлектора на основе какого-либо кристалла, является влияние параметра расстройки η на интенсивность дифрагированного пучка. Это обстоятельство ставит перед исследователями задачу по выбору таких комбинаций направления и поляризации падающей световой и ультразвуковой волн в кристаллах, которые позволят увеличить диапазон изменения углов дифракции света, где параметр расстройки не будет достигать больших значений.

Подробное рассмотрение формы оптической волновой поверхности в оптически двуосных средах позволяет сделать вывод, что некоторые из ее срезов характеризуются достаточно протяженным участком, который в отношении выполнения условия синхронизма Брэгга можно считать плоским [12]. Этим свойством обладают срезы, ориентированные под определенным углом вблизи одной из оптических осей. В большинстве оптически двуосных кристаллических сред угловая протяженность рассматриваемого в настоящей работе плоского участка волновой поверхности составляет величину 1.5° и более.

Следует отметить, что данное свойство оптической волновой поверхности наблюдается только в двуосных кристаллах. Это обстоятельство, возможно, позволит создать на их основе акустооптические дефлекторы и другие акустооптические приборы с характеристиками, существенно превосходящими аналогичные у устройств, созданных на основе оптически одноосных сред.

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. 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. Значение минимальной частоты ультразвука, при которой не будет происходить нежелательная перекачка энергии света во второй порядок дифракции, зависит от свойств конкретного кристалла.

При реализации конфигурации АО-взаимодействия, предлагаемой в настоящей работе, также существует возможность изменения направления падающего света в достаточно широком диапазоне углов. Таким образом, на основе оптически двуосного кристалла может быть построен сверхширокоапертурный и сверхширокополосный акустооптический дефлектор [12, 13].

2. Определение направления плоскости акустооптического взаимодействия

В оптически двуосных кристаллах, как было отмечено выше, существует множество вариантов выбора такого среза оптической волновой поверхности (вблизи любой из оптических осей), которая содержит плоский фрагмент этой поверхности. Однако, учитывая то обстоятельство, что в общем случае в акустически анизотропной среде ультразвуковая волна обладает ненулевым углом акустического сноса, а также углы ориентации оптических осей зависят от длины волны света, целесообразно выбрать направление вектора \mathbf{K} ультразвука так, чтобы оно было перпендикулярным к плоскости, содержащей оптические оси. При таком выборе направления распространения ультразвука (в случае если речь идет о кристаллах ромбической и моноклинной систем) ультразвуковые волны не испытывают явления акустического сноса. Кроме того, изменение длины волны падающего света и, как следствие, угла между оптическими осями не приводит к нарушению

параллельности между плоским участком среза волновой поверхности и направлением волнового вектора акустической волны. Следует отметить, что в кристаллах моноклинной системы данное направление совпадает с единственной в кристалле осью симметрии второго порядка.

Кристалл КТА принадлежит к ромбической системе, поэтому его диэлектрические оси X , Y и Z , а также его кристаллофизические оси a , b и c соответственно совпадают. Оптические оси в оптически двуосных материалах орторомбической и моноклинной системы лежат в той же плоскости, в которой содержатся диэлектрические оси X и Z , а также кристаллографические оси a и c . Таким образом, исходя из изложенных выше соображений направление распространения ультразвука следует выбрать параллельным кристаллографической оси b и диэлектрической оси Y , т.е. 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.

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 $\gamma = 15.4^\circ$.

Выбор направления распространения ультразвуковой волны вдоль оси Y приводит к тому, что плоскость акустооптического взаимодействия, соответствующая конфигурации сверхширокоапертурного и сверхширокополосного акустооптического дефлектора, содержит в себе оси b и Y . Эта плоскость также перпендикулярна плоскостям ac и XZ , которые содержат в себе оптические оси данного

кристалла. И наконец, плоскость акустооптического взаимодействия (AOB) отклонена относительно одной из оптических осей кристалла на небольшой угол β_d .

Ввиду того, что аналитическое вычисление формы среза оптической волновой поверхности в оптически двуосных материалах достаточно затруднительно, расчет угла β_d (в рамках настоящей работы) производился методом численного моделирования. Для этого определялись зависимости проекций волновых векторов k_o и k_e на направление, перпендикулярное оси b . Данные зависимости (рис. 1) были построены при различных углах отклонения β предполагаемой плоскости акустооптического взаимодействия от оптической оси в диапазоне значений $0 < \beta < 2^\circ$ с шагом 0.1° . Анализ полученных зависимостей показал, что для длины волны света $\lambda = 633$ нм искомый угол β_d составляет величину $0.5-0.6^\circ$.

3. Экспериментальное исследование

Измерения характеристик неколлинеарного акустооптического взаимодействия света и ультразвука вблизи оптической оси кристалла КТА проводилось на стандартном для акустооптики измерительном стенде, который состоит из оптической скамьи, поворотного столика, лазера, генератора ВЧ-сигналов, генератора импульсов, фотоприемника на основе ФЭУ и осциллографа.

Данные измерения проводились на образце кристалла КТА, грани которого были выведены параллельно главным плоскостям кристаллографической и диэлектрической систем координат. Продольная ультразвуковая волна переходила в образец из акустооптической ячейки на основе плавленного кварца, с которой кристалл был соединен акустически.

В данном эксперименте направление света, соответствующее его распространению вдоль оптической оси, было найдено при изучении соответствующей коноскопической картины. 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.

Углы отклонения падающего света от направления оптической оси контролировались по отраженному от передней грани образца световому пучку. На пьезопреобразователь акустооптической ячейки, созданной на основе плавленного кварца, был подан ВЧ-сигнал с частотой 110 МГц. В качестве источника света в эксперименте был использован гелий-неоновый лазер с длиной волны $\lambda = 633$ нм. Поляризация падающего на кристалл света задавалась поляризатором, установленным перед образцом. Ультразвуковая волна, излучаемая пьезопреобразователем, была продольной.

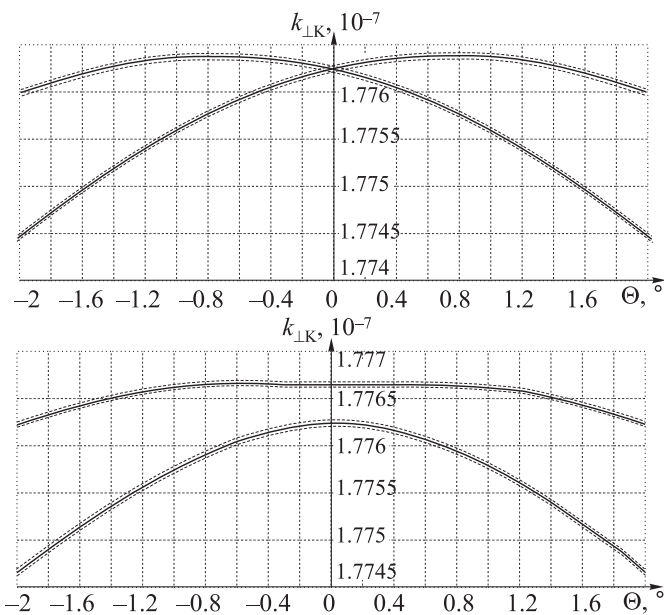


Рис. 1. Проекция волновых векторов света k_i и k_d в плоскости АО-взаимодействия на направление, перпендикулярное волновому вектору звука \mathbf{K}

В настоящей работе 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 при двух различных поляризациях падающего света. Поляризации падающего света были выбраны так, что они соответствовали собственным оптическим модам кристалла КТА для выбранных направлений распространения лазерного пучка. Изображение углов β , а также направлений распространения световой и ультразвуковой волн приведено на рис. 2.

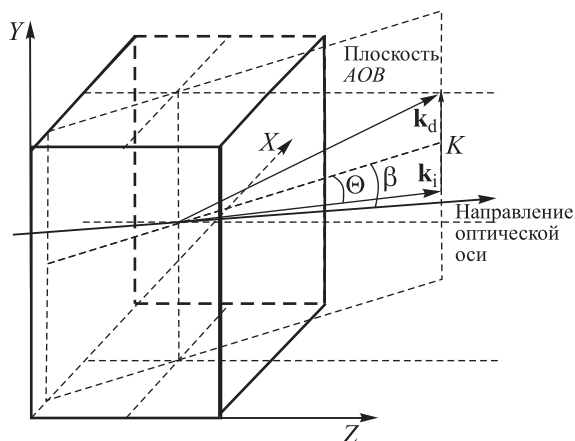


Рис. 2. Ориентация плоскости АО взаимодействия и направления распространения света и ультразвука в образце КТА (схема эксперимента)

На рис. 3 показаны как рассчитанные численно, так и измеренные в ходе эксперимента зависимости интенсивности дифрагированного света от угла падения света на фронт продольной акустической волны. Данные зависимости представлены для углов поворота образца $\beta = 0$ и $\beta = 0.6^\circ$, когда плоскость акустооптического взаимодействия находится между оптической осью и диэлектрической осью X , а падающий на кристалл свет имеет поляризацию (по вектору \mathbf{E}), параллельную фронту продольной акустической волны. По данным рисункам можно заключить, что экспериментальные исследования конфигурации сверхширокоапертурного и сверхширокополосного акустооптического дефлектора качественно соответствуют параметрам, рассчитанным численно.

Из проведенных измерений видно, что при определенных выборах угла ориентации плоскости AOB ($\beta = 0.5-0.6^\circ$) зависимости интенсивности дифрагированного света от угла его падения на ультразвуковую волну имеют протяженные плоские участки. Для сравнения в эксперименте измерена подобная нормированная зависимость при наблюдении акустооптического эффекта в плавленом кварце, где скорость распространения продольной ультразвуковой

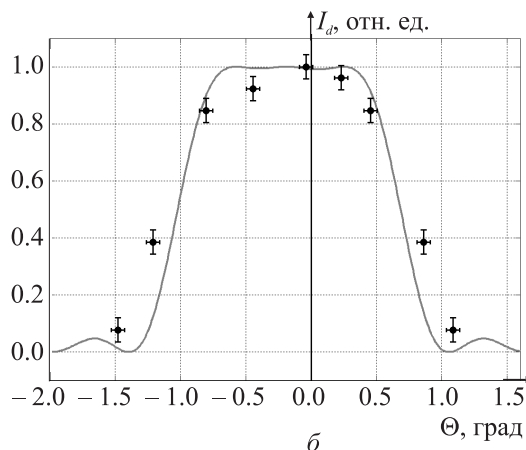
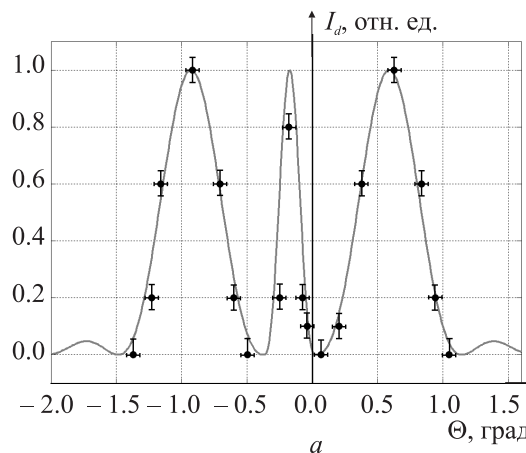


Рис. 3. Зависимости интенсивности дифрагированного света от угла падения при $\beta = 0$ (вверху) и $\beta = 0.6^\circ$ (внизу)

волны равна 5980 м/с, что не сильно отличается от скорости акустической волны в выбранном направлении образца КТА. При сравнительном анализе данных зависимостей видно, что ширина угловой апертуры акустооптического взаимодействия в оптически двуосном материале КТА в 4 и более раз превышает аналогичную зависимость в изотропной среде.

Экспериментальные зависимости интенсивности дифрагированного света от величины угла падения света на звуковой фронт при отклонении плоскости AOB в сторону диэлектрической оси Z не обладают протяженными плоскими участками, однако присутствуют достаточно резкие и относительно высокие пики. Это обстоятельство объясняется тем, что в данном случае волновой вектор светового пучка, имеющий поляризацию, параллельную фронту звуковой волны, соответствует внутренней части двуполостной поверхности волновых векторов оптически двуосной среды. Эта поверхность не имеет плоского участка, но имеет участок, где линия среза достаточно резко изменяет свое направление.

Вместе с тем если изменить направление поляризации падающего света на 90° так, чтобы она была перпендикулярна фронту продольной ультразвуковой волны, а плоскость AOB оставить неизменной,

то падающий на кристалл свет будет соответствовать уже не внутренней, а внешней части поверхности волновых векторов. Данная поверхность, как и было отмечено выше, имеет протяженный плоский участок. Этим объясняется тот факт, что при отклонениях плоскости АОВ в сторону оси z зависимости интенсивности дифрагированного света от угла падения оптического пучка на ультразвуковую волну снова будут иметь протяженные плоские участки.

И наоборот: если, сохранив плоскость поляризации падающего света прежней, изменить угол плоскости акустооптического взаимодействия так, что она будет отклонена от направления оптической оси в сторону диэлектрической оси X , то угловые зависимости не будут иметь плоских участков, но будут характеризоваться резкими пиками.

4. Фильтрация пространственных частот

Рассчитанная численно зависимость интенсивности дифрагированного света от угла его падения на фронт ультразвуковой волны, показанная на рис. 3, качественно подтверждена в ходе экспериментального исследования. Как видно из этого рисунка, данная угловая зависимость имеет два боковых максимума и один максимум посередине, что позволяет при падении на ультразвуковую волну сходящегося светового пучка выделить в дифрагированный пучок центральную и две боковые его компоненты. Это обстоятельство может быть использовано для задачи фильтрации пространственных частот при обработке изображений [14]. Передаточная функция, которая может быть реализована в данном случае, будет пропускать как высокие, так и близкие к нулевым пространственные частоты обрабатываемого изображения и не будет пропускать те частоты, значения которых лежат между ними.

5. Измерение акустических параметров монокристалла КТА

В рамках настоящей работы также были измерены акустооптическим способом скорости продольных акустических волн, распространяющихся вдоль направлений кристаллографических осей исследуемого материала КТА. Значения скоростей упругих волн составили $V_a = 6330 \pm 30$ м/с, $V_b = 5620 \pm 30$ м/с и $V_c = 5240 \pm 30$ м/с.

В ходе проведения измерений акустических свойств было также оценено значение затухания продольных акустических волн в данном материале. Измерение затухания ультразвука при распространении в кристалле КТА проводилось при регистрации интенсивности дифрагированного света, проходящего через ультразвуковую волну с частотой 97 МГц на различных расстояниях от ее источника.

Затухание продольных акустических волн, распространяющихся вдоль направлений кристаллографических осей a и b , оказалось очень незначительным и сопоставимым с аналогичными значениями

для других акустооптических материалов. Что же касается затухания продольной акустической волны, распространяющейся вдоль кристаллографической оси c кристалла КТА, то его значение, измеренное в рамках настоящей работы, оказалось очень большим. Интенсивность акустической волны в данном случае уменьшается приблизительно в 30 раз при распространении на 5 мм в глубь кристалла. Так как данный результат является удивительным и нетипичным для аналогичных параметров в твердых телах, то, безусловно, требуются дополнительные измерения данной величины.

6. Измерение коэффициентов акустооптического качества

При проведении исследований акустооптических свойств монокристалла КТА были измерены двенадцать значений коэффициента акустооптического качества M_2 для данного материала. Экспериментальный образец кристалла КТА был вырезан в форме прямоугольного параллелепипеда так, что его грани были перпендикулярны кристаллографическим осям этого материала. Измерения проводились поочередно при трех направлениях распространения продольной ультразвуковой волны с частотой 100 МГц. Для каждого из трех направлений распространения ультразвука свет пропускался через исследуемый образец кристалла КТА в двух взаимно перпендикулярных направлениях и при двух поляризациях падающего света, соответствующих собственным оптическим модам образца. Измерения АО качества проводились по методу Диксона [15]. В качестве буфера использовалась акустооптическая ячейка на основе плавленого кварца. Значения коэффициента акустооптической эффективности для

Значения коэффициентов акустооптического качества

Направление распространения акустической волны (вдоль оси)	Направление распространения света (вдоль оси)	Направление поляризации света (вектор E вдоль оси)	Значение коэффициента акустооптического качества $M_2, \times 10^{-18} \text{ с}^3/\text{г}$
$a (X)$	$b (Y)$	$a (X)$	0.05 ± 0.01
$a (X)$	$b (Y)$	$c (Z)$	3.80 ± 0.30
$a (X)$	$c (Z)$	$a (X)$	0.06 ± 0.01
$a (X)$	$c (Z)$	$b (Y)$	1.80 ± 0.30
$b (Y)$	$a (X)$	$b (Y)$	0.11 ± 0.20
$b (Y)$	$a (X)$	$c (Z)$	2.10 ± 0.30
$b (Y)$	$c (Z)$	$a (X)$	0.50 ± 0.10
$b (Y)$	$c (Z)$	$b (Y)$	0.07 ± 0.01
$c (Z)$	$a (X)$	$b (Y)$	2.30 ± 0.30
$c (Z)$	$a (X)$	$c (Z)$	0.40 ± 0.10
$c (Z)$	$b (Y)$	$a (X)$	0.90 ± 0.20
$c (Z)$	$b (Y)$	$c (Z)$	0.30 ± 0.10

исследуемого материала представлены в таблице. Из данных измерений видно, что коэффициент акустооптического качества данного кристалла, к сожалению, обладает невысоким значением, однако возможность реализации конфигурации сверхширокоапертурного и сверхширокополосного акустооптического дефлектора на основе данного материала позволяет утверждать, что кристалл КТА может быть востребован в акустооптике. Оптически двуосные материалы также могут быть интересны при рассмотрении в них анизотропной дифракции света [16], однако в рамках настоящей работы экспериментальное исследование данной дифракции не проводилось.

Заключение

Экспериментально полученные зависимости интенсивности дифрагированного света от угла его падения на фронт ультразвуковой волны подтверждают наличие плоского среза у внешней части оптической волновой поверхности в двуосных средах. Это открывает возможность выбора такой 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. Данное обстоятельство позволяет создавать на основе оптически двуосных сред сверхширокоапертурные и сверхширокополосные акустооптические дефлекторы света и другие устройства с принципиально новыми рабочими параметрами.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (грант 14-22-00042).

Авторы выражают благодарность В. М. Кондратьеву и В. Я. Молчанову (НТЦ «Акустооптика»

Московского института стали и сплавов) за техническую помощь в проведении экспериментальных исследований.

Список литературы

1. Балакиев В.И., Парыгин В.Н., Чирков Л.Е. Физические основы акустооптики. М.: Радио и связь, 1985.
2. Котов В.М. Акустооптика. Брэгговская дифракция многоцветного излучения. М.: Янус-К, 2016.
3. Проклов В.В., Ушаков В.Н. Акустооптические процессоры спектрального типа. М.: Радиотехника, 2012.
4. Задорин А.С. Динамика акустооптического взаимодействия. Томск: Томский гос. ун-т, 2004.
5. Сиротин Ю.И., Шаскольская М.П. Основы кристаллофизики. М.: Наука, 1979.
6. Мазур М.М., Великовский Д.Ю., Кузнецов Ф.А. и др. // Акуст. журн. 2012. **58**, № 6. С. 701.
7. Mazur M.M., Mazur L.I., Pozhar V.E. // Techn. Phys. Lett. 2015. **41**, N 3. P. 249.
8. Tchernyatin A.Yu. // Proc. SPIE. 2005. **5953**. P. 59530. U. 1.
9. Cheng L.K., Cheng L.T., Bierlein J.D. et al. // Appl. Phys. Lett. 1993. **62**. P. 346.
10. Mayo S.C., Thomas P.A., Teat S.J. et al. // Acta Cryst. 1994. **B50**. P. 655.
11. Isaenko L.I., Merkulov A.A., Tjurikov V.I. et al. // J Crystal Growth. 1997. **171**. P. 146.
12. Богданов С.В., Сапожников В.К. // Автометрия. 1989. № 5. С. 3.
13. Волошинов В.Б., Мильков М.Г. // Тр. 7-й Междунар. конф. «Акустооптические и радиолокационные методы измерений и обработки информации». Суздаль, 2014. С. 178.
14. Волошинов В.Б., Миронов О.В., Молчанов В.Я. и др. // Письма в ЖТФ. 1989. **15**, № 4. С. 69.
15. Dixon R.W., Cohen M.G. // Appl. Phys. Lett. 1966. **8**, N 8. P. 205.
16. Balakshy V.I., Kupreychik M.I. // Phys. Wave Phenom. 2016. **24**, N 1. P. 58.

An experimental study of ultra-wide-band and ultra-wide-aperture non-collinear acousto-optic diffraction in an optically biaxial potassium arsenate titanate crystal

M. G. Milkov^{1,a}, V. B. Voloshinov¹, L. I. Isaenko^{2,3,b}, V. N. Vedenyapin²

¹ Faculty of Physics, Lomonosov Moscow State University, Moscow 119991, Russia.

² Sobolev Institute of Geology and Mineralogy, Siberian Branch of Russian Academy of Sciences, Novosibirsk 630090, Russia.

³ Novosibirsk State University, Novosibirsk 630090, Russia.

E-mail: ^a milkov1981@mail.ru, ^b lisa@igm.nsc.ru.

Acousto-optic interaction in an optically biaxial crystalline medium under propagation of light close to one of the optical axes of a potassium arsenate titanate KTiOAsO_4 crystal has been studied. The experimental dependences of the intensity of a diffracted optical beam on the angle of light incidence on an ultrasonic wave have been obtained. It has been shown that a flat cut of a wave-vector surface provides development of an ultra-wide-aperture and ultra-wide-band acousto-optic deflector to control radiation in the visible and infrared electromagnetic spectral ranges.

Keywords: acousto-optics, deflector, potassium–titanate arsenate.

PACS: 42.65.Re.

Received 7 February 2017.

English version: *Moscow University Physics Bulletin*. 2018. **72**, No. 1. Pp. 83–88.

Сведения об авторах

1. Мильков Максим Германович — физик I-й категории; тел. (495) 939-44-04, e-mail: milkov1981@mail.ru.

2. Волошинов Виталий Борисович — доцент; тел. (495) 939-44-04, e-mail: volosh@phys.msu.ru.

3. Исаенко Людмила Ивановна — вед. науч. сотрудник, ст. науч. сотрудник; тел. (383) 306-63-88, e-mail: lisa@igm.nsc.ru.

4. Веденяпин Виталий Николаевич — науч. сотрудник; тел. (383) 306-63-88, e-mail: vvn@igm.nsc.ru.