

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ НАУКИ
НАУЧНО-ТЕХНОЛОГИЧЕСКИЙ ЦЕНТР
УНИКАЛЬНОГО ПРИБОРОСТРОЕНИЯ
РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК

На правах рукописи

Великовский Дмитрий Юрьевич

**Кристаллы семейства калий-редкоземельных
вольфраматов как материалы для акустооптики**

Специальность: 01.04.01 «Приборы и методы экспериментальной физики»

ДИССЕРТАЦИЯ

на соискание ученой степени

кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:

доктор физико-математических наук,

Пожар В.Э.

Научный консультант:

доктор технических наук,

Мазур М.М.

Москва, 2015 г.

Оглавление

Оглавление	2
Введение	4
Глава 1. Определение упругих характеристик кристаллических материалов симметрии $2/m$ на примере семейства $KRE(WO_4)_2$	10
1.1 Введение к главе 1. Упругость среды	10
1.2 Теоретические основы экспериментального исследования упругих свойств моноклинных кристаллов	13
1.2.1 Направления ориентации кристаллических образцов	15
1.2.2 Схема установки для исследования скоростей распространения упругих волн в кристаллических материалах	18
1.2.3 Физические свойства кристаллов $KRE(WO_4)_2$, необходимые для исследования упругих характеристик	22
1.3 Измерение скоростей распространения упругих волн в кристаллах $KRE(WO_4)_2$	26
1.4 Определение констант жесткости кристаллов $KRE(WO_4)_2$	29
1.5 Угловые диаграммы скоростей распространения упругих волн	36
1.6 Дифракционные картины Шеффера-Бергмана	41
1.7 Результаты работы, изложенной в Главе 1	44
Глава 2. Упруго-оптические свойства кристаллов $KRE(WO_4)_2$	45
2.1 Введение к главе 2	45
2.2 Теоретические основы метода измерения фотоупругих свойств моноклинных кристаллов	47
2.2.1 Физические свойства кристаллов $KRE(WO_4)_2$, необходимые для исследования упругооптических характеристик	50
2.3 Схема установки для измерения фотоупругих характеристик кристаллических материалов	53
2.3.1 Подготовка образцов	57

2.4	Измерение коэффициентов акустооптического качества M кристаллов $KRE(WO_4)_2$	58
2.5	Определение фотоупругих модулей кристаллов $KRE(WO_4)_2$	61
2.6	Результаты работы, изложенной в Главе 2	67
Глава 3. Акустооптические устройства на кристаллах семейства $KRE(WO_4)_2$		68
3.1	Введение в главу 3	68
3.2	Модулятор произвольно поляризованного излучения	73
3.3	Комбинированный элемент	80
3.4	Дефлектор со значительной полосой перестройки и большой угловой апертурой	82
3.5	Коллинеарный фильтр.....	86
3.6	Результаты работы, изложенной в Главе 3	91
Заключение		92
Приложение		94
Благодарности.....		98
Список литературы		99

Введение

Актуальность исследования

Устройства для управления оптическим излучением находят широкое применение, связанное с ростом мощности лазерных излучателей. Акустооптические (АО) устройства успешно и эффективно используются для модуляции светового излучения и его управляемого отклонения. Однако, разнообразие эффективных АО материалов невелико, и такие свойства как лучевая стойкость не входили в число приоритетных характеристик, по которым они отбирались.

Новым направлением поиска является исследование акустооптических свойств лазерных материалов. Кристаллы семейства калий-редкоземельных вольфраматов $KRE(WO_4)_2$ (далее: $KREW$), в особенности калий-гадолиниевый вольфрамат $KGd(WO_4)_2$, являются широко известными лазерными материалами. В диссертации рассмотрены этот и другие кристаллы семейства – калий-лютециевый вольфрамат $KLu(WO_4)_2$ (кратко: $KLuW$) и калий-иттербиевый вольфрамат $KYb(WO_4)_2$ (кратко: $KYbW$). Особенности, связанные с использованием в качестве RE -элемента других лантаноидов, изучаются начиная с 70-х годов и до настоящего времени [1]. Кристаллы $KREW$, легированные иттербием, широко используются для получения импульсного излучения при пассивной модуляции мод [2]. Некоторые из них, например KGW , обладают очень высокой лучевой стойкостью, которая достигает 180 ГВт/см^2 при длительности импульсов $\tau = 20 \text{ нс}$ [3], что более чем на порядок превышает показатели для любых используемых в акустооптике материалов. Кристаллы KGW так же являются активными материалами для комбинационного (рамановского) рассеяния с множеством уровней переходов.

В качестве акустооптических затворов для мощных твердотельных лазеров в настоящее время используются АО модуляторы на кварце SiO_2 , причем из-за высокой мощности управляющего сигнала устройства принудительно охлаждаются водой. Применение модуляторов на новых материалах с высоким

акустооптическим качеством и лучевой стойкостью позволит отказаться от охлаждения АО ячейки, что позволит упростить конструкцию лазеров.

В ходе работы были исследованы фотоупругие и упругие свойства кристаллов со структурой *KREW*. Кристаллическая структура материалов была широко изучена ранее [4]. Существуют три стабильные структурные фазы. Низкотемпературная имеет моноклинную элементарную ячейку и является наиболее известной, благодаря своим лазерным свойствам. Эти материалы с низкосимметричной элементарной ячейкой кристаллографического класса $2/m$, и характеризуются оптической двуосностью. Что придает их исследованию дополнительную сложность и интерес, поскольку дифракция света на ультразвуковой волне в оптически двуосных средах до сих пор остается недостаточно широко исследованной областью акустооптики. Известно, что АО взаимодействие в таких средах имеет существенные особенности. Однако устройств, реализующих эти особенности, пока нет. Таким образом, поиск и освоение эффективных и технологичных оптически двуосных акустооптических кристаллов является практически важной задачей.

Цели и задачи диссертационной работы

1. Исследование акустических свойств кристаллов семейства $KRE(WO_4)_2$.
2. Исследование акустооптических свойств кристаллов семейства $KRE(WO_4)_2$.
3. Разработка АО устройств с новыми свойствами для управления лазерным излучением высокой мощности.

Положения, выносимые на защиту

1. Измерены значения скоростей звука и вычислены на их основе упругие константы кристаллов $KGd(WO_4)_2$, $KYb(WO_4)_2$ и $KLu(WO_4)_2$, позволяющие определять скорости и поляризации звуковых волн для произвольных направлений распространения в этих материалах, что необходимо для расчета характеристик акустооптических устройств.

2. Измеренные значения коэффициентов акустооптического качества кристаллов $\text{KGd}(\text{WO}_4)_2$, $\text{KYb}(\text{WO}_4)_2$ и $\text{KLu}(\text{WO}_4)_2$, и вычисленные по этим данным фотоупругие модули, позволяют определить удельную эффективность «изотропной» дифракции световых волн на фазовой дифракционной решетке, созданной ультразвуком, для произвольных направлений распространения.
3. Разработанные и апробированные методы определения значений компонент тензора упругости $c_{\alpha\beta}$ и фотоупругости $p_{\alpha\beta}$, позволяют проводить измерения и вычисления $c_{\alpha\beta}$ и $p_{\alpha\beta}$ для моноклинных кристаллов класса $2/m$.
4. Выявлены акустооптические характеристики лазерных кристаллов $\text{KGd}(\text{WO}_4)_2$, $\text{KYb}(\text{WO}_4)_2$ и $\text{KLu}(\text{WO}_4)_2$, позволяющие создавать на их основе эффективные устройства для управления высокоинтенсивным лазерным излучением.

Личный вклад автора

Все результаты, представленные в работе, получены диссертантом лично, либо в соавторстве при его непосредственном участии.

Научная новизна результатов и выводов

1. В полном объеме исследованы акустические свойства монокристаллов семейства калий-редкоземельных вольфраматов $\text{KRE}(\text{WO}_4)_2$, где $\text{RE} = \text{Gd}$, Yb и Lu . Впервые определены полные матрицы **констант жесткости** сред $c_{\alpha\beta}$ в кристаллофизической системе координат. Рассчитаны и построены угловые диаграммы скоростей звука в пяти плоскостях, наиболее интересных с точки зрения практического применения. Показано, что значения скоростей обладают значительной угловой дисперсией и это необходимо учитывать и можно использовать при разработке акустических и акустооптических устройств на основе рассматриваемых кристаллов.
2. Впервые были измерены **коэффициенты акустооптического качества M** в случае изотропной дифракции (с сохранением плоскости поляризации) в $\text{KRE}(\text{WO}_4)_2$, где $\text{RE} = \text{Gd}$, Yb и Lu .

3. По этим данным определены величины соответствующих **фотоупругих модулей p_{af}** . Полученные результаты позволяют утверждать, что кристаллы семейства $KRE(WO_4)_2$ являются заметно более эффективными акустооптическими материалами, чем кварц SiO_2 .

Практическая значимость работы

1. **Показано**, что кристаллы семейства калий-редкоземельных вольфраматов $KRE(WO_4)_2$, где $RE = Gd, Yb$ и Lu , могут быть эффективно использованы в применениях, использующих акустооптические эффекты и требующих высокой лучевой стойкости.
2. Разработан и испытан **АО модулятор с высокой лучевой стойкостью**, слабо чувствительный к поляризации падающего света.
3. Предложены **схемы** нескольких акустооптических устройств на основе исследуемых оптически двуосных материалов. Показана возможность создания принципиально новых устройств акустооптики, например, дефлектора с большой угловой апертурой. Проведена оценка возможных параметров таких устройств, в том числе определены их рабочие ультразвуковые частоты. Проанализирована возможность создания **устройства нового типа**, обеспечивающего и генерацию излучения, и управление добротностью в одном кристалле.
4. Разработаны и аттестованы две **методики** Государственной службы стандартных справочных данных ГСССД: «Методика экспериментального определения упругих характеристик лазерных кристаллов моноклинной сингонии для задач акустооптики» и «Методика экспериментального определения фотоупругих характеристик лазерных кристаллов моноклинной сингонии для задач акустооптики».

Апробация работы

Основные результаты исследований докладывались на следующих международных и всероссийских конференциях:

1. 21st Annual Student Conference «Week of Doctoral Student 2012», Prague, Czech Republic, 2012;
2. 15th international conference on “Laser Optics 2012”, St. Petersburg, Russia, 2012;
3. VII Международная конференция “Фундаментальные проблемы оптики-2012” Санкт-Петербург, Россия, 2012 г.;
4. Фотоника и информационная оптика, МИФИ, Москва, Россия, 2013 г.;
5. Научно-практическая конференция молодых ученых, аспирантов и специалистов «Метрология в XXI веке», Менделеево, Россия, 2013г.;
6. ICONO/LAT’13 (International Conference on Coherent and Nonlinear Optics; and Lasers, Applications, and Technologies), Moscow, Russia, 2013;
7. 6-ая и 7-ая конференции «Акустооптические и радиолокационные методы измерений и обработки информации» ARMIMP 2013 и 2014, Суздаль, Россия;
8. XIV Всероссийская школа-семинар «Волновые явления в неоднородных средах» («Волны-2014»), Красновидово, Россия, 2014 г.;
9. 12th School on Acousto-Optics and Applications, Druskininkai, Lithuania, 2014.

Разработанные методы сформулированы в виде сертифицированных методик:

1. Методика ГСССД МЭ 214 - 2013; Росс. научно-техн. центр информации по стандартизации, метрологии и оценке соответствия;
2. Методика ГСССД МЭ 225 - 2014; Росс. научно-техн. центр информации по стандартизации, метрологии и оценке соответствия.

Публикации

Материалы диссертационной работы опубликованы в 15 печатных работах, в том числе в 4 статьях в рецензируемых журналах, включенных в перечень ВАК, в 9 докладах в сборниках трудов конференций.

Структура и объем диссертации

Диссертационная работа состоит из Введения, 3 Глав и Заключения, изложена на 109 страницах и содержит 27 рисунков, 13 таблиц, 1 Приложение и 111 библиографических ссылок.

Глава 1. Определение упругих характеристик кристаллических материалов симметрии $2/m$ на примере семейства $KRE(WO_4)_2$

Содержание главы 1:

Глава 1. Определение упругих характеристик кристаллических материалов симметрии $2/m$ на примере семейства $KRE(WO_4)_2$	10
1.1 Введение к главе 1. Упругость среды	10
1.2 Теоретические основы экспериментального исследования упругих свойств моноклинных кристаллов	13
1.2.1 Направления ориентации кристаллических образцов	15
1.2.2 Схема установки для исследования скоростей распространения упругих волн в кристаллических материалах	18
1.2.3 Физические свойства кристаллов $KRE(WO_4)_2$, необходимые для исследования упругих характеристик	22
1.3 Измерение скоростей распространения упругих волн в кристаллах $KRE(WO_4)_2$	26
1.4 Определение констант жесткости кристаллов $KRE(WO_4)_2$	29
1.5 Угловые диаграммы скоростей распространения упругих волн	36
1.6 Дифракционные картины Шеффера-Бергмана	41
1.7 Результаты работы, изложенной в Главе 1	44

1.1 Введение к главе 1. Упругость среды

Упругие характеристики определяют механические и акустические свойства кристаллической среды. Они определяют реакцию кристалла на механические нагрузки, что прямо или косвенно учитывается при использовании материала в любом качестве. Эти характеристики играют также ключевую роль при использовании материала в качестве основы функциональных элементов и устройств в акустике, акустооптике, акустоэлектронике, ультразвуковой технике [5]. Кроме этого, скорость звука в материале чувствительна к структуре и

состоянию кристаллического образца, что может использоваться в качестве контролируемой величины при создании индикаторов и измерителей различных физических характеристик, таких например как температура, наличие примесей или адсорбированных веществ на поверхности.

В кристаллах фазовая скорость звуковой волны зависит как от направления распространения упругой волны, так и от ее поляризации (моды). Полностью эта зависимость определяется тензором упругости материала C_{ijkl} , следовательно, определение скорости звука не сводится только к одному измерению, а представляет собой сложную многоступенчатую процедуру.

Существует несколько различных подходов к определению скоростей распространения упругой волны, различающихся степенью сложности измерений, необходимым количеством материала и точностью измерений. Конкретный способ измерений зависит от свойств материала, в особенности от кристаллического класса, к которому принадлежит материал. Так как именно кристаллической структурой определяется число ненулевых компонент тензора упругости и их соотношения.

Прежде всего, определение скорости распространения упругих волн может осуществляться напрямую, например, по временной разнице между звуковыми импульсами, распространяющихся в ограниченном объеме. На этом основан широко известный и давно применяемый метод эхо-импульсов. Для повышения точности определения скоростей, этот метод был дополнен фазо-импульсной модуляцией методом МакСкимина [6] или Вильямса. Ультразвуковые методы можно разделить на «резонансные» и «прямые». Резонансные методы основаны на определении собственной частоты материала. Квазинепрерывные резонансные методы используют составные бруски для достижения плавного градиента акустического импеданса от материала, в котором возбуждают сигнал, с исследуемым материалом.

В случае, если затухание упругих волн в среде слишком высоко для использования импульсных методов, могут применяться иные способы определения скорости распространения акустически мод – например, основанные

на рассеянии оптического излучения (например, рассеяние Мандельштама-Бриллюэна [7], или с использованием акустооптического взаимодействия). Также применяют возбуждение и детектирование упругих волн в твердом теле с помощью мощных лазерных импульсов (оптоакустические методы). Такие методы требуют создания измерительного стенда со сложной оптической частью и имеют худшую точность, в том числе из-за погрешностей юстировки.

Таким образом, определение всех коэффициентов матрицы оказывается сложной задачей, особенно для материалов низкой симметрии, а потому разработка и апробация измерительных методик является актуальной задачей. Ниже приведены результаты измерения упругих свойств моноклинных кристаллов, включая обоснование (теоретические основы) метода и описание используемых систем координат, способов предварительной подготовки образцов, измерительной аппаратуры и алгоритма измерений и вычислений.

Известные значения компонент тензора упругости $c_{\alpha\beta}$ необходимы для моделирования как задач распространения акустической волны в среде, так и задач возбуждения звуковой волны в ограниченном пространстве [8]. Также упругие свойства представляют интерес в контексте исследования фазовых переходов материала при высоком давлении или температуре, поскольку изменение акустических характеристик является одним из характерных признаков трансформации элементарной ячейки кристаллического материала [9].

1.2 Теоретические основы экспериментального исследования упругих свойств моноклинных кристаллов

При упругой деформации S_{kl} в кристаллической среде возникают напряжения T_{ij} , описываемые при малых значениях законом Гука: $T_{ij} = C_{ijkl} S_{kl}$, где $i, j, k, l = 1, 2, 3$. Коэффициенты C_{ijkl} носят название коэффициентов упругости (констант жесткости) и составляют тензор четвертого ранга, имеющий 81 элемент. Благодаря свойству симметрии тензора упругости по первой и второй парам индексов ($C_{ijkl} = C_{jilk}$, $C_{ijkl} = C_{ijlk}$) можно использовать сокращенную (редуцированную) запись $C_{\alpha\beta}$, где индексы $\alpha, \beta = 1, \dots, 6$ получаются сворачиванием индексов i, j, k, l 4-х-рангового тензора по следующему правилу: 11 \rightarrow 1; 22 \rightarrow 2; 33 \rightarrow 3; 12, 21 \rightarrow 6; 13, 31 \rightarrow 5; 23, 32 \rightarrow 4. В самом общем случае (в триклинных кристаллах) редуцированная матрица коэффициентов упругости $c_{\alpha\beta}$ имеет 21 независимый элемент [10].

Матрица коэффициентов упругости записывается в кристаллофизической системе координат X, Y и Z (рис.1). Ее коэффициенты $c_{\alpha\beta}$ определяют скорости и поляризации собственных акустических мод в кристалле. Для моноклинных кристаллов, к которым относятся многие лазерные кристаллы, например, щелочно-редкоземельные вольфраматы, матрица $c_{\alpha\beta}$ содержит 13 различных констант жесткости [10, 11].

Скорости собственных мод V акустических волн и их поляризации находятся из условия обращения в ноль детерминанта уравнения Грина-Кристоффеля, которое можно получить из волнового уравнения $C_{jikl} \frac{\partial^2 U_l}{\partial x_j \partial x_k} = \rho \frac{\partial^2 U_i}{\partial t^2}$ при поиске решения в виде гармонической волны (см. [10, 11, 12]).

$$\det \begin{pmatrix} \Gamma_{11} - \rho V^2 & \Gamma_{12} & \Gamma_{33} \\ \Gamma_{21} & \Gamma_{22} - \rho V^2 & \Gamma_{21} \\ \Gamma_{31} & \Gamma_{32} & \Gamma_{33} - \rho V^2 \end{pmatrix} = 0, \quad (1.1)$$

где тензор Грина-Кристоффеля имеет вид:

$$\Gamma_{ij} = \sum_{k,l=1}^3 C_{ijkl} n_k n_l, \quad (1.2)$$

который непосредственно связан с коэффициентами упругости C_{ijkl} и направлением распространения волны \mathbf{n} .

Уравнение (1.1) – кубическое относительно квадрата скорости V^2 , и, следовательно, в каждом направлении в среде могут распространяться три различные объемные волны с взаимно ортогональными поляризациями (направлениями колебаний): продольная и две поперечных, а в общем случае квазипродольная и две квазипоперечные.

Зная скорости распространения упругих волн в разных направлениях, можно из равенств (1.1) и (1.2) найти советующие компоненты тензора Кристоффеля Γ_{ij} и константы жесткости C_{ijkl} . Простой анализ для кристаллов моноклинной системы дает следующую связь компонент тензора Кристоффеля Γ_{ij} с компонентами редуцированной матрицы $c_{\alpha\beta}$ [10]:

$$\begin{aligned}\Gamma_{11} &= c_{11} n_1^2 + c_{66} n_2^2 + c_{55} n_3^2 + 2 c_{15} n_1 n_3; \\ \Gamma_{12} &= (c_{12} + c_{66}) n_1 n_2 + (c_{46} + c_{25}) n_2 n_3; \\ \Gamma_{13} &= c_{15} n_1^2 + c_{46} n_2^2 + c_{35} n_3^2 + (c_{13} + c_{55}) n_1 n_3; \\ \Gamma_{22} &= c_{66} n_1^2 + c_{22} n_2^2 + c_{44} n_3^2 + 2 c_{46} n_1 n_3; \\ \Gamma_{23} &= (c_{46} + c_{25}) n_1 n_2 + (c_{23} + c_{44}) n_2 n_3; \\ \Gamma_{33} &= c_{55} n_1^2 + c_{44} n_2^2 + c_{33} n_3^2 + 2 c_{35} n_1 n_3; \\ \Gamma_{21} &= \Gamma_{12}; \quad \Gamma_{31} = \Gamma_{13}; \quad \Gamma_{32} = \Gamma_{23}.\end{aligned}\tag{1.3}$$

где n_1 , n_2 и n_3 – проекции единичного вектора \mathbf{n} , определяющего направление распространения акустической волны, на оси X , Y и Z соответственно.

Решая обратную задачу, по известным скоростям распространения упругих волн в разных направлениях, теоретически возможно найти константы жесткости C_{ijkl} . Для определения всех констант кристалла моноклинной сингонии необходимо измерить не менее 13 скоростей распространения упругих волн в 6 кристаллографических направлениях. Для определения скоростей широко применяется метод эхо-импульсов, основанный на обратном пьезоэффекте. Такой подход не является единственно возможным, также применяют различные методы, основанные на эффектах оптического рассеяния, в том числе акустооптические [13].

1.2.1 Направления ориентации кристаллических образцов

Направления измерения скорости звука можно выбрать множеством разных способов, но удобнее всего связать их с осями кристаллофизической системы координат. При выборе кристаллофизических осей кристаллов симметрии $2/m$ следует руководствоваться общепринятыми рекомендациями (см. например [12]):

- 1) ось Z направляется вдоль минимального вектора трансляции c элементарной ячейки кристалла, несовпадающей с осью симметрии второго порядка;
- 2) ось Y ориентирована вдоль оси симметрии второго порядка таким образом, чтобы система координат XYZ была правой;
- 3) ось X лежит внутри тупого угла элементарной ячейки и перпендикулярна осям Y и Z .

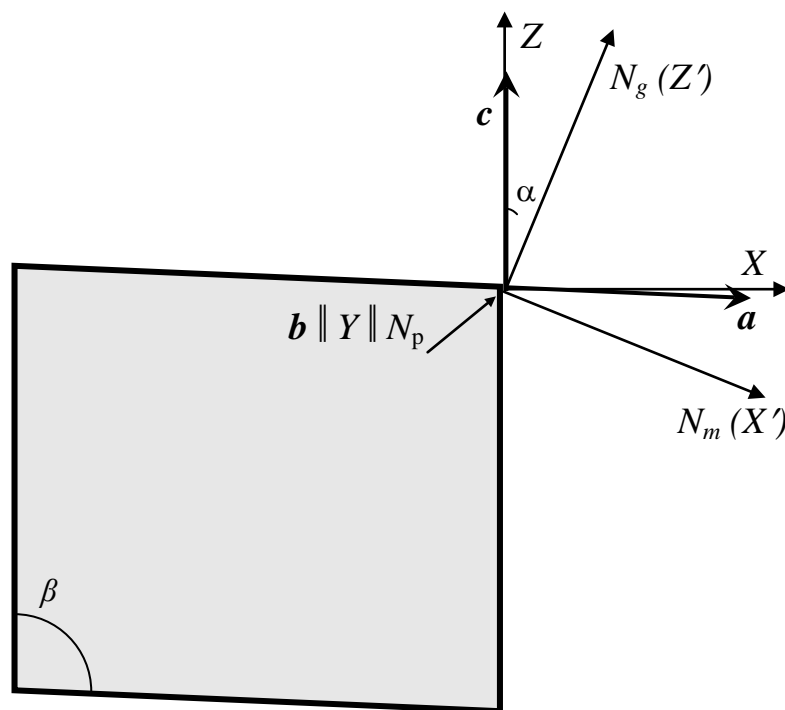


Рис. 1.1. Используемые системы координат. Вектора a , b , c составляют базис элементарной ячейки, оси X , Y , Z относятся к кристаллофизической системе координат, N_m , N_p , N_g – оси оптической индикатрисы. Вектор b и оси Y , N_p направлены перпендикулярно плоскости рисунка и совпадают между собой. Угол между кристаллографическими осями $\beta \approx 94^\circ$. Параллелограмм отображает ориентацию граней моноклинного кристалла.

Другая необходимая в работе система координат, называемая диэлектрической, связана с осями оптической индикатрисы: N_m , N_p , N_g . При этом ось N_p совпадает с осью симметрии второго порядка кристалла и соответственно осью Y , а оси N_m и N_p лежат в плоскости XZ и образуют с осями X и Y угол α (см Рис. 1.1), причем вследствие дисперсии значение угла зависит от длины волны света λ и может изменяться в видимом диапазоне почти на 2° .

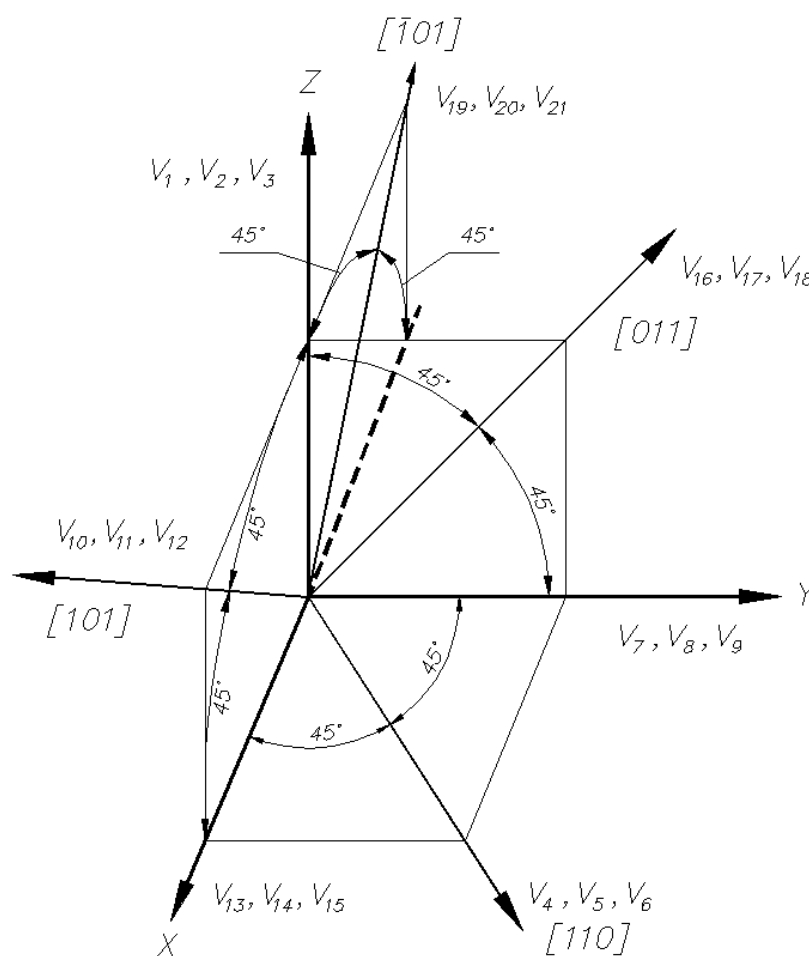


Рис. 1.2. Направления распространения, в которых измеряются скорости звуковых волн, (в кристаллофизической системе координат X , Y и Z). Иллюстрация из [14].

Описываемый метод определения упругих констант предполагает измерение скоростей распространения упругих волн вдоль 7 различных направлений (см. Рис. 1.4). При этом из 21 значения скоростей, измеряемых для

3-х разных мод, для однозначного определения констант достаточно 16. Нумерация скоростей в каждом направлении проводится следующим образом: первая – продольная волна, вторая – поперечная с поляризацией по Y (или с большей скоростью), третья – другая поперечная волна (подробнее см. табл. 2.1 ниже). Измерения скоростей V_8, V_9, V_{19}, V_{20} и V_{21} не обязательны, но их значения могут быть использованы для дополнительной проверки результатов измерений [15, 16].

Ориентирование кристаллических образцов может быть осуществлено классическими рентгеновскими методами. Точность ориентирования должна быть не хуже $3'$. Длина образцов по разным кристаллографическим направлениям может быть примерно от 5 мм до 50 мм и должна измеряться с точностью не хуже 0.01 мм, плоскопараллельность должна быть не хуже ± 0.003 мм.

Определение констант жесткости может быть выполнено в три этапа.

1. Измерение скоростей в вышеуказанных направлениях V_p , $p = 1, 2, \dots, 7, 10, \dots, 18$.
2. Расчет по этим значениям некоторых упругих характеристик $S_{\alpha\beta} \equiv C_{\alpha\beta}/\rho$, которые имеют размерность квадрата скорости и могли бы быть названы «эффективными скоростями» (в квадрате). Для этих величин составляются системы уравнений, из которых возможно определить значения констант жесткости $C_{\alpha\beta}$.
3. Вычисление упругих коэффициентов (констант жесткости) путем умножения полученных величин на плотность вещества ρ .

Разделение последних двух этапов оправдано тем, что для расчета «эффективных скоростей» нет необходимости знать плотность материала, которая требует отдельного измерения. Более того, для расчета скоростей звуковой волны в произвольном направлении достаточно значений «эффективных скоростей». Однако традиционно в справочниках указывают константы жесткости $c_{\alpha\beta}$ и плотность вещества ρ . Для простоты далее все расчеты приведены сразу для констант жесткости.

1.2.2 Схема установки для исследования скоростей распространения упругих волн в кристаллических материалах

Основным элементом установки [17] является буфер – кристалл с прикрепленным к нему излучателем ультразвука (Рис. 1.3). Исследуемый образец приводят в контакт с буфером, изготовленным из достаточно твердого материала с малым затуханием ультразвука и известными свойствами (например, плавленого кварца), что позволяет ввести в образец ультразвуковой сигнал через жидкую или твердую склейку. Фазовую скорость распространения определяют интерференционным способом, который основан на том, что набег фазы ультразвуковой волны прошедшей в прямом и обратном направлении по исследуемому образцу относительно импульса, отраженного от границы раздела буфер-образец, зависит от частоты ультразвука f

$$\Delta\varphi = 2\pi f \cdot (2l / V), \quad (1.4)$$

где l – длина образца. Изменяя частоту и измеряя набег фаз (и зная длину образца l) можно определить скорость распространения упругой волны V .

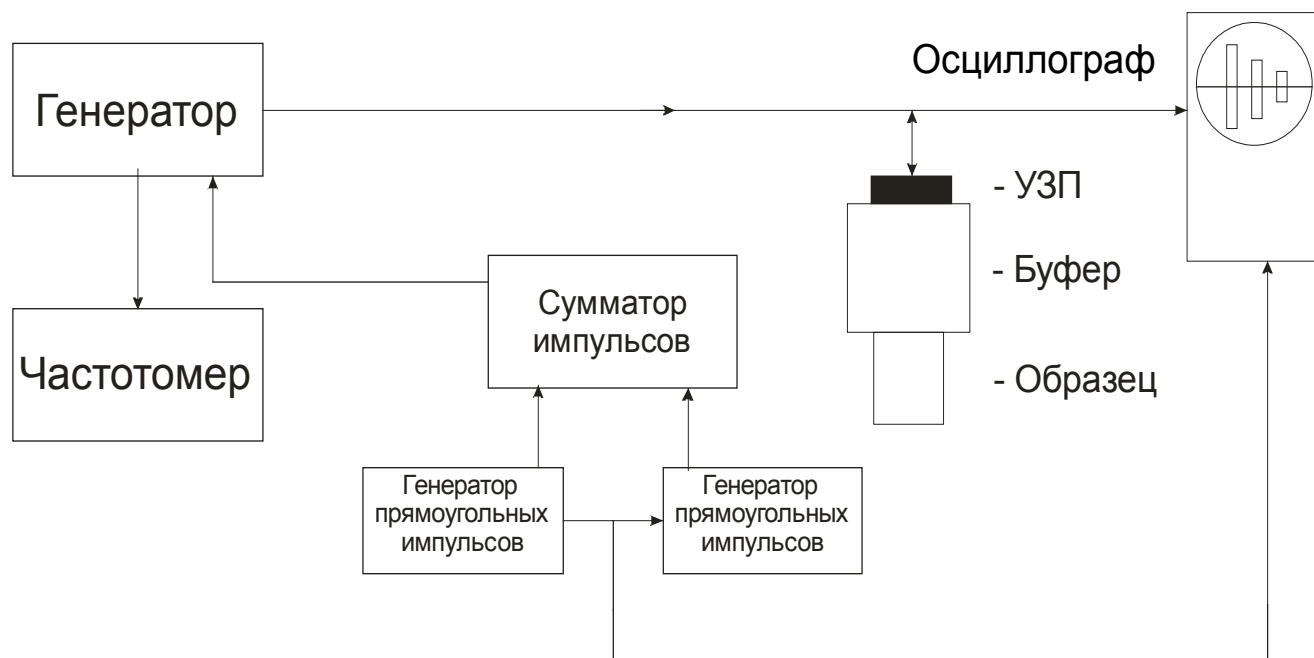


Рис. 1.3. Схема разработанной установки для измерения скорости звука в твердых телах. УЗП – ультразвуковой преобразователь.

Широко используемый метод эхо-импульсов, основанный на обратном пьезоэффекте, был дополнен фазо-импульсной модуляцией исходного сигнала. Временные задержки при прохождении акустической волны через буфер, изготовленный из известного материала (например, из плавленого кварца), и через кристаллический образец из исследуемого материала, позволяют определять скорость распространения ультразвука. В двухимпульсном методе [18] излучают достаточно короткие импульсы длительностью много меньше времени пробега через буфер $T_{буф}$ и образец $T_{обр}$, причем второй импульс посылают с такой задержкой $T_{зад}$, чтобы после отражения от границы раздела буфер-образец он перекрывался с первым импульсом, вернувшимся в буфер после двойного прохождения через образец (Рис. 1.4): $T_{зад} \approx 2T_{обр}$. Амплитуду второго импульса подбирают таким образом, чтобы амплитуды складывающихся импульсов оказывались примерно равны, обеспечивая таким образом максимальный размах изменений перекрывающихся частей: практически от нуля до удвоенной амплитуды возвращающихся импульсов.

Регистрацию разности фаз удобно вести визуально по осциллографу: если импульсы складываются в фазе, то в области перекрытия они складываются и наблюдается «всплеск» (Рис. 1.4, a_1 - a_2), а если в противофазе, то гасят друг друга и наблюдается «провал» на осциллограмме (Рис. 1.4, b_1 - b_2).

Длительность акустических импульсов должна быть, по меньшей мере, в 2 раза меньше, чем время пробега ультразвука по кристаллу, а период следования серии ультразвуковых импульсов должен быть много больше, чем период полного прохода ультразвука по системе буфер-кристалл.

Перестраивая частоту звука, регистрируют последовательно чередование сложения импульсов в фазе и в противофазе [6] (Метод МакСкимина). С учетом того, что каждая пара чередований соответствует сдвигу фаз на 2π , можно определить «шаг» чередования по частоте: $\Delta\nu = \Delta f / m$, где m – число шагов, Δf – соответствующий диапазон перестройки по частоте. Окончательно скорость вычисляется по формуле

$$V = \Delta\nu \cdot 2l \quad (1.5)$$

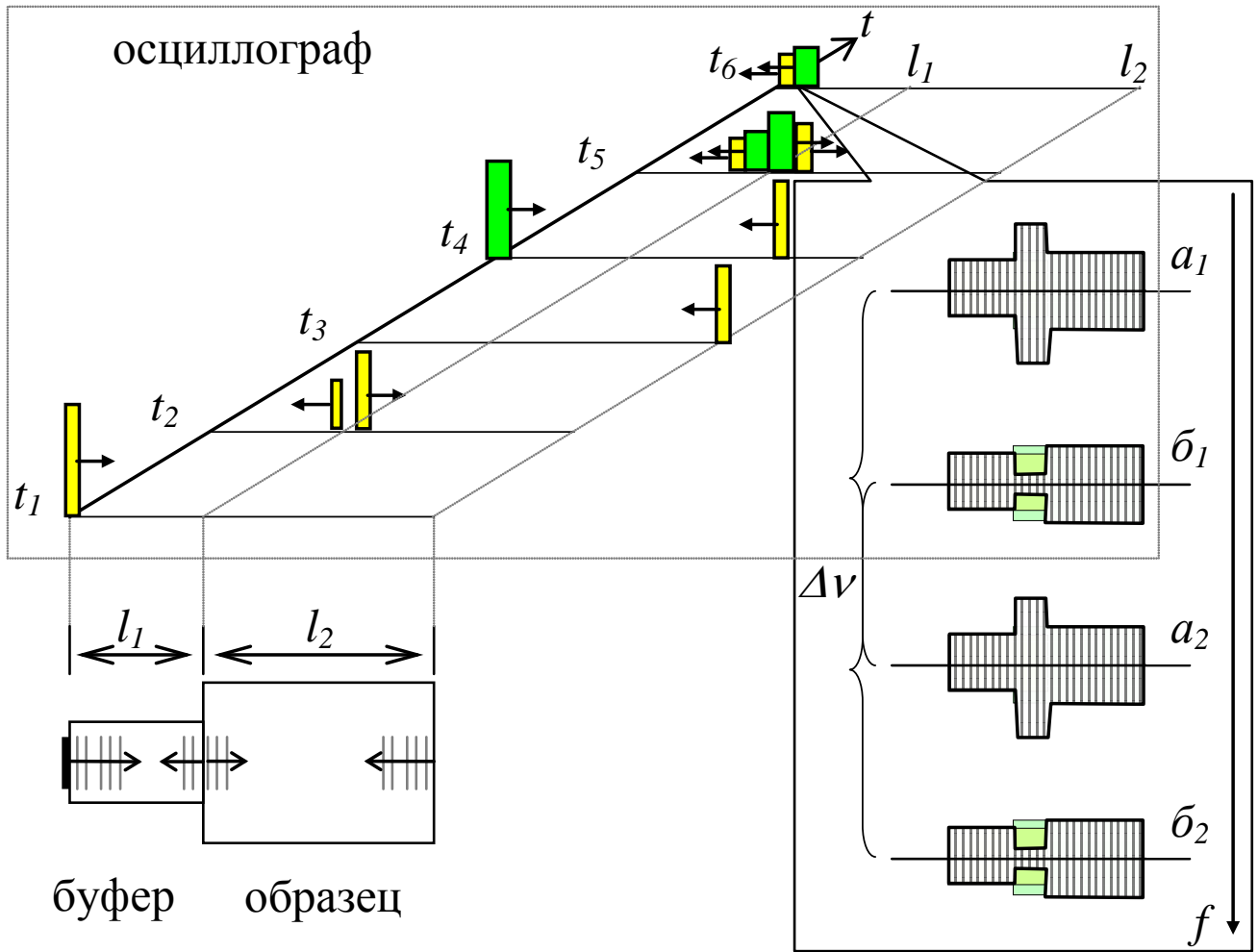


Рис. 1.4. Схема регистрации разности фаз отраженных импульсов, где l_1 и l_2 – длины буфера из известного материала и образца. Первый и второй импульсы (обозначенные разными цветами/оттенками), различающиеся по амплитуде и длительности, показаны в 6-сть разных моментов времени:

$$\begin{aligned}
 t_1 &= 0; & t_2 &= T_{\text{буф}}; & t_3 &= T_{\text{буф}} + T_{\text{обр}}; & t_4 &= T_{\text{зад}}; \\
 t_5 &= T_{\text{буф}} + 2T_{\text{обр}} = T_{\text{зад}} + T_{\text{буф}}; & t_6 &= 2T_{\text{буф}} + 2T_{\text{обр}}.
 \end{aligned}$$

Справа эскизно показано синфазное (а) сложение сигналов, и в противофазе (б)

В качестве буферов использовались плоскопараллельные образцы из плавленного кварца длиной примерно от 30 до 90 мм, на которые нанесены ультразвуковые преобразователи продольной и сдвиговой акустических волн.

Измерения выполнялись в соответствующих частотных диапазонах порядка 25÷100 МГц. Исследуемый образец прижимается к кварцевому буферу через жидкую эпоксидную смолу. Измеряется порядка 100-300 частотных резонансов в зависимости от размеров образца.

1.2.3 Физические свойства кристаллов $KRE(WO_4)_2$, необходимые для исследования упругих характеристик

Для использования материала в качестве эффективного акустооптического элемента необходимо наличие определенной совокупности оптических, акустических и фотоупругих характеристик, а также механической прочности и технологичности обработки. Моноклинная сингония кристаллов (класс $2/m$) обуславливает выраженную анизотропию свойств, в том числе оптическую двуосность. Исследованные образцы (см. Рис. 1.5) были выращены модифицированным методом Чохральского из раствора в расплаве дивольфрамата калия в Институте неорганической химии СО РАН, где технология их роста хорошо освоена [19]. Исследованные монокристаллические образцы беспримесные, обладают высокой однородностью и отсутствием оптических дефектов. Впервые объемные однородные кристаллы $KLuW$ были выращены в ИНХ СО РАН в конце 70-х годов [20] и стали первыми в семействе материалов. Некоторые из кристаллов этого семейства также синтезированы в ряде других лабораторий [21, 22]. Кристаллы $KREW$ обладают полиморфизмом, например, низкотемпературная модификация $\alpha-KLu(WO_4)_2$ [23], устойчивая до 1025°C , изоструктурна моноклинному $\alpha-KY(WO_4)_2$ (пр. гр. $C2/c$) [24]. Элементарная ячейка $KLuW$ имеет следующие параметры: $a = 10.5915(16) \text{ \AA}$, $b = 10.2446(16) \text{ \AA}$, $c = 7.5003(11) \text{ \AA}$, $\beta = 130.732(10)^\circ$, $Z = 4$. При более высокой температуре кристаллы претерпевают реконструктивное полиморфное превращение, а при 1053°C – плавятся [25]. Наличие у $KLuW$ полиморфного перехода предопределяет способ выращивания кристаллов. Наиболее приемлемым является выращивание из высокотемпературного раствора в расплаве при температуре ниже 1025°C . Значительная величина растворимости в расплаве дивольфрамата калия (до 65 мол.%) [26] позволяет реализовать процесс роста объемных кристаллов на вытягиваемую затравку [27] (Рис. 1.5).



Рис. 1.5. Фото кристаллических образцов семейства $\alpha\text{-KRE}(\text{WO}_4)_2$: а, б – $\text{KGd}(\text{WO}_4)_2$; в – $\text{KLu}(\text{WO}_4)_2$

Кристаллы не растворимы в воде и в органических растворителях и практически не растворимы в слабо концентрированных неорганических кислотах (HCl, H₂SO₄ и др.). Кристаллы хорошо обрабатываются (твердость ~ 5), а полировка не подвергается коррозии в течение длительного времени.

Известные из литературы и определенные в ходе выполнения работы данные о некоторых физических характеристиках, важных для исследования лазерных кристаллов в качестве АО материалов, сведены в Таблицу 1.1. Величины из литературных источников по исследуемым материалам различались, и в Таблице 1.1 приведены только те данные по KGW, которые были экспериментально подтверждены.

Значения угла α между осями кристаллофизической системы координат X и Z с осями диэлектрической системы координат N_m и N_g при $\lambda = 0.633$ мкм были измерены стандартным поляриметрическим методом с погрешностью $\sim 0.5^\circ$. Литературные данные о величинах этого угла для каждого из материалов различаются на 1-2 градуса относительно измеренных: $\alpha_{\text{KYbW}} = 19^\circ$ [28] тогда как $\alpha_{\text{KLuW}} = 17.5^\circ$ [29] и $\alpha_{\text{KLuW}} = 18.5^\circ$ [30]. Однако, такой точности достаточно для применения и использования этих данных в целях и задачах акустооптики. Необходимо отметить, что диэлектрические оси N_m и N_g в моноклинных кристаллах симметрии $2/m$ испытывают дрейф, поворачиваясь в плоскости XZ , тогда как ось N_p совпадает с осью Y и гранью b элементарной ячейки. Таким образом, от длины волны λ зависят не только показатели преломления материала (см. Таблицу 2.1), но и угол α между кристаллофизической и диэлектрической системами координат. Поворот осей составляет не более 2° в видимом диапазоне света, что проверялось на образце из KLuW с использованием трех лазеров с длинами волн 0.454 мкм, 0.543 мкм и 0.633 мкм.

Таблица 1.1. Угол поворота диэлектрических осей α и плотность ρ кристаллов $KRE(WO_4)_2$

	$KGd(WO_4)_2$	$KYb(WO_4)_2$	$KLu(WO_4)_2$
α при 0.633 мкм	21.5° [30]	18° ± 0.5° ^a	17° ± 0.5° ^a
ρ , г/см ³	7.216 [31, 32]	7.62 ± 0.02 ^b	7.686 [33]

^a Экспериментально измерены стандартным поляризметрическим методом при $\lambda = 0.633$ мкм

^b Плотность $KYbW$ была определена путем измерения размеров образца, имевшего форму прямоугольного параллелепипеда, и его взвешивания

Для вычисления коэффициентов упругости $c_{\alpha\beta}$ по величине скорости звука необходимо знать плотности материала. Приведенные в Таблице 1.3 и Таблице 1.4 значения упругих констант вычислены с использованием значений плотности, приведенных в Таблице 1.1. Для KGW значение плотности $\rho = 7.216$ г/см³ взято из [31], однако наблюдается значительный разброс этой величины, приведенной в различных публикациях [34, 35], превышающий 2%. Данные из работы [33] о плотности $KLuW$ не противоречили результатам экспериментальной оценки этой величины. В отличие от указанных двух материалов, не удалось определить плотность для кристалла $KYbW$ по литературным источникам, и был изготовлен специальный образец в виде параллелепипеда. Плотность была определена путем измерения размеров образца и его взвешивания, с точностью не хуже ± 0.02 г/см³.

1.3 Измерение скоростей распространения упругих волн в кристаллах $KRE(WO_4)_2$

Измерение скорости звуковых волн производилось фазо-импульсным методом на плоскопараллельных ориентированных образцах кристаллов. Точность ориентации образцов, на которых выполнялись измерения скоростей звука, была не хуже 5'. Длины различных образцов лежали в диапазоне от 6.5 до 25 мм. Исследования проводилась при комнатной температуре от 18 до 24 градусов Цельсия. При измерении скоростей упругих волн был использован частотный диапазон 25 – 100 МГц, при этом для каждого направления частота перестраивалась в ограниченном интервале, который составлял в разных случаях от 15 до 40 МГц. На каждом образце регистрировалось от 90 до 300 частотных резонансов.

Всего в исследованиях было задействовано по пять-шесть образцов каждого кристалла (кроме KLuW) различной ориентации. На образцах, ориентированных вдоль кристаллофизических осей, или повернутых на угол 45° вокруг одной из кристаллофизических осей, были выполнены все необходимые измерения скоростей звука. Образец, ориентированный вдоль осей индикатрисы показателя преломления, использовался для независимого измерения упругих свойств кристалла и сопоставления их с результатами, полученными на других образцах.

Для определения полной матрицы коэффициентов упругости необходимо измерить как минимум 13 значений скоростей ультразвука в 6 направлениях. В настоящем исследовании на пяти образцах измерялись значения 27 различных скоростей в 9 направлениях. Избыточность измерений служила для контроля и обеспечения правильности полученных результатов.

В случае кристалла KLuW в связи с ограниченным количеством материала, имевшимся в наличии, удалось изготовить только три образца, и это не позволило измерить несколько (три) скорости.

Результаты экспериментальных измерений представлены в Таблице 1.2.

Таблица 1.2. Скорости ультразвука в кристаллах $KRE(WO_4)_2$.

Обозначение	Направление распространения ^a	Поляризация ^b	Скорости ультразвука, $\times 10^3$ м/с		
			KGd(WO ₄) ₂	KYb(WO ₄) ₂	KLu(WO ₄) ₂
V_{13}	X [100] ^c	$QL(X^*)$	5.062	5.019	5.020
V_{14}		$S(Y)$	2.340	1.952	1.854
V_{15}		$QS(Z^*)$	2.306	2.312	2.331
V_7	Y [010] $\equiv N_p$	$L(Y)$	4.878	4.897	4.909
V_8		$S(X^*)$	2.337	1.841	1.711
V_9		$S(Z^*)$	3.115	3.061	3.070
V_1	Z [001]	$QL(Z^*)$	4.334	4.660	4.688
V_2		$QS(X^*)$	2.402	2.435	2.457
V_3		$S(Y)$	3.107	2.991	2.985
V_{10}	[101]	QL	4.313	4.307	4.325
V_{12}		$S(Y)$	2.688	2.201	2.105
V_{11}		QS	2.589		2.750
V_{19}	[10 $\bar{1}$]	QL	4.919	4.989	
V_{21}		$S(Y)$	2.812	2.811	
V_{20}		QS	2.451	2.688	
V_{16}	[011]	QL	5.007	5.001	5.004
V_{17}		QS_f	2.563	2.682	2.706
V_{18}		QS_s	2.214	2.118	2.086
V_4	[110]	QL	4.901	4.710	4.679
V_5		QS_f	2.778	2.676	2.681
V_6		QS_s	2.487	2.491	2.486
	$N_g(Z')$	$QL(N_g^*)$	4.394	4.635	4.675
		$S(Y)$	2.977	2.759	2.736
		$QS(N_m^*)$	2.090	2.166	2.178

	$N_m(X')$	$QL(N_m^*)$	5.234	5.225	5.242
		$S(Y)$	2.504	2.270	
		$QS(N_g^*)$	2.087	2.176	2.185

- ^a Направление распространения в кристаллофизической системе координат X , Y и Z .
- ^b Представлены моды ультразвуковых волн (L – продольные, QL – квази-продольные, S – сдвиговые, QS – квази-сдвиговые, QS_f – квази-сдвиговые быстрые, QS_s – квази-сдвиговые медленные), и направления смещения этих волн (X , Y , Z , N_m , N_g). Указаны только смещения точно вдоль осей (X , ...), слегка отклоняющиеся от осей (X^* , ...) отмечены звездочкой.
- ^c Здесь и далее индексы Миллера приведены в кристаллофизической системе

Оценка погрешности измерения и вычисления скоростей проведена следующим образом:

$$\frac{\sigma_v^2}{V^2} = \frac{\sigma_f^2}{(\Delta f)^2} + \frac{\sigma_l^2}{l^2}, \quad (1.6)$$

где σ – дисперсии (среднеквадратичные отклонения) соответствующих величин.

При длине образца 10 мм и точности измерения 0.01 мм, диапазоне перестройки 30 МГц и точности измерения 10 кГц, относительная точность определения скорости составила примерно 0.1%. Таким образом, использование фазо-импульсного метода позволило не менее чем в 5 раз повысить точность определения скоростей распространения упругих волн, по сравнению с методом эхо-импульсов [36]. В работах [37 и 38] используется непрямой метод, основанный на рассеянии Мандельштама-Бриллюэна [7], и значения скоростей определены с погрешностью $\pm 0.02 \cdot 10^3$ м/с. тогда как в представленной работе аналогичная погрешность равна $\pm 0.002 \cdot 10^3$ м/с.

При оценке погрешности определения скоростей также следует учесть точность ориентации осей образца. При отклонении $3'$ погрешность составит не более 0.1%.

1.4 Определение констант жесткости кристаллов $KRE(WO_4)_2$

При определении констант жесткости был использован подход, предложенный К.С. Александровым [16, 39], основанный на решении уравнений Грина-Кристоффеля для соответствующих направлений.

I. Симметрия моноклинных кристаллов позволяет непосредственно из измеренных скоростей вычислить только 3 упругих модуля:

$c_{22} = \rho V_7^2$, где V_7 – скорость продольной волны вдоль оси Y ;

$c_{44} = \rho V_3^2$, где V_3 – скорость сдвиговой волны вдоль оси Z со смещением по Y ;

$c_{66} = \rho V_{14}^2$, где V_{14} – скорость сдвиговой волны вдоль оси X со смещением по Y .

Величина и знак константы c_{46} однозначно определяются из соотношения

$$c_{44} + c_{66} + 2c_{46} = 2\rho V_{12}^2, \quad (1.7)$$

где V_{12} – скорость сдвиговой волны вдоль направления $[101]$ с поляризацией по Y .

II. Константы c_{11} , c_{33} , c_{55} , c_{15} и c_{35} находятся из системы уравнений:

$$\begin{aligned} \rho(V_1^2 + V_2^2) &= c_{33} + c_{55}, \\ \rho V_1^2 \cdot \rho V_2^2 &= c_{33} \cdot c_{55} - c_{35}^2, \\ \rho(V_{13}^2 + V_{15}^2) &= c_{11} + c_{55}, \\ \rho V_{13}^2 \cdot \rho V_{15}^2 &= c_{11} \cdot c_{55} - c_{15}^2, \\ \rho(V_{10}^2 + V_{11}^2) &= \frac{1}{2}(c_{11} + 2c_{55} + c_{33} + 2c_{15} + 2c_{35}) \end{aligned} \quad (1.8)$$

Уравнения (1.6) и (1.7) следуют из уравнений Кристоффеля для направлений $[100]$, $[001]$ и $[101]$. Коэффициент c_{13} находится из уравнения для продольной скорости в направлении $[101]$:

$$(c_{15} + c_{35} + c_{13} + c_{55})^2 = (c_{11} + c_{55} + 2c_{15} - 2\rho V_{10}^2) \times (c_{33} + c_{55} + 2c_{35} - 2\rho V_{10}^2). \quad (1.9)$$

III. Остальные упругие константы, c_{12} , c_{23} и c_{25} , определяют из скоростей, измеренных в направлениях $[110]$ и $[011]$.

Для направления $[110]$ условие равенства нулю детерминанта уравнения Кристоффеля принимает вид:

$$\begin{vmatrix} c_{11} + c_{66} - 2\rho V_i^2 & c_{12} + c_{66} & c_{15} + c_{46} \\ c_{12} + c_{66} & c_{22} + c_{66} - 2\rho V_i^2 & c_{25} + c_{46} \\ c_{15} + c_{46} & c_{25} + c_{46} & c_{55} + c_{44} - 2\rho V_i^2 \end{vmatrix} = 0, \quad (1.10)$$

где в качестве V_i может быть V_4 , V_5 или V_6 . Это позволяет вычислить две неизвестных величины c_{12} и c_{25} из двух уравнений, в первом из которых $V_i = V_4$, а во втором $V_i = V_5$. При этом уравнения дают две пары решений: верную c_{12} и c_{25} , а другую сопутствующую \widetilde{c}_{12} и \widetilde{c}_{25} . Чтобы выбрать верную пару решений, следует руководствоваться соотношениями между абсолютными значениями констант $c_{\alpha\beta}$. Эти условия [40, 41 и 42] следующие:

$$\begin{aligned} c_{\alpha\alpha} > c_{\alpha\beta} > 0, & \quad \alpha, \beta = 1, 2, 3, \alpha \neq \beta; \\ c_{\alpha\alpha} > 0, & \quad \alpha = 4, 5, 6. \end{aligned} \quad (1.11)$$

Для трех скоростей можно выбрать пару уравнений тремя способами: V_4 и V_5 (A); V_5 и V_6 (B); V_6 и V_4 (C), и получить три пары верных решений, которые будут различаться только вследствие погрешности измерения скоростей. Это обстоятельство дает дополнительный критерий выбора верной пары решений: $c_{12}^A \approx c_{12}^B \approx c_{12}^C$ и $c_{25}^A \approx c_{25}^B \approx c_{25}^C$. Соответственно, в качестве значения c_{12} можно принять усредненное по трем вычислениям значение

$$c_{12} = \frac{1}{3} (c_{12}^A + c_{12}^B + c_{12}^C) \quad (1.12)$$

Значение c_{25} будет определено позже с использованием величин c_{25}^A , c_{25}^B и c_{25}^C , а также дополнительных данных.

Для направления [011] условие равенства нулю детерминанта уравнения Кристоффеля принимает вид:

$$\begin{vmatrix} c_{55} + c_{66} - 2\rho V_i^2 & c_{25} + c_{46} & c_{35} + c_{46} \\ c_{25} + c_{46} & c_{22} + c_{44} - 2\rho V_i^2 & c_{23} + c_{44} \\ c_{35} + c_{46} & c_{23} + c_{44} & c_{33} + c_{44} - 2\rho V_i^2 \end{vmatrix} = 0, \quad (1.13)$$

где в качестве V_i может быть V_{16} , V_{17} или V_{18} . Это позволяет вычислить две неизвестных величины c_{23} и c_{25} из двух уравнений, в первом из которых $V_i = V_{16}$, а во втором $V_i = V_{17}$. При этом, как и в вышеприведенном случае, необходимо

выбрать верную пару решений c_{23} и c_{25} , руководствуясь условиями (1.10).

Для трех скоростей можно выбрать пару уравнений тремя способами: V_{16} и V_{17} (D); V_{17} и V_{18} (E); V_{18} и V_{16} (F), и получить три пары верных решений, которые будут различаться только вследствие погрешности измерения скоростей. Это обстоятельство дает дополнительный критерий выбора верной пары решений: $c_{23}^D \approx c_{23}^E \approx c_{23}^F$ и $c_{25}^D \approx c_{25}^E \approx c_{25}^F$. Соответственно, в качестве значения c_{23} можно принять усредненное по трем вычислениям

$$c_{23} = \frac{1}{3} (c_{23}^D + c_{23}^E + c_{23}^F), \quad (1.14)$$

а в качестве значения c_{25} можно принять усредненные по шести вычислениям значение

$$c_{25} = \frac{1}{6} (c_{25}^A + c_{25}^B + c_{25}^C + c_{25}^D + c_{25}^E + c_{25}^F). \quad (1.15)$$

Следует добавить, что при вычислениях вместо скоростей V_{10} , V_{11} и V_{21} можно было бы использовать скорости V_{19} , V_{20} и V_{21} для направления $[10\bar{1}]$. Аналогичный метод расчета позволил бы получить тот же самый набор упругих модулей c_{12} , c_{23} , c_{13} , c_{11} , c_{33} , c_{55} , c_{15} , c_{35} , c_{25} и c_{46} , однако в этом случае полученные знаки модулей c_{15} , c_{35} , c_{25} и c_{46} были бы обратными, в связи с тем, что одна ось формально заменена на обратную.

Некоторые константы (c_{11} , c_{33} , c_{55} , c_{15} , c_{35} , c_{13} и c_{46}) были определены дважды по измерениям скоростей вдоль направления $[101]$ и $[10\bar{1}]$. Полученные этими двумя способами значения констант совпали с высокой точностью: c_{11} , c_{33} , c_{55} , c_{15} – 0.1%; c_{13} – 0.3%; c_{35} – 2.0%. Результаты расчета коэффициентов упругости представлены в Таблице 1.3. Знаки констант c_{46} , c_{15} , c_{25} и c_{35} установлены по измерениям на образце, который имел форму параллелепипеда, ориентированного вдоль осей оптической индикатрисы. Константы c_{23} , c_{25} и c_{12} определялись из нелинейных комбинаций с другими константами и с использованием значений скоростей для направлений $[101]$ и $[10\bar{1}]$.

Таблица 1.3. Значения констант жесткости $c_{\alpha\beta}$ кристаллов $KRE(WO_4)_2$ в кристаллофизической системе координат (X, Y и Z).

Константы жесткости	$c_{\alpha\beta} \times 10^9, \text{ кг}/(\text{м} \cdot \text{с}^2)$			Погрешность, $\times 10^9, \text{ кг}/(\text{м} \cdot \text{с}^2)$
	KGd(WO ₄) ₂	KYb(WO ₄) ₂	KLu(WO ₄) ₂	
c_{11}	181.4	187.5	189.0	0.6
c_{12}	86.3	85.7	86.1	0.6
c_{13}	61.5	60.5	60.6	0.5
c_{15}	-22.4	-25.7	-26.3	0.4
c_{22}	171.7	182.8	185.2	0.6
c_{23}	67.5	68.2	67.9	0.6
c_{25}	-12.9	-15.3	-15.3	0.4
c_{33}	135.3	165.4	168.8	0.6
c_{35}	4.8	2.7	2.8	0.1
c_{44}	69.7	68.2	68.5	0.2
c_{46}	-2.5	-11.6	-13.4	0.1
c_{55}	41.9	45.2	46.5	0.2
c_{66}	39.5	29.0	26.4	0.1

Для удобства в Таблице 1.4 приведены значения матрицы $c_{\alpha\beta}^*$ кристалла в системе координат N_m, N_p и N_g , связанной с осями оптической индикатрисы (см. Рис. 1.1), используемой во многих работах. Благодаря симметрии кристаллических материалов, при повороте базиса вокруг оси $Y \equiv N_p$, не

возникают новые ненулевые члены в матричном представлении тензора жесткости $c_{\alpha\beta}$. Соответственно, матрицу в базисе осей оптической индикатрисы $c_{\alpha\beta}^*$ можно представить с помощью преобразования $c_{\alpha\beta}^* = M \cdot c_{\alpha\beta} \cdot M^T$, где M – матрица поворота. Подробнее см. в Приложение.

Таблица 1.4. Значения констант жесткости $c_{\alpha\beta}^*$ кристаллов $KRE(WO_4)_2$ в системе координат, связанной с осями N_p , N_m и N_g оптической индикатрисы

Константы жесткости	$c_{\alpha\beta}^* \times 10^9$, кг/(м·с ²)		
	$KG(WO_4)_2$	$KYb(WO_4)_2$	$KLu(WO_4)_2$
c_{11}^*	197.8	208.0	209.9
c_{12}^*	92.5	93.0	93.1
c_{13}^*	51.1	51.4	51.1
c_{15}^*	3.7	-4.4	-6.5
c_{22}^*	171.7	182.8	185.2
c_{23}^*	61.3	60.9	60.9
c_{25}^*	-3.0	-7.2	-7.5
c_{33}^*	140.0	163.0	166.9
c_{35}^*	-0.9	-7.8	-7.4
c_{44}^*	64.0	57.6	57.4
c_{46}^*	-12.1	-20.9	-22.9
c_{55}^*	31.4	36.2	37.0
c_{66}^*	45.2	39.6	37.5

Приведенные значения упругих констант определены с использованием значений угла α из Таблицы 1.1. Неопределенности величин были найдены путем варьирования значений измеренных скоростей, и регистрации отклонения в вычисленных эффективных скоростях. Разброс значений наиболее велик для

наибольших (диагональных) членов и составляет примерно 0.2%, что в абсолютных единицах дает порядка 10 м/с. Окончательно погрешность определения констант жесткости определяется формулой

$$\frac{\sigma_c^2}{c^2} = \frac{\sigma_s^2}{S^2} + \frac{\sigma_\rho^2}{\rho^2}, \quad (1.16)$$

где ρ – плотность. Если точность измерения плотности намного выше, чем у остальных величин, то окончательно погрешность определения констант жесткости составит примерно 0.2%. Абсолютные погрешности приведены в Таблице 1.3.

Для некоторых материалов, например KGW [15], разброс приводимых в литературе данных по плотности составляет свыше 2%, так что для них окончательная погрешность констант жесткости определяется точностью измерения плотности.

Известна только одна работа [38], в которой выполнены измерения скоростей звука по многим направлениям кристалла KGW и вычислены 4 константы из 13. К сожалению, авторы работы не указали конкретно, в какой системе координат они выполняли измерения. В результате корректно сравнивать можно только константу c_{22} , определяемую из скорости продольной акустической волны распространяющейся вдоль оси симметрии кристалла. Значения c_{22} , полученное в настоящей работе и в работе [38], отличаются на 10%. Столь большое различие в значении упругой константы c_{22} , невозможно объяснить ни разбросом используемых значений плотности, ни погрешностями в измерении скорости звука вдоль оси Y . Необходимо отметить, что в работе [38] исследовались кристаллы, легированные ионами Ho^{3+} , тогда как в настоящей работе исследовался чистый материал. Стоит подчеркнуть, что значение константы c_{22} , указанное в Таблице 1.3, было получено неоднократно в разных измерениях. Исследования проводились как на различных образцах, полученных из одного кристалла, так и на контрольном образце из кристалла, выращенного в другой лаборатории. Принимая во внимание, что в работе [38] используется не прямой метод, основанный на рассеянии Мандельштама-Бриллюэна [7], можно

предположить, что полученное там значение имеет большую погрешность.

Вызывает некоторые вопросы и полученная величина упругой константы c_{25} . По результатам проведенных измерений эта константа была рассчитана шестью независимыми способами и максимальное и минимальное значения оказались отличающимися почти в два раза. Следует, однако, принять во внимание, что значение этой константы невелико: на порядок меньше константы c_{11} и примерно в 3 раза меньше минимального диагонального члена c_{66} . Возможно, расхождение вычисленных значений константы связано с погрешностью ориентировки направления [110] в образце, поскольку наибольший разброс результатов вычисления константы c_{25} получается при использовании значений скоростей именно вдоль этого направления. В целом, однако, среднее значение константы c_{25} , вычисленное из скоростей вдоль направления [110], хорошо совпадает (погрешность 0.8%) со средним значением, полученным из скоростей вдоль направления [011]. В связи с описанным, окончательное значение константы c_{25} определено без учета результатов измерения скоростей вдоль направления [110].

Анализ [43] полученных результатов позволяет сделать вывод, что относительная погрешность определения констант c_{25} , c_{12} и c_{15} не превышает 2%, а погрешность остальных констант не превышает 0.8%, кроме двух компонент матрицы жесткости, имеющих малые значения: c_{23} и c_{35} . Абсолютные погрешности приведены в Таблице 1.3. Неопределенность значений констант упругости оказалась настолько небольшой, что при определении поляризаций акустических мод из собственных векторов уравнения Кристоффеля погрешность округления при расчете превышала погрешность, обусловленную вариацией констант $c_{\alpha\beta}$.

Таким образом, использованный в работе фазоимпульсный метод, и в целом комплекс мер [44], позволили добиться лучшей точности результатов, чем метод подбора констант по виду дифракционной картины Шеффера-Бергмана, примененный в работе [45], где исследовался другой кристалл моноклинной сингонии.

1.5 Угловые диаграммы скоростей распространения упругих волн

По найденным значениям матрицы коэффициентов упругости $c_{\alpha\beta}$ материала путем решения уравнения Грина-Кристоффеля (1.1) для различных направлений были построены диаграммы скоростей распространения упругих волн [46]. На диаграммах скоростей распространения упругих волн (Рис. 1.6, Рис. 1.7 и Рис. 1.8) точками отмечены экспериментально измеренные скорости ультразвука из Таблицы 1.2. Ориентация осей наглядно представлена на Рис. 1.1, значения угла α между осями кристаллофизической системы координат X и Z с осями диэлектрической системы координат N_m и N_g при $\lambda = 0.633$ мкм приведены в Таблице 1.1.

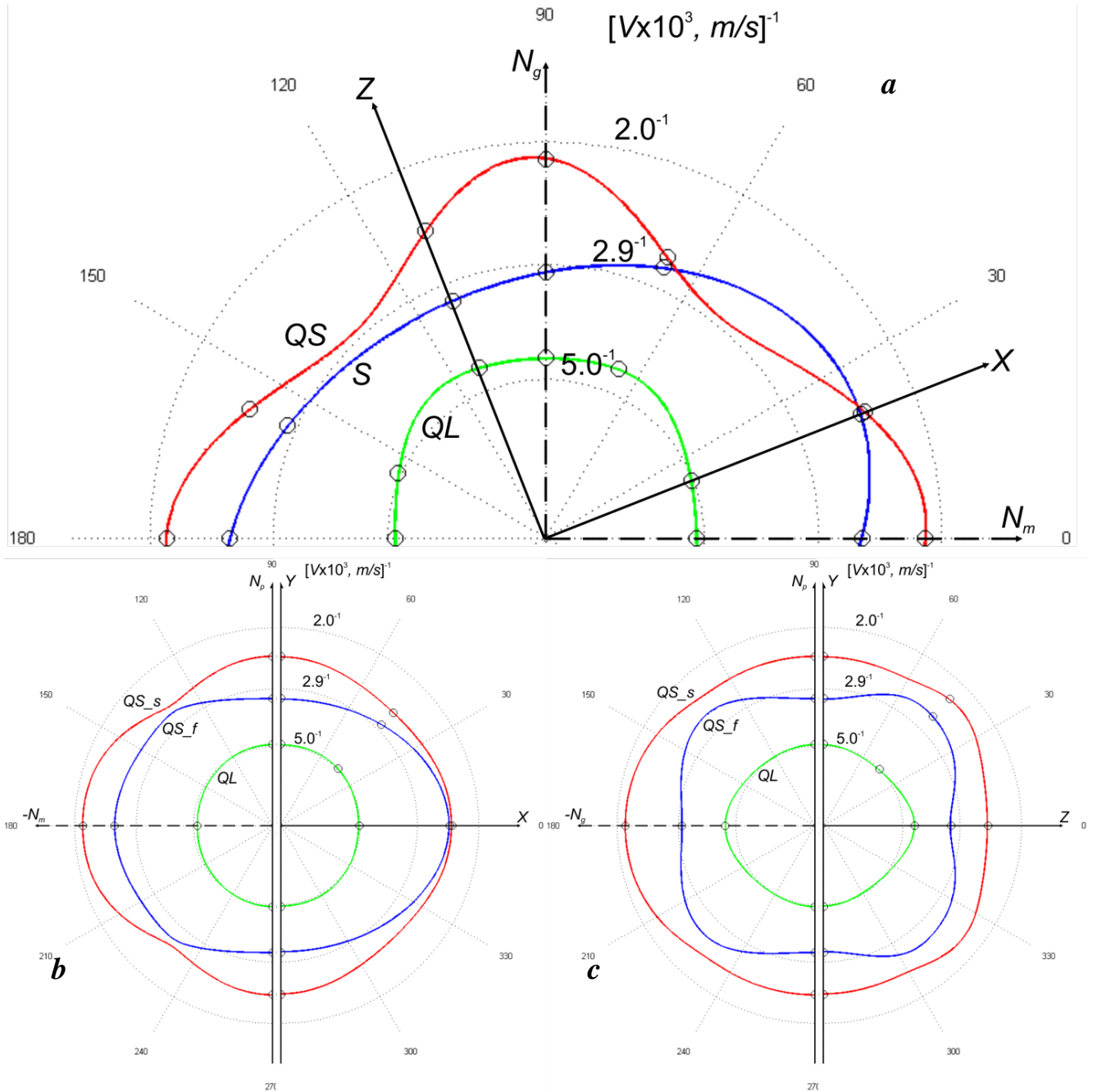


Рис. 1.6. Акустические свойства кристаллов $\text{KGd}(\text{WO}_4)_2$. Сечения поверхности медленностей (V^{-1}) ультразвуковых волн в 5-ти различных плоскостях: (a) плоскостью XZ ; (b) плоскостями $N_m N_p$ (слева) и XY (справа); (c) – плоскостями $N_p N_g$ (слева) и YZ (справа). S – сдвиговая мода, QL – квази-продольная мода, QS – квази-сдвиговая мода, QS_f – “медленная” квази-сдвиговая мода, и QS_s – “быстрая” квази-сдвиговая мода. Отмечены измеренные экспериментально скорости.

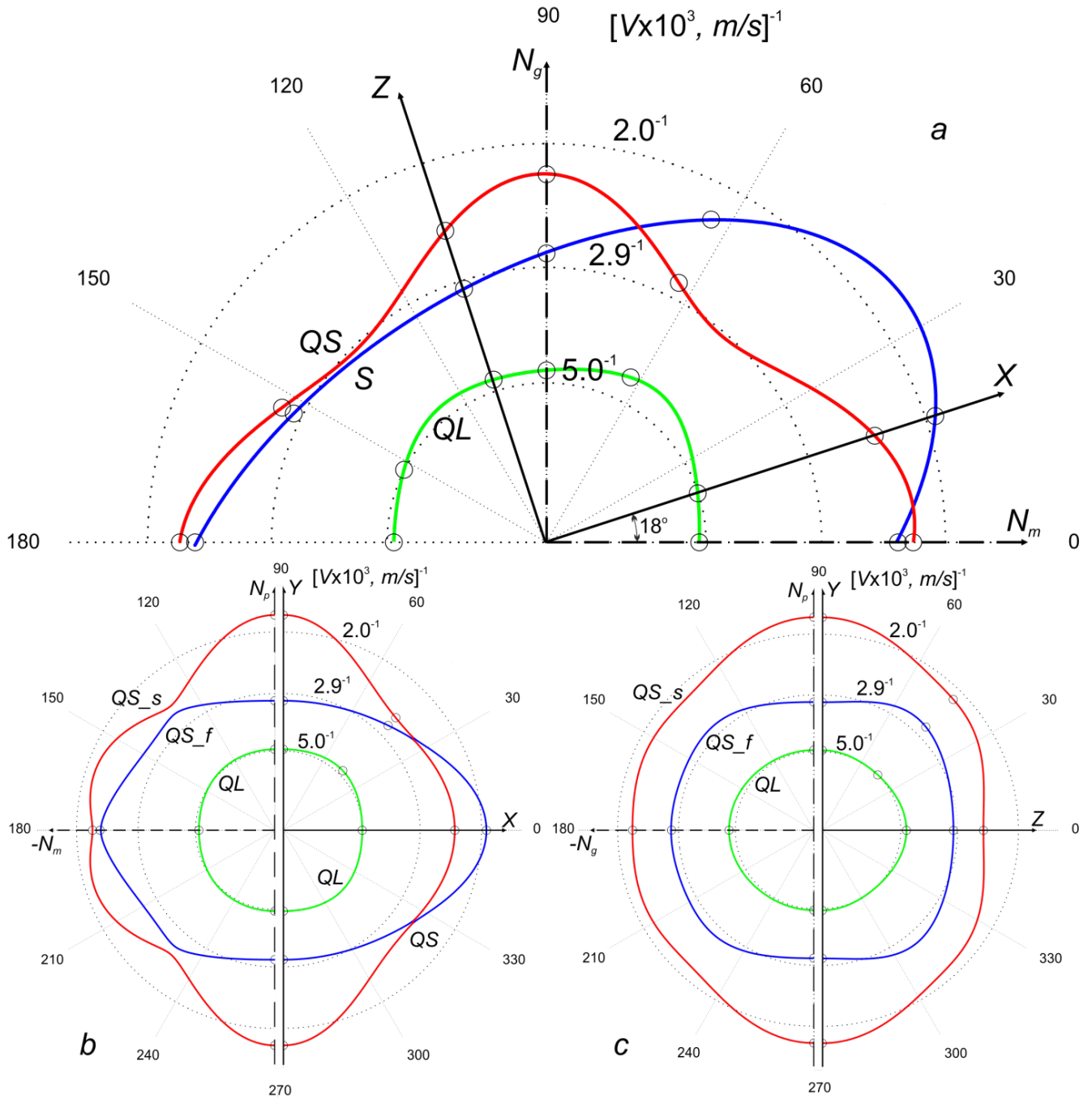


Рис. 1.7. Акустические свойства кристаллов $\text{KYb}(\text{WO}_4)_2$. Сечения поверхности медленностей (V^1) ультразвуковых волн в 5-ти различных плоскостях: (a) плоскостью XZ ; (b) плоскостями $N_m N_p$ (слева) и XY (справа); (c) – плоскостями $N_p N_g$ (слева) и YZ (справа). S – сдвиговая мода, QL – квази-продольная мода, QS – квази-сдвиговая мода, QS_f – “медленная” квази-сдвиговая мода, и QS_s – “быстрая” квази-сдвиговая мода. Отмечены измеренные экспериментально скорости.

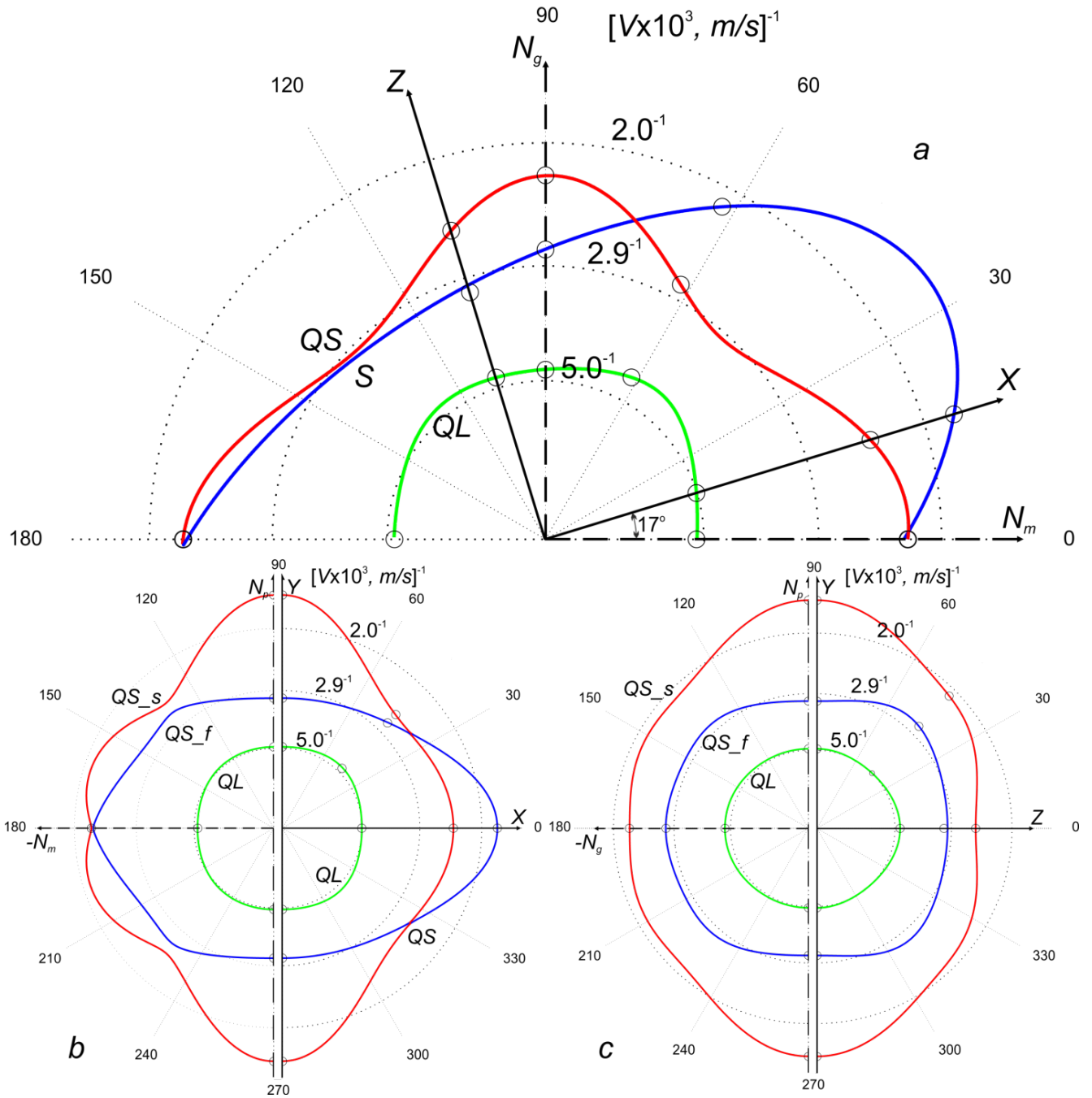


Рис. 1.8. Акустические свойства кристаллов $\text{KLu}(\text{WO}_4)_2$. Сечения поверхности медленностей (V^{-1}) ультразвуковых волн в 5-ти различных плоскостях: (a) плоскостью XZ ; (b) плоскостями $N_m N_p$ (слева) и XY (справа); (c) – плоскостями $N_p N_g$ (слева) и YZ (справа). S – сдвиговая мода, QL – квази-продольная мода, QS – квази-сдвиговая мода, QS_f – “медленная” квази-сдвиговая мода, и QS_b – “быстрая” квази-сдвиговая мода. Отмечены измеренные экспериментально скорости.

Некоторые из данных о скоростях ультразвука в плоскости XZ , в которой лежат оптические оси кристаллов, представлены на Рис. 1.9. для сравнения материалов. Угловые зависимости значений скоростей для KLuW очень близки к зависимостями скоростей KYbW и не показаны. Скорости ультразвука в KLuW наименьшие в семействе материалов, с наиболее выраженной анизотропией свойств. Кристалл KGW демонстрирует несколько иной характер угловых зависимостей скоростей ультразвука.

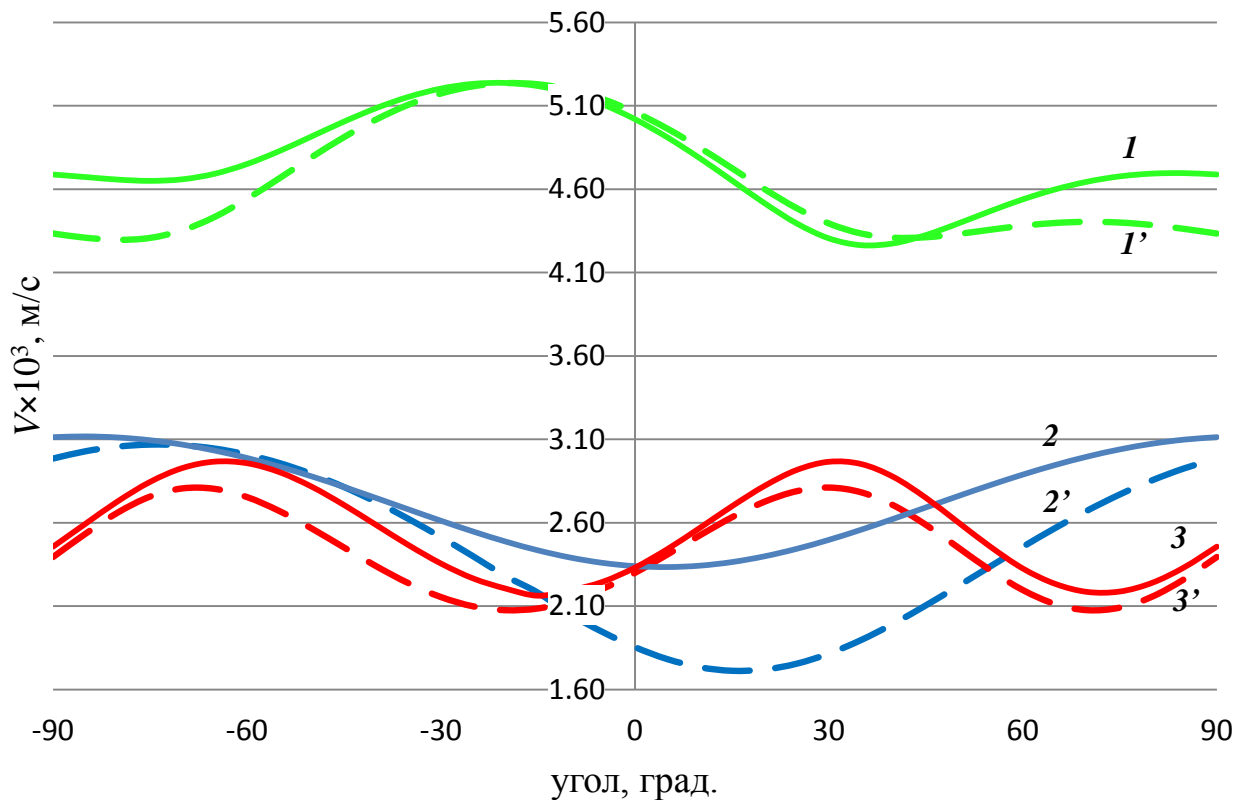


Рис. 1.9. Угловые зависимости фазовых скоростей звука V в плоскости XZ для $KRE(WO_4)_2$. Приведены только кривые, соответствующие наибольшим и наименьшим скоростям ультразвука для каждой моды.

1 и 1' – QL -мода для $KLu(WO_4)_2$ и $KGd(WO_4)_2$ соответственно,

2 и 2' – S -мода для $KGd(WO_4)_2$ и $KLu(WO_4)_2$ соответственно,

3 и 3' – QS -мода для $KLu(WO_4)_2$ и $KGd(WO_4)_2$ соответственно.

0° соответствует оси X и 90° соответствует оси Z .

1.6 Дифракционные картины Шеффера-Бергмана

Дифракционный метод визуализации акустической поверхности медленности с помощью диаграмм Шеффера-Бергмана позволяет оценивать акустическую анизотропию среды [47], и определять скорости упругих волн в произвольных направлениях. Угол отклонения $\Delta\theta \sim \frac{1}{nV} \lambda f$ от нулевого порядка дифракции зависит как от свойств материала – скорости распространения упругой волны и значения показателя преломления, так и от частоты ультразвука и длины волны света. Последние параметры были выбраны таким образом, что бы наблюдалась дифракция Брэгга или промежуточный режим дифракции, использовались частоты 50-60 МГц и красный лазер на 0.633 мкм. По углу отклонения при дифракции в исследуемом образце и в буфере из известного материала, возможно определить скорость распространения упругой волны в исследуемом материале:

$$V_{cr} = V_{ref} \frac{\Delta\theta_{ref} n_{ref}}{\Delta\theta_{cr} n_{cr}}. \quad (1.17)$$

Поскольку расстояние от акустического столба в буфере и образце можно принять равным (пренебречь сносом), а угол θ мал, вместо отношений углов отклонения в (1.17) были использованы расстояния на экране между +1 и – 1 порядками дифракции в буфере и в образце соответственно. Таким образом, из отношения расстояний между дифракционными пятнами на экране, при дифракции в образце и в буфере, можно определить скорости распространения для различных акустических мод, распространяющихся в кристалле в различных направлениях (см. Рис. 1.10а). Однако метод позволяет определять значения скоростей с заметной погрешностью, не менее 8%. В эксперименте буфер и образец так же соединялись жидкой склейкой, как описано для импульсного метода.

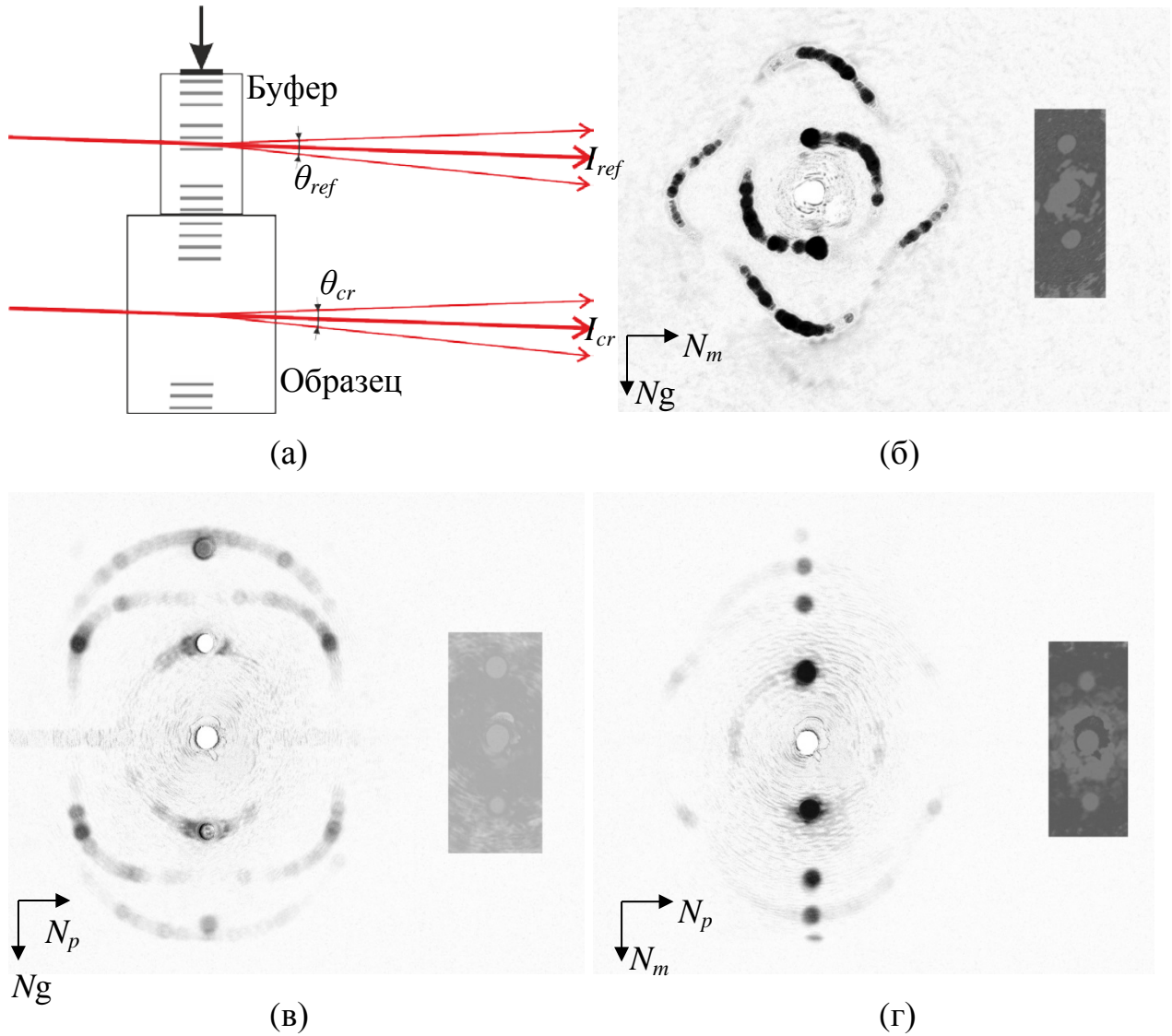


Рис. 1.10. Схема определения скорости звука акусто-оптическим методом (а) и инвертированный вид дифракционных картин Шеффера-Бергмана для плоскостей $NmNg$ (б), N_pNg (в) и N_pNm (в) образца из $KGd(WO_4)_2$. Справа от картин Шеффера-Бергмана приведены дифракционные порядки в плавленом кварце SiO_2 , из которого изготовлен буфер.

Из представленных диаграмм на (Рис. 1.10 б-г) видно, что акустическая анизотропия кристалла KGW весьма заметна, а экспериментально определенная форма сечений поверхности медленностей совпадает с теоретически построенными диаграммами обратных скоростей, приведенными на Рис. 1.6, что подтверждает полученные значения и знаки компонент тензора жесткости $c_{\alpha\beta}$.

Дифракционная картина Шеффера-Бергмана также позволяет косвенно судить об акустооптическом эффекте для ряда направлений. Например, отсутствие дифракции на третьей акустической моде в плоскости $NmNg$ (см. Рис. 1.10б) позволяет говорить о том, что поляризация этой волны ортогональна плоскости рисунка. Что полностью соответствует поляризации чистой продольной моды в этой плоскости, определенной по собственному вектору уравнения Кристоффеля (1.1). Для подобного варианта акустооптического взаимодействия итоговый фотоупругий коэффициент равен нулю.

Аналогичным образом были получены дифракционные картины для кристалла KLuW.

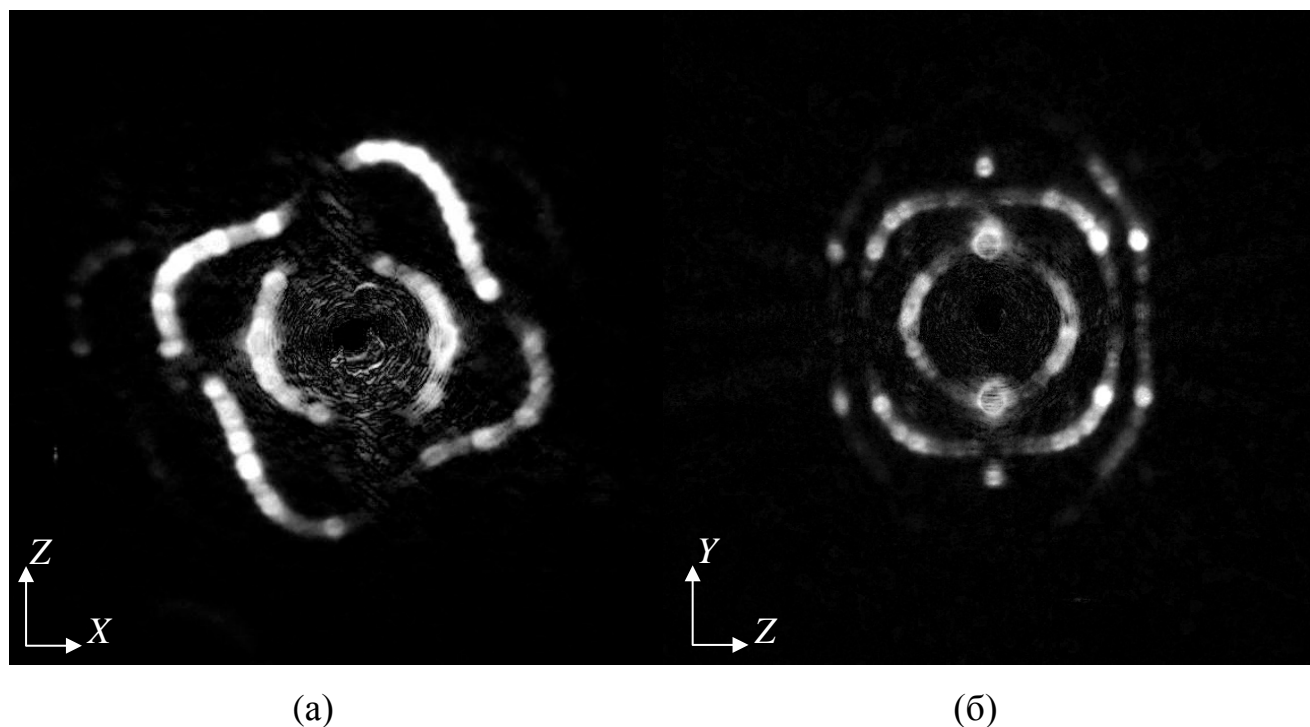


Рис. 1.11. Вид дифракционной картины Шеффера-Бергмана кристалла $KLu(WO_4)_2$ для плоскостей XZ (а) и YZ (б)

Экспериментально определенная форма сечений поверхности медленностей KLuW также совпадает с теоретически построенными диаграммами обратных скоростей, приведенных на Рис. 1.8.

1.7 Результаты работы, изложенной в Главе 1

1. Впервые в полном объеме исследованы объемные акустические свойства монокристаллов $\text{KGd}(\text{WO}_4)_2$, $\text{KYb}(\text{WO}_4)_2$ и $\text{KLu}(\text{WO}_4)_2$. Получены полные матрицы констант упругости сред $c_{\alpha\beta}$ в кристаллофизической системе координат.
2. По определенным константам упругости рассчитаны и построены диаграммы скоростей звука в пяти плоскостях, наиболее интересных с точки зрения практического применения. Показано, что значения скоростей обладают значительной угловой дисперсией.
3. Показано, что сечения поверхности медленностей, построенных по определенным константам жесткости $c_{\alpha\beta}$, совпадают с поверхностью акустической медленности, полученной экспериментально с помощью визуализации дифракционной картины методом Шеффера-Бергмана.
4. Предложена и аттестована методика ГСССД №214 «Методика экспериментального определения упругих характеристик лазерных кристаллов моноклинной сингонии для задач акустооптики».

Глава 2. Упруго-оптические свойства кристаллов $KRE(WO_4)_2$

Содержание главы 2:

Глава 2. Упруго-оптические свойства кристаллов $KRE(WO_4)_2$	45
2.1 Введение к главе 2	45
2.2 Теоретические основы метода измерения фотоупругих свойств моноклинных кристаллов	47
2.2.1 Физические свойства кристаллов $KRE(WO_4)_2$, необходимые для исследования упругооптических характеристик	50
2.3 Схема установки для измерения фотоупругих характеристик кристаллических материалов	53
2.3.1 Подготовка образцов	57
2.4 Измерение коэффициентов акустооптического качества M кристаллов $KRE(WO_4)_2$	58
2.5 Определение фотоупругих модулей кристаллов $KRE(WO_4)_2$	61
2.6 Результаты работы, изложенной в Главе 2	67

2.1 Введение к главе 2

Упругооптическим эффектами называют изменение оптических свойств кристалла под действием упругой деформации [48, 49]. Для характеристики этого эффекта могут использоваться упругооптические модули, традиционно называемые фотоупругими, которые описывают изменение оптической индикатрисы под действием упругих деформаций среды, в частности динамических волновых изменений. Из этого определения непосредственно следует, что модули играют ключевую роль при взаимодействии оптических и акустических волн, например, в акустооптике, оптоакустике. Также они важны при анализе рассеяния света на статических и низкочастотных упругих

деформациях и создании эластооптических устройств управления характеристиками оптического излучения.

Фотоупругие характеристики определяются свойствами кристаллической среды. Они зависят от ее симметрии, акустических и оптических характеристик, и описываются тензором P_{ijkl} . В общем случае определение фотоупругих характеристик не может быть сведено к независимым измерениям, а представляет собой сложную многоступенчатую процедуру.

Существуют различные способы определения фотоупругих свойств среды, различающихся степенью сложности измерений, необходимым количеством измеряемого вещества и точностью результатов. Их можно условно разделить на два типа: динамические, примененные в настоящей работе, и статические – путем приложения деформации к образцу. Таким образом определяют пьезооптических свойствах, тензор пьезооптических коэффициентов обратен тензору P_{ijkl} . В этом случае необходимо использовать дополнительную аппаратуру и кристаллические образцы. Способы измерений зависят от свойств и особенностей материала, в особенности от кристаллического класса, к которому принадлежит материал, так как именно кристаллической структурой определяется число ненулевых компонент фотоупругого тензора и их соотношения.

Для материалов низкой симметрии определение всех коэффициентов матрицы оказывается сложной задачей, требующей разработки и апробации специальных алгоритмов. Однако сложное акустическое поле и заметное число ненулевых фотоупругих модулей делают возможными такие конфигурации акустооптического взаимодействия, которые не достижимы в оптически одноосных средах [48]. Что делает задачу определения фотоупругих модулей кристаллических материалов низких симметрий особенно актуальной.

Следует отметить, что на упругооптический эффект значительное влияние оказывает температурная зависимость [50], которая в случае высокоомощного оптического излучения, проходящего через кристаллический образец, вызывает неравномерный нагрев и формирует так называемую «термальную линзу» [51].

2.2 Теоретические основы метода измерения фотоупругих свойств моноклинных кристаллов

Изменение компонент тензора диэлектрической непроницаемости, описывающего эллипсоид Френеля, ΔB_{ij} при не слишком больших механических напряжениях прямо пропорционально величине упругой деформации кристалла S_{kl} [41, 52, 53]:

$$\Delta B_{ij} = P_{ijkl} \cdot S_{kl} , \quad (2.1)$$

При этом упругооптические коэффициенты (модули) P_{ijkl} образуют тензор четвертого ранга. Изменения оптической индикатрисы, описываемой тензором диэлектрической проницаемости ε_{ij} , даются следующим выражением:

$$\Delta \varepsilon_{ij} = -\varepsilon_{ik} \varepsilon_{jl} P_{klmn} S_{mn} \quad (2.2)$$

Эти изменения в абсолютном выражении обычно не превышает 10^{-4} .

Удобнее использовать сокращенную (редуцированную) запись упругооптического тензора коэффициентов, которая основана на симметрии тензора P_{ijkl} по первой и второй парам индексов ($P_{ijkl} = P_{jikl}$, $P_{ijkl} = P_{ijlk}$). Редуцированная матрица имеет вид $p_{\alpha\beta}$, где индексы $\alpha, \beta = 1, \dots, 6$ получаются сворачиванием индексов i, j, k, l 4-х-рангового тензора по следующему правилу: 11 \rightarrow 1; 22 \rightarrow 2; 33 \rightarrow 3; 12,21 \rightarrow 6; 13,31 \rightarrow 5; 23,32 \rightarrow 4. В кристаллах моноклинной сингонии редуцированная матрица $p_{\alpha\beta}$ имеет 20 независимых элементов [10].

$$p_{\alpha\beta} = \begin{pmatrix} p_{11} & p_{12} & p_{13} & 0 & p_{15} & 0 \\ p_{21} & p_{22} & p_{23} & 0 & p_{25} & 0 \\ p_{31} & p_{32} & p_{33} & 0 & p_{35} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & p_{44} & 0 & p_{46} \\ p_{51} & p_{52} & p_{53} & 0 & p_{55} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & p_{64} & 0 & p_{66} \end{pmatrix} \quad (2.3)$$

С учетом свертки индексов выражение (2.1) можно представить в виде $\Delta B_{\alpha} = p_{\alpha\beta} S_{\beta}$. Таким образом, компоненты матрицы деформации оптической

индикатрисы выражаются через фотоупругие модули в общем виде следующим образом:

$$\Delta B_1 = p_{11}S_1 + p_{12}S_2 + p_{13}S_3 + p_{15}S_5;$$

$$\Delta B_2 = p_{21}S_1 + p_{22}S_2 + p_{23}S_3 + p_{25}S_5;$$

$$\Delta B_3 = p_{31}S_1 + p_{32}S_2 + p_{33}S_3 + p_{35}S_5;$$

$$\Delta B_4 = p_{44}S_4 + p_{46}S_6;$$

$$\Delta B_5 = p_{51}S_1 + p_{52}S_2 + p_{53}S_3 + p_{55}S_5;$$

$$\Delta B_6 = p_{64}S_4 + p_{66}S_6.$$

Оптическая индикатриса с учетом деформации описывается как:

$$N_m^2 \left(\frac{1}{n_m^2} + \Delta B_1 \right) + N_p^2 \left(\frac{1}{n_p^2} + \Delta B_2 \right) + N_g^2 \left(\frac{1}{n_g^2} + \Delta B_3 \right) + 2N_m N_p \cdot \Delta B_6 + \\ + 2N_m N_g \cdot \Delta B_5 + 2N_p N_g \cdot \Delta B_4 = 1, \quad (2.4)$$

в случае выбора системы отсчета по осям оптической индикатрисы N_m , N_p и N_g , поскольку при фотоупругом эффекте происходит анализ компонент деформации оптической индикатрисы в ее осях симметрии.

Изменения показателя преломления, вызванные бегущей в среде ультразвуковой волной, носят периодический по пространству характер, и для распространяющегося светового пучка они играют роль фазовой дифракционной решетки. В результате селективной (брэгговской) дифракции света на такой структуре происходит отклонение светового пучка с длиной волны, удовлетворяющей условию Брэгга между длиной волны света λ и частотой ультразвука f . Это явление используется для определения фотоупругих характеристик материала по величине дифрагированного (отклоненного) светового потока

$$I_{диф} \sim I_{пад} M P_{ак} L^2. \quad (2.5)$$

Здесь $I_{пад}$, $I_{диф}$ – интенсивность падающего и дифрагированного потока света, $P_{ак}$ – мощность акустической волны, L – длина пути световых лучей в пределах акустического пучка, M – коэффициент акустооптического качества материала (обычно обозначаемый в литературе M_2) [54, 55].

$$M = \frac{n_i^3 n_d^3}{\rho V^3} p_{eff}^2, \quad (2.6)$$

определяется через эффективное значение фотоупругого модуля p_{eff} , плотность ρ и показатели преломления кристалла n , а также скорости звука V . В настоящей работе численный индекс 2 для коэффициента M_2 не используется ввиду большого количества дополнительных индексов, связанных с определением геометрии АО взаимодействия. В общем случае эффективное значение p_{eff} выражается через линейную комбинацию элементов тензора $p_{\alpha\beta}$.

Данный подход известен в акустооптике как метод Диксона. Одной из принципиальных проблем этого метода является то, что коэффициент акустооптического (АО) качества M выражается квадратично через значение фотоупругого модуля p_{eff} . А потому из значения M нельзя напрямую найти знак соответствующего фотоупругого модуля. В некоторых простых геометриях значение имеет только абсолютная величина фотоупругого коэффициента, но в общем случае знак p_{eff} важен, поскольку эффективное значение фотоупругого модуля p_{eff} определяется как алгебраическая сумма нескольких коэффициентов $p_{\alpha\beta}$. Знак коэффициентов важен также при пересчете матрицы к другой системе координат.

2.2.1 Физические свойства кристаллов $KRE(WO_4)_2$, необходимые для исследования упругооптических характеристик

Как упоминалось в Главе 1.2.3, необходимо наличие определенной совокупности оптических, акустических и фотоупругих характеристик для использования материала в качестве эффективного акустооптического элемента. Оптические свойства оптически двуосных кристаллов семейства $KRE(WO_4)_2$ известны и описываются формулой Зелмейера $n^2 = A + B / [1 - (C / \lambda)^2] - D\lambda^2$, коэффициенты которой приведены в Таблице 2.1. Для кристалла KGW формула имеет несколько иной вид: $n = A + B / [1 - (C / \lambda)^2] - D\lambda^2$ [34]. На Рис. 2.1 схематически показана анизотропия поверхности показателей преломления и поверхности акустической медленности кристаллов $KRE(WO_4)_2$, и их взаимная ориентация в осях N_m , N_p и N_g диэлектрической системы координат. Вид поверхности медленностей определен по константам жесткости кристаллов, как описано в 0.

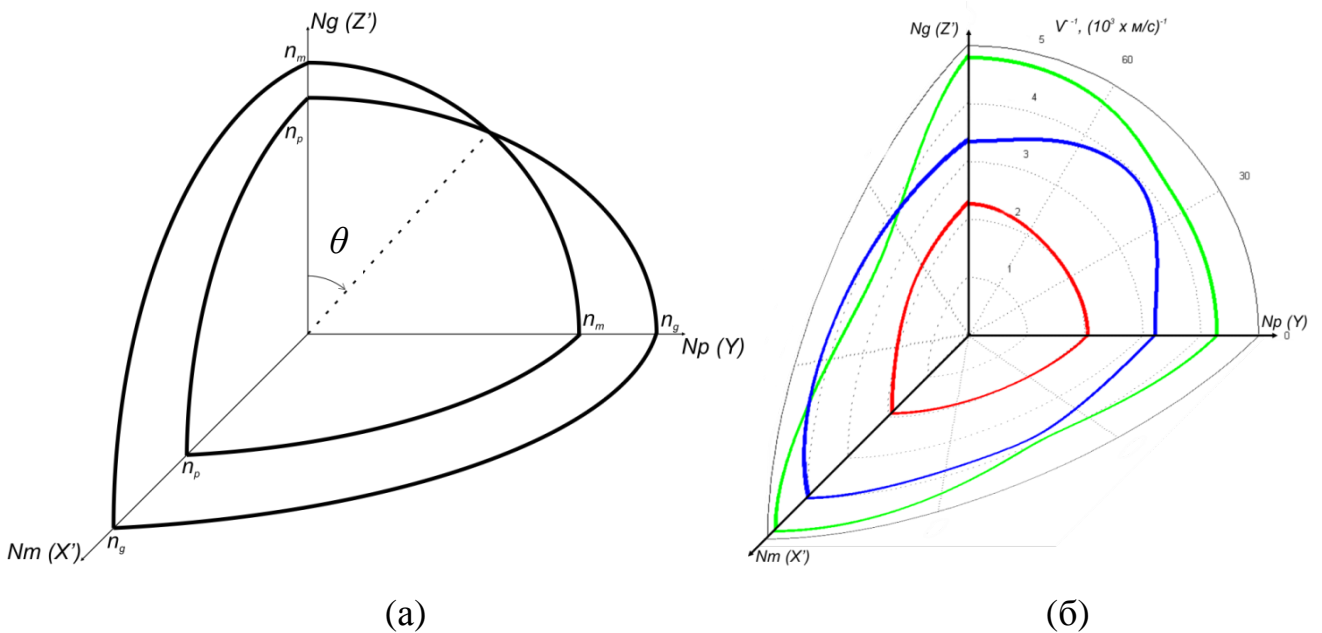


Рис. 2.1. Оптическая (а) и акустическая (б) анизотропия кристаллов семейства $KRE(WO_4)_2$

Таблица 2.1. Спектрально-оптические свойства кристаллов $KRE(WO_4)_2$

		$KGd(WO_4)_2$ [34]	$KYb(WO_4)_2$ [56]	$KLu(WO_4)$ [57]
n_p	A	1.5344 ^b	3.06172	3.36989
	B	0.4360	0.88655	0.74309
	C, мкм	0.18618	0.23858	0.26193
	D, мкм ⁻²	0.0020999	0.02286	0.04331
n_m	A	1.5437	3.17884	3.21749
	B	0.4541	0.91624	0.75382
	C, мкм	0.18891	0.25087	0.25066
	D, мкм ⁻²	0.0021567	0.00485	0.05076
n_g	A	1.3867	3.28412	3.58334
	B	0.6573	0.99210	0.73512
	C, мкм	0.17002	0.25426	0.26700
	D, мкм ⁻²	0.0002913	0.01936	0.02953
n_p		2.0120 ^a	2.0214 ^c	2.0227 ^c
n_m	0.633 мкм	2.0436 ^a	2.0649 ^c	2.0614 ^c
n_g		2.0817 ^a	2.1120 ^c	2.1133 ^c
θ ^d	0.633 мкм	43.1°	44.9°	41.7°

^a Экспериментальные данные [58].

^b Коэффициенты дисперсионного уравнения Зелмеера для кристалла KGW [34] недостаточно точны, поскольку показатели преломления n_p , n_m и n_g при длине волн 0.633 мкм не совпадают с экспериментально определенными значениями [58].

^c Вычислены из дисперсионного уравнения.

^d Углом между оптическими осями является угол 2θ . Определен по приведенным показателям преломления материалов.

Кристаллы прозрачны в видимом и ближнем ИК диапазонах. Например, KLuW имеет диапазон прозрачности 0.4-5.5 мкм, что превышает диапазон прозрачности широко применяемого в акустооптике TeO₂.

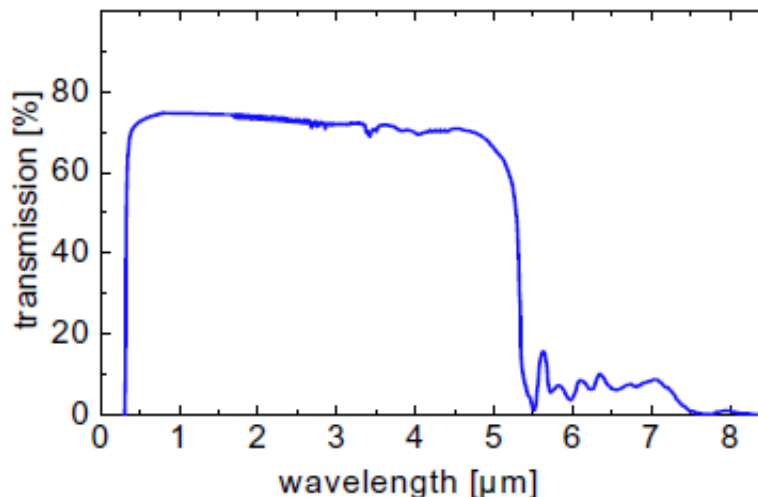


Рис. 2.2. Диапазон прозрачности кристалла KLu(WO₄)₂. Иллюстрация из работы [25]

Используемый в работе подход в полной мере правомерен для моноклинных кристаллов симметрии $2/m$, в которых отсутствует оптическая активность среды. Этот эффект может заметно сказываться при распространении света вблизи оптических осей; однако при выборе геометрии дифракции вблизи диэлектрических осей вклад оптической активности обычно лежит в пределах погрешности определения коэффициента M методом Диксона. В целом использованный подход применим для всех оптически двуосных кристаллов моноклинной структуры.

2.3 Схема установки для измерения фотоупругих характеристик кристаллических материалов

Метод Диксона [55] для определения показателя АО качества M предполагает вычисление коэффициента дифракции света по результатам сравнительных измерений, выполняемых в одинаковых условиях в исследуемом и известном материалах (см. Рис. 2.3). В качестве известного (референтного) материала целесообразно взять всесторонне исследованный материал, например, плавленый кварц [12]. Выбор изотропного материала позволяет упростить измерительные процедуры за счет отсутствия сноса акустического пучка в материале. Возбуждение акустической волны в образце осуществляется посредством плотного контакта его с кристаллом-буфером, изготовленным из референтного материала и имеющим прикрепленный акустический излучатель. Для возбуждения разных мод ультразвука можно использовать два буфера, или один с двумя пьезопреобразователями (например, на основе LiNbO_3) – для возбуждения продольной и поперечной акустической волны. Использовался генератор высокочастотных сигналов, синхронизированный с фотодетектором (см. рис. 3), для питания пьезопреобразователя. Для изотропной дифракции частоты ультразвука обычно лежат в пределах 25-100 МГц, в зависимости от частоты согласования АО буфера.

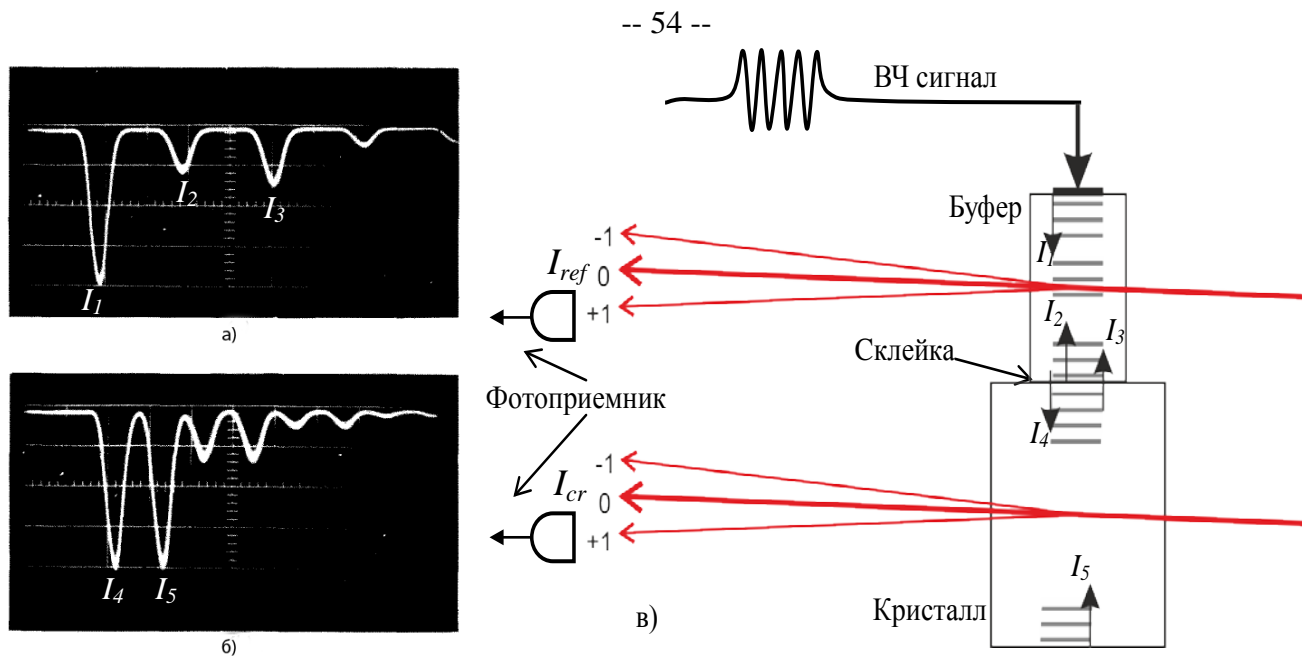


Рис. 2.3. Принцип измерений АО качества кристаллов по методу Диксона.

(а) и (б) – осциллограммы, полученные фотодетекторами в дифракционном порядке в буфере и кристалле (взяты для иллюстрации из работы [55]);

(в) – схема распространения акустических импульсов и оптических пучков;

I_1 – исходный импульс; I_2 – отраженный в буфере импульс;

I_3 – вернувшийся из кристалла импульс;

I_4 – прошедший в кристалл импульс;

I_5 – отраженный от торца кристалла импульс.

Исследуемый образец прикрепляется к буферу с помощью клеевого материала, пропускающего используемые в измерениях ультразвуковые волны, например, жидкой эпоксидной смолы для продольной моды, или цианокрилатного клея для сдвиговых волн [59]. В качестве источника света в эксперименте следует использовать монохроматический коллимированный источник, например, He-Ne лазер. Акустические волны в буфере должны возбуждаться на частотах, соответствующих дифракции света на них при выбранном угле падения.

Измерения заключаются в регистрации эффекта дифракции светового пучка на акустическом импульсе, возбуждаемом пьезопреобразователем и распространяющемся последовательно в буфере и кристалле. В соответствие с формулой (2.5) амплитуда сигнала, регистрируемого фотоприемником в +1 или в -1 порядках дифракции, прямо пропорциональна мощности соответствующего ультразвукового импульса и коэффициенту АО качества M данного кристалла, а зависимость от длины взаимодействия сокращается, т.к. ширина пучка одинакова в буфере и кристалле. При размере излучателя ~ 0.5 см и размерах кристаллов до 5 см дифракционная расходимость ультразвука пренебрежимо мала. Система настраивалась таким образом, чтобы акустический пучок не попадал на стенки образца и буфера. Экспериментальная схема (см. Рис. 2.4) позволяет пренебречь зависимостью от интенсивности падающего светового пучка, поскольку и буфер, и кристалл освещаются последовательно одним и тем же источником. Различие оптических коэффициентов пропускания для буфера и кристалла в измерительной формуле (2.7) устранено путем нормировки на интенсивность лазерного излучения прошедшего через буфер I_{ref} и излучения прошедшего через кристалл I_{cr} в отсутствие акустических импульсов, что справедливо при небольших углах дифракции света.

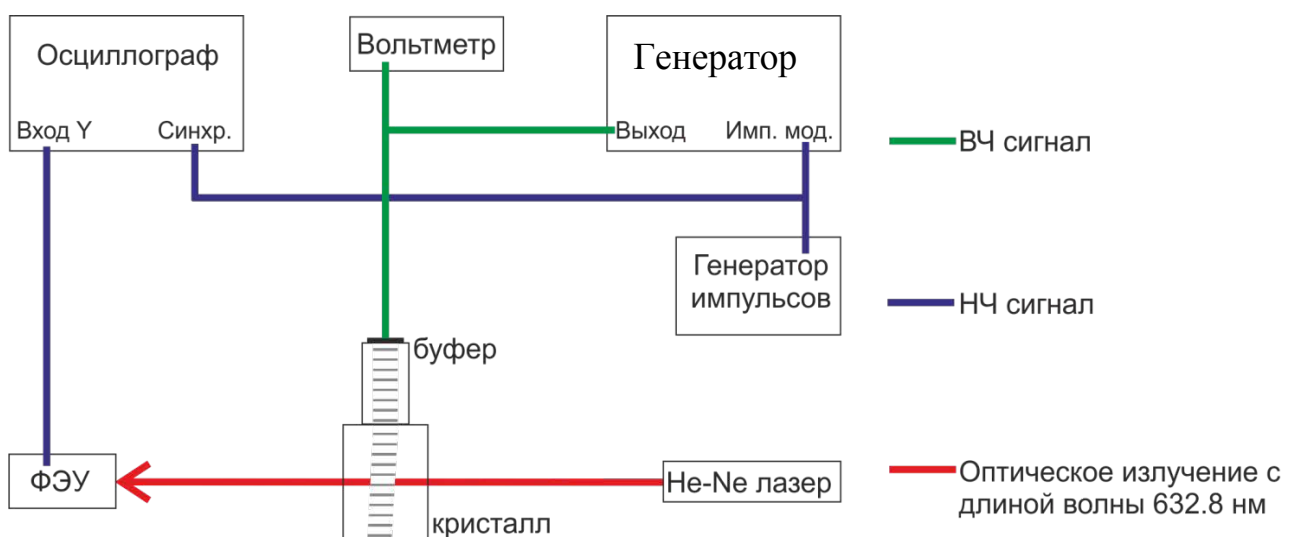


Рис. 2.4. Пример блок-схемы измерительной установки.

Акустические потери при распространении звука в кристалле и его прохождении через склейку, а также потери при отражении звуковой волны от свободной грани, сокращаются при использовании следующей безразмерной комбинации амплитуд сигналов [55]:

$$M = M_{ref} \sqrt{\frac{I_4 \cdot I_5}{I_1 \cdot I_3}} \cdot \frac{I_{cr}}{I_{ref}}. \quad (2.7)$$

Здесь M_{ref} – коэффициент акустооптического качества референтного кристалла (буфера), который, например, для плавленого кварца составляет $M_{ref} = 1.56 \cdot 10^{-15} \text{ с}^3/\text{кг}$ (при дифракции на продольной волне). Нумерация импульсов приведена на Рис. 2.3.

Из соображений удобства лучше использовать лазер с круговой поляризацией света, что позволит иметь одинаковую интенсивность падающего на образец света при любой ориентации поляризатора.

Перед проведением измерений должна производиться юстировка кристалла. Сначала исследуемый образец следует установить так, чтобы падение света на его грань было нормальным. Затем, перемещая оптический столик с закрепленным образцом вертикально и горизонтально относительно направления распространения света (вверх-вниз и вправо-влево), необходимо выбрать положение кристалла, при котором интенсивность дифрагированного света наиболее высока. Далее, наклоном образца относительно горизонтальной оси определяется угол максимальной интенсивности дифракции, т.е. угол Брэгга.

Выбор направления поляризации падающего света по одной из диэлектрических осей (N_m , N_p , N_g) осуществляется с помощью входного поляризатора. Для оценки возможного влияния оптической активности контролировалась поляризация выходящего из образца изучения с помощью анализатора, установленного параллельно поляризатору (при наблюдении изотропной дифракции).

2.3.1 Подготовка образцов

Основной образец, использованный для измерений, представлял собой прямоугольный параллелепипед, ориентированный вдоль диэлектрических осей N_m , N_p и N_g . Ввиду упомянутой проблемы нахождения знака упругооптических коэффициентов необходимы дополнительные измерения АО качества M при другой ориентации акустической и световых волн. В качестве дополнительного образца для измерения коэффициента M использовался прямоугольный параллелепипед с ориентацией граней по кристаллофизическим осям X , Y , Z . Размеры граней образцов составляли около 1 см.

Ориентирование кристаллических образцов было осуществлено при помощи рентгеновского дифрактометра с точностью порядка $20'$. И такая же точность применена к параллельности противоположных граней. Длины образцов по разным кристаллографическим направлениям составляли примерно от 10 мм до 20 мм. Следует отметить, что требования на точность ориентации образцов при измерении упругих констант заметно выше. Поэтому эти же образцы были использованы в измерениях упругооптических констант.

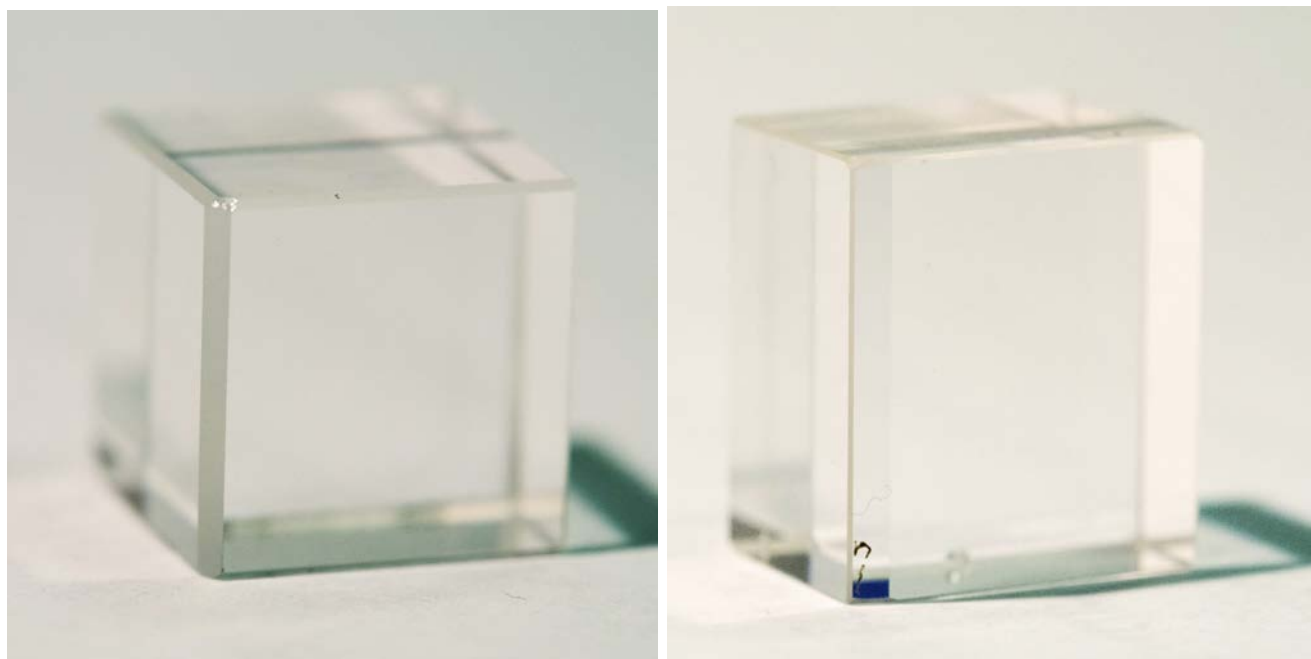


Рис. 2.5. Кристаллические образцы, изготовленные из $\text{KGd}(\text{WO}_4)_2$ (слева) и $\text{KLu}(\text{WO}_4)_2$ (справа).

2.4 Измерение коэффициентов акустооптического качества M кристаллов $KRE(WO_4)_2$

Экспериментальное определение значений коэффициентов АО качества в различных геометриях осуществлялось следующим образом:

1. Образцы исследуемого материала были подготовлены в форме параллелепипеда, ориентированного вдоль диэлектрических осей.
2. Последовательно проведены измерения дифракции света в геометриях, описанных в Таблице 2.2, следующим образом.

2.1. Исследуемый образец прикреплялся (или приклеивался) рабочей гранью к буферу так, чтобы акустическая волна имела желаемую поляризацию.

2.2. Луч лазера направлялся на буфер из известного материала и осуществлялась юстировка оптической схемы посредством наклона оптического столика и выбора угла, соответствующего максимальной эффективности дифракции. При этом необходимо задать желаемую поляризацию падающего излучения на образец путем соответствующей ориентации поляризатора.

- 2.3. Комплекс измерений включал следующие шаги:

2.3.1. Измерение интенсивности прошедшего пучка I_{ref} с установленными поляризаторами. Световой поток ослаблялся светофильтрами так, чтобы насыщение фотоприемника не проявлялось во всем диапазоне регистрируемых сигналов.

2.3.2. Измерение интенсивность дифрагированного света в $+1$ (или в -1) порядке на исходном импульсе I_1 и вернувшемся из кристалла импульсе I_3 .

- 2.4. Перемещение системы по вертикали так, чтобы луч лазера проходил через исследуемый кристалл.

2.5. Юстировка оптической схемы по углу (см. п.2.2).

- 2.6. Проведение комплекса измерений.

2.6.1. Измерение интенсивность прошедшего пучка I_{cr} .

2.6.2. Измерение интенсивность дифрагированного света на импульсе, вошедшем из буфера I_4 и на импульсе, отраженном от свободной грани I_5 .

Таблица 2.2. Коэффициенты акустооптического качества M_2 кристаллов $KRE(WO_4)_2$

Ультразвук		Поляризация света	Коэффициент АО качества $M \times 10^{-15}, \text{с}^3/\text{кг}$		
Направление распространения	Поляризация		KGW	KYbW	KLuW
N_m	QL (N_m^*)	$N_m (X')$	0.75	0.68	0.74
		$N_p (Y)$	1.0	1.3	1.9
		$N_g (Z')$	1.3	1.1	0.89
N_p	L $Y (N_p)$	$N_m (X')$	1.8	0.57	1.1
		$N_p (Y)$	0.11	0.30	0.22
		$N_g (Z')$	0.78	0.68	0.57
N_g	QL (N_g^*)	$N_m (X')$	6.1	8.7	7.7
		$N_p (Y)$	5.9	7.4	11
		$N_g (Z')$	11	14	10
N_g	QS (N_g^*)	$N_m (X')$	3.0	0.7	0.77
		$N_p (Y)$	0.5	<0.06	0.1
		$N_g (Z')$	19	14.6	14.0

* Для квазипродольных и квазипоперечных акустических волн, распространяющихся в направлениях X' и Z' указана ось, смещение в направлении которой максимально.

Точность результатов измерения коэффициентов акустооптического качества M определяется двумя факторами. Погрешность зависит от точности измерений и может быть оценена путем анализа погрешности используемых

измерительных инструментов, прежде всего фотодетектора. Можно также определить эту погрешность экспериментально, используя в качестве измеряемого образца материал с известными упругооптическими характеристиками, например, образец из того же материала, что и буфер. В последнем случае отношение коэффициентов M буфера и кристалла должно быть равно 1. Как показали экспериментальные оценки, эта погрешность составляет примерно 20%, что соответствует точности метода Диксона, известной из литературных источников [60].

2.5 Определение фотоупругих модулей кристаллов $KRE(WO_4)_2$

Для удобства введены следующие обозначения: $M_{\gamma\delta}^{\alpha\beta}(\kappa)$ – коэффициент АО качества, измеренный для падающей световой волны, распространяющейся в направлении κ с поляризацией (по электрическому полю) в направлении α , и принимающей после АО взаимодействия волны поляризацию β , при дифракции на акустической волне, распространяющейся в направлении γ со смещением по оси δ . При этом для простоты оси диэлектрической системы координат обозначаются следующим образом: m соответствует оси N_m , p – оси N_p (совпадающей с Y), а g – оси N_g .

Определение фотоупругих характеристик кристаллов осуществлялось в диэлектрической системе координат. Выбор системы отсчета обусловлен прежде всего тем, что при фотоупругом эффекте происходит анализ компонент деформации оптической индикатрисы в ее осях симметрии, т.е. в диэлектрических осях N_m , N_p и N_g . Подробнее о переходе от матрицы фотоупругих модулей $p_{\alpha\beta}$ в кристаллофизической системе к $p_{\alpha\beta}^*$ в диэлектрической – см. Приложение.

Модули p_{12}^* , p_{22}^* и p_{32}^* вычисляются соответственно из коэффициентов АО качества $M_{pp}^{mn}(g)$, $M_{pp}^{pp}(g)$ и $M_{pp}^{gg}(m)$, поскольку при этих геометриях дифракции в выражении (2.5) входит лишь один соответствующий модуль $p_{\alpha\beta}$. Следует отметить, что модуль p_{22}^* можно аналогично вычислить и из коэффициента $M_{pp}^{pp}(m)$.

Остальные модули входят в выражение для эффективного значения коэффициентов АО качества только в комбинации, а потому их можно найти только из решения систем уравнений. Это связано с тем фактом, что упругие волны, распространяющиеся вдоль направлений N_g и N_m , не являются чистыми модами, а представляют собой квазипродольные и квазипоперечные волны, которые в общем случае имеют различные ненулевые составляющие в проекции на кристаллофизические оси.

При дифракции света эффективный коэффициент АО качества в общем виде задается следующей формулой для собственной оптической моды:

$$M_{\gamma\delta}^{\alpha\beta}(\kappa) = \frac{n_\alpha^3 n_\beta^3}{\rho V^3} \left(p_{i1}^* \tilde{u}_{mm}^{(\gamma\delta)} + p_{i2}^* \tilde{u}_{pp}^{(\gamma\delta)} + p_{i3}^* \tilde{u}_{gg}^{(\gamma\delta)} + 2p_{i4}^* \tilde{u}_{ng}^{(\gamma\delta)} + 2p_{i5}^* \tilde{u}_{mg}^{(\gamma\delta)} + 2p_{i6}^* \tilde{u}_{nm}^{(\gamma\delta)} \right)^2. \quad (2.8)$$

где $i = 1, \dots, 6$. Здесь ρ – плотность кристалла,

$$\tilde{u}_{\sigma\tau}^{(\gamma\delta)} \equiv \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_\sigma}{\partial x_\tau} + \frac{\partial u_\tau}{\partial x_\sigma} \right) = \frac{1}{2} (a_\sigma m_\tau + a_\tau m_\sigma) \quad (2.9)$$

$u_{\sigma\tau}$ – компонента тензора деформации, вызываемой акустической волной, возбуждаемой в направлении оси γ с вектором смещения по оси δ . В последнем выражении a_σ – проекция вектора поляризации ультразвуковой волны, m_τ – соответствующая проекция волнового вектора. В используемом подходе акустические волны «проецируются» на оси диэлектрической системы координат. Поэтому и значения определяемых из уравнений фотоупругих модулей относятся к этой системе координат. Если $\alpha, \beta = m$ (поляризация света по оси Nm, первой оси), то $i = 1$, в соответствии со стандартными обозначениями [12]. Если $\alpha, \beta = p$, то $i = 2$, если $\alpha, \beta = g$, то $i = 3$. Стандартная свёртка индексов означает, что $i = 4$ при $\alpha = p, \beta = g$ или $\alpha = g, \beta = p$; $i = 5$ при $\alpha = m, \beta = g$ или $\alpha = g, \beta = m$; и $i = 6$ при $\alpha = m, \beta = p$ или $\alpha = p, \beta = m$.

Для нахождения других модулей из $12^{\text{ти}}$ достаточно измерить дифракцию на трех разных акустических волнах, например, на квазипродольных модах u_{mm} и u_{gg} и на квазипоперечной u_{mg} . Каждая из них имеет свои «проекции» на диэлектрические оси N_g и N_m , что позволит получить 3 разных уравнения для одних и тех же модулей p_{21}^* , p_{23}^* и p_{25}^* . В правой части этих уравнений стоят экспериментально измеренные величины $M_{mm}^{pp}(\kappa)$, $M_{gg}^{pp}(\kappa)$ и $M_{mg}^{pp}(\kappa)$. Роль коэффициентов в системе уравнений выполняют проекции акустических мод (2.7). В частности, система примет вид:

$$\left(\tilde{u}_{mm}^{(mm)} p_{21}^* + \tilde{u}_{gg}^{(mm)} p_{23}^* + 2\tilde{u}_{mg}^{(mm)} p_{25}^* \right)^2 = \frac{\rho V^3}{n_p^6} M_{mm}^{pp}(\kappa) \quad (2.10)$$

$$\left(\tilde{u}_{mm}^{(gg)} p_{21}^* + \tilde{u}_{gg}^{(gg)} p_{23}^* + 2\tilde{u}_{mg}^{(gg)} p_{25}^* \right)^2 = \frac{\rho V^3}{n_p^6} M_{gg}^{pp}(\kappa) \quad (2.11)$$

$$\left(\tilde{u}_{mm}^{(mg)} p_{21}^* + \tilde{u}_{gg}^{(mg)} p_{23}^* + 2\tilde{u}_{mg}^{(mg)} p_{25}^* \right)^2 = \frac{\rho V^3}{n_p^6} M_{mg}^{pp}(\kappa) \quad (2.12)$$

Указанные «проекции» $\tilde{u}_{\sigma\tau}^{(\gamma\delta)}$ можно вычислить, зная матрицу упругих коэффициентов. Константы жесткости кристаллов семейства $KRE(WO_4)_2$ были определены впервые в мире, что описано в 0.

Аналогично, для изотропной дифракции с поляризацией по N_m соответствующие коэффициенты качества M_{gg}^{mm} , M_{mm}^{mm} и M_{gm}^{mm} соотносятся с фотоупругими модулями следующим образом:

$$\left(\tilde{u}_{mm}^{(gg)} p_{11}^* + \tilde{u}_{gg}^{(gg)} p_{13}^* + 2\tilde{u}_{mg}^{(gg)} p_{15}^* \right)^2 = \frac{\rho V^3}{n_m^6} M_{gg}^{mm}(\kappa) \quad (2.13)$$

$$\left(\tilde{u}_{mm}^{(mm)} p_{11}^* + \tilde{u}_{gg}^{(mm)} p_{13}^* + 2\tilde{u}_{mg}^{(mm)} p_{15}^* \right)^2 = \frac{\rho V^3}{n_m^6} M_{mm}^{mm}(\kappa) \quad (2.14)$$

$$\left(\tilde{u}_{mm}^{(gm)} p_{11}^* + \tilde{u}_{gg}^{(gm)} p_{13}^* + 2\tilde{u}_{mg}^{(gm)} p_{15}^* \right)^2 = \frac{\rho V^3}{n_m^6} M_{gm}^{mm}(\kappa) \quad (2.15)$$

Также, для изотропной дифракции с поляризацией по N_g соответствующие коэффициенты качества M_{gg}^{gg} , M_{mm}^{gg} и M_{gm}^{gg} соотносятся с фотоупругими модулями следующим образом:

$$\left(\tilde{u}_{mm}^{(gg)} p_{31}^* + \tilde{u}_{gg}^{(gg)} p_{33}^* + 2\tilde{u}_{mg}^{(gg)} p_{35}^* \right)^2 = \frac{\rho V^3}{n_g^6} M_{gg}^{gg}(\kappa) \quad (2.16)$$

$$\left(\tilde{u}_{mm}^{(mm)} p_{31}^* + \tilde{u}_{gg}^{(mm)} p_{33}^* + 2\tilde{u}_{mg}^{(mm)} p_{35}^* \right)^2 = \frac{\rho V^3}{n_m^6} M_{mm}^{mm}(\kappa) \quad (2.17)$$

$$\left(\tilde{u}_{mm}^{(gm)} p_{31}^* + \tilde{u}_{gg}^{(gm)} p_{33}^* + 2\tilde{u}_{mg}^{(gm)} p_{35}^* \right)^2 = \frac{\rho V^3}{n_m^6} M_{gm}^{mm}(\kappa) \quad (2.18)$$

Поскольку системы уравнений (2.10-2.12), (2.13-2.15) и (2.16-2.18) квадратичны, они имеют по $2 \times 2 \times 2 = 8$ наборов решений. Поэтому следует

отбросить неверные решения исходя из следующих правил: $p_{\alpha\beta}$ – действительные числа, $p_{\alpha\beta} > 0$ ($\alpha, \beta = 1, 2, 3$) [41, 42].

Аналогичным образом можно вычислить значения двух группы модулей p_{11}^* , p_{13}^* , p_{15}^* и p_{31}^* , p_{33}^* , p_{35}^* , подставив в системы уравнений (2.13-2.15) и (2.16-2.18) соответствующие группы значений коэффициентов АО качества: $M_{mm}^{mm}(\kappa)$, $M_{gg}^{mm}(\kappa)$, $M_{gm}^{mm}(\kappa)$ и $M_{mm}^{gg}(\kappa)$, $M_{gg}^{gg}(\kappa)$, $M_{gm}^{gg}(\kappa)$, соответственно.

Таблица 2.3. Значения коэффициентов акустооптического качества $M_{\gamma\delta}^{\alpha\beta}(\kappa)$ изотропной дифракции в кристаллах $KRE(WO_4)_2$, и значения соответствующих фотоупругих модулей $p_{\alpha\beta}^*$ в диэлектрической системе координат (N_m, N_p и N_g).

	KGW		KYbW		KLuW		
	M	$p_{\alpha\beta}^*$	M	$p_{\alpha\beta}^*$	M	$p_{\alpha\beta}^*$	
$M_{mm}^{mm}(g)$	0.75	0.11	0.68	0.10	0.74	0.10	p_{11}^*
$M_{mm}^{pp}(g)$	1.0	0.13	1.3	0.14	1.9	0.17	p_{21}^*
$M_{mm}^{gg}(p)$	1.3	0.13	1.1	0.12	0.89	0.11	p_{31}^*
$M_{pp}^{mm}(g)$	1.8	0.14	0.57	0.08	1.1	0.11	p_{12}^*
$M_{pp}^{pp}(g)$	0.11	0.04	0.30	0.06	0.22	0.05	p_{22}^*
$M_{pp}^{gg}(m)$	0.78	0.09	0.68	0.08	0.57	0.08	p_{32}^*
$M_{gg}^{mm}(p)$	6.1	0.23	8.7	0.26	7.7	0.28	p_{13}^*
$M_{gg}^{pp}(m)$	5.9	0.23	7.4	0.29	11	0.35	p_{23}^*
$M_{gg}^{gg}(p)$	11	0.28	14	0.35	10	0.31	p_{33}^*
$M_{gm}^{mm}(p)$	3.0	−0.053	0.7	0.011	0.77	0.012	$ p_{15}^* $
$M_{gm}^{pp}(m)$	0.5	−0.025	<0.06	−0.009	0.1	−0.009	$ p_{25}^* $
$M_{gm}^{gg}(p)$	19	−0.13	15	0.092	14	0.093	$ p_{35}^* $

a) Значения коэффициентов M приведены в общепринятых единицах $10^{-15} \text{ с}^3/\text{кг}$;

Что бы отбросить неправдоподобные значения фотоупругих модулей p_{15}^* , p_{25}^* и p_{35}^* , пришлось воспользоваться следующим соображением. Обычно, величины таких модулей не превосходят значения первых девяти компонент матрицы: $|p_{\alpha\beta}| < p_{\alpha\alpha}$ ($\alpha = 1, 2, 3, \beta = 1, 2, 3, 5$). Однако, такое утверждение не может претендовать на абсолютность, поскольку не обосновано существующими математическими моделями, связывающих упругие и фотоупругие свойства кристаллов с их симметрией. Поэтому в Таблице 2.3 модули p_{15}^* , p_{25}^* и p_{35}^* , а также их значения указаны именно как модули величин. Также есть другое простое проверочное соображение: поскольку в выбранной системе координат каждое значение коэффициента качества M обусловлено решающим вкладом лишь одного фотоупругого модуля, то большему значению коэффициента должно соответствовать большее значение фотоупругого модуля [61].

С учетом того, что $p \sim M^{1/2}$ относительная погрешность фотоупругих коэффициентов вдвое ниже: $\Delta p/p \approx \frac{1}{2} \Delta M/M$ и составляет примерно 10%. Дополнительная составляющая погрешности может возникать при решении системы уравнений (вычислении фотоупругих модулей $p_{\alpha\beta}$). Однако при описанном в методике выборе геометрии дифракции, акустические волны очень близки к собственным модам, а потому сколько-нибудь существенной дополнительной погрешности вычисления не вносят. Величина погрешности результатов может быть также оценена непосредственно путем вариации значений $M_{\gamma\delta}^{\alpha\beta}(k)$ в правых частях уравнений в соответствии с разбросом экспериментальных данных и определения величины соответствующих изменений вычисляемых значений упругооптических модулей $p_{\alpha\beta}^*$.

Измеренный разброс значений коэффициентов АО качества M составил примерно 20%, что соответствует разбросу 10% в значениях упругооптических модулей. Эта относительная погрешность относится к наибольшим модулям, которыми в данном кристалле являются p_{13}^* , p_{23}^* , p_{33}^* . Соответственно абсолютная погрешность составила примерно ± 0.04 для этих констант. Поскольку коэффициенты определяются группами в ходе единой вычислительной

процедуры, то эта абсолютная погрешность относится ко всем вычисленным упругооптическим константам.

2.6 Результаты работы, изложенной в Главе 2

1. Впервые исследована эффективность дифракции света на фазовой дифракционной решетке, созданной бегущей ультразвуковой волной для монокристаллов семейства $KRE(WO_4)_2$, где $RE = Gd, Yb$ и Lu . Получены коэффициенты акустооптического качества M в случае изотропной дифракции, с сохранением поляризации света.
2. По определенным значениям коэффициента качества M найдены 12 из 20 значений фотоупругих модулей $p_{\alpha\beta}^*$, характеризующие изотропную дифракцию.
3. Предложена и аттестована методика ГСССД №225 «Методика экспериментального определения фотоупругих характеристик лазерных кристаллов моноклинной сингонии для задач акустооптики»

Глава 3. Акустооптические устройства на кристаллах семейства $KRE(WO_4)_2$

Содержание главы 3:

Глава 3. Акустооптические устройства на кристаллах семейства $KRE(WO_4)_2$	68
3.1 Введение в главу 3	68
3.2 Модулятор произвольно поляризованного излучения	73
3.3 Комбинированный элемент	80
3.4 Дефлектор со значительной полосой перестройки и большой угловой апертурой	82
3.5 Коллинеарный фильтр.....	86
3.6 Результаты работы, изложенной в Главе 3	91

3.1 Введение в главу 3

Явление дифракции света на акустических волнах широко используется в устройствах управления оптическим излучением. Первый акустооптический перестраиваемый фильтр был предложен в 1969 г. [62], а первое такое устройство в России (СССР) было изготовлено в 1975 г. [63]. В этих устройствах, называемых акустооптическими (АО), обычно используются кристаллы с определенной совокупностью свойств, среди которых высокая эффективность АО взаимодействия, а также доступность и технологичность материала (прозрачность, однородность, и т.д.). Для разных задач важность приобретают и другие характеристики, в частности, стойкость к мощному излучению. Материалом, используемым в затворах для мощных лазеров, является кристаллический кварц $\alpha\text{-SiO}_2$, причем из-за высокой мощности управляющего сигнала устройство принудительно охлаждается [64, 65].

Для нахождения новых оптически стойких АО материалов было проведено исследование свойств некоторых лазерных кристаллов. Моноклинная сингония кристаллов (класс $2/m$) обуславливает выраженную анизотропию свойств, в том числе оптическую двуосность. Дифракция (рассеяние) света на фазовой

дифракционной решетке, созданной ультразвуком, в оптически двуосных средах слабо изучена, из-за малого количества материалов с подходящими свойствами и доступности, а взаимодействие в них, в общем случае, более сложно [48, 66]. Это объясняет некоторые трудности, возникающие при рассмотрении акустооптических явлений в данных средах. Вместе с тем, исследование особенностей дифракции света на ультразвуке в двуосных кристаллах весьма перспективно [67], поскольку такие материалы составляют значительную часть двулучепреломляющих сред. Кроме этого, поверхность волновых векторов света в двуосных кристаллах [68] содержит, с одной стороны, сечения, характерные для одноосных кристаллов. С другой стороны, многие сечения волновой поверхности свойственны лишь оптически двуосным материалам, и не имеют аналогов в одноосных средах [69]. В случае распространения света вблизи оптической оси в кристалле, необходимо учитывать явление конической рефракции при выходе света из материала, как и возникающие особенности коноскопических картин из-за эллиптичности собственных оптических мод [70]. Большое разнообразие вариантов взаимодействия света и звука в двуосных кристаллах может способствовать разработке акустооптических приборов с существенно лучшими характеристиками, чем у устройств на основе одноосных кристаллов [71]. Особенности АО взаимодействия ведут как к дополнительным сложностям, связанных с хроматическими аберрациями [72], так и к дополнительным возможностям [73].

АО устройства для лазерной техники имеют некоторые особенности. Фильтры используются для перестройки длины волны в параметрических лазерах [74, 75, 76 и 77] и зачастую должны выдерживать высокую оптическую мощность и при этом обладать заметным АО эффектом, но не требуют широкой угловой апертуры. Модуляторы добротности имеют в основе модуляторы и дефлекторы и прежде всего, должны выдерживать высокоинтенсивное оптическое излучение. Другие особенности представлены в Таблице 3.1. Следует отметить, что управление лазерами можно осуществлять и другими методами, как например в работе [78].

Таблица 3.1. Акустооптические устройства для лазерной техники

Устройство	Функция	Геометрия
Перестраиваемый АО фильтр (АОТФ) [79]	Перестройка длины волны в лазерах	Коллинеарное и неколлинеарное взаимодействие, анизотропная дифракция
АО модуляторы добротности [80] (внутрирезонаторные)	Управление интенсивностью Изменение добротности [81] Синхронизация мод	На бегущей УЗ волне На стоячей УЗ волне [82] (изотропная дифракция)
Дефлекторы Модуляторы Преобразователи частоты (внерезонаторные)	Отклонение пучков Изменение добротности Сдвиг частоты оптического гетеродинамирования	Анизотропная дифракция Изотропная дифракция Анизотропная дифракция [83]

Таким образом, задача поиска новых перспективных кристаллов для создания акустооптических устройств не теряет свою актуальность, несмотря на значительное число уже изученных оптических материалов [60, 84]. Идея поисков, проводившихся ранее, заключалась в изучении кристаллов, близких по своим химическим формулам и симметрии к материалам, известных своими хорошими акустооптическими свойствами. Например, оптически двуосный кристалл двойного молибдата свинца Pb_2MoO_5 долгое время считался перспективным АО материалом и широко исследовался [85, 86], поскольку близок по химической формуле и особенностям выращивания к $PbMoO_4$. Последний был синтезирован для целей и задач акустооптики с учетом рекомендаций D. A. Pinnow [87]. Однако в этих рекомендациях не учитывалась роль акустической анизотропии, тогда как аномально малая скорость распространения сдвиговой волны в кристалле парателлурида TeO_2 обусловила рекордно высокое значение коэффициента АО качества в 1200 общепринятых единиц [88] ($\cdot 10^{-18} \text{ с}^3/\text{г}$) для кристаллических материалов в видимом диапазоне оптического спектра. В настоящее время парателлурит нашел широкое

применение в акустооптике и де-факто стал основным материалом для этой области науки и техники, тогда как кристаллы молибдата свинца $PbMoO_4$ потеряли свою актуальность для исследований.

АО устройства для лазерной техники требуют не только увеличения стойкости к мощному оптическому излучению, но и расширения доступного спектрального диапазона. Управление ИК излучением с длиной волны более 10 мкм требует применения сравнительно редко используемых в АО материалов, таких как германий или специфических стекол. Среди новых исследований интересны работы о кристаллическом теллуре [89] и соединениях цезия и ртути с хлором, бромом и йодом [90]. Перечисленные материалы прозрачны до ~20 мкм, а Cs_2HgI_4 является оптически двуосным. Эти работы продолжают исследования кристаллических соединений, содержащих ртуть, в качестве акустооптических материалов для ИК диапазона. Одним из первых результатов этого направления было появление кристалла каломели Hg_2Cl_2 [91]. Одним из изученных в работе материалов является $KLuW$, который прозрачен до 5.5 мкм [25], что также расширяет доступный спектральный диапазон по сравнению с TeO_2 .

Новой идеей поиска стало исследование акустических и фотоупругих свойств лазерных кристаллов, которые известны своей высокой лучевой прочностью и в которых в силу сингонии возможны все варианты акустооптического взаимодействия – оптически двуосные кристаллические среды моноклинной и триклинной структуры. В данной работе в качестве объектов изучения были выбраны лазерные кристаллы семейства калий-редкоземельных вольфраматов $KRE(WO_4)_2$, где $RE = Gd, Yb$ и Lu . Некоторые из выбранных материалов, например калий гадолиниевый вольфрамат $KGd(WO_4)_2$, обладают очень высокими показателями оптической стойкости, заметно превышающими значения для любых используемых в акустооптике материалов [3]. Также KGW может быть применен для детектирования ионизированного излучения, что послужило толчком к изучению двух-фотонного межмодового рассеяния [92]. Для создания АО устройства необходимо определить оптимальную геометрию взаимодействия и рассчитать ее эффективность,

используя оптические, акустические и фотоупругие свойства материала. Эта информация для кристаллов *KREW* приведена в Главах 1 и 2, включая измеренные впервые скорости ультразвука, определенные константы жесткости материалов, и коэффициенты акустооптического качества M и фотоупругие модули «изотропной» дифракции.

Проведен анализ этих материалов с точки зрения их перспективности для акустооптических применений. Изучены различные варианты построения АО модуляторов и дефлекторов на их основе и выбраны перспективные конфигурации этих устройств. Предложен новый тип оптического устройства, объединяющий функции генерации лазерного излучения и управления добротностью резонатора.

Кристалл *KLuW*, легированный ионами редкоземельных металлов (Nd, Er, Ho, Yb, Tm), можно использовать для генерации лазерного излучения с длинами волн λ от ~ 0.85 до 2.9445 мкм, в зависимости от используемого источника света для накачки [25, 93]. Другие кристаллы этого семейства также широко используются в лазерной технике, особенно кристалл *KGW* [19, 21, 24]. Его синтез хорошо налажен во многих странах мира, а сам материал применяют как матрицу для легирующих элементов – ионов других редкоземельных металлов. Особый интерес представляет кристалл *KYbW*, поскольку имеет необходимые энергетические уровни переходов для использования в лазерной физике в чистом виде [18, 33], без необходимости легирования.

Проведенный анализ всевозможных геометрий взаимодействия позволил выявить потенциально перспективные. Он показал, что на данных материалах возможно создание всех типов классических акустооптических устройств. И также, благодаря тому, что *KREW* являются оптически двуосными кристаллами, возможно создание оригинальных устройств, в частности, широкоапертурного дефлектора. Другое оригинальное устройство – АО высокоэффективный модулятор, практически нечувствительный к поляризации входящего излучения. Также рассмотрена возможность создания коллинеарного АО фильтра на кристаллах *KREW*.

3.2 Модулятор произвольно поляризованного излучения

Новый акустооптический модулятор на кристалле KGW был предложен, создан и испытан [94] (см. Рис. 3.1). В нем используется геометрия дифракции на квазипродольной QL волне, распространяющейся вдоль оси N_g диэлектрической системы координат. В этой геометрии АО взаимодействия значения коэффициента качества M оказываются довольно близки для обеих оптических мод (см Таблицу 2.2).

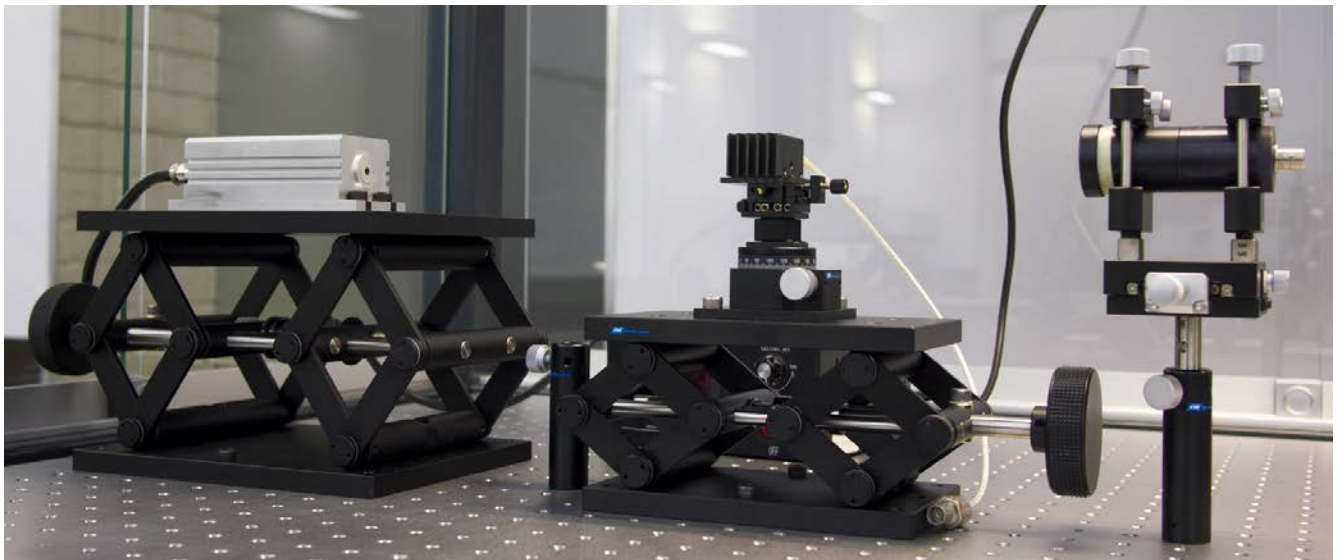


Рис. 3.1. Общий вид акустооптического модулятора, изготовленного из кристалла $\text{KGd}(\text{WO}_4)_2$, установленного на оптический столик.

Как видно из диаграммы взаимодействия (см. Рис. 3.2), на одной и той же ультразвуковой волне \mathbf{K} , распространяющейся в направлении оси N_g диэлектрической системы координат, возможна изотропная (без изменения поляризации) дифракция обеих световых волн поляризаций N_g и N_m . Углы Брэгга для дифракции этих поляризаций определяются соответствующими показателями преломления

$$\Theta_B^m = \frac{K}{2kn_m}, \quad \Theta_B^g = \frac{K}{2kn_g}, \quad (3.1)$$

а потому обе поляризационные компоненты светового пучка, падающего снаружи на кристалл под углом $\Theta_0 = n_m \Theta_B^m = n_g \Theta_B^g$, после преломления распространятся под углом Брэгга, т.е. будут одновременно испытывать дифракцию.

Таким образом, модулятор способен отклонять обе поляризационные компоненты света одновременно и может быть использован как двух-поляризационное устройство. Очень важно, что эффективность АО дифракции на продольной моде ультразвука в выбранной геометрии оказалась для обеих поляризационных составляющих относительно близкой (см Таблицу 2.3). Коэффициенты АО качества для двух поляризаций равны $M_{gg}^{mm}(p) = 6.1 \times 10^{-15} \text{ с}^3/\text{кг}$ и $M_{gg}^{gg}(p) = 10.5 \times 10^{-15} \text{ с}^3/\text{кг}$ соответственно. Это значит, что и после дифракции соотношение этих компонент останется сравнительно близким к исходному.

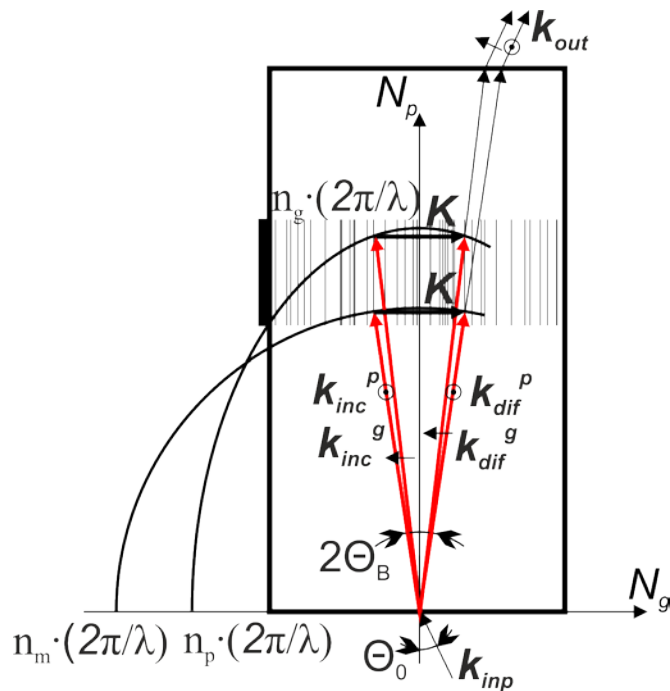


Рис. 3.2. Диаграмма волновых векторов акустооптического взаимодействия поляризационно нечувствительного модулятора, k – волновой вектор света в вакууме, K – волновой вектор ультразвука. Прямоугольником схематично обозначена АО ячейка

Для практики важно также, что акустическая волна, распространяющаяся в указанном направлении, не испытывает сноса в плоскости $N_p N_g$, и незначительно, не более чем на 1° , отклоняется в плоскости $N_m N_g$ из-за анизотропии.

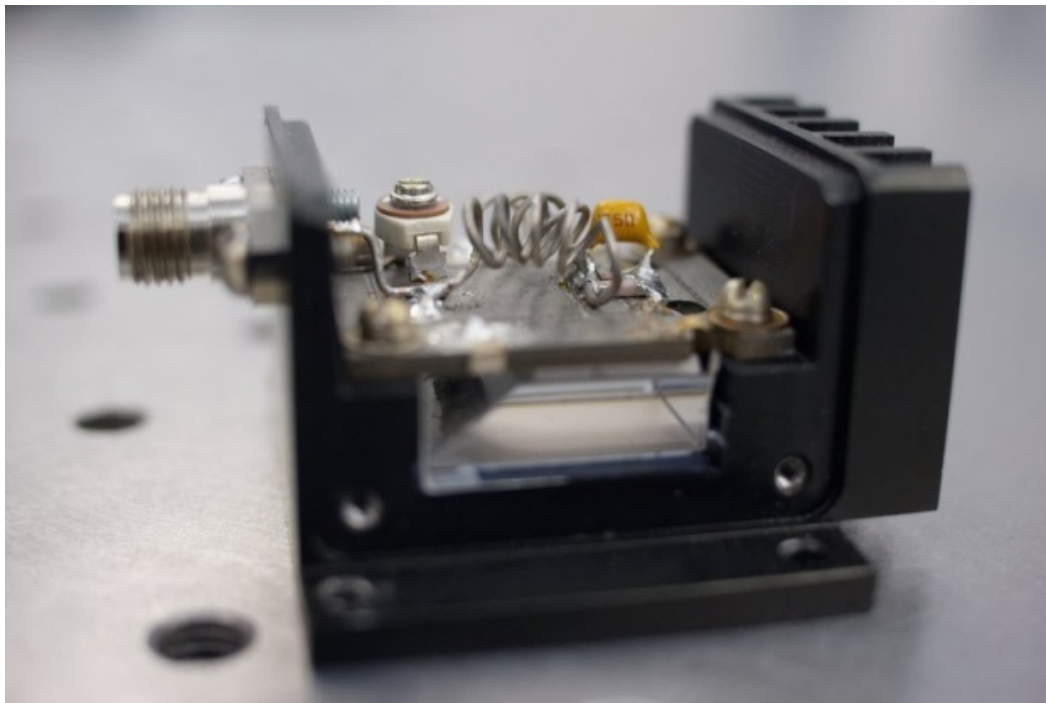


Рис. 3.3. Акустооптический модулятор со снятым кожухом, изготовленный на основе кристалла $\text{KGd}(\text{WO}_4)_2$

Эффективность акустооптической модуляции (АОМ) испытанного устройства достигала 80% на длине волны света 532 нм с поляризацией по оси N_g при 1 Вт управляющей мощности на частоте около 85 МГц, поданной на пьезопреобразователь шириной 1.5 мм и длиной АО взаимодействия 22 мм. Эффективность АОМ достигала 98% на 633 нм при 2.5 Вт. В ближнем ИК диапазоне эффективность оказалась ниже: 64% на 4 Вт при 1.06 мкм. Разработанная конструкция и прежде всего размеры пьезопреобразователя были оптимизированы для модуляции излучения с длиной волны 633 нм, что подтверждают экспериментальные данные: эффективность модуляции максимальна именно при такой длине волны. Аналогичным образом можно оптимизировать устройство для других длин волн.

По эффективности дифракции модулятор на KGW примерно втрое уступает существующим устройствам на кристалле TeO_2 , которые используют дифракцию на продольной L -моду ультразвука в направлении $[001]$ света с поляризацией вдоль $[100]$, коэффициентом АО качества $M = 34.5 \cdot 10^{-15} \text{ с}^3/\text{кг}$, а для поляризации $[001]$ $M = 25.6 \cdot 10^{-15} \text{ с}^3/\text{кг}$ [60, 95]. Модулятор на TeO_2 , реализующий такую конфигурацию АО взаимодействия, называют поляризационно нечувствительным [96], несмотря на заметную разницу значений коэффициентов АО качества, как и в испытанном устройстве. При этом модулятор на KGW имеет на несколько порядков более высокую оптическую стойкость, а по сравнению с модуляторами на кварце требует заметно меньшую управляющую мощность.

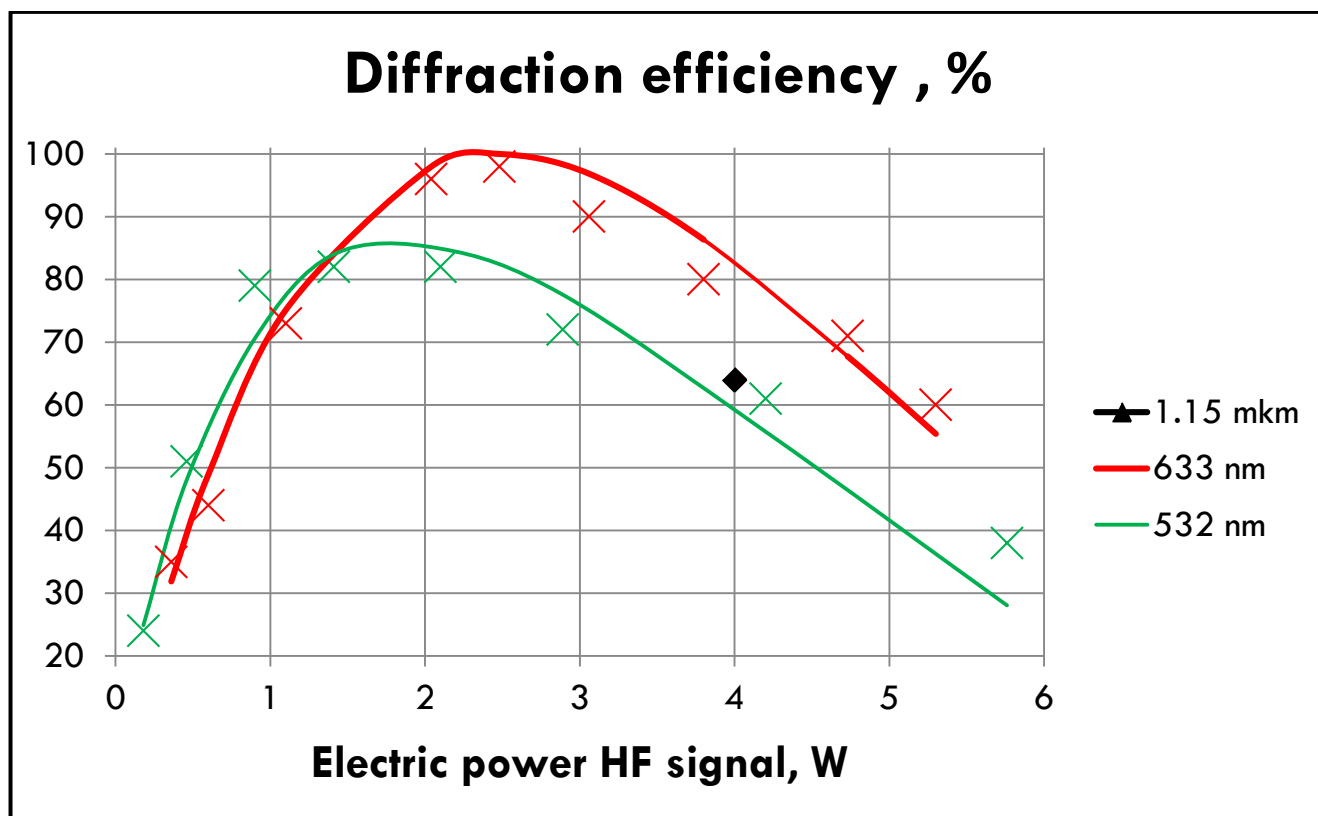


Рис. 3.4. Эффективность акустооптической модуляции (АОМ) как функция мощности сигнала, поданного на пьезопреобразователь, измеренная для АО модулятора на кристалле $\text{KGd}(\text{WO}_4)_2$.

АО модуляторы на кварце SiO_2 используются в качестве акустооптических затворов для твердотельных лазеров, причем из-за высокой мощности

управляющего сигнала, достигающей 55 Вт [64] и 80 Вт [65], устройство требует принудительного охлаждения. Применение модулятора на кристалле KGW позволит отказаться от принудительного охлаждения АО ячейки водой, ограничившись пассивным охлаждением через контакт с корпусом, что даст возможность упростить конструкцию лазера.

Важной особенностью разработанного модулятора является высокая лучевая стойкость материала, из которого он изготовлен. Калий-гадолиниевый вольфрамат $\text{KGd}(\text{WO}_4)_2$, обладает очень высокой лучевой стойкостью, которая достигает 170 ГВт/см^2 в направлении диэлектрической оси N_g при длительности импульса $\tau = 20 \text{ мс}$ и составляет не менее 50 ГВт/см^2 для других направлений [3]. Оказалось, что созданная акустооптическая ячейка оставалась холодной (не нагревалась и сохраняла комнатную температуру) при просвечивании лазерным излучением мощностью 2 кВт и диаметром 2 мм в непрерывном режиме, что эквивалентно 25 кВт/см^2 . Тогда как АО ячейка из TeO_2 в подобных условиях заметно нагревается (не менее чем на 20°C).

Изучена возможность создания аналогичного устройства на кристалле $\text{KLu}(\text{WO}_4)_2$, коэффициенты АО качества которого больше, чем значения M модулятора на KGW. Анализ показал, что для этого целесообразно использовать несколько иную конфигурацию АО взаимодействия, при которой свет идет вблизи оси N_m диэлектрической системы координат (см. Рис. 3.5). В таком случае происходит дифракция обеих световых волн поляризаций N_p и N_g . Углы Брэгга для дифракции этих поляризаций определяются соответствующими показателями преломления

$$\Theta_B^p = \frac{K}{2kn_p}, \quad \Theta_B^g = \frac{K}{2kn_g}, \quad (3.2)$$

а потому обе поляризационные компоненты светового пучка, падающего снаружи на кристалл под углом $\Theta_o = n_p \Theta_B^p = n_g \Theta_B^g$, после преломления будут распространяться под углом Брэгга. Угол разведения световых пучков при частоте ультразвука 50 МГц составит 0.76° , а при увеличении частоты до 150 МГц пропорционально увеличится до 2.30° . При этом параметр $Q = 2\pi L(\lambda/\Lambda^2)$,

характеризующий режим АО взаимодействия, уже при частоте 50 МГц и длине взаимодействия (пьезопреобразователя) $L = 25$ мм достигает величины 4π , что является достаточным условием для Брэгговского режима дифракции [97].

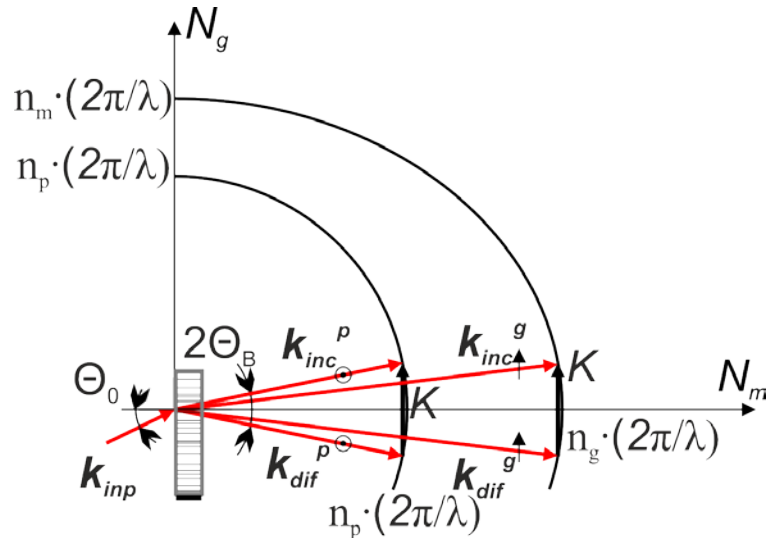


Рис. 3.5. Диаграмма волновых векторов акустооптического взаимодействия поляризационно нечувствительного модулятора на кристалле $\text{KLu}(\text{WO}_4)_2$. \vec{k} – волновой вектор света в вакууме, \vec{K} – волновой вектор ультразвука. Прямоугольником обозначена АО ячейка.

Эффективность АО дифракции на продольной моде ультразвука в выбранной геометрии оказалась для обеих поляризационных составляющих практически одинаковой (см Таблицу 2.3), и равной $M_{gg}^{pp}(m) = 10.7 \times 10^{-15} \text{ с}^3/\text{кг}$ и $M_{gg}^{gg}(m) = M_{gg}^{gg}(p) = 10.4 \times 10^{-15} \text{ с}^3/\text{кг}$ соответственно. Это значит, что после дифракции на одной АО ячейке эллиптически поляризованного света соотношение его поляризационных компонент практически не изменится. Тогда как создание АО устройств не чувствительных к поляризации света обычно требует использования двух АО ячеек [98, 99].

Для практики важно также, что акустическая волна, распространяющаяся в указанном направлении, не испытывает сноса в плоскости $N_p N_g$, и незначительно, не более чем на 1° , отклоняется в плоскости $N_m N_g$ из-за анизотропии. Практически важный спектральный диапазон такого модулятора лежит от 0.8 до 3 мкм,

поскольку кристалл KLuW, легированный ионами редкоземельных металлов (Nd, Er, Ho, Yb, Tm), можно использовать для генерации лазерного излучения с длинами волн λ от ~ 0.85 до 2.9445 мкм, в зависимости от используемого источника света для накачки [25]. Анализ параметров модулятора позволяет утверждать, что для этого диапазона длин волн задача реализуема на практике. Расчет [97] показал, что на длине волны $\lambda = 0.85$ мкм при длине пьезопреобразователя 2 см и ширине 1 мм эффективность дифракции может быть близка к 100% при управляющей мощности 2 Вт. На длине волны 2.9 мкм управляющая мощность, обеспечивающая коэффициент дифракции более 80%, составит примерно 4 Вт, при длине пьезопреобразователя 4 см и ширине 0.5 мм. Таким образом, по эффективности дифракции модулятор на KLuW всего лишь вдвое уступает существующим на кристалле TeO₂, при этом обеспечивая намного более высокую лучевую стойкость.

3.3 Комбинированный элемент

Благодаря сочетанию лазерных и акустооптических свойств одновременно в каждом из рассмотренных материалов семейства $KRE(WO_4)_2$ открываются возможности объединить функции генерации излучения и модуляции добротности лазера в одном функциональном элементе [100, 27]. На Рис. 3.6 показан эскиз такого устройства для кристалла $KLu(WO_4)_2$. Накачка лазерного элемента внешним излучением осуществляется в вертикальном направлении, а генерация излучения и дифракция происходят в горизонтальной плоскости. Модуляция добротности лазера осуществляется путем изменения коэффициента потерь в резонаторе за счет управляемого вывода части света из резонатора.

За счет реализации двух функций в одном кристаллическом образце, возможно уменьшить оптические потери и упростить конструкция лазера. Благодаря более высокой АО эффективности кристалла $KLuW$, чем у используемого сейчас в модуляторах добротности кварца, можно отказаться от активного охлаждения устройства и кристалла.

Эффективность акустооптического взаимодействия сильно зависит от ориентации кристаллического образца из-за выраженной анизотропии упругих и фотоупругих свойств. А для целей генерации основополагающее значение имеет концентрация легирующих элементов и ее равномерное по объему распределения, а ориентация направления генерации относительно кристаллофизических или диэлектрических осей не имеет столь высокого значения. При этом легирование материалов в том количестве, которые применяется в практике (до 7-10%), не приводит к заметному изменению упругих, фотоупругих и оптических характеристик, несмотря на выраженную цветовую окраску кристаллических образцов. В большей степени легирование сказывается на механических свойствах материалов и оказывается заметным при обработке элементов.

На приведенной схеме (Рис. 3.6) резонатор комбинированного устройства на кристалле $KLuW$ ориентирован вдоль оси N_m , т.е. поперек кристаллического направления роста кристалла, которой является ось симметрии второго порядка

$Y \equiv N_p$. Что вносит ограничение на длину резонатора, т.к. увеличение образца в таком направлении требует увеличения основания установки для роста кристаллов. В то же время на кристалле KGW аналогичная схема дифракции может быть реализована, хотя и с несколько меньшей эффективностью дифракции, при распространении света вдоль оси N_p (см. Главу 3.2). В этом случае размеры резонатора определяются длиной кристаллической заготовки вдоль оси симметрии, что может быть предпочтительнее с точки зрения практической реализации.

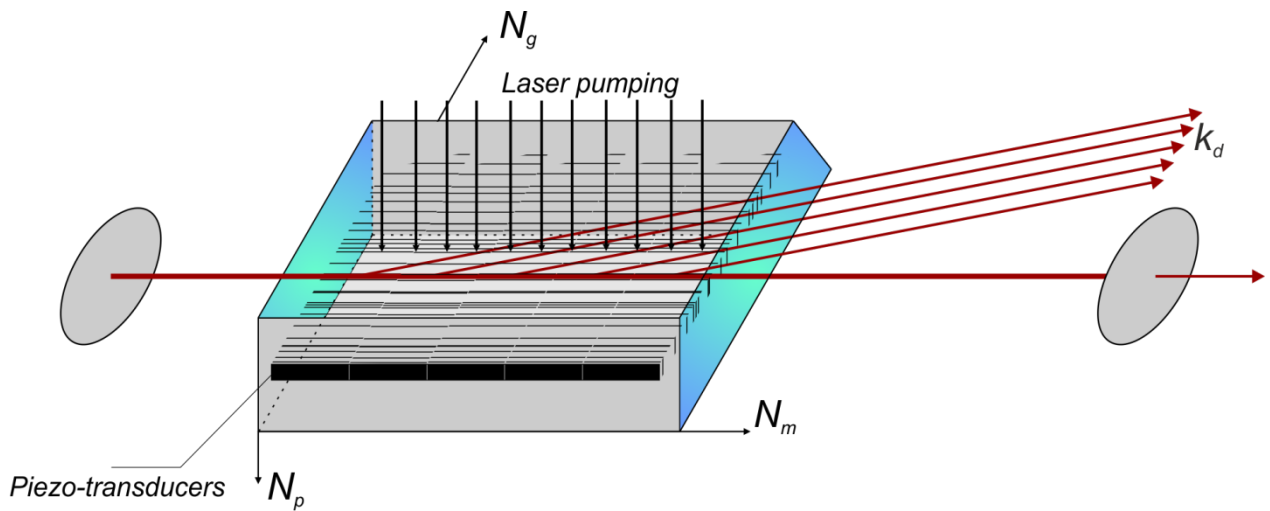


Рис. 3.6. Схема активного лазерного элемента на основе кристалла KLuW с совмещенным АО модулятором добротности.

3.4 Дефлектор со значительной полосой перестройки и большой угловой апертурой

Оптическая двуосность кристалла KLuW позволяет создавать на его основе новые виды АО устройств, которые нереализуемы в одноосных кристаллах [48], как правило используемых в акустооптике. Например, возможно создание однокоординатного дефлектора со значительной полосой перестройки и большой угловой апертурой [101], что перекликается с идеями из [102]. Для этого следует использовать геометрию дифракции (см. Рис. 3.7), при которой волновой вектор ультразвука \mathbf{K} параллелен касательной к волновым поверхностям обеих оптических мод, что с одной стороны обеспечивает выполнение условий дифракции для расходящихся пучков с достаточно широкой апертурой ($\Delta\Theta_1$), а с другой – возможность перестройки направления дифрагированной волны в большом диапазоне углов ($\Delta\Theta_2 \sim \Delta K \sim \Delta f$) путем изменения частоты ультразвука f [103, 104]. Большая угловая апертура светового пучка позволяет, в частности, осуществлять эффективную модуляцию гауссового пучка в его перетяжке, т.е. в геометрии, минимизирующей поперечные размеры пучка и соответственно время переключения модулятора. Большая угловая апертура позволяет также проводить операции над пучками, переносящими изображения. При этом режим дефлектора позволяет осуществлять наряду с амплитудной модуляцией еще и пространственное управление пучком, существенно расширяя возможные виды управления лазерным излучением.

Эту геометрию отличают еще два важных для практической реализации свойства:

1. ортогональность падающего светового пучка акустическому столбу $\mathbf{k}_{inc} \perp \mathbf{K}$, что обеспечивает удобную конфигурацию и большой угол отклонения дифрагированного пучка;
2. как следствие, требует использования весьма высоких частот ультразвука.

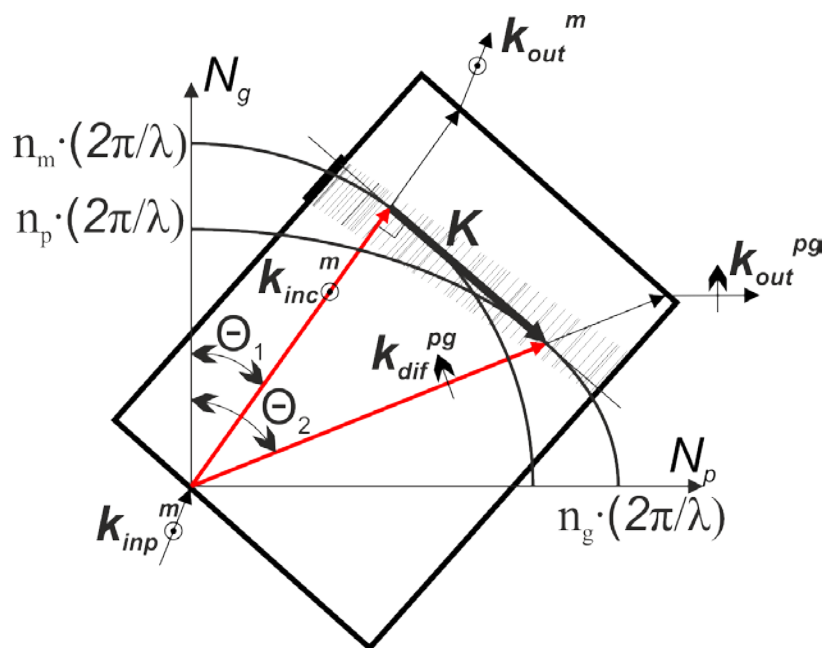


Рис. 3.7. Диаграмма волновых векторов в геометрии широкоапертурного дефлектора. k_{inp} – волновой вектор света вне кристалла, K – волновой вектор ультразвука. Прямоугольником обозначена АО ячейка.

Требуемая частота ультразвука связана с длиной волны света λ следующим соотношением [101]:

$$\frac{f}{V_s} = \frac{1}{\lambda} \frac{\sqrt{(n_g^2 - n_m^2)(n_m^2 - n_p^2)}}{n_m}, \quad (3.3)$$

где V_s – скорость звука. Имеющихся данных о характеристиках кристаллов KLuW достаточно для определения основных характеристик такого АО дефлектора (см. Таблицу 3.2), в котором используется геометрия дифракции, предусматривающая взаимодействие двух мод световых волн с поляризациями в направлении оси N_m и в плоскости $N_p N_g$, для чего используется медленная сдвиговая акустическая волна с поляризацией около оси N_m . Скорость распространения такой волны в зависимости от направления лежит в диапазоне от 2.080 до 2.086 км/с. При дифракции в этой геометрии акустооптического взаимодействия будет происходить преобразование поляризаций света (по вектору E) по оси N_m к плоскости $N_p N_g$, который обусловлен компонентами ΔB_5 и ΔB_6 . Как описано в Главе 2.2, такая акустическая волна производит следующую

связь компонент деформации оптической индикатрисы и фотоупругими модулями:

$$\begin{aligned} \Delta B_5 &= S_2 \cdot p_{52} + S_3 \cdot p_{53} + S_4 \cdot p_{54} + S_5 \cdot p_{55}; \\ \Delta B_6 &= S_4 \cdot p_{64} + S_6 \cdot p_{66}. \end{aligned} \quad (3.4)$$

Причем компонента матрицы деформации S_2 мала и равна 0.02, тогда как остальные компоненты заметно больше: $S_3 = 0.14$, $S_4 = 0.18$ и $S_5 = 0.63$, $S_6 = 0.75$. Таким образом, основной вклад в компоненты деформации индикатрисы дают диагональные фотоупругие модули p_{55} и p_{66} .

Для сравнения в Таблице 3.2 приведены оценки характеристик аналогичного дефлектора на кристалле ванадата висмута BiVO_4 [105], который является перспективным АО материалом с высоким коэффициентом качества и выраженной оптической анизотропией. Видно, что управляющая частота для дефлектора на KLuW во много раз ниже и реально достижима, особенно для излучения ИК диапазона.

Таблица 3.2. Характеристики дефлектора с широкой угловой апертурой на кристалле KLuW

Материал	KLu(WO ₄) ₂			BiVO ₄
Длина волны λ	0.633 мкм	1.064 мкм	1.55 мкм	0.633 мкм
Частота, ГГц	1.8	1.1	0.8	10
Угол падающего света, Θ_1	40.5°	39.7°	39.4°	46.0°
Угол выходящего света, Θ_2	68.8°	68.2°	67.9°	79.7°

Отход от оптической оси не в плоскости $N_p N_g$, а в ортогональном направлении, также возможен и представляет интерес. Подобный подход позволит заметно снизить необходимую частоту ультразвука, необходимую для фазового синхронизма.

Допустимая угловая апертура падающего света может быть оценена из геометрического фактора как $\Delta\theta_{\text{полн}} \approx \sqrt{\frac{\lambda}{L}} \approx 1^\circ$, при длине волны света

$\lambda = 0.633$ мкм и длине взаимодействия $L = 2$ мм. С учетом значения показателей преломления $n \approx 2$, для падающего снаружи оптического излучения максимальная угловая апертура составляет до 2° . Что может позволить устройству работать с неколлимированными оптическим излучением, т.е. отклонять пучки, переносящие изображения, а также устанавливать устройство в перетяжке гауссового пучка. В свою очередь, это позволит минимизировать поперечный размер оптического пучка и сократить время переключения дефлектора до 20 нс, из-за распространения управляющего сигнала в кристалле со скоростью соответствующей акустической моды. Причем, для реализации такой геометрии не потребуется использовать длиннофокусную оптику, как в случае с традиционными АО дефлекторами.

Аналогичный анализ был проведен и для дефлектора с широкой угловой апертурой на кристалле KGW [106, 107]. Таким образом, широкоапертурный дефлектор на кристалле KLuW может использоваться для эффективного управления мощным лазерным излучением с высокой частотой переключения.

3.5 Коллинеарный фильтр

Коллинеарные акустооптические фильтры представляют особый интерес [108], поскольку позволяют получить высокое спектральное разрешение и сравнительно более низкую мощность управляющего сигнала, благодаря возможности увеличить длину взаимодействия без пропорционального увеличения длины пьезопреобразователя. Для применений в спектроскопии и для фильтрации изображений необходима широкая угловая апертура, которая достигается в приосевых направлениях взаимодействия, т.е. вдоль диэлектрических осей N_m , N_p и N_g .

Из простых геометрических соображений можно определить необходимую частоту синхронизма $f(\theta) = \frac{V(\theta)}{\lambda} \delta n(\theta)$, которая пропорциональна величине двулучепреломления. В кристаллах *KREW* разность показателей преломления наиболее велика для коллинеарного взаимодействия вдоль оси N_m : ему соответствует практически в два раза более высокая частота ультразвука, чем для двух остальных осевых направлений. Особый интерес представляет коллинеарное взаимодействие в плоскости оптических осей $N_p N_g$, в которой разность показателей преломления выражается следующим образом:

$$\delta n(\theta) = \left| n_m - \frac{n_p n_g}{\sqrt{n_g^2 \cos^2 \theta + n_p^2 \sin^2 \theta}} \right|. \quad (3.5)$$

Была исследована зависимость частоты коллинеарной дифракции от направления взаимодействия для красного света $\lambda = 632.8$ нм, где V - скорость ультразвука в выбранном направлении кристалла *KLuW*. Анализ показал, что требуемая частота фазового синхронизма наименьшая для этого материала в семействе. При коллинеарной дифракции в плоскости $N_p N_g$ будет происходить поворот поляризации света (по вектору E) от оси N_p к плоскости $N_m N_g$, который обусловлен компонентами ΔB_5 и ΔB_6 (см. Главу 2.2 и выражение 3.4).

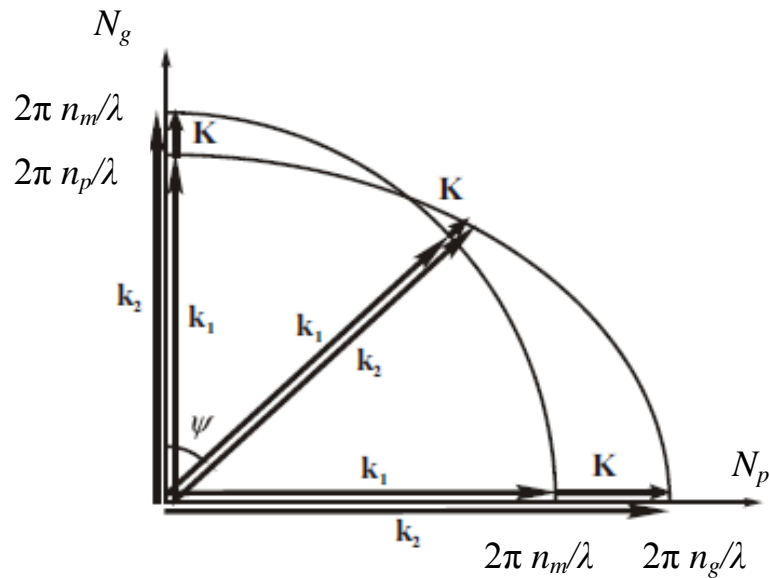


Рис. 3.8. Диаграмма волновых векторов коллинеарного взаимодействия в плоскости $N_p N_g$, k – волновой вектор света в вакууме, K – волновой вектор ультразвука. (иллюстрации из работы [109])

При коллинеарном АО взаимодействии вдоль оси N_g возможна дифракция только на быстрой (чистой) сдвиговой моде с изменением поляризации света от N_p к N_m и задается компонентой ΔB_6 . Другие две волны не дают нужную деформацию индикатрисы для такой дифракции. S -мода имеет скорость распространения 2.750 км/с в кристалле KYbW и поляризационную компоненту вдоль оси N_p . В такой конфигурации АО взаимодействия $\Delta B_6 = p_{64}^*$, а необходимая частота ультразвука 190 МГц.

Коллинеарное взаимодействие вдоль оси N_p возможно только на чистой продольной волне, поскольку дифракция с изменением поляризации от N_m к N_g задается компонентой ΔB_5 . Остальные акустические моды имеют поляризации в плоскости $N_m N_g$ и соответственно ненулевые компоненты матрицы деформации S_4 и S_6 , которые не участвуют в компоненте ΔB_5 деформации оптической индикатрисы. L -мода имеет скорость распространения 4.898 км/с в KYbW и в такой геометрии $\Delta B_5 = p_{52}$, а необходимая частота ультразвука превышает 360 МГц.

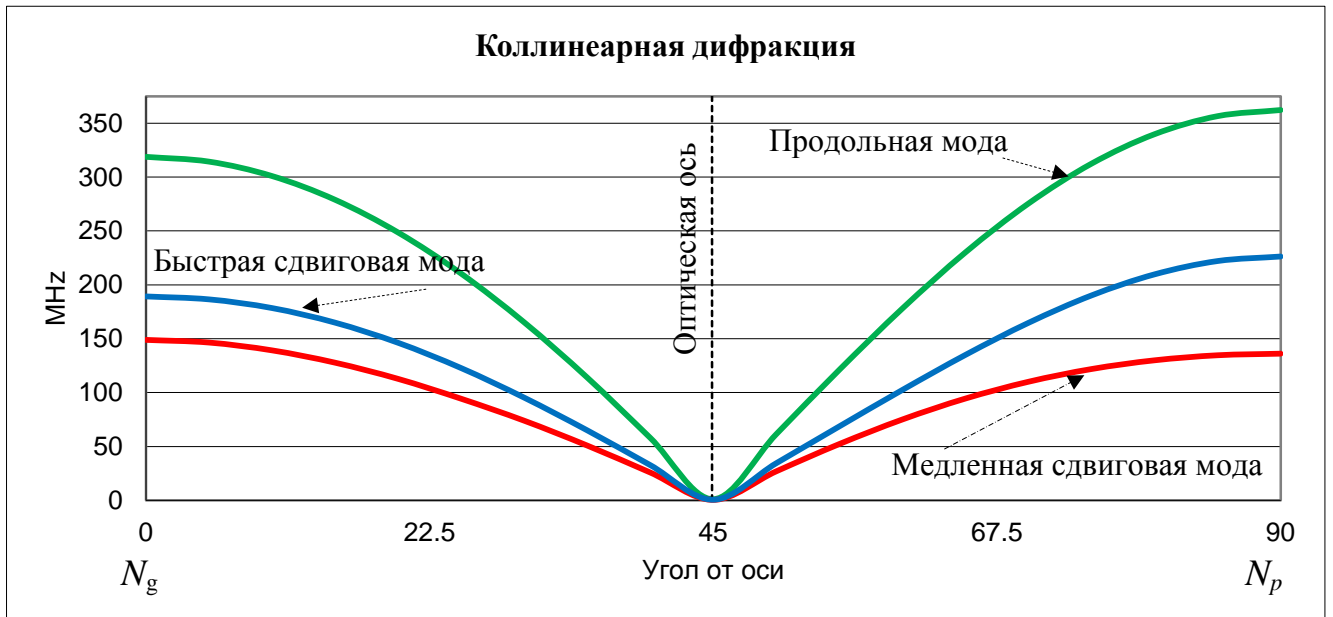


Рис. 3.9. Частота коллинеарной дифракции $f(\theta)$ при взаимодействии в плоскости $N_p N_g$ для кристалла КУьW при $\lambda = 632.8$ нм.

В плоскости $N_p N_g$ во внеосевых направлениях, возможна дифракция света на любой акустической моде ультразвука. При этом эффективный фотоупругий модуль существенно зависит от выбранной конфигурации АО взаимодействия (3.4).

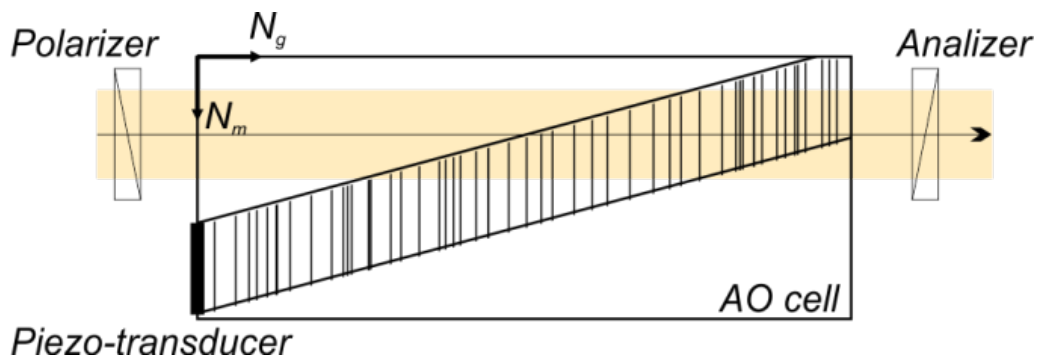


Рис. 3.10. Принципиальная схема перестраиваемого акустооптического фильтра на $KYb(WO_4)_2$.

Анализ показал, что АО взаимодействие вдоль оси N_g характеризуется наиболее реалистичными параметрами, один из которых – частота, необходимая для фазового синхронизма. Перестраиваемый АО фильтр в этой геометрии (см.

Рис. 3.10) имеет снос акустического пучка, как и коллинеарный фильтр на $\alpha\text{-SiO}_2$ [110].



Рис. 3.11. Полоса пропускания $\delta\lambda$ при коллинеарном взаимодействии в плоскости $N_p N_g$ для кристалла KYbW, при длине взаимодействия $L = 1$ см.

На Рис. 3.11 приведена зависимость полосы пропускания $\delta\lambda$ коллинеарного фильтра на KYbW при длине взаимодействия 1.0 см по уровню -3 дБ, рассчитанной по формуле, описывающей зависимость от величины двулучепреломления материала $\delta\lambda(\theta) = 0.8 \cdot \lambda^2 / L\delta n(\theta)$. Видно (см Рис. 3.9), что взаимодействие вблизи оптической оси дает заметное снижение частоты ультразвука, необходимой для фазового синхронизма, и обеспечивает значительное увеличение полосы пропускания.

При длине взаимодействия 1 см (см. Рис. 3.11) фильтр будет иметь полосу пропускания в $\delta\lambda = 7.4 \text{ Å}$. С учетом малого затухания ультразвука, не более 3 дБ/см для сдвиговой моды при частотах 75 – 100 МГц, полоса пропускания может быть сужена в несколько раз пропорциональным увеличением длины АО взаимодействия. Сравнение характеристик подобных [111] акустооптических

коллинеарных фильтров на кристаллах семейства $KRE(WO_4)_2$, где $RE = Gd, Yb, Lu$, для длины волны $\lambda = 0.633$ нм приведено в Таблице 3.3.

Таблица 3.3. Сравнение характеристик акустооптических коллинеарных фильтров на кристаллах семейства $KRE(WO_4)_2$

	f , МГц	$\delta\lambda$, Å
$KGd(WO_4)_2$	150 МГц	10.5 Å
$KYb(WO_4)_2$	190 МГц	7.4 Å
$KLu(WO_4)_2$	170 МГц	8.3 Å

Среди исследованных материалов, лучшее спектральное разрешение $\delta\lambda \sim 1/\Delta n$ возможно получить на кристалле $KYbW$, что связано с большей величиной двулучепреломления $\Delta n = n_p - n_m$.

3.6 Результаты работы, изложенной в Главе 3

1. Испытан новый акустооптический модулятор для неполяризованного излучения на кристалле $\text{KGd}(\text{WO}_4)_2$, показавший близкую к 100% эффективность модуляции, и способный выдерживать оптическое излучение высокой мощности. Показано, что аналогичный модулятор на кристалле $\text{KLu}(\text{WO}_4)_2$ обеспечивает практически одинаковую эффективность дифракции обеих оптических мод и на его основе возможно создание поляризационно не чувствительного модулятора.
2. Показано, что кристаллы $\text{KGd}(\text{WO}_4)_2$, $\text{KYb}(\text{WO}_4)_2$ и $\text{KLu}(\text{WO}_4)_2$ позволяют создать классические АО устройства, обеспечивающие высокую лучевую стойкость. Что позволяет заменить кварц SiO_2 во многих областях акустооптики, где он используется.
3. Проведен анализ возможности создания АО дефлектора, способного работать с неколлимированными пучками (угловая апертура входящего в устройство света до 2°). Это позволяет работать в перетяжке гауссового пучка, что позволяет минимизировать время переключения до 20 нс, а также отклонять пучки, переносящие изображения.
4. Благодаря сочетанию в одном материале лазерных и акустооптических свойств предложено объединить функции генерации излучения и модуляции добротности лазера в одном функциональном элементе.

Заклучение

1. Для кристаллов семейства $KRE(WO_4)_2$, где $RE = Gd, Yb$ и Lu , измерены скорости распространения всех акустических мод в различных направлениях. По этим данным определены упругие характеристики материалов. Исследована анизотропия акустических свойств каждого кристалла. Проведено сравнение материалов и показано, что $KLu(WO_4)_2$ имеет наибольший диапазон скоростей распространения, от 1711 м/с для сдвиговых волн до 5242 м/с для продольных. Также показано, что наибольшее отличие поверхности медленности от сферы характерно для того же материала. Традиционно, выраженная анизотропия акустических свойств характерна для эффективных акустооптических материалов.
2. Фотоупругие свойства кристаллов $KRE(WO_4)_2$ изучены для случая изотропной дифракции (с сохранением поляризации оптического излучения) впервые. Определены все характеристики, необходимые для численного определения параметров акустооптического взаимодействия в случае изотропной дифракции, и для качественной оценки – в случае анизотропной дифракции (с поворотом плоскости поляризации света). Максимальное значение коэффициента акустооптического качества составило $19 \cdot 10^{-15} \text{ с}^3/\text{кг}$ для кристалла $KGd(WO_4)_2$ при дифракции света с поляризацией вдоль оси N_g и сдвиговой моды звука, распространяющейся вдоль оси N_g с поляризацией вдоль N_m . Величина более чем на порядок превосходит коэффициент качества кварца, и менее чем в два раза уступает акустооптическому качеству парателлурита (оксида теллура) при изотропной дифракции.
3. Показано, что кристаллы $KRE(WO_4)_2$ являются материалами, подходящими для создания эффективных акустооптических устройств. Предложен, создан и испытан новый акустооптический модулятор для неполяризованного

излучения на кристалле $\text{KGd}(\text{WO}_4)_2$, показавший близкую к 100% эффективность модуляции, и способный управлять оптическим излучением высокой мощности. Исследована возможность создания новых типов устройств, обеспечивающих большую угловую апертуру ($\sim 2^\circ$), малое время переключения (до 20 нс), слабую чувствительность к поляризации.

Приложение

Для задач акустооптики представляют интерес значения коэффициента АО качества M для геометрий взаимодействия в базовых направлениях, совпадающих с осями оптической индикатрисы N_m , N_p и N_g . В кристаллах симметрии $2/m$ ось N_p совпадает с осью симметрии второго порядка Y кристаллофизической системы координат, а оси $N_m N_p$ и XZ образуют между собой угол α . Благодаря симметрии кристалла, при повороте базиса вокруг оси Y не возникают новые ненулевые члены в матричном представлении тензоров жесткости $c_{\alpha\beta}$ и фотоупругости $p_{\alpha\beta}$. Благодаря чему оказывается удобным представить матрицу упругих констант в базисе осей оптической индикатрисы $c_{\alpha\beta}^*$ с помощью преобразования $c_{\alpha\beta}^* = M \cdot c_{\alpha\beta} \cdot M^T$, где M – матрица поворота, в данном случае вокруг оси Y , имеет стандартный вид:

$$M = \begin{pmatrix} \cos^2 \alpha & 0 & \sin^2 \alpha & 0 & -2 \cos^2 \alpha \sin^2 \alpha & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ \sin^2 \alpha & 0 & \cos^2 \alpha & 0 & 2 \cos^2 \alpha \sin^2 \alpha & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \cos \alpha & 0 & \sin \alpha \\ \cos \alpha \sin \alpha & 0 & -\cos \alpha \sin \alpha & 0 & \cos^2 \alpha - \sin^2 \alpha & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -\sin \alpha & 0 & \cos \alpha \end{pmatrix} \quad (\text{П1})$$

при отсчете угла от оси Z в направлении оси X .

Парадоксальным образом для упругих характеристик оси оптической индикатрисы оказываются ближе к осям симметрии, чем кристаллофизическая система координат. Что хорошо видно из угловых диаграмм скоростей звука (см. Рис. 1.6, Рис. 1.7 и Рис. 1.8), а также сравнивая ориентацию векторов поляризации в обоих базисов для одного направления распространения звука.

Таким образом, переход к осям диэлектрической системы координат (оптической индикатрисы) позволяет рассматривать интересующие нас направления распространения акустических волн как базисные, а значения углов поляризации таковы, что акустические моды можно считать чистым.

Таблица П.1. Поляризации акустических мод в базисах XYZ и $N_m N_p N_g$ кристалла $KYbW$, угол между осями $\alpha = 18^\circ$.

Направление	Направление в осях XYZ	Поляризация звука в XYZ	В осях $N_m N_p N_g$	Поляризация звука в $N_m N_p N_g$
N_m	(0.9511, 0, -0.3090)	(-0.9429, 0, 0.3331)	(1 0 0)	(0.9997, 0, -0.0254)
N_g	(0.3090, 0, 0.9511)	(0.9681, 0, -0.2506) (0.2506, 0, 0.9681)	(0 0 1)	(-0.9981, 0, -0.0608) (-0.0608, 0, 0.9981)

Таблица П.2. Поляризации акустических мод в базисах XYZ и $N_m N_p N_g$ кристалла $KLuW$, угол между осями $\alpha = 17^\circ$.

Направление	Направление в осях XYZ	Поляризация звука в XYZ	В осях $N_m N_p N_g$	Поляризация звука в $N_m N_p N_g$
N_m	(0.9563, 0, -0.2924)	(0.9447, 0, -0.3279)	(1 0 0)	(-0.9993, 0, 0.0373)
N_g	(0.2924, 0, 0.9563)	(0.9713, 0, -0.2379) (0.2379, 0, 0.9713)	(0 0 1)	(-0.9984, 0, -0.0565) (-0.0565, 0, 0.9984)

В этом случае можно найти значения фотоупругих модулей $p_{\alpha\beta}^*$ в повернутой системе координат: $p_{\alpha\beta}^* = M \cdot p_{\alpha\beta} \cdot M^T$. Из-за того, что матрица фотоупругих модулей не диагональна, после преобразования каждый член повернутой матрицы включает в себя до 8 дополнительных членов из исходной матрицы. Таким образом, для определения фотоупругих модулей в диэлектрической системе координат, необходимо знать значения всех фотоупругих модулей в кристаллофизической системе координат, и на оборот.

Первая строка матрицы $p_{\alpha\beta}^*$:

$$p_{11}^* = \cos^2[a](p_{11}\cos^2[a] - 2p_{51}\cos[a]\sin[a] + p_{31}\sin^2[a]) + \sin^2[a](p_{13}\cos^2[a] - 2p_{53}\cos[a]\sin[a] + p_{33}\sin^2[a]) - 2\cos[a]\sin[a](p_{15}\cos^2[a] - 2p_{55}\cos[a]\sin[a] + p_{35}\sin^2[a])$$

$$p_{12}^* = p_{12}\cos^2[a] - 2p_{52}\cos[a]\sin[a] + p_{32}\sin^2[a];$$

$$\begin{aligned} p_{13}^* &= \sin^2[a](p_{11}\cos^2[a] - 2p_{51}\cos[a]\sin[a] + p_{31}\sin^2[a]) + \cos^2[a](p_{13}\cos^2[a] \\ &\quad - 2p_{53}\cos[a]\sin[a] + p_{33}\sin^2[a]) + 2\cos[a]\sin[a](p_{15}\cos^2[a] \\ &\quad - 2p_{55}\cos[a]\sin[a] + p_{35}\sin^2[a]) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} p_{15}^* &= \cos[a]\sin[a](p_{11}\cos^2[a] - 2p_{51}\cos[a]\sin[a] + p_{31}\sin^2[a]) \\ &\quad - \cos[a]\sin[a](p_{13}\cos^2[a] - 2p_{53}\cos[a]\sin[a] + p_{33}\sin^2[a]) \\ &\quad + (\cos^2[a] - \sin^2[a])(p_{15}\cos^2[a] - 2p_{55}\cos[a]\sin[a] + p_{35}\sin^2[a]) \end{aligned}$$

Вторая строка матрицы $p_{\alpha\beta}^*$:

$$p_{21}^* = p_{21}\cos^2[a] - 2p_{25}\cos[a]\sin[a] + p_{23}\sin^2[a]$$

$$p_{22}^* = p_{22}$$

$$p_{23}^* = p_{23}\cos^2[a] + 2p_{25}\cos[a]\sin[a] + p_{21}\sin^2[a]$$

$$p_{25}^* = p_{21}\cos[a]\sin[a] - p_{23}\cos[a]\sin[a] + p_{25}(\cos^2[a] - \sin^2[a])$$

Третья строка матрицы $p_{\alpha\beta}^*$:

$$\begin{aligned} p_{31}^* &= \cos^2[a](p_{31}\cos^2[a] + 2p_{51}\cos[a]\sin[a] + p_{11}\sin^2[a]) + \sin^2[a](p_{33}\cos^2[a] \\ &\quad + 2p_{53}\cos[a]\sin[a] + p_{13}\sin^2[a]) - 2\cos[a]\sin[a](p_{35}\cos^2[a] \\ &\quad + 2p_{55}\cos[a]\sin[a] + p_{15}\sin^2[a]) \end{aligned}$$

$$p_{32}^* = p_{32}\cos^2[a] + 2p_{52}\cos[a]\sin[a] + p_{12}\sin^2[a]$$

$$\begin{aligned} p_{33}^* &= \sin^2[a](p_{31}\cos^2[a] + 2p_{51}\cos[a]\sin[a] + p_{11}\sin^2[a]) + \cos^2[a](p_{33}\cos^2[a] \\ &\quad + 2p_{53}\cos[a]\sin[a] + p_{13}\sin^2[a]) + 2\cos[a]\sin[a](p_{35}\cos^2[a] \\ &\quad + 2p_{55}\cos[a]\sin[a] + p_{15}\sin^2[a]) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} p_{35}^* &= \cos[a]\sin[a](p_{31}\cos^2[a] + 2p_{51}\cos[a]\sin[a] + p_{11}\sin^2[a]) \\ &\quad - \cos[a]\sin[a](p_{33}\cos^2[a] + 2p_{53}\cos[a]\sin[a] + p_{13}\sin^2[a]) \\ &\quad + (\cos^2[a] - \sin^2[a])(p_{35}\cos^2[a] + 2p_{55}\cos[a]\sin[a] + p_{15}\sin^2[a]) \end{aligned}$$

Четвертая строка матрицы $p_{\alpha\beta}^*$:

$$p_{44}^* = \cos[a](p_{44}\cos[a] + p_{64}\sin[a]) + \sin[a](p_{46}\cos[a] + p_{66}\sin[a])$$

$$p_{46}^* = -\sin[a](p_{44}\cos[a] + p_{64}\sin[a]) + \cos[a](p_{46}\cos[a] + p_{66}\sin[a])$$

Пятая строка матрицы $p_{\alpha\beta}^*$:

$$p_{51}^* = \text{Cos}^2[a](p_{11}\text{Cos}[a]\text{Sin}[a] - p_{31}\text{Cos}[a]\text{Sin}[a] + p_{51}(\text{Cos}^2[a] - \text{Sin}^2[a])) \\ - 2\text{Cos}[a]\text{Sin}[a](p_{15}\text{Cos}[a]\text{Sin}[a] - p_{35}\text{Cos}[a]\text{Sin}[a] + p_{55}(\text{Cos}^2[a] \\ - \text{Sin}^2[a])) + (p_{13}\text{Cos}[a]\text{Sin}[a] - p_{33}\text{Cos}[a]\text{Sin}[a] + p_{53}(\text{Cos}^2[a] \\ - \text{Sin}^2[a]))\text{Sin}^2[a]$$

$$p_{52}^* = p_{12}\text{Cos}[a]\text{Sin}[a] - p_{32}\text{Cos}[a]\text{Sin}[a] + p_{52}(\text{Cos}^2[a] - \text{Sin}^2[a])$$

$$p_{53}^* = \text{Cos}^2[a](p_{13}\text{Cos}[a]\text{Sin}[a] - p_{33}\text{Cos}[a]\text{Sin}[a] + p_{53}(\text{Cos}^2[a] - \text{Sin}^2[a])) \\ + 2\text{Cos}[a]\text{Sin}[a](p_{15}\text{Cos}[a]\text{Sin}[a] - p_{35}\text{Cos}[a]\text{Sin}[a] + p_{55}(\text{Cos}^2[a] \\ - \text{Sin}^2[a])) + (p_{11}\text{Cos}[a]\text{Sin}[a] - p_{31}\text{Cos}[a]\text{Sin}[a] + p_{51}(\text{Cos}^2[a] \\ - \text{Sin}^2[a]))\text{Sin}^2[a]$$

$$p_{55}^* = \text{Cos}[a]\text{Sin}[a](p_{11}\text{Cos}[a]\text{Sin}[a] - p_{31}\text{Cos}[a]\text{Sin}[a] + p_{51}(\text{Cos}^2[a] - \text{Sin}^2[a])) \\ - \text{Cos}[a]\text{Sin}[a](p_{13}\text{Cos}[a]\text{Sin}[a] - p_{33}\text{Cos}[a]\text{Sin}[a] + p_{53}(\text{Cos}^2[a] \\ - \text{Sin}^2[a])) + (p_{15}\text{Cos}[a]\text{Sin}[a] - p_{35}\text{Cos}[a]\text{Sin}[a] + p_{55}(\text{Cos}^2[a] \\ - \text{Sin}^2[a]))(\text{Cos}^2[a] - \text{Sin}^2[a])$$

Шестая строка матрицы $p_{\alpha\beta}^*$:

$$p_{64}^* = \text{Cos}[a](p_{64}\text{Cos}[a] - p_{44}\text{Sin}[a]) + \text{Sin}[a](p_{66}\text{Cos}[a] - p_{46}\text{Sin}[a])$$

$$p_{66}^* = -\text{Sin}[a](p_{64}\text{Cos}[a] - p_{44}\text{Sin}[a]) + \text{Cos}[a](p_{66}\text{Cos}[a] - p_{46}\text{Sin}[a])$$

В работе ранее были определены некоторые фотоупругие модули для диэлектрической системы координат. Выбор системы отсчета обусловлен прежде всего тем, что при фотоупругом эффекте происходит анализ компонент деформации оптической индикатрисы в ее осях симметрии, т.е. в диэлектрических осях N_m , N_p и N_g . Показано, что каждый член повернутой матрицы включает в себя от нуля дополнительных компонент матрицы (только модуль p_{22}^*) и до восьми дополнительных членов.

Благодарности

Автор выражает признательность и благодарность своему научному руководителю д.ф.-м.н. Витольду Эдуардовичу Пожару за поставленную задачу, внимание, помощь и поддержку в работе. Отдельно благодарю д.т.н. Михаила Михайловича Мазура за полезные обсуждения возникавших вопросов. Благодаря кругозору и интуиции научного руководителя и консультанта настоящей работы, из многообразия задач были выбраны наиболее важные и перспективные.

Автор выражает глубокую признательность своему первому научному руководителю, безвременно ушедшему Александру Юрьевичу Чернятину. Именно благодаря его преподавательскому таланту автор уяснил основы акустооптики. Автор также благодарит Виталия Борисовича Волошинова за преданное отношение к делу и привитую этику научной работы.

Автор особо отмечает вклад Сергея Викторовича Боритко и Витольда Эдуардовича Пожара в создание рабочей и доброжелательной атмосферы в научной группе, а также выражает благодарность за интересные дискуссии и остроумные замечания на семинарах и совещаниях.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (гранты № 13-02-01254-мол-а, № 13-02-12210-офи-м-2013 и № 13-00-14379-ИР), Совета по грантам при Президенте Российской Федерации (программа государственной поддержки ведущих научных школ РФ, грант НШ-4705.2012.9), Федеральной целевой программы "Научные и научно-педагогические кадры инновационной России" № П803 «Исследование акустических и фотоупругих свойств перспективных кристаллов, создание новых акустооптических устройств» на 2009-2013 гг.

Список литературы

- 1 *D. Kasprowicz, M.G. Brik, A. Majchrowski, E. Michalski, P. Gluchowski. Journal of Alloys and Compounds. Vol. 577. Pp. 687–692 (2013).*
- 2 *U. Griebner, S. Rivier, V. Petrov, M. Zorn, G. Erbert, M. Weyers, X. Mateos, M. Aguiló, J. Massons, F. Diaz. Passively mode-locked Yb:KLu(WO₄)₂ oscillators. Opt. Exp. 13. Pp. 3465–3470 (2005).*
- 3 *I.V. Mochalov. Opt. Eng. 36(6). Pp. 1660–1669 (1997).*
- 4 *Клевцов П.В., Козеева Л.П., Харченко Л.Ю., Павлюк А.А. Кристаллография. 1974. - Т. 19, № 3. - С. 552-558.*
- 5 *Физическая акустика (под редакцией У. Мэзона). // Том 3, ч. Б, М.: -Мир, 1968. - 392 с. и том 5. - М.: Мир, 1973. - 332 с.*
- 6 *H.J. McSkimin. Ultrasonic Measurement Techniques Applicable to Small Solid Specimens. // Journ. Acoust. Soc. Amer., v.22, p.413, 1950.*
- 7 *B Mroz, S Mielcarek. Double Brillouin scattering geometry. // J. Phys. D: Appl. Phys. 34. Pp. 395–399 (2001).*
- 8 *Румянцев В.В., Федоров С.А., Гуменник К.В. ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ АКУСТИЧЕСКИХ ВОЗБУЖДЕНИЙ В НЕИДЕАЛЬНОЙ 1D СВЕРХРЕШЕТКЕ. // Акустический журнал. Т. 60. № 3. С. 327 (2014).*
- 9 *D. Errandonea, J. Pellicer-Porres, M.C. Pujol, J.J. Carvajal, M. Aguiló. Room-temperature vibrational properties of potassium gadolinium double tungstate under compression up to 32 GPa. // Journal of Alloys and Compounds. Vol. 638. Pp. 14–20 (2015).*
- 10 *Э.Дьелесан, Д.Руайе. Упругие волны в твердых телах. Пер. с фр. // М.: Наука, 1982.*
- 11 *Ф.И. Федоров. Теория упругих волн в кристаллах. // М.: Наука, 1965.*
- 12 *Ю.И. Сиротин, М.П. Шаскольская. Основы кристаллофизики. // М: Наука, 1979.*
- 13 *С. В. Богданов. Акустооптические методы измерения скорости звука. // Н.: Изд-во СО РАН, 2013.*

-
- 14 *М.М. Мазур, Ф.А. Кузнецов, Л.И. Мазур, А.А. Павлюк, В.И. Пустовойт.* Упругие и фотоупругие свойства монокристаллов $KY(WO_4)_2$ // Неорганические материалы. Т. 48. № 1. Стр. 74–80 (2012).
- 15 *М.М.Мазур, Д.Ю.Великовский, Ф.А.Кузнецов, Л.И.Мазур, А.А.Павлюк, В.Э.Пожар, В.И.Пустовойт* Упругие и фотоупругие свойства монокристалла $KGd(WO_4)_2$. // Акустический журнал, том 58, №6, стр. 701-709 (2012).
- 16 *К.С. Александров.* Определение модулей упругости моноклинного кристалла импульсным ультразвуковым методом // Кристаллография. Т. 3. № 5. Стр. 623–626 (1958).
- 17 *Д.Ю. Великовский, А.В. Перчик.* Разработка стенда для исследования акустооптических устройств на новых материалах // VII Международная конференция “Фундаментальные проблемы оптики-2012”, Санкт-Петербург, 15-19 октября 2012 г, стр.196.
- 18 *Р. Труэлл, Ч. Эльбаум, Б. Чук.* Ультразвуковые методы в физике твердого тела. // М.: Мир, 1972.
- 19 *A.A. Pavlyuk, Ya.V. Vasiliev, L.Yu. Kharchenko, F.A Kuznetsov.* Low thermal gradient technique and method for large oxide crystals growth from melt and flux. // Proceeding of APSAM-92. Published in Japan. Pp. 164-171 (1993).
- 20 *П.В. Клевцов, Л.П. Козеева.* Синтез, рентгенографическое и термическое изучение калий-редкоземельных вольфраматов $KLn(WO_4)_2$, Ln – р.з.э. // Докл. АН СССР. Т. 185. № 3. Стр. 571-574 (1969).
- 21 *X. Mateos, R. Sole, Jna. Gavalda, M. Aguilo, J. Massons, F. Diaz.* Crystal growth, optical and spectroscopic characterisation of monoclinic $KY(WO_4)_2$ co-doped with Er^{3+} and Yb^{3+} . // Optical Materials, v.28, p.423-431, 2006.
- 22 *Sangeeta, D.G. Desai, A.K. Singh, S.C. Sabharrwal.* Growth and characterization of $KY(WO_4)_2$ crystals. Journal of Crystal Growth, 310. Pp. 2815-2819 (2008).
- 23 *А.А. Каминский, Н.Р. Агамалян, А.А. Павлюк, Л.И. Бобович, В.В. Любченко.* Получение и люминесцентно-генерационные свойства $KLu(WO_4)_2 - ND^{3+}$. // Неорганические материалы, том 19, №6, 1983г.

-
- 24 A.A. Pavlyuk, Л.И. Бобович. Выращивание кристаллов со структурой “ α - $\text{KY}(\text{WO}_4)_2$ ” из раствора в расплаве. // 6th International Conference on Crystal Growth. СССР, Москва, 1980г. Расширенные тезисы, том 3, стр. 271-273.
- 25 V. Petrov, M.C. Pujol, X. Mateos, O. Silvestre, S. Rivier, M. Aguilor, R.M. Sole, J. Liu, U. Griebner, F. Diaz. Growth and properties of $\text{KLu}(\text{WO}_4)_2$, and novel ytterbium and thulium lasers based on this monoclinic crystalline host. // Laser & Photon. Rev. 2007. 1. No. 2, P. 179–212.
- 26 А.А. Павлюк, Л.И. Бобович. Выращивание монокристаллов со структурой α - $\text{KY}(\text{WO}_4)_2$ из раствора в расплаве // 6 Международная конференция по росту кристаллов, Москва, 10-16 сент.1980 г., тезисы, том 3, стр.271-273.
- 27 D.Yu. Velikovskii, M.M. Mazur, A.A. Pavlyuk, V.E. Pozhar, S.F. Solodovnikov, L. I. Yudanova. Investigation of the $\text{KLu}(\text{WO}_4)_2$ Crystal As an Acousto-Optic Material // Phys. Wave Phenom. Vol. 23, No. 1, pp. 58-62 (2015).
- 28 P. Klopp, U. Griebner, V. Petrov, X. Mateos, M.A. Bursukova, M. C. Pujol, R. Solé, J. Gavaldà, M. Aguiló, F. Gvell, J. Massons, T. Kirilov F. Díaz. Laser operation of the new stoichiometric crystal $\text{KYb}(\text{WO}_4)_2$. Appl. Phys. B74, 185-189 (2002).
- 29 А.Ф. Константинова, В.В. Филиппов, С.П. Палто, Е.А. Евдщенко, К.Б. Имангазиева, В.П. Орехова. Исследование оптических свойств кристаллов $\text{KGd}(\text{WO}_4)_2:\text{Nd}^{3+}$ с учетом поглощения. Кристаллография, 2007, том 52, №6, с. 1125-1134.
- 30 P.A. Loiko, K.V. Yumashev, N.V. Kuleshov, G.E. Rachkovskaya, A.A. Pavlyuk. Detailed characterization of thermal expansion tensor in monoclinic $\text{KRe}(\text{WO}_4)_2$ (where $\text{Re} = \text{Gd}, \text{Y}, \text{Lu}, \text{Yb}$). Optical Materials, Vol. 34, Issue 1, pp. 23–26 (2011). <http://dx.doi.org/10.1016/j.optmat.2011.07.007>.
- 31 A.A. Kaminskii, J.B. Gruber, S.N. Bagaev, K. Ueda, U. Hommerich, J.T. Seo, D. Temple, B. Zandi, A.A. Kornienko, E.B. Dunina, A.A. Pavlyuk, R.M. Klevtsova, F.A. Kuznetsov. Optical spectroscopy and visible stimulated emission of Dy^{3+} ions in monoclinic α - $\text{KY}(\text{WO}_4)_2$ and α - $\text{KGd}(\text{WO}_4)_2$ crystals. Physical Review B, Vol. 65, pp. 125108:1-29 (2002).

-
- 32 Y. Kalisky, L. Kravchik, C. Labbe. Repetitive modulation and passively Q-switching of diode-pumped Nd–KGW laser. *Optics Communications*, Vol. 189, Issues 1–3, pp. 113–125 (2001)
- 33 Hongyang Zhao, Jiyang Wang, Jing Li, Jianxiu Zhang, Huaijin Zhang, Minhua Jiang. Growth, optical and thermal properties of Yb, Tm:KLu(WO₄)₂. *Journal of Crystal Growth*, Vol. 293, Issue 1, pp.223–227 (2006).
<http://dx.doi.org/10.1016/j.jcrysgro.2006.05.010>
- 34 M.C. Pujol, M. Rico, C. Zaldo, R. Sole, V. Nikolov, X. Solans, M. Aguilo, F. Diaz, Crystalline structure and optical spectroscopy of Er³⁺-doped KGd(WO₄)₂ single crystals. *Appl. Phys. B*. № 68. Pp. 187-197 (1999).
- 35 R.L. Aggarwal, D.J. Ripin, J.R. Ochoa, T.Y. Fan. Measurement of thermo-optic properties of Y₃Al₅O₁₂, Lu₃Al₅O₁₂, YAlO₃, LiYF₄, LiLuF₄, BaY₂F₈, KGd(WO₄)₂, and KY(WO₄)₂ laser crystals in the 80–300 K temperature range, *J. Appl. Phys.* 2005. Vol.98, 103514-1–14.
- 36 J. M. Farley, G. A. Saunders, D. Y. Chung. Elastic Properties of Scheelite Structure Molybdates and Tungstates. *J. Phys. C: Solid State Phys.*, Vol. 8, pp .780-786 (1975)
- 37 V.V.Aleksandrov, T.S.Velichkina, V.I.Voronkova, L.V.Koltsova, I.A.Yakovlev, V.K.Yanovskii. ELASTIC COEFFICIENTS OF KTiOPO₄, RbTiOPO₄, TiTiOPO₄ CRYSTALS DETERMINED PROM MANDELSTAN-BRILLOUIN LIGHT SCATTERING SPECTRA. *Solid State Communications*, Vol. 69, No. 9, pp.877-881, (1989).
- 38 D.Kasporowicz, S.Mielcarek, A.Trzaskowska, A.Majchrowski, E.Michalski and M.Drozdowski. Elastic properties of KGd(WO₄)₂:Ho³⁺ single crystals studied by Brillouin spectroscopy. *Cryst. Res. Technol.* 2007. Vol. 42. № 12. Pp 1370-1375.
- 39 Александров К.С., Втюрин А.Н., Елисеев А.П., Замкова Н.Г., Исаенко Л.И., Крылова С.Н., Пашков В.М., Турчин П.П., Шебанин А.П. Колебательный спектр и упругие свойства кристалла КРb₂Cl₅. *Физика Твёрдого Тела*, 2005, том 47, выпуск 3, стр. 512-518.

- 40 В.П. Беликов, К.С. Александров, Т.В. Рыжикова. Упругие свойства порообразующих материалов и горных пород. М.: Наука, 1970г.
- 41 Дж. Най. Физические свойства кристаллов. М.: Мир, 1967.
- 42 А. Ляв Математическая теория упругости. Пер с англ. М: Техническая литература, 1935
- 43 Д.Ю. Великовский, М.М. Мазур, В.Э. Пожар. Методика определения констант жесткости моноклинных кристаллов на примере $KRE(WO_4)_2$, где $RE = Y, Yb, Lu, Gd$. // бая международная конференция акустооптические и радиолокационные методы измерений информации ARMIMP-2013, стр.214-215.
- 44 Д.Ю. Великовский. Методика экспериментального определения упругих характеристик лазерных кристаллов моноклинной сингонии для задач акустооптики / Д.Ю. Великовский, М.М. Мазур, В.Э. Пожар. – М., 2013, –22с. – Деп. в ФГУП «СТАНДАРТИНФОРМ» 20.08.2013 г., № 908а.
- 45 Мильков М.Г., Волнянский М.Д., Антоненко А.М., Волошинов В.Б. Акустические свойства двуосного кристалла двойного молибдата свинца Pb_2MoO_5 // Акуст. журн. 2012. Т. 58. № 2. С. 206–214.
- 46 М.М. Mazur, D.Yu. Velikovskiy, L.I. Mazur, A.A. Pavluk, V.E. Pozhar, V.I. Pustovoi. Elastic and photo-elastic characteristics of laser crystals Potassium Rear-Earth Tungstates $KRE(WO_4)_2$, where $RE = Y, Yb, Gd$ and Lu . // Ultrasonics, 54 (5), pp.1311–1317 (2014). <http://dx.doi.org/10.1016/j.ultras.2014.01.009>.
- 47 N. Uchida. Shaefer-Bergman Diffraction Pattern Due to Abnormal Bragg Reflection in Birefringent Media. J. of Quantum Electronics, – 1971.– V. 7, № 4.– P.160 – 165.
- 48 Писаревский Ю. В., Сильвестрова И.М.. Рассеяние света на упругих волнах в оптически двуосных кристаллах, Кристаллография, 1976, т. 18, № 5, с. 1003-1013.
- 49 Гуляев Ю.В., Проклов В.В., Шкердин Г.Н. Дифракция света на звуке в твердых телах, УФН, т.124, №1, с.61-111, 1978.
- 50 P A Loiko, V G Savitski, A Kemp, A A Pavlyuk, N V Kuleshov and K V Yumashev. Anisotropy of the photo-elastic effect in $Nd:KGd(WO_4)_2$ laser crystals. // Laser Physics Letters. 2014. Vol. 11. No. 5. P. 055002. [doi:10.1088/1612-2011/11/5/055002](https://doi.org/10.1088/1612-2011/11/5/055002) .

-
- 51 Aaron McKay, Ondrej Kitzler, and Richard P. Mildren. Thermal lens evolution and compensation in a high power KGW Raman laser. // OSA OPTICS EXPRESS. 2014. Vol. 22. No. 6. Pp. 6707-6718. DOI:10.1364/OE.22.006707.
- 52 М. Борн, Э. Вольф. Основы оптики. М.: Наука, 1973.
- 53 Яриш А., Юх П. Оптические волны в кристаллах. пер. с англ., М.: Мир, 1987.
- 54 Корнел А. Акустооптика. Пер с англ. М: Мир, 1993.
- 55 R.W. Dixon, M.G. Cohen. A new technique for measuring magnitudes of photoelastic tensors and its application to lithium niobate. // Appl. Phys. Lett. 1966. V. 8, No. 8. P. 205-206.
- 56 M. C. Pujol, M. A. Bursukova, F. Gu'ell, X. Mateos, R. Sole', Jna. Gavalda', M. Aguilo', J. Massons, P. Klopp, U. Griebner, V. Petrov, F. Di'az. Growth, optical characterization, and laser operation of a stoichiometric crystal KYb(WO₄)₂ Phys. Rev. B 65, 165121 (2002) <http://prb.aps.org/abstract/PRB/v65/i16/e165121>
- 57 M.C. Pujol, X. Mateus, A. Aznar, X. Solans, S. Surinach, J. Massons, F. Diaz and M. Aguilo. Structure redetermination, thermal expansion and refractive indices of KLu(WO₄). J. Appl. Cryst. 39, 230–236 (2006).
- 58 Боднарь И.Т. Температурная зависимость главных и дополнительных показателей преломления кристаллов Yb:KGW и KYW в интервале 20-400 °С. Оптика и спектроскопия. 2009. Том 106. № 5. Стр. 843-847
- 59 Д.Ю. Великовский. Методика экспериментального определения фотоупругих характеристик лазерных кристаллов моноклинной сингонии для задач акустооптики / Д.Ю. Великовский, М.М. Мазур, В.Э. Пожар. – М., 2014, –28с. – Деп. в ФГУП «СТАНДАРТИНФОРМ» 02.09.2014 г., № 918а.
- 60 М.П. Шаскольская. Акустооптические кристаллы. Справочник. М.: Наука, 1982г.
- 61 Д.Ю. Великовский, М.М. Мазур, В.Э. Пожар. Методика экспериментального определения фотоупругих характеристик моноклинных кристаллов. // 7ая международная конференция акустооптические и радиолокационные методы измерений информации ARMIMP-2014, стр. 183-185.

-
- 62 *S.E.Harris, R.W.Wallace*. Acousto-optic tunable filter. *J. Opt. Soc. Amer.*, 1969, v.59, p.744-47.
- 63 *Ф.Л.Визен, Ю.К.Калинников, Р.С.Микаэлян*. АО перестраиваемый фильтр на кристалле кварца. Тез. Коорд. Совещ. по акустооптике. М., ВНИИФТРИ: 1975.
- 64 Acousto-optic modulators made by Brimrose. [Электронный ресурс]. – Систем. требования: Adobe Reader. URL: <http://www.brimrose.com/pdfandwordfiles/aomodu.pdf> (дата обращения: 24.11.2014).
- 65 Акустооптический модулятор МЛ-322В, [Электронный ресурс]. – Систем. требования: Internet Explorer 5.0 и выше. URL: http://www.polyus.info/production/acousto_optic_devices/492558/ (дата обращения: 24.11.2014).
- 66 *Балакиев В.И., Парыгин В.Н., Чирков Л.Е.* Физические основы акустооптики, М.: Радио и связь, 1985
- 67 *О.А.Бышевский, В.Б.Волошинов, В.Н.Парыгин*. Перестраиваемый акустооптический фильтр на кристалле йодноватой кислоты, Тез. докл. Всес. конф. “Оптика лазеров”, Ленинград, 1984, с.144
- 68 *A. Tchernyatin and E. Nazarova*. Investigation of acousto-optic diffraction in biaxial crystals. // *Molecular and Quantum Acoustics*. – 2007. – V. 28, No 1. – P. 259-264
- 69 *Богданов С.В., Сапожников В.К.* Акустооптическое взаимодействие в оптически двуосных кристаллах, *Автометрия*, №5, с.3-10, 1989.
- 70 *J. Garnier*. Some applications of the anisotropic diffraction in biaxial crystals. *Optical Pulse and Beam Propagation III*, Yehuda B. Band, Editor, Proceedings of SPIE Vol. 4271, pp. 138-149 (2001)
- 71 *Dennis R.Pape and Sergei V.Kularkov*. Design and fabrication of acousto-optic devices. Marcel Dekker, Inc., 1994, 497 p. New York, Basel, HongKong.
- 72 *H-C. Lee and H.E. Meissner* Walk-off correction in biaxial crystals // *Proc. of SPIE*. – 2007. Vol.6740. – pp. 1-12.
- 73 *V. B. Voloshinov, A. Yu. Tchernyatin*. Simultaneous up-shifted and down-shifted Bragg diffraction in birefringent media. *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.* 2 389–394 (2000)

-
- 74 *А.Ю. Абрамов, М.М. Мазур, В.И. Пустовойт.* Быстроперестраиваемый лазер на основе акустооптического фильтра. Письма ЖТФ, 1983, т. 9, в.5, с. 264-267.
- 75 *А.Ю. Абрамов, М.М. Мазур, В.И. Пустовойт.* Узкополосный лазер на красителе с комбинированным дисперсионным резонатором на основе акустооптического фильтра. Журнал технической физики, 1987, т.57. в.12, с. 2420-2422.
- 76 *Мазур М.М., Махмудов Х.М., Пустовойт В.И.* Перестраиваемый лазер на красителе с акустооптическим фильтром из CaMoO_4 , Квант. электрон., т.15, №4, с.711-713, 1988
- 77 *А.Ю.Абрамов, М.М.Мазур, Х.М.Махмудов, В.И.Пустовойт, С.И.Чижиков.* Функциональное акустооптическое управление спектром излучения лазером на красителях. Журнал прикладной спектроскопии, т.52,К5, с.842-845, 1990.
- 78 *M. Segura, M. Kadankov, X. Mateos, M.-C. Pujol, J.-J. Carvajal, M. Aguiló, F. Díaz, U. Griebner, V. Petrov.* Passive Q-switching of the diode pumped $\text{Tm}^{3+}:\text{KLu}(\text{WO}_4)_2$ laser near 2- μm with $\text{Cr}^{2+}:\text{ZnS}$ saturable absorbers. OPTICS EXPRESS, Vol. 20, No. S2, pp. A3394-A3400, 2012
- 79 *В.И. Пустовойт, А.Ю. Абрамов, М.М. Мазур.* Использование акустооптических фильтров для управления параметрами лазерного излучения. Материалы XII Всесоюзной конференции по акустоэлектронике и кв. акустике. 1983, Саратов, ч. I, с. 355-356.
- 80 Acousto-optics Q-switch. [Электронный ресурс]. – Систем. требования: Adobe Reader. URL: <http://www.brimrose.com/pdfandwordfiles/aoqswtch.pdf> (дата обращения: 24.11.2014).
- 81 *А.Ю.Абрамов, М.М.Мазур, В.И.Пустовойт.* Журн. технич. физики, 1987, т.57. в.12, с.2420-22. Узкополосный лазер на красителе с комбинированным дисперсионным резонатором на основе акустооптического фильтра.
- 82 *Е.Г.Ананьев, В.Э.Пожар, В.И.Пустовойт.* О брэгговской дифракции света на стоячей звуковой волне. Оптика и спектроскопия, 1987, т.61, в.4, с.885-888.

-
- 83 В.Б.Волошинов, В.А.Карасев, В.Я.Молчанов, В.С.Тупица. Широкоапертурный акустооптический модулятор неполяризованного излучения для мощных твердотельных лазеров, Известия РАН, серия физика, 1993, №12, с.170.
- 84 *Marvin J. Weber*. HANDBOOK OF OPTICAL MATERIALS. CRC Press, London, New York, Washington, 2003
- 85 *N. Uchida, S. Miyazawa, K. Ninomiya*. Refractive Indices of Pb_2MoO_5 Single Crystal. // Journal of the Optical Society of America, – 1970. – vol. 60 № 10. – pp 1375-1378.
- 86 *Y. Ohmachi, N. Uchida*. Acoustic and Acousto-Optical Properties of Pb_2MoO_5 Single Crystal. // Journal of Applied Physics. – 1971. – vol. 42 № 2. – pp 521-524.
- 87 *D. A. Pinnow*, Guide Lines for the Selection of Acoustooptic Materials. IEEE JOURNAL OF QUANTUM ELECTRONICS, VOL. 2Q2E3- 6, No 4, pp. 223-238, (1970)
- 88 *M. Bass*, HANDBOOK OF OPTICS, Second Edition -- Handbook of optics / sponsored by the Optical Society of America ;Michael Bass , editor in chief . — 2nd ed. MCGRAW-HILL, INC., New York, 1995 ISBN 0-07-047974-7
- 89 *N Gupta, V B Voloshinov, G A Knyazev, L A Kulakova*. Tunable wide-angle acousto-optic filter in single-crystal tellurium. Journal of Optics, Volume 14, N.3, 2012.
- 90 *В. В. Данилов*. Физико-химические и акустооптические свойства монокристаллов типа Cs_2HgC_4 . Технологии и конструирование в электронной аппаратуре, №5-6, стр. 52-56 (1999)
- 91 *Сильвестрова И.М., Барта Ч., Добржанский Г.Ф., Беляев Л.М., Писаревский Ю.В.*, Акустооптические свойства кристаллов каломели, Hg_2Cl_2 , Кристаллография, т.20, №5, с. 359-365, 1975.
- 92 *V.I. Lukanin, A.Ya. Karasik*. [Optics Communications](#). Volume 336. No.1. Pp. 207–212 (2015).
- 93 *V. Jambunathan, X. Mateos, M. C. Pujol, J. J. Carvajal, C. Zaldo, U. Griebner, V. Petrov, M. Aguiló, F. Díaz*. Crystal growth, optical spectroscopy, and continuous-wave

laser operation of Ho:KLu(WO₄)₂ crystals. Applied Physics B, Volume 116, Issue 2, pp 455-466, 2014

94 М.М. Mazur, D. Yu. Velikovskii, L.I.Mazur, A.A. Pavluk, V.E. Pozhar , V.I. Pustovoi. Acousto-optic modulator made of KGW crystal. // 15th international conference on “Laser Optics 2012”, pp. 29.

95 Acoustooptics database, TeO₂, парателлуриит. [Электронный ресурс]. – Систем. требования: Internet Explorer 5.0 и выше. URL: http://acoustooptics.phys.msu.ru/materials.asp?rubr_id={81A9B866-AAAB-4442-91C8-844557749264} (дата обращения: 24.11.2014).

96 Акустооптический модулятор МЛ-309, [Электронный ресурс]. – Систем. требования: Internet Explorer 5.0 и выше. URL: http://www.polyus.info/production/acousto_optic_devices/377087/ (дата обращения: 24.11.2014).

97 *Магдич Л. Н., Молчанов В. Я.*, Акустооптические устройства и их применения, — М.: Сов. радио, 1978

98 *J.-C. Kastelik, K. B. Yushkov, S. Dupont, V. B. Voloshinov.* Cascaded acousto-optical system for the modulation of unpolarized light. OPTICS EXPRESS, Vol. 17, No. 15, pp. 12767-12776 (2009)

99 *K. B. Yushkov, S. Dupont, J.-C. Kastelik, V. B. Voloshinov.* Polarization-independent imaging with an acousto-optic tandem system. OPTICS LETTERS, Vol. 35, No. 9, pp. 1416-1418 (2010).

100 *Д.Ю. Великовский, М.М. Мазур, А.А. Павлюк, В.Э. Пожар, С.Ф. Солодовников, Л.И. Юданова.* Изучение кристалла KLu(WO₄)₂ как акустооптического материала. // Труды школы-семинара «Волны-2014». Секция 6, стр. 4.

101 *Hyuk Lee.* Acoustooptic Light Modulation with Large Bandwidth and Angular Aperture. // IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control, 1987, Vol. UFFC-34, No.4, p. 485-486.

102 *В.И. Балакиши.* Акустооптические модуляторы с анизотропной дифракцией света. Известия АН СССР. Серия физическая, том 45, №3, стр. 636-639 (1981)

-
- 103 *D. Velikovskiy, V. Pozhar, M. Mazur.* Acousto-Optic Devices Based on Laser Crystals KREW // Abstract book of the 12th School on Acousto-Optics and Applications, p.44.
- 104 *D.Yu. Velikovskii, V.E. Pozhar, M.M. Mazur.* Acousto-optic devices based on potassium rear-earth tungstates laser crystals Acta Physica Polonica A, 2015, Vol. 127, No. 1, pp. 75-77.
- 105 *Мнушкина И.Е.* Сегнетоэлектрические свойства монокристаллов ванадата висмута, канд. диссертация. Днепропетровский гос. университет, 1984.
- 106 *D.Yu. Velikovskiy, M.M. Mazur, V.E. Pozhar.* Development of acousto-optical devices made of KGW laser crystal // The International Conference on Coherent and Nonlinear Optics; and The Lasers, Applications, and Technologies (ICONO/LAT'13), June 18-22, Moscow.
- 107 *D. Yu. Velikovskiy, V. E. Pozhar, M. M. Mazur,* Acousto-optics Devices for High-power Laser Beam, ^{f-6}, in *WDS'12 Proceedings of Contributed Papers: Part III – Physics* (eds. J. Safrankova and J. Pavlu), Prague, Matfyzpress, pp. 65–68
- 108 *Ю.С. Доброленский и В.Б. Волошинов.* Эффективность коллинеарного акустооптического взаимодействия в анизотропных средах. // Вестник Московского университета. Физика. – 2007. – No.3. – pp.30-34.
- 109 *A. Yu. Tchernyatin.* Analysis and application of Bragg acousto-optic diffraction in biaxial media. Proc. of SPIE. – 2005. – V. 5953. – P. 59530U.1-59530U.8
- 110 *I. C. Chang.* Tunable acousto-optic filter utilizing acoustic beam walkoff in crystal quartz. Applied Physics Letters, Vol. 25, No.6, 15 (1974)
- 111 *Д.Ю. Великовский, М.М. Мазур. В.Э. Пожар.* Проект коллинеарного акустооптического фильтра на лазерном кристалле KGd(WO₄)₂. // Фотоника и информационная оптика, МИФИ, Москва. 23-25 января 2013, стр. 124-125.