

**МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
ИМЕНИ М.В. ЛОМОНОСОВА**

ФИЗИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ

На правах рукописи

ПОРОХОВНИЧЕНКО ДМИТРИЙ ЛЕОНИДОВИЧ

**Перспективные материалы для акустооптических устройств
среднего и дальнего инфракрасных диапазонов спектра**

Специальность: 01.04.03 — радиофизика

Диссертация на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук

Научные руководители:

кандидат физико-математических наук, доцент

Волошинов Виталий Борисович

доктор физико-математических наук, профессор

Балакший Владимир Иванович

Москва – 2022

ОГЛАВЛЕНИЕ

ВВЕДЕНИЕ	4
Актуальность темы исследования.....	5
Цели диссертационной работы.....	7
Объект и предмет исследования.....	8
Методология исследования	8
Научная новизна полученных результатов	8
Практическая значимость работы	9
Положения, выносимые на защиту	9
Степень достоверности полученных результатов	10
Апробация результатов	11
Публикации	11
Личный вклад автора.....	12
Структура и объем диссертационной работы	12
Содержание диссертации	12
 Глава 1. Особенности акустооптического взаимодействия в дальнем инфракрасном диапазоне электромагнитного спектра	15
1.1. Основные закономерности акустооптического взаимодействия в кристаллах	15
1.2 Способы повышения энергетической эффективности акустооптических устройств дальнего инфракрасного диапазона.....	19
1.3 Режимы высокочастотного коллинеарного и полуколлинеарного акустооптического взаимодействия.....	21
1.4 Акустооптические материалы терагерцевого диапазона электромагнитного спектра	25
1.5 Режим обратного коллинеарного акустооптического взаимодействия в терагерцевом диапазоне.....	34
Основные результаты главы 1	39
 Глава 2. Измерение оптических и акустооптических свойств монокристалла йодида индия	40
2.1 Общие свойства кристалла йодида индия	40
2.2 Акустические свойства кристалла йодида индия.....	43
2.3 Оптические и акустооптические свойства кристалла йодида индия.....	47
Основные результаты главы 2	53

Глава 3. Кристалл бромида ртути и его применение в широкоапертурном акустооптическом фильтре	54
3.1 Физические свойства кристаллов галогенидов ртути	54
3.2 Оптимальная широкоапертурная геометрия акустооптического взаимодействия в кристалле бромида ртути	59
3.3 Параметры широкоапертурного акустооптического фильтра на кристалле бромида ртути с углом среза 14° в плоскости (110)	71
3.4 Оптимизация геометрии поляризационной призмы Глана на кристалле бромида ртути	75
Основные результаты главы 3	85
Глава 4. Акустооптическое взаимодействие в кристаллах семейства KRS	87
4.1 Общий обзор семейства кристаллов KRS	87
4.2 Физические свойства кристаллов KRS-5 и KRS-6	91
4.3 Акустические и акустооптические свойства кристалла KRS-5	94
Основные результаты главы 4	107
Глава 5. Коллинеарный акустооптический фильтр на кристалле KRS-5	108
5.1 Механизмы невязимных эффектов при высокочастотном коллинеарном акустооптическом взаимодействии	108
5.2 Влияние невязимных эффектов на параметры коллинеарного акустооптического взаимодействия	111
5.3 Коллинеарный акустооптический фильтр на кристалле KRS-5	118
5.4 Поляризационные свойства высокочастотного коллинеарного акустооптического взаимодействия	128
Основные результаты главы 5	132
Заключение.....	133
Благодарности.....	137
Публикации автора по теме диссертации	138
Список литературы.....	138

ВВЕДЕНИЕ

Акустооптическое (АО) взаимодействие представляет собой дифракцию электромагнитного излучения на периодических неоднородностях показателя преломления среды, создаваемых распространяющейся в этой среде ультразвуковой акустической волной. В основе данного явления лежит фотоупругий эффект, который заключается в изменении показателя преломления среды вследствие ее упругой деформации. Считается, что впервые явление взаимодействия световых волн с упругими волнами в среде было предсказано в 1922 году Л. Бриллюэном [1]. Позднее, начиная с 1930-х гг., стали проводиться первые экспериментальные исследования АО дифракции, которая происходила на специально возбуждаемых в жидкости или твердой аморфной среде акустических волнах [2,3]. Тогда же появились наиболее значимые работы, заложившие основы теоретического описания и понимания механизма АО взаимодействия [4-6]. В этих работах было показано, что АО эффект можно рассматривать как дифракцию световых волн на фазовой дифракционной решетке, создаваемой бегущей или стоячей ультразвуковой волной. Свойства дифракции при этом существенно зависят от длины волны излучения и параметров фазовой решетки, которые в свою очередь определяются частотой ультразвука и геометрическими размерами акустического пучка.

Выделяется два основных режима АО дифракции, определяющиеся значением параметра Кляйна-Кука $Q = l\lambda f^2/V^2$ [7], в который входит длина l взаимодействия света с ультразвуком (в поперечной геометрии определяется шириной акустического пучка), длина волны излучения λ , частота ультразвуковой волны f и ее скорость распространения V . Первый – режим Рамана-Ната – соответствует случаю низких частот ультразвука и малой ширины акустического пучка ($Q \ll 1$). При нем может наблюдаться множество дифракционных порядков, между которыми перераспределяется энергия исходной электромагнитной волны. Дифракционная картина при этом слабо зависит от угла падения светового пучка на решетку. Второй – режим Брэгга – напротив, наблюдается при более высоких частотах ультразвука, достигающих сотен мегагерц, и большей ширине акустического пучка ($Q \gg 1$). При этом электромагнитная энергия отклоняется, как правило, лишь в один боковой дифракционный максимум, причем ее доля, а значит и эффективность дифракции, сильно зависит от угла падения светового пучка на акустический столб. Из-за наличия лишь одного дифракционного порядка в режиме дифракции Брэгга возможно достигнуть полной перекачки в него всей энергии исходного излучения. Благодаря селективности по углу падения и длине волны электромагнитного излучения, а также высоким значениям интенсивности дифрагированного

излучения, режим Брэгга представляет наибольший интерес в акустооптике и используется в подавляющем большинстве АО устройств.

В 30–50-е годы АО эффект представлял лишь академический интерес. Ситуация существенно изменилась в 1960-е годы в связи с изобретением лазеров и необходимостью разработки устройств для управления оптическим излучением. Оказалось, что на основе АО эффекта можно создать весьма эффективные приборы, с помощью которых можно управлять любыми параметрами световой волны: амплитудой (и, следовательно, интенсивностью), частотой, фазой, поляризацией и направлением распространения [7-9]. Для этого все реже стали прибегать к жидкостям и аморфным средам, и все чаще – к кристаллам, обладающим анизотропией оптических и упругих свойств. Использование кристаллов существенно расширило как спектр направлений научных исследований, так и возможности акустооптики, позволив реализовывать множество новых геометрий взаимодействия, в частности, широкоапертурную анизотропную, низкочастотную коллинеарную и квазиколлинеарную дифракции. АО устройства характеризуются компактными размерами, низким энергопотреблением, возможностью перестройки в режиме реального времени, а также высоким быстродействием, надежностью и большим ресурсом эксплуатации благодаря полностью электронному управлению и отсутствию движущихся механических деталей.

Актуальность темы исследования

Наиболее эффективными АО кристаллами ультрафиолетового, видимого и ближнего ИК диапазона являются парателлурит (TeO_2), ниобат лития (LiNbO_3), KDP (KH_2PO_4), кристаллический кварц (SiO_2), перекрывающие диапазон длин волн обрабатываемого электромагнитного излучения от ультрафиолетового до ближнего ИК диапазонов ($\lambda = 0.25 - 5$ мкм) [7-9]. Вплоть до 2000-х гг. длинноволновая часть спектра, представляющая несомненный интерес для науки и техники, ограничивалась длиной волны излучения CO_2 лазера $\lambda = 10.6$ мкм и в основном покрывалась кристаллом германия (Ge) и реже – кристаллами семейства KRS. В последние десятилетия существенно возрос интерес к инфракрасному (ИК) излучению с длинами волн, превосходящими $\lambda = 10$ мкм. Связано это с появлением и широким распространением новых источников когерентного излучения данного спектрального диапазона, таких как квантово-каскадные лазеры [10-11]. Как следствие, возникла необходимость и в разработке устройств, позволяющих эффективно управлять данным излучением. Кроме этого, средний и дальний ИК спектральные диапазоны стали представлять интерес в таких областях, как экологический мониторинг загрязнений атмосферы, радиовидение, а также спектральный анализ изображений наземных и космических объектов,

[12,13]. АО устройства, в свою очередь, прекрасно зарекомендовали себя для выполнения этих задач в ультрафиолетовом, видимом и ближнем инфракрасном спектральных диапазонах. Также развивается направление исследования АО взаимодействия в искусственно созданных слоистых и планарных структурах [14-16]. Таким образом, расширение диапазона работы АО устройств в длинноволновую область среднего и дальнего ИК диапазонов и сопутствующие этому поиск и исследование новых высокоэффективных материалов и режимов АО взаимодействия являются важными и актуальными задачами современной фундаментальной и прикладной акустооптики.

Как отмечено выше, наибольший интерес к среднему и дальнему ИК спектральным диапазонам в акустооптике стал проявляться в последние 10-15 лет. Однако вплоть до настоящего времени по ИК тематике существует сравнительно небольшое количество работ. Связано это с рядом особенностей данного спектрального диапазона, существенно затрудняющих экспериментальные исследования.

В первую очередь, вплоть до последнего десятилетия, в открытом доступе практически отсутствовали источники излучения среднего и дальнего ИК диапазонов достаточной мощности, а доступные варианты фактически ограничивались длинами волн $\lambda = 3.39$ мкм He-Ne лазера и $\lambda = 10.6$ мкм CO₂ лазера. Современные квантово-каскадные лазеры полностью перекрыли диапазон между этими длинами волн, а также сдвинули его длинноволновую границу в область дальнего ИК диапазона до длины волны $\lambda = 28$ мкм [10].

Кроме того, известно, что эффективность АО дифракции обратно пропорционально зависит от квадрата длины волны излучения λ [7], что существенно повышает требования к АО качеству материала для сохранения приемлемой эффективности работы устройств. С учетом очевидного требования прозрачности используемого материала, оказывается, что на данный момент известно лишь несколько кристаллических материалов, обладающих нужными свойствами. В основном, в работах по данной тематике рассматриваются кристаллы теллура [17,18], хлорида ртути (Hg₂Cl₂) [19-24], TAS (TaS₂) [25-27], германия [28-31]. Как будет более подробно обсуждаться в последующих главах, все эти кристаллы имеют те или иные недостатки и не в полной мере удовлетворяют поставленным требованиям. Первые три кристалла содержат в себе высокотоксичные элементы, что существенно усложняет условия их производства, оптической обработки и эксплуатации. Кристалл германия лишен этого недостатка, однако обладает существенно более низкой АО эффективностью. Ряд работ посвящен АО взаимодействию излучения с длинами волн терагерцевого диапазона $\lambda > 50$ мкм. В них авторы в качестве среды АО взаимодействия использовали кристалл германия [28-31], а также жидкости и сжиженные газы [32-35], однако столкнулись с крайне низкими значениями

эффективности дифракции, а также ограниченной применимостью подобных устройств в связи с оптической изотропностью данных сред.

Еще одной из актуальных задач современной акустооптики дальнего ИК диапазона является экспериментальная реализация высокочастотного режима коллинеарного взаимодействия, которой посвящен ряд теоретических работ [31,36-38]. В случае обратной коллинеарной геометрии волновые вектора падающей и дифрагированной электромагнитных волн направлены навстречу друг другу и коллинеарны волновому вектору ультразвука. Данная геометрия обеспечивает максимальную длину АО взаимодействия, связанную с селективностью по длине волны электромагнитного излучения [36,39,40]. В обычных АО материалах частота ультразвука при обратном коллинеарном взаимодействии достигает значений вплоть до 20 ГГц для видимого и ближнего ИК диапазонов спектра, а приемлемых значений в несколько сотен мегагерц – лишь для длин волн излучения превышающих 10 мкм [36,37]. Данное обстоятельство является основной причиной того, что до настоящего момента высокочастотный режим коллинеарного АО взаимодействия не был экспериментально реализован.

Цели диссертационной работы

Наиболее общей целью работы являлось рассмотрение физических особенностей АО взаимодействия в среднем и дальнем ИК диапазоне электромагнитного спектра и расширение области применимости АО устройств в этот диапазон. В частности, необходимо было сформулировать и решить следующие задачи:

- 1) Изучить особенности и описать теоретически АО взаимодействие в среднем и дальнем ИК диапазонах спектра электромагнитных волн.
- 2) Осуществить поиск и отбор новых эффективных материалов для создания АО устройств, работающих в среднем и дальнем ИК диапазонах.
- 3) Исследовать экспериментально и теоретически акустические, оптические и акустооптические свойства данных материалов.
- 4) Рассчитать оптимальную геометрию, параметры и разработать АО устройства на основе новых исследуемых материалов.
- 5) Рассмотреть свойства и возможности экспериментальной реализации в данных диапазонах полуколлинеарного и обратного коллинеарного режимов АО взаимодействия.

Объект и предмет исследования

Предметом рассмотрения диссертационной работы является АО взаимодействие в среднем и дальнем инфракрасном диапазонах электромагнитного спектра. Объектом исследования являются новые изотропные и анизотропные материалы с АО эффектом.

Методология исследования

Теоретические расчеты характеристик АО взаимодействия проводились на основе известных справочных источников и теоретических выкладок из отечественных и иностранных фундаментальных работ по оптике, акустике и акустооптике. Вычисления и построения графиков производились в компьютерных программных средах, в том числе, с использованием самостоятельно реализованных численных методов. Экспериментальные исследования проводились с использованием современного высокоточного лабораторного оборудования, а также специализированных частей экспериментальной установки, изготовленных механиком высокой квалификации. Для проводимых измерений и расчетов осуществлялась оценка погрешностей, для измерений также проводилось сопоставление результатов с теоретическими предсказаниями. С целью снижения статистической погрешности и подтверждения воспроизводимости получаемых результатов измерения проводились несколькими сериями.

Научная новизна полученных результатов

1) Впервые проведены измерения показателей преломления, скоростей акустических волн, а также коэффициентов АО качества кристалла йодида индия (InI). Показана высокая эффективность и перспективность использования данного материала для создания АО устройств.

2) Впервые проведено измерение коэффициентов АО качества и фотоупругих констант кристалла бромида ртути (Hg_2Br_2). Рассчитаны угло-частотные характеристики и параметры широкоапертурной геометрии АО взаимодействия в данном кристалле. Предложена новая геометрия и проведен расчет характеристик поляризационной призмы, работающей в широком диапазоне длин волн дальнего ИК спектра.

3) Впервые проанализирована перспективность применения кристаллов галогенидов таллия KRS-5 ($\text{TlBr} - \text{TlI}$) и KRS-6 ($\text{TlBr} - \text{TlCl}$) в акустооптических устройствах среднего и дальнего ИК диапазонов. Детально рассмотрена возможность и разработан эксперимент по реализации обратного коллинеарного АО взаимодействия в кристалле KRS-5. Предложена

высокоэффективная геометрия и параметры коллинеарного фильтра, работающего с трансформацией акустических мод и обладающего высокой разрешающей способностью.

4) Впервые проведено подробное рассмотрение различных невязимных эффектов обратного коллинеарного АО взаимодействия в среднем и дальнем ИК диапазонах. Проанализировано влияние этих эффектов на параметры АО устройств.

Практическая значимость работы

Практическая значимость работы состоит в возможности применения ее результатов для создания новых высокоэффективных АО устройств, работающих в среднем и дальнем ИК спектральных диапазонах, реализации новых режимов АО взаимодействия и расширения, таким образом, круга научных и технических задач, решаемых средствами акустооптики.

Кристаллы парателлурита (TeO_2), йодноватой кислоты (HIO_3) и йодата лития (LiIO_3) могут быть использованы для создания эффективных АО устройств терагерцевого спектрального диапазона.

Благодаря экологичности, оптической анизотропии, широкому диапазону прозрачности, а также высоким значениям АО качества кристалл йодида индия (InI) является чрезвычайно перспективным для создания таких АО устройств инфракрасного диапазона спектра, как фильтры, модуляторы и дефлекторы.

На основе кристалла Hg_2Br_2 может быть создан широкоапертурный АО фильтр, позволяющий обрабатывать неколлимированные пучки и изображения в ИК области спектра. Также на основе данного кристалла может быть создана поляризационная призма, работающая во всем диапазоне прозрачности кристалла и обладающая симметричной угловой апертурой.

Кристалл KRS-5 может быть использован для реализации нового режима обратного коллинеарного АО взаимодействия в ИК диапазоне при помощи геометрии с трансформацией акустических мод. Использование невязимного эффекта в кристалле KRS-5 позволяет существенно улучшить спектральные характеристики фильтра.

Положения, выносимые на защиту

1) АО качество кристаллов парателлурита (TeO_2), йодноватой кислоты (HIO_3) и йодата лития (LiIO_3) в терагерцевом спектральном диапазоне могут быть на 1-2 порядка выше, чем в видимом диапазоне, за счет больших значений показателей преломления. В кристалле парателлурита значение АО качества может достигать $M_2 = 100\,000 \times 10^{-15} \text{ с}^3/\text{кг}$.

2) Кристалл йодида индия (InI) обладает высокими значениями коэффициентов АО качества, достигающих $M_2 = 1100 \times 10^{-15} \text{ с}^3/\text{кг}$ на продольной акустической волне, и значительной оптической анизотропией $\Delta n = n_y - n_x = 0.47$.

3) В кристалле бромида ртути (Hg_2Br_2) возможна реализация широкоапертурного АО взаимодействия во всем диапазоне прозрачности кристалла от 0.42 мкм до 25 мкм. Эффективность дифракции в дальнем ИК диапазоне может превышать значение $\zeta' = 1\%/1\text{Вт}$ акустической мощности, а спектральная разрешающая способность АО фильтра – превосходить $R = 200$. На основе кристалла возможно создание поляризационной призмы типа Глана, работающей во всем диапазоне прозрачности кристалла. Улучшенная геометрия призмы позволяет добиться симметричной угловой апертуры до $\Delta\theta = \pm 10^\circ$.

4) Разрешающая способность АО фильтра на кристалле KRS-5 при реализации обратной коллинеарной дифракции с трансформацией акустических мод может превышать значение $R = 6000$, а эффективность дифракции иметь порядок $\zeta' = 1\%/1\text{Вт}$ на длине волны излучения $\lambda = 20 \text{ мкм}$.

5) При длинах АО взаимодействия порядка 20 см в кристалле KRS-5 невзаимный эффект, обусловленный поглощением акустической и электромагнитной волн, кратно повышает разрешающую способность в области длин волн $\lambda > 20 \text{ мкм}$ до значений $R > 20\,000$.

Степень достоверности полученных результатов

Достоверность результатов определяется применением классических подходов к постановке задач, планированию и проведению экспериментальных и теоретических исследований. Теоретический анализ акустических, оптических и акустооптических эффектов проводился при помощи методов волновой оптики, классической электродинамики, теории волн и механики сплошных сред, описанных в фундаментальных работах. Экспериментальные исследования проводились с использованием современного лазерного, оптического и радиотехнического оборудования. Для верификации и воспроизводимости измерения проводились сериями, а полученные значения сопоставлялись с теоретическими ожиданиями. Полученные результаты неоднократно докладывались и обсуждались на международных и всероссийских конференциях, семинарах, а также опубликованы в отечественных и иностранных реферируемых журналах.

Апробация результатов

Научные результаты диссертационной работы представлены в 19 докладах на 15 всероссийских и международных конференциях:

1. XV Всероссийская школа-семинар "Физика и применение микроволн" имени профессора А.П. Сухорукова, Можайск, Россия, 2015
2. 8-я Международная научно-практическая конференция "Акустооптические и радиолокационные методы измерений и обработки информации", Суздаль, Россия, 2015
3. XV Всероссийская школа-семинар «Волновые явления в неоднородных средах» имени А.П. Сухорукова («Волны-2016»), Можайск, Россия, 2016
4. XIX International Conference for Young Researchers "Wave Electronics and Its Applications in the Information and Telecommunication Systems", Saint-Petersburg, Russia, 2016
5. VI Международная конференция "Фотоника и информационная оптика", Москва, Россия, 2017
6. XVI Всероссийская школа-семинар "Физика и применение микроволн" имени профессора А.П. Сухорукова, Можайск, Россия, 2017
7. 2-я Всероссийская акустическая конференция, Нижний Новгород, Россия, 2017
8. 13th School on Acousto-Optics and Applications, Moscow, Russia, 2017
9. 20-th International Conference for Young Researchers "Wave Electronics and Its Applications in the Information and Telecommunication Systems", Санкт-Петербург, Россия, 2017
10. XVI Всероссийская школа-семинар "Волновые явления в неоднородных средах" имени профессора А.П. Сухорукова, Можайск, Россия, 2018
11. Международная научная конференция студентов, аспирантов и молодых учёных «Ломоносов-2019», Москва, Россия, 2019
12. XVII Всероссийская школа-семинар «Физика и применение микроволн» имени профессора А.П. Сухорукова, Можайск, Россия, 2019
13. 14th School on Acousto-Optics and Applications, Torun, Poland, 2019
14. XXXII Сессия Российского акустического общества, Москва, Россия, 2019
15. XVII Всероссийская школа-семинар «Волновые явления в неоднородных средах» имени А.П. Сухорукова, Москва, Россия, 2020

Кроме того, результаты работы регулярно докладывались и обсуждались на семинарах кафедры физики колебаний физического факультета МГУ.

Публикации

Основные результаты диссертационной работы изложены в 29 печатных работах, в том числе в 10 статьях в рецензируемых научных журналах, удовлетворяющих Положению о присуждении учёных степеней в МГУ имени М.В. Ломоносова, и 19 публикациях в сборниках трудов и тезисов конференций. Список публикаций автора представлен в конце автореферата.

Личный вклад автора

Все изложенные в диссертационной работе оригинальные результаты получены автором лично либо при его определяющем участии. В работах, опубликованных в соавторстве, основополагающий вклад принадлежит соискателю.

Структура и объем диссертационной работы

Работа состоит из введения, 5 глав основного текста, заключения и списка литературы. Работа содержит 150 страниц, включает 56 рисунков, 19 таблиц и 130 библиографических ссылок.

Содержание диссертации

Работа состоит из введения, пяти глав и заключения.

Во введении дана общая характеристика исследуемой темы АО взаимодействия дальнего ИК диапазона. Обоснована актуальность тематики, перечислены цели и задачи исследования, отмечена новизна, научная и практическая значимость полученных результатов. Сформулированы основные положения, выносимые на защиту, а также представлены сведения об апробации работы.

В первой главе проведен детальный обзор истории, перспектив и путей развития акустооптических устройств для среднего и дальнего инфракрасных спектральных диапазонов. Дано общее описание АО взаимодействия и сформулированы основные проблемы использования АО устройств в инфракрасной области спектра. Предложены пути повышения эффективности работы АО устройств данного диапазона до приемлемых для практических приложений значений. Определены спектральные диапазоны и даны оценки эффективности применения кристаллов парателлурита, йодноватой кислоты и йодата лития в терагерцевом диапазоне электромагнитных волн. Рассмотрена возможность реализации в данных кристаллах,

а также в кристалле германия нового режима коллинеарного взаимодействия. Для кристалла германия дана оценка эффективности высокочастотного коллинеарного взаимодействия в терагерцевом диапазоне. В приближении слабой связи рассмотрено влияние невзаимного эффекта.

Вторая глава посвящена исследованию нового акустооптического двуосного кристалла йодида индия. Представлен анализ физических свойств и обоснована перспективность использования данного кристалла в акустооптике ИК диапазона. Проведены измерения скоростей продольных акустических волн в направлении основных кристаллофизических осей кристалла и вычислены соответствующие компоненты тензора жесткости. Проведены оценки оптического качества и внутренней структуры образцов кристалла, позволившие улучшить технологию роста кристалла. Проведены две серии измерений, в результате которых получен полный набор значений продольных коэффициентов АО качества кристалла. Проведены измерения показателей преломления кристалла в инфракрасном диапазоне. На основе полученных данных обоснована высокая перспективность применения кристалла йодида индия.

Третья глава посвящена исследованию свойств кристаллов галогенидов ртути. Рассмотрены основные свойства кристаллов и проведен их сравнительный анализ. Проведены измерения коэффициентов АО качества кристалла бромида ртути и обоснована возможность использования этих данных для численных оценок фотоупругих констант кристалла хлорида ртути. Рассчитаны угло-частотные зависимости, угловые апертуры, спектральное разрешение, частоты тангенциальной точки, а также коэффициенты АО качества для различных срезов широкоапертурной геометрии взаимодействия во всем диапазоне прозрачности кристалла бромида ртути. На основе расчетов предложена оптимальная геометрия АО взаимодействия и рассчитаны спектральные и энергетические параметры высокоэффективного АО устройства. Рассмотрена возможность создания на основе кристаллов этого семейства кристаллических поляризаторов типа Глана, позволяющих расширить спектральный диапазон работы такого типа устройств. Предложено усовершенствование геометрии устройства, а также рассчитаны его характеристики для трех кристаллов семейства.

Четвертая глава посвящена рассмотрению семейства кристаллов галогенидов таллия KRS. На основе общего обзора физических свойств кристаллов этого семейства проведено сравнение наиболее подходящих для АО применений кристаллов KRS-5 и KRS-6. Показано, что кристалл KRS-5 обладает лучшими характеристиками в инфракрасном диапазоне. Проведены детальные расчеты и анализ акустических и акустооптических свойств кристалла KRS-5 в его основных кристаллографических плоскостях. Рассчитаны коэффициенты АО качества для поперечного, полуколлинеарного и обратного коллинеарного режимов АО взаимодействия. На основе расчетов для всех трех режимов определены параметры

оптимальных геометрий взаимодействия. Показана возможность создания устройств, не изменяющих состояние поляризации дифрагированного излучения, а также возможность реализации в данном кристалле нового режима обратного коллинеарного взаимодействия.

В пятой главе рассматривается возможность создания устройства на кристалле KRS-5, работающего в режиме обратного коллинеарного взаимодействия. Рассмотрено и проанализировано влияние двух механизмов невязимности, возникающих в данном режиме. Показано, что за счет невязимности, связанной с затуханием акустической и электромагнитной волн, возможно существенное сужение частотной полосы устройства, сопровождающееся также падением эффективности дифракции. Предложены две геометрии АО устройств на основе кристалла KRS-5, в которых реализуется трансформация акустических мод. Решена задача отражения акустической волны от свободной грани кристалла, рассчитаны параметры трех генерирующихся акустических мод, а также энергетические коэффициенты отражения. Для предложенных геометрий взаимодействия рассчитаны значения эффективностей дифракции, а также спектрального разрешения. Рассмотрены поляризационные свойства обратной коллинеарной дифракции. Показано, что в оптически изотропной среде возможен произвольный выбор базисных векторов поляризации, и при дифракции на чистой сдвиговой акустической моде сохраняется эллиптичность дифрагированного излучения.

В заключении перечислены основные научные результаты проведенного исследования.

Глава 1. Особенности акустооптического взаимодействия в дальнем инфракрасном диапазоне электромагнитного спектра

1.1. Основные закономерности акустооптического взаимодействия в кристаллах

Устройства, основанные на явлении дифракции света на ультразвуковых волнах, находят широкое применение в науке и технике, позволяя управлять основными параметрами электромагнитного излучения, а также производить обработку оптических изображений. В настоящее время такие устройства как акустооптические модуляторы, дефлекторы и фильтры работают в ультрафиолетовом, видимом, а также ближнем и среднем инфракрасных диапазонах электромагнитного спектра [7-9]. Фактически неосвоенным оказывается дальний ИК диапазон; длинноволновая граница работы АО устройств ограничивается длинами волн $\lambda = 10 - 15$ мкм [39,41]. Необходимо отметить, что разными исследователями используется различная терминология для названия диапазонов инфракрасных волн, где граница между средним и дальним ИК диапазонами варьируется от $\lambda = 15$ мкм до $\lambda = 50$ мкм [42]. Здесь и далее в данной работе под дальним ИК диапазоном будет пониматься излучение с длинами волн, превышающими 15 мкм.

Низкая степень освоения этого спектрального диапазона сопряжена с рядом следующих особенностей. Во-первых, излучение дальнего ИК диапазона занимает промежуточное положение между оптическим и субмиллиметровым излучением. В связи с этим здесь оказываются практически неприменимы ни классические оптические, ни микроволновые методы и устройства управления. Во-вторых, до последнего времени фактически отсутствовали доступные источники излучения этого диапазона. В-третьих, существенные сложности вызывает то, что большая часть сред оказываются непрозрачными в среднем и особенно в дальнем ИК диапазонах. В частности, граница пропускания большинства материалов акустооптики лежит не дальше 10 – 20 мкм. Тем не менее, данный спектральный диапазон в наши дни представляет интерес как для фундаментальной науки, так и в таких прикладных областях, как спектральный анализ изображений объектов на Земле и в космосе, анализ химического состава атмосферы в экологическом мониторинге, спектроскопии, системах радиовидения и др.

В брэгговском режиме АО взаимодействия одним из ключевых параметров является эффективность дифракции ζ , определяемая соотношением интенсивностей падающего (I_0) и первого (I_1) порядков излучения [7]:

$$\zeta = I_1/I_0. \quad (1.1)$$

Для достижения наибольшей эффективности АО взаимодействия требуется выполнение так называемого условия фазового синхронизма, которое можно получить из закона сохранения импульса в формализме фонон-фотонного взаимодействия ультразвука и электромагнитного излучения [7]:

$$\bar{k}_i \pm \bar{K} = \bar{k}_d, \quad (1.2)$$

где $\bar{K}$, $\bar{k}_i$ и $\bar{k}_d$ – волновые векторы акустической, падающей и дифрагированной электромагнитной волн, а знаки «+» и «-» соответствуют случаям дифракции соответственно в +1-й и -1-й дифракционные порядки. Векторная диаграмма взаимодействия представлена на Рис. 1.1б.

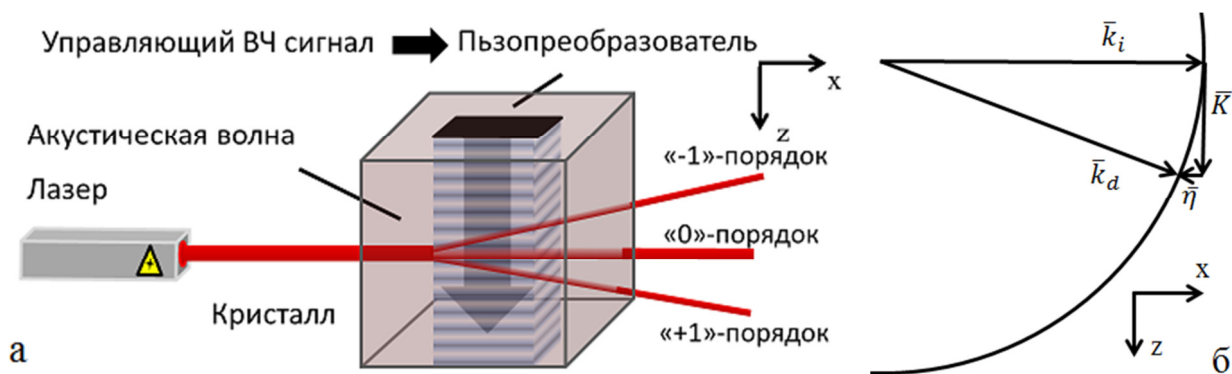


Рис. 1.1 Геометрия АО взаимодействия (а) и векторная диаграмма изотропной дифракции Брэгга (б).

Частота дифрагированного излучения ω_d при этом претерпевает доплеровский сдвиг относительно частоты падающего излучения ω_i на частоту акустической волны Ω [7]:

$$\omega_d = \omega_i \pm \Omega. \quad (1.3)$$

В простейшем случае оптически изотропной среды АО взаимодействия векторная диаграмма на Рис. 1.1 позволяет получить выражение, связывающее частоту акустической волны и оптимальный с точки зрения эффективности дифракции угол падения электромагнитного излучения на акустический столб [7]:

$$\sin(\theta_B) = \frac{\lambda f}{2nV}, \quad (1.4)$$

где θ_B – угол Брэгга, n – показатель преломления среды, f – частота синхронизма акустической волны, V – скорость акустической волны, в общем случае зависящая от направления ее распространения. В случае оптически анизотропных сред выражение (1.4) приобретает существенно более сложный вид вследствие зависимости показателя преломления от направления распространения и поляризации световой волны. Данный случай будет более подробно рассмотрен в дальнейших главах.

Векторные диаграммы наглядно представляют геометрию АО взаимодействия, однако не позволяют определить его энергетические характеристики, для чего принято использовать более строгое рассмотрение задачи о распространении волн в среде с возмущенным показателем преломления. Для случая дифракции Брэгга в нулевой и +1-й дифракционные порядки, их комплексные амплитуды C_0 и C_1 определяются системой уравнений связанных мод [7] (Рис. 1.1):

$$\begin{cases} \frac{dC_0}{dx} = -\frac{q}{2}C_1(x)\exp(-i\eta_x x) \\ \frac{dC_1}{dx} = \frac{q}{2}C_0(x)\exp(i\eta_x x) \end{cases}, \quad (1.5)$$

где η_x – компонента вектора акустической расстройки:

$$\bar{\eta} = \bar{k}_d - \bar{k}_i - \bar{K}, \quad (1.6)$$

а q – коэффициент АО связи:

$$q = \frac{\pi}{\lambda} \sqrt{\frac{2P_a}{S}} M_2 \quad (1.7)$$

где λ – длина волны дифрагирующего излучения, M_2 – коэффициент АО качества, P_a – мощность акустической волны, S – площадь поперечного сечения акустического пучка. В свою очередь, коэффициент качества M_2 , являющийся важнейшей характеристикой среды АО взаимодействия, определяется комбинацией нескольких ее физических характеристик [7]:

$$M_2 = \frac{n_i^3 n_d^3 p_{eff}^2}{\rho V^3}, \quad (1.8)$$

где ρ – плотность среды, n_i и n_d – показатели преломления соответственно падающей и дифрагированной волн (в случае оптически изотропной среды $n_i = n_d$), а p_{eff} – эффективная фотоупругая константа, зависящая от компонент тензора фотоупругости p_{ijkl} среды и конкретной геометрии АО взаимодействия. Необходимо отметить, что внутренняя симметрия тензора $\hat{p}$ позволяет путем замены индексов привести его к двумерному матричному виду $p_{\alpha\beta}$ (6×6), который чаще используется на практике [7]. Коэффициент АО связи (1.7), входящий в уравнения (1.5), строго говоря, не является одинаковым для амплитуд C_0 и C_1 ввиду отличающихся частот (1.3), а также связанному с различным направлением распространения отличию коэффициентов АО качества (1.8). Тем не менее, указанные различия пренебрежимо малы при небольших углах дифракции и в системе уравнений (1.5) не отражаются.

При выполнении условия фазового синхронизма (1.4) вектор расстройки (1.6) равен нулю, а эффективность дифракции в линейном приближении (справедливом при ее малых значениях) максимальна и определяется следующим соотношением [7]:

$$\zeta = \frac{\pi^2}{2\lambda^2} \frac{M_2 P_a l^2}{S}. \quad (1.9)$$

Как видно из соотношения (1.9), эффективность дифракции обратно пропорциональна квадрату длины волны оптического излучения. Это приводит к тому, что при равных параметрах эффективность работы АО устройств в среднем инфракрасном диапазоне оказывается на 2–3, а в дальнем – на 3–6 порядков ниже, чем в видимом спектральном диапазоне. Данное обстоятельство зачастую ставит под сомнение даже возможность регистрации дифрагированного излучения в ИК диапазоне и носит фундаментальный характер. Тем не менее, в следующем параграфе рассматривается ряд мер, позволяющих частично или полностью скомпенсировать снижение эффективности дифракции, вызванное увеличением длины волны и добиться приемлемых энергетических характеристик устройств в среднем и дальнем ИК диапазонах.

1.2 Способы повышения энергетической эффективности акустооптических устройств дальнего инфракрасного диапазона

Увеличить мощность дифрагированного излучения фактически можно следующими путями: повышением подаваемой в АО ячейку акустической мощности, использованием более мощных источников электромагнитного излучения, а также использованием более эффективных АО сред, обладающих большими значениями коэффициентов качества M_2 . Необходимо отметить, что подача больших значений как акустической, так и электромагнитной энергии требует низких потерь в среде взаимодействия, а также сопутствующих повышенной лучевой и тепловой стойкости. Данное требование делает невозможным использование ряда известных АО материалов, длинноволновой край границы прозрачности которых попадает в средний и дальний ИК диапазоны, ввиду роста поглощения электромагнитного излучения.

Из соотношения (1.4) также видно, что частота синхронизма акустической волны линейно уменьшается с ростом длины волны электромагнитного излучения. Это явление может быть полезным для реализации режимов полуколлинеарного [43] и обратного коллинеарного акустооптического взаимодействия [36]. Более подробно эти вопросы обсуждаются в следующих главах. В то же время, в наиболее часто используемой геометрии поперечного АО взаимодействия, соответствующей, например, дефлекторам и широкоапертурным фильтрам, сопутствующее переходу в дальний ИК диапазон понижение частоты ультразвука на 2-3 порядка (с сотен до единиц мегагерц) носит негативный характер. Столь сильное снижение частоты в первую очередь приводит к росту дифракционной расходимости акустической волны, определяющейся известным соотношением:

$$\varphi \sim \Lambda/d = V/(fd), \quad (1.10)$$

где φ – угол расходимости, Λ – длина волны ультразвука, d – исходный поперечный размер акустического пучка (пьезопреобразователя). Расходимость акустической волны приводит к искажению пространственной структуры пучка, возникновению побочных компонент пространственного спектра, снижению плотности потока энергии и, как следствие, существенному уширению полосы пропускания устройства и снижению его эффективности [7,9].

Таким образом, из сказанного ясно, что работа АО устройств в дальнем ИК диапазоне имеет целый ряд ограничений, вызванных фундаментальными и технологическими особенностями АО взаимодействия и электромагнитного излучения данного спектрального диапазона. Эти ограничения, практически не проявляющиеся в видимом и ближнем ИК

диапазонах, существенно ухудшают спектральные и энергетические характеристики устройств дальнего ИК диапазона. Для получения приемлемых значений характеристик проектируемых устройств, безусловно, надо учитывать все указанные особенности и использовать новые физические и технологические решения. В первую очередь встает необходимость использовать АО материалы, обладающие как можно большими значениями АО качества $M_2 \sim 100 - 1000 \times 10^{-15} \text{ с}^3/\text{кг}$. В то же время, большинство материалов, прозрачных в данном спектральном диапазоне, обладают на 2-3 порядка меньшими значениями $M_2 \sim 1 - 10 \times 10^{-15} \text{ с}^3/\text{кг}$. Это являлось бы достаточным в видимом диапазоне, но абсолютно неприемлемо в инфракрасном.

Другой способ достижения приемлемых значений эффективности дифракции – это возбуждение в АО ячейке акустических волн большой мощности P_a . Если в обычных АО устройствах характерные значения мощности имеют значения порядка 0.5 Вт в непрерывном режиме и порядка 5 Вт – в импульсном, то в устройствах дальнего ИК диапазона эти значения нужно повысить по крайней мере на порядок. В данном случае описанное ранее как негативное явление понижение частоты ультразвука позволяет кратно увеличить толщину пьезопреобразователя, которая, как известно, обратно пропорциональна его резонансной частоте. Увеличение толщины преобразователей с характерных для частот видимого и ближнего ИК диапазонов десятков микрон до соответствующих дальнему ИК диапазону сотен или даже тысяч микрон существенно повысит предел допустимой рабочей мощности, позволив избежать пробоя при приложении более высоких значений напряжения.

С другой стороны, подача больших мощностей на пьезопреобразователь неизбежно сопровождается повышенным тепловыделением в кристалле. Известно, что возникновение больших температурных градиентов внутри кристалла влияет на значения его показателей преломления и скоростей распространения упругих волн, что в свою очередь вызывает дрейф всех конечных характеристик и снижает эффективность работы АО устройства [44]. Кроме того, слишком большой неравномерный нагрев кристалла может привести к необратимому возникновению внутренних напряжений или же образованию трещин и расколов и полному выходу устройства из строя. Пересмотра, таким образом, требует и сама конструкция АО ячеек, при изготовлении которых чаще всего используются кристаллы размера 10 – 15 мм. Действенной мерой, уменьшающей влияние температурных эффектов и повышающей тепловую стойкость устройств, может послужить значительное увеличение их размеров вплоть до 50 – 100 мм. Такой подход позволяет на 1-2 порядка увеличить объем среды, в котором происходит рассеяние тепловой энергии, а также обеспечить высокоэффективное теплоотведение через поверхность кристалла.

Необходимость увеличения размера АО ячеек диктуется также большей дифракционной расходимостью электромагнитной волны дальнего ИК спектрального диапазона, подчиняющейся той же закономерности, что и акустические волны (1.10). Это приводит к тому, что поперечный размер пучка такого излучения может превышать величину 10 – 15 мм даже в случае лазерного источника, а оптические устройства, позволяющие уменьшить его размер, фактически отсутствуют. Для предотвращения потери части излучения и уменьшения апертуры устройства необходимо, таким образом, увеличивать как саму область АО взаимодействия, так и апертуру ультразвукового пучка, т.е. размеры пьезопреобразователя.

Важно отметить, что необходимость использования описанных здесь мер повышения эффективности работы АО устройств тем выше, чем больше длина волны используемого электромагнитного излучения. А именно, в случае достаточно мощного излучения CO_2 лазера с длиной волны $\lambda = 10.6$ мкм можно ограничиться незначительным повышением акустической мощности до нескольких ватт и использованием кристалла германия с коэффициентом АО качества порядка $M_2 = 100 \times 10^{-15} \text{ с}^3/\text{кг}$. В случае же излучения с длиной волны $\lambda = 20 - 40$ мкм, источники которого обладают существенно меньшей мощностью, использование крупных кристаллов с коэффициентом АО качества порядка $M_2 = 1000 \times 10^{-15} \text{ с}^3/\text{кг}$ и возбуждение в них десятков ватт акустической мощности на данный момент является фактически единственным способом получения работоспособных устройств.

1.3 Режимы высокочастотного коллинеарного и полуколлинеарного акустооптического взаимодействия

В предыдущих разделах отмечалось, что, как правило, снижение частот фазового синхронизма при переходе в дальний ИК диапазон негативно влияет на характеристики АО устройств. Исключениями из этого правила являются случаи полуколлинеарного и обратного коллинеарного режимов АО взаимодействия, реализация которых в обычных условиях, напротив, требуют чрезвычайно высоких частот ультразвука. Как видно из векторной диаграммы Рис. 1.2, в случае полуколлинеарного режима направление волнового вектора дифрагированной электромагнитной волны $\bar{k}_d$ совпадает с направлением лучевого вектора ультразвука $\bar{S}$.

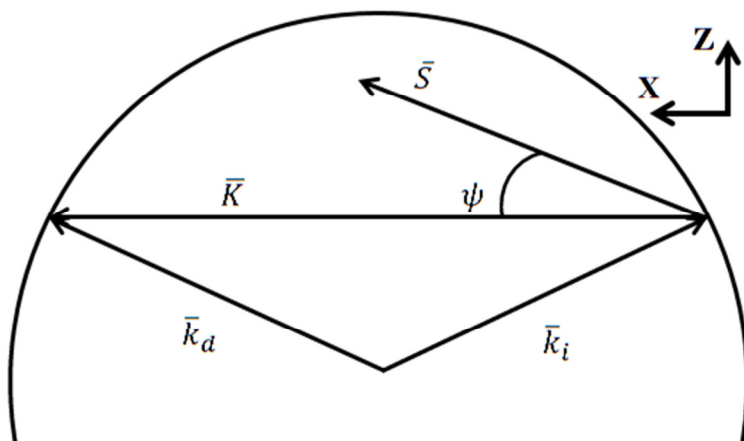


Рис. 1.2. Векторная диаграмма изотропного полуколлинеарного АО взаимодействия.

В случае обратного коллинеарного режима (Рис. 1.3б) коллинеарными являются волновые векторы ультразвуковой $\bar{K}$, а также падающей $\bar{k}_i$ и дифрагированной $\bar{k}_d$ электромагнитных волн, причем волновые векторы последних двух направлены встречно. Важно отметить различия между вариантами низкочастотного и высокочастотного (обратного) коллинеарного взаимодействия, показанными на Рис. 1.3.

Первая геометрия взаимодействия в настоящее время широко используется в фильтрах видимого и ближнего ИК диапазонов [7,9]. Данный вид дифракции возможен лишь в оптически анизотропных средах и сопровождается сменой поляризации излучения. Как видно из векторной диаграммы Рис. 1.3а, волновые векторы падающего и дифрагированного излучения сонаправлены, а максимальная частота синхронизма в этой геометрии определяется длиной волнового вектора ультразвука:

$$f = \frac{V|n_o - n_e|}{\lambda}, \quad (1.11)$$

где n_o и n_e – показатели преломления среды для обыкновенной и необыкновенной волн.

Режим высокочастотного коллинеарного взаимодействия, в отличие от низкочастотного, может реализовываться как в оптически анизотропных, так и изотропных средах. Здесь волновой вектор дифрагированного излучения направлен строго противоположно волновому вектору падающего излучения, а длина вектора ультразвука, замыкающего диаграмму, должна вдвое превышать длину волнового вектора электромагнитного излучения:

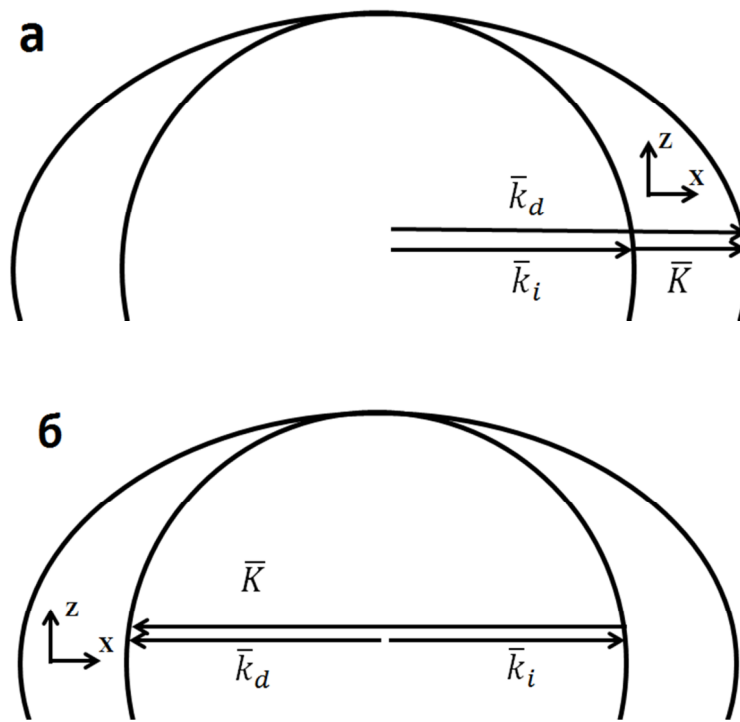


Рис. 1.3. Векторные диаграммы низкочастотного (а) и высокочастотного (б) коллинеарного АО взаимодействия в одноосном кристалле.

$$f = \frac{2nV}{\lambda}. \quad (1.12)$$

Формула (1.12) приведена для случая изотропного взаимодействия, когда показатели преломления n падающего и дифрагированного излучения равны. В случае анизотропной среды возможна смена поляризации дифрагированного излучения, тогда множитель $2n$ в формуле (1.12) переходит в $|n_i + n_d|$. Обе геометрии взаимодействия обеспечивают существенно большую длину взаимодействия по сравнению с поперечной геометрией, а также высокую частотную селективность АО взаимодействия [36,43].

Полуколлинеарная дифракция – это новый режим АО взаимодействия, который основан на сносе энергии ультразвуковой волны [43]. Этот режим дифракции обладает свойствами как поперечного, так и коллинеарного взаимодействия. Его основная особенность заключается в том, что падающая электромагнитная волна пересекает акустический пучок сбоку, а дифрагированная волна направлена строго вдоль акустического пучка. Условием существования такого режима является определенное значение угла между направлениями фазовой и групповой скоростей акустической волны, который принято называть углом сноса ультразвука ψ , а также углом Брэгга. Из (1.4) можно получить следующее выражения для частоты ультразвука [43]:

$$f = \frac{2nV}{\lambda} \cos(\psi) . \quad (1.13)$$

Из соотношений (1.12) и (1.13) видно, что существенное отличие между полуколлинеарным и обратным коллинеарным режимами дифракции проявляется только при достаточно большом сносе энергии ультразвука. Поэтому для полуколлинеарного взаимодействия можно применять только квазисдвиговую или сдвиговую акустические волны, обладающие ненулевым углом сноса. В случае $\psi = 0$ полуколлинеарный режим фактически переходит в обратный коллинеарный режим, которому соответствует наибольшее значение частоты (1.11). В то же время при ненулевом угле сноса акустической волны возможна реализация как обратного коллинеарного, так и полуколлинеарного режимов. Оба режима отличаются большой длиной АО взаимодействия и, как следствие, существенно большей по сравнению с поперечным режимом эффективностью дифракции и ее высокой селективностью. Полуколлинеарный режим при этом оказывается несколько проще реализуемым благодаря меньшей частоте фазового синхронизма. Однако режим обратного коллинеарного взаимодействия до сих пор не был реализован в эксперименте, вследствие чего, кроме практического, он представляет и большой академический интерес в физике.

Нетрудно показать, что для типичных значений параметров, входящих в выражение (1.12), даже для длин волн ближнего ИК диапазона, значение частоты синхронизма имеет порядок $f \approx 10$ ГГц. Столь высокое значение частоты фактически является недостижимой величиной как в связи с ограниченными возможностями работы пьезоэлектрических преобразователей, так и большим затуханием ультразвуковых волн на таких частотах [43,45]. Значение акустической частоты для полуколлинеарной дифракции (1.13) несколько ниже, однако имеет тот же порядок величины, поскольку наибольшее значение угла сноса среди известных кристаллов равно $\psi = 74^\circ$, а в большинстве акустооптических кристаллов не превышает нескольких десятков градусов [7,45]. Для длин волн дальнего ИК диапазона, тем не менее, частота даже для обратного коллинеарного взаимодействия снижается до используемых в поперечных режимах значений сотен мегагерц, которые являются вполне приемлемыми как для возбуждения акустических волн, так и их распространения. Таким образом, переход в дальний ИК диапазон существенно упрощает реализацию полуколлинеарного режима АО взаимодействия. В данных геометриях взаимодействия, в свою очередь, отсутствует проблема низких частот синхронизма и сопутствующего снижения селективности устройств по длине волны излучения.

Из вышесказанного можно сделать вывод, что для полуколлинеарного и высокочастотного коллинеарного режимов АО взаимодействия негативные моменты, связанные с переходом в дальний ИК диапазон, фактически обращаются в позитивные, позволяя преодолеть низкие значения селективности, свойственные АО устройствам ИК диапазона. Являясь фактически неприменимыми в видимом и ближнем ИК диапазонах, они оказываются весьма перспективными и начинают занимать центральное место при переходе в дальний ИК диапазон. Наиболее подробно свойства и эффекты коллинеарного режима АО взаимодействия рассмотрены в главе 4 настоящей работы.

1.4 Акустооптические материалы терагерцевого диапазона электромагнитного спектра

Как и в случае классификации ИК излучения, существуют отличающиеся определения терагерцевого диапазона [46,47]. В данной работе под этим излучением будут пониматься волны в диапазоне $\lambda = 100 - 1000$ мкм. Несмотря на отмеченное раньше существенное снижение эффективности АО взаимодействия длинноволнового излучения, весьма высокая мощность источников данного спектрального диапазона позволяет скомпенсировать снижение интенсивности дифрагированного излучения. В настоящее время наиболее распространенными источниками терагерцевого излучения являются лампы обратной волны, лазеры на свободных электронах и гиротроны, дающие десятки и даже сотни ватт мощности в непрерывном режиме излучения [46-49]. Развиваются также лазерные методы генерации терагерцевых импульсов [50]. В частности, в работе [30] источником терагерцевого излучения служил лазер на свободных электронах, обладающий приемлемой для эксперимента монохроматичностью, мощностью и частотным диапазоном, однако имеющий большую дифракционную расходимость пучка $\varphi = 8^\circ$.

Впервые возможность применения АО методов для управления терагерцевым излучением показана в работах [28,29], а в [30] реализовано управляемое ультразвуком отклонение электромагнитной энергии в кристалле германия на углы в несколько десятков градусов на длине волны 140 мкм. Кроме этого, данный спектральный диапазон как часть дальнего ИК излучения представляет значительный интерес для фундаментальной акустооптики. Одним из главных препятствий применения АО методов в терагерцевом диапазоне является его чрезвычайно сильное поглощение в большинстве материалов акустооптики ввиду попадания в данный частотный диапазон резонансных частот ионных решеток. Таким образом, аналогично случаю с более короткими волнами дальнего ИК диапазона, актуален вопрос поиска сред, обладающих одновременно хорошими АО свойствами

и приемлемой величиной поглощения терагерцевого излучения. Наличие поглощения электромагнитных волн также требует учета при расчетах эффективности дифракции. С одной стороны, увеличение длины АО взаимодействия повышает эффективность дифракции (1.9), а с другой – снижает ее за счет поглощения оптического излучения при прохождении среды. В работе [30] выполнен расчет оптимальной длины АО взаимодействия l с учетом коэффициента поглощения электромагнитной волны α [Нп/см] для поперечного режима дифракции:

$$l = 1/2\alpha. \quad (1.14)$$

Если принять за исходную типичную для акустооптики длину взаимодействия, равную $l = 0.5$ см, то, согласно (1.14), приемлемыми для использования оказываются среды с величиной коэффициента поглощения $\alpha < 1$ Нп/см, которую можно считать критерием применимости этой среды. В данной работе рассматривается возможность применения кристаллов TeO_2 , HfO_3 и LiIO_3 , а также Ge в акустооптике терагерцевого излучения. Для первых трех кристаллов экспериментально определены спектральные области прозрачности, а также показатели преломления в терагерцевом диапазоне электромагнитного спектра. Для всех кристаллов рассчитаны коэффициенты АО качества материалов для различных геометрий АО взаимодействия и рассмотрена возможность реализации в них режима обратного коллинеарного взаимодействия.

Первый рассматриваемый кристалл – парателлурит – активно применяется в акустооптике и обладает рекордными характеристиками в видимом и ближнем ИК диапазонах электромагнитных волн [7,9]. Этот кристалл имеет тетрагональную решетку, является оптически одноосным и прозрачен в диапазоне длин волн $\lambda = 0.35 - 5$ мкм. Главные значения показателей преломления материала изменяются в пределах $n_o = 2.2 - 2.4$ и $n_e = 2.3 - 2.6$ [45]. Свойства данного кристалла в терагерцевом диапазоне исследовались в работах [51-53]. В настоящей работе были проведены измерения коэффициентов отражения и пропускания плоскопараллельной пластины толщиной $l = 1.0$ мм.

Коэффициент отражения измерен в непрозрачной для парателлурита области длин волн $\lambda = 3 - 150$ мкм и представлен на Рис. 1.4 экспериментальными точками. Теоретическая кривая 1 описывает отражение электромагнитного излучения, которое позволяет определить диэлектрическую проницаемость материала ε . Рассчитанные зависимости действительной ε' и мнимой ε'' частей диэлектрической проницаемости от длины волны показаны на Рис. 1.5 соответственно сплошной и пунктирной линиями. Полученные результаты хорошо согласуются с результатами работ [51,52]. Спектр пропускания образца, измеренный в диапазоне длин волн $\lambda = 150 - 1500$ мкм, где материал становится прозрачен, показан на графике Рис. 1.4 кривой 2.

Осцилляционный характер кривой обусловлен явлением интерференции в плоскопараллельном образце кристалла, представляющем собой резонатор Фабри-Перо.

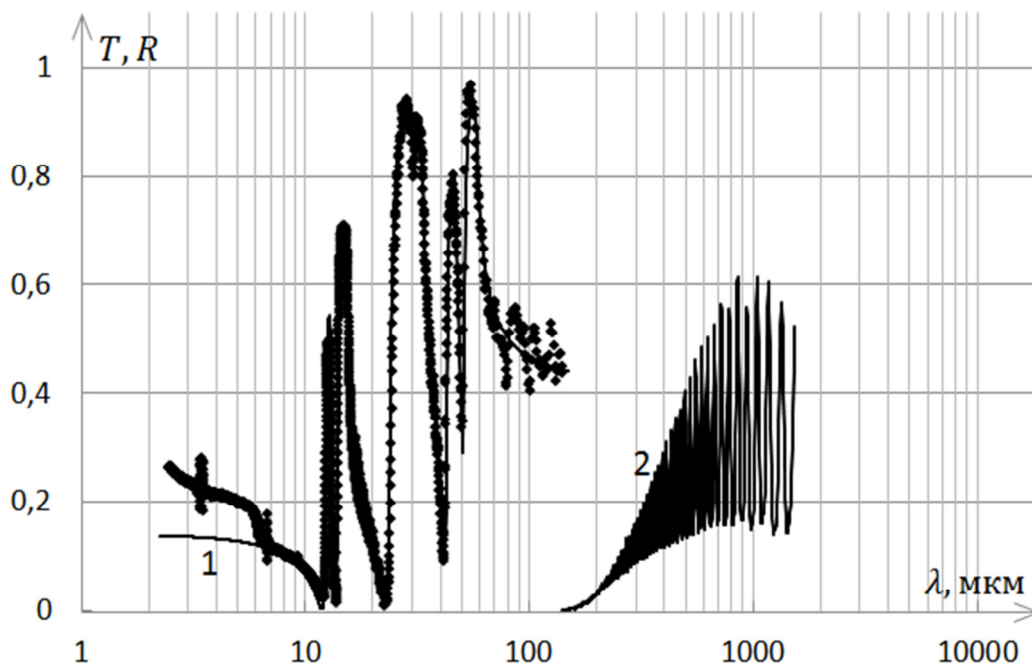


Рис. 1.4 Зависимость коэффициентов отражения R (кривая 1) и пропускания T (кривая 2) образца кристалла парателлуриата от длины волны излучения.

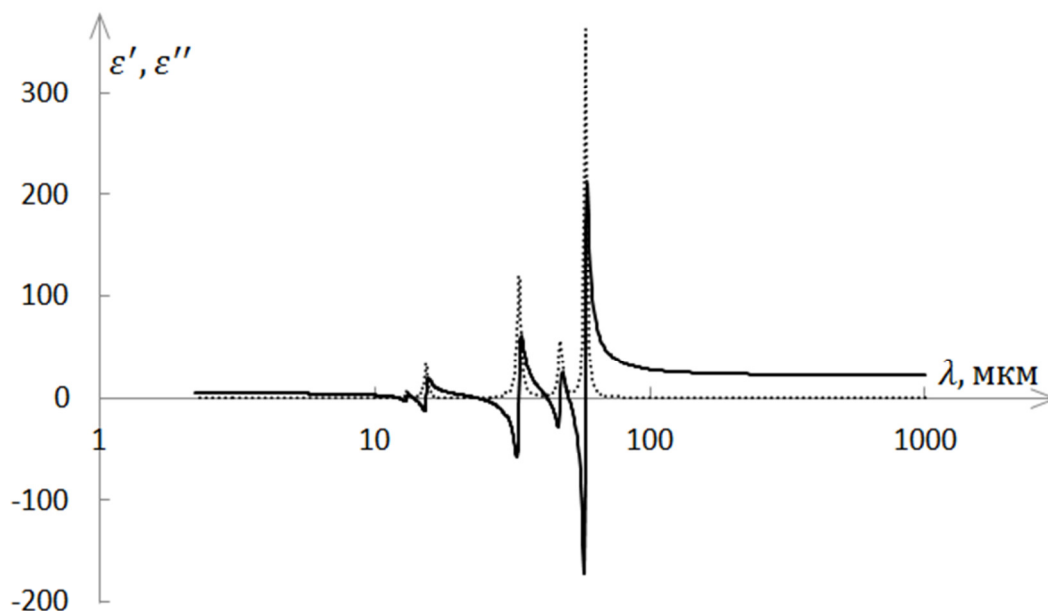


Рис 1.5. Дисперсия действительной ϵ' (сплошная линия) и мнимой ϵ'' частей (пунктирная линия) диэлектрической проницаемости кристалла парателлуриата.

На основе полученных результатов были рассчитаны значения коэффициента поглощения α и показателя преломления n в зависимости от длины волны излучения в области слабого поглощения, интересной для акустооптики. Как известно, коэффициент поглощения выражается через диэлектрическую проницаемость следующим соотношением:

$$\alpha = (\pi n / \lambda) \cdot \operatorname{ar} \operatorname{tg}(\varepsilon'' / \varepsilon'). \quad (1.15)$$

Полученная зависимость коэффициента поглощения от длины волны показана на Рис. 1.6 кривой 1. Кроме того, зависимость коэффициента поглощения и показателя преломления была найдена также и из спектра пропускания образца путем анализа амплитуд и интервалов следования интерференционных минимумов и максимумов. Результаты расчетов показаны на Рис. 1.6 кривыми 2 и 3 соответственно. Как видно, величины коэффициентов поглощения, найденные независимо двумя различными способами, удовлетворительно совпадают. Аналогичные результаты были получены также авторами работы [53].

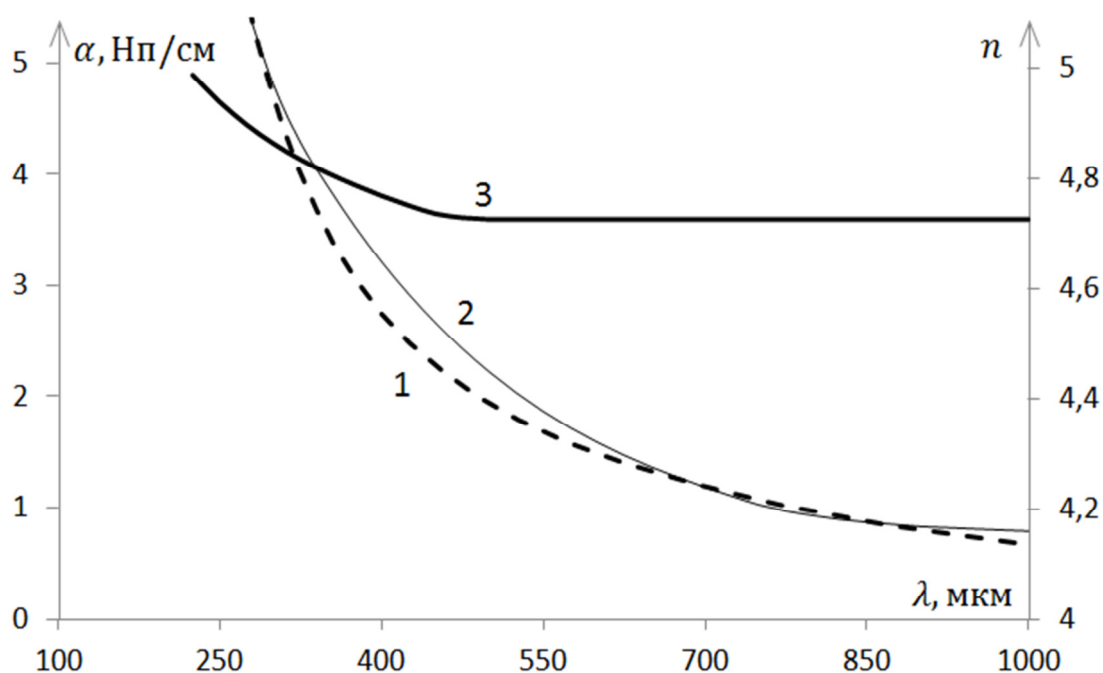


Рис 1.6. Зависимость коэффициента поглощения (кривые 1, 2) и показателя преломления обыкновенной волны (кривая 3) в кристалле парателлурита от длины волны излучения.

Из Рис. 1.6 видно, что коэффициент поглощения кристалла принимает допустимое для акустооптики значение 1 Нп/см, начиная с длины волны $\lambda = 800$ мкм. Вместе с тем, спектральные линии фононного поглощения кристалла сосредоточены в области длин волн не

более 100 мкм (Рис. 1.5). Поэтому можно ожидать, что охлаждение кристалла до криогенных температур позволит существенно снизить величину электромагнитного поглощения и тем самым значительно расширить допустимый для акустооптики спектральный диапазон его прозрачности в сторону более коротких волн. Следует отметить, что охлаждение кристалла в АО устройстве является весьма сложной технической задачей и, несмотря на увеличение эффективности дифракции, существенно затрудняет эксплуатацию.

Значения показателей преломления кристалла парателлурита в терагерцевом диапазоне существенно больше, чем в видимой и ИК областях спектра. Показатель преломления испытывает существенную дисперсию только в области сравнительно сильного поглощения, а в остальном диапазоне измеренное значение показателя преломления обыкновенной волны практически не изменяется и равно $n_o = 4.73$. Геометрия экспериментального образца не позволила точно измерить показатель преломления для необыкновенной волны и его дисперсию, однако оценка его величины дала результат $n_e \approx 5$. Эти же параметры, вычисленные из справочных значений статической диэлектрической проницаемости, равны $n_o = 4.7$ и $n_e = 5.0$ [45], что говорит о слабой дисперсии показателей преломления в области более длинных волн.

На основании экспериментально полученных значений показателя преломления были сделаны оценки для коэффициентов АО качества кристалла парателлурита в терагерцевом диапазоне при различных геометриях взаимодействия. В Табл. 1.1 приведены для сравнения значения коэффициентов АО качества для терагерцевого и ближнего ИК диапазонов излучения.

Тип дифракции	ЭМ волна напр., поляр.	УЗ волна напр., поляр.	$M_2 \times 10^{15}$, $\text{с}^3 \cdot \text{кг}^{-1}$ (опт. диапазон)	$M_2 \times 10^{15}$, $\text{с}^3 \cdot \text{кг}^{-1}$ (ТГц диапазон)
Обратная коллинеарная	[100] [010]	[100] L	22	2 300
	[001] круг.	[001] L	26	2 700
Полуколлинеарная	50° к [001] [1 $\bar{1}$ 0]	8° к [110] QS	520	54 000
Поперечная	[001] круг.	[110] S	1 200	100 000

Табл. 1.1. Оценка значений коэффициентов АО качества для кристалла TeO_2

Расчеты проводились для поперечного режима дифракции, а также для перспективных полуколлинеарного и коллинеарного режимов, подробно рассмотренных в работах [43,49]. Как видно, за счет существенно больших значений показателя преломления, величины коэффициентов АО качества в терагерцевом диапазоне на два порядка превышают соответствующие значения оптического диапазона. При этом наибольшие значения

коэффициентов качества $M_2 = 54 \times 10^{-12} \text{ с}^3/\text{кг}$ и $M_2 = 100 \times 10^{-12} \text{ с}^3/\text{кг}$ соответствуют поперечной и полуколлинеарной дифракции на сдвиговой и квазисдвиговой акустических волнах соответственно. Оценка эффективности поперечной дифракции для АО ячейки с длиной области взаимодействия $l = 5 \text{ мм}$, площадью сечения акустического пучка $S = 25 \text{ мм}^2$ и мощностью $P = 25 \text{ Вт}$ при длине волны электромагнитного излучения $\lambda = 800 \text{ мкм}$ дает значение $\zeta = 20\%$. Эта величина является достаточной для большинства практических применений.

Два следующих рассмотренных кристалла – NiO_3 и LiIO_3 – имеют соответственно ромбическую и гексагональную кристаллические решетки. Первый кристалл является оптически двуосным и прозрачен в диапазоне длин волн $\lambda = 0.3 \div 1.8 \text{ мкм}$, а второй – оптически одноосным и прозрачен в диапазоне $\lambda = 0.3 \div 6 \text{ мкм}$. Показатели преломления обоих кристаллов принимают значения в пределах $n = 1.7 - 2.0$ [45]. На Рис. 1.7 кривыми 1 и 2 соответственно представлены зависимости коэффициента поглощения для кристаллов NiO_3 и LiIO_3 , измеренные в диапазоне длин волн от $\lambda = 30 \text{ мкм}$ и более.

В связи с недостаточно хорошим качеством обработки поверхностей кристаллических образцов, полученные результаты имеют лишь оценочный характер. Образец LiIO_3 был вырезан перпендикулярно оси $[001]$, поэтому для него было определено лишь одно значение показателя преломления $n_o = 2.86$, что близко к значению $n_o = 2.84$, полученному в работе [54], а также к значению $n_o = 2.87$, рассчитанному из справочных данных по статической диэлектрической проницаемости [45]. Измерения показателей преломления NiO_3 не проводились из-за неточной ориентации образца, поэтому оценки были сделаны исходя из литературных данных по статическим значениям проницаемости.

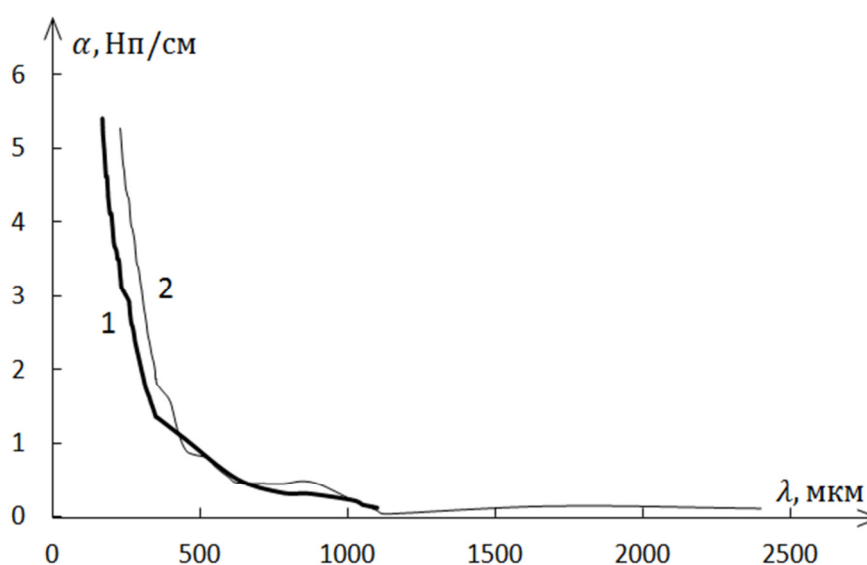


Рис 1.7. Зависимость коэффициента поглощения кристаллов NiO_3 (кривая 1) и LiIO_3 (кривая 2) от длины волны излучения.

Для измеренных в длинноволновой области спектра показателей преломления были рассчитаны значения коэффициентов АО качества для поперечного и обратного коллинеарного режимов взаимодействия (Табл. 1.2). Как видно из таблицы, значения коэффициентов качества для рассмотренных геометрий взаимодействия в обоих кристаллах существенно ниже, чем в кристалле TeO_2 .

Тип дифракции	ЭМ волна напр., поляр.	УЗ волна напр., поляр.	$M_2 \times 10^{15}$, $\text{с}^3 \cdot \text{кг}^{-1}$ (опт. диапазон)	$M_2 \times 10^{15}$, $\text{с}^3 \cdot \text{кг}^{-1}$ (ТГц диапазон)
Кристалл HfO_3				
Обратная коллинеарная	[001] [100]	[001] L	76	2 500
Поперечная	[010] [100]	[001] L		
Кристалл LiIO_3				
Обратная коллинеарная	[001] [100]	[001] L	34	400
Поперечная	[010] [100]	[001] L		

Табл. 1.2. Оценка значений коэффициентов АО качества для кристаллов HfO_3 и LiIO_3

На графиках зависимостей коэффициентов поглощения HfO_3 и LiIO_3 видны неравномерности, вызванные шероховатостью поверхностей образцов, из-за чего погрешность измерения была порядка $\pm 0.25 \text{ Нп} \cdot \text{см}^{-1}$. Тем не менее, полученные результаты позволяют сделать вывод, что кристаллические соединения йода обладают приемлемым поглощением терагерцевого излучения, начиная с длин волн $\lambda \approx 550 \text{ мкм}$ в йодноватой кислоте и $\lambda \approx 450 \text{ мкм}$ в йодате лития. При охлаждении кристаллов граница этой области также смещается в сторону коротких волн. Как следует из результатов работы [54], значение коэффициента поглощения $\alpha = 1 \text{ Нп} \cdot \text{см}^{-1}$ достигается в кристалле йодата лития на длинах волн 200 мкм и 100 мкм при температурах 80 К и 7 К соответственно. Аналогичного характера зависимости электромагнитного поглощения от температуры можно ожидать и в йодноватой кислоте. Эффективность дифракции в ячейке с указанными выше для кристалла TeO_2 параметрами в случае кристалла LiIO_3 может быть оценена значениями $\zeta = 0.12 \%$ и $\zeta = 0.02 \%$ на 1 Вт акустической мощности для длин волн 200 мкм и 500 мкм, соответственно. Для кристалла HfO_3 аналогичные значения имеют величины $\zeta = 0.77 \%$ и $\zeta = 0.12 \%$. Таким образом, практически достижимые величины эффективности дифракции значительно ниже, чем в кристалле парателлурита, но преимущество йодноватой кислоты и йодата лития заключается в возможности работы при меньших длинах волн ИК излучения.

Последний из рассматриваемых в данной главе материалов – кристалл германия (Ge) – как известно [41,45], обладает кубической структурой, вследствие чего является оптически изотропным. Показатель преломления кристалла равен $n = 4$, а его плотность $\rho = 5.3 \times 10^3 \text{ кг/м}^3$. Скорость распространения ультразвуковой волны изменяется в зависимости от ее направления и поляризации в пределах $V = (3 \div 5.5) \times 10^3 \text{ м/с}$ [45]. Векторная диаграмма обратного коллинеарного рассеяния в кристалле германия представлена на Рис. 1.3б. Результаты расчета частот ультразвука, при которых реализуется обратное коллинеарное рассеяние в различных кристаллографических направлениях и соответствующих коэффициентов АО качества, представлены в Табл. 1.3. В соответствии с расчетами, реализация коллинеарного режима на длины волны $\lambda = 140 \text{ мкм}$ для направлений $[100]$ и $[110]$ возможна только при использовании продольных акустических волн, в то время как для направления $[111]$ АО эффект в коллинеарной геометрии возможен как для продольной, так и для сдвиговой акустических мод. Поляризация электромагнитной волны играет роль лишь для направления $[110]$, а в остальных направлениях она не влияет на параметры взаимодействия.

Направление распространения волн	Акустическая мода	Поляризация электромагнитной волны	$M_2, 10^{-15}, \text{с}^3/\text{кг}$	$f, \text{МГц}$
[100]	L	Произвольная	103	282
	S	Произвольная	0	-
[110]	L	$[1\bar{1}0]$	22	309
		$[001]$	77	
	S	Произвольная	0	-
[111]	L	Произвольная	34	318
	S	Произвольная	21	174

Табл. 1.3. Коэффициенты АО качества и частоты ультразвука при длине волны $\lambda = 140 \text{ мкм}$ для основных направлений кристалла германия.

Как следует из таблицы, для германия направлением, соответствующим наибольшему значению коэффициента АО качества, оказалась кристаллографическая ось $[100]$. Значение качества для соответствующей продольной акустической волны составляет величину $M_2 = 103 \times 10^{-15} \text{ с}^3/\text{кг}$. При этом частота ультразвука, определяемая выражением (1.11), для данного направления оказалась равной $f = 282 \text{ МГц}$, что является весьма высоким значением, существенно затрудняющим эксперимент. Одной из сложностей при работе на столь высоких

частотах является сильное затухание ультразвука. Для рассматриваемой ультразвуковой волны коэффициент затухания составляет величину $\beta = 30 \text{ дБ}/(\text{см} \times \text{ГГц}^2)$ [45]. В случае кристаллического образца длиной $l = 3 \text{ см}$, акустическая мощность будет ослабляться на длине взаимодействия в 5 раз. Расчет показывает, что такое ослабление ультразвука приведет к падению эффективности дифракции в 2 раза по сравнению со случаем отсутствия затухания.

Более низкое значение частоты ультразвука, равное $f = 174 \text{ МГц}$, может быть достигнуто лишь при распространении взаимодействующих волн вдоль оси [111] для дифракции на сдвиговой акустической волне. Соответствующий коэффициент АО качества при этом достаточно мал и равен $M_2 = 21 \times 10^{-15} \text{ с}^3/\text{кг}$. С точки зрения экспериментальной реализации, снижение частоты ультразвука в данном случае не оправдывает значительного проигрыша в величине АО качества по сравнению с направлением [100].

1.5 Режим обратного коллинеарного акустооптического взаимодействия в терагерцевом диапазоне

В предыдущем разделе была отмечена необходимость учета поглощения электромагнитных волн терагерцевого диапазона при АО взаимодействии. Дело в том, что здесь не приходится говорить о полной прозрачности материалов, но лишь об удовлетворительной величине коэффициента поглощения электромагнитных волн. Например, для кристалла германия эта величина составляет $d = 1.3 \text{ см}^{-1}$ по мощности, что соответствует $\alpha = 0.65 \text{ Нп/см}$ по амплитуде [34,55]. Таким образом, потери электромагнитной мощности существенно влияют на АО взаимодействие и требуют учета наравне с акустическими потерями. Ослабление электромагнитных волн при постановке АО задачи обусловлено ненулевым значением проводимости среды [56], которое в простейшем случае уравнений (1.5) полагалось равным нулю. Кроме того, в уравнениях (1.5) не учитывалось также затухание акустических волн, которое имеет существенное влияние при значениях частот ультразвука в несколько сотен мегагерц, соответствующих случаю обратного коллинеарного взаимодействия. При учете указанных эффектов оказывается, что вид уравнений связанных мод для обратной коллинеарной дифракции зависит от взаимной ориентации волновых векторов акустической и электромагнитной волн.

Необходимо отметить, что представленные ниже уравнения имеют более сложный вид, чем (1.5), и для получения аналитических решений использовалось приближение слабой связи. Данное приближение является обоснованным ввиду выполнения соотношения $\zeta \ll 1$ в реальных условиях эксперимента, что было отмечено выше. Кроме того, для удобства анализа уравнения были приведены к безразмерному виду, для чего были введены следующие величины: $\xi = x/l$ – координата, $A = ql$ – параметр связи, $Z = \beta l$ – величина затухания ультразвука, $D = \alpha l$ – величина ослабления электромагнитной волны, $R = \eta l$ – расстройка. Как будет показано далее, использование подобных нормированных величин позволяет исключить из решения уравнений параметры конкретного кристалла и оперировать более общими величинами, такими как величина ослабления волн при прохождении через всю область взаимодействия.

Таким образом, в случае ненулевой проводимости АО материала и наличия акустических потерь имеем две системы уравнений, соответствующих двум возможным вариантам распространения взаимодействующих волн. В случае встречного распространения волн система уравнений связанных мод принимает вид:

$$\begin{aligned}\frac{dC_0}{d\xi} &= -DC_0, \\ \frac{dC_1}{d\xi} &= \frac{A}{2} \exp(-Z) \exp(Z\xi) \exp(-iR\xi) C_0 + DC_1,\end{aligned}\tag{1.16}$$

с граничными условиями

$$C_0(0) = 1, C_1(1) = 0,$$

а при сонаправленном распространении волн уравнения записываются следующим образом:

$$\begin{aligned}\frac{dC_0}{d\xi} &= -DC_0, \\ \frac{dC_1}{d\xi} &= \frac{A}{2} \exp(-Z\xi) \exp(-iR\xi) C_0 + DC_1,\end{aligned}\tag{1.17}$$

с граничными условиями

$$C_0(0) = 1, C_1(1) = 0.$$

Аналитическое решение данных уравнений имеет сложный вид, поэтому целесообразно вначале рассмотреть случай, соответствующий синхронному взаимодействию, то есть отсутствию расстройки: $R = 0$. Решения для обеих систем имеют одинаковую форму:

$$\zeta_c = A^2 e^{-(Z+2D)} \frac{\text{sh}^2\left(\frac{Z \pm 2D}{2}\right)}{(Z \pm 2D)^2},\tag{1.18}$$

причем знак « + » соответствует системе (1.17), а знак « – » системе (1.16). Наиболее наглядно различие решений уравнений можно продемонстрировать при помощи семейств соответствующих зависимостей $\zeta_c(Z)$ при различных значениях параметра D , построенных на одном графике (Рис. 1.8). Такой выбор формы представления результатов обусловлен тем, что поглощение электромагнитной волны D чаще всего слабо зависит от длины волны λ в широком диапазоне длин волн [49]. С другой стороны, величина потерь акустической мощности Z фактически квадратично зависит от длины волны из-за связи с частотой синхронизма f .

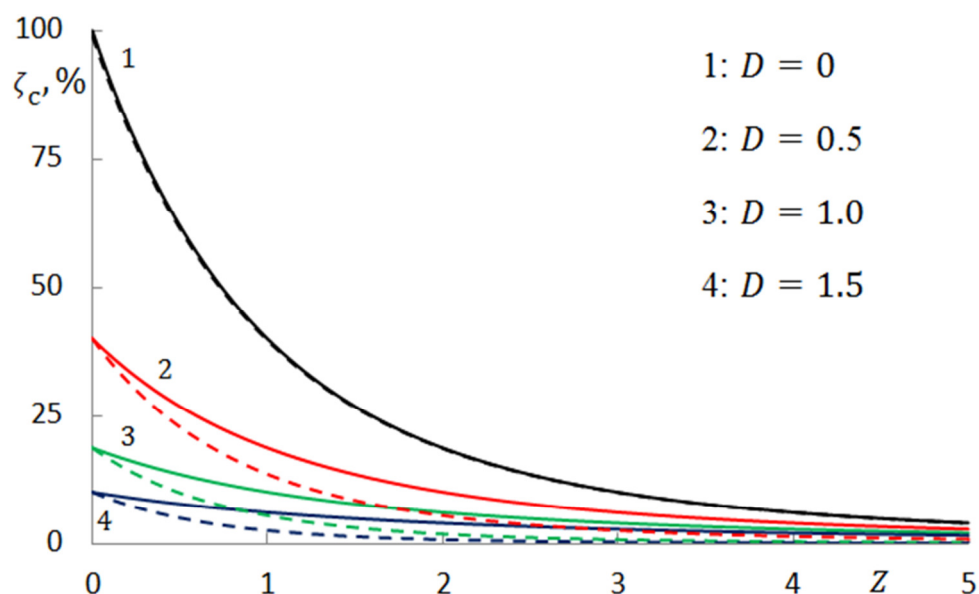


Рис 1.8. Зависимость нормированной эффективности взаимодействия при синхронизме от параметра затухания ультразвука Z .

На приведенном графике сплошным линиям соответствует случай встречного распространения волн, а пунктирным – сонаправленного. Каждой паре кривых соответствует свое значение D , а верхней – случай отсутствия ослабления электромагнитной волны. Здесь видно совпадение сплошной и пунктирной кривых, что свидетельствует об указанной ранее независимости решения задачи от ориентации волновых векторов. Для остальных пар кривых, соответствующих случаю ненулевого затухания D , видно достаточно сильное расхождение. Таким образом, существует своего рода «невзаимный» эффект, который, однако, имеет другую природу, нежели известный в акустооптике невзаимный эффект, имеющий сходное проявление, однако связанный с доплеровским сдвигом частоты [31,37]. Анализ природы описанного в данной работе эффекта будет представлен в следующем параграфе этой главы, а ниже будет дана лишь численная оценка его величины.

Такая оценка проведена для кристалла германия. В соответствии со справочными данными [30,45,55] и характерной для акустооптических устройств длины взаимодействия $l = 1$ см, значения безразмерных показателей затухания составили $D = 0.65$ и $Z = 0.33$ при длине волны $\lambda = 130$ мкм. Отношение рассчитанной по формуле (1.18) эффективности дифракции ζ_c к аналогичному значению без учета затухания электромагнитной волны составило соответственно 0.21 и 0.24. Таким образом, ослабление взаимодействующих волн в среде приводит к снижению эффективности дифракции в 4-5 раз. При этом различие между случаями распространения ультразвука вправо и влево, т.е. величина невзаимного эффекта, составляет 13%.

Необходимо отметить также важный частный случай, когда АО устройство работает в области полной прозрачности материала, и учета требует лишь затухание ультразвуковой волны. Выражение (1.18) в размерных переменных при этом примет следующий вид:

$$\zeta_c = \frac{PM_2}{2S} \left(\frac{\pi l}{\lambda} \cdot \frac{1 - e^{-\beta l}}{\beta l} \right)^2 = 4\zeta_0 \left(\frac{1 - \sqrt{\gamma}}{-\ln \gamma} \right)^2, \quad (1.19)$$

где ζ_0 – эффективность коллинеарного взаимодействия в отсутствие затухания, а γ – отношение мощности акустической волны на выходе из области АО взаимодействия к мощности на входе. Аналогично, в случае пренебрежимо малых значений затухания ультразвука β , но наличия оказывающего влияние поглощения электромагнитной волны α (случай взаимодействия в терагерцевом спектральном диапазоне, описанный в предыдущем разделе), выражение (1.17) принимает вид:

$$\zeta_c = \frac{PM_2}{2S} \left(\frac{\pi l}{\lambda} \cdot \frac{1 - e^{-2\alpha l}}{2\alpha l} \right)^2. \quad (1.20)$$

Для получения аппаратной функции АО взаимодействия необходимо вернуться к рассмотрению решения уравнений (1.16) при наличии расстройки. Оно имеет следующий вид:

$$\zeta = \zeta_c \left[\frac{Z_{\text{ЭКВ}}^2}{Z_{\text{ЭКВ}}^2 + R^2} + \frac{R^2}{Z_{\text{ЭКВ}}^2 + R^2} \cdot \frac{(Z_{\text{ЭКВ}}/2)^2 \sin^2(R/2)}{(R/2)^2 \text{sh}^2(Z_{\text{ЭКВ}}/2)} \right], \quad (1.21)$$

где введено обозначение $Z_{\text{ЭКВ}} = Z \pm 2D$, а выбор знака осуществляется соответственно формуле (1.18). Видно, что выражение (1.21) для эффективности дифракции состоит из двух сомножителей: ζ_c – эффективность взаимодействия при синхронизме, определяющаяся выражением (1.18), а выражение, стоящее в скобках, представляет собой аппаратную функцию АО ячейки. Данная характеристика показывает, каким образом эффективность дифракции изменяется в зависимости от расстройки R по сравнению с эффективностью при синхронизме, и позволяет судить о частотной полосе устройства [37]. Как отмечалось ранее, здесь представлены результаты в наиболее общем виде, и при необходимости их можно применить к произвольной ячейке с конкретно заданными значениями параметров.

С учетом вышесказанного, так же как и для эффективности дифракции, для аппаратной функции на Рис. 1.9 приводится семейство графиков при различных значениях параметра $Z_{\text{ЭКВ}}$:

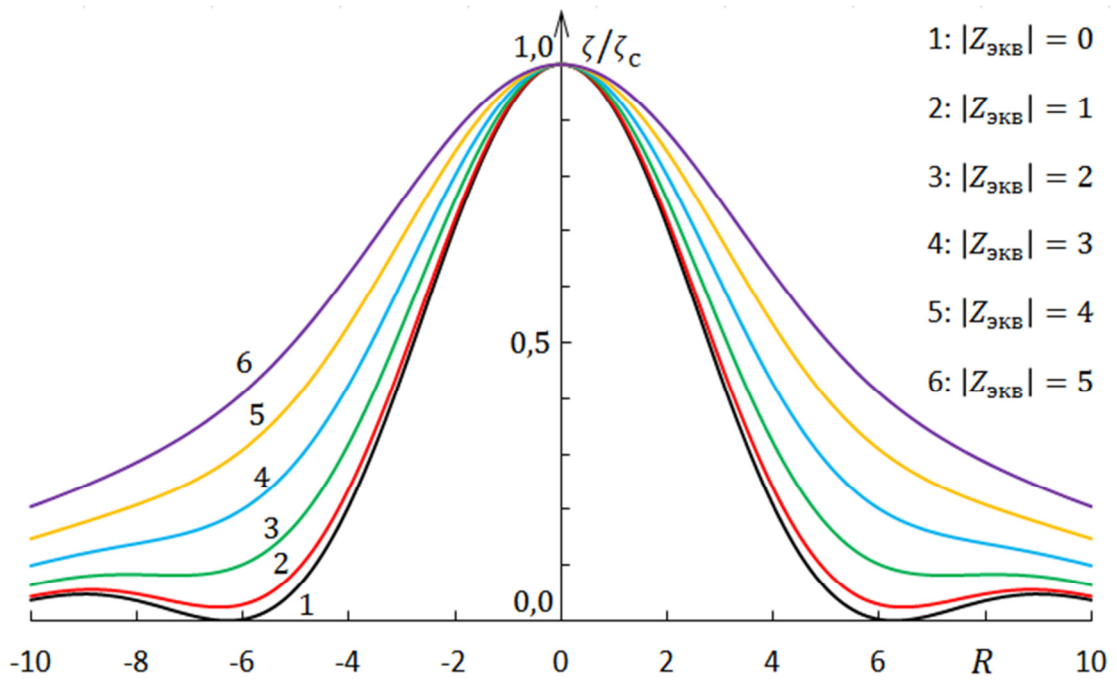


Рис 1.9. Аппаратная функция при различных значениях параметра затухания $Z_{\text{эKB}}$.

Как следует из графика, ширина полосы растет вместе с увеличением параметра $Z_{\text{эKB}}$, причем кроме полуширины меняется и сам вид кривых. Анализ выражения (1.21) показывает, что при малых значениях параметра $Z_{\text{эKB}}$, форма кривой определяется главным образом вторым слагаемым в скобках, а при больших – первым. Свойства аппаратной функции подобного вида исследованы в работе [37], где показано, что в двух предельных случаях $Z_{\text{эKB}} \ll 1$ и $Z_{\text{эKB}} \gg 1$ аппаратная функция сводится к функции $\sin^2$ и к функции Лоренца соответственно. Указанные случаи соответствуют черной и красной кривым на Рис. 1.9. Отметим, что все кривые на рисунке нормированы на единицу при $R = 0$, причем нормировочный множитель $\zeta_c(Z_{\text{эKB}})$ для каждой кривой свой. Необходимо также обратить внимание на то, как будет меняться частотная полоса при изменении величины затухания D . Из выражения для параметра $Z_{\text{эKB}}$ видно, что в случае сонаправленного распространения рост параметра D всегда приводит к расширению частотной полосы, а при противоположно направленном распространении возможна также ситуация, когда рост затухания электромагнитной волны приведет к сужению полосы. Поэтому можно сказать, для частотной полосы также имеет место эффект невязности.

Основные результаты главы 1

1) Проанализированы основные особенности акустооптического взаимодействия в дальнем инфракрасном диапазоне электромагнитного спектра. Показана актуальность и перспективность данного диапазона для реализации новых режимов акустооптического взаимодействия и создания на их основе высокоэффективных устройств. Среди наиболее значимых факторов, затрудняющих разработку устройств, выделены: фундаментальное снижение эффективности акустооптического взаимодействия за счет увеличения длины волны, высокая расходимость излучения, неприменимость большей части сред взаимодействия, использующихся в видимом и ближнем инфракрасном диапазоне. В качестве путей решения обозначенных проблем предложены и обоснованы следующие подходы: поиск и исследование новых сред, прозрачных в дальнем инфракрасном диапазоне и в то же время обладающих большими значениями коэффициентов АО качества (выше, либо порядка $M_2 = 1000 \times 10^{-15} \text{ с}^3/\text{кг}$); увеличение геометрических размеров устройств при одновременном увеличении области акустооптического взаимодействия и управляющей акустической мощности, а также мощности источников электромагнитного излучения.

2) Проведен обзор кристаллов, перспективных для создания акустооптических устройств, работающих в терагерцевом диапазоне. Проведено экспериментальное исследование зависимостей коэффициентов поглощения, а также показателей преломления от длины волн для кристаллов TeO_2 , HfO_3 и LiIO_3 . Показано, что за счет увеличения реальной части показателей преломления значения коэффициентов акустооптического качества в данных кристаллах на несколько порядков могут превосходить аналогичные значения в видимом диапазоне. На основе анализа акустооптического взаимодействия с учетом поглощения электромагнитной волны показана перспективность применения кристаллов TeO_2 для длин волн более $\lambda = 800 \text{ мкм}$, а для кристаллов HfO_3 и LiIO_3 – более $\lambda = 550 \text{ мкм}$ и $\lambda = 450 \text{ мкм}$ соответственно.

3) Проведено теоретическое рассмотрение режимов высокочастотного и низкочастотного коллинеарного акустооптического взаимодействия в дальнем инфракрасном и терагерцевом диапазонах. Для режима высокочастотного коллинеарного взаимодействия рассмотрена задача с учетом затухания ультразвука и поглощения электромагнитной волны. Проанализировано влияние этих факторов на эффективность акустооптического взаимодействия и вид аппаратной функции, а также показаны различия решений при сонаправленном и встречном распространении акустической и электромагнитной волн. Проведена численная оценка невзаимных эффектов для кристалла Ge, которая показала, что поглощение волн может приводить к снижению эффективности дифракции в 4-5 раз, а величина эффекта невзаимности при этом достигать 13%.

Глава 2. Измерение оптических и акустооптических свойств монокристалла йодида индия

2.1 Общие свойства кристалла йодида индия

Как обсуждалось в предыдущей главе, при разработке и создании АО устройств дальнего ИК диапазона первостепенной задачей является поиск новых высокоэффективных АО сред. В Табл. 2.1 приведены основные АО кристаллы, прозрачные в ИК диапазоне. Фактически оказывается, что все они обладают определенными недостатками, затрудняющими их применение. Первые три кристалла прозрачны лишь в среднем ИК диапазоне; к тому же, кварц и кремний обладают низкими коэффициентами АО качества. Высокоэффективный кристалл парателлурита, которому был посвящен раздел 1.4 данной работы, не прозрачен, начиная с длины волны $\lambda = 5$ мкм и вплоть до субмиллиметрового диапазона. Кристаллы семейства KRS (подробно обсуждаются в 4 главе данной работы) обладают достаточно широким диапазоном прозрачности и АО качеством. Однако они являются оптически изотропными, а также имеют в составе токсичные элементы и требуют особых условий эксплуатации. Аналогичным недостатком обладают также кристаллы TAS, теллура и каломели (Hg_2Cl_2), кроме того, имея более узкий диапазон прозрачности до 20 мкм. Полупроводниковый кристалл германия удобен в эксплуатации, однако также имеет полосу поглощения с 20 мкм и сравнительно низкую акустооптическую эффективность.

Одним из новых перспективных кристаллов, исследованных в данной работе, является кристалл йодида индия (InI). Технология выращивания монокристаллов йодида индия достаточно большого размера была освоена лишь сравнительно недавно (в 2016 г.), и многие из его физических свойств еще оставались неизвестными [58-60]. Однако в соответствии с эмпирическими закономерностями, описанными в работе [61], от вещества с таким химическим составом можно было ожидать высоких значений коэффициента АО качества. Данное обстоятельство и вызвало интерес к исследованию АО свойств монокристалла йодида индия.

Материал	Область прозрачности, мкм	$M_2 \times 10^{15} \text{ с}^3/\text{кг}$	Литература
		Поперечная волна	
SiO_2	0.15...4.5	2.4	[45]
TeO_2	0.35...5,0	1200	[45]
Si	1.5...10	24	[45]
Ge	1.5...22	290	[39,45]
KRS-5 (TlBr-TlI)	0.53...45	1200	[57]
KRS-6 (TlCl-TlBr)	0.4...30	880	[57]
TAS (Tl_3AsSe_3)	1.1...17	4350	[27]
Hg_2Cl_2	0.35...20	960	[27]
Te	4.0...20	195000	[27]

Табл. 2.1. Основные АО кристаллы инфракрасного диапазона.

Монокристалл йодида индия обладает ромбической симметрией [62], следовательно, является оптически двуосным. Это позволяет реализовать в нем разнообразные геометрии АО взаимодействия, недоступные, например, в галогенидах ртути и таллия или германии, первые из которых являются оптически одноосными, а вторые и третий – оптически изотропными кристаллами. Существенным преимуществом данного кристалла является также отсутствие в его составе токсичных компонентов. Работа с ним, таким образом, не требует специальных мер предосторожности, а возможные устройства будут соответствовать экологическим нормам. На момент начала исследований не были известны ни значения показателей преломления, ни скорости распространения акустических волн, ни коэффициенты АО качества данного кристалла. Кристалл прозрачен для электромагнитного излучения в широком диапазоне длин волн от 0.62 до 50 мкм, что перекрывает красную область видимого спектра, а также ближний, средний и частично дальний ИК диапазоны. Область прозрачности йодида индия для ИК излучения шире, чем для большинства известных акустооптических материалов, и сравнима лишь с кристаллом KRS-5. Известной характеристикой является плотность йодида индия, составляя величину $\rho = 5.32 \cdot 10^3 \text{ кг/м}^3$, а также постоянные решетки, равные $a = 4.75 \text{ \AA}$, $b = 12.76 \text{ \AA}$, $c = 4.91 \text{ \AA}$ [62]. В настоящей работе для описания анизотропных свойств

кристалла используется система координат, оси которой x , y и z направлены вдоль кристаллографических осей a , b и c соответственно. Как видно, постоянные решетки a и c имеют весьма близкие значения, при этом сильно отличаясь от третьей постоянной b . Подобное соотношение постоянных позволяет ожидать достаточно близких характеристик, соответствующих в своей симметрии осям x и z .

Исследования в настоящей работе проводились с двумя образцами кристаллов в два этапа. Первый этап исследований проходил с впервые синтезированным образцом монокристалла йодида индия. Разработка технологии, изготовление сырья и выращивание кристалла осуществлялись научными группами из Института общей физики им. А.М. Прохорова РАН и АО «Гиредмет». Кристалл был выращен методом Бриджмена–Стокбаргера в стеклянной ампуле [59]. Из монокристаллической части були был вырезан образец кубической формы со стороной, равной 11 мм. Грани куба выведены перпендикулярно кристаллографическим осям, а поверхности образца отполированы по оптическим стандартам. Общий вид изготовленного образца показан на Рис. 2.1. Являясь фактически впервые полученным монокристаллом такого размера, данный образец обладал недостатками оптического качества, а также свойств поверхности. Оба недостатка связаны с недостаточной степенью очистки сырья и наличием в нем посторонних примесей, а также не полностью отработанной технологией роста. Как будет более подробно отмечено в следующих разделах, недостатки качества кристалла привели к ошибкам измеренных на первом этапе характеристик, а также не позволили измерить полный набор коэффициентов АО качества.

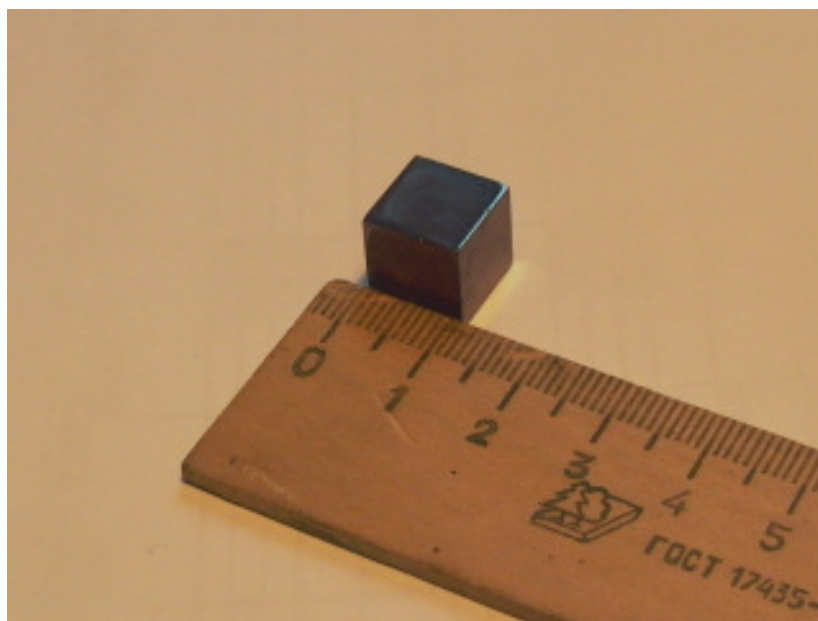


Рис. 2.1. Экспериментальный образец монокристалла йодида индия

К моменту проведения второго этапа исследований технологии роста и очистки шихты были существенно улучшены. Новый экспериментальный образец кристалла обладал лучшими оптическими характеристиками, что позволило повысить точность измерений, а также получить значения недостающих продольных коэффициентов АО качества. Кроме коэффициентов АО качества в ходе проведенных исследований были измерены скорости продольных акустических волн и рассчитаны соответствующие им коэффициенты жесткости кристалла, а также показатели преломления на длине волны CO₂-лазера $\lambda = 10.6$ мкм. Описание методики измерений, а также сами экспериментальные результаты приводятся в следующих разделах данной главы.

2.2 Акустические свойства кристалла йодида индия

Важной характеристикой в акустооптике является скорость ультразвуковой волны V в среде взаимодействия. В кристаллах эта величина сложным образом зависит от направления распространения ультразвука и полностью определяется плотностью среды ρ и тензором жесткости кристалла c_{ijkl} через уравнение Кристоффеля [63]:

$$(c_{ijkl}b_jb_k - \rho V^2\delta_{il})a_l = 0, \quad (2.1)$$

где $\bar{a}$ – единичный вектор поляризации ультразвука, $\bar{b}$ – единичный вектор волновой нормали ультразвука, а δ_{il} – единичный тензор. Уравнение Кристоффеля представляет собой линейную систему из трех уравнений относительно компонент вектора $\bar{a}$. Условие разрешимости данной системы можно записать в следующем виде:

$$\det (c_{ijkl}b_jb_k - \rho V^2\delta_{il}) = 0. \quad (2.2)$$

Уравнение (2.2) является бикубическим относительно скорости ультразвука V и имеет в общем случае три решения. Таким образом, при заданном векторе $\bar{b}$ уравнение (2.2) дает три разных значения скорости, каждому из которых соответствует свое уравнение (2.1), а значит, и свой вектор поляризации $\bar{a}$. На практике, вместо решения уравнений (2.1) и (2.2) удобнее использовать стандартные алгоритмы нахождения собственных значений и собственных векторов следующей матрицы:

$$\Gamma_{il} = c_{ijkl}b_jb_k. \quad (2.3)$$

При этом собственные значения матрицы Γ_{il} равны ρV^2 , а соответствующие собственные векторы равны $\bar{a}$. Физический смысл существования трех собственных векторов и соответствующих собственным значениям заключается в том, что в произвольном направлении $\bar{b}$ в общем случае распространяются три акустических волны с поляризациями $\bar{a}$. Направление волнового вектора при этом может не совпадать с направлением вектора потока энергии (вектор Умова), которое определяется следующим выражением [63]:

$$P_j = \frac{A^2 \Omega^2}{2V} c_{ijkl} a_i a_k b_l, \quad (2.4)$$

где A – амплитуда смещения частиц среды в ультразвуковой волне, Ω – циклическая частота. При этом средняя плотность энергии $\mathcal{E}$ в волне задается формулой:

$$\langle \mathcal{E} \rangle = \frac{A^2}{2} \rho \Omega^2, \quad (2.5)$$

а групповая скорость ультразвуковой волны [63]:

$$V_{гp j} = \frac{P_j}{\langle \mathcal{E} \rangle} = \frac{1}{\rho V} c_{ijkl} a_i a_k b_l. \quad (2.6)$$

Упомянутый ранее угол сноса энергии в акустической волне ψ может быть найден при помощи следующего соотношения:

$$\cos \psi = V / |\bar{V}_{гp}|. \quad (2.7)$$

Таким образом, известные компоненты тензора жесткости $\hat{c}$ среды позволяют полностью решить акустическую задачу и найти соответствующие значения скоростей, поляризаций и углов сноса акустических волн для любого интересующего направления распространения. При этом, как и в случае тензора фотоупругости $\hat{\rho}$, на практике чаще имеют дело с тензором жесткости $\hat{c}$, за счет внутренней симметрии приведенным к двумерному матричному виду $c_{\alpha\beta}$ (6×6) путем замены индексов [7]. Данные параметры в свою очередь являются одними из определяющих для расчета характеристик АО взаимодействия: скорость ультразвука V непосредственно входит в выражение (1.8) для АО качества, а вектор поляризации волны $\bar{a}$ определяет значение эффективной фотоупругой константы.

В случае, если константы жесткости еще не определены, найти их можно, решая обратную задачу – по экспериментально определенным значениям скоростей вычислить соответствующие компоненты тензора. Как правило, для этого удобнее всего использовать волны, распространяющиеся вдоль основных кристаллографических осей. Ввиду симметрии, выражения, связывающие скорость ультразвуковой волны и соответствующие компоненты тензора жесткости, для таких направлений приобретают наиболее простой вид. Одним из наиболее точных методов измерения скоростей ультразвука является так называемый метод эхо-импульсов [63]. Принципиальная схема экспериментальной установки представлена на Рис. 2.2.

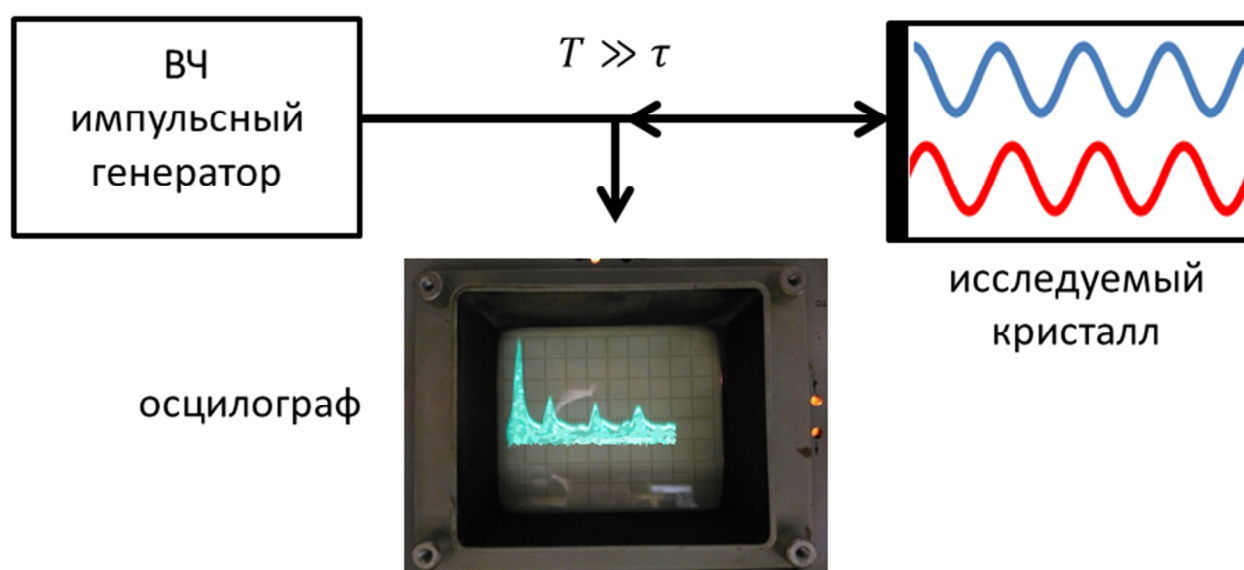


Рис. 2.2 Экспериментальная схема измерений скоростей ультразвука методом эхо-импульсов.

Основная идея метода заключается в том, что генератор высокочастотного электрического сигнала работает в режиме генерации коротких радиоимпульсов, подающихся на пьезопреобразователь с временным интервалом T , существенно превышающим длительность импульса τ . Преобразователь, приклеенный к соответствующей грани кристалла, возбуждает в нем акустические импульсы, которые, проходя через кристалл, отражаются от противоположной грани и возвращаются назад. Отраженный импульс вследствие прямого пьезоэффекта генерирует в пьезопреобразователе электрический импульс, идущий в обратном направлении. Прямой и отраженные электрические импульсы визуализируются при помощи осциллографа. Временная задержка между падающим и отраженным импульсом определяется временем прямого и обратного прохождения акустической волны в кристалле. Таким образом, скорость акустической волны вычисляется по следующей формуле:

$$V = 2l/\Delta t, \quad (2.8)$$

где l – длина кристалла, а Δt – временной интервал между падающим и отраженным импульсами. Необходимым условием для реализации данного метода измерений является выполнение условия $T \gg \tau$, исключающего наложение последующих падающих импульсов. Кроме того, для регистрации отраженных импульсов требуется хорошая обработка свободной грани, от которой происходит отражение, а также ее параллельность с входной гранью и достаточно низкое затухание ультразвука в кристалле.

В рамках проведенного исследования были измерены скорости распространения продольных ультразвуковых волн вдоль главных кристаллографических осей, поскольку именно эти волны использовались далее для измерения АО параметров кристалла. В качестве возбудителя ультразвука использовался пьезокерамический преобразователь, согласованный на частоту $f = 17$ МГц. Исходя из известной плотности кристалла, были также найдены отдельные компоненты тензора упругой жесткости. Результаты исследования акустических свойств кристалла представлены в Табл 2.2.

Параметры ультразвуковой волны			Компонента тензора жесткости
Направление	Поляризация	Скорость, м/с	
x	x	$(2.23 \pm 0.05) \times 10^3$	$c_{11} = (2.7 \pm 0.2) \times 10^{10} \text{ Н/м}^2$
y	y	$(1.96 \pm 0.06) \times 10^3$	$c_{22} = (2.1 \pm 0.2) \times 10^{10} \text{ Н/м}^2$
z	z	$(2.18 \pm 0.05) \times 10^3$	$c_{33} = (2.6 \pm 0.2) \times 10^{10} \text{ Н/м}^2$

Табл. 2.2. Измеренные акустические параметры кристалла йодида индия.

Значения скоростей ультразвука вдоль направлений x и z , как и ожидалось, оказались близкими: 2.23 км/с и 2.18 км/с соответственно. Значение скорости вдоль оси y – 1.96 км/с меньше, и достаточно сильно отличается от скоростей вдоль двух других осей. Для дополнительного контроля полученных результатов измерения также были проведены АО методом. Идея данной методики заключается в измерении угла разведения дифракционных порядков излучения и дальнейшем вычислении соответствующей скорости ультразвука при помощи соотношения (1.4). Измерения данным методом дали большую ошибку, чем измерения методом эхо-импульсов, однако совпали с ними в пределах погрешности, подтвердив корректность полученных результатов. Высокая погрешность измерений АО методом связана с упомянутыми ранее недостатками оптического качества экспериментального образца

кристалла, приводящего к рассеянию пучка лазерного излучения, что, в свою очередь, снижает точность определения угла дифракции.

2.3 Оптические и акустооптические свойства кристалла йодида индия

Основным методом измерения АО качества кристалла является метод Диксона [64], принципиальная схема которого приведена на Рис. 2.3. Его основная идея состоит в том, что измерения эффективности дифракции проводятся поочередно в двух кристаллах: эталонном, с известными характеристиками, и приклеенном к нему исследуемом кристалле, акустооптическое качество которого предстоит узнать. Как правило, на эталонный кристалл, часто называемый буфером, нанесен либо приклеен пьезопреобразователь. Акустическая волна, таким образом, возбуждается на одной из граней эталонного кристалла (буфера), а затем проходит в исследуемый кристалл, отражается от его дальней свободной грани и возвращается назад в буфер.

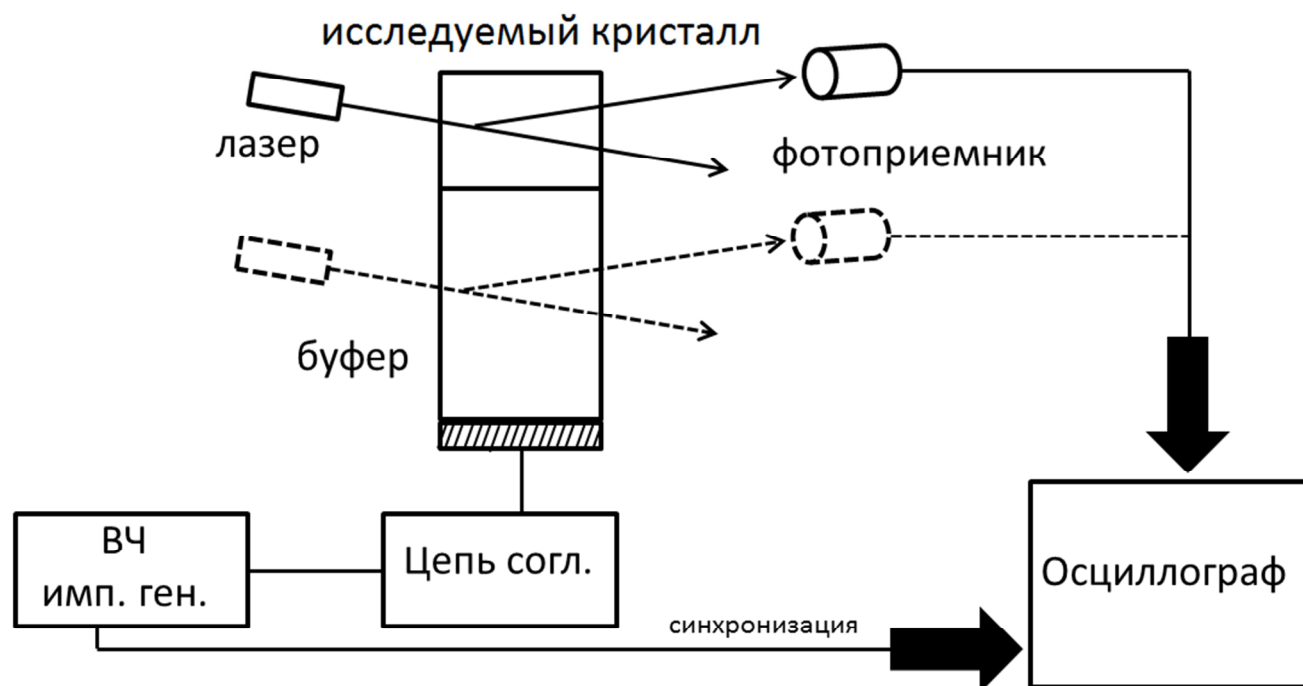


Рис. 2.3 Экспериментальная схема измерений коэффициентов АО качества методом Диксона.

Ключевой особенностью метода Диксона является то, что дифракция как в буфере, так и в кристалле фактически происходит на одних и тех же импульсах ультразвука. Это приводит к тому, что в расчетах нет необходимости определять абсолютное значение плотности потока акустической энергии, входящей в выражение (1.9). Таким образом, оказывается не нужно

учитывать для этого ряд крайне сложно оцениваемых в эксперименте параметров: эффективность передачи энергии от генератора к пьезопреобразователю, эффективность трансформации акустической энергии в нем, геометрические размеры акустического столба и т.д.

В случае возбуждения ультразвука в буфере достаточно редкими и короткими импульсами (длительность импульса должна быть существенно меньше времени прохождения звука по буферу и кристаллу, а интервал между ними – существенно больше), на экране осциллографа, к которому подключен фотоприемник, будет отображаться несколько импульсов. В случае, если излучение проходит через буфер, оно будет дифрагировать по крайней мере трижды – на первом проходящем в сторону исследуемого кристалла импульсе, на отраженном от границы буфер-кристалл и на импульсе, прошедшем в обе стороны по кристаллу и вернувшемся в обратно в буфер. При дифракции в исследуемом образце будет наблюдаться по крайней мере два импульса, соответствующих дифракции на волне, прошедшей из буфера, и волны, идущей обратно, отразившись от свободной границы кристалла. Можно показать [64], что отношение коэффициентов АО качества кристалла может быть определено при помощи следующего отношения:

$$\frac{M_2^{\text{кр}}}{M_2^{\text{буф}}} = \frac{\sqrt{I_1^{\text{кр}} I_2^{\text{кр}}}}{\sqrt{I_1^{\text{буф}} I_3^{\text{буф}}}}, \quad (2.9)$$

где верхние индексы соответствуют кристаллу или буферу, а нижние индексы – порядковому номеру дифракционного максимума в соответствии с описанием, данным выше. Важно отметить, что методика измерений также позволяет исключить из формулы (2.9) затухание ультразвука, а также потери мощности при прохождении склейки и отражениях.

Как отмечено выше, измерения проводились в два этапа с разными образцами кристаллов йодида индия. В обоих случаях в качестве буфера использовался образец тяжелого флинта марки ТФ-3. Ультразвук возбуждался при помощи продольного пьезокерамического преобразователя, согласованного на пятую резонансную гармонику с частотой $f = 17$ МГц. Достаточно низкая частота продольной волны позволяла осуществлять жидкую склейку преобразователя с буфером при помощи глицерина. Результаты проведенных измерений коэффициентов АО качества приведены в Табл. 2.3. В таблице также представлена взаимная геометрия ультразвуковой и электромагнитной волн, соответствующие им компоненты матрицы фотоупругости $p_{\alpha\beta}$, а также отдельные результаты для обоих экспериментальных образцов.

Ультразвуковая волна		Электромагнитное излучение		$M_2 \times 10^{15}, \text{с}^3/\text{кг}$		$p_{\text{эфф}}$	n
Направл	Поляр	Направл	Поляр	1.15 мкм (2017)	0.65 мкм (2019)		10.6 мкм
x	x	z	x	1100 ± 200		p_{11}	2.42 ± 0.13
		y			1100 ± 100		
y	y	z	x	120 ± 25		p_{12}	
z	z	y	x		300 ± 50	p_{13}	
x	x	z	y	90 ± 20		p_{21}	2.89 ± 0.13
y	y	z	y	260 ± 50		p_{22}	
		x			230 ± 20		
z	z	x	y		80 ± 10	p_{23}	
x	x	y	z		110 ± 25	p_{31}	2.55 ± 0.08
y	y	x	z		110 ± 10	p_{32}	
z	z	x	z		860 ± 80	p_{33}	

Табл. 2.3 Экспериментальные значения коэффициентов АО качества йодида индия.

Измерения с первым образцом (в 2017 г.) были проведены на длине волны $\lambda = 1.15$ мкм ИК излучения гелий-неонового лазера. Визуализация излучения производилась при помощи электронно-оптического преобразователя, а в качестве фотоприемника использовался фотоэлектронный умножитель с серебряно-кислородно-цезиевым катодом. Как видно из Табл. 2.3, в первой серии измерений удалось провести измерения лишь четырех значений коэффициентов АО качества. Причиной этого явились упомянутые ранее оптические дефекты экспериментального образца: при просвечивании излучением теплового источника с непрерывным спектром в кристалле наблюдались столбчатые неоднородности, ориентированные вдоль кристаллографической оси z кристалла. Присутствие данных неоднородностей приводило к достаточно сильному рассеянию и искажению формы поперечного сечения лазерного пучка при просвечивании кристалла вдоль оси z . В случае пропускания излучения вдоль осей x и y степень рассеивания пучка не позволяла завести его в фотоприемник и провести измерения. Измеренные значения коэффициентов АО качества, таким образом, ограничились четырьмя возможными конфигурациями взаимной ориентации направлений ультразвука и поляризаций электромагнитной волны, распространяющейся вдоль оси z . Кроме рассеяния на внутренних неоднородностях кристалла необходимо отметить также влияние достаточно сильного помутнения поверхности вследствие недостаточно хорошей очистки и наличия посторонних примесей в шихте, из которой изготовлялся кристалл. Ухудшение качества поверхности уменьшало пропускание кристалла и нарастало по мере нахождения в ходе экспериментальной работы кристалла на воздухе и взаимодействия поверхности с глицерином и циклогексаном. Описанные эффекты привели к весьма большой

погрешности (порядка 20%) полученных экспериментальных значений. Тем не менее, одно из полученных значений акустооптического качества оказалось равным $M_2 = 1100 \cdot 10^{-15} \text{ с}^3/\text{кг}$. Это чрезвычайно высокое значение, которое является одним из самых больших среди известных АО материалов. Остальные измеренные в первой экспериментальной серии значения АО качества несколько меньше, однако также являются достаточно большими.

К моменту проведения второй серии измерений (в 2019 г.) был получен новый образец кристалла, обладающий существенно более однородной внутренней структурой. Для оценки оптического качества кристалл также просвечивался тепловым источником излучения в скрещенных поляроидах, что позволило визуально наблюдать его внутреннюю структуру. Кроме этого, оценивалась степень искажения проходящего пучка лазерного излучения на длинах волн $\lambda = 0.65 \text{ мкм}$ (лазерный диод) и $\lambda = 1.15 \text{ мкм}$ (He-Ne лазер). Проведенная оценка показала существенное улучшение однородности и оптического качества нового образца кристалла. Первоначально образец кристалла имел кубическую форму и размер порядка 15 мм, а ориентирован он был только по одной оси z (направления роста из расплава). Ориентация плоскости (001) производилась оптическим поляризационным методом, а затем проверялась при помощи рентгенограммы. В результате дополнительной ориентации и соответствующей обработки финальный размер кубика оказался порядка 9 мм. Измерения коэффициентов АО качества, как и в случае первого образца, проводились методом Диксона, а в качестве эталонного материала было использовано стекло тяжелого флинта марки ТФ-3. В качестве источника излучения в данном случае был использован лазерный диод с длиной волны излучения $\lambda = 0.65 \text{ мкм}$. Данное излучение попадает в диапазон прозрачности кристалла и в то же время лежит в видимом диапазоне, что существенно упростило экспериментальную работу в сравнении с использованной в предыдущей работе длиной волны $\lambda = 1.15 \text{ мкм}$. Точность измерений также повысилась благодаря большей чувствительности фотоприемника к излучению с меньшей длиной волны. Описанные изменения условий эксперимента и улучшения качества образца позволили измерить все недостающие значения акустооптического качества кристалла для продольных волн, а также подтвердить значения, полученные с первым образцом; при этом погрешность измерений снизилась в 2-2.5 раза. Все новые значения коэффициентов АО качества на продольных акустических волнах также оказались достаточно высокими, а кроме уже известного значения $M_2 = 1100 \cdot 10^{-15} \text{ с}^3/\text{кг}$, соответствующего фотоупругой константе p_{11} , было получено еще одно чрезвычайно большое значение $M_2 = 860 \cdot 10^{-15} \text{ с}^3/\text{кг}$, соответствующее константе p_{33} .

Еще одной важной характеристикой кристалла являются показатели преломления. Кристалл InI является оптически двуосным и, таким образом, имеет три неравных главных показателя преломления. Кроме очевидной важности для расчета оптического хода лучей и

угловых характеристик АО устройств, показатели преломления также необходимы для расчетов компонент тензора фотоупругости по измеренным значениям коэффициентов АО качества. Значения фотоупругих констант косвенно вычисляются из соотношения (1.8) с использованием значений показателей преломления кристалла, а также его плотности и скоростей акустических волн.

Одним из распространенных методов измерения показателей преломления является интерференционный метод, когда плоскопараллельную пластину кристалла известной толщины помещают в одно из плеч схемы интерферометра Майкельсона. Для таких измерений из исследуемого кубического образца кристалла были изготовлены три пластинки. Плоскость каждой из них была ортогональна одной из трех главных осей кристалла, а ребра параллельны остальным двум осям. Для измерений показателя преломления была выбрана одна из распространенных в инфракрасной технике длина волны излучения CO₂-лазера $\lambda = 10.6$ мкм. Выбор также обусловлен тем, что данная длина волны лежит вдали как от длинноволновой, так и коротковолновой границы поглощения кристалла. Таким образом, измеренные значения показателя преломления, в соответствии с соотношением (1.15), практически не изменяются в широком диапазоне длин волн дальнего ИК излучения. Измерения проводились с излучением, линейно поляризованным поочередно вдоль разных ребер пластинок. В результате были получены необходимые значения трех показателей преломления, причем значение каждого из них было измерено дважды на двух разных экспериментальных образцах. Это позволило несколько снизить ошибку измерений, которая, тем не менее, получилась достаточно большой, и обеспечить дополнительный контроль результатов. Полученные в ходе измерений результаты представлены в последнем столбце Табл. 2.3. Видно, что показатели преломления имеют достаточно высокие среди акустооптических материалов значения, превосходящие 2.4. Кроме того, компоненты n_x и n_z имеют близкие значения и весьма сильно отличаются от n_y . Этот факт хорошо согласуется с симметрией и размерами соответствующих параметров элементарной ячейки кристалла, которые обсуждались ранее. Необходимо отметить, что основным фактором, ограничивающим точность измерений показателей преломления, является качество обработки поверхности экспериментальных образцов. В частности, интерференционный метод чувствителен к неоднородности их толщины в плоскости. В связи с особенностями механических свойств кристалла, а именно, низким значением твердости, а также недостаточно большим размером пластин, добиться желаемого значения плоскопараллельности в полной мере не удалось.

Результаты проведенных исследований показали, что кристалл йодида индия является одним из самых перспективных кристаллов для акустооптики среднего и дальнего ИК диапазонов, будучи прозрачным до 50 мкм и обладая чрезвычайно высокой акустооптической

эффективностью. Значение АО качества в нем достигает $M_2 = 1100 \cdot 10^{-15} \text{ с}^3/\text{кг}$ даже на продольной волне, в то время как на сдвиговых волнах это значение, как правило, оказывается еще больше. Широкий диапазон прозрачности, а также ромбическая симметрия кристалла позволяют реализовывать в нем множество различных геометрий АО взаимодействия и создавать наиболее востребованные в среднем и дальнем ИК диапазонах эффективные АО устройства – модуляторы, дефлекторы и фильтры.

Основные результаты главы 2

1) Проведены экспериментальные исследования акустооптических свойств двухосного кристалла монойодида индия InI. При помощи методики Диксона получены значения всех коэффициентов АО качества кристалла для продольных акустических волн, наибольший из которых достигает значения $M_2 = 1100 \times 10^{-15} \text{ с}^3/\text{кг}$. В ходе двух этапов измерений была проведена оценка качества внутренней структуры и оптической обработки экспериментальных образцов, позволившая улучшить технологию изготовления кристалла.

2) Исследованы акустические свойства кристалла: проведены измерения скоростей продольных акустических волн в направлениях основных кристаллофизических осей кристалла методом эхо-импульсов. На основе полученных результатов вычислены соответствующие компоненты упругого тензора кристалла.

3) Проведены измерения трех главных показателей преломления в области слабой дисперсии на длине волны электромагнитного излучения $\lambda = 10.6 \text{ мкм}$. Установлено высокое значение оптической анизотропии, достигающее значения $\Delta n = 0.47$, что позволяет реализовать в кристалле множество различных геометрий акустооптического взаимодействия.

4) Проведен сравнительный анализ кристалла InI с другими АО кристаллами ИК диапазона. Показано, что совокупность характеристик: один из самых широких диапазонов прозрачности $\lambda = 0.62 \div 50 \text{ мкм}$, сильная оптическая анизотропия и высокие значения коэффициентов акустооптического качества, а также экологичность, – делает кристалл крайне перспективным для акустооптических применений в дальнем ИК диапазоне.

Глава 3. Кристалл бромида ртути и его применение в широкоапертурном акустооптическом фильтре

3.1 Физические свойства кристаллов галогенидов ртути

Семейство тетрагональных кристаллов галогенидов ртути включает в себя кристалл хлорида ртути (Hg_2Cl_2), бромида ртути (Hg_2Br_2) и йодида ртути (Hg_2I_2). Все три кристалла прозрачны от видимого диапазона до длин волн $\lambda = 20 - 40$ мкм (Табл. 3.1), обладают большими значениями показателей преломления и низкими скоростями ультразвука. При наличии сильного фотоупругого эффекта подобная совокупность характеристик говорит о потенциально высоких значениях коэффициентов АО качества в этих кристаллах [19-24]. Таким образом, кристаллы семейства представляют большой интерес для применений в акустооптике дальнего ИК диапазона. В то же время, их АО свойства все еще являются не в полной мере изученными и требуют дополнительных исследований, которым посвящена данная глава.

Кристалл	Границы полосы прозр., мкм		n_o	n_e	Δn
Hg_2Cl_2	$\lambda_{\text{мин}}$	0.38	2.122	3.190	1.068
	$\lambda_{\text{макс}}$	20	1.898	2.444	0.546
Hg_2Br_2	$\lambda_{\text{мин}}$	0.42	2.305	3.703	1.398
	$\lambda_{\text{макс}}$	30	2.033	2.700	0.667
Hg_2I_2	$\lambda_{\text{мин}}$	0.53	2.546	4.560	2.014
	$\lambda_{\text{макс}}$	40	2.254	3.210	0.956

Табл. 3.1. Оптические свойства кристаллов галогенидов ртути [22].

Кристалл Hg_2Cl_2 , также называемый каломелью, обладает большим значением коэффициентов АО качества (Табл. 2.1) и достаточно давно известен в акустооптике ИК диапазона [19-24,27]. Кристалл Hg_2Br_2 , как и кристалл Hg_2Cl_2 , относится к тетрагональной сингонии. Он обладает более широким диапазоном прозрачности $\lambda = 0.42 - 30$ мкм, а также

сильной оптической анизотропией $n_o = 2.03$, $n_e = 2.70$ на длине волны $\lambda = 10.6$ мкм [22]. Кристалл Hg_2I_2 обладает еще более широким диапазоном прозрачности и большими показателями преломления, однако в настоящее время не развита технология производства его образцов с необходимой стойкостью (образцы кристаллов выделяют на своей поверхности йод). Последнее обстоятельство фактически делает невозможным его практическое применение, в связи с чем, в основном, далее будет рассматриваться кристалл бромида ртути в сравнении с кристаллом хлорида ртути. Из литературы для обоих кристаллов известен полный набор констант жесткости (Табл. 3.2), позволяющий рассчитать скорости акустических волн в любых направлениях.

Кристалл	Hg_2Cl_2	Hg_2Br_2
ρ , кг/м ³	7180	7310
c_{11} , 10^{10} , Н/м ²	1.89	1.62
c_{12}	1.71	1.50
c_{13}	1.56	1.82
c_{33}	8.03	8.89
c_{44}	0.84	0.74
c_{66}	1.23	1.12

Табл. 3.2. Константы жесткости кристаллов хлорида и бромида ртути [22].

Такие расчеты скоростей ультразвука в кристалле Hg_2Br_2 для главных плоскостей приведены в следующем разделе этой главы, посвященном широкоапертурной геометрии АО взаимодействия в кристалле. Здесь же для сравнения свойств кристаллов приводятся лишь значения скоростей акустических волн вдоль главных кристаллографических направлений (Табл. 3.3).

Напр. распр.	Напр. поляр.	Hg_2Cl_2 , V , м/с	Hg_2Br_2 , V , м/с
[100]	[100]	1622	1487
[001]	[001]	3343	3487
[110]	[110]	2054	1914
[110]	[1 $\bar{1}$ 0]	347	282
[100]	[001]	1084	1008
[100]	[010]	1305	1249

Табл. 3.3. Значения скоростей ультразвука для главных направлений в кристаллах хлорида и бромида ртути [22].

Как видно, скорости ультразвуковых волн в кристалле Hg_2Br_2 по всем направлениям на 5 – 10 % меньше, чем в кристалле Hg_2Cl_2 . Для медленной сдвиговой волны в направлении [110] эта разность достигает практически 20 %. Само значение скорости в бромиде ртути равно $V = 282 \text{ м/с}$, что является одним из самых низких значений во всех известных кристаллических средах, а в кристалле каломели это направление соответствует наибольшему значению АО качества [22]. В сочетании с более высокими по сравнению с каломелью значениями показателей преломления (Табл. 3.1) и плотности (Табл. 3.2) столь низкое значение скорости позволяет ожидать высоких значений АО качества также и от кристалла бромида ртути.

Несмотря на то, что АО устройства на кристалле бромида ртути упоминаются в ряде работ [20,21,24,65,66], фотоупругие константы кристалла до сих пор не были определены. В то же время высокие значения АО качества очень близкого по свойствам кристалла каломели дают основания ожидать высокой АО эффективности и от бромида ртути. Фактически, значения АО качества бромида ртути приведены лишь в работах [23,65], на которые в дальнейшем ссылалось большинство других авторов. Указанные значения являются очень высокими, однако, весьма противоречивыми: $M_2 = 2600 \cdot 10^{-15} \text{ с}^3/\text{кг}$ [30] и $M_2 = 2600 \times M_2(\text{SiO}_2) = 3900 \cdot 10^{-15} \text{ с}^3/\text{кг}$ [65]. При этом отсутствуют какие-либо пояснения о соответствующей фотоупругой константе, геометрии взаимодействия, а также о том, каким образом данные значения были получены. В работе [30] рассматривался акустооптический модулятор на кристалле каломели, а значение АО качества бромида ртути приводилось в качестве теоретического. В работе же [65] сообщалось об изготовлении АО фильтра на основе кристалла бромида ртути, однако ни спектральных, ни энергетических характеристик устройства приведено не было. В более поздней работе [66] авторы также сообщили об изготовлении АО фильтра на кристалле бромида ртути и достижении высокой эффективности дифракции на длине волны 10.6 мкм, не приводя, однако, данных о геометрии и спектральном разрешении устройства. Приведенные в этих работах и далее используемые значения коэффициентов АО качества, по всей видимости, являются теоретической оценкой его верхней границы. Эта оценка подтверждает предположение о высокой перспективности кристалла бромида ртути для создания АО устройств, однако является непригодной для расчетов их конкретных параметров и геометрии. Таким образом, экспериментальное исследование коэффициентов АО качества и соответствующих фотоупругих констант кристалла бромида ртути по настоящее время являлось актуальной задачей, впервые решаемой в данной работе.

Как и в случае кристалла InI , измерение коэффициентов АО качества в данной работе проводилось методом Диксона. В Табл. 3.4 приведены конфигурации взаимной ориентации акустической и электромагнитной волн в главных плоскостях кристалла и соответствующие им

эффективные фотоупругие константы. В качестве экспериментального образца для измерений коэффициентов АО качества на начальном этапе исследований выступал кубик бромида ртути с ребром 10 мм, грани которого были ортогональны направлениям $[110]$, $[1\bar{1}0]$ и $[001]$ (Рис. 3.1). При этом по техническим причинам оптическую обработку удалось провести только для плоскостей (110) , $(1\bar{1}0)$.

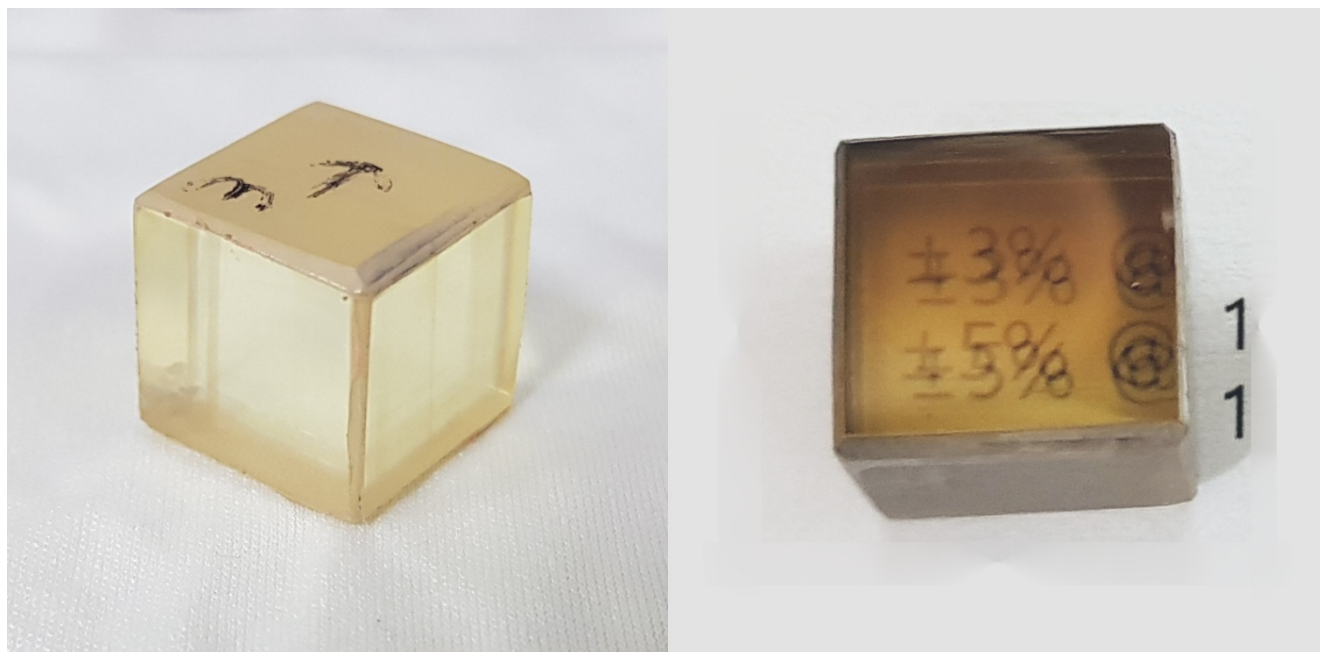


Рис. 3.1. Экспериментальный образец кристалла бромида ртути.

По этой причине удалось измерить лишь два коэффициента АО качества, соответствующих эффективным фотоупругим константам $(p_{11} + p_{12} + 2p_{66})/2$ и p_{31} (Табл. 3.4). Измерения проводились на длине волны He-Ne лазера $\lambda = 633$ нм, а ультразвуковая волна возбуждалась продольным пьезокерамическим преобразователем. Склейка исследуемого и буферного образцов и пьезопреобразователя проводилась при помощи тонкого слоя эпоксидной смолы без отвердителя. Выбранный материал склейки обеспечивал достаточно высокий коэффициент пропускания продольной акустической волны на невысокой частоте 30 МГц. В то же время жидкая склейка позволяла многократно осуществлять переклеивание преобразователя на другую грань образца, а сам процесс приклеивания не требовал сильного притирания и не вызывал повреждения оптической поверхности. Регистрация излучения производилась при помощи фотоэлектронного умножителя, а в качестве буфера использовался плавленый кварц. Результаты проведенных измерений представлены в Табл. 3.5.

Напр. УЗ	Поляр. УЗ	Поляр.света пад., откл.	Фотоупругая константа
[110]	[110]	[110] [110]	$\frac{1}{2} (p_{11} + p_{12} + 2 p_{66})$
		$[1\bar{1}0]$ $[1\bar{1}0]$	$\frac{1}{2} (p_{11} + p_{12} - 2 p_{66})$
		[001] [001]	p_{31}
	$[1\bar{1}0]$	[110] $[1\bar{1}0]$	$\frac{1}{2} (p_{11} - p_{12})$
		$[1\bar{1}0]$ [110]	
		[001]	0
	[001]	[110] [001]	p_{44}
		$[1\bar{1}0]$	0
		[001] [110]	p_{44}
[001]	[001]	[001] [001]	p_{33}
		[100] [100]	p_{13}
		[010] [010]	
	[100]	[001] [100]	p_{44}
		[100] [001]	
		[010]	0
[100]	[100]	[100] [100]	p_{11}
		[010] [010]	p_{12}
		[001] [001]	p_{31}
	[010]	[100] [010]	p_{66}
		[010] [100]	
		[001]	0
	[001]	[100] [001]	p_{44}
		[010]	0
		[001] [100]	p_{44}

Табл. 3.4. Возможные конфигурации измерения фотоупругих констант тетрагонального кристалла в плоскостях (010), (001) и (110).

Фотоупругая константа	M_2 , эксп $10^{-15} \text{ с}^3/\text{кг}$	p_{eff} , Hg_2Br_2 , эксп	p_{eff} , Hg_2Cl_2 [29]
$(p_{11} + p_{12} + 2p_{66})/2$	645 ± 35	0.60 ± 0.03	0.543
p_{31}	235 ± 35	0.13 ± 0.01	0.137

Табл. 3.5. Результаты измерений коэффициентов качества и фотоупругих констант кристалла бромида ртути.

Из таблицы видно, что полученные значения фотоупругих констант кристалла Hg_2Br_2 оказались близки (отличие менее 10%) соответствующим константам кристалла Hg_2Cl_2 . Подобная близость фотоупругих констант имеет место также среди других близких кристаллов,

например, галогенидов калия и рубидия [41]. На основании вышесказанного представляется корректным далее для оценки коэффициентов АО качества кристалла Hg_2Br_2 принять его фотоупругие константы равными соответствующим константам кристалла Hg_2Cl_2 (Табл. 3.6), в то время как все остальные параметры являются достоверно известными.

p_{11}	p_{12}	p_{13}	p_{31}	p_{33}	p_{66}
0.551	0.440	0.256	0.137	0.010	0.047

Табл. 3.6. Фотоупругие константы кристалла каломели.

При этом даже для кристалла каломели полный набор фотоупругих постоянных все еще не является известным; в частности, неизмеренной остается константа p_{44} , и, как будет показано в следующем разделе, она требуется при расчетах коэффициентов АО качества в плоскости $(1\bar{1}0)$. Эта проблема подробно рассматривается в работе [24], авторы которой проводят численную оценку влияния значения константы p_{44} на эффективность дифракции в плоскости $(1\bar{1}0)$ кристалла каломели. Результаты их исследований показали, что при небольшом отходе направления распространения ультразвука от направления $[110]$, данная константа крайне слабо влияет на эффективность дифракции. На основании выводов данной работы, для оценки эффективности дифракции в плоскости $(1\bar{1}0)$ кристалла бромида ртути значение константы p_{44} для дальнейших расчетов было принято равным нулю.

Принятые допущения позволили с хорошей точностью оценить эффективность дифракции, а также понять характер ее зависимости от различных параметров. Более точное измерение фотоупругих констант кристалла Hg_2Br_2 позволит получить более надежные численные оценки, однако на качественный вид полученных зависимостей не повлияет. Подробнее данный вопрос обсуждается в последующих разделах.

3.2 Оптимальная широкоапертурная геометрия акустооптического взаимодействия в кристалле бромида ртути

Широкоапертурные АО фильтры широко применяются в акустооптике ультрафиолетового, видимого, ближнего и среднего ИК диапазонов [67-71]. Важной особенностью широкоапертурной геометрии является то, что в достаточно широкой окрестности (несколько градусов) угла Брэгга (1.4) частота синхронизма остается практически неизменной. Фактически это означает малость вектора расстройки (1.6) и сохранение практически максимальной эффективности дифракции в определенном диапазоне углов

падения электромагнитного излучения. С практической точки зрения подобная геометрия взаимодействия позволяет решать широкий круг прикладных задач, используя АО устройство для работы с неколлимированными пучками излучения, а также производя спектральную обработку изображений. Создание широкоапертурных фильтров является особенно актуальной задачей в дальнем ИК диапазоне, где излучение обладает большой расходимостью. Кроме того, подобные устройства являются востребованными при экологическом мониторинге для выявления токсичных и парниковых газов, космической и аэрофотосъемке, а также в системах визуализации высокого разрешения при недостаточной видимости [72-77].

Широкоапертурная геометрия в тетрагональных кристаллах чаще всего реализуется в двух плоскостях взаимодействия (010) [68] и $(1\bar{1}0)$ [65]. Выбор той или иной плоскости взаимодействия, как правило, определяется значением АО качества, которое сильно отличается в этих плоскостях за счет сложных пространственных зависимостей скоростей ультразвука и коэффициентов фотоупругости. В случае кристалла каломели наибольшее значение коэффициентов АО качества реализуется в плоскости $(1\bar{1}0)$, чего, по всей видимости, следует ожидать и от кристалла бромида ртути. Акустические поверхности медленности (поверхности обратных скоростей $1/V$) в плоскостях (010) и $(1\bar{1}0)$ представлены на Рис. 3.2. Анализ данных графиков показывает, что в плоскости (010) наименьшее значение скорости сдвиговой волны $V = 1008$ м/с реализуется в направлении $[100]$, при этом снос данной акустической моды практически отсутствует, не превышая значения $\psi = 5^\circ$ (Рис. 3.2).

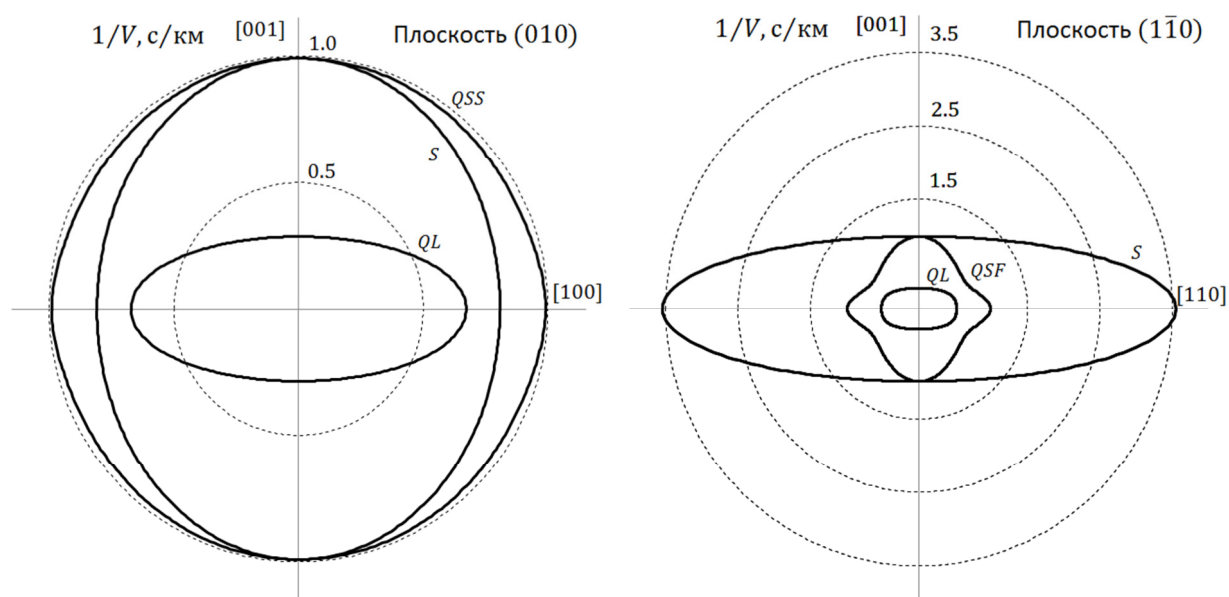


Рис. 3.2. Сечения поверхности медленностей бромида ртути плоскостями (010) и $(1\bar{1}0)$.

Кривая S соответствует чистой сдвиговой акустической моде, QSS – медленной квазисдвиговой, QSF – быстрой квазисдвиговой, QL – квазипродольной.

В плоскости $(1\bar{1}0)$ для медленной сдвиговой моды скорость равна $V = 282$ м/с в направлении $[110]$, являясь наименьшим значением для данного кристалла, тогда как углы сноса достигают $\psi = 59^\circ$ (Рис. 3.3). Столь большая разница в скоростях ультразвука при прочих равных значениях дала бы отличие в коэффициентах АО качества в 45 раз, что является определяющим фактором при выборе плоскости взаимодействия $(1\bar{1}0)$.

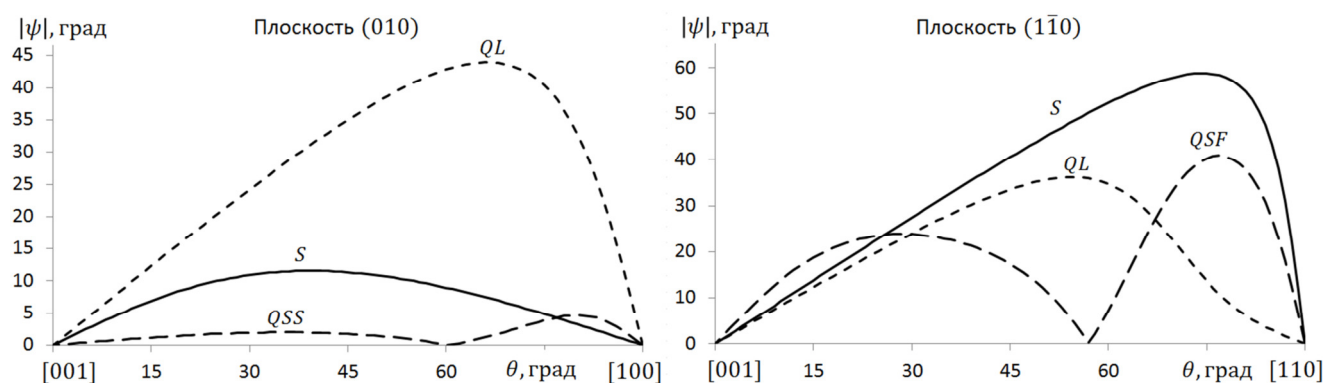


Рис. 3.3. Углы сноса акустической энергии в плоскостях (010) (левый) и $(1\bar{1}0)$ (правый) кристалла бромида ртути. Кривая S соответствует сдвиговой акустической моде, QSS – медленной квазисдвиговой, QSF – быстрой квазисдвиговой, QL – квазипродольной.

Векторная диаграмма широкоапертурной геометрии в кристалле бромида ртути в плоскости $(1\bar{1}0)$ представлена на Рис. 3.4.

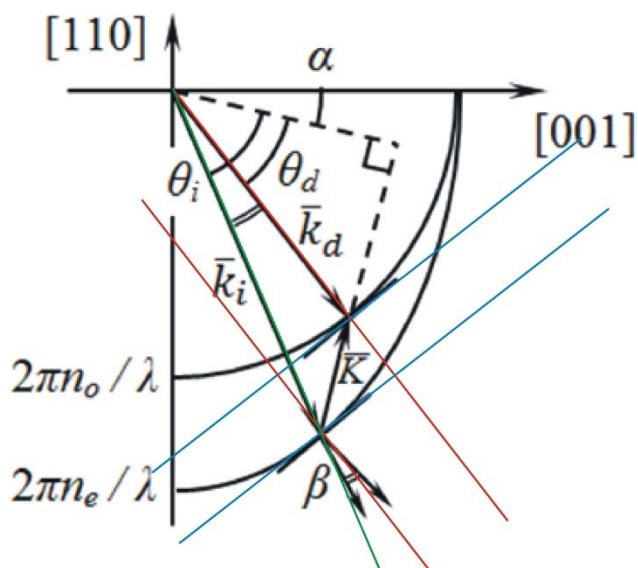


Рис. 3.4. Векторная геометрия широкоапертурного АО взаимодействия в плоскости $(1\bar{1}0)$ кристалла бромида ртути.

АО взаимодействие здесь сопровождается сменой поляризации световых волн. При этом падающая волна поляризована в плоскости взаимодействия, и ей соответствует показатель преломления n_i , зависящий от направления распространения. Дифрагированная волна поляризована вдоль оси $[1\bar{1}0]$, и ее показатель преломления n_o не зависит от направления распространения.

Как видно из Рис. 3.4, одной из главных особенностей широкоапертурной геометрии является параллельность касательных к волновым поверхностям в точках, соответствующих падающей и дифрагированной волнам. При этом угол сноса падающей электромагнитной волны определяется разностью углов падения θ_i и дифракции θ_d :

$$\beta = |\theta_i - \theta_d|, \quad (3.1)$$

Важным также является то, что, несмотря на наибольшее значение АО качества для направления распространения ультразвука $[110]$; это направление не является оптимальным с точки зрения других характеристик АО фильтра: угловой апертуры и разрешающей способности. На практике в реальных устройствах выбирается некое оптимальное направление с точки зрения баланса между энергетической эффективностью и спектральными характеристиками распространения ультразвуковой волны, отличающееся от направления наименьшей скорости $[110]$ на угол среза кристалла α [68]. При этом увеличение угла среза α с одной стороны, приводит к увеличению спектрального разрешения и угловой апертуры устройства, но с другой, – к снижению эффективности дифракции. В то же время, отход от направления $[110]$ уменьшает так называемый эффект «разваливания» акустического пучка – сильного перераспределения энергии между компонентами пространственного спектра ультразвуковой волны, существенно снижающего характеристики АО устройства.

Для анализа влияния угла среза α на параметры АО фильтра и оптимизации его геометрии, необходимо рассмотреть угло-частотные зависимости $f(\theta)$ (аналогичные простейшему случаю (1.4)). В случае оптически анизотропной среды и дифракции, сопровождающейся сменой поляризации излучения, угло-частотная зависимость приобретает следующий вид [7,68]:

$$f = \frac{V(\alpha)}{\lambda} \left(n_i(\theta_i, \alpha) \sin \theta_i \pm \sqrt{n_o^2 - n_i^2(\theta_i, \alpha) \cos^2 \theta_i} \right), \quad (3.2)$$

где углы α и θ_i отсчитываются от направления $[001]$ в соответствии с диаграммой на Рис. 3.4.

В соотношении (3.2) необходимо учитывать анизотропию упругих свойств кристалла, приводящих к зависимости скорости ультразвука V от направления распространения и, следовательно, от угла среза кристалла α . Кроме того, от угла среза и направления распространения падающей волны также зависит и показатель преломления n_i . Данная зависимость задается следующим соотношением [7]:

$$n_i = n_o n_e / \sqrt{n_e^2 \cos^2(\theta_i + \alpha) + n_o^2 \sin^2(\theta_i + \alpha)}. \quad (3.3)$$

Поверхность акустической медленности для сдвиговой волны в рассматриваемой плоскости $(1\bar{1}0)$ (Рис. 3.2) в случае тетрагонального кристалла может быть рассчитана при помощи следующего аналитического выражения [63]:

$$V_2(\alpha) = \sqrt{V_{110}^2 \cos^2 \alpha + V_{001}^2 \sin^2 \alpha}, \quad (3.4)$$

где скорости вдоль направлений $[110]$ и $[001]$ в данном случае равны $V_{110} = \sqrt{(c_{11} - c_{12})/2\rho} = 282$ м/с и $V_{001} = \sqrt{c_{44}/\rho} = 1008$ м/с соответственно. В случае, если для относительного двулучепреломления кристалла:

$$\delta = \Delta n / n_e, \quad (3.5)$$

справедливо соотношение $\delta \ll 1$, выражения (3.2) и (3.3) могут быть записаны в упрощенном виде [7,68]:

$$f \approx \frac{V}{\lambda} n_o \frac{\sin^2(\theta_i + \alpha)}{\sin(\theta_i)}, \quad (3.6)$$

$$n_i = n_o (1 + \delta \sin^2(\theta_i + \alpha)). \quad (3.7)$$

Для кристалла бромида ртути параметр относительного двулучепреломления имеет величину $\delta = 0.33$, что не удовлетворяет требованию $\delta \ll 1$. Поэтому расчеты проводились с использованием точных формул (3.2), (3.3). Семейство угло-частотных зависимостей для различных углов среза α , построенных для длины волны $\lambda = 10.6$ мкм, приведено на Рис. 3.5.

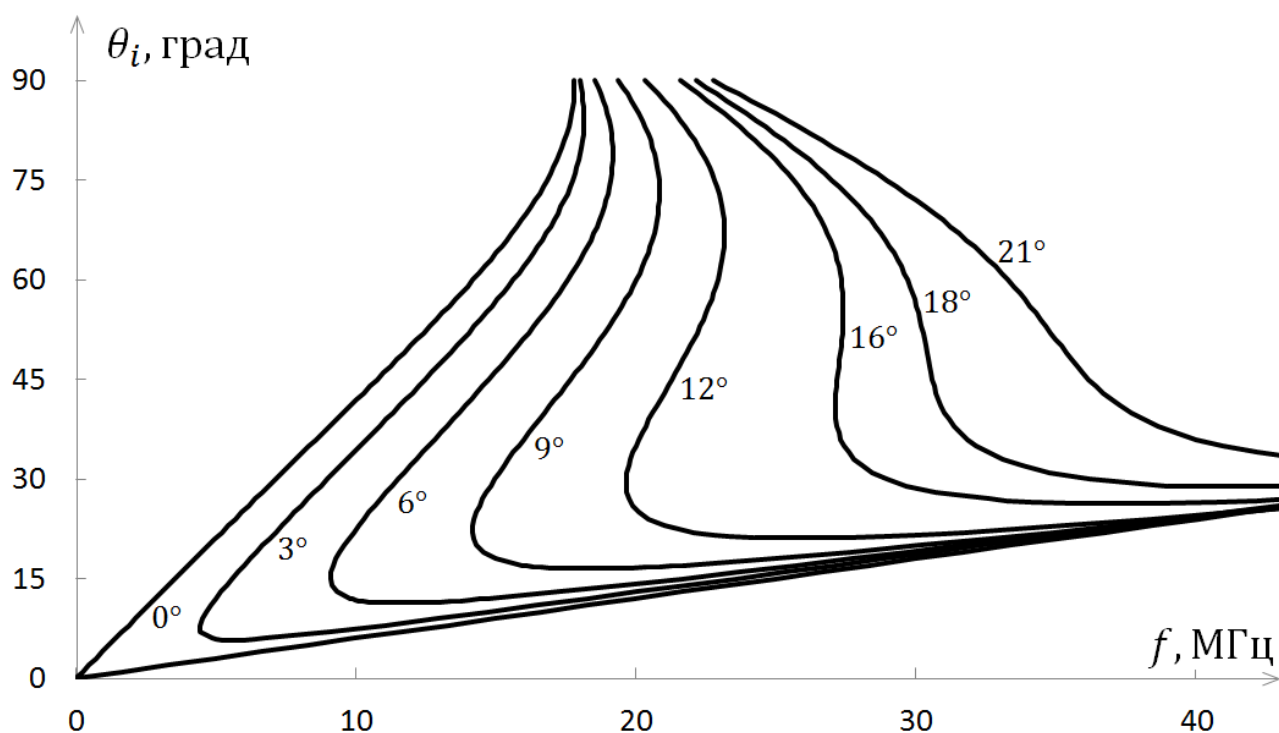


Рис. 3.5. Угло-частотные зависимости кристалла бромида ртути в плоскости $(1\bar{1}0)$.

Критерием широкоапертурной геометрии является локальное отсутствие зависимости частоты брэгговского синхронизма от угла падения излучения, которое математически определяется следующим соотношением [7]:

$$\partial f / \partial \theta_i = 0, \quad (3.8)$$

а частота f_t , на которой выполняется условие (3.8) и соответствующий угол падения θ_i называются тангенциальной точкой угло-частотной зависимости. При этом, как известно из работ [68,69] и видно из Рис. 3.5, с ростом угла среза происходит существенное видоизменение угло-частотных кривых, и существует предельное значение угла среза $\alpha_{\text{макс}}$, при превышении которого тангенциальная точка на угло-частотной зависимости исчезает. Расчеты показали, что для кристалла бромида ртути $\alpha_{\text{макс}} \approx 16.9^\circ$, а соответствующая частота синхронизма и угол падения излучения для него принимают значения $f \approx 30$ МГц и $\theta_i \approx 48^\circ$.

В случае отклонения угла падения излучения от значения (3.2) для фиксированной частоты f_t , происходит нарушение брэгговского синхронизма и снижение эффективности дифракции. Угловая апертура устройства определяется как диапазон углов падения электромагнитного излучения $\Delta\theta$ в окрестности тангенциальной точки, в пределах которого эффективность дифракции снижается не более чем до уровня 0.5 относительно эффективности

дифракции при центральном угле падения θ_i . Дифракция при этом происходит на боковых компонентах пространственного спектра ультразвуковой волны и определяется, таким образом, ее расходимостью $\Delta\alpha$, в то время как двукратное снижение мощности происходит при отклонении центрального направления на угол $\Delta\alpha/2$. Тогда в случае прямоугольной формы преобразователя зависимость интенсивности акустической волны от угла расходимости $P_a(\Delta\alpha/2)$ определяется следующим соотношением [63]:

$$P_a\left(\frac{\Delta\alpha}{2}\right) = P_{a0} \operatorname{sinc}^2\left(\frac{\pi fl}{2V} \Delta\alpha\right), \quad (3.9)$$

где P_{a0} – интенсивность центральной угловой компоненты ультразвука, а l – продольный размер пьезопреобразователя в направлении расходимости (в расчетах принимался равным 15 мм). Отсюда можно получить следующий критерий для границы снижения мощности в два раза:

$$\operatorname{sinc}^2\left(\frac{\pi fl}{2V} \Delta\alpha\right) = 0.5, \quad (3.10)$$

который реализуется при значении угла расходимости:

$$\Delta\alpha = 0.89 \frac{V}{fl}. \quad (3.11)$$

Таким образом, для определения угловой апертуры необходимо построить две дополнительные угло-частотные характеристики для углов $\alpha \pm \Delta\alpha/2$ (Рис. 3.6), соответствующих расходящимся компонентам ультразвука, вычисленным из (3.11).

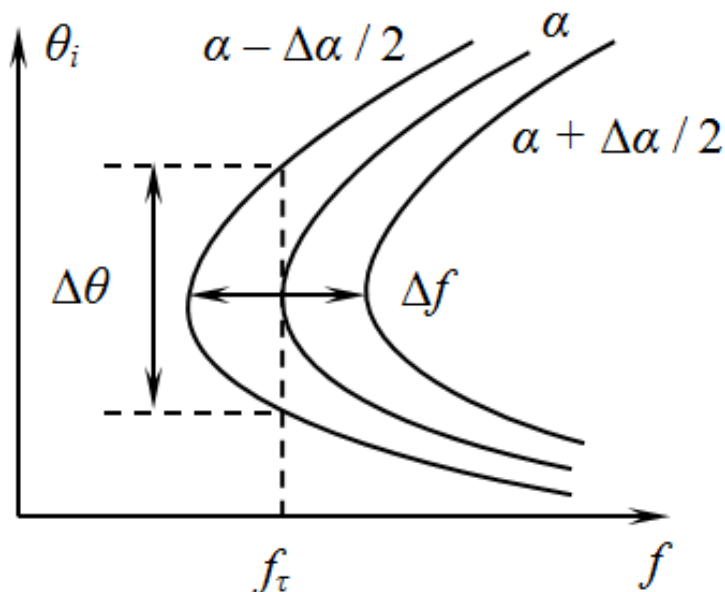


Рис. 3.6. Угло-частотные зависимости широкоапертурной геометрии в плоскости $(1\bar{1}0)$ для центральной (α) и боковых компонент ($\alpha \pm \Delta\alpha/2$) ультразвуковой волны. Расчет выполнен для длины волны излучения $\lambda = 10.6$ мкм.

При этом угловая апертура $\Delta\theta$ внутри кристалла и частотный диапазон Δf будут определяться областью пространства $f - \theta$, ограниченной кривыми, соответствующими углам $\alpha \pm \Delta\alpha/2$. Далее можно вычислить одну из главных характеристик акустооптического фильтра – спектральное разрешение R :

$$R = \frac{\lambda}{\Delta\lambda} = \frac{f}{\Delta f}. \quad (3.12)$$

Описанная методика расчета была применена для определения зависимостей угловой апертуры фильтра и спектрального разрешения от угла среза кристалла для различных длин волн электромагнитного излучения в диапазоне 5 – 25 мкм. Результаты расчета представлены на Рис. 3.7 и Рис. 3.8. Необходимо отметить, что указанная угловая апертура $\Delta\theta$ относится к распространению излучения внутри кристалла и требует пересчета для внешних углов падения.

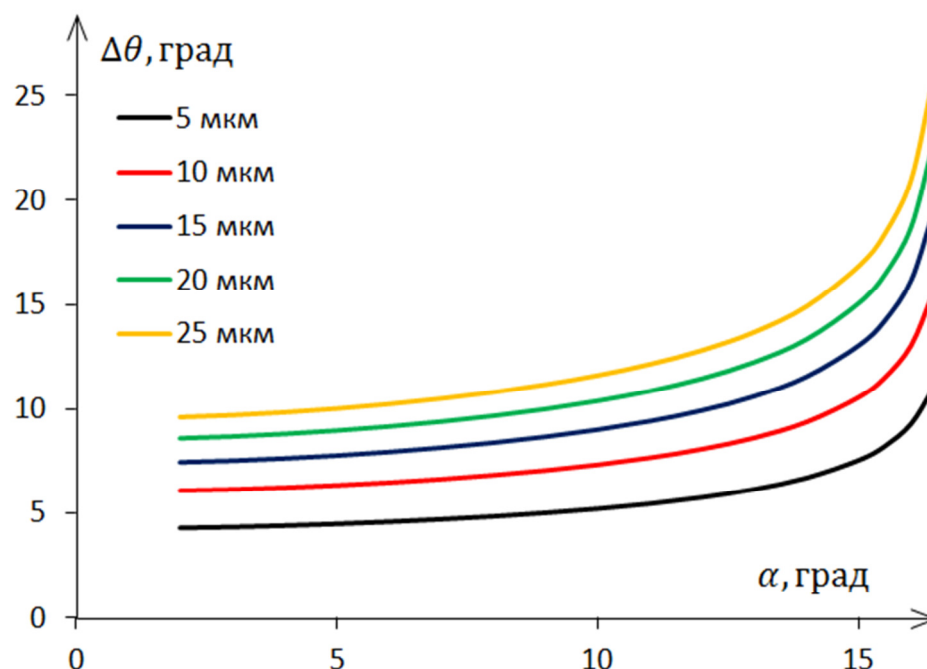


Рис. 3.7. Зависимость угловой апертуры от угла среза в плоскости $(1\bar{1}0)$ для различных длин волн излучения.

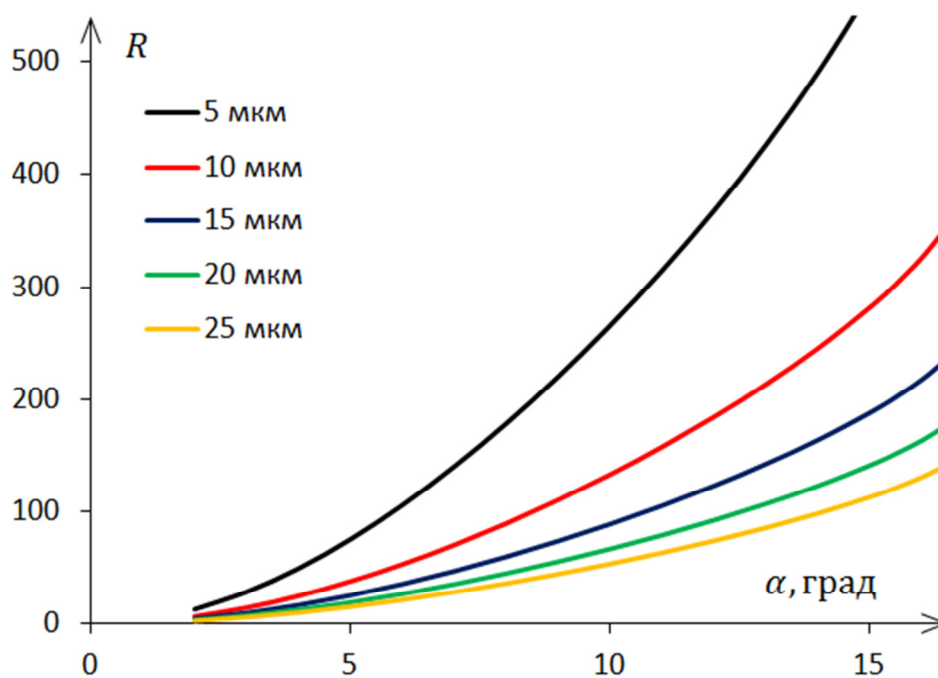


Рис. 3.8. Зависимость разрешающей способности от угла среза в плоскости $(1\bar{1}0)$ для различных длин волн излучения.

Как следует из графиков, обе характеристики имеют минимальные значения при распространении ультразвуковой волны вдоль оси $[110]$ и монотонно возрастают с увеличением угла среза кристалла, достигая максимальной величины при его приближении к $\alpha_{\text{макс}}$. При фиксированном же угле среза α , зависимости от длины волны оказываются разными: угловая апертура возрастает при увеличении длины волны, в то время как разрешающая способность – снижается. Аналогичный характер имеют зависимости $f_{\tau}(\alpha)$ (Рис. 3.9).

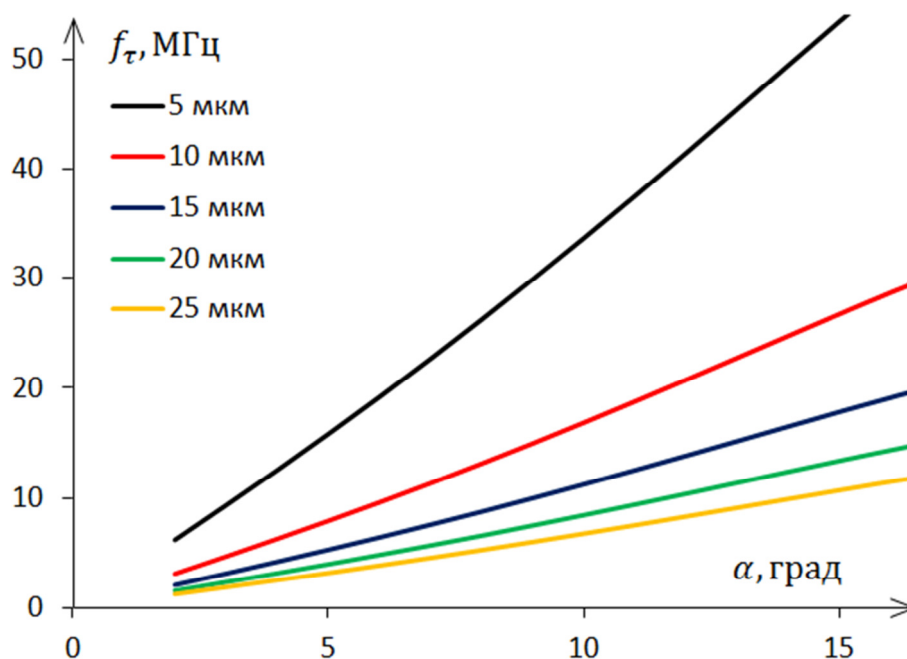


Рис. 3.9. Зависимость частоты тангенциальной точки от угла среза в плоскости $(1\bar{1}0)$ для различных длин волн излучения.

Необходимо отметить, что благодаря сильной оптической анизотропии кристалла, частоты f_T принимают также нехарактерно высокие для этого спектрального диапазона значения, что с технической точки зрения является достоинством.

Как отмечалось выше, выбор конкретного значения угла среза определяется желаемыми параметрами устройства, среди которых помимо спектрального разрешения и угловой апертуры важнейшую роль в ИК спектральном диапазоне играет эффективность дифракции, которая существенно зависит от геометрии АО взаимодействия. При отхождении от направления $[110]$ (увеличение угла среза) скорость ультразвука повышается (Рис. 3.2), что в свою очередь приводит к снижению АО качества (1.8) и эффективности дифракции. В частности, значение скорости для $\alpha = 16^\circ$ почти на 40% выше, чем для $\alpha = 0^\circ$. Таким образом, при выборе геометрии фильтра следует учитывать не только частотную и угловую селективность, но и энергетические параметры. Для расчета коэффициента АО качества в анизотропной среде необходимо учитывать зависимость от угла среза как скорости акустической волны (3.4), так и значений показателя преломления падающей волны (3.3) и эффективной фотоупругой константы. Последняя в плоскости взаимодействия $(1\bar{1}0)$ может быть найдена при помощи следующего соотношения [7]:

$$p_{eff}(\alpha) = 0.5(p_{11} - p_{12})\cos(\alpha)\cos(\theta_i + \alpha) + p_{44}\sin(\alpha)\sin(\theta_i + \alpha), \quad (3.13)$$

где компоненты тензора фотоупругости p_{ij} определяются в соответствии с Табл. 3.6, а угол падения θ_i – при помощи соотношения (3.2). Важно отметить, что длина волны излучения влияет на коэффициент АО качества (1.8) только через дисперсию показателя преломления, которая фактически отсутствует в инфракрасной части диапазона прозрачности кристалла бромида ртути [22].

Зависимость коэффициента АО качества от угла среза кристалла бромида ртути в плоскости $(1\bar{1}0)$ представлена на Рис. 3.10. Видно, что с ростом угла среза АО качество монотонно уменьшается. При $\alpha = 0^\circ$ качество имеет величину $M_2 = 1300 \cdot 10^{-15} \text{ с}^3/\text{кг}$, тогда как при $\alpha = 16^\circ$ – $M_2 = 280 \cdot 10^{-15} \text{ с}^3/\text{кг}$, т.е. меньше, более чем в 4.5 раза.

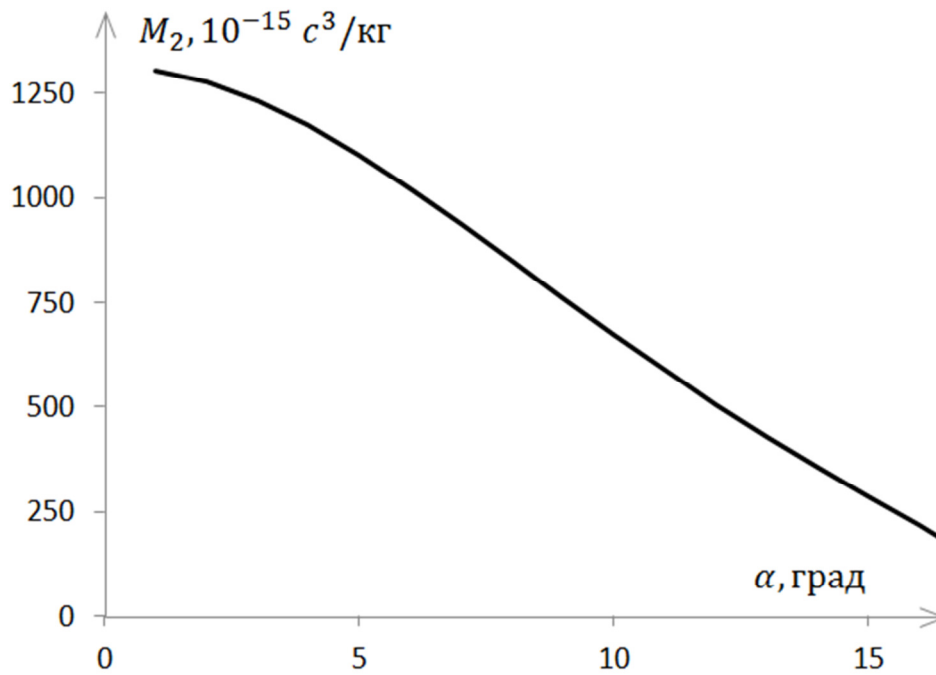


Рис. 3.10. Зависимость коэффициента АО качества бромида ртути от угла среза в плоскости $(1\bar{1}0)$.

Столь сильная зависимость коэффициента АО качества от угла среза требует проведения оценки эффективности дифракции. Точное выражение для эффективности дифракции имеет вид [7]:

$$I = \sin^2 \left(\pi \frac{l_{eff}}{\lambda} \sqrt{\frac{M_2 P_a \cos(\beta)}{2S}} \right), \quad (3.14)$$

где l_{eff} – эффективная длина акустооптического взаимодействия. В общем случае она зависит от взаимной ориентации акустической и электромагнитной волны и не равна поперечному размеру акустического пучка. В анизотропной среде на нее влияет также снос акустической волны:

$$l_{eff} = l \frac{\cos(\psi)}{\cos(\theta_d - \psi)}. \quad (3.15)$$

Угол дифракции θ_d может быть найден геометрически, исходя из векторной диаграммы Рис. 3.4:

$$\theta_d = \arccos\left(\frac{n_i}{n_o} \cos(\theta_i)\right). \quad (3.16)$$

Результаты расчетов эффективности дифракции по формуле (3.14) с учетом (3.15) для характерной акустической мощности $P_a = 1$ Вт и размеров преобразователя $l = 15$ мм, $d = 8$ мм представлены на Рис. 3.11. С целью увеличения эффективности дифракции продольный размер преобразователя l необходимо выбирать как можно большим (для увеличения длины взаимодействия), а поперечный – как можно меньшим (для увеличения плотности энергии акустической волны). В данном случае длина преобразователя ограничена размером монокристаллов, которые на данный момент позволяет выращивать современная технология. Минимальная ширина определяется требованием к линейной апертуре для обработки двумерных пучков и изображений. Как видно из Рис. 3.11, эффективность дифракции сильно снижается с ростом угла среза и длины волны излучения.

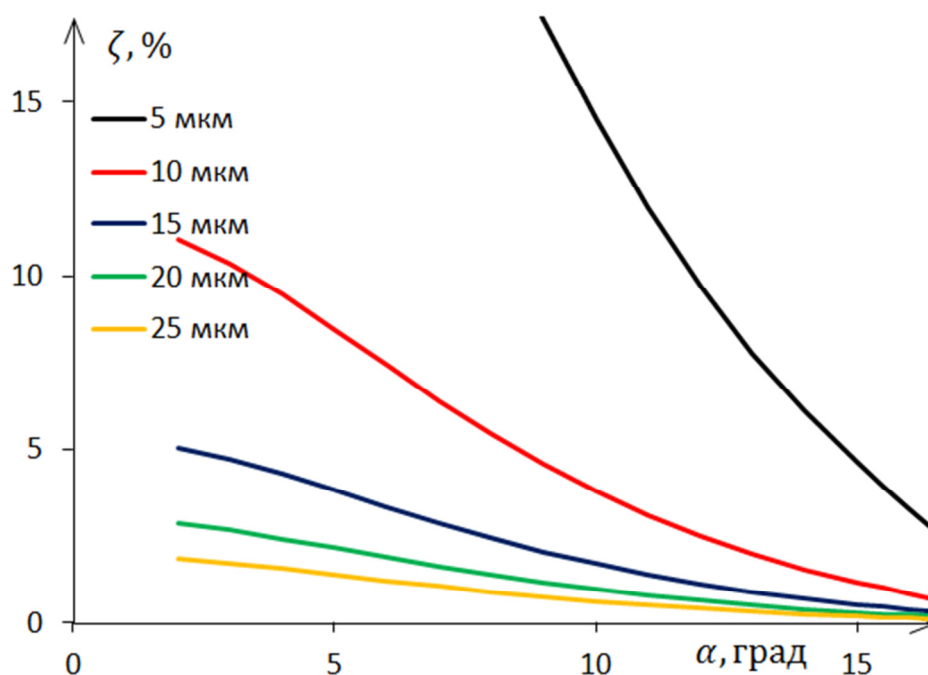


Рис. 3.11. Зависимость эффективности АО взаимодействия от угла среза в плоскости $(1\bar{1}0)$ кристалла бромида ртути для различных длин волн.

Рассчитанные зависимости основных характеристик широкоапертурного фильтра позволяют выбрать наиболее подходящую под конкретную задачу геометрию АО ячейки из бромида ртути. В случае решения задач спектроскопии (определение спектральных линий в

инфракрасном диапазоне), требующих большого спектрального разрешения, необходимо выбирать срез кристалла, близкий к 16° , который обеспечит наилучшие спектральные характеристики прибора. Большие значения угла среза можно выбирать и для устройств, работающих в лабораторных условиях с мощными источниками излучения. В тех случаях, когда более критичными являются энергетические характеристики устройства, например, работа с тепловыми источниками излучения, необходимо меньше отходить от направления $[110]$, жертвуя спектральной селективностью и угловой апертурой, но существенно выигрывая в эффективности дифракции и суммарной мощности дифрагированного излучения за счет уширения спектральной линии. При разработке АО фильтра, подробному описанию которого посвящен следующий параграф, определяющими факторами являлись рабочий диапазон длин волн $8 - 12$ мкм и значение спектрального разрешения R не ниже 200 во всем диапазоне. При этом минимальный угол среза, обеспечивающий максимальное значение эффективности дифракции и удовлетворяющий поставленным требованиям, оказался равен 14° .

3.3 Параметры широкоапертурного акустооптического фильтра на кристалле бромида ртути с углом среза 14° в плоскости $(1\bar{1}0)$

В предыдущем разделе для геометрии АО фильтра был выбран оптимальный угол среза $\alpha = 14^\circ$. Выбор обусловлен желанием создать устройство, которое может применяться для решения широкого круга задач, не доступных в настоящее время существующими АО устройствам. В частности, была поставлена задача получить разрешающую способность $R > 200$ в рабочем диапазоне длин волн $\lambda = 8 \dots 12$ мкм. Такие характеристики позволят использовать фильтр для выявления в атмосфере загрязняющих веществ, чьи полосы поглощения лежат в среднем и дальнем инфракрасном диапазонах [76,77]. Фактическое отсутствие дисперсии показателей преломления в рабочем диапазоне длин волн существенно упрощает расчеты. В частности, при перестройке длины волны угол падения Брэгга $\theta_i = 34.4^\circ$ в тангенциальной точке $f_\tau(\lambda)$ остается неизменным, обеспечивая максимальные значения эффективности дифракции и угловой апертуры. Продольный и поперечный размеры преобразователя определены как 15 мм и 8 мм соответственно, а их выбор объяснен в предыдущем разделе.

Схема АО фильтра и хода лучей в плоскости $(1\bar{1}0)$ представлена на Рис. 3.12. Необходимо отметить, что красными пунктирными линиями обозначен именно ход луча, а не направление волнового вектора. Входная и выходная грани срезаны перпендикулярно к входящему и выходящему излучению для минимизации потерь на отражение.

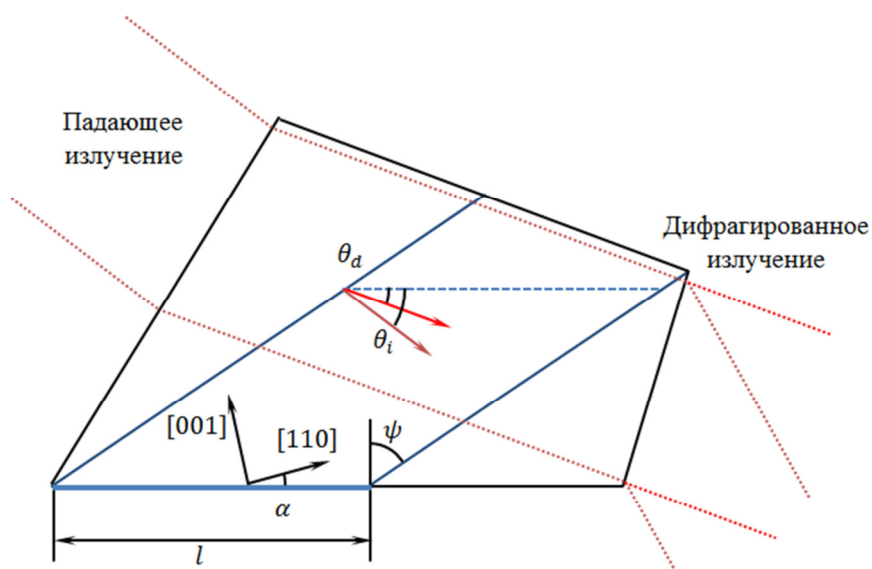


Рис. 3.12. Ход лучей в широкоапертурном АО фильтре на кристалле бромида ртути.

Зависимость эффективности дифракции от длины волны и кривая перестройки устройства приведена на Рис. 3.13 и Рис. 3.14 соответственно.

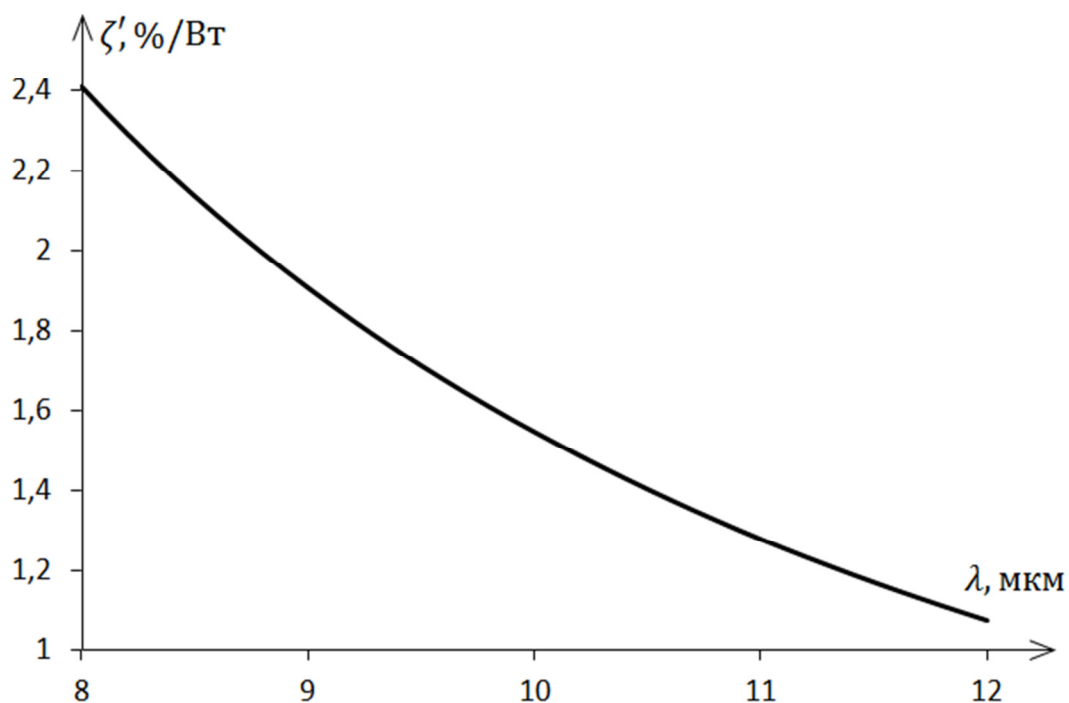


Рис. 3.13. Зависимость эффективности дифракции от длины волны в широкоапертурном АО фильтре на кристалле бромида ртути.

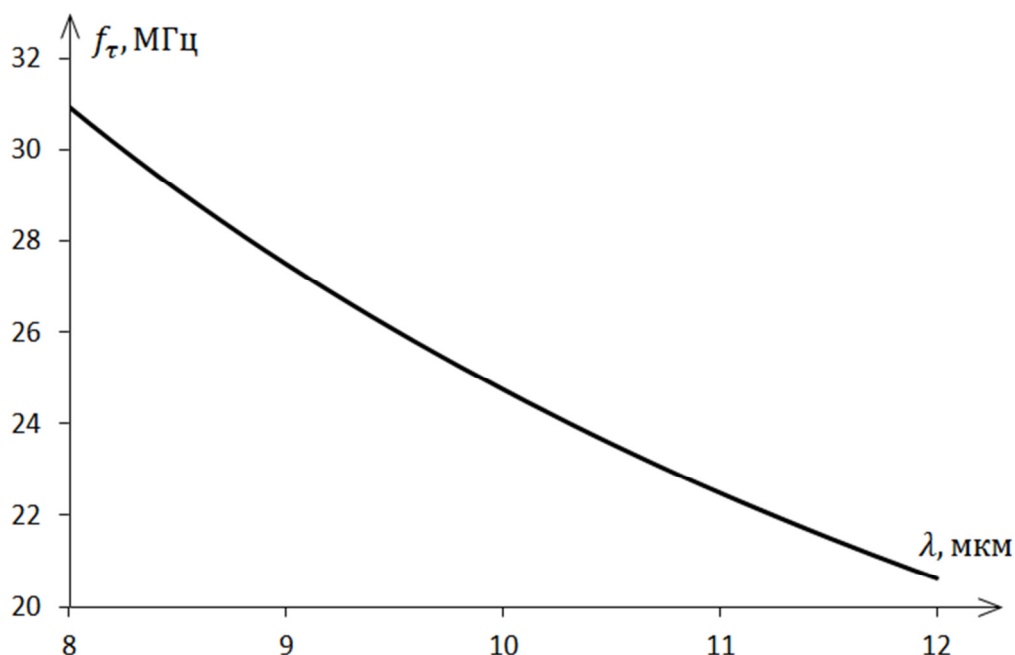


Рис. 3.14. Кривая перестройки широкоапертурного АО фильтра на кристалле бромида ртути.

Максимальное значение эффективности дифракции устройства в непрерывном режиме достигает 2.4%/1Вт подводимой мощности. При этом во всем диапазоне перестройки длины волны превышает значение 1%/1Вт. В импульсном режиме работы амплитуда управляющего сигнала может быть увеличена в 10 раз, но при этом за счет регулируемой скважности средняя подаваемая мощность и тепловыделение останутся низкими. Оценки показывают, что эффективность дифракции в рабочем диапазоне может быть поднята таким образом до 10-20%, что является весьма высокой и согласуется с результатами работы [66].

Частота управляющего сигнала (Рис. 3.14) лежит в пределах 20.6...30.9 МГц, что весьма удобно для технической реализации. Во-первых, такая полоса частот может быть перекрыта при помощи одного пьезопреобразователя. Во-вторых, в материалах с меньшим значением оптической анизотропии Δn требуются более низкие частоты ультразвука, вплоть до значений порядка нескольких МГц, что, в свою очередь, приводит к росту расходимости акустической волны и ухудшению спектральных характеристик устройства.

Разрешающая способность фильтра R (Рис. 3.15, черная линия) лежит в пределах 205...305, снижается с ростом длины волны и принимает значение 245 в центре рабочего диапазона. Соответствующее значение ширины спектральной линии $\Delta\lambda$ (Рис. 3.15, красная линия) возрастает в диапазоне 25...65 нм с центральным значением 40 нм. При этом угловая апертура устройства оказывается не меньше 3.7° внутри кристалла и 8.5° снаружи кристалла (Рис. 3.16), позволяя обрабатывать сильно расходящиеся пучки и изображения. Необходимо отметить, что благодаря сильной оптической анизотропии угол разведения дифрагированного

излучения и излучения нулевого порядка превосходит угловую апертуру устройства, исключая возможность перекрытия пучков.

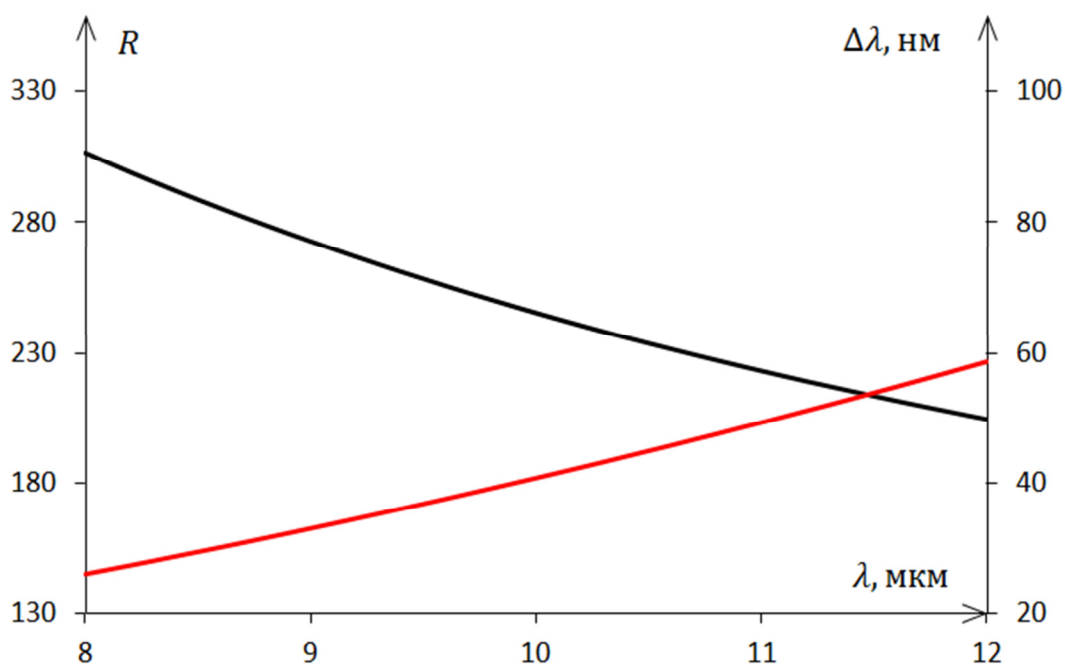


Рис. 3.15. Зависимость разрешающей способности R (черная линия) и ширины спектральной полосы пропускания $\Delta\lambda$ (красная линия) от длины волны в широкоапертурном АО фильтре на кристалле бромида ртути.

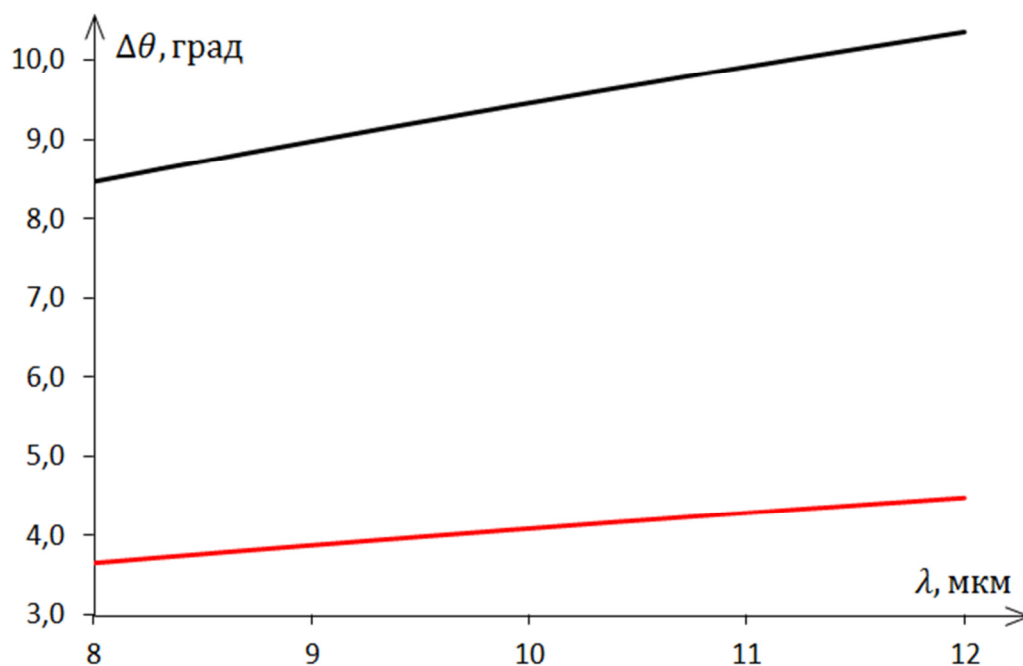


Рис. 3.16. Зависимость угловой апертуры $\Delta\theta$ вне (черная линия) и снаружи (красная линия) кристалла от длины волны в широкоапертурном АО фильтре на кристалле бромида ртути.

Для удобства основные спектральные и энергетические характеристики предложенного устройства на краях и в центре рабочего диапазона представлены в Табл. 3.7. Как можно видеть, по всей совокупности параметров предложенная геометрия может позволить создать устройство, обладающее высокой для данного спектрального диапазона энергетической эффективностью, при этом давая возможность решать широкий круг задач спектральной обработки изображений и расходящихся пучков в актуальной части ИК диапазона. В то же время, как было показано выше, на основе кристалла бромида ртути могут создаваться устройства, работающие во всем диапазоне его прозрачности вплоть до длин волн $\lambda = 25 \dots 30$ мкм. При этом построенные зависимости позволяют выбрать необходимый угол среза в плоскости $(1\bar{1}0)$, исходя из требований к рабочей длине волны, спектральным и энергетическим параметрам устройства.

Длина волны, мкм	ζ' , %/Вт	R	$\Delta\lambda$, нм	$\Delta\theta$, °	f_t , МГц
8	2.4	305	25	3.7	31
10	1.5	245	40	4.1	25
12	1.1	205	60	4.5	21

Табл. 3.7. Ключевые параметры АО фильтра на кристалле бромида ртути.

3.4 Оптимизация геометрии поляризационной призмы Глана на кристалле бромида ртути

Фильтр, описанный в предыдущем параграфе, как и многие другие АО устройства, является чувствительным к поляризации излучения. Кроме того, вспомогательная задача выделения из произвольно поляризованного излучения линейной или циркулярной компоненты встречается практически во всех оптических и оптоэлектронных системах. В видимом и ближнем ИК спектральных диапазонах эта задача решается без каких-либо сложностей, а поляризационные устройства доступны и представлены широким выбором пленочных и кристаллических поляризаторов [78-80]. В среднем и дальнем ИК диапазонах их ассортимент становится существенно меньше, характеристики хуже, а цены выше.

Например, высокоэффективные кристаллические поляризаторы работают с излучением с максимальной длиной волны до 6 мкм (фторид магния MgF_2). В дальнем ИК диапазоне выбор фактически сводится к сетчатым поляризаторам, представляющим из себя сеточную периодическую структуру, нанесенную на подложку голографическим методом или непосредственно металлическую сетку [81,82]. При этом их коэффициент экстинкции (соотношение интенсивностей желаемой и паразитной поляризаций на выходе из устройства) на 2-3 порядка ниже, чем среди кристаллических поляризаторов, где его значение может достигать величины 100 000: 1. Кроме того, сеточные поляризаторы, рассчитанные на работу в дальнем ИК диапазоне, не могут работать в ближнем ИК или видимом диапазонах, и наоборот.

Решением актуальной в настоящее время задачи разработки кристаллического поляризатора для дальнего ИК диапазона являются предлагаемые в данной работе устройства на основе кристаллов галогенидов ртути и модифицированной геометрии поляризационной призмы Глана. В основе принципа работы данного устройства лежат явления двулучепреломления и полного внутреннего отражения [78-80]. При этом, как будет показано дальше, на характеристики поляризатора Глана существенным образом влияет разница показателей преломления среды Δn , большими значениями которых, помимо широкого диапазона прозрачности, и обусловлен выбор кристаллов семейства галогенидов ртути в качестве материалов для устройства главного типа. Действительно, наиболее часто используемый в настоящее время в поляризаторах типа Глана кристалл кальцита (CaCO_3) имеет существенно более узкий диапазон прозрачности 0.35 ... 2.3 мкм и показатель анизотропии $\Delta n = 0.17$ [41], тогда как кристаллы Hg_2Cl_2 , Hg_2Br_2 и Hg_2I_2 , прозрачные в диапазонах 0.28 ... 20 мкм, 0.42 ... 30 мкм и 0.53 ... 40 мкм, имеют показатели анизотропии $\Delta n = 0.55$, $\Delta n = 0.67$ и $\Delta n = 0.96$ соответственно (Табл. 3.1).

Классический вид поляризатора Глана изображен на Рис. 3.17. Устройство состоит из двух одинаковых частей, разделенных воздушным зазором (существуют вариации, в которых зазор заполнен склеивающим веществом). Принцип действия призмы можно понять, рассмотрев ход лучей в одной половине устройства, в то время как вторая половина необходима для сохранения исходного направления распространения луча.

Неполяризованное излучение нормально падает из воздуха на входную грань. Направление волнового вектора при этом не изменяется, но внутри призмы неполяризованное излучение разделится на две собственные моды (обыкновенная и необыкновенная волны) с взаимно ортогональными линейными поляризациями. Данные волны распространяются в плоскости, ортогональной оптической оси, и поэтому соосны, однако им соответствуют разные показатели преломления n_o и n_e .

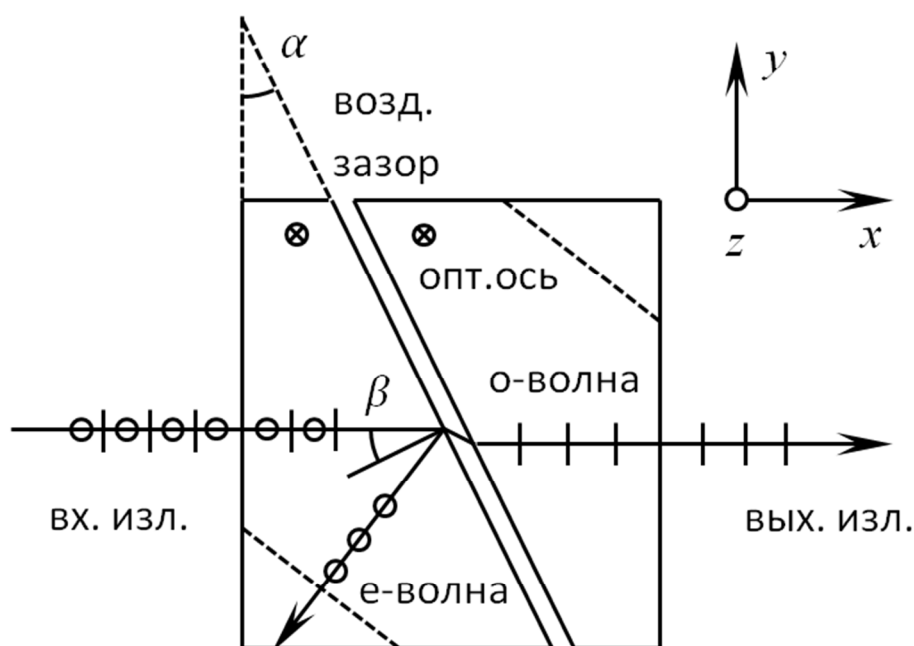


Рис. 3.17. Ход лучей в классической поляризационной призме Глана.

Это позволяет подобрать такой угол среза α противоположной грани первой половины устройства, чтобы угол падения на нее для одной из волн превысил угол полного внутреннего отражения $\beta_{кр} = \arcsin(1/n)$, а для второй волны – нет. Таким образом, выйти из кристалла в воздушный зазор сможет только одна из двух линейно поляризованных собственных мод, для которой не выполнится условие полного внутреннего отражения. Более того, в случае, если выходящий луч поляризован в плоскости преломления (так называемая p -поляризация), наклон грани α может быть выбран таким образом, чтобы угол падения выходящего луча на эту грань оказался равен углу Брюстера $\beta_{Бр} = \arctan(1/n)$, обеспечивая отсутствие отраженной волны и 100% пропускание мощности при выходе волны в воздушный зазор (данный вариант часто называют лазерной призмой Глана). Для возможности реализации подобной геометрии разница показателей преломления обыкновенной и необыкновенной волн $\Delta n = |n_e - n_o|$ должна быть достаточно большая для того, чтобы значение угла Брюстера выходящей волны оказалось между значениями критических углов проходящей и отраженной волн, что для случая положительного кристалла определяется следующим соотношением:

$$\beta_{кр.е} < \beta_{Бр.о} < \beta_{кр.о} , \quad (3.17)$$

где индексы «о» и «е» соответствуют обыкновенной и необыкновенной волнам. При этом, как известно, явление полного пропускания волны при падении на границу под углом Брюстера возможно только для волны, поляризованной в плоскости преломления. Выполнение этого условия обусловлено ориентацией оптической оси, отличающейся для положительных и отрицательных кристаллов. В частности, в случае распространенной призмы Глана-Тейлора на основе отрицательного кристалла кальцита ($n_e < n_o$), p -поляризованным оказывается необыкновенная волна, а оптическая ось лежит в плоскости преломления [80]. В случае положительных кристаллов ($n_e > n_o$), к которым относятся галогены ртути, оптическая ось, напротив, должна быть перпендикулярна плоскости преломления (Рис. 3.17), и данный случай часто относят к геометрии Глана-Фуко. Необходимо отметить, что несмотря на то, что выходящее излучение поляризовано строго линейно, в непрошедшем излучении может содержаться небольшая компонента с p -поляризацией из-за неидеального выполнения условия Брюстера на границе с воздушным зазором [78-80]. Таким образом, функцию светоделителя (beam-splitter) призма типа Глана выполнять не может.

Оказывается, что применение классической геометрии поляризационной призмы для кристаллов галогенидов ртути сталкивается с проблемой вывода отраженного излучения из устройства, связанной с большим значением показателя преломления необыкновенной волны n_e . В частности, после первого отражения от скошенной грани α необыкновенный луч падает на выходное окно также под углом, превосходящим $\beta_{кр.е.}$, испытывая дальнейшие многочисленные переотражения и рассеивание внутри кристалла. Наиболее простым решением было бы срезать выходное окно перпендикулярно выходящему пучку, как показано на Рис. 3.17 штриховыми линиями. Однако расчеты показывают, что это приведет к существенному снижению линейной апертуры устройства до неприемлемых значений 1:5...1:10 от полной толщины призмы в направлении хода падающего излучения.

Предложенное в данной работе решение этой проблемы изображено на Рис. 3.18. Идея состоит в том, чтобы выходящий (паразитный) луч сначала претерпевал еще одно отражение на входной грани (также падая на нее под углом большим критического), а затем выходил через нижнюю выходную грань, скошенную перпендикулярно направлению его распространения после отражения от входной. Данное решение позволяет минимизировать дальнейшие переотражения луча внутри призмы и, кроме того, обеспечивает существенно лучшее соотношение линейной апертуры к толщине устройства порядка 1:1. Данное соотношение является сравнимым с аналогичным соотношением в классической геометрии призмы Глана-Тейлора из кальцита [80].

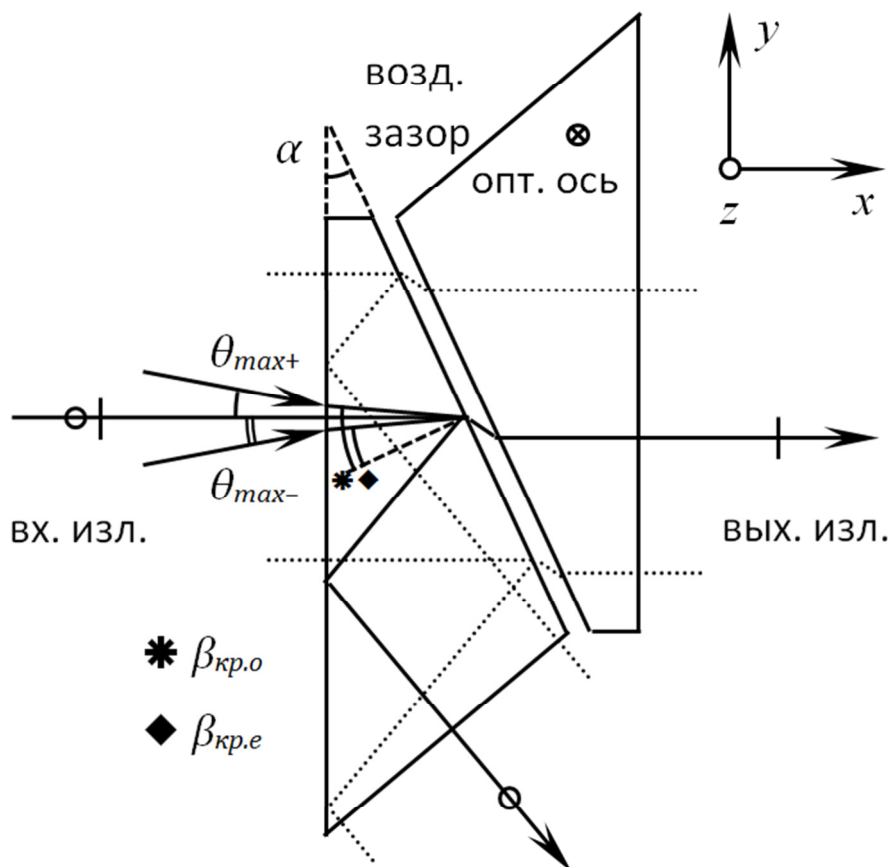


Рис. 3.18. Ход пучков излучения в модернизированной поляризационной призме Глана.

В качестве основного материала для изготовления поляризатора в предложенной геометрии рассмотрен кристалл бромид ртут, который обладает более широким диапазоном прозрачности, чем кристалл каломели. Кристалл йодида ртут обладает еще большим диапазоном прозрачности и показателем анизотропии, однако, как отмечалось ранее, на данный момент не является технологичным. Тем не менее, расчеты в данной работе были выполнены для всех трех кристаллов и их результаты приведены ниже.

На Рис. 3.19 представлены дисперсионные кривые показателей преломления кристалла бромид ртут во всем диапазоне его прозрачности. К сожалению, известно недостаточное количество значений показателей преломления [22]. Поэтому найти все коэффициенты Селмейера оказалось невозможно. В связи с этим, расчет дисперсионных кривых делался на основе полиномиальной аппроксимации. Этот подход хуже описывает дисперсионную зависимость в коротковолновой области, однако в большей части диапазона прозрачности, где кристалл обладает слабой дисперсией, дает достаточную для расчетов параметров устройства точность. Как отмечалось ранее, важным свойством кристалла является практически полное отсутствие дисперсии показателей преломления на длинах волн $\lambda > 3$ мкм. Все приведенные

далее параметры рассчитывались для значений $n_o = 2.03$ и $n_e = 2.70$, соответствующих практически значимой длине волны излучения CO₂-лазера $\lambda = 10.6$ мкм.

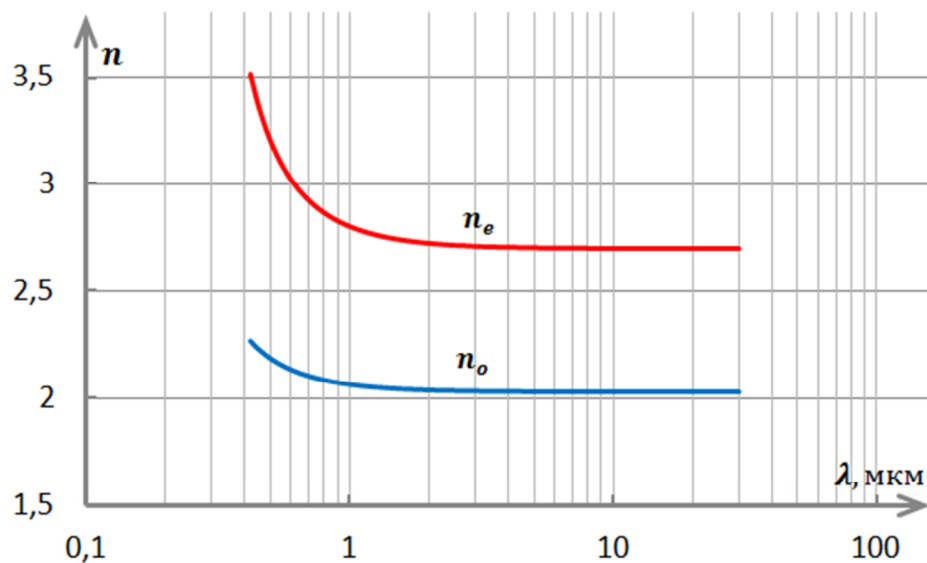


Рис. 3.19. Полиномиальная аппроксимация показателей преломления кристалла бромида ртути.

Углы полного внутреннего отражения оказались равными $\beta_{кр.о} = 29.5^\circ$ и $\beta_{кр.е} = 21.7^\circ$ внутри кристалла, а угол Брюстера для p -поляризованной волны (в рассматриваемом случае ей являлась обыкновенная волна) – $\beta_{бр} = 26.2^\circ$, выполняя условие (3.17). Таким образом, выбрав угол среза грани $\alpha = 26.2^\circ$, можно добиться отсутствия потерь при переходе излучения между частями поляризатора.

Важным достоинством кристаллических поляризаторов является широкий диапазон допустимых углов падения излучения [78]. В случае падения на входное окно устройства неколлимированного пучка, компоненты его пространственного спектра преломляются различным образом и падают на противоположную скошенную грань под разными углами. Таким образом, для сильно расходящихся пучков работа поляризатора может быть нарушена. Для удобства случай отклонения угла падения излучения от нормали отдельно рассмотрен для двух плоскостей: в плоскости xu и в перпендикулярной ей плоскости yz (Рис. 3.18). Далее приводятся расчеты для случая угла среза грани $\alpha = \beta_{бр}(10.6 \text{ мкм}) = 26.2^\circ$.

В случае падения излучения под углом θ_+ «сверху-вниз» на входную грань, угол падения на границу с воздушным зазором будет больше по сравнению со случаем нормального падения на входную грань. Для обыкновенной волны это приведет к нарушению условия Брюстера и возникновению потерь на отражение. Далее, если угол падения на границу с воздухом β

превысит угол полного внутреннего отражения $\beta_{кр.о.}$, излучение вообще перестанет выходить из призмы. При этом на необыкновенную волну увеличение угла β не оказывает никакого влияния. Таким образом, максимально допустимый угол преломления излучения на входной грани оказывается равен $\Delta\beta_+ = \beta_{кр.о.} - \alpha = \theta'_{\text{макс}+}$.

Напротив, при падении излучения под углом θ_- «снизу-вверх» на входную грань, угол падения на границу с воздушным зазором будет меньше по сравнению со случаем нормального падения. В свою очередь, помимо неполного прохождения обыкновенной волны, это может привести к нарушению условия полного внутреннего отражения необыкновенной волны при отклонении угла падения на границу с воздухом равном $\Delta\beta_- = \alpha - \beta_{кр.е} = \theta'_{\text{макс}-}$. При этом в выходящем излучении окажется примесь s-поляризованной волны и оно перестанет быть чисто поляризованным. На основании закона преломления Снеллиуса, для максимальных допустимых значений угла падения на входную грань может быть получено выражение:

$$\theta_{\text{макс}\pm} = \arcsin(n_i \sin(\Delta\beta_{\pm})), \quad (3.17)$$

где $n_i = n_o$ для $\theta_{\text{макс}+}$ и $n_i = n_e$ для $\theta_{\text{макс}-}$. Результаты расчетов углов, сделанных в соответствии с (3.17) в зависимости от длины волны излучения, представлены на Рис. 3.20 сплошными линиями.

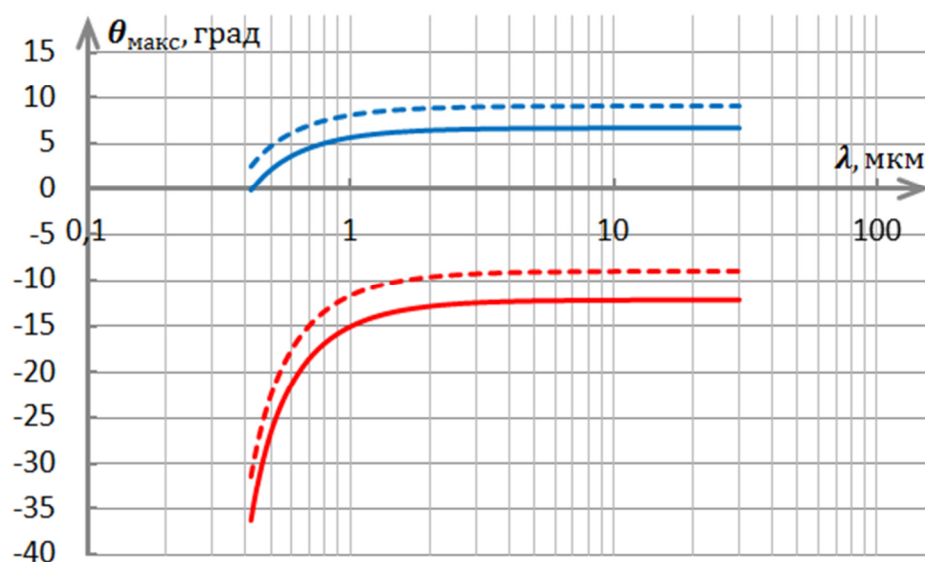


Рис. 3.20. Максимальные допустимые углы падения на входную грань полярзатора на кристалле бромида ртути (сплошные линии – неоптимизированная геометрия; штриховые линии – оптимизированная геометрия).

Значения $\theta_{\text{макс}+}$ здесь отложены в положительном направлении оси, а значения $\theta_{\text{макс}-}$ – в отрицательном. Угловая апертура устройства, таким образом, ограничена двумя кривыми. В первую очередь, необходимо отметить сильную асимметричность угловой апертуры устройства в рассматриваемом случае. Это означает, что в случае работы с симметричными пучками излучения фактическая апертура будет ограничена наименьшим из углов, то есть, $\theta_{\text{макс}+}$. Как видно из графиков, во всем инфракрасном и части видимого диапазона вплоть до длины волны $\lambda = 0.63$ мкм симметричная апертура лежит в пределах $\pm 4.1^\circ \dots \pm 6.7^\circ$, а асимметричный диапазон достигает максимального значения 24.1° . Во всем диапазоне слабой дисперсии $\lambda = 3 \dots 30$ мкм апертура для симметричных пучков практически не изменяется и имеет значение $\pm 6.7^\circ$, а общий асимметричный диапазон – 19° . Таким образом, устройство, изготовленное по параметрам, рассчитанным для длины волны $\lambda = 10.6$ мкм, является эффективным практически во всем диапазоне прозрачности материала с незначительным снижением характеристик.

Еще более впечатляющие характеристики могут быть достигнуты оптимизацией геометрии призмы при варьировании угла среза α . Расчеты показывают, что его незначительное уменьшение до значения $\alpha = 25.1^\circ$ не только обеспечит полностью симметричную угловую апертуру устройства в области отсутствия дисперсии, но и расширит ее до значения $\pm 9.0^\circ$ в диапазоне длин волн $\lambda = 3 \dots 30$ мкм (пунктирные кривые на Рис. 3.20). При этом вплоть до длины волны $\lambda = 0.63$ мкм апертура для симметричного пучка не уменьшается ниже $\pm 6.7^\circ$. Для сравнения, угловой диапазон в подобной призме Глана на основе кальцита имеет максимальное значение 8° и при этом сильно несимметричен [78]. Далее будет показано, что снижение пропускания устройства за счет нарушения условия Брюстера, вызванного изменением угла среза грани α , оказывается незначительным и не превышает 1%.

Отклонения угла падения излучения φ от нормали во второй плоскости yz (Рис. 3.18) приводит к увеличению угла падения β излучения на границу с воздухом внутри кристалла, при повороте волнового вектора излучения в обе стороны: как к наблюдателю, так и от него. Таким образом, допустимый диапазон углов падения на входную грань $\varphi_{\text{макс}}$ в данной плоскости оказывается симметричным и, как и угол $\theta_{\text{макс}+}$, определяется нарушением условия полного внутреннего отражения выходящего излучения $\beta_{\text{макс}} = \beta_{\text{кр.о}}$. Исходя из геометрических соображений, косинус угла β численно равен скалярному произведению единичного вектора нормали к наклонной грани $\bar{n} = (\sin \alpha; \sqrt{2} \cos \alpha; 0)$ и единичного волнового вектора излучения внутри кристалла $\bar{k} = (0; \sqrt{2} \sin \varphi'; \sin \varphi')$. Таким образом, для угла преломления излучения на входной грани справедливо следующее выражение:

$$\varphi'_{max} = \arccos(c \sin \beta_{max} / c \sin \alpha). \quad (3.18)$$

Диапазон допустимых углов в соответствии с (3.19) оказывается равным $\varphi'_{max} = \pm 14.0^\circ$, что соответствует углу падения на входную грань вне кристалла $\varphi_{max} = \pm 29.5^\circ$ для длины волны излучения $\lambda = 10.6$ мкм. Видно, что это значение существенно превосходит угловой диапазон в ортогональной плоскости xu и, таким образом, не ограничивает симметричный угловой диапазон устройства.

Более подробно необходимо рассмотреть энергетический коэффициент пропускания устройства и обуславливающие его потери. Как отмечалось выше, в оптимизированной геометрии потери при переходе излучения в воздушный зазор из-за невыполнения условия Брюстера не превышают 1% в диапазоне длин волн $\lambda = 3 \dots 30$ мкм. Таким образом, основными и требующими рассмотрения факторами являются френелевские потери на входной грани первой призмы и выходной грани второй, а также поглощение в кристалле.

Результаты расчетов коэффициента пропускания T поляризатора для обеих частей представлены на Рис. 3.21. Сплошная (неоптимизированная геометрия) и штриховая (оптимизированная геометрия) линии соответствуют зависимостям, учитывающим только френелевские потери на двух гранях первой и второй частей устройства. В то же время, длинноволновая граница пропускания ограничена в основном за счет оптических потерь внутри среды [83], величина которых зависит от размеров устройства. Черная пунктирная кривая учитывает эти потери, пересчитанные для поляризатора с линейной апертурой 10 мм и соответствующей длиной оптического пути 11 мм.

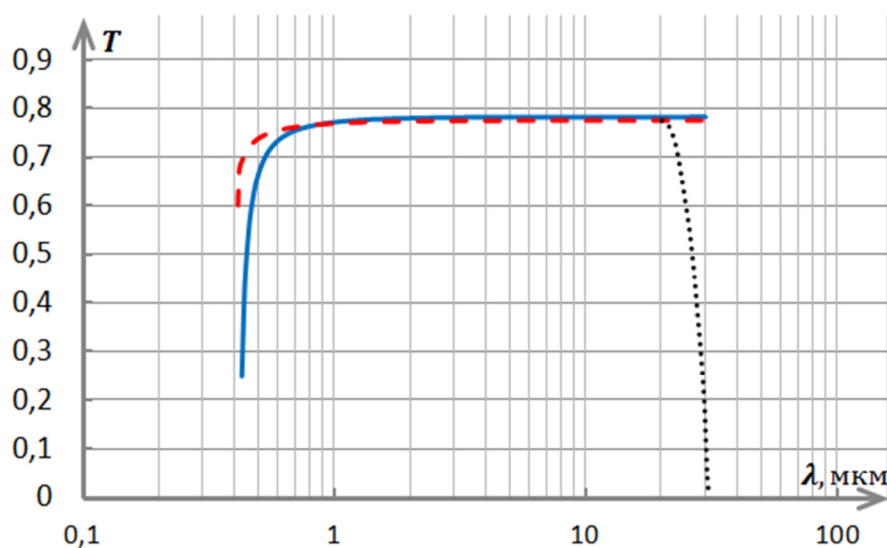


Рис. 3.21. Коэффициенты пропускания поляризатора на кристалле бромида ртути (сплошная линия – неоптимизированная геометрия, штриховая линия – оптимизированная геометрия, пунктирная линия – учет оптических потерь).

Из графика видно, что в диапазоне $\lambda = 3 \dots 20$ мкм коэффициент пропускания для оптимизированной геометрии незначительно ниже, чем для неоптимизированной, и имеет постоянное значение $T = 77\%$. В то же время оптимизация геометрии дает существенный выигрыш ($T > 60\%$) в коротковолновой области $\lambda = 0.42 \dots 0.63$ мкм, где устройство с неоптимизированной геометрией фактически оказывается неприменимым из-за крайне низкого пропускания. На длинах волн, превышающих 20 мкм, из-за поглощения пропускание начинает монотонно снижаться до 50% на 20 мкм и полностью до 0% на 30 мкм. В то же время необходимо отметить, что в случае необходимости возможно нанесение на соответствующие грани просветляющего покрытия, которое увеличит коэффициент пропускания устройства в требуемом узком диапазоне длин волн.

Аналогичные расчеты были проведены также и для двух других кристаллов семейства – хлорида и йодида ртути. Основные параметры поляризаторов представлены в Табл. 3.8. Качественно результаты для всех трех кристаллов являются аналогичными, однако отличаются численно. Из полученных результатов следует достаточно очевидная зависимость: с увеличением массы элемента галогена в соединении возрастает длинноволновая граница работы устройства, а также его угловая апертура, однако снижается коэффициент пропускания.

Материал	Hg ₂ Cl ₂	Hg ₂ Br ₂	Hg ₂ I ₂
$\alpha_{\text{опт}}$, град	27.4	25.1	21.5
$\lambda_{\text{мин}}$, мкм	0.38	0.46	0.6
$\lambda_{\text{макс}}$, мкм	16	27	32
$\theta_{\text{макс}}$, град	± 8.2	± 9.0	± 10.8
T , %	82	77	69

Табл. 3.8. Ключевые параметры оптимизированных поляризаторов на основе кристаллов галогенидов ртути.

Важным моментом является то, что отмеченные потери в длинноволновой области спектра (как за счет поглощения, так и за счет рассеяния), вызваны дефектами образцов кристаллов и несовершенством технологии их выращивания [84]. В более поздней работе [85] в противоположность работам [83,84] показано отсутствие поглощения в кристаллах Hg₂Br₂ и Hg₂I₂ по крайней мере вплоть до длин волн 27 мкм. Таким образом, улучшение очистки сырья и технологии выращивания кристаллов может привести к полному отсутствию поглощения

вплоть до фундаментальных границ поглощения 30 мкм и 40 мкм для бромида и йодида ртути соответственно. Кристалл же хлорида ртути, практически не подходящий для применений в дальнем ИК диапазоне, но с технологической точки зрения являющийся наиболее освоенным кристаллом этого семейства, прекрасно подойдет для создания устройств, целиком покрывающих весь видимый, а также ближний и средний ИК диапазоны спектра. Данная характеристика, безусловно, может быть весьма полезной как в лабораторной практике, так и в прикладных областях, например, гиперспектральной съемке.

Таким образом, поляризаторы, разработанные в ходе данной работы на основе предложенной модернизации и оптимизации геометрии Глана, могут эффективно применяться в различных научно-технических областях. Они объединяют в себе высокий коэффициент экстинкции, свойственный кристаллическим поляризаторам, широкий угловой диапазон работы (до 20°), низкую величину потерь, позволяющую работать с мощными источниками излучения (CO_2 лазеры). Кроме того, единственное устройство способно перекрыть диапазон от видимого излучения до длины волны $\lambda = 25$ мкм. В дополнении к описанным в предыдущих параграфах хорошими АО характеристикам, возможность создавать на основе кристаллов галогенидов ртути также и высокоэффективные пассивные устройства делает их весьма перспективными для применения в оптике, оптоэлектронике и фотонике дальнего ИК диапазона.

Основные результаты главы 3

1) Проведен обзор физических свойств кристаллов галогенидов ртути и показано, что кристалл бромида ртути является чрезвычайно перспективным материалом для АО применений в дальнем ИК диапазоне, превосходя используемый в настоящее время кристалл хлорида ртути как по диапазону прозрачности, так и по значению акустооптического качества.

2) Измерен ряд продольных коэффициенты акустооптического качества кристалла Hg_2Br_2 и определены соответствующие им значения фотоупругих коэффициентов. Проведено сопоставление параметров этого кристалла с известными из литературы параметрами кристалла Hg_2Cl_2 , показавшее незначительное отличие фотоупругих постоянных кристалла Hg_2Br_2 , не превышающее 10%. На основании полученных результатов, а также анализе литературных данных показана допустимость использования в расчетах коэффициентов акустооптического качества кристалла Hg_2Br_2 фотоупругих постоянных кристалла Hg_2Cl_2 .

3) Показано, что кристалл Hg_2Br_2 пригоден для создания эффективных широкоапертурных акустооптических фильтров, работающих в диапазоне длин волн 5-25 мкм. Для различных длин волн в данном диапазоне рассчитаны зависимости основных параметров широкоапертурного фильтра в плоскости $(1\bar{1}0)$ от угла среза кристалла. Предложен вариант

широкоапертурной геометрии с углом среза 14° в плоскости $(1\bar{1}0)$, способной обеспечить спектральное разрешение более 200, а эффективность дифракции – 1%/1Вт акустической мощности в диапазоне длин волн 8 – 12 мкм.

4) Предложена геометрия широкоапертурной поляризационной призмы типа Гана на кристаллах галогенидов ртути, работающей в широком диапазоне длин волн. Оптимизация геометрии позволила получить широкую симметричную угловую апертуру устройства величиной порядка 20° , а также существенно расширить диапазон рабочих длин волн практически на весь диапазон прозрачности кристаллов. Показано, что коэффициент пропускания устройства на основе кристалла Hg_2Br_2 превышает значение 80%, а применение просветляющих покрытий в узком диапазоне длин волн может поднять эту величину до 99%.

Глава 4. Акустооптическое взаимодействие в кристаллах семейства KRS

4.1 Общий обзор семейства кристаллов KRS

Кристаллы KRS (нем. KRS – «Kristalle aus dem Schmelzfluss») включают в себя целое семейство твердых растворов галогенидов талия (Tl) и серебра (Ag), соединенные в различных комбинациях и пропорциях (TlBr-TlI, TlBr-TlCl, AgBr-AgI и т.д.). Всего кристаллы KRS насчитывают более 10 разновидностей, однако в науке и технике наибольшее применение нашли лишь 4 из них: KRS-5, KRS-6, KRS-13, KRS-15 [7,57,86,87]. Кристаллы семейства имеют отличающиеся физические свойства и состав (Табл. 4.1), однако общим для них является механическая и химическая стойкость, нерастворимость в воде, а также широкая полоса прозрачности от видимого до дальнего инфракрасного ($\lambda = 30 - 50$ мкм) диапазонов электромагнитного спектра, которая существенно превосходит полосы прозрачности кристаллов германия, кремния, теллура и парателлуриата [41,45,88-91].

Кристалл	KRS-5	KRS-6	KRS-13	KRS-15
Состав	TlBr(42%)/ TlI(58%)	TlBr(30%)/ TlCl(70%)	AgBr(75%)/ AgCl(25%)	TlBr(20%)/ TlCl(80%)

Табл. 4.1. Составы кристаллов KRS [45,57,88,92].

Впервые свойства расплавов галогенидов таллия изучались Монкемейером (Mönkemeyer) в 1906 году [93], который измерял их температуру кристаллизации в зависимости от пропорций компонентов в растворе. В качестве кристаллов для оптических применений впервые галогениды таллия рассматриваются в работах [94,95], где отмечается их равномерная прозрачность в широком диапазоне длин волн. Впоследствии работы по разработке кристаллов велись в Советском Союзе, и первые образцы TlCl-TlBr были получены в 1939-1940 годах [86]. В военные годы работы в СССР были приостановлены, и существенное развитие исследования свойств и технология производства получили в Германии [96].

Кроме широкого диапазона прозрачности, кристаллы KRS отличаются хорошим оптическим качеством и механическими характеристиками, технологичность, возможность выращивания образцов большого размера (диаметром до 400 мм) [86,92,97]. Благодаря упомянутым свойствам, в послевоенное время кристаллы начали находить применения в активно развивающихся на тот момент инфракрасной оптике и спектроскопии в качестве материала для изготовления различных оптических элементов: окон, поляризаторов,

призм и т.д. [98-100]. В Советском Союзе наиболее активную роль в исследованиях и производстве кристаллов играли Уральский политехнический институт, а также научный коллектив И.С. Лисицкого из института «Гиредмет». Ученые из «Гиредмета» внесли существенный вклад в изучение свойств кристаллов KRS, а также развили технологию их производства и создали уникальные образцы [86].

Существенным стимулом в развитии как инфракрасной оптики в целом, так и исследований кристаллов KRS послужило создание в начале 60-х годов оптических квантовых генераторов и, в частности, CO₂-лазера, дающего мощное непрерывное излучение в ИК диапазоне ($\lambda = 10.6$ мкм) [101]. В первую очередь, кристаллы KRS-5 и KRS-6 рассматривались как альтернатива таким кристаллам как Ge, ZnSe, NaCl, KCl в качестве материала для изготовления выходных зеркал и окон лазерных резонаторов [102,103]. Существенным преимуществом кристаллов KRS-5 и KRS-6 являются крайне низкие потери в ИК диапазоне спектра, а также высокая лучевая стойкость [104,105]. Данные качества, а также технологии, позволяющие выращивать кристаллы весьма больших размеров, позволили достичь рекордных на тот момент значений мощности излучения углекислотного лазера с использованием выходных зеркал из кристалла KRS. В частности, в работе [103] применялось зеркало из кристалла KRS-6 диаметром 230 мм, и была достигнута мощность импульса излучения в 7.5 кДж.

С появлением хороших источников излучения в ИК диапазоне возникла потребность в создании волоконно-оптических элементов и линий для его передачи [86,106]. Благодаря высокой пластичности и низким световым потерям на длинах волн излучения углекислотного и гелий-неонового лазеров, в 70-80-е годы кристаллы KRS-5 и KRS-6 оказались одними из самых перспективных материалов для изготовления волноводов ИК диапазона [105,107-109]. Указанные работы посвящены исследованию потерь и их механизмов как в моно-, так и поликристаллических волокнах. В частности, авторы работы [104] путем совершенствования качества очистки монокристаллов KRS-5 и KRS-6 от примесей и дефектов, достигли рекордно низких на то время значений потерь менее 10 дБ/км. Высокая радиационная и лучевая стойкость, а также прозрачность в видимой части спектра позволили кристаллам KRS-6 и KRS-15 найти применение в радиаторах Черенковских спектрометров и детекторов [110]. Активное производство сырья кристаллов KRS-5 и KRS-6 для изготовления окон для мощных CO₂-лазеров, поглотителей детекторов и оптических волноводов продолжалось вплоть до 90-х годов, а затем было возобновлено в 2000-е годы.

Несмотря на то, что кристаллы галогенидов таллия по своим физическим характеристикам превосходят многие аналоги, они имеют и свои недостатки. Первый связан с тем, что из-за присутствия в их составе таллия они являются высокотоксичными материалами. С

этим фактом сопряжены сложности при производстве, оптической обработке и работе с кристаллом, требующих специальных мер безопасности. Этого недостатка лишены кристаллы галогенидов серебра AgCl-AgBr , однако, в отличие от галогенидов таллия TlCl-TlBr , они больше подвержены потере прозрачности вследствие разложения при недостаточной очистке сырья от примесей [86,111,112]. Вторым недостатком обусловлен тем, что при росте в кристалле возникают и остаются внутренние механические напряжения, которые посредством эффекта фотоупругости создают объемные неоднородности показателя преломления, а также приводят к увеличению затухания ультразвуковых волн [92,113-116]. Для устранения указанных напряжений с кристаллами необходимо проводить процедуры отжига, которые заключаются в сериях последовательных нагреваний и медленных охлаждений образцов.

Как видно, кристаллы KRS обладают уникальным набором качеств и успешно служат материалом для изготовления множества пассивных устройств оптики, спектроскопии и лазерной техники среднего и дальнего ИК диапазонов. В то же время кристалл KRS-5, помимо одного из наибольших диапазонов прозрачности (до 50 мкм), обладает крайне высоким значением АО качества, сравнимым с качеством кристалла парателлурита. Авторами работ [96,117] в 40-х годах одними из первых было замечено проявление сильного фотоупругого эффекта в кристаллах KRS-5 и KRS-6, что позже подтвердилось в работе [118]. Далее в 60-70-х годах в целом ряде работ различных авторов проводились измерения фотоупругих констант, а также скоростей и коэффициентов затухания акустических волн [113,114,119-121]. На основе кристаллов KRS-5 и KRS-6 создавались и использовались модуляторы и дефлекторы, применяемые для управления лазерным излучением ИК диапазона [86,115,122,123].

В то же время необходимо отметить, что кристаллы KRS не смогли получить широкого распространения в АО технике. С одной стороны, это связано с тем фактом, что кристаллы галогенидов таллия имеют кубическую кристаллическую решетку и, как следствие, оптически изотропны, что существенно сужает диапазон реализуемых в них режимов АО взаимодействия [7,8,45]. С другой стороны, несмотря на существенно большую полосу пропускания электромагнитного излучения, вплоть до недавнего времени действительную актуальность они имели лишь в интервале длин волн $\lambda = 5 - 10$ мкм, левая граница которого определяется верхней границей прозрачности широко применяемого парателлурита, а правая – максимальным значением длины волны излучения доступных источников. Эти факторы, а также токсичность и сопряженные с ней сложности работы привели к тому, что с конца 80-х годов вплоть до недавнего времени практически отсутствовали исследования и производство новых АО устройств на основе кристаллов KRS.

Актуальность применения кристаллов KRS в акустооптике существенно возросла в последние годы совместно с интересом науки и техники к среднему и дальнему ИК

спектральным диапазонам. Как отмечалось в первой главе, в первую очередь это связано с появлением и достаточно широким распространением источников излучения, лежащего в этих диапазонах, а именно, квантовых-каскадных лазеров. В частности, большие длины волн электромагнитного излучения позволяют при приемлемых частотах синхронизма реализовать описанные выше режимы высокочастотной коллинеарной и полуколлинеарной дифракции, что не представляется возможным в видимом и ближнем ИК диапазонах. Вновь появившийся интерес к кристаллам KRS со стороны акустооптики, таким образом, обусловлен двумя факторами. Во-первых, это необходимость освоения среднего и дальнего ИК диапазонов и, в частности, разработки высокоэффективных устройств, позволяющих управлять электромагнитным излучением этого диапазона. Во-вторых, это практический и фундаментальный интерес к экспериментальному наблюдению полуколлинеарного и обратного коллинеарного режимов АО взаимодействия и созданию на их основе приборов с уникальными спектральными характеристиками.

В следующих разделах подробно обсуждается применение кристаллов KRS в среднем и дальнем ИК диапазонах электромагнитного спектра. В частности, во втором разделе представлены основные физические характеристики и сравнительный анализ кристаллов KRS-5 и KRS-6. Третий раздел главы посвящен расчетам акустических и АО характеристик кристалла KRS-5.

4.2 Физические свойства кристаллов KRS-5 и KRS-6

В акустооптике среднего и дальнего ИК спектральных диапазонов из семейства кристаллов галогенидов таллия и серебра в первую очередь интерес представляют кристаллы KRS-5 и KRS-6. В этом разделе будут подробно рассмотрены основные физические свойства и проведено сравнение этих кристаллов.

Оба кристалла имеют кристаллическую решетку кубической сингонии класса $m\bar{3}m$ и выращиваются из расплава методом Бриджмена-Стокбаргера [45,57]. Температура плавления, параметры решетки, а также плотность и молярная масса кристаллов представлены в Табл. 4.2. Необходимо обратить внимание на достаточно низкую температуру плавления кристаллов – порядка 420 °С, что существенно усложняет процедуру нанесения на поверхность кристаллов пьезопреобразователя с применением технологии напыления, подразумевающей сильный нагрев поверхности. Также необходимо отметить, что в литературе встречаются несколько отличающиеся пропорции в составах кристаллов (45/55 для KRS-5 и 40/60 для KRS-6 [45]), различия в свойствах которых несущественны для АО применений. В то же время правильные пропорции компонентов в кристаллах определяются минимумом температуры фазового перехода состава из твердого состояния в жидкое [57,92] и именно их значения представлены в Табл. 4.1 и Табл. 4.2 и принимаются далее в данной работе за основные.

Кристалл	Состав	Температура плавления, °C	Параметр решетки, Å	Мол. вес г/моль	Плотн. кг/м ³
KRS-5	TlBr(42%)/TlI(58%)	415	4.125	312	7370
KRS-6	TlBr(30%)/TlCl(70%)	424	3.905	257	7190

Табл. 4.2. Температура плавления, параметры решетки, плотность и молярная масса кристаллов KRS-5 и KRS-6 [45].

Более важны и существенны отличия в оптических свойствах кристаллов. Показатели преломления кристаллов имеют соответственно значения $n = 2.37$ для KRS-5 и $n = 2.18$ для KRS-6 на длине волны $\lambda = 10.6$ мкм. Отличие составляет порядка 10%, что оказывает существенное влияние на АО качество, в которое показатель преломления входит в шестой степени. Дисперсионные кривые кристаллов во всем диапазоне прозрачности по данным из работы [124] приведены на Рис. 4.1.

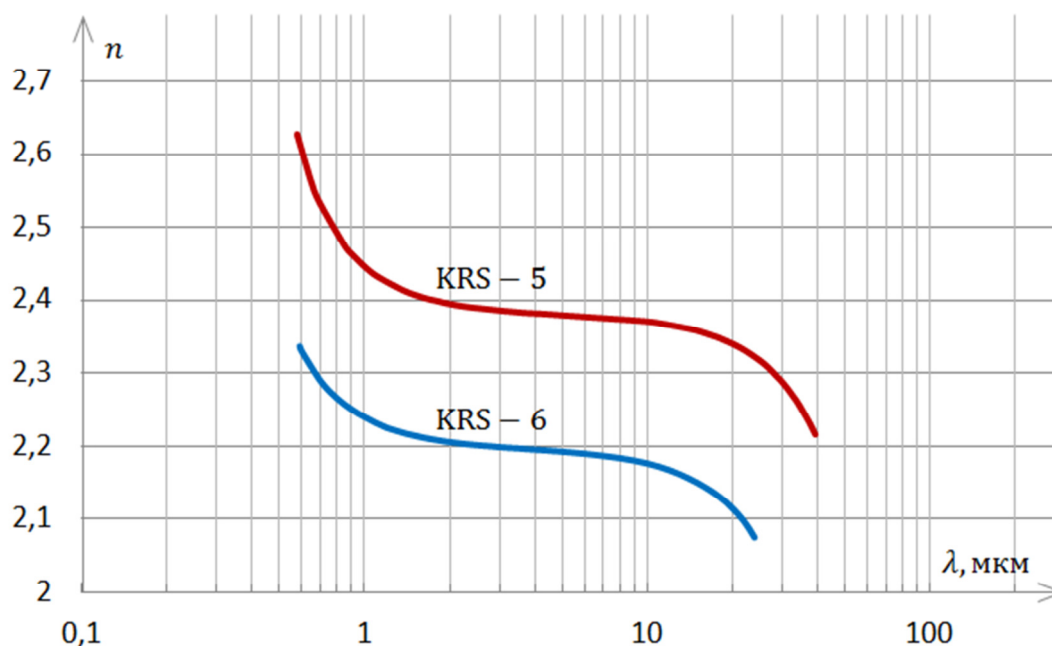


Рис. 4.1. Зависимость показателей преломления кристаллов KRS-5 (верхняя кривая) и KRS-6 (нижняя кривая) от длины волны.

Видно, что показатели преломления испытывают сильную дисперсию в коротковолновой и длинноволновой областях поглощения. В частности, это приводит к достаточно существенному снижению (до 2 раз) коэффициентов АО качества при переходе из видимого в средний ИК спектральный диапазон. Данный факт хорошо иллюстрируется Рис. 4.2, на котором представлена рассчитанная в данной работе зависимость максимального коэффициента АО качества M_2 для поперечной дифракции на сдвиговой акустической волне в плоскости (001) от длины волны излучения. Расчет данной зависимости учитывает лишь дисперсию показателей преломления, в то время как данные о дисперсии фотоупругих констант отсутствуют и в подобных расчетах ее влияние полагается несущественным. Из графика видно, что значения АО качества M_2 в кристалле KRS-5 примерно в 1.5 раза превышают соответствующие значения в кристалле KRS-6. Более детальные расчеты, которые здесь не приводятся, показывают, что аналогичное соотношение между коэффициентами качества кристаллов сохраняются и для других режимов и геометрий АО взаимодействия.

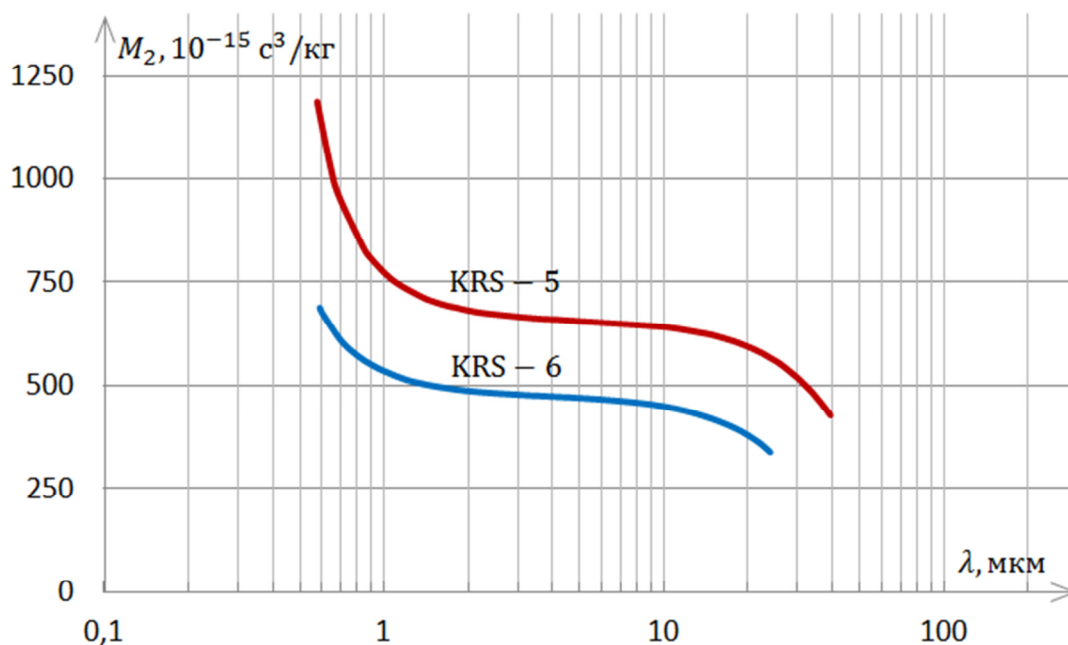


Рис. 4.2. Зависимость коэффициента АО качества кристаллов KRS-5 (верхняя кривая) и KRS-6 (нижняя кривая) в режиме поперечной дифракции на сдвиговой акустической волне в плоскости (001) от длины волны излучения.

Достаточно сильно отличаются также и спектральные области пропускания кристаллов. Кристалл KRS-6 выигрывает у коротковолновой границы, где он прозрачен до 400 нм против 500 нм для кристалла KRS-5, однако существенно уступает в длинноволновой области, где является прозрачным лишь до 30 мкм, в то время как кристалл KRS-5 – до 50 мкм [88,90-92]. Диапазон прозрачности кристалла KRS-5, таким образом, превосходит аналогичные параметры как кристалла йодида индия InI, так и всех кристаллов семейства галогенидов ртути, фактически являясь наилучшим среди АО кристаллов в ИК области спектра. Таким образом, кристалл KRS-5 имеет как большие значения коэффициентов АО качества, так и более широкий в длинноволновой области спектра диапазон прозрачности, чем кристалл KRS-6. Сочетание этих двух факторов, несомненно, делает кристалл KRS-5 более перспективным для разработки устройств дальнего ИК диапазона по сравнению с кристаллом KRS-6. Более детальные расчеты акустических и АО свойств, которым посвящены следующие разделы, производились для обоих кристаллов и показали, что качественно все полученные зависимости АО свойств кристаллов очень близки во всех режимах и геометриях взаимодействия, однако в количественных характеристиках во всех случаях выигрывает кристалл KRS-5. В связи с этим, далее результаты расчетов для KRS-6 не приводятся.

4.3 Акустические и акустооптические свойства кристалла KRS-5

Целью исследования, изложенного в этом разделе, являлись расчеты свойств различных режимов АО взаимодействия и нахождение его оптимальной геометрии в кристалле KRS-5. Поскольку этот кристалл является кубическим, возможные геометрии АО взаимодействия являются весьма простыми по сравнению с оптически анизотропными средами. Тем не менее, кристалл обладает анизотропией упругих и фотоупругих свойств, что приводит к существенному различию коэффициентов АО качества, наблюдаемых при дифракции в различных направлениях. Кроме того, оптическая изотропия кристалла в некоторых случаях может рассматриваться как достоинство. Поскольку условие Брэгга (1.4) для электромагнитных волн обеих поляризаций одинаково, АО взаимодействие позволяет управлять поляризацией дифрагированного электромагнитного излучения даже более гибко, чем в оптически анизотропной среде. Наконец, низкая скорость ультразвука в сочетании с умеренным значением показателя преломления позволяет применить новые режимы АО взаимодействия, которые еще не использовались в АО устройствах. Кроме традиционной поперечной геометрии АО взаимодействия, было исследовано обратное коллинеарное взаимодействие [36], а также недавно предложенная полуколлинеарная геометрия дифракции [43].

Основную сложность при расчетах коэффициентов АО качества кристалла при произвольной геометрии взаимодействия представляют вычисления скоростей ультразвука и эффективных фотоупругих констант. Методика решения акустической задачи была описана во второй главе данной работы, здесь же будет более подробно описан способ расчетов эффективной фотоупругой константы. По своему физическому смыслу она определяет связь механических деформаций и вызванных ими возмущений диэлектрической проницаемости кристалла $\hat{\varepsilon}$, которая при воздействии акустической волны определяется следующим выражением [125]:

$$\hat{\varepsilon} = \hat{\varepsilon}_{\text{нвзм}} + \widehat{\Delta\varepsilon} \cos(\bar{K}\bar{r} - 2\pi f t), \quad (4.1)$$

где $\hat{\varepsilon}_{\text{нвзм}}$ – невозмущенный тензор диэлектрической проницаемости среды, $\bar{K}$ и f – волновой вектор и частота ультразвуковой волны, а $\bar{r}$ – радиус-вектор. При АО взаимодействии эффективная фотоупругая константа p_{eff} может быть выражена через относительное возмущение тензора диэлектрической проницаемости $\widehat{\Delta\varepsilon}_{\text{отн}} = \widehat{\Delta\varepsilon} \sqrt{S\rho V^3/2P}$ и единичные векторы поляризации взаимодействующих электромагнитных волн $\vec{e}$ [125]:

$$p_{eff} = \frac{(\bar{e}_i \widehat{\Delta \varepsilon_{отн}} \bar{e}_d)}{n^4}, \quad (4.2)$$

где индекс i относится к падающей электромагнитной волне, а d – к дифрагированной. Выражение (4.2) может быть записано в более удобной для применения форме, если рассматривать возмущение тензора обратной диэлектрической проницаемости $\widehat{B} = \widehat{\varepsilon}^{-1}$ [125]:

$$p_{eff} = (\bar{d}_i \widehat{\Delta B_{отн}} \bar{d}_d) .. \quad (4.3)$$

Здесь векторы $\bar{d}$ являются единичными векторами электрической индукции взаимодействующих электромагнитных волн, а тензор $\widehat{\Delta B_{отн}}$ выражается через тензор фотоупругости и параметры акустической волны [72]:

$$(\widehat{\Delta B_{отн}})_{kl} = \sum_{i,j=1}^3 \frac{1}{2} (b_i a_j + b_j a_i) p_{ijkl}, k, l = 1 \dots 3 \quad (4.4)$$

где $\bar{b}$ и $\bar{a}$ – единичные векторы волновой нормали и поляризации ультразвука, а $\hat{p}$ – тензор фотоупругих постоянных среды. Таким образом, полученные в ходе решения акустической задачи для заданного направления распространения акустической волны $\bar{b}$ (2.1) скорость V и вектор поляризации $\bar{a}$ позволяют при помощи соотношений (4.3), (4.4) для всех возможных направлений распространения и поляризаций электромагнитных волн рассчитать эффективную фотоупругую константу, а затем и коэффициент АО качества (1.8).

В данной работе исследовалось АО взаимодействие в двух основных кристаллографических плоскостях кубического кристалла: (001) и (110). Исходным параметром для расчетов было направление волнового вектора ультразвука в данной плоскости. Для каждого такого направления в соответствии с описанной методикой решалось уравнение Кристоффеля (2.1), в результате чего получался вектор поляризации ультразвука, а затем по формулам (4.4) и (4.3) находились компоненты тензора $\widehat{\Delta B_{отн}}$ и фотоупругая константа p_{eff} . Расчеты проводились для длины волны излучения, равной 20 мкм, однако полученные результаты можно распространить и на другие длины волн. При этом коэффициент АО качества на длине волны 10 мкм на 7% больше, а на длине 40 мкм он на 30% меньше вычисленных величин из-за дисперсии показателя преломления (Рис. 4.2).

При расчетах использовались константы, приведенные в Табл. 4.3. Необходимо отметить, что в литературе существует значительный разброс данных по фотоупругим

свойствам кристалла KRS-5. На основе сравнительного анализа доступных данных, в настоящей работе было принято решение использовать результаты работ [108,112], достаточно хорошо совпадающие между собой. При этом данные о показателях преломления и коэффициентах упругой жесткости известны с большей достоверностью [41,57].

p_{11}	p_{12}	p_{44}	c_{11}	c_{12}	c_{44}
0.21	0.26	0.14	3.60	1.50	0.56

Табл. 4.3. Фотоупругие постоянные и константы жесткости (10^{10} Н/м²) кристалла KRS-5.

Поверхность обратных скоростей ультразвука в KRS-5 имеет вид, обычный для кубических кристаллов [63] (Рис. 4.3), и в подробном обсуждении не нуждается. Зависимости угла сноса энергии ультразвуковой волны ψ от направления в плоскостях (001) и (1 $\bar{1}$ 0) представлены на Рис. 4.4. Угол φ отчитывается от направления [100] в плоскости (001), а угол θ – от направления [001] в плоскости (110). Как видно, для квазисдвиговой волны угол сноса может достигать 30°, что является достаточно большой величиной для кубических кристаллов.

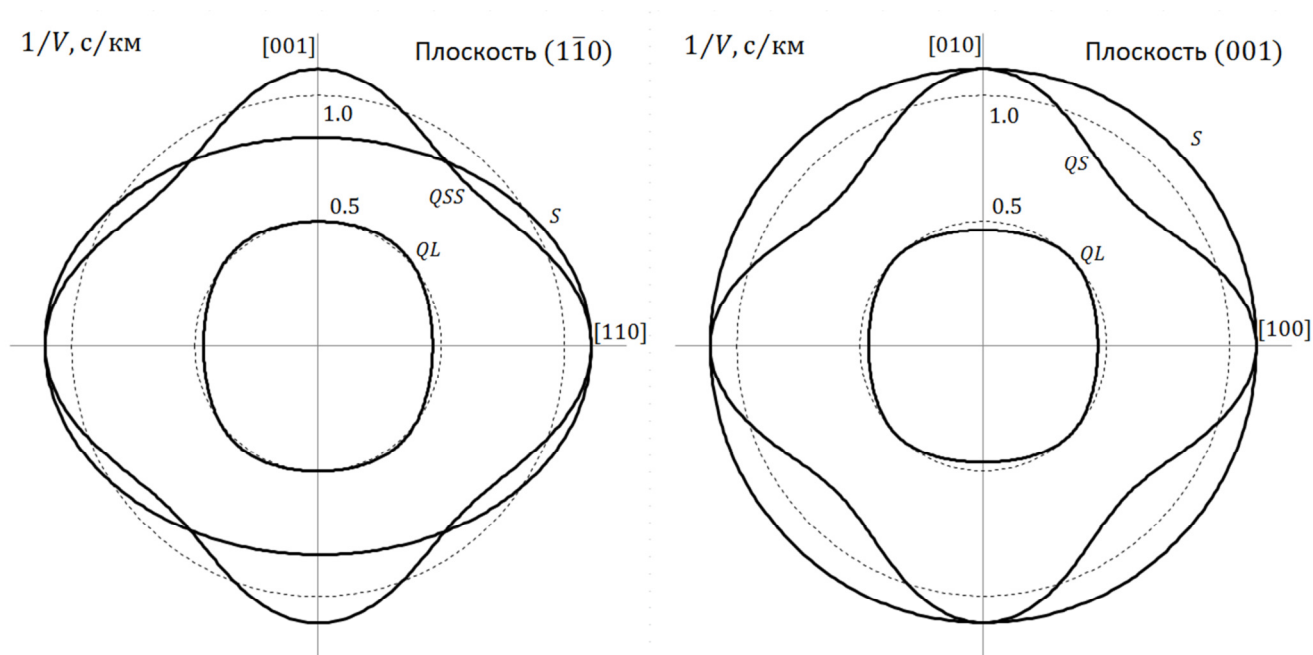


Рис. 4.3. Сечение поверхности обратных скоростей кристалла KRS-5 плоскостями (1 $\bar{1}$ 0) (слева) и (001) (справа); кривая S – сдвиговая мода, QS – квазисдвиговая мода, QL – квазипродольная мода.

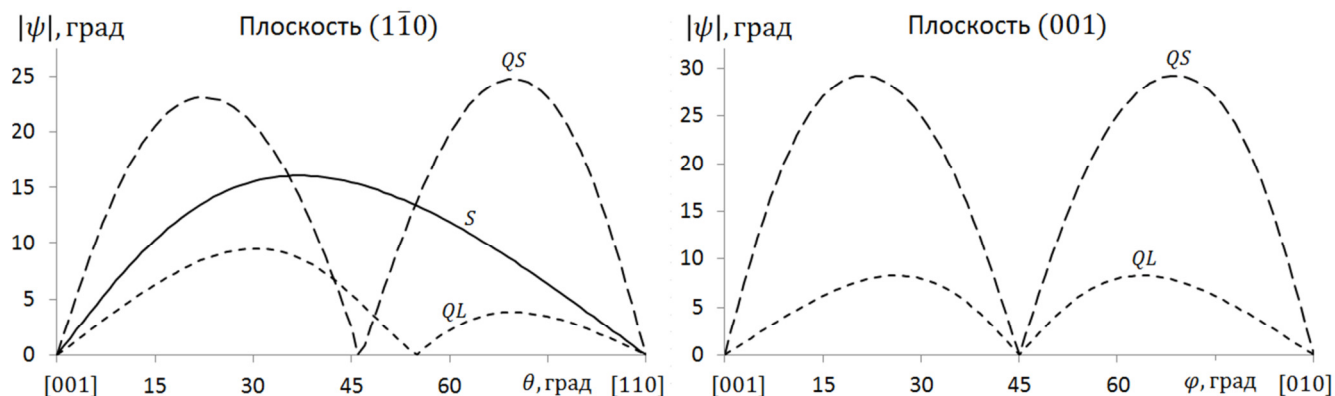
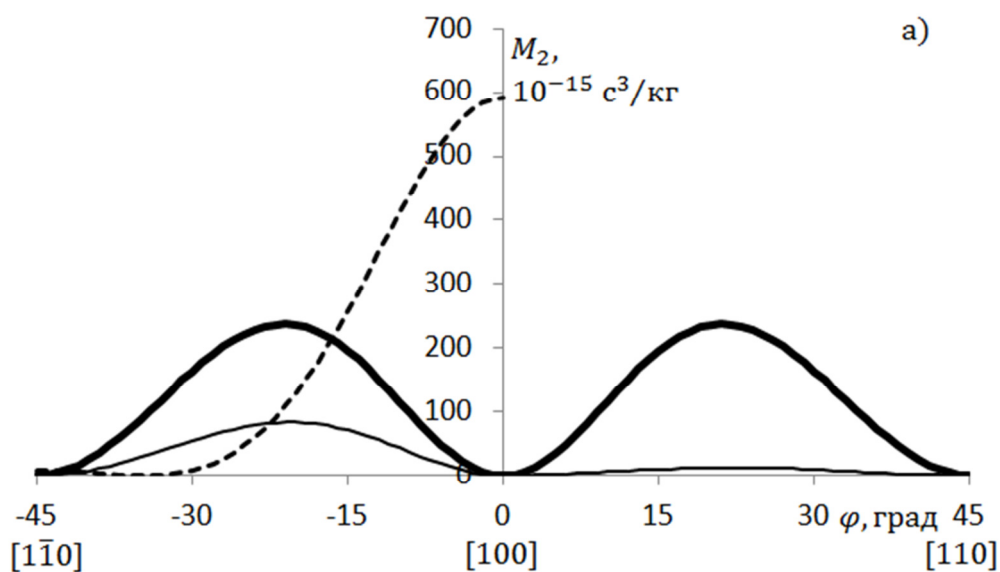


Рис. 4.4. Углы сноса акустической энергии в кристалле KRS-5 в плоскостях $(1\bar{1}0)$ (левый) и (001) (правый) кристалла KRS-5.; кривая S – сдвиговая мода, QS – квазисдвиговая мода, QL – квазипродольная мода.

Первый из рассматриваемых – режим поперечной дифракции – представляет собой наиболее распространенный случай АО взаимодействия, при котором ультразвуковая и электромагнитная волны распространяются в почти перпендикулярных направлениях. В случае, когда угол Брэгга не превышает нескольких градусов, в качестве базисных как для падающей, так и для дифрагированной волн в изотропной среде удобно использовать волны, имеющие одну из двух поляризаций: вдоль волнового вектора акустической волны, либо перпендикулярно ему.

При АО взаимодействии в плоскости (001) , направление волнового вектора акустической волны $\vec{K}$ задается полярным углом φ по отношению к оси $[100]$. В каждом из таких направлений могут распространяться три акустические моды: чисто сдвиговая, поляризованная вдоль оси $[001]$, и две других, поляризованных в плоскости (010) перпендикулярно друг другу [63]. Расчет показывает, что коэффициент АО качества существенно зависит как от поляризации ультразвуковой волны, так и от направления падения излучения. Наибольшее значение $M_2 = 590 \cdot 10^{-15} \text{ с}^3/\text{кг}$ получается при дифракции на сдвиговой ультразвуковой волне независимо от ее направления, причем электромагнитное излучение должно распространяться в плоскости (001) перпендикулярно вектору $\vec{K}$. Интенсивность дифрагированной волны не зависит от поляризации падающего излучения, но поляризация дифрагированной волны при этом не совпадает с поляризацией падающей. В частности, в случае линейной поляризации векторы $\vec{e}_i$ и $\vec{e}_d$ симметричны относительно прямой, отстоящей в плоскости (001) на 45° от направления вектора $\vec{K}$ (это свойство подробно обсуждается в последнем разделе следующей главы).

Дифракция излучения, направленного вдоль оси $[001]$, на квазисдвиговой ультразвуковой волне имеет довольно сложную зависимость от поляризации излучения (Рис. 4.5а). Левая часть диаграммы соответствует случаю распространения электромагнитного излучения вдоль оси $[001]$. Штриховая кривая соответствует дифракции с поворотом поляризации излучения, которая может происходить при любой поляризации падающего излучения. Жирная и тонкая кривые соответствуют дифракции, при которой поляризация дифрагированного излучения совпадает с поляризацией падающего излучения. При этом жирная кривая соответствует поляризации излучения вдоль направления ультразвуковой волны, а тонкая – поперек этого направления. Таким образом, в случае произвольной поляризации падающего излучения все три дифракционных процесса могут существовать одновременно. Необходимо подчеркнуть, что условие Брэгга не зависит от поляризации излучения, поскольку кристалл является оптически изотропным. Таким образом, электромагнитные волны, дифрагированные за счет всех трех описанных переходов, будут распространяться в одном направлении. Поляризация и интенсивность результирующей дифрагированной волны будут зависеть от поляризации падающей волны сложным образом. Если излучение направлено в плоскости (001) перпендикулярно волновому вектору $\vec{K}$, то его дифракция на квазисдвиговой акустической волне возможна практически только в случае, если ее поляризация направлена вдоль волнового вектора $\vec{K}$ (правая часть Рис. 4.5а). Коэффициент АО качества для другой поляризации на порядок меньше, а переход с изменением направления поляризации в этом случае невозможен ввиду свойств симметрии кристалла.



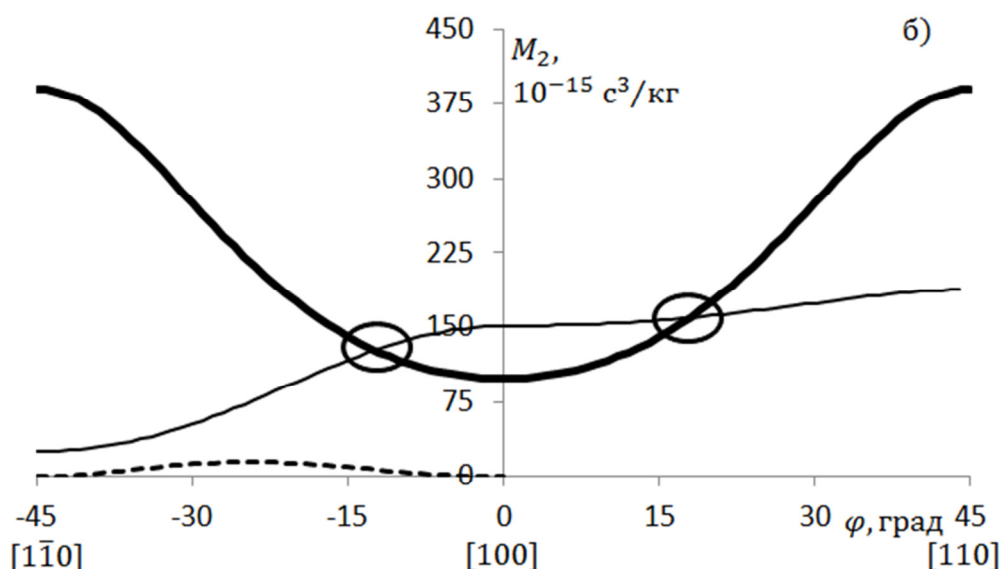


Рис. 4.5. Поперечная дифракция в плоскости (001). Зависимость АО качества от направления волнового вектора квазисдвиговой (а) и квазипродольной (б) волны.

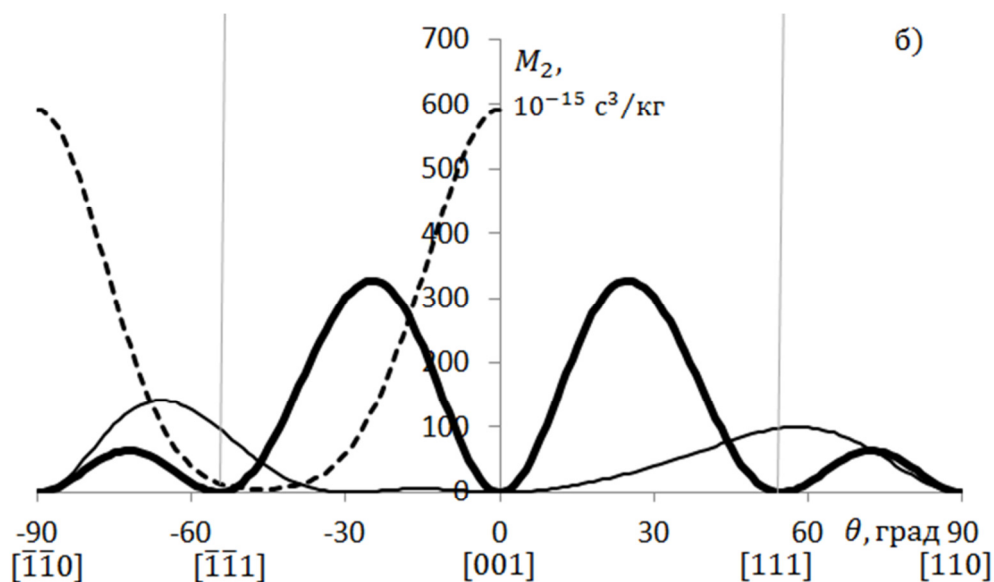
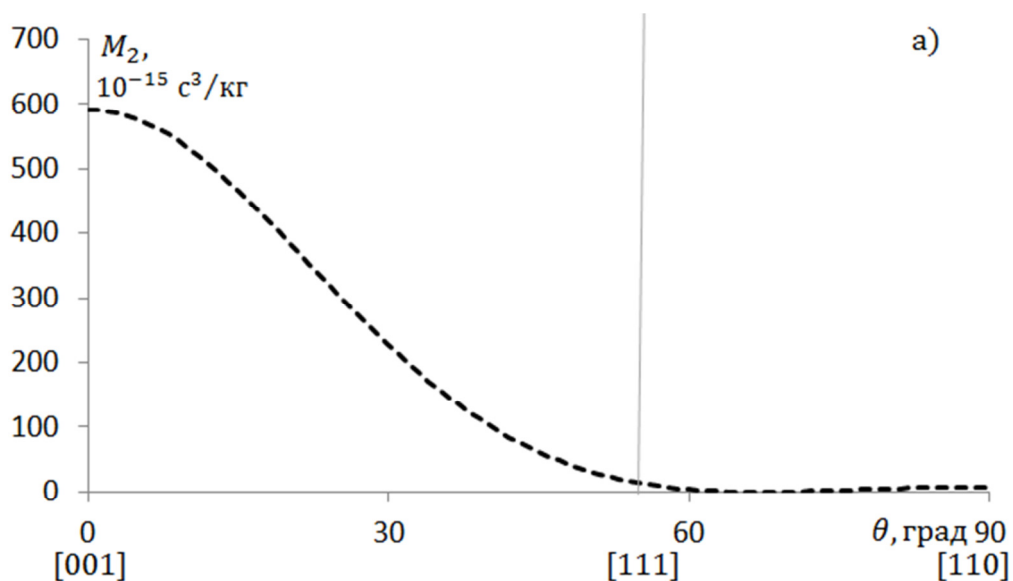
Излучение распространяется вдоль оси [001] (левая половина графиков), в плоскости (001) (правая часть графиков).

При дифракции излучения на квазипродольной акустической волне АО качество в случае изменения поляризации излучения крайне мало, поэтому рассматривать имеет смысл лишь дифракцию с сохранением плоскости поляризации излучения (Рис. 4.5б). Коэффициенты АО качества для двух разных поляризаций излучения различны, поэтому в общем случае дифракция также сопровождается изменением состояния поляризации падающего излучения. Важно отметить, что существуют направления распространения ультразвуковых волн, для которых коэффициенты АО качества для обеих поляризаций излучения совпадают друг с другом. Эти направления обозначены кружками на Рис. 4.5б. При дифракции излучения на этих ультразвуковых волнах поляризация дифрагированного излучения точно совпадает с поляризацией падающего излучения, что может быть полезным в ряде применений. В работах [126,127] показана возможность получить аналогичное свойство дифракции в анизотропном кристалле с оптической активностью, что, однако, требует использования дополнительных зеркал для повторного прохождения излучения через кристалл и последующего совмещения поляризационных составляющих.

Вторая кристаллографическая плоскость, которая была исследована, – это плоскость (110). Она содержит в себе направление [111], которое является акустической осью кристалла [63,128]. Дифракция на сдвиговой ультразвуковой волне, поляризованной в направлении [110], обладает, по существу, теми же свойствами, которые обсуждались выше. Следует лишь

отметить, что в плоскости $(1\bar{1}0)$ коэффициент АО качества существенно изменяется в зависимости от направления распространения акустической волны и принимает большие значения лишь вблизи оси $[001]$ (Рис. 4.6а).

Поведение АО свойств кристалла в плоскости $(1\bar{1}0)$ для двух других акустических мод поясняется рисунками Рис. 4.6б (квазисдвиговая волна) и Рис. 4.6в (квазипродольная волна). Зависимость интенсивности и поляризации дифрагированного излучения от поляризации падающего излучения подобна той, что обсуждалась выше для плоскости (001) .



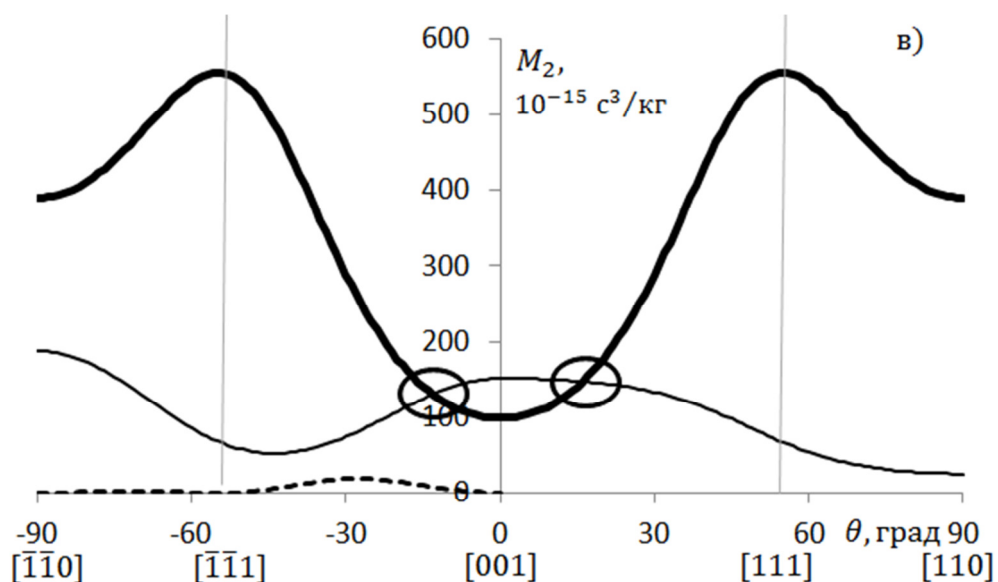


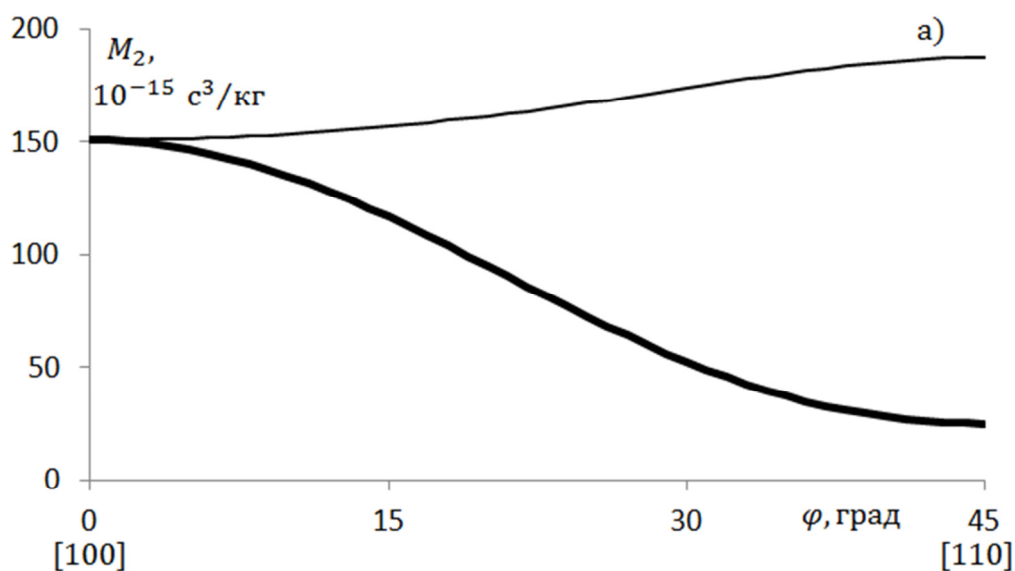
Рис. 4.6. Поперечная дифракция в плоскости $(1\bar{1}0)$. Зависимость АО качества от направления волнового вектора сдвиговой (а) квазисдвиговой (б) и квазипродольной (в) волны. Излучение распространяется вдоль оси $[1\bar{1}0]$ (левая половина графиков), в плоскости $(1\bar{1}0)$ (правая часть графиков).

Коллинеарный режим взаимодействия, рассмотренный в первой главе, широко применяется в перестраиваемых акустооптических фильтрах (низкочастотный режим). Его главная особенность заключается в том, что волновые векторы падающей и дифрагированной электромагнитных волн, а также акустической волны, имеют одинаковые направления (Рис. 1.3). Применяемый в настоящее время режим низкочастотного коллинеарного взаимодействия требует двулучепреломляющей среды и не может быть реализован в кубическом кристалле KRS-5. В данной главе, таким образом, рассматривается режим высокочастотного (обратного) коллинеарного взаимодействия. Расчеты коэффициентов АО качества и частот синхронизма (1.12) в данной геометрии, так же как и в поперечном случае, проведены для ультразвуковых волн, распространяющихся в различных направлениях в кристаллографических плоскостях (001) и $(1\bar{1}0)$.

Как показывают расчеты, в плоскости (001) кубического кристалла коллинеарное взаимодействие возможно с двумя акустическими модами – квазипродольной и квазисдвиговой, а для сдвиговой волны эффективная фотоупругая постоянная всегда равна нулю. При этом для длины волны излучения $\lambda = 20$ мкм частоты синхронизма (1.12) для квазисдвиговой волны изменяются от 210 МГц для направления $[100]$ и 280 МГц для направления $[110]$. В случае квазипродольной волны значения частот ультразвука практически вдвое выше – соответственно 500 МГц и 480 МГц. Следует отметить, что в соответствии с

известными данными, коэффициент затухания сдвиговой волны на частоте 225 МГц и продольной волны на частоте 450 МГц приблизительно одинаков и имеет порядок 5.5 – 6.0 дБ/см [57,104], что является достаточно большим, но, тем не менее, приемлемым в акустооптике значением.

Рассчитанные коэффициенты АО качества для коллинеарного взаимодействия в зависимости от направления в плоскости (001) показаны на Рис. 4.7. Жирная кривая соответствует поляризации падающего и дифрагированного излучения в плоскости (001), а тонкая кривая – поляризации вдоль оси [001]. Как видно, коэффициенты АО качества для этих двух поляризаций существенно различаются в большинстве направлений. Максимальные значения коэффициента качества для коллинеарного взаимодействия в кристалле достигаются при дифракции на продольных акустических волнах. В направлении оси [110] коэффициент качества имеет значение $M_2 = 190 \cdot 10^{-15} \text{ с}^3/\text{кг}$ для излучения, поляризованного вдоль оси [001]. Коэффициент качества при распространении волн вдоль оси [100] несколько меньше и равен $M_2 = 150 \cdot 10^{-15} \text{ с}^3/\text{кг}$, будучи при этом одинаковым для обеих поляризаций излучения. Следует отметить, что дифракция с поворотом поляризации излучения на 90° в данной плоскости невозможна, что является недостатком, поскольку не позволяет отделить дифрагированный свет от падающего по их поляризации, как это часто делает в акустооптических фильтрах.



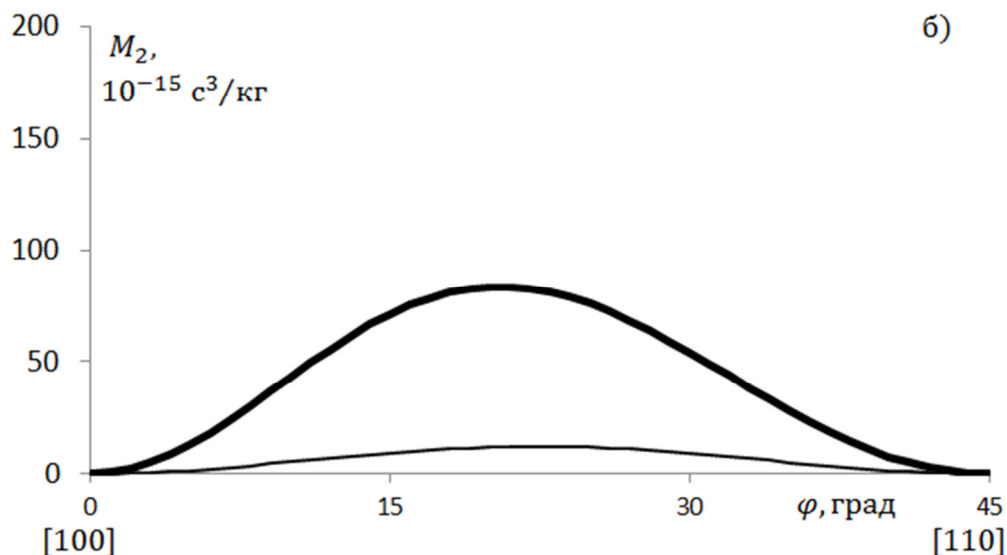


Рис. 4.7. Обратное коллинеарное взаимодействие в плоскости (001).

Зависимость АО качества от направления волнового вектора квазипродольной (а) и квазисдвиговой (б) волны.

Во второй рассматриваемой плоскости ($1\bar{1}0$) частоты ультразвука здесь имеют тот же порядок величин, что и в плоскости (001), однако дифракция возможна на всех трех акустических модах. Важным свойством коллинеарного АО взаимодействия на сдвиговой акустической волне является поворот плоскости поляризации дифрагированного излучения. В частности, в случае, если падающая волна поляризована вдоль оси [110], дифрагированная волна окажется поляризованной в плоскости ($1\bar{1}0$) и наоборот. Это позволяет легко отделить дифрагированное излучение от прошедшего без дифракции при помощи поляризационной призмы. Такая особенность обратного коллинеарного взаимодействия является весьма необычной с учетом того, что среда взаимодействия оптически изотропна. Более подробно поляризационные свойства коллинеарного взаимодействия рассматриваются в следующей главе. Соответствующая зависимость коэффициента АО качества от направления показана на Рис. 4.8а. Видно, что максимальное значение $M_2 = 130 \cdot 10^{-15} \text{ c}^3/\text{кг}$ достигается при отклонении акустического волнового вектора $\bar{K}$ от кристаллографической оси [001] на угол около 37° . Коллинеарное взаимодействие с двумя другими акустическими модами не сопровождается поворотом поляризации излучения. Соответствующие значения коэффициентов АО качества показаны на Рис. 4.8б и Рис. 4.8в и не требуют подробного обсуждения.

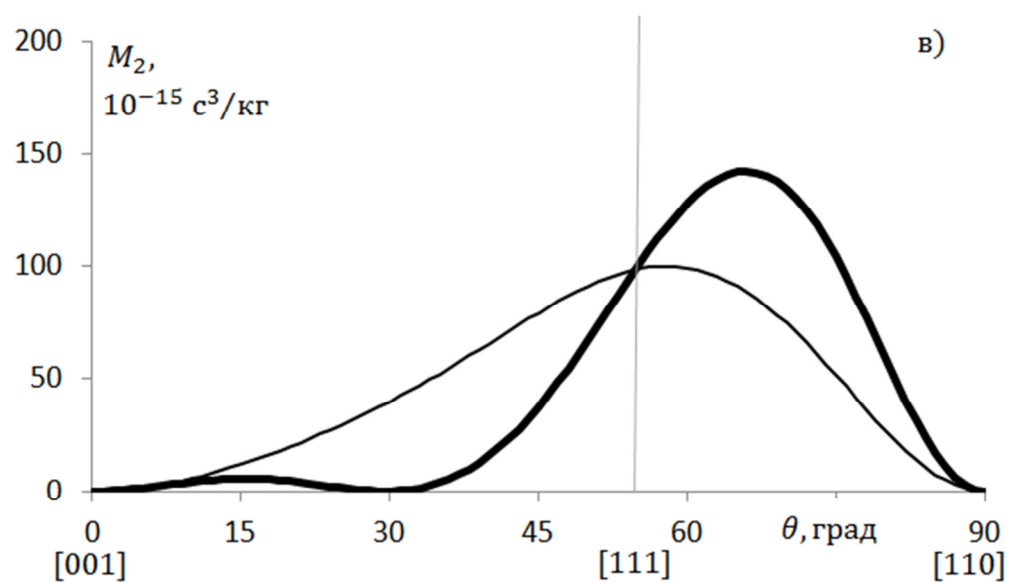
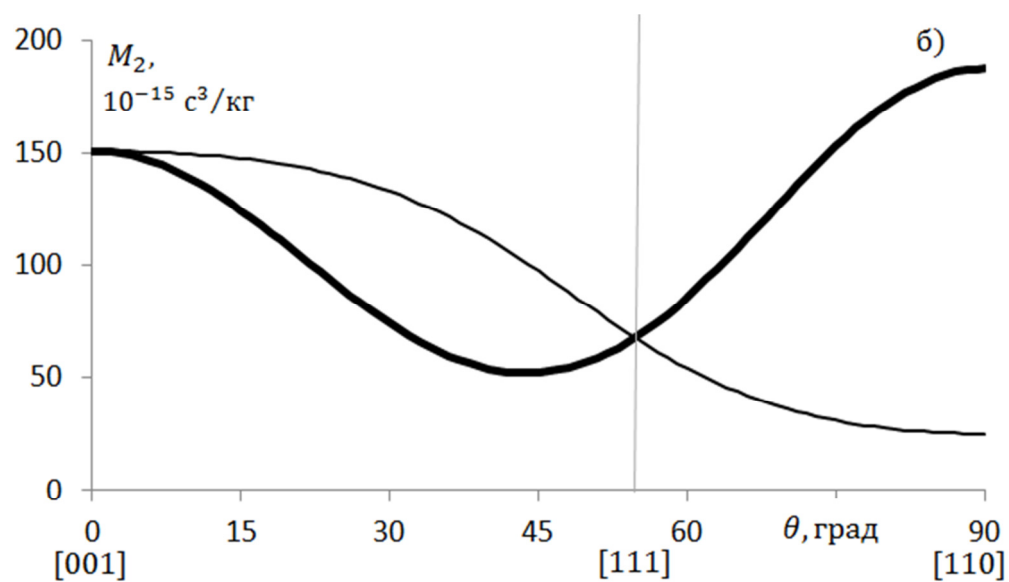
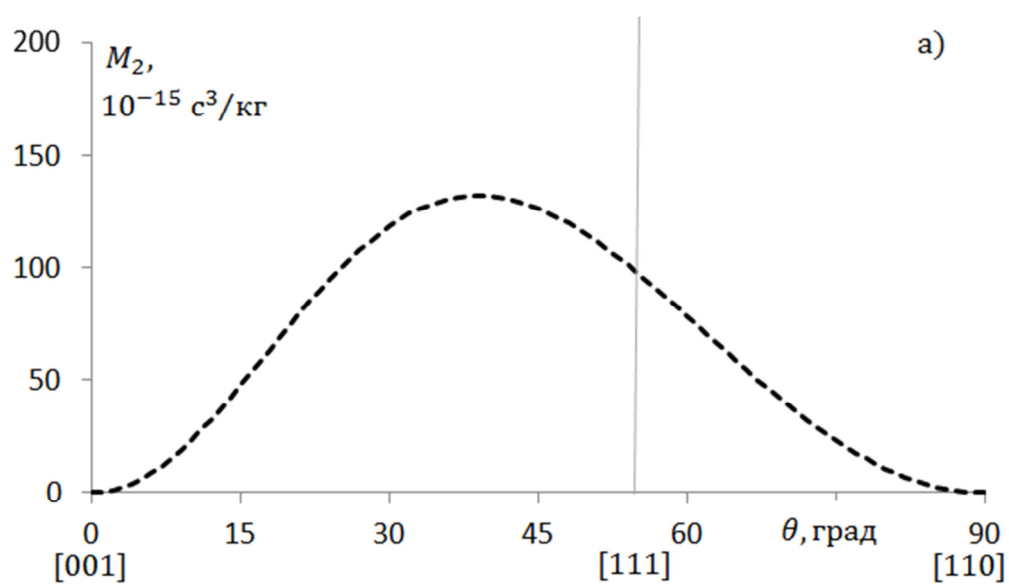


Рис. 4.8. Обратное коллинеарное взаимодействие в плоскости $(1\bar{1}0)$. Зависимость АО качества от направления волнового вектора сдвиговой (а), квазисдвиговой (б) и квазипродольной (в) волны.

Третий из рассмотренных – режим полуколлинеарной дифракции, – также упоминающийся в первой главе, – требует наличие в среде сноса акустической волны. Он сочетает в себе как свойства поперечного режима (электромагнитная волна падает под углом к акустической), так и большую длину взаимодействия и селективность коллинеарного режима [43]. С практической точки зрения целесообразным является использование данного режима лишь при больших углах сноса, снижающих частоту синхронизма (1.12) по сравнению со случаем обратного коллинеарного взаимодействия (1.12). Таким образом, используются для него сдвиговые или чистые квазисдвиговые волны. Зависимость коэффициента АО качества для полуколлинеарной дифракции на квазисдвиговой волне в плоскостях (001) и $(1\bar{1}0)$ качественно не отличается от обратной коллинеарной дифракции. При этом акустические частоты даже в области максимальных углов сноса для полуколлинеарной дифракции оказываются всего лишь на 10 % ниже, чем для коллинеарной.

Максимальное значение коэффициента АО качества получается при использовании сдвиговой волны в плоскости $(1\bar{1}0)$. Когда угол между волновым вектором и осью $[001]$ равен 31° , коэффициент качества равен $M_2 = 210 \cdot 10^{-15} \text{ с}^3/\text{кг}$, а частота ультразвука 225 МГц. Этот коэффициент качества соответствует поляризации падающего излучения вдоль оси $[1\bar{1}0]$, а плоскость поляризации при дифракции поворачивается на 90° . Таким образом, в данном кристалле режим полуколлинеарного взаимодействия не дает существенного выигрыша ни в частоте синхронизма, ни в коэффициенте АО качества. С учетом этого, реализация режима обратного коллинеарного взаимодействия в кристалле KRS-5 оказывается более интересной как с точки практического использования, так и с точки зрения фундаментальной науки.

Для удобства, наиболее интересные с точки зрения экспериментальной реализации конфигурации акустооптического взаимодействия в кристалле KRS-5 при длине волны излучения $\lambda = 20 \text{ мкм}$ сведены в Табл. 4.4 и Табл. 4.5.

Тип дифракции	Плоскость УЗ	Направление УЗ	Тип волны	Частота, МГц	$M_2, 10^{-15} \text{с}^3/\text{кг}$
Полуколлинеарная	(001)	21° от оси X	QS	210	110 (изотропная)
	(1 $\bar{1}$ 0)	31° от оси Z	S	225	210 (анизотропная)
Коллинеарная	(001)	20° от оси X	QS	240	85 (изотропная)
	(1 $\bar{1}$ 0)	38° от оси Z	S	240	130 (анизотропная)

Табл. 4.4. Наилучшие конфигурации коллинеарного и полуколлинеарного
АО взаимодействия в кристалле KRS-5.

Тип дифракции	Плоскость УЗ	Направление УЗ	Тип волны	Напр. ЭМ изл.	$M_2, 10^{-15} \text{с}^3/\text{кг}$
Поперечная (изотропная)		[110]	L	Произво льное (поляр. вдоль K)	390
		[111]	L		555
	(1 $\bar{1}$ 0)	25° от оси Z	QS		325
Поперечная (анизотропная)		[100]	S		590
Поперечная (сохраняет поляризацию излучения)	(001)	12° от оси X	QL	Вдоль [001]	125
		18° от оси X	QL	В плоск. (001)	160
	(1 $\bar{1}$ 0)	13° от оси Z	QL	Вдоль [1 $\bar{1}$ 0]	130
		16° от оси Z	QL	В плоск (1 $\bar{1}$ 0)	160

Табл. 4.5. Наилучшие конфигурации поперечного АО взаимодействия в кристалле KRS-5.

Основные результаты главы 4

1) Проведен обзор семейства кристаллов галогенидов таллия KRS. Обоснована перспективность применения кристаллов данного семейства в акустооптике ИК диапазона. Рассмотрены физические свойства кристаллов KRS-5 и KRS-6. Сравнительный анализ показал, что особенности АО взаимодействия кристаллов в основных кристаллографических плоскостях качественно совпадают, однако кристалл KRS-5 обладает лучшими количественными значениями параметров. В частности, значения коэффициентов АО качества в нем в 1.5-2 раза превосходят аналогичные значения к кристалле KRS-6. Кроме того, кристалл KRS-5 обладает более широким диапазоном прозрачности в инфракрасной части спектра, граница которого достигает одного из самых больших среди известных АО кристаллов значений 40 мкм.

2) Проведено теоретическое исследование акустических свойств кубического кристалла KRS-5. На основе полученных скоростей акустических волн, а также значений углов сноса, в указанных плоскостях проведены расчеты коэффициентов АО качества для трех режимов взаимодействия – поперечного, полуколлинеарного и обратного коллинеарного. Для каждого из режимов в обеих плоскостях определены оптимальные с точки зрения эффективности дифракции геометрии.

3) Для поперечной дифракции наибольшее значение коэффициента АО качества составило $590 \times 10^{-15} \text{ с}^3/\text{кг}$ для сдвиговой волны в направлении [100] и длины волны электромагнитного излучения 20 мкм. Рассчитаны геометрии устройств, обладающих важным для практических применений свойством сохранения поляризации исходного излучения. Коэффициент АО качества в данных геометриях достигает значения $160 \times 10^{-15} \text{ с}^3/\text{кг}$ при длине волны излучения 20 мкм.

4) Показана возможность реализации режима обратного коллинеарного взаимодействия с частотой ультразвука 240 МГц и коэффициентом АО качества $130 \times 10^{-15} \text{ с}^3/\text{кг}$ при длине волны излучения 20 мкм. При этом из-за относительно небольших углов сноса акустической волны использование полуколлинеарного режима АО взаимодействия не дает значимого снижения частоты (всего лишь на 5-10%) по сравнению с обратным коллинеарным режимом, однако позволяет получить более чем в 1.5 раза больший коэффициент АО качества.

5.1 Механизмы невязимных эффектов при высокочастотном коллинеарном акустооптическом взаимодействии

В предыдущей главе показано, что кристалл KRS-5 хорошо подходит для реализации в нем режима высокочастотного коллинеарного акустооптического взаимодействия в дальнем инфракрасном спектральном диапазоне. Данный режим, до сих пор экспериментально не реализованный, представляет большой интерес как с точки зрения перспективы создания устройств и их практических применений, так и с академической точки зрения. Основные особенности данного режима АО взаимодействия обсуждались в первой главе диссертации. Необходимо напомнить, что в случае обратного коллинеарного взаимодействия возможны два случая взаимной ориентации волновых векторов ультразвука и падающего электромагнитного излучения, соответствующие сонаправленному (Рис. 5.1а) и противоположно направленному распространению волн (Рис. 5.1б).

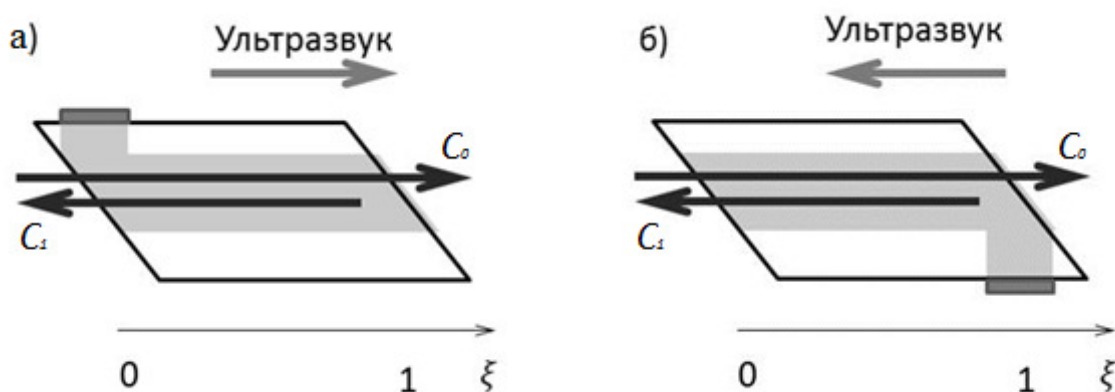


Рис. 5.1. Схемы обратной коллинеарной дифракции при сонаправленном (а) и встречном (б) распространении волн.

Невязимный эффект заключается в том, что характеристики АО взаимодействия в случаях попутного и встречного распространения волн оказываются различными. В частности, как было показано в первой главе, для попутного распространения волн характерна большая эффективность дифракции и большая ширина частотной полосы, чем для встречного распространения. На качественном уровне этот эффект можно объяснить следующим образом. При попутном распространении взаимодействующих волн их энергия сосредоточена в одной и той же части области взаимодействия, а именно с левой ее стороны (Рис. 5.1а), где и имеет место наиболее эффективное взаимодействие. Правая часть области взаимодействия вносит

меньший вклад в эффективность дифракции, поскольку амплитуда обеих взаимодействующих волн в этой области мала из-за их поглощения в среде. При встречном распространении волн наблюдается другая ситуация. На левом краю области взаимодействия (Рис. 5.1б) амплитуда электромагнитной волны максимальна, а амплитуда акустической волны минимальна. На правом краю области, напротив, амплитуда акустической волны максимальна, но зато амплитуда электромагнитной волны минимальна. Таким образом, условия для эффективного взаимодействия волн при их встречном распространении не создаются ни в какой части области взаимодействия, что и приводит к сравнительно меньшей эффективности дифракции. Механизм АО невзаимности в данном случае связан с тем, что процесс взаимодействия при попутном и встречном распространении оказывается локализован в различных пространственных областях. Важно отметить, что необходимым условием возникновения такой невзаимности является поглощение обеих взаимодействующих волн в среде взаимодействия. На длинах волн менее 30 мкм кристалл KRS-5 практически идеально прозрачен для электромагнитного излучения, поэтому описанный механизм невзаимности в этой спектральной области не проявляется. Такой механизм невзаимности уже рассматривался в первой главе на примере кристалла германия на длине волны 130 мкм в приближении малой эффективности дифракции.

В случае меньших длин волн, однако, использовать приближение слабой связи (1.16) и (1.17) оказывается неправомерным. Полная система уравнений для комплексных амплитуд падающей и дифрагированной волн $C_{0,1}$ в случае встречного распространения волн принимает следующий вид:

$$\begin{aligned}\frac{dC_0}{d\xi} &= \frac{A}{2} \exp(-Z) \exp(Z\xi) \exp(iR\xi) C_1 - DC_0, \\ \frac{dC_1}{d\xi} &= \frac{A}{2} \exp(-Z) \exp(Z\xi) \exp(-iR\xi) C_0 + DC_1, \\ C_0(0) &= 1, C_1(1) = 0,\end{aligned}\tag{5.1}$$

а в случае попутного распространения волн:

$$\begin{aligned}\frac{dC_0}{d\xi} &= \frac{A}{2} \exp(-Z\xi) \exp(iR\xi) C_1 - DC_0 \\ \frac{dC_1}{d\xi} &= \frac{A}{2} \exp(-Z\xi) \exp(-iR\xi) C_0 + DC_1 \\ C_0(0) &= 1, C_1(1) = 0,\end{aligned}\tag{5.2}$$

где безразмерные величины определяются аналогично уравнениям (1.16) и (1.17): $A = ql$ и $R = \eta l$ – коэффициенты АО связи и расстройки соответственно, а $Z = \beta l$ и $D = \alpha l$ – величины ослабления ультразвуковой и электромагнитной волн на длине взаимодействия, выраженные в неперах. Безразмерная координата $\xi = x/l$ изменяется от 0 до 1 на длине области взаимодействия. При этом входящий в уравнения (5.1)-(5.2) параметр акустооптической связи A на основании (1.7) определяется следующим образом:

$$A = \frac{\pi l}{\lambda} \sqrt{\frac{2P_a M_2}{S}}, \quad (5.3)$$

а величина расстройки R на основании (1.6):

$$R = \frac{2\pi l}{V} (f - f_{\text{синхр}}), \quad (5.4)$$

где $f - f_{\text{синхр}}$ – разность частоты ультразвуковой волны и частоты АО синхронизма (1.12), при равенстве которых, расстройка, очевидно, отсутствует.

Необходимо отметить, что уравнения (5.1)-(5.2), в отличие от случая (1.16)-(1.17), в общем виде не имеют аналитических решений. В результате численного решения задачи можно получить нормированную интенсивность дифрагированной волны, т.е. эффективность дифракции $|C_1^2(0)| \equiv \zeta$ как функцию параметров A , R , Z и D . Особый интерес представляет значение эффективности дифракции ζ_c при синхронизме, то есть при $R = 0$, а также ширина частотной полосы ультразвука δf (в третьей главе использовалось обозначение Δf), в пределах которой эффективность дифракции ζ не падает ниже уровня $\zeta_c/2$. Частотная полоса при этом определяется расходимостью ультразвука (1.10) и может быть выражена следующим образом: $\delta f = BV/l$, где B – безразмерный параметр, зависящий от параметров A , Z и D , входящих в уравнения (5.1) и (5.2). Таким образом, задача реального АО взаимодействия, охарактеризованная физическими величинами, сводится к модельной задаче, в которую входят только безразмерные параметры.

Существует также и другой механизм возникновения акустооптической невязимости, связанный с доплеровским сдвигом частоты электромагнитной волны (1.3) при ее отражении от движущейся акустической решетки. При попутном распространении взаимодействующих волн частота отраженной электромагнитной волны оказывается ниже, чем падающей волны, а при встречном распространении, наоборот, выше. В свою очередь, это приводит к различию частоты синхронизма при встречном и попутном распространении волн. Подробное

рассмотрение данного вида невязимных эффектов проведено в работе [37], а здесь важно отметить лишь, что количественной мерой невязимного эффекта является отношение:

$$F = \frac{\Delta f}{\delta f}, \quad (5.5)$$

где δf – частотная полоса взаимодействия, а Δf – разность частот синхронизма при попутном и встречном распространении волн:

$$F = \frac{2nV}{c} \left(1 - \frac{\lambda}{n} \frac{dn}{d\lambda}\right) f_{\text{синхр}}, \quad (5.6)$$

где частота синхронизма $f_{\text{синхр}}$ в случае оптически изотропной среды определяется соотношением (1.12), а c – скорость света в вакууме. Очевидно, что доплеровский сдвиг частоты электромагнитного излучения имеет место вне зависимости от поглощения взаимодействующих волн в среде, поэтому в данном случае невязимный эффект существует при любых длинах волн излучения.

5.2 Влияние невязимных эффектов на параметры коллинеарного акустооптического взаимодействия

Все расчеты проводились для случая коллинеарного АО взаимодействия на продольной ультразвуковой волне, распространяющейся вдоль оси [110] кристалла KRS-5. Как показано в предыдущей главе (Рис. 4.7), коэффициент АО качества в этом направлении принимает одно из наибольших значений. В расчетах учитывалась дисперсия показателя преломления кристалла и ее влияние на частоту синхронизма и коэффициент АО связи, а дисперсия фотоупругой постоянной не учитывалась из-за отсутствия литературных данных по ней. Коэффициенты затухания акустической волны в расчетах в соответствии с [65] принимались равными 30 дБ/(см · ГГц²) для продольной и 120 дБ/(см · ГГц²) для сдвиговой волны.

Полученные зависимости частоты синхронизма и коэффициента АО качества от длины волны излучения представлены на Рис. 5.2. Видно, что при длинах волн излучения менее 10 мкм частота ультразвуковой волны должна превышать 1 ГГц. Как отмечалось ранее, ультразвук на таких частотах испытывает сильное поглощение в среде распространения, что ограничивает спектральный диапазон применения АО фильтра со стороны коротких длин волн излучения.

Коэффициент АО качества при этом монотонно уменьшается с ростом длины волны за счет уменьшения показателя преломления среды (Рис. 4.1).

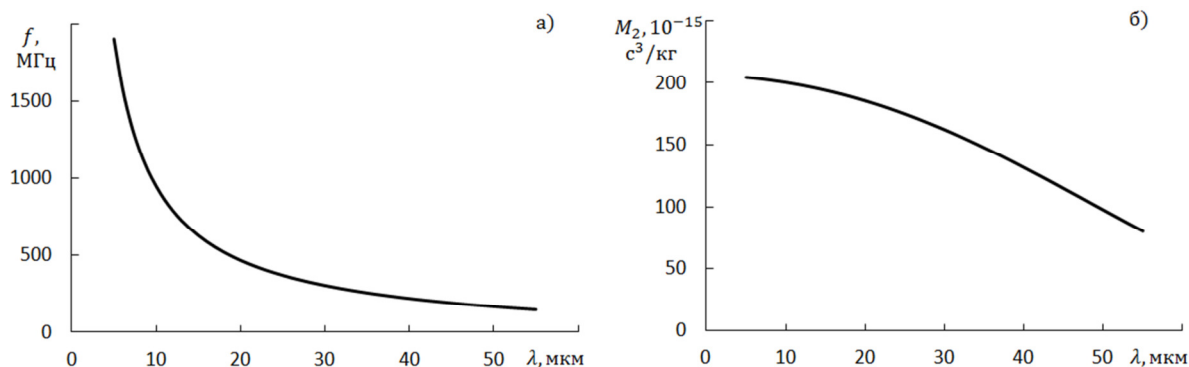


Рис. 5.2. Зависимость частоты ультразвука (а) и коэффициента АО качества (б) от длины волны излучения.

На Рис. 5.3 показано семейство зависимостей эффективности дифракции от длины волны при различных длинах взаимодействия l . Плотность потока энергии ультразвука для всех графиков одинакова и равна 1 Вт/мм^2 , что по порядку величины соответствует характерным параметрам современных АО устройств.

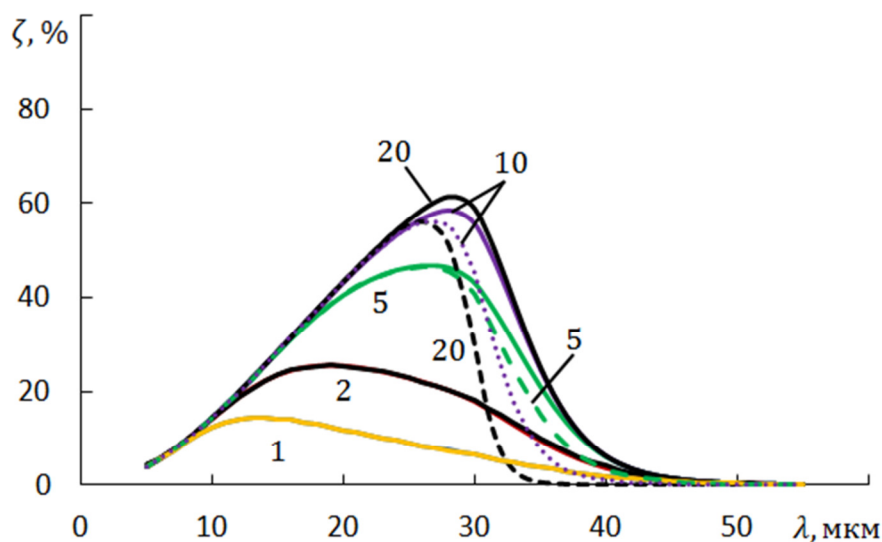


Рис. 5.3. Зависимость эффективности дифракции от длины волны излучения при различных размерах области взаимодействия. Сплошная линия – значение параметра при попутном направлении взаимодействия, пунктирная – при встречном направлении. Цифры около кривых соответствуют длине области взаимодействия в сантиметрах.

В первую очередь необходимо отметить важную особенность: максимальная эффективность дифракции достигается в диапазоне длин волн 20...35 мкм, а за пределами этого диапазона она заметно падает. Подобный вид зависимости существенно отличается от наиболее часто встречающегося в других режимах взаимодействия монотонного снижения эффективности дифракции с ростом длины волны. Снижение эффективности дифракции с коротковолновой стороны связано с поглощением ультразвуковой волны на крайне высоких частотах, а с длинноволновой – поглощением электромагнитной волны в среде взаимодействия.

Кроме того, при увеличении длины волны излучения происходит снижение коэффициента АО связи A (уравнение (5.3)), имеющее фундаментальный характер. Из Рис. 5.3 также видно, что эффективность дифракции возрастает с увеличением длины области взаимодействия, однако скорость этого роста снижается и после значения $l = 10$ см практически не изменяется. Для более детального анализа на Рис. 5.4 приведена зависимость максимальной эффективности дифракции от длины АО взаимодействия.

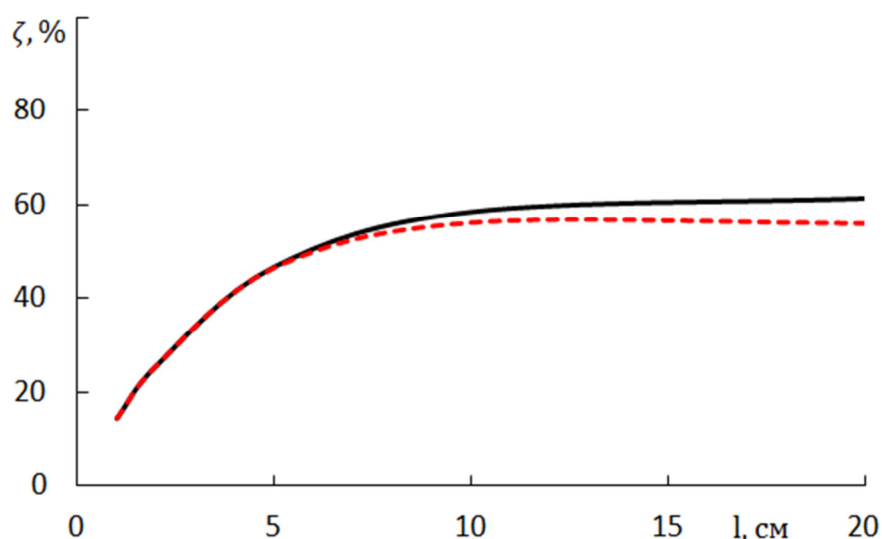


Рис. 5.4. Зависимость максимальной эффективности дифракции от длины области взаимодействия. Сплошная линия – значение параметра при попутном направлении взаимодействия, пунктирная – при встречном направлении.

Вид зависимости, асимптотически стремящейся к некоему предельному значению, объясняется тем, что наиболее интенсивное взаимодействие происходит в той области, где волны еще не испытали сильного затухания, и лишь малая доля эффекта добирается за счет дальней части области взаимодействия, где амплитуда волн падает практически до нуля за счет

поглощения. Таким образом, дальнейшее увеличение длины взаимодействия практически не влияет на эффективность дифракции.

АО невзаимность проявляется в диапазоне длин волн 30 мкм и более, где наблюдается существенное поглощение электромагнитной волны в кристалле. Вместе с тем, на длинах волн 40 мкм и более эффективность дифракции падает до неприемлемо малых значений, что и определяет возможность использования невзаимного эффекта только на длинах волн порядка 35 мкм. Необходимо отметить, что при увеличении длины области взаимодействия с 10 см до 20 см невзаимность начинает проявляться значительно сильнее. Эффективность дифракции при попутном распространении волн в этих двух случаях практически одинакова, но зато при встречном распространении волн в области длиной 20 см эффективность падает практически до нуля. Таким образом, увеличение длины АО ячейки более 10 см имеет смысл только для более выраженного проявления невзаимных эффектов, но не для повышения максимальной эффективности дифракции как таковой.

На Рис. 5.5 показано пропускание АО ячейки, то есть эффективность дифракции в нулевом порядке, в зависимости от длины волны излучения. Жирными линиями показано пропускание ячейки в отсутствие ультразвука. Важно отметить, что в нулевом порядке дифракции невзаимный эффект отсутствует. Иначе говоря, эффективность дифракции в нулевом порядке при попутном и встречном распространении волн одинакова. Данный неочевидный вывод качественно также объясняется различной локализацией акустооптического взаимодействия при различных направлениях распространения волн. В случае попутного распространения отраженная волна (1-й порядок) рождается в области начала координат Рис. 5.1а и проходит в среде небольшой путь, подвергаясь слабому поглощению. В свою очередь, проходящее излучение (0-й порядок) большую часть своего пути проходит уже ослабленным за счет перекачки части энергии в отраженную волну. В случае встречного распространения волн область наиболее эффективного взаимодействия сдвигается в сторону увеличения координаты Рис. 5.1б, и энергия фактически поглощается дважды: в составе падающей волны, распространяющейся в направлении увеличения координаты и в составе отраженной волны, распространяющейся в противоположном направлении. Таким образом, при попутном распространении большие потери интенсивности излучения 0-го порядка за счет перекачки энергии в 1-й порядок компенсируются меньшими потерями интенсивности за счет поглощения в среде.

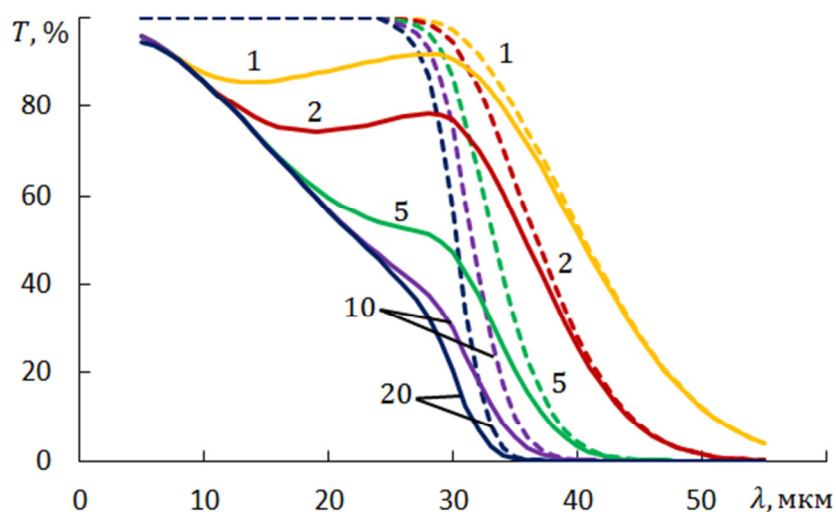


Рис. 5.5. Зависимость пропускания АО ячейки от длины волны излучения при различных размерах области взаимодействия. Сплошная линия – при наличии АО взаимодействия, пунктирная – при отсутствии ультразвука. Цифры около кривых соответствуют длине области взаимодействия в сантиметрах.

Как было отмечено выше, невзаимный эффект влияет не только на эффективность дифракции, но и на частотную полосу АО взаимодействия. На Рис. 5.6 показана зависимость частотной полосы взаимодействия от длины волны при различных длинах области взаимодействия.

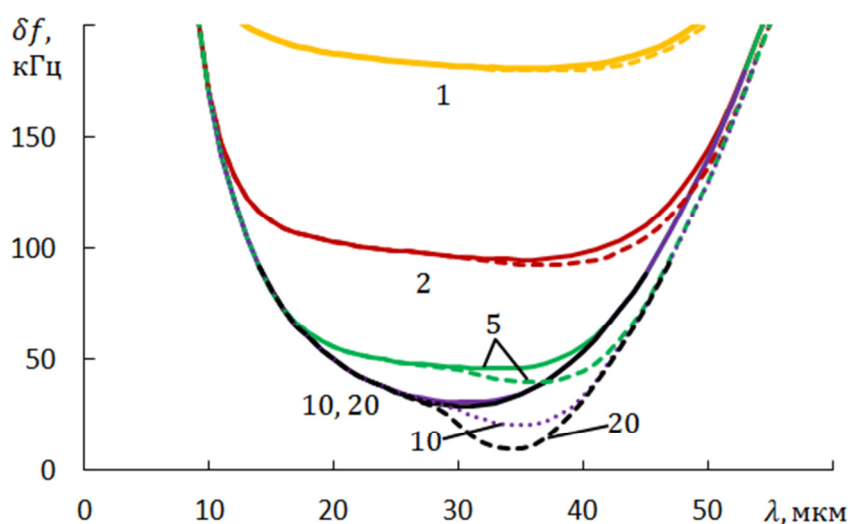


Рис. 5.6. Зависимость частотной полосы от длины волны излучения при различных размерах области взаимодействия. Сплошная линия – значение параметра при попутном направлении взаимодействия, пунктирная – при встречном направлении. Цифры около кривых соответствуют длине области взаимодействия в сантиметрах.

Как видно, при длинах волн 30 мкм и более встречное распространение волн обеспечивает заметно меньшую частотную полосу δf , чем попутное, что также согласуется с результатами, полученными в первой главе для кристалла германия. При этом соответствующее значение разрешающей способности $f/\delta f$ (3.12) превышает значение $R = 25\,000$ при длине взаимодействия 20 см, однако необходимо учитывать, что встречному распространению волн соответствует весьма малая эффективность дифракции (порядка нескольких процентов), и поэтому практическое использование подобной конфигурации фильтра затруднено. При попутном распространении волн спектральное разрешение фильтра, оказывается ниже, однако все равно может достигать значения $R = 10\,000$ (Рис. 5.7), что на порядок превышает аналогичную величину, полученную для широкоапертурного фильтра в третьей главе.

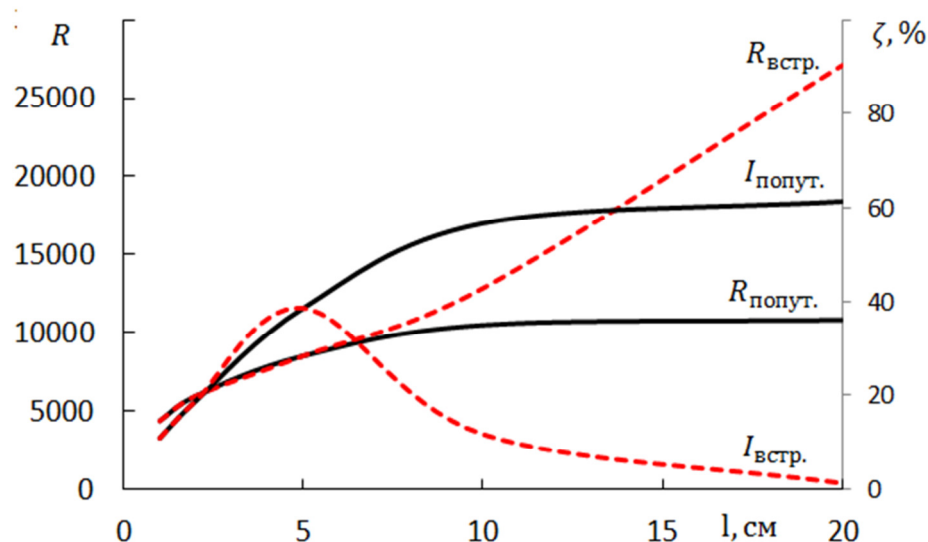


Рис. 5.7. Зависимости максимальной разрешающей способности и соответствующей ей эффективности дифракции от размера области взаимодействия. Сплошная линия – значение параметра при попутном направлении взаимодействия, пунктирная – при встречном направлении.

Это очень большая величина для АО фильтров, сравнимая с параметрами дифракционных решеток. Эффективность дифракции при этом имеет порядок десятков процентов при плотности потока энергии акустической волны 1 Вт/мм².

Кроме того, были проведены расчеты также для других значений плотности потока энергии ультразвука от 0 до 5 Вт/мм². Их результаты, в основном, качественно соответствуют изложенным выше, и поэтому здесь не приводятся. Необходимо также отметить, что

существенный выигрыш в разрешающей способности при встречно распространении волн достигается при длинах АО взаимодействия, превышающих 10 см, что не характерно для используемых в настоящее время АО устройств. Тем не менее, как отмечалось в первой главе, увеличение размеров устройств и прикладываемых мощностей ультразвука являются одними из ключевых путей освоения дальнего инфракрасного диапазона. Кроме того, в предыдущей главе отмечалось, что технологии позволяют выращивать монокристаллы KRS размером по крайней мере 20 см. Таким образом, описанное влияние невязимности на разрешающую способность обратного коллинеарного фильтра имеет перспективу реализации и представляет несомненный интерес.

Был также исследован невязимный эффект, связанный с доплеровским сдвигом частоты электромагнитной волны. Расчеты проводились для длин волн не более 30 мкм, где данный механизм возникновения невязимности является единственным из-за отсутствия электромагнитного поглощения. Величина плотности потока энергии ультразвуковой волны в расчетах также была принята равной 1 Вт/мм². Как видно из Рис. 5.8, величина F , характеризующая данный невязимный эффект, во всех случаях меньше единицы, что означает, что невязимный эффект является достаточно слабым. При этом в данном случае увеличение плотности ультразвуковой мощности приводит к расширению частотной полосы взаимодействия и дальнейшему ослаблению невязимного эффекта.

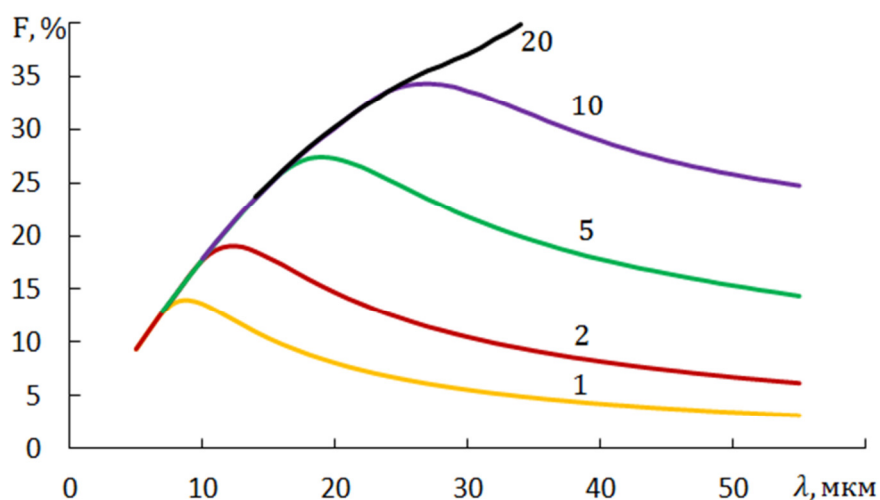


Рис. 5.8. Зависимость параметра доплеровской невязимности от длины волны излучения.

Цифры около кривых соответствуют длине области взаимодействия в сантиметрах.

Таким образом, в данном разделе представлены результаты численных расчетов параметров обратного коллинеарного АО взаимодействия на продольной акустической волне в

кристалле KRS-5. Показано, что при уровнях мощности ультразвука порядка 1 Вт/мм^2 , характерных для современных АО приборов, максимальные значения эффективности дифракции достигаются в диапазоне длин электромагнитных волн $20 \dots 35 \text{ мкм}$. Величины эффективности дифракции, составляющие несколько десятков процентов, получаются при длине взаимодействия порядка 10 см , а при дальнейшем увеличении длины взаимодействия слабо изменяются. В тоже время, при увеличении длины взаимодействия существенно возрастает разрешающая способность, что может быть интересно с практической точки зрения.

Кроме того, в данном разделе рассмотрены два независимых механизма АО невязимности: один из них связан с поглощением взаимодействующих волн в среде взаимодействия, а другой с доплеровским сдвигом частоты электромагнитной волны. Показано, что первый из этих механизмов наиболее сильно проявляется на длинах волн порядка 35 мкм . АО фильтр в этом диапазоне длин волн может служить управляемым невязимным элементом. Что касается второго механизма АО невязимности, то он проявляется сравнительно слабо и не представляет значительного практического интереса. Несмотря на то, что расчеты проводились лишь для одного направления распространения продольной акустической волны, полученные закономерности носят общий характер и должны выполняться также и в случае другой геометрии обратного коллинеарного взаимодействия в кристалле KRS-5. Отличие будет иметь лишь численный характер.

5.3 Коллинеарный акустооптический фильтр на кристалле KRS-5

Данный раздел посвящен разработке обратных коллинеарных АО фильтров для дальнего инфракрасного диапазона на кристалле KRS-5 в плоскостях (001) и (110). В соответствии с результатами, изложенными в предыдущей главе, в кристалле KRS-5 существуют оптимальные направления обратного коллинеарного взаимодействия, в которых коэффициенты АО качества достигают максимальных значений. Однако непосредственное применение этих результатов приводит к определенным сложностям. В частности, особенность конструкции коллинеарной АО ячейки такова, что дифрагированное электромагнитное излучение распространяется навстречу падающему. Таким образом, классическое прикрепление пьезопреобразователя к грани кристалла, противоположащей оптической, приведет к неизбежному отражению от его металлического электрода электромагнитного излучения. Это обстоятельство создает трудности в разделении падающего и дифрагированного излучения, а в отдельных случаях делает его невозможным. Кроме этого, рассчитанная геометрия взаимодействия требует использовать сдвиговую или квазисдвиговую акустические волны. Возбуждение такой волны с помощью пьезопреобразователя ведет к дополнительным техническим сложностям.

Решением обеих проблем является возбуждение продольной акустической волны и дальнейшая трансформация ее в сдвиговую при отражении от соседней грани клиновидной ячейки. Дифракция электромагнитного излучения на сдвиговой волне при этом будет происходить в том же самом кристалле, что позволяет убрать пьезопреобразователь с пути электромагнитного излучения. Аналогичный метод возбуждения квазисдвиговых волн применялся в работе [129] для наблюдения полуколлинеарной АО дифракции. Однако в данной работе было необходимо решить более сложную задачу по нахождению энергетических коэффициентов отражения для всех трех отраженных акустических волн [63], а также определить углы среза кристалла, обеспечивающие распространение сдвиговой волны в необходимом направлении.

Ранее было показано, что в кристалле KRS-5 есть несколько оптимальных направлений, в которых коэффициент АО качества при обратной коллинеарной дифракции принимает максимальные значения. Наиболее интересным является направление, лежащее в плоскости (110) под углом 37° градусов к оси [001]. При дифракции на сдвиговой акустической волне коэффициент АО качества равен $M_2 = 130 \times 10^{-15} \text{ с}^3/\text{кг}$, а частота синхронизма коллинеарной дифракции составляет $f = 240 \text{ МГц}$ при длине волны излучения $\lambda = 20 \text{ мкм}$, которая рассматривается в качестве рабочей и используется при всех дальнейших расчетах. Коэффициент затухания такой волны имеет порядок $5.5 \dots 6 \text{ дБ/см}$. При изменении длины волны в дальнем ИК диапазоне прозрачности кристалла от 10 мкм до 40 мкм за счет дисперсии показателя преломления в данной геометрии коэффициент АО качества изменяется от $M_2 = 140 \times 10^{-15} \text{ с}^3/\text{кг}$ до $M_2 = 90 \times 10^{-15} \text{ с}^3/\text{кг}$, а частота ультразвука от $f = 490 \text{ МГц}$ до $f = 120 \text{ МГц}$ соответственно.

В соответствии с предложенной схемой, АО ячейка имеет вид призмы с тремя гранями, которые далее будут обозначаться как Р, О и R (Рис. 5.9а). На грани Р находится пьезопреобразователь РТ, который возбуждает продольную акустическую волну. Эта волна падает на грань R и отражается от нее. Отражение сопровождается трансформацией продольной волны в сдвиговую с высоким коэффициентом преобразования. Следует отметить, что имеет место снос энергии сдвиговой волны на 16° в плоскости (110), как показано на Рис. 5.9б. Электромагнитное излучение входит в кристалл через оптическую грань О. Направление оптического луча перпендикулярно волновым поверхностям сдвиговой акустической волны, но не грани R. Таким образом, излучение 0-го порядка дифракции отражается от грани R в сторону и не смешивается с дифрагированным излучением. Кроме того, оптическая грань перпендикулярна как падающему, так и дифрагированному оптическим пучкам, поэтому они не преломляются на этой границе. Из-за нормального падения оптические коэффициенты пропускания грани одинаковы для любой поляризации излучения. Френелевский коэффициент

пропускания превышает 80% и может быть дополнительно увеличен путем нанесения на оптическую грань просветляющего покрытия.

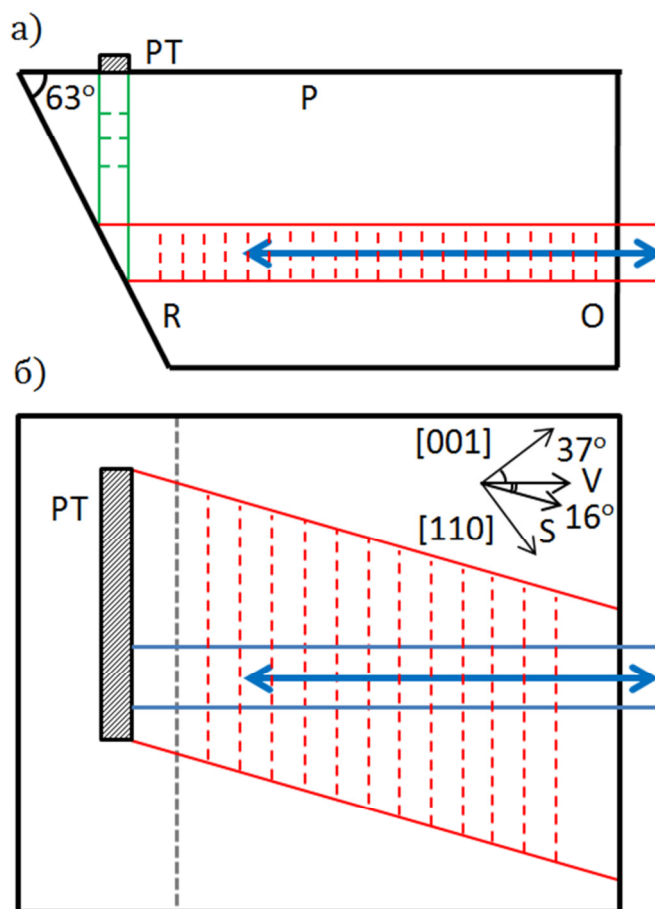


Рис. 5.9. Схема коллинеарной акустооптической ячейки: а – вид сбоку, б – вид сверху.

Основной задачей при расчете акустических параметров ячейки является нахождение скоростей и поляризаций акустических волн, а также энергетических соотношений между ними. Как известно, падение акустической волны на свободную поверхность кристалла в общем случае может возбуждать до трех отраженных волн [63]. В данном случае, направление одной из отраженных волн (а именно сдвиговой) было известно и принималось за основу при расчетах. Задача заключалась в том, чтобы найти такое положение отражающей грани и направление падающей волны, которые обеспечивают удобное и эффективное возбуждение требуемой акустической моды.

Исходную продольную волну было решено возбуждать вдоль основного направления кристалла [110]. В этом случае продольная акустическая мода является чистой, что позволяет избежать одновременного возбуждения двух акустических мод одним пьезопреобразователем и соответствующих потерь энергии в посторонний пучок. Таким образом, нужно было

определить ориентацию отражающей грани при заданном направлении падающей и необходимой отраженной акустической моды. Для того чтобы рассмотреть отражение акустической волны от свободной границы кристалла, надо построить сечение поверхности медленности плоскостью распространения волн. В данном случае эта плоскость, обозначенная как S , определяется волновыми векторами $\vec{K}^{inc}$ падающей и $\vec{K}^{ref1}$ отраженной сдвиговой волны. Положение этой плоскости относительно кристаллографических осей показано на Рис. 5.10.

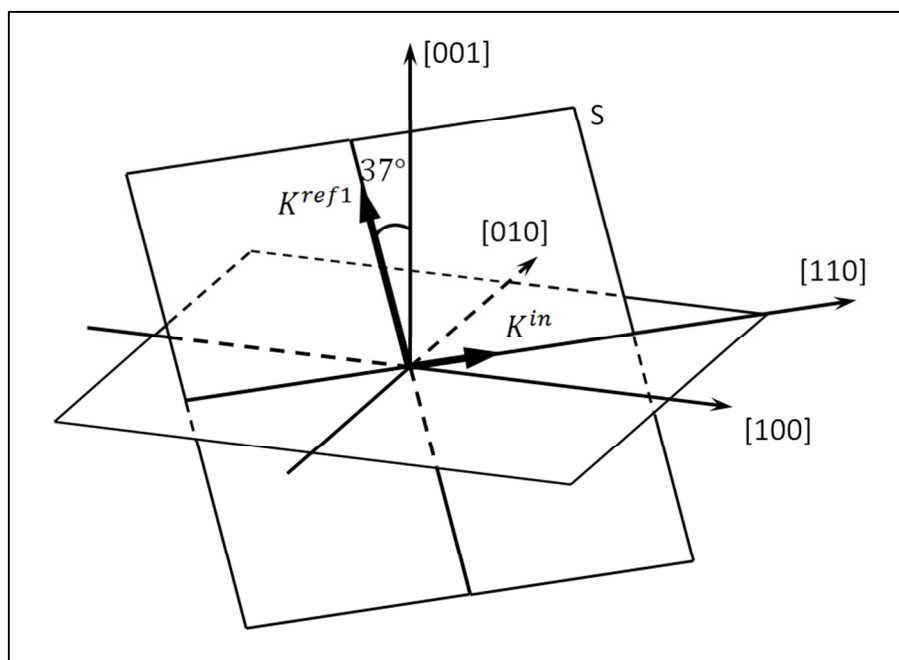


Рис. 5.10. Положение плоскости S и взаимная ориентация волновых векторов ультразвука и кристаллографических осей.

Поверхность медленности в плоскости отражения, определяющая при решении задачи (2.1), приведена на Рис. 5.11. Положение отражающей грани R можно найти из условия равенства проекций OA волновых векторов падающей и желаемой отраженной волн на ее плоскость, которая перпендикулярна плоскости Рис. 5.11. Найденная по данной методике плоскость отражения R составляет с акустической гранью P угол 67° (см. Рис. 5.9а).

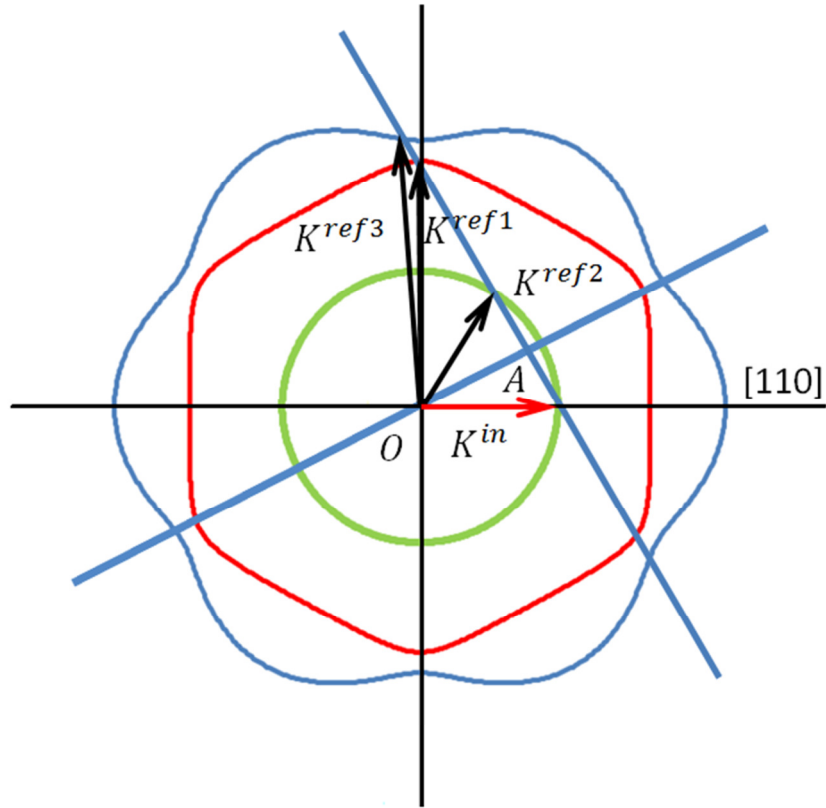


Рис. 5.11. Взаимная ориентация волновых векторов ультразвука и кристаллографических осей на поверхности медленности в плоскости отражения.

Следующим этапом расчетов после определения ориентации плоскости R является поиск волновых векторов других отраженных волн. Поскольку плоскость S не является главной плоскостью симметрии кристалла, в ней существует три отраженных волны с волновыми векторами $\bar{K}^{ref(1,2,3)}$, а направления их распространения также находятся из условия равенства проекций волновых векторов на плоскость отражения. Необходимо отметить, что только сдвиговая волна с волновым вектором $\bar{K}^{ref1}$ участвует в АО взаимодействии, а две остальные приводят к паразитным потерям энергии пьезопреобразователя. Таким образом, определение энергетических коэффициентов отражения волн является важной задачей при выборе оптимальной геометрии АО ячейки.

Для того, чтобы найти коэффициенты отражения, необходимо для каждой из волн с помощью найденных при решении уравнения Кристоффеля (2.1) единичных векторов поляризации $\bar{a}$ и волновых нормалей $\bar{b}$ определить компоненты относительного тензора деформаций, входящие в выражение (4.4):

$$S_{ij} = 1/2 (a_i b_j + a_j b_i). \quad (5.7)$$

Далее, поскольку отражающая грань кристалла свободна, граничное условие определяется нулевой силой, действующей на эту грань [63]:

$$\left(A^{in} \frac{\Omega}{V_{in}} T_{ij}^{inc} + A^{ref1} \frac{\Omega}{V_{ref1}} T_{ij}^{ref1} + A^{ref2} \frac{\Omega}{V_{ref2}} T_{ij}^{ref2} + A^{ref3} \frac{\Omega}{V_{ref3}} T_{ij}^{ref3} \right) q_j = 0, \quad (5.8)$$

где q_j – компоненты единичного вектора нормали к грани, A и Ω – амплитуда и циклическая частота ультразвуковой волны, а тензор $T_{ij} = c_{ijkl} S_{kl}$ является относительным тензором напряжений. Задача (5.7) при известных скоростях всех волн, срезе отражающей грани и амплитуде падающей волны представляет собой систему из трех линейных уравнений относительно амплитуд отраженных волн. Решив ее, можно определить энергетические коэффициенты отражения волн [63]:

$$R^{ref(1,2,3)} = -(\bar{P}^{ref(1,2,3)} \cdot \bar{q}) / (\bar{P}^{inc} \cdot \bar{q}), \quad (5.9)$$

где P – вектор Умова-Пойнтинга, определяющийся выражением (2.4). Необходимо отметить, что в отличие от волновых векторов четырех рассматриваемых волн, их векторы потока энергии не должны всегда лежать в одной и той же плоскости.

Коэффициент отражения сдвиговой волны, найденный при помощи (5.9), в описываемой геометрии оказался равным $R^{ref1} = 0.868$, что является достаточно высоким значением для применения в АО ячейке. Кроме этого, существуют квазипродольная и квазисдвиговая волны с коэффициентами отражения $R^{ref2} = 0.13$ и $R^{ref3} = 0.002$ соответственно. Условие брэгговского синхронизма для этих волн не выполняется, поэтому они не влияют на процесс коллинеарного взаимодействия.

Кроме оптимизации геометрии взаимодействия была также проведена оптимизация параметров коллинеарного АО фильтра, использующего эту геометрию. Как можно видеть из Рис. 5.9, оптический пучок пересекает акустический столб под углом из-за сноса акустической энергии. Таким образом, чтобы увеличить эффективность дифракции за счет увеличения длины взаимодействия l , необходимо также увеличивать размер пьезопреобразователя d , что в свою очередь будет приводить к увеличению площади волнового фронта S , а, следовательно, снижению плотности потока акустической энергии. Можно показать, что существует оптимальное значение длины взаимодействия, при котором эффективность дифракции максимальна, и эта оптимальная длина зависит от длины волны излучения. В расчетах также учитывалось затухание сдвиговой акустической волны, имеющее величину порядка 5.5 ... 6 дБ/см на рабочей частоте ячейки $f = 240$ МГц.

Поскольку на длине волны $\lambda = 20$ мкм материал является полностью прозрачным, расчеты эффективности дифракции учитывали лишь затухание акустической волны и проводились в приближении слабой связи в соответствии с выражением (1.19). Рассчитанное значение эффективности коллинеарной дифракции составило величину 1.4 % на 1 Вт мощности сдвиговой акустической волны. Учитывая коэффициент трансформации продольной волны в необходимую сдвиговую, равный 87%, а также энергетические потери при распространении исходной продольной волны перед отражением, реальная эффективность дифракции принимает значение порядка 1 % на 1 Вт приложенной к пьезопреобразователю мощности. Данная эффективность взаимодействия достигается при оптимальных размерах преобразователя 1×9 мм, что позволяет безопасно подавать на устройство мощность до 10 Вт в непрерывном режиме, обеспечивая 10 %-ную эффективность дифракции. В случае если устройство работает в импульсном режиме, то управляющая мощность может быть соответственно увеличена.

Линейная апертура (размер вдоль оси [100]) предлагаемой конструкции ячейки составляет величину 20 мм, а длина АО взаимодействия при этом равна 24 мм. Частотная полоса дифракции составляет величину $\delta f = 40$ кГц, а соответствующая спектральная полоса равна 3.3 нм на длине волны 20 мкм. Это обеспечивает разрешающую способность акустооптического фильтра $R = 5400$, что является чрезвычайно высоким значением для акустооптического фильтра на этой длине волны. Полный диапазон работы фильтра определяется шириной высокочастотного согласования пьезопреобразователя, что является чисто технической проблемой и здесь не рассматривается.

Еще одной важной характеристикой АО устройства является его угловая апертура. В данном случае, угловая апертура составляет $\Delta\theta = 3.5 \times 3.5^\circ$ вне кристалла, что не только упрощает юстировку фильтра, но и дает возможность обрабатывать неколлимированные пучки. Векторная диаграмма обратного коллинеарного взаимодействия симметрична относительно волнового вектора ультразвука, поэтому угловой спектр дифрагированного пучка соответствует угловому спектру падающего пучка. Нормальное падение падающего и дифрагированного излучения на оптическую грань не нарушает этой симметрии и вне кристалла, что дает возможность обрабатывать также оптические изображения в дальнем инфракрасном диапазоне. Следует отметить, что низкочастотная коллинеарная дифракция не обладает осевой симметрией, и поэтому обычный коллинеарный фильтр, основанный на оптически анизотропном кристалле, может работать только с коллимированными пучками.

Кроме описанной схемы обратного коллинеарного АО фильтра в плоскости (110), была также рассмотрена геометрия фильтра, основанная на дифракции в плоскости (001). Такой фильтр обладает меньшими возможностями, однако он проще в изготовлении из-за больших допусков в ориентации среза кристалла.

Оптимальное направление коллинеарного взаимодействия в плоскости (001) составляет угол 20° с осью [100]. Дифракция на квазисдвиговой волне происходит с коэффициентом качества $M_2 = 83 \times 10^{-15} \text{ с}^3/\text{кг}$, а частота ультразвука составляет $f = 242 \text{ МГц}$ при длине электромагнитной волны 20 мкм. Угол сноса энергии квазисдвиговой волны равен 29° . Аналогично описанному выше, схема АО ячейки основана на преобразовании продольной акустической моды в квазисдвиговую при отражении от грани кристалла (Рис. 5.12).

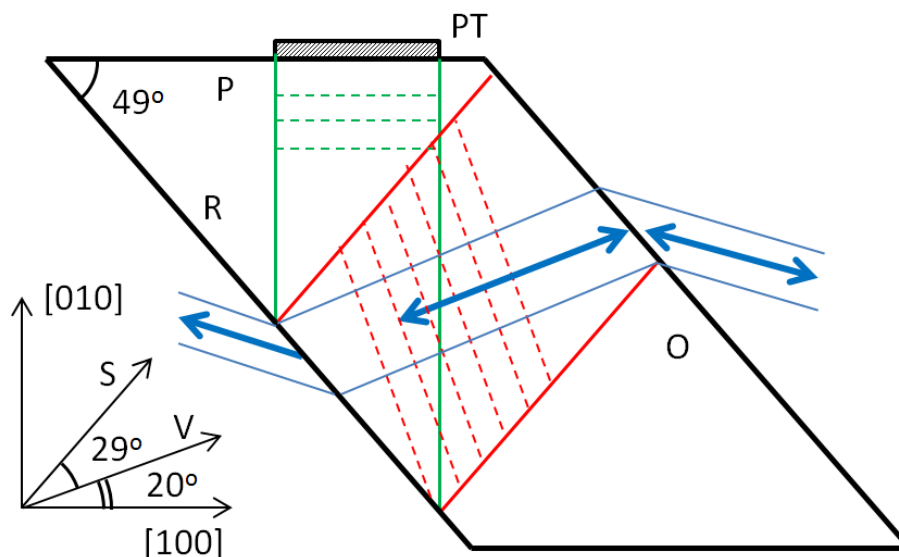


Рис. 5.12. Схема коллинеарной акустооптической ячейки в плоскости (001).

Продольная акустическая волна возбуждается пьезопреобразователем на плоскости Р и распространяется вдоль оси [010], а плоскость отражения R составляет с акустической гранью угол 49° . Коэффициент преобразования продольной волны в квазисдвиговую равен 86%, остальная энергия уходит в квазипродольную отраженную волну и теряется. Электромагнитное излучение вводится в кристалл через оптическую грань О, которая в этом случае параллельна грани R.

В отличие от плоскости (110), в плоскости (001) коэффициенты АО качества для различных поляризаций излучения отличаются. Если излучение поляризовано вдоль оси [001], то коэффициент качества равен $M_2 = 83 \times 10^{-15} \text{ с}^3/\text{кг}$, а при перпендикулярной поляризации излучения он значительно меньше и равен $M_2 = 11 \times 10^{-15} \text{ с}^3/\text{кг}$. Дифракция не сопровождается сменой поляризации излучения с одного направления на другое. Кроме того, излучение с поляризацией вдоль [001] заходит и покидает кристалл под углом Брюстера, что исключает потери при отражении от оптических граней, а излучение с другой поляризацией

испытывает значительные френелевские потери. Таким образом, предложенная АО ячейка позволяет работать только с линейно-поляризованным вдоль оси $[001]$ излучением.

Максимальная эффективность дифракции достигает значения 0.15% на 1 Вт управляющей мощности. Оптимальные размеры пьезопреобразователя равны 2×12 мм. Частотная полоса и разрешающая способность равны 38 кГц и $R = 6400$ соответственно. Такой акустооптический фильтр позволяет решать определенный круг практических задач, не требующих крайне высокой эффективности взаимодействия и работы с произвольно поляризованным излучением. В то же время, относительная простота изготовления делает данную конфигурацию весьма перспективной.

В соответствии с описанной геометрией в плоскости (001) был изготовлен экспериментальный прототип коллинеарной АО ячейки, схема и фотография которого приведена на Рис. 5.13 и Рис. 5.14.

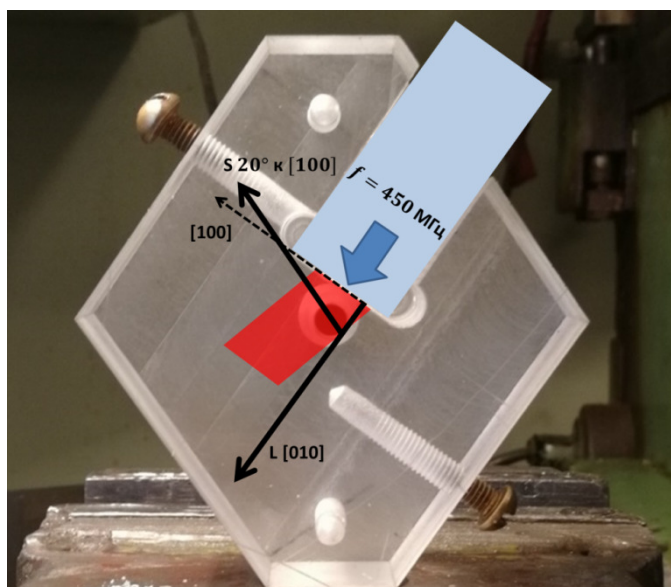


Рис. 5.13. Комбинированная схема экспериментальной коллинеарной АО ячейки на кристалле KRS-5.

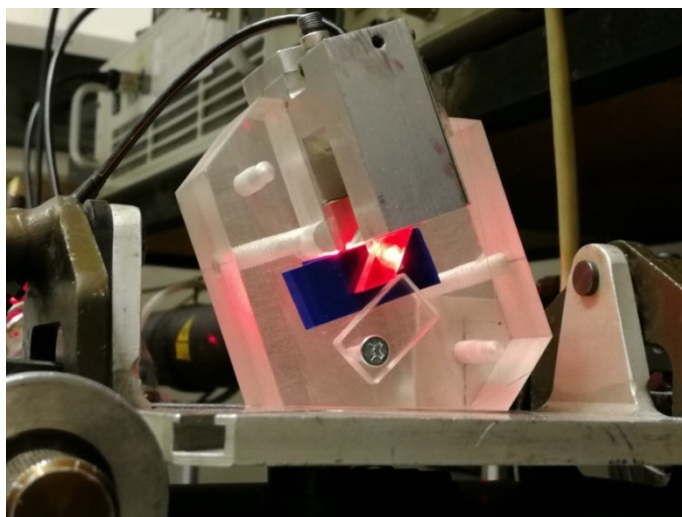


Рис. 5.14. Экспериментальная коллинеарная АО ячейка на кристалле KRS-5.

Как видно на дополненной фотографии корпуса ячейки (Рис. 5.13), продольная акустическая волна возбуждается в отдельном буфере, закрепленном в корпусе, а затем через склейку попадает в кристалл KRS-5. Подобная схема с буфером-возбудителем ультразвука была выбрана по причине технических сложностей с напылением пьезопреобразователя непосредственно на кристалл KRS. Планирующийся эксперимент по наблюдению обратной коллинеарной дифракции должен проходить с длиной волны излучения $\lambda = 10.6$ мкм и соответствующей частотой синхронизма ультразвука $f = 450$ МГц. Ультразвуковая волна столь высокой частоты претерпевает весьма сильное затухание, что существенно снижает длину АО взаимодействия, а также его эффективность. Оценка эффективности дифракции с учетом затухания акустической волны, а также потерь в склейке, позволяет ожидать значение порядка $\zeta = 10^{-5} = 0.001\%$ на 1 Вт подаваемой мощности, что существенно ниже, чем на вдвое большей длине волны $\lambda = 20$ мкм. Тем не менее, подобные значения эффективности дифракции возможно зарегистрировать при помощи высокочувствительной схемы синхронного детектирования. На данный момент в режиме поперечной дифракции проведены исследования распределения акустического поля в ячейке, а также экспериментально подтверждена генерация нужной акустической моды при отражении продольной волны от свободной грани кристалла. Эксперимент по наблюдению обратной коллинеарной дифракции, таким образом, находится на финальном этапе подготовки.

5.4 Поляризационные свойства высокочастотного коллинеарного акустооптического взаимодействия

При практических применениях АО фильтров помимо спектральной селективности крайне важными являются поляризационные свойства устройства. В случае оптически анизотропной среды (описанный в третьей главе широкоапертурный фильтр на кристалле бромида ртути) поляризация падающего и дифрагированного излучения строго определяется собственными модами, которые при отсутствии оптической активности имеют взаимно ортогональную линейную поляризацию [7]. Ситуация же в оптически изотропных средах, таких как кристалл KRS-5, несколько отличается и требует отдельного рассмотрения.

Коэффициент АО качества M_2 определяется через эффективную фотоупругую константу $p_{eff} = (\bar{d}_i \widehat{\Delta B}_{отн} \bar{d}_d)$ (4.3), которая зависит от векторов электрической индукции падающей i и дифрагированной d волн, а также тензора обратной диэлектрической проницаемости $\widehat{\Delta B}_{kl} = \sum_{i,j=1}^3 p_{ijkl} S_{ij}$ (4.4), где компоненты S_{ij} определяются параметрами акустической волны (5.7). Для определенности удобно рассмотреть конкретную геометрию обратного коллинеарного фильтра в плоскости (110) (Рис. 5.9). Сдвиговая акустическая волна в этом случае распространяется под углом 37° градусов к оси [001], при этом единичные векторы поляризации и волновой нормали принимают соответственно значения:

$$\begin{aligned} \bar{a} &= \{1/\sqrt{2}; 1/\sqrt{2}; 0\}, \\ \bar{b} &= \{-\cos 37^\circ/\sqrt{2}; \cos 37^\circ/\sqrt{2}; \sin 37^\circ\}. \end{aligned} \quad (5.10)$$

Тензор обратной диэлектрической проницаемости (4.4) с учетом симметрии фотоупругого тензора p_{ijkl} в кубическом кристалле имеет достаточно простой вид:

$$\widehat{\Delta B} = \begin{pmatrix} \Delta B_1 & 0 & \Delta B_4 \\ 0 & -\Delta B_1 & \Delta B_4 \\ \Delta B_4 & \Delta B_4 & 0 \end{pmatrix}, \quad (5.11)$$

в котором участвуют лишь две отличающихся компоненты $\Delta B_1 = (p_{12} - p_{11}) \cos 37^\circ / 2$ и $\Delta B_4 = p_{44} \sin 37^\circ / \sqrt{2}$.

В случае падения произвольно поляризованного излучения, оно должно быть разложено по двум базисным векторам поляризации. Как отмечалось выше, в случае анизотропной среды возможные базисные векторы $\bar{d}_{i,d}$ для каждого конкретного направления распространения

электромагнитного излучения $\bar{k}_{i,d}$ (в случае обратной коллинеарной дифракции $\bar{k}_i = -\bar{k}_d$) соответствуют собственным модам среды и однозначно определяются тензором диэлектрической проницаемости невозмущенной среды.

Оказывается, в случае оптически изотропных сред, к которым относится кристалл KRS-5, в качестве базисных векторов могут быть выбраны любые два взаимно перпендикулярных вектора $\bar{d}^\perp$ и $\bar{d}^\parallel$, перпендикулярных также вектору $\bar{k}$. В частности, если выбрать в качестве базисных векторы $\bar{d}^\perp = \{1/\sqrt{2}; 1/\sqrt{2}; 0\}$ и $\bar{d}^\parallel = \{\sin 37^\circ/\sqrt{2}; -\sin 37^\circ/\sqrt{2}; \cos 37^\circ\}$, соответствующие случаю поляризации электромагнитной волны перпендикулярно и параллельно волновому вектору акустической волны (5.10), можно получить следующие значения эффективных фотоупругих констант:

$$\begin{aligned} (\bar{d}^\perp \widehat{\Delta B} \bar{d}^\parallel) &= (\bar{d}^\parallel \widehat{\Delta B} \bar{d}^\perp) = -(p_{11} - p_{12} - 2p_{44}) \cos 37^\circ \sin 37^\circ / 2, \\ (\bar{d}^\perp \widehat{\Delta B} \bar{d}^\perp) &= (\bar{d}^\parallel \widehat{\Delta B} \bar{d}^\parallel) = 0. \end{aligned} \quad (5.12)$$

Анализ выражений (5.12) показывает, что падающее излучение $\bar{d}^\parallel$, поляризованное параллельно волновому вектору ультразвука и лежащее в плоскости (110), переходит в дифрагированное излучение $\bar{d}^\perp$, поляризованное ортогонально, и наоборот (Рис. 5.15а,б). При этом случае дифракции с сохранением исходной поляризации $\bar{d}^\perp$ или $\bar{d}^\parallel$ соответствует нулевое значение эффективной фотоупругой константы, и такая дифракция, таким образом, отсутствует.

Падающее излучение с произвольным состоянием поляризации может быть разложено по базисным векторам $\bar{d}^\parallel$ и $\bar{d}^\perp$ с возможным сдвигом фазы. В свою очередь, дифрагированное излучение будет представлять собой суперпозицию волн $\bar{d}^\perp$ и $\bar{d}^\parallel$, являющихся результатами соответствующих дифракционных переходов. Точное рассмотрение позволяет сделать важный вывод, что поляризации падающего и дифрагированного излучений в общем случае симметричны относительно направления, лежащего под углом 45° относительно направления [110]. Следствием этого является то, что эллиптичность излучения сохраняется в процессе дифракции, а направление вращения электромагнитного вектора изменяется (Рис. 5.15в). Поскольку направление волнового вектора также изменяется на противоположное, левая циркулярная поляризация переходит также в левую циркулярную поляризацию, а правая в правую. Важно, что коэффициент АО качества равен для обеих базисных поляризаций $\bar{d}^\parallel$ и $\bar{d}^\perp$, то есть одинаковая мощность ультразвуковой волны приводит к одинаковой эффективности дифракции при любой поляризации входного излучения.

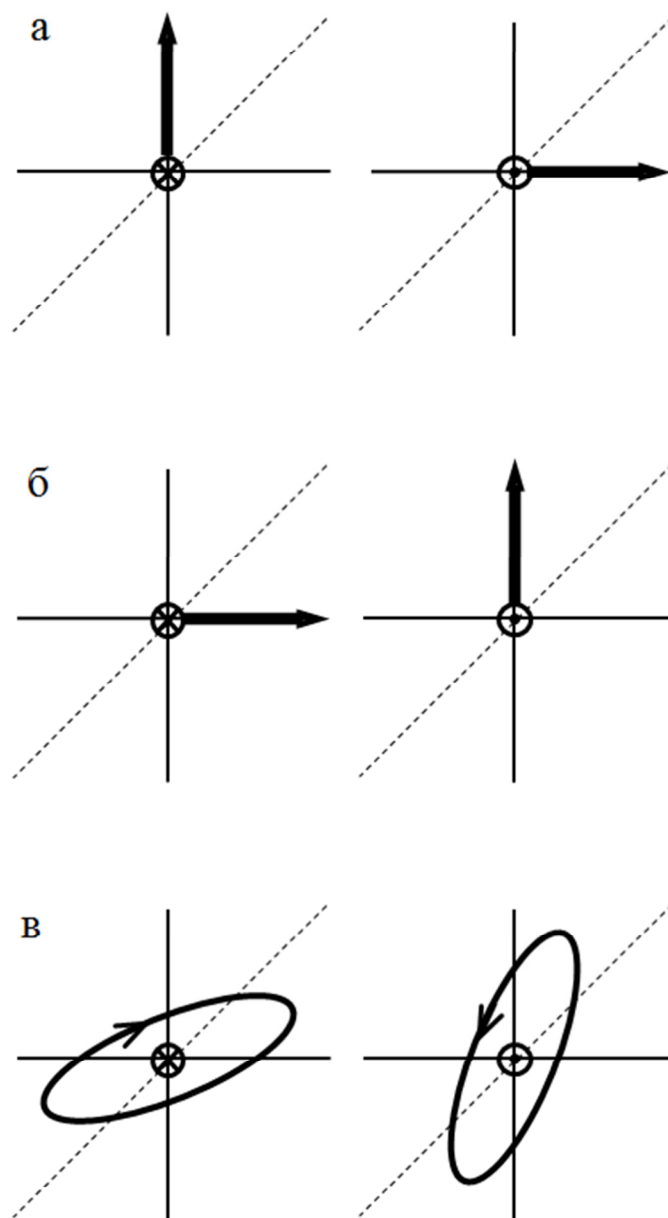


Рис. 5.15. Поляризация падающего (левая сторона) и дифрагированного (правая сторона) излучения. Горизонтальная ось лежит в плоскости S (Рис. 5.10), вертикальная ось лежит в плоскости (110). Плоскость рисунка перпендикулярна обеим плоскостям. Знаки $\otimes$ и $\odot$ обозначают направление волнового вектора излучения.

Кроме того, математически несложно показать, что в любой оптически изотропной среде выбор базисных векторов, по которым раскладывается падающее излучение, может являться произвольным (при условии их взаимной перпендикулярности и перпендикулярности волновому вектору падающего излучения) и всегда давать одинаковые результаты дифракции.

Еще одним важным выводом является то, что равенство нулю фотоупругой постоянной, соответствующей «анизотропной» или «изотропной» дифракции в каком-то конкретном базисе, как в случае (5.2), не означает невозможности изменения или сохранения поляризации падающего излучения. В частности, как видно из рассмотренного примера, в случае падающего излучения, линейно поляризованного под углом под углом 45° относительно направления [110], состояние поляризации после дифракции не изменится. Аналогично можно показать, что возможна ситуация изменения состояния поляризации при равенстве нулю коэффициентов анизотропной дифракции в выбранном базисе. Данные выводы справедливы для всех типов дифракции на чисто сдвиговой акустической волне в оптически изотропной среде.

Поскольку обратная коллинеарная дифракция фактически является брэгговским отражением электромагнитного излучения от ультразвуковой волны, можно сделать вывод, что АО ячейка обладает свойствами сохраняющего поляризацию анизотропного зеркала [130]. Эти свойства значительно отличаются как от обычных свойств анизотропной дифракции в двулучепреломляющих средах, так и от брэгговского отражения от статической структуры в оптически изотропной среде. Поляризационные свойства описанной геометрии взаимодействия, в частности, позволяют легко отделить дифрагированное излучение от отраженного от оптической грани падающего при помощи поляризационной призмы. Таким образом, этот эффект является существенным технологическим преимуществом предложенного АО фильтра с геометрией в плоскости (110), расширяющим область его применения, а также облегчающим эксплуатацию.

Основные результаты главы 5

1) Рассмотрены два механизма возникновения эффекта акустооптической невязимности в обратном коллинеарном фильтре. Первый механизм связан с различной локализацией области АО взаимодействия при наличии затухания акустической и электромагнитной волны. Второй связан с доплеровским сдвигом частоты при различных взаимных ориентациях ультразвуковой и электромагнитной волн.

2) Для кристалла KRS-5 рассчитаны зависимости эффективности дифракции, а также частотной полосы и разрешающей способности коллинеарного фильтра с учетом затухания волн от длины волны и размеров области взаимодействия. Показано, что наиболее сильно невязимный эффект первого типа проявляет себя на длинах электромагнитных волн, превышающих 20 мкм. Установлен эффект существенного увеличения разрешающей способности коллинеарного фильтра вплоть до значений порядка $R = 10\,000$ при встречном распространении волн, сопровождающийся, однако, столь же существенным снижением эффективности взаимодействия, которое затрудняет практическое использование эффекта. Численные оценки второго вида невязимности показали его слабое влияния во всей области прозрачности кристалла.

3) Предложены две геометрии обратного коллинеарного фильтра на кристалле KRS-5 в плоскостях (001) и $(1\bar{1}0)$. Сдвиговая акустическая волна в обоих фильтрах возбуждается путем трансформации продольной волны при отражении от свободной грани кристалла, что позволяет решить проблему паразитного отражения от пьезопреобразователя. Для определения ориентации отражающей грани решена задача отражения акустической волны с трансформацией мод и рассчитаны энергетические коэффициенты отражения, составившие соответственно 86% и 87%.

4) Проведены оценки эффективности дифракции и разрешающей способности устройств с учетом затухания акустической волны. Для фильтра в плоскости $(1\bar{1}0)$ при оптимизированных размерах пьезопреобразователя эффективность достигает значения $\zeta' = 1\%/Вт$ акустической мощности, а разрешающая способность $R = 5400$. Фильтр в плоскости (001) имеет меньшее значение эффективности $\zeta' = 0.15\%/Вт$, однако большее спектральное разрешение $R = 6400$ и существенно более простую геометрию.

5) Исследованы поляризационные свойства обратного коллинеарного взаимодействия. Показано, что в оптически изотропной среде возможен произвольный выбор базисных векторов поляризации и при дифракции на чистой сдвиговой акустической моде сохраняется эллиптичность дифрагированного излучения. Данный случай реализуется в описанном фильтре в плоскости $(1\bar{1}0)$.

Заключение

В диссертационной работе исследованы особенности АО взаимодействия в среднем, дальнем инфракрасном и терагерцевом диапазонах. Для данных диапазонов показана возможность реализации новых режимов АО взаимодействия и устройств, а также изучены оптические, акустические и АО характеристики ряда перспективных материалов: кристаллов семейств KRS, галогенидов ртути, йодида индия, германия, парателлурита, йодноватой кислоты и йодата лития. При выполнении работы были получены следующие основные результаты:

1) Показано, что расширение области применения АО устройств в дальний ИК диапазон возможно при использовании материалов, обладающих наибольшими значениями АО качества, существенном увеличении области АО взаимодействия, а также акустической мощности. Обоснована необходимость поиска новых высокоэффективных АО материалов, способных удовлетворить указанным требованиям.

2) Измерены спектры пропускания, показатели преломления и коэффициенты поглощения кристаллов парателлурита, йодноватой кислоты и йодата лития в терагерцевом диапазоне вплоть до длины волны $\lambda = 2500$ мкм. С учетом измеренных значений коэффициентов поглощения электромагнитного излучения показано, что кристаллы парателлурита, йодноватой кислоты и йодата лития могут быть эффективно применены в АО устройствах терагерцевого диапазона на длинах волн $\lambda > 800$ мкм, $\lambda > 550$ мкм и $\lambda > 450$ мкм соответственно.

3) Впервые проведены оценки коэффициентов АО качества и эффективности дифракции в терагерцевом диапазоне длин волн для кристаллов парателлурита, йодноватой кислоты и йодата лития. Показано, что вследствие существенного увеличения показателя преломления коэффициенты АО качества в данном диапазоне могут возрастать более чем на 2 порядка по сравнению с видимым диапазоном: до значения $M_2 = 100\,000 \times 10^{-15} \text{ с}^3 \cdot \text{кг}^{-1}$ для сдвиговой волны в направлении [110] в кристалле парателлурита, и значений $M_2 = 2500 \times 10^{-15} \text{ с}^3 \cdot \text{кг}^{-1}$ и $M_2 = 400 \times 10^{-15} \text{ с}^3 \cdot \text{кг}^{-1}$ для продольных волн в направлении [001] в кристаллах йодноватой кислоты и йодата лития соответственно.

4) Впервые измерены значения всех коэффициентов АО качества на продольных акустических волнах, скоростей продольных волн, а также главных показателей преломления нового кристалла йодида индия, прозрачного в диапазоне длин волны $\lambda = 0.63 - 50$ мкм. Значения скоростей продольных волн лежат в диапазоне $V = 1.96 \div 2.23$ км/с. Наибольшее значение коэффициента АО качества на продольной волне в кристалле достигает значения $M_2 = 1100 \times 10^{-15} \text{ с}^3 \cdot \text{кг}^{-1}$ на длине волны $\lambda = 1.15$ мкм. Показатели преломления

кристалла в области отсутствия дисперсии ($\lambda = 10.6$ мкм) лежат в диапазоне $n = 2.42 \div 2.89$. Показана высокая эффективность и перспективность применения данного кристалла в акустооптике среднего и дальнего ИК диапазонов.

5) Впервые проведены измерения коэффициентов АО качества и рассчитаны соответствующие эффективные фотоупругие константы кристалла бромида ртути, прозрачного в диапазоне длин волн $\lambda = 0.42 - 30$ мкм. Обоснована возможность использовать фотоупругие константы кристалла каломели для оценки недостающих коэффициентов АО качества кристалла бромида ртути. Проведены расчеты коэффициентов АО качества бромида ртути на сдвиговой волне в плоскости $(1\bar{1}0)$ и показано, что его максимальное значение достигает $M_2 = 1300 \cdot 10^{-15} \text{ с}^3/\text{кг}$.

6) Исследована возможность реализации широкоапертурного режима АО взаимодействия в кристалле бромида ртути во всем ИК диапазоне прозрачности кристалла. Показано, что наилучшие параметры данного взаимодействия достигаются в плоскости $(1\bar{1}0)$. Рассчитаны зависимости спектрального разрешения, угловой апертуры, частоты синхронизма устройства на кристалле бромида ртути от длины волны электромагнитного излучения. Предложена геометрия взаимодействия, позволяющая обеспечить разрешающую способность $R > 200$, угловую апертуру $\Delta\theta > 3.7^\circ$ и эффективность дифракции $\zeta > 1.1 \text{ \%}/\text{Вт}$ в диапазоне длин волн $\lambda = 8 - 12$ мкм.

7) Предложена новая улучшенная геометрия поляризационной призмы типа Глана на кристаллах хлорида, бромида и йодида ртути. Показано, что предложенная геометрия дает возможность существенно расширить диапазон работы кристаллических поляризаторов с максимального на данный момент значения длины волны $\lambda = 6$ (для MgF_2) до длины волны $\lambda = 32$ для кристалла йодида ртути. Проведены расчеты, показывающие, что практически во всем диапазоне прозрачности устройство будет обладать симметричной угловой апертурой $\Delta\theta = \pm 10.8^\circ$, кратно превышающей существующие аналоги, и коэффициентом пропускания не менее 69 % с возможностью увеличения при использовании просветления кристалла.

8) Рассмотрены акустооптические свойства кристаллов галогенидов таллия KRS. Установлено, что наибольшей эффективностью в инфракрасном диапазоне среди них обладает кристалл KRS-5, прозрачный в диапазоне $\lambda = 0.50 - 50$ мкм, чьи коэффициенты АО качества в 1.5-2 раза превышают аналогичные значения в кристалле KRS-6. Впервые проведены расчеты коэффициентов АО качества в основных плоскостях кристалла для полуколлинеарного и обратного коллинеарного режимов дифракции на длине волны $\lambda = 20$ мкм. Установлено наибольшее значение АО качества $M_2 = 590 \times 10^{-15} \text{ с}^3/\text{кг}$ для сдвиговой волны в направлении $[100]$.

9) Показана возможность создания и рассчитана геометрия АО устройств, сохраняющих состояние поляризации дифрагирующего излучения в плоскостях $(1\bar{1}0)$ и (001) кристалла KRS-5. Рассчитан коэффициент АО качества, достигающий в данных геометриях значения $M_2 = 160 \times 10^{-15} \text{ с}^3/\text{кг}$ на длине волны $\lambda = 20 \text{ мкм}$.

10) Показана возможность реализации нового режима высокочастотного коллинеарного взаимодействия в кристалле KRS-5 в дальнем ИК диапазоне. Рассчитаны значения частоты синхронизма $f = 240 \text{ МГц}$ и $M_2 = 130 \times 10^{-15} \text{ с}^3/\text{кг}$ для длины волны излучения $\lambda = 20 \text{ мкм}$. Установлено, что использование полуколлинеарного режима в кристалле KRS-5 является нецелесообразным ввиду того, в режиме обратного коллинеарного взаимодействия коэффициент АО качества более чем в 1.5 раза превышает аналогичное значение в полуколлинеарном режиме, в то время как частота АО синхронизма имеет лишь на 10% большее значение.

11) Предложены два варианта и проведена оптимизация параметров геометрии новых коллинеарных АО фильтров кристалле KRS-5 в плоскостях $(1\bar{1}0)$ и (001) , в основе работы которых лежит трансформация продольной акустической моды в сдвиговую. Рассчитаны эффективности дифракции, составившие $\zeta' = 1\%/Вт$ и $\zeta' = 0.15\%/Вт$ для плоскостей $(1\bar{1}0)$ и (001) , а также разрешающие способности – $R = 5400$ и $R = 6400$ соответственно. Коэффициенты трансформации акустических волн составили соответственно значения 86% и 87%.

12) Разработана и изготовлена экспериментальная АО ячейка, позволяющая исследовать АО дифракцию в кристалле KRS-5 как в поперечном, так и в коллинеарном режимах. Ячейка позволила учесть потери акустической энергии при распространении и трансформации акустической моды и рассчитать ожидаемую эффективность дифракции в обратном коллинеарном режиме в плоскости (001) кристалла KRS-5 на длине волны $\lambda = 10.6 \text{ мкм}$. На основе полученных данных разработан план эксперимента по наблюдению обратной коллинеарной дифракции на длине волны CO_2 лазера $\lambda = 10.6 \text{ мкм}$ и частоте синхронизма $f = 450 \text{ МГц}$.

13) Впервые проведен точный учет влияния невзаимных эффектов двух типов на параметры обратного коллинеарного взаимодействия вдоль оси $[110]$ во всей области прозрачности кристалла KRS-5. Установлено, что наибольший эффект вносится невзаимностью, связанной с затуханием волн, и достигается на длинах волн, превышающих значение $\lambda = 20 \text{ мкм}$. Показано, что в случае встречного распространения электромагнитной и акустической волн на длине волны $\lambda = 30 \text{ мкм}$ наблюдается кратное увеличение разрешающей способности фильтра по сравнению с попутным распространением волн вплоть до значения $R = 25\,000$ при достаточно большой длине взаимодействия.

14) Исследованы поляризационные свойства обратного коллинеарного взаимодействия. Показано, что в оптически изотропной среде возможен произвольный выбор базисных векторов для описания поляризации. При этом поляризация дифрагированного излучения может как совпадать, так и отличаться от поляризации падающего излучения. Установлено, что при дифракции на чистой сдвиговой акустической моде сохраняется эллиптичность дифрагирующего излучения, а направление вращения электромагнитного вектора изменяется.

Благодарности

Выражаю глубокую признательность моему первому научному руководителю Виталию Борисовичу Волошинову (1947-2019), под чьим руководством были сделаны мои первые шаги в науке и акустооптике, привит интерес к эксперименту, приобретены важные знания и умения и получена большая часть результатов, вошедших в диссертационную работу.

Также выражаю большую благодарность Владимиру Ивановичу Балакшию, принявшему на себя научное руководство, за большую поддержку и помощь на финальном этапе работы и в подготовке к защите, а также ценные советы и замечания в ходе всего периода работы.

Особо хочу поблагодарить Евгения Алексеевича Дьяконова за тесное сотрудничество и поддержку, а также приобретенные при совместной работе ценные экспериментальные навыки и знания.

Кроме того, выражаю благодарность всему коллективу кафедры физики колебаний и особенно лаборатории «Акустооптики и Оптической Обработки Информации» за полученные знания, ценные советы и обсуждения по теме диссертации, а также добрую атмосферу и теплое отношение.

Благодарю коллег, вырастивших и предоставивших кристаллы, а также принявших участие в их исследовании и оказавших техническую поддержку:

- Михаила Сергеевича Кузнецова и Игоря Серафимовича Лисицкого, а также коллектив их лаборатории в АО «Гиредмет»;

- Сергея Викторовича Кузнецова и коллектив лаборатории «Технологии наноматериалов для фотоники» ИОФ РАН;

- Александра Сергеевича Корсакова и коллектив лаборатории «Волоконных технологий и фотоники» УРФУ;

- Игоря Евсеевича Спектора, Геннадия Анатольевича Командина и коллективы лаборатории «Экспериментальных методов субмиллиметровой спектроскопии» и лаборатории «Субмиллиметровой диэлектрической спектроскопии» ИОФ РАН;

- Сергея Валентиновича Заварина и коллектив «Пьезон» СГТУ имени Гагарина Ю.А.;

- Чжэла Рю и его коллег из компании «Green Optics».

Благодарю свою семью, близких и друзей за помощь и поддержку в период обучения и работы над диссертацией.

Публикации автора по теме диссертации

*Публикации в рецензируемых научных журналах, удовлетворяющих
Положению о присуждении учёных степеней в МГУ имени М.В. Ломоносова:*

- A1. Пороховниченко Д.Л., Дьяконов Е.А., Волошинов В.Б.** *Условия реализации обратного изотропного коллинеарного режима акустооптического взаимодействия в кристаллах германия, йодноватой кислоты и германия* // Известия РАН. Серия физическая, 2016, Т. 80, № 2, с. 224–228. **IF = 0,476 (Scopus)**
- A2. Пороховниченко Д.Л., Дьяконов Е.А., Волошинов В.Б., Кузнецов С.В., Фёдоров П.П., Кузнецов М.С., Лисицкий И.С., Осико В.В.** *Акустооптическое взаимодействие в кристалле моноиодида индия* // Доклады Академии наук, 2017, Т. 476, № 3, с. 276–279. **IF = 0,679 (Scopus)**
- A3. Voloshinov V.B., Porokhovnichenko D.L., Dyakonov E.A.** *Optimization of acousto-optic interaction geometry in KRS-5 crystal for far-infrared applications* // Optical Engineering, 2017, Vol. 56, No. 8, P. 087102. **IF = 1,084 (WoS)**
- A4. Porokhovnichenko D.L., Voloshinov V.B., Dyakonov E.A., Komandin G.A., Spector I.E., Travkin V.D.** *Application potential of paratellurite and iodic acid crystals for acousto-optics in the Terahertz range* // Physics of Wave Phenomena, 2017, Vol. 25, No. 2, pp. 114–118. **IF = 1,075 (Scopus)**
- A5. Дьяконов Е.А., Пороховниченко Д.Л.** *Обратное коллинеарное акустооптическое взаимодействие в кристалле КРС-5 и невязимые эффекты* // Известия РАН. Серия физическая, 2018, Т. 82, № 11, с. 1543–1547. **IF = 0,476 (Scopus)**
- A6. Voloshinov V.B., Porokhovnichenko D.L., Dyakonov E.A.** *Design of far-infrared acousto-optic tunable filter based on backward collinear interaction* // Ultrasonics, 2018, Vol. 88, pp. 207–212. **IF = 2,890 (WoS)**
- A7. Porokhovnichenko D.L., Ryu J., Zinkin D.V., Voloshinov V.B.** *Analysis of wide-angle acousto-optic interaction geometry in single crystal mercury bromide* // Proceedings of SPIE, 2019, Vol. 11210, P. 112100M. **IF = 0,453 (Scopus)**
- A8. Porokhovnichenko D.L., Dyakonov E.A., Kuznetsov S.V., Voronov V.V., Fedorov P.P., Zaramenskikh K.S., Gasanov A.A., Zhukova L.V., Korsakov A.S., Salimgareev D.D.** *Indium iodide single crystal: breakthrough material for infrared acousto-optics* // Optics Letters, 2020, Vol. 45, No. 13, pp. 3435–3438. **IF = 3,776 (WoS)**
- A9. Dyakonov E.A., Porokhovnichenko D.L., Ryu J., Balakshy V.I.** *Implementation of the wide-angle acousto-optical interaction geometry in a mercury bromide single crystal* // Applied Optics, 2021, Vol. 60, No. 8, pp. 2348–2353. **IF = 1.980 (WoS)**

- A10. **Porokhovnichenko D.L.**, Dyakonov E.A., Ryu J., Balakshy V.I. *Broadband Glan-type polarization scheme based on mercury halide crystal* // Optical Engineering, 2021, Vol. 60, No. 2, P. 020501. **IF = 1,084 (WoS)**

Публикации в сборниках и тезисы докладов:

- A11. Пороховниченко Д.Л., Дьяконов Е.А., Волошинов В.Б. Условия реализации обратного изотропного коллинеарного режима акустооптического взаимодействия в кристаллах йодноватой кислоты и германия. – В сб.: Сборник трудов 15-й Всероссийской школы-семинара "Физика и применение микроволн". Секция 7. Акустика и акустооптика, с. 37-39, 2015.
- A12. Волошинов В.Б., Дьяконов Е.А., Пороховниченко Д.Л. *Условия реализации высокочастотного коллинеарного режима акустооптического взаимодействия в терагерцевом диапазоне электромагнитных волн.* – В сб.: Акустооптические и радиолокационные методы измерений и обработки информации. Материалы 8-й Международной конференции, с. 104-107, 2015.
- A13. Пороховниченко Д.Л., Волошинов В.Б., Дьяконов Е.А., Командин Г.А., Спектор И.Е., Травкин В.Д. *Возможности применения кристаллов парателлурита и йодноватой кислоты в акустооптике терагерцевого излучения.* – В сб.: Сборник трудов 15-й Всероссийской школы-семинара "Волновые явления в неоднородных средах". Секция 7. Акустоэлектроника и акустооптика, с. 24-27, 2016.
- A14. Porokhovnichenko D.L., Djakonov E.A., Nikitin P.A., Voloshinov V.B. *Influence of Electromagnetic and Acoustic Absorption on Properties of Backward Collinear Acousto-Optic Interaction.* – В сб.: Preliminary Program and Abstracts of the 19-th International Conference for Young Researchers "Wave Electronics and Its Applications in the Information and Telecommunication Systems", pp. 71-74, 2016.
- A15. Дьяконов Е.А., Пороховниченко Д.Л. *Полуколлинеарный режим взаимодействия терагерцевых электромагнитных волн с ультразвуком в кристалле парателлурита.* – В сб.: VI Международная конференция по фотонике и информационной оптике. Сборник научных трудов, с. 344-345, 2017.
- A16. Пороховниченко Д.Л., Дьяконов Е.А., Волошинов В.Б. *Оптимальные параметры акустооптического взаимодействия в кристалле KRS-5.* – В сб.: VI Международная конференция по фотонике и информационной оптике. Сборник научных трудов, с. 84-85, 2017.
- A17. Дьяконов Е.А., Пороховниченко Д.Л., Волошинов В.Б. *Оптимизация геометрии акустооптического взаимодействия в кристалле KRS-5.* – В сб.: Сборник трудов 16-й

- Всероссийской школы-семинара "Физика и применение микроволн" им. проф. А.П. Сухорукова. Секция 10. Акустика и акустооптика, с. 14-17, 2017.
- A18. Пороховниченко Д.Л., Дьяконов Е.А., Волошинов В.Б., Кузнецов С.В., Федоров П.П., Кузнецов М.С., Лисицкий И.С. *Акустооптическое взаимодействие в кристалле йодида индия*. – В сб.: Сборник трудов 16-й Всероссийской школы-семинара "Физика и применение микроволн" им. проф. А.П. Сухорукова. Секция 10. Акустика и акустооптика, с. 36-39, 2017.
- A19. Porokhovnichenko D.L., Dyakonov E.A. *Transverse, Backward Collinear and Semi-Collinear Acousto-Optic Interaction in KRS-5 and KRS-6 Crystals*. – В сб.: XX International Conference for Young Researchers "Wave Electronics and Its Applications in the Information and Telecommunication Systems", pp. 61-64, 2017.
- A20. Пороховниченко Д.Л., Дьяконов Е.А., Волошинов В.Б., Кузнецов С.В., Федоров П.П., Кузнецов М.С., Лисицкий И.С. *Измерение скоростей продольных ультразвуковых волн в монокристалле йодида индия для акустооптических применений*. – В сб.: Программа и аннотации докладов 2-й Всероссийской акустической конференции и 30-й сессии Российского акустического общества, с. 154-155, 2017.
- A21. Porokhovnichenko D.L., Dyakonov E.A., Voloshinov V.B., Kuznetsov S.V., Fedorov P.P., Kuznetsov M.S., Lisitskiy I.S. *Acousto-optic Properties of Indium Iodide Single Crystal*. – В сб.: 13th School on Acousto-Optics and Applications, pp. 65-65, 2017.
- A22. Пороховниченко Д.Л., Дьяконов Е.А., Волошинов В.Б. *Разработка акустооптических фильтров на основе обратного коллинеарного взаимодействия в кристалле KRS-5*. – В сб.: Сборник трудов 16-й Всероссийской школы-семинара «Волновые явления в неоднородных средах» им. проф. А.П. Сухорукова. Секция 7. Акустоэлектроника и акустооптика, с. 41-44, 2018.
- A23. Дьяконов Е.А., Пороховниченко Д.Л. *Обратное коллинеарное акустооптическое взаимодействие в кристалле KRS-5 и невзаимные эффекты*. – В сб.: Сборник трудов 16-й Всероссийской школы-семинара «Волновые явления в неоднородных средах» им. проф. А.П. Сухорукова. Секция 7. Акустоэлектроника и акустооптика, с. 16-20, 2018.
- A24. Пороховниченко Д.Л., Рю Чж., Зинкин Д.В., Волошинов В.Б. *Анализ широкоапертурной геометрии взаимодействия в акустооптическом кристалле бромида ртути*. – В сб.: Сборник трудов 17-й Всероссийской школы-семинара «Физика и применение микроволн» им. проф. А.П. Сухорукова. Секция 9. Акустика и акустооптика, с. 84-87, 2019.
- A25. Зинкин Д.В., Пороховниченко Д.Л. *Анализ широкоапертурной геометрии взаимодействия в акустооптическом кристалле бромида ртути*. – В сб.: Материалы

- Международного молодежного научного форума «ЛОМОНОСОВ-2019». Секция "Физика", с. 9-9, 2019.
- A26. Porokhovnichenko D.L., Ryu J., Zinkin D.V., Voloshinov V.B. *Analysis of wide-angle acousto-optic interaction geometry in single crystal mercury bromide*. – В сб.: Abstracts of 14th School on Acousto-Optics and Applications, pp. 60-60, 2019.
- A27. Пороховниченко Д.Л., Рю Чж., Зинкин Д.В., Волошинов В.Б. *Акустические, оптические и акустооптические свойства кристаллов бромида ртути*. – В сб.: Программа и аннотации докладов XXXII-ой сессии Российского акустического общества, с. 102-102, 2019.
- A28. Чиж И.К., Поликарпова Н.В., Пороховниченко Д.Л., Дьяконов Е.А. *Сравнительный анализ акустических и акустооптических характеристик инфракрасных акустооптических монокристаллов галогенидов ртути*. В сб.: Сборник трудов 17-й Всероссийской школы-семинара «Физика и применение микроволн» им. проф. А.П. Сухорукова. Секция 7. Акустика и акустооптика, с. 20-23, 2020.
- A29. Пороховниченко Д.Л., Дьяконов Е.А., Кузнецов С.В., Воронов В.В., Федоров П.П., Кузнецов М.С., Зараменских К.С., Гасанов А.А., Жукова Л.В., Корсаков А.С., Салимгареев Д.Д. *Кристалл йодида индия как новый материал для акустооптики*. В сб.: Сборник трудов 17-й Всероссийской школы-семинара «Физика и применение микроволн» им. проф. А.П. Сухорукова. Секция 7. Акустика и акустооптика, с. 24-27, 2020.

Список литературы

1. Brillouin L. *Diffusion de la Lumiere et des Rayons X Par un Corps Transparent Homogene.* – Annal. De Phys., Ser.9, v. 17 pp. 88-122, 1922.
2. Debye P., Sears F.W. *On the Scattering of Light by Supersonics Waves.* – Proc. Nat. Acad. Sci., v. 18. pp. 409-414, 1932.
3. Lucas R., Biquar P. *Novouvelles Proprietes Optiques des Luquids Soumis a des Ondes Ultrasonores.* – C.R. Acad. Sci., v. 194, pp. 2132-2134, 1932.
4. Raman C. V., Nath N. S. N. *The Diffraction of Light by High Frequency Sound Waves.* – Proc. Ind. Acad. Sci., v. 2A, P.I, pp. 406–412; 1935; v. 2A, P.II, pp.413–420; 1935; v. 3A, P.III, pp. 75–84; 1936; v. 3A, P.IV, pp. 119–125; 1936; v. 3A, P.V, pp. 459–469, 1936.
5. Рытов С.М. *Дифракция света на ультразвуке.* – ДАН СССР, с. 223-226, 1936 (Нов. серия II(XI), 6(92)), с. 151-156, 1936 (III(XII), 4(99)).
6. Рытов С.М. *Дифракция света на ультразвуковых волнах.* – Изв. АН СССР (сер. физ.), №2, с. 223-259, 1937.
7. Балакший В.И., Парыгин В.Н., Чирков Л.И. *Физические основы акустооптики.* – М.: Радио и связь, 1985.
8. Котов В.М. *Акустооптика. Брэгговская дифракция многоцветного излучения.* – М.: Янус-К, 2016.
9. Магдич Л.Н., Молчанов В.Я. *Акустооптические устройства и их применение.* – М.: Сов. радио, 1978.
10. Ohtani K., Beck M., Süess M.J., Faist J., Maxwell Andrews A., Zederbauer T., Detz H., Schrenk W., Strasser G. *Far-Infrared Quantum Cascade Lasers Operating in the AlAs Phonon Reststrahlen Band.* – ACS Photonics, v. 3 № 12, pp. 2280-2284, 2016.
11. Botez D., Kirch J. D, Boyle C., Oresick K. M., Sigler C., Kim H., Knipfer B.B., Ryu J.H., Lindberg D., Earles T., Mawst L.J., Flores Y.V. *High-Efficiency, High-Power Mid-Infrared Quantum Cascade Lasers.* – Optical Materials Express, v. 8, №. 5, pp. 1378-1398, 2018.
12. O.I Korablev et al. *No detection of methane on Mars from early Exomars Trace Gas Orbiter observations.* – Nature, v. 568, № 7753, pp. 517–520, 2019.
13. D.A. Belyaev, A.A. Fedorova, A. Trokhimovskiy, J. Alday, F. Montmessin, O.I. Korablev, F. Lefèvre, A.S. Patrakeeve, K.S. Olsen, A.V. Shakun. *Revealing a High Water Abundance in the Upper Mesosphere of Mars With ACS Onboard TGO.* – Geophysical Research Letters, v. 48, № 10, 2021.
14. Sopko I.M., Knyazev G.A., Ignatyeva D.O., Belotelov V.I. *Application of layered structures for mid-infrared acousto-optics.* – Proceedings of SPIE, v. 11210, pp. 112100K, 2019.

15. Knyazev G.A., Ignatyeva D.O., Sopko I.M., Belotelov V.I. *Acousto-optical interaction at the reflection of light from a layered structure*. – AIP Conference Proceedings, v. 2300, 020057-1-020057-4, 2020.
16. Sopko I.M., Ignatyeva D.O., Knyazev G.A., Belotelov V.I. *Efficient Acousto-Optical Light Modulation at the Mid-Infrared Spectral Range by Planar Semiconductor Structures Supporting Guided Modes*. – Physical Review Applied, v. 13, № 3, pp. 034076-1-034076-8, 2020.
17. Gupta N., Voloshinov V.B., Knyazev G.A., Kulakova L.A. *Tunable Wide Angle Acousto-Optic Filter Applying Single Crystal Tellurium*. – Journal of Optics, v. 14, pp. 035502, 2012.
18. Polikarpova N.V., Mal'neva P.V., Voloshinov V.B. *The Anisotropy of Elastic Waves in a Tellurium Crystal*. – Acoustical Physics, v. 59, №3, pp. 291–296, 2013.
19. Barta C., Silvestrova I.M., Pisarevskij J.V, Moiseeva N.A., Beljaev L.M. *Acoustical Properties of Single Crystals of Mercurous Halides*. – Kristall und Technik, v. 12, №9, pp. 987-996, 1977.
20. Brandt G.B., Singh N.B., Gottlieb M. *Mercurous Bromide Bragg Cell Development*. – SPIE Optical and Digital GaAs Technologies for Signal-Processing Applications, v. 1291, pp. 104-112, 1990.
21. Brandt G.B., Singh N.B., Gottlieb M. *Mercurous Halides for Long Time-Delay Bragg Cells*. – SPIE Beam Deflection and Scanning Technologies, v. 1454, pp. 336-343, 1991.
22. . Barta C, Barta C. Jr. *Physics Properties of Single Crystal of the Calomel Group (Hg_2X_2 : $X = Cl, Br$)*. – Materials Science Forum, v. 61, pp. 93-150, 1990.
23. Kim J.-S., Trivedi S.B., Soos J., Gupta N., Palosz W. *Development of Mercurous Halide Crystals for Acousto-Optic Devices*. – Imaging Spectrometry XII, Proc. of SPIE, vol. 6661, pp. 66610B-1-66610B-12, 2007.
24. Pierson A., Philippe C. *Acousto-Optic Interaction Model with Mercury Halides (Hg_2Cl_2 and Hg_2Br_2) as AOTF Crystals*. – International Conference on Space Optics, Proc. of SPIE, v. 11180, pp. 1118064-1-1118064-11, 2019.
25. Suhre D.R., Villa E. *Imaging Spectroradiometer for the 8–12-mm Region with a 3-cm⁻¹ Passband Acousto-Optic Tunable Filter*. – Applied Optics, v. 37, №. 12, pp. 2340-2345, 1998.
26. Singh N.B., Suhre D., Gupta N., Rosch W., Gottlieb M. *Performance of TAS crystal for AOTF imaging*. – Journal of Crystal Growth, v. 225, pp. 124–128, 2001.
27. Gupta N. *Acousto-Optic Tunable Filters for Infrared Imaging*. – The International Society for Optical Engineering. Proceedings of SPIE, v. 5953, pp. 59530O-1-59530O-10, 2005.
28. Vogel T., Dodel G. *Acousto-Optic Modulation in the Far-Infrared*. – Infrared Physics, v. 25, № 1-2, pp. 315-318, 1985.

29. Dürre W., Schmidt W. *Measurement of Acousto-Optic Interaction in Germanium in the Far Infrared*. – Int J Infrared Milli Waves, v.6, pp. 1043–1049, 1985
30. Волошинов В.Б., Никитин П.А., Герасимов В.В., Князев Б.А., Чопорова Ю.Ю. *Отклонение монохроматического терагерцового излучения методами акустооптики*. – Квантовая электроника, т. 43, №12, с. 1139–1142, 2013.
31. Nikitin P.A., Voloshinov V.B. *Backward Collinear Acousto-Optic Interaction in Germanium Crystal in Terahertz Spectral Range*. – Physics Procedia, v. 70, pp. 712–715, 2015.
32. Durr W. *Acousto-optic interaction in gases and liquid bases in the far infrared*. – International Journal of Infrared and Millimeter Waves, v. 7, № 10, 1986.
33. Nikitin P.A., Voloshinov V.B., Gerasimov V.V., Knyazev B.A. *Deflection of Terahertz Vortex Beam in Nonpolar Liquids by Means of Acousto-Optics*. – Physics Procedia, v. 84, pp. 146–151, 2016.
34. Никитин П.А., Волошинов В.Б., Герасимов В.В., Князев Б.А. *Акустооптическая модуляция и отклонение электромагнитного излучения терагерцового диапазона в неполярных жидкостях*. – Письма в "Журнал технической физики", т. 43, №13, с. 89–94, 2017.
35. Nikitin P., Knyazev B., Voloshinov V, Scheglov M. *Observation of Acousto-Optic Diffraction of Terahertz Radiation in Liquefied Sulfur Hexafluoride at Room Temperature*. – IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology, v. 10, №1, pp. 44–50, 2020.
36. Oliveira J.E., Jen C.K. *Backward Collinear Acoustooptic Interactions in Bulk Materials*. – Applied Optics, v. 29, № 6, pp. 836–840, 1990.
37. Дьяконов Е.А., Волошинов В.Б., Никитин П.А. *Невзаимный эффект при низкочастотном и высокочастотном коллинеарном акустооптическом взаимодействии*. – Оптика и спектроскопия, т. 113, № 6, с. 701–711, 2012.
38. Tabachkova K.I. *A Fabry-Perot Acousto-Optical Cavity for the Terahertz Band*. – Journal of Communications Technology and Electronics, v. 59, № 4, pp. 356–365, 2014.
39. Chang I.C. *Acousto-Optic Devices and Applications*. In: *Handbook of Optics*. v. 2. Ed. by M. Bass. New York: McGraw Hill, 1995.
40. Доброленский Ю.С., Волошинов В.Б., Зюрюкин Ю.А. *Влияние невзаимного эффекта на работу коллинеарного акустооптического фильтра*. – Квантовая электроника, т. 38, № 1, с. 46–50, 2008.
41. Weber M.J. *Handbook of Optical Materials*. – CRC Press, 2003.
42. Tao G., Ebendorff-Heidepriem H., Stolyarov A.M., Danto S., Badding J.V., Fink Y., Ballato J., Abouraddy A.F. *Infrared Fibers*. – Advances in Optics and Photonics, v. 7, pp. 379–458, 2015.

43. Дьяконов Е.А., Волошинов В.Б., Поликарпова Н.В. *Полуколлинеарный режим дифракции света на ультразвуке в среде с сильной упругой анизотропией*. – Оптика и спектроскопия, т. 118, № 1, с. 172–181, 2015.
44. Манцевич С.Н., Юхневич Т.В., Волошинов В.Б. *Исследование влияния температуры на функционирование акустооптических фильтров*. – Оптика и спектроскопия, т.122, №4, с. 139-146, 2017.
45. Блистанов А.А. Бондаренко В.С. Шаскольская М.П. Чкалова В.В. *Акустические кристаллы*. М.: Наука, 1982.
46. Brundermann E., Hubers H.W., Kimmitt M.F. *Terahertz Techniques*. – Springer, Berlin, 2012.
47. Братман В.Л., Литвак А.Г., Суворов Е.В. *Освоение терагерцевого диапазона: источники и приложения*. – Успехи физических наук, т. 181, №8, стр. 867-874, 2011.
48. Tonouchi M. *Cutting-Edge Terahertz Technology*. – Nature Photonics, v. 1, № 2, pp. 97-105, 2007.
49. Kozlov G., Volkov A. *Coherent Source Submillimeter Wave Spectroscopy*. – Topics in Applied Physics, v. 74, pp. 51-109, 1998.
50. Гарнов С.В., Щербаков И.А. *Лазерные методы генерации мегавольтных терагерцевых импульсов*. – Успехи физических наук, т. 181, №1, с. 97-102, 2011.
51. Korn D.M., Pine A.S., Dresselhaus G., Reed B. *Infrared Reflectivity of Paratellurite, TeO₂*. – Phys.Rev. B. v. 8, №2, pp. 768, 1973.
52. Karaman M.I., Lichman V.A., Mushinskii V.P., Smirnov Yu.M. *Dispersion of the Optical Constants of Paratellurite Crystals*. – J. Appl. Spectrosc., v. 49, № 5, pp. 1188-1192, 1988.
53. Unferdorben M., Buzady A., Hebling J., Kiss K., Hajdara I., Kovacs L., Peter A., Palfalvi L. *Index of Refraction and Absorption Coefficient Spectra of Paratellurite in the Terahertz Region*. – J. Infrared, Millimeter and Terahertz Waves, v. 37, № 7, pp. 703, 2016.
54. Becker C.R., Nath G. *Optical Properties of LiIO₃ in the Far Infrared*. – J. Appl. Phys., v. 41, № 10, pp. 3928, 1970.
55. Palik E.D. *Handbook of Optical Constants of Solids*. – New York, Academic Press, 1985.
56. Никитин П.А. *Двумерное описание акустооптического взаимодействия, учитывающее поглощение электромагнитных волн*. – В сб.: Когерентная оптика и оптическая спектроскопия. 18-я Международная молодежная научная школа, с. 151-154, 2014.
57. Богданов С.В, Авдиенко К.И. *Кристаллы галогенидов таллия: Получение свойства и применение*. – Н.: Наука: Сиб. отделение, 1989.
58. Федоров П.П., Попов А.И. *Иодиды индия*. – Успехи химии, т. 86. № 3, с. 240–268, 2017.

59. Fedorov P.P., Kuznetsov S.V., Chuvilina E.L., Gasanov A.A., Plotnichenko V.G., Popov P.A., Matovnikov A.V., Osiko V.V. *Single-Crystalline InI – Material for Infrared Optics*. – Dokl. Phys. v. 61, №6, pp. 261–265, 2016.
60. Sidorov A.A., Kulchenkov E.A., Popov P.A., Prostakova K.N., Fedorov P.P., Kuznetsov S.V., Chuvilina E.L., Gasanov A.A., Osiko V.V. *Thermal Expansion of InI Crystal*. – Dokl. Phys., v. 61, № 8, pp. 374–376, 2016.
61. Pinnow D.A. *Guide Lines for the Selection of Acoustooptic Materials*. – IEEE J. Quantum Electronics, v. QE-6. № 4, pp. 223-238, 1970.
62. Jones R.E., Templeton D.H. *The Crystal Structure of Indium (I) Iodide*. – Acta Crystallographica, v. 8, № 12, pp. 847, 1955.
63. Auld B.A. *Acoustic Fields and Waves in Solids*, v. 1, New York: Wiley, 1990.
64. Dixon R.W., Cohen M.G. *A New Technique of Measuring Magnitudes of Photoelastic Tensors and its Applications to Lithium Niobate*. – Appl. Phys. Letters, v. 8, № 8, pp. 205-207, 1966.
65. Knuteson D., Singh N., Gottlieb M., Suhre D., Gupta N., Berghmans A., Kahler D., Wagner B., Hawkins J. *Crystal Growth, Fabrication, and Design of Mercurous Bromide Acousto-Optic Tunable Filters*. – Optical Engineering, v. 46, №6, pp. 064001-1- 064001-6, 2007.
66. Amarasinghe P.M., Kim J.-S., Trivedi S., Soos J., Diestler M., Jin F., Qadri S.B., Gupta N., Jensen J.L., Jensen J. *Long Wavelength Infrared (LWIR) AOTF and AOM Using Hg₂Br₂ Crystals*. – Proc. of SPIE, v. 10404, pp. 104040T-1-104040T-7, 2017
67. Волошинов В.Б., Миронов О.В. *Широкоапертурный акустооптический фильтр для среднего ИК диапазона спектра*. – Оптика и спектроскопия, т. 68, № 2, с. 452–457, 1990.
68. Волошинов В.Б., Москера Х.С. *Широкоапертурное акустооптическое взаимодействие в двулучепреломляющих кристаллах*. – Оптика и спектроскопия, т. 101, № 4, с. 675–682, 2006.
69. Voloshinov V.B., Yushkov K.B. *Acousto-Optic Filters on Potassium Dihydrogen Phosphate with Optimal Angle Aperture and Maximum Beam Deflection*. – Optical Engineering, v. 47, № 7, pp. 073201-1–073201-7, 2008.
70. Котов В.М., Аверин С.В., Котов Е.В. *Выделение двумерного контура изображения с использованием поляризационно-независимой акустооптической дифракции*. – Квантовая Электроника, т. 48, №6, с. 573-576, 2018.
71. Kotov V.M., Averin S.V., Kotov E.V., Shkerdin G.N. *Acousto-optic filters based on the superposition of diffraction fields*. – Applied Optics, v. 57, № 10, pp. c83-c92, 2018.
72. Webber M.E., Pushkarsky M.B. *Optical Detection of Chemical Warfare Agents and Toxic Industrial Chemicals: Simulation*. – Journal of Applied Physics, v. 97, pp. 113101-01 - 113101-11, 2005.

73. Pushkarsky M.B., Webber M.E., Macdonald T. *High-Sensitivity, High-Selectivity Detection of Chemical Warfare Agents*. – Appl. Phys. Lett., v. 88, pp. 044103-1 - 044103-3, 2006.
74. Swinyard B., Wild W. *Far-Infrared Imaging and Spectroscopic Instrumentation*. – In: Observing Photons in Space: A Guide to Experimental Space Astronomy, ISSI Scientific Reports Series, 2010.
75. Dekemper E., *Development of an AOTF-based Hyperspectral Imager for Atmospheric Remote Sensing*, PhD Thesis. Universite Catholique de Louvain, Belgium, 2014.
76. Belyaev D.A., Yushkov K.B., Anikin S.P., Dobrolenskiy Y.S., Laskin A., Mantsevich S.N., Molchanov V.Y., Potanin S.A., Korablev O.I. *Compact acousto-optic imaging spectro-polarimeter for mineralogical investigations in the near infrared*. – Optics Express, v. 25, № 21, pp. 25980-25991, 2017.
77. Korablev O., Belyaev D., Dobrolenskiy Yu., Trokhimovskiy A., Kalinnikov Yu., *Acousto-Optic Tunable Filter Spectrometers in Space Missions*. – Applied Optics v. 57, №10, pp. C103-C119, 2018.
78. Born M., Wolf E., *Principles of Optics*, 7-th ed., Cambridge University Press, 1999.
79. Smith F.G., King T.A., Wilkins D. *Optics and Photonics: An Introduction*, John Wiley & Sons, N.Y., 2007.
80. Bennet J.M. *Polarizers: in Handbook of Optics*, v. 2, 2-nd ed., M. Bass, Ed., pp. 3.1–3.70, McGraw Hill, N.Y., 1995.
81. Swinyard B., Wild W. *Far-Infrared Imaging and Spectroscopic Instrumentation: in Observing Photons in Space: A Guide to Experimental Space Astronomy*, 2-nd ed., pp. 261–282, Springer, N.Y., 2010.
82. Tropf W.J., Thomas M.E., Klocek P. *Infrared optical materials*. – Proceedings of SPIE 10286, pp. 102860A, 1996.
83. Singh N.B., Gottlieb M., Mazelsky R., Duval W.M.B. *The Optical Quality of Mercurous Halide Crystals*. – Journal of Crystal Growth v. 128, № 1-4, pp. 1053-1058, 1993.
84. Singh N.B., Hopkins R.H., Mazelsky R., Gottlieb M. *Phase Relations and Crystal Growth of Mercurous Iodide*. – Journal of Crystal Growth v. 85, № 1-2, pp. 240–247, 1987.
85. Chen H., Kim J.-S., Amarasinghe P., Palosz W., Jin F., Trivedi S., Burger A, Marsh J.C., Litz M.S., Wijewarnasuriya P.S., Gupta N., Jensen J., Jensen J. *Novel Semiconductor Radiation Detector Based on Mercurous Halides*. – Proceedings of SPIE v. 9593, pp. 95930G, 2016.
86. Полякова Г.В., Лисицкий И.С. *Галогениды таллия и серебра уникальные оптические материалы для приборов инфракрасной, лазерной и радиационной техники*. – Сборник научных трудов по итогам международной научно-практической конференции. Екатеринбург, с. 24-27, 2016.

87. Воронкова Е.М., Гричушников Б.Н., Дистлер Г.И., Петров И.П. *Оптические материалы для инфракрасной техники: справочное издание*. – Москва: Наука, 1965.
88. Smakula A. Synthetic Crystals and Polarizing Materials. – *Optica Acta: International Journal of Optics*, v. 9, № 3, pp. 205-222, 1962.
89. Mitsuishi A., Yamada Y., Yoshinaga H. *Reflection Measurements on Reststrahlen Crystals in the Far-Infrared Region*. – *Journal of the optical society of America*, v.52, № 1, pp. 14-16, 1962.
90. McCarthy D. *The Reflection and Transmission of Infrared Materials: I, Spectra from 2 to 50 Microns*. – *Appl Opt*, v. 2, № 6, pp. 591-595, 1963.
91. McCarthy D. *The Reflection and Transmission of Infrared Materials: III, Spectra from 2 to 50 Microns*. – *Appl Opt*, v. 4, № 3, pp. 318-320, 1965.
92. Smakula A., Kalnais J., Sils V. *Inhomogeneity of Thallium Halide Mixed Crystals and Its Elimination*. – *Journal of the Optical Society of America* v. 43, № 8, pp. 698-701, 1953.
93. Moenkemeyer K. *Neues Jahrbuch fuer Mineralogie und Geologic-Band*. v. 22, 1906.
94. Barth T. *Some New Immersion Melts of High Refraction*. – *Joarnal Mineralogical Society Of America*, v. 14, pp. 358-361, 1929.
95. Barth T. *Optical Properties of Mixed Crystals*. – *American Journal of Science* v. 219, pp. 135-146, 1930.
96. Hettner, G., Leisegang G. *Dispersion of Mixed Crystals TlBr-TlI (KRS 5) and TlCl-TlBr (KRS 6) in the Infrared*. – *Optik*, v. 3, pp. 305-314, 1948.
97. Лисицкий И.С., Толсторожев М.Н., Каневский И.Н., Озерецкий С.Н., Белоусов А.П., Иваницhev В.В. *Механические свойства монокристаллов KPC-5 и KPC-6*. – *ОМП*, № 4, с. 41-44, 1976.
98. Lageman R.T., Miller T.G. *Thallium Bromide-Iodide (KRS-5) as an Infrared Polarizer*. – *Journal of the Optical Society of America* v. 41, pp. 1063-1064, 1951.
99. Plyler E.K. *Infrared Prism Spectrometry from 24 to 40 Microns*. – *Journal of Research of the National Bureau of Standards*, v. 41, pp. 125-128, 1948.
100. Hyde W.L. *Thallium BromideIodide Prism Spectroscopy in the Far Infrared*. – *Journal of Chemical Physics*, v. 16, pp. 744-745, 1948.
101. Patel C.K.N. *Continuous-Wave Laser Action on Vibrational-Rotational Transitions of CO₂*. – *Phys. Rev.*, v. 136, №. 5A. pp. A1187—A1193, 1964.
102. Harrington J. *New Materials for Chemical Laser Windows*. – *Applied Optics*, v. 15, № 28, pp. 45-49, 1976.
103. Дацкевич Н.П. и др. *Мощный импульсный CO₂-лазер с неустойчивым резонатором*. – *Квантовая Электроника*, т. 4, № 2, с. 457-459, 1977.

104. Белоусов Л.П. и др. *Монокристаллы галогенидов таллия с оптическими потерями менее 10 дБ/км.* – Квантовая Электроника, т. 9, № 4, с. 796-798, 1982.
105. Harrington J., Gregory D., Otto W. *Infrared Absorption in Chemical Laser Window Materials.* – Applied Optics, v. 15, №. 8, pp. 1953-1959, 1976.
106. Gentile A.L., Braustein M., Pinnow D.A., Harrington J.A., Henderson D.M., Hobrock L.M., Mayer Y., Pator R.C., Turk R.R. *Fiber Optics.* – London: Plenum Press, 1979.
107. Harrington J.A., Braunstein M., Bobbs B., Braunstein R. *Scattering Losses in Single and Polycrystalline Infrared Materials for Infrared Fiber Applications.* – Journal of Advanced Ceramics, v. 2, pp. 94-103, 1981.
108. Pinnow D.A., Gentile A.L., Standlee A.G., Timper A.J., Hobrock L.M. *Polycrystalline Fiber Optical Waveguides for Infrared Transmission.* – Applied Physics. Letters, v. 33, № 28, 1978.
109. Артюшенко В.Г., Бочкарев Э.П., Голованов В.Ф., Дарвойд Т.И., Дианов Е.М., Казанцев С.В., Коняев Ю.С., Поляков Е.В., Прохоров А.М. *Волоконные световоды из галогенидов таллия для среднего ИК диапазона.* – Квантовая Электроника, т. 8, № 2, с. 398–400, 1981.
110. Лисицкий И.С. и др. *Получение кристаллов КРС-6 и применение их в качестве радиаторов счетчиков Черенкова.* – Научные труды «Гиредмет», т. 29, М: Металлургия, с. 105-110, 1970.
111. Артюшенко В.Г. и др. *Инфракрасные поликристаллические световоды на основе галогенидов серебра.* – Квантовая электроника, т. 13, № 3. с. 601-606, 1986.
112. Лисицкий И.С., Голованов В.Ф., Полякова Г.В. *Монокристаллы галогенидов серебра. Свойства, применение, получение и методы глубокой очистки.* – Цветные металлы, № 4. с. 73-76, 2001.
113. Авдиенко К.И., Сапожников В.К., Семенов В.И., Шелопут Д.В. *Фотоупругие постоянные монокристаллов КРС-6.* – Автометрия, №5, с. 79-83, 1976.
114. Мاستихин В.М., Богданов С.В., Дарвойд Т.И., Лисицкий И.С., Сапожников В.К., Шелопут Д.В. *Акустооптические характеристики монокристаллов КРС-5.* – ОМП, №8, с. 36-37, 1977.
115. Шелопут Д.В. *Акустооптические модуляторы-расщепители.* – Автометрия, №1, с.75-84, 1981.
116. Harrington J., Standlee A. *Attenuation at 10.6 μm in Loaded and Unloaded Polycrystalline KRS-5 Fibers.* – Applied Optics, v. 22, № 19, pp. 3073-3078, 1983.
117. West C.D., Makas A.S. *Technical Crystals with Abnormally Large Stress Birefringence.* – The Journal of Chemical Physics, v. 16, pp. 427, 1948.
118. Smith T.M., Korpel A. *Measurement of Light-Sound Interaction Efficiencies in Solid.* – IEEE Journal of Quantum Electronics., v.1, pp. 283, 1965.

119. Uchida N. *Direct Measurement of Photoelastic Coefficients by Ultrasonic Light Diffraction Technique*. – Japanese Journal of Applied Optics, v. 8, № 3, pp. 329-333, 1969.
120. Rivoallan L., Favre F. *Le KRS-5: Un Nouveau Matériau Ccoustooptique de Hautes Performances*. – Optics Communications, v. 8, № 4, pp. 404-405, 1973.
121. Мастихин В.М., Сапожников В.К., Сербуленко М.Г., Соболевский К.М., Тищенко Ю.Н., Шелопут Д.В. *К выбору материала и исследованию акустооптических параметров светозвукопроводов дефлекторных ячеек*. – Автометрия, № 3, с. 31-35, 1974.
122. Мастихин В.М., Шелопут Д.В. *Модулятор расщепитель на КРС-5*. – Автометрия, № 5, с. 102-104, 1977.
123. Богданов С.В., Вьюхин В.Н., Гибин И.С. и др. *Двухкоординатный акустооптический дефлектор*. – Автометрия № 3, с. 12-19, 1975.
124. Дорофеев В.Г., Карева В.А., Макин В.С. и др. *Поглощение кристаллов КРС-5 и КРС-6 в области 10,6 мкм*. – Оптико-механическая промышленность. – №6, с. 35-36, 1978.
125. Dyakonov E.A., Voloshinov V.B. *Light diffraction by ultrasound described by 2d equation of coupled modes*. – Journal of Communications Technology and Electronics, v. 59, № 5, с. 456-466, 2014.
126. Котов В.М. *Акустооптическая модуляция лазерного излучения с произвольной поляризацией*. – ЖТФ, т. 65, № 7, с. 108-116, 1995.
127. Котов В.М. *Поляризационно-независимая модуляция многокомпонентного лазерного излучения*. – ФТТ, т. 37, № 1, с. 263-270, 1995.
128. Mantsevich S.N., *Thallium bromide iodide crystal acoustic anisotropy examination*. – Ultrasonics, v. 75, pp. 91–97, 2017.
129. Polikarpova N.V., Voloshinov V.B., Reznikov A.M. *Development of acousto-optic devices based on transformation of acoustic waves*. – Physics of Wave Phenomena v. 23, № 1, pp. 52-57, 2015.
130. Timofeev I.V., Pankin P.S., Vetrov S.Ya., Akhripkin V.G., Wei Lee, Zyryanov V.Ya., *Chiral Optical Tamm States: Temporal Coupled-Mode Theory*. – Crystals, v. 7, № 4, pp. 113-1 - 113-15, 2017.