

МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
имени М.В. ЛОМОНОСОВА

На правах рукописи

Купрейчик Максим Игоревич

Акустооптическое взаимодействие в двуосных кристаллах

Специальность:

1.3.4. Радиофизика

АВТОРЕФЕРАТ

диссертации на соискание учёной степени

кандидата физико-математических наук

Москва – 2026

Работа выполнена на кафедре физики колебаний физического факультета Московского государственного университета имени М.В. Ломоносова.

Научный руководитель: **Балакший Владимир Иванович**,
доктор физико-математических наук, профессор

Официальные оппоненты: **Мазур Михаил Михайлович**,
доктор технических наук,
Всероссийский научно-исследовательский институт физико-технических и радиотехнических измерений, отделение акустооптических измерений и лазерной оптоэлектроники, лаборатория № 920, начальник лаборатории

Кокшаров Юрий Алексеевич,
доктор физико-математических наук, доцент,
Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, физический факультет, кафедра общей физики, профессор

Князев Григорий Алексеевич,
кандидат физико-математических наук,
Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, физический факультет, кафедра нанопотоники, доцент

Защита диссертации состоится «7» апреля 2026 года в 16:30 на заседании диссертационного совета МГУ.013.6 на физическом факультете Московского государственного университета имени М.В. Ломоносова по адресу: 119991, г. Москва, ГСП-1, Ленинские горы, д. 1, стр. 2, аудитория 4-28.

E-mail: kosareva@physics.msu.ru

С диссертацией можно ознакомиться в отделе диссертаций Научной библиотеки Московского государственного университета имени М.В. Ломоносова (119192, г. Москва, Ломоносовский проспект, д. 27) и в сети Интернет: <https://dissovet.msu.ru/dissertation/3806>

Автореферат разослан «___» марта 2026 года.

Ученый секретарь
диссертационного совета МГУ.013.6
доктор физико-математических наук, доцент



О.Г. Косарева

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность темы исследования

Акустооптика является обширным разделом оптоэлектроники, в котором изучаются теоретические и прикладные аспекты рассеяния света на фазовых дифракционных решетках, формируемых ультразвуковой волной в оптически прозрачных материалах. Современные акустооптические (АО) приборы, такие как фильтры, модуляторы и дефлекторы позволяют оперативно и с высокой точностью управлять угловым и частотным спектрами оптических пучков, а также осуществлять их сканирование^{1,2,3}.

В качестве среды для взаимодействия ультразвукового и световых пучков наиболее часто используются одноосные кристаллы, такие как парателлурит (TeO_2), ниобат лития (LiNbO_3), ТАС (Tl_3AsSe_3) и другие^{1,2,3}. Высокая степень оптической анизотропии этих материалов приводит к существованию в них широкого разнообразия вариантов анизотропной АО дифракции, происходящей со сменой типа оптической моды. Открытие таких режимов АО взаимодействия в 1967 г.⁴ позволило вывести характеристики АО приборов на качественно иной уровень. Особый интерес представляют геометрии не критичного фазового синхронизма (НФС). Угловой НФС (УНФС) используется в перестраиваемых АО фильтрах (АОФ), применяемых для обработки оптических изображений, а частотный НФС (ЧНФС) – в АО дефлекторах (АОД), осуществляющих быстрое угловое сканирование коллимированных световых пучков^{1,2,3}.

В связи с расширением диапазона применения АО устройств в последнее время наблюдается растущий интерес к двуосным кристаллам, отличающимся более низкой симметрией физических свойств. Особый характер оптической и АО анизотропии двуосных сред обеспечивает принципиально новые варианты взаимодействия света и ультразвука, а широкое разнообразие существующих в них геометрий ФС позволяет точнее подобрать конфигурацию и диапазоны АО взаимодействия, оптимальные для каждого конкретного АО устройства.

С конца 1960-гг. был опубликован ряд работ, посвященных измерению компонент упругого и фотоупругого тензоров ромбических и моноклинных

¹ В.И. Балакший, В.Н. Парыгин, Л.Е. Чирков. Физические основы акустооптики. — М.: Радио и связь, 1985. — С. 289.

² Л.Н. Магдич, В.Я. Молчанов Акустооптические устройства и их применение. — М.: Советское радио, 1978. — С. 112.

³ В.Я. Молчанов, А.И. Колесников, Ю.И. Китаев и др. Теория и практика современной акустооптики. — М.: МИСИС, 2015. — С. 459. — ISBN: 978-5-87623-483-4.

⁴ R.W. Dixon. Acoustic diffraction of light in anisotropic media // IEEE J. Quantum Electron. — 1967. — Vol. 3, no. 2. — P. 85–93.

двуосных кристаллов. Были выявлены двуосные кристаллы, превосходящие по своей АО эффективности кристалл парателлурита – эталонный материал для акустооптики. Это свидетельствует о перспективности всестороннего изучения АО эффекта в двуосных кристаллах с целью поиска режимов взаимодействия, которые позволили бы улучшить характеристики существующих АО устройств. Однако, несмотря на очевидные преимущества, возникающие благодаря более сложной оптической анизотропии двуосных кристаллов, работ, посвященных изучению особенностей АО дифракции в таких материалах, известно крайне мало. Можно указать лишь несколько публикаций по вопросу АО синхронизма в условиях УНФС и ЧНФС в главных плоскостях двуосных кристаллов^{5,6,7,8}. Однако исследования диапазонов АО дифракции в этих работах проведено не было. Варианты НФС вне плоскостей симметрии до сих пор подробно никем не изучались. При этом часть из них обладает уникальными характеристиками⁶, что делает возможным реализацию АО устройств нового типа.

Особый характер оптической анизотропии двуосных кристаллов приводит к сильной зависимости существующих в них геометрий УНФС от длины волны излучения. Подробный анализ влияния указанного эффекта на характеристики широкоапертурных АОФ на двуосном кристалле до последнего времени также не проводился. Однако вследствие широкого использования в изображающих системах перестраиваемых АОФ, работающих с излучением широкого спектра, актуальность исследования этого вопроса не вызывает сомнений.

Одной из актуальных проблем современной акустооптики является задача создания конкурентоспособных однокристалльных АО устройств управления неполяризованным светом. Наиболее простой вариант решения этой проблемы состоит в поиске кристаллов с близкими коэффициентами АО качества для различных состояний поляризации падающего излучения в режиме изотропной дифракции. Другим возможным способом решения является применение АО ячейки на одноосном кристалле с фазированной решеткой преобразователей (ФРП), соседние секции которой излучают в противофазе⁹. Перечисленные

⁵ H. Lee. Acousto-optic light modulation with large bandwidth and angular aperture // IEEE Trans. Ultrason. Ferroelec. Freq. Contr. — 1987. — Vol. 34, no. 4. — P. 485–486.

⁶ С.В. Богданов, В.К. Сапожников. Акустооптическое взаимодействие в оптически двуосных кристаллах // Автометрия. — 1989. — № 5. — С. 3–10.

⁷ J.E.V. Oliveira, E.L. Adler. Wide angular aperture acousto-optic configurations in biaxial crystals // Electron. Lett. — 1990. — Vol. 26, no. 13. — P. 931–933.

⁸ K.B. Yushkov. Noncritical acousto-optic Bragg phase matching: analysis of orthorhombic and monoclinic crystal systems // Appl. Opt. — 2021. — Vol. 60, no. 2. — P. 7113–7121.

⁹ A.S. Voloshin, V.I. Balakshy, S.N. Mantsevich. Unpolarized light diffraction in an acoustic field created by a phased-array transducer // Proc. of 2016 IEEE International Ultrasonics Symposium (IUS). — P. 7728646.

методы позволяют решить проблему эффективной модуляции интенсивности неполяризованного оптического излучения, но не его сканирования. В данной диссертационной работе предлагается новый способ решения этой проблемы, заключающийся в использовании специальных режимов анизотропного АО рассеяния в двуосных кристаллах в акустическом поле ФРП.

Таким образом, до сих пор не был проведен исчерпывающий анализ возможности реализации на основе двуосных кристаллов АО приборов нового типа, а также не был исследован вопрос перспективности применения двуосных кристаллов в существующих АО устройствах для улучшения их характеристик. Именно в рамках обозначенных проблем лежат исследования, проведенные в диссертационной работе.

Цель и задачи работы

Целью диссертационной работы являлось исследование особенностей АО взаимодействия в оптически двуосных кристаллах. Основное внимание уделено рассмотрению новых, не имеющих аналогов в одноосных кристаллах, режимов АО дифракции, обусловленных особой структурой оптической анизотропии двуосных кристаллов. Для достижения указанной цели оказалось необходимым решить следующие **задачи**:

1. Разработать алгоритм расчета характеристик АО дифракции в двуосных кристаллах и на его основе реализовать программный комплекс, позволяющий получить полную информацию о геометрии рассеяния света и эффективности АО взаимодействия в любом срезе произвольного двуосного кристалла.

2. Теоретически, для главных плоскостей двуосного кристалла, и численно, на примере орторомбических кристаллов йодноватой кислоты и тиаарсенида таллия, исследовать структуру фазового синхронизма для широкоапертурной и широкополосной АО дифракции.

3. Исследовать топологию двумерной передаточной функции АО фильтров на двуосном кристалле, использующих геометрию не критичного по углу падения фазового синхронизма в главных кристаллооптических плоскостях.

4. Изучить влияние дисперсии показателей преломления двуосного кристалла на функционирование широкоапертурных АО фильтров.

5. Исследовать характеристики низкоселективных режимов брэгговской АО дифракции, реализующихся при распространении взаимодействующих световых пучков вблизи одной из оптических осей двуосного кристалла.

6. Разработать методы расчета частотных зависимостей оптимальных углов

падения и диапазонов дифракции света в неоднородном акустическом поле, возбуждаемом несинфазной решеткой пьезоэлектрических преобразователей.

Объект и предмет исследования

Объектом исследования являются структура фазового АО синхронизма, а также угловые, частотные и спектральные характеристики АО дифракции. Предметом рассмотрения диссертационной работы является АО взаимодействие в оптически двуосных кристаллах.

Методология исследования

Проведенные в диссертационной работе исследования опираются на классические работы отечественных и зарубежных авторов, посвященные изучению особенностей АО дифракции расходящихся оптических пучков в одноосных кристаллах. Они продолжают и обобщают их на случай АО взаимодействия в оптически двуосных материалах. Для расчета фазовых и групповых скоростей оптических мод применялся ковариантный подход. При исследовании угловых диапазонов АО дифракции применена методология двумерных передаточных функций. Топология двумерной передаточной функции изучалась с использованием методов дифференциальной геометрии поверхностей.

Научная новизна

1. Впервые проведено исчерпывающее аналитическое исследование пространственной структуры фазового АО синхронизма в главных плоскостях двуосного кристалла. Показано, что для любого направления ультразвука в этих плоскостях реализуется хотя бы одна широкоугольная геометрия АО рассеяния. При этом в двух из трех главных плоскостей наблюдаются по три различных режима широкоапертурной дифракции – низкочастотный, среднечастотный и высокочастотный.

2. Для широкого диапазона срезов двуосного кристалла изучена структура двумерной передаточной функции режимов широкоапертурной АО дифракции и характер ее трансформации при изменении частоты ультразвука. Показано, что в двуосных кристаллах существуют две новые переходные топологии передаточной функции U - и Ω -типа, возникающие при объединении режимов среднечастотной и низкочастотной геометрии.

3. На примере кристалла йодноватой кислоты впервые исследовано влияние дисперсии показателей преломления двуосного кристалла на характеристики

АО фильтров. Показано, что для большинства вариантов широкоапертурной АО дифракции в данном кристалле угол Брэгга сильно зависит от длины волны света, причем в пределах одной оптической октавы вариация значения этого угла может превышать половину от угла разделения пучков.

4. Детально изучены характеристики низкоселективных режимов рассеяния света в двуосном кристалле, реализующихся в условиях внешней конической рефракции, когда волновой вектор ультразвука ортогонален к лучевой оси. Продемонстрированы преимущества данных режимов над другими вариантами широкополосной АО дифракции в одноосных и двуосных кристаллах.

5. Получено аналитическое выражение для эффективности дифракции света в акустическом поле, возбуждаемом фазированной решеткой преобразователей. Формула справедлива для слабой и сильной брэгговской АО дифракции в поле решетки из произвольного числа секций. Найдены условия, при которых в АО ячейках с таким излучателем достигается 100% эффективность АО дифракции.

6. Исследованы поляризационно-независимые режимы анизотропного АО взаимодействия, реализующиеся в двуосном кристалле в акустическом поле противофазного преобразователя. Показано, что среди них имеется геометрия, обеспечивающая более широкий рабочий частотный диапазон по сравнению с изотропной АО дифракцией.

Практическая значимость работы

1. Разработанные и программно реализованные алгоритмы строгого анализа АО эффекта в двуосных кристаллах позволяют проводить расчеты основных характеристик АО дифракции для произвольных направлений распространения взаимодействующих ультразвукового и световых пучков, а также осуществлять оптимизацию параметров АО ячейки под конкретное АО устройство.

2. Продемонстрировано, что использование неколлинеарных АО фильтров на двуосном кристалле в АО системах пространственной фильтрации световых полей расширяет их функциональные возможности. Открываются перспективы для управления амплитудным профилем ультракоротких лазерных импульсов и формирования динамических оптических ловушек с более сложной структурой поля, не обладающей осевой симметрией.

3. Показано, что работа перестраиваемого неколлинеарного АО фильтра на двуосном кристалле в широких спектральных интервалах требует подстройки угла падения света, осуществляемой сторонними оптическими элементами.

4. На основе детально изученной в работе низкоселективной геометрии АО

взаимодействия в двуосном кристалле предложен многофункциональный АО дефлектор, способный сканировать как слабо расходящиеся световые пучки, так и пучки с широким угловым спектром, в том числе бездифракционные. Продемонстрировано снижение требований к точности ориентирования образца кристалла под такой дефлектор до технологически приемлемого уровня в 0.25° при возбуждении ультразвука фазированной решеткой пьезопреобразователей.

5. На основе поляризационно-независимой геометрии анизотропного АО взаимодействия в двуосном кристалле, реализующейся в акустическом поле фазированной решетки пьезопреобразователей, предложен конкурентный АО дефлектор неполяризованного излучения, заметно превосходящий по своим характеристикам все серийные однокристалльные аналоги.

Положения, выносимые на защиту

1. В двуосном кристалле существуют новые переходные формы двумерной передаточной функции широкоапертурной АО дифракции. В частности, такие топологии наблюдаются в двух из трех главных плоскостей.

2. Дисперсия показателей преломления двуосного кристалла существенно влияет на характеристики перестраиваемого АО фильтра. Спектральная полоса пропускания устройства может сужаться или расширяться более чем в 10 раз. Изменение угла Брэгга широкоапертурной геометрии в пределах одной октавы длин волн света может превышать половину от угловой апертуры дифракции.

3. При распространении света вблизи каждой из оптических осей двуосного кристалла реализуется низкоселективный режим брэгговской АО дифракции. Данный режим обеспечивает АО дефлектору на порядок бóльшую угловую апертуру, чем классическая широкополосная геометрия в одноосном кристалле.

4. Поляризационно-независимая геометрия анизотропной АО дифракции в двуосном кристалле, используемая в комбинации с фазированной решеткой пьезопреобразователей, позволяет эффективно управлять интенсивностью и направлением распространения неполяризованных световых пучков.

Достоверность результатов

Достоверность и обоснованность представленных в диссертационной работе результатов определяется корректностью постановки задач, адекватностью использованных физических моделей, математических методов и методов численного моделирования, а также согласием теоретических и численных расчетов. Теоретический анализ АО эффекта проводился методами

теории волн на основе укороченных уравнений, получаемых из уравнений Максвелла для среды, возмущенной акустической волной, в комбинации с методами фурье-оптики. Численные расчеты характеристик акустооптической дифракции с использованием безразмерных переменных выполнялись в математическом пакете MATLAB.

Апробация работы

Результаты, полученные в диссертационной работе, докладывались и обсуждались на 33 всероссийских и международных конференциях, в числе которых: XXI Международная конференция «Ломоносов». Москва, 2014; VII, X, XI Международные конференции «Акустооптические и радиолокационные методы измерений и обработки информации». Суздаль, 2014, 2017, 2018; V, VI, VIII, XI Международные конференции «Фотоника и информационная оптика». Москва, 2015, 2017, 2019, 2022; International Congress on Ultrasonics. Metz, France, 2015; XV, XVI, XVII Всероссийские школы-семинары «Физика и применение микроволн». Московская область, Красновидово, 2015, 2017, 2019; XVIII, XIX, XX, XXIII, XXIV, XXV, XXVI, XXVII, XXVIII Международные научные конференции «Волновая электроника и инфокоммуникационные системы». Санкт-Петербург, 2015-2017, 2020-2025; XV, XVI, XVII Всероссийские школы-семинары «Волновые явления в неоднородных средах». Московская область, Красновидово, 2016, 2018, 2020; 14th School on Acousto-Optics and Applications. Torun, Poland, 2019; XXXII, XXXIV, XXXV Всероссийские научные конференции «Сессия Российского акустического общества». Москва, 2019, 2022, 2023; III Всероссийская акустическая конференция. Санкт-Петербург, 2020; XIV, XV Международные конференции «Акустооптические и радиолокационные методы измерений и обработки информации». Астрахань, 2021, 2022; XXXIII Всероссийская школа-семинар «Волновые явления: физика и применения». Московская область, Красновидово, 2022; SPIE/COS Photonics Asia. Beijing, China, 2022; XVII Международная научно-техническая конференция «Оптические методы исследования потоков». Москва, 2023.

Также полученные результаты неоднократно обсуждались на научных семинарах кафедры физики колебаний физического факультета МГУ.

Публикации по теме диссертации

Основные результаты по теме диссертации изложены в 19 печатных

изданиях, в том числе в 10 статьях в рецензируемых научных журналах, удовлетворяющих Положению о присуждении учёных степеней в МГУ имени М.В. Ломоносова, и 9 прочих публикациях. Список работ автора приведен в конце автореферата перед списком литературы.

Личный вклад автора

Личный вклад автора в работу является определяющим. Все результаты, вошедшие в диссертационную работу, получены либо самим автором, либо совместно с соавторами работ, опубликованных по теме диссертации. В частности, личный вклад в опубликованных печатных работах следующий:

- разработаны аналитические модели [4,7,8,15,19];
- написаны расчетные программы и выполнено численное моделирование [1-19];
- поставлен эксперимент и проведена обработка результатов [4].

Структура и объем диссертации

Диссертация состоит из введения, пяти глав, заключения, библиографии и списка авторских публикаций. Общий объем диссертационной работы составляет 222 страницы, включая 87 рисунков и 2 таблицы. Библиография включает 240 наименований на 16 страницах.

ОСНОВНОЕ СОДЕРЖАНИЕ ДИССЕРТАЦИОННОЙ РАБОТЫ

Во введении содержится общая характеристика исследуемой проблемы дифракции света на ультразвуке в двуосных кристаллах. Обоснована актуальность, научная новизна и практическая значимость направления исследования, сформулированы цели и задачи диссертационной работы.

Первая часть первой главы является обзорной и включает в себя общие положения теории АО эффекта в анизотропных средах, необходимые для последующего изложения материала работы. **Во второй части** главы описан разработанный в рамках выполнения работы оригинальный программный комплекс, позволяющий получить полную информацию о величине и характере АО эффекта в любом срезе произвольного двуосного кристалла. Кроме того, обсуждаются алгоритмы поиска срезов кристалла, оптимальных для создания широкополосных АО дефлекторов и широкоапертурных АО фильтров.

Вторая глава посвящена исследованию пространственной структуры фазового АО синхронизма (ФС) в оптически неактивных двуосных кристаллах. Основное внимание уделено вариантам УНФС и ЧНФС, реализующимся в главных кристаллооптических плоскостях. Направления диэлектрических осей выбирались так, чтобы для главных показателей преломления выполнялось неравенство: $n_Z < n_Y < n_X$. В таком случае оптические и лучевые оси кристалла лежат в главной плоскости XZ , образуя углы $\pm\psi$ и $\pm\gamma$ с осью Z . Конкретные расчеты параметров ФС проводились для кристалла тριοарсенида таллия (Tl_3AsS_4) ромбической сингонии для излучения с $\lambda = 1.06$ мкм.

В §2.1 рассмотрены плоскости XU и YZ , не содержащие оптических осей. ЧНФС во всех срезах этих плоскостей наблюдается в режиме анизотропного рассеяния медленной оптической s -моды, преобразующейся в процессе АО дифракции в быструю f -волну. УНФС в данных плоскостях также наблюдается только в процессах со сменой типа оптической моды. Установлено, что в одной из них существуют три различные конфигурации УНФС – высокочастотная (ВЧ), среднечастотная (СЧ) и низкочастотная (НЧ) геометрии [9], а в другой плоскости существует только одна широкоапертурная геометрия. Показано, что распределение вариантов УНФС между диэлектрическими плоскостями XU и YZ двуосного кристалла определяется знаком параметра $B = 1 - n_X n_Z / n_Y^2$ [7]. Если $B > 0$ (случай Tl_3AsS_4), то более сложная структура ФС наблюдается в плоскости YZ . Основные параметры УНФС в различных срезах этой плоскости кристалла Tl_3AsS_4 , а именно: угол падения оптической s -волны (θ_0) и частота ФС (f_0), представлены на рис. 1а,в. Фигурирующий на рис. 1 угол среза χ задает направление волновой нормали сдвиговой акустической моды в плоскостях YZ и XZ ; угол χ отсчитывается от осей Y и X в сторону, противоположную оси Z . Точкой "1" на рис. 1а,в отмечен особый режим углового НФС в срезе $\chi = 0^\circ$, возникающий при объединении НЧ и СЧ геометрий, а точкой "2" – вариант УНФС в оптимальном срезе, возникающий при слиянии СЧ и ВЧ геометрий.

В §2.2 рассмотрена главная плоскость XZ , содержащая оптические оси. Симметрия оптической поверхности нормалей (ОПН) двуосного кристалла допускает выделение в ней световых qo - и qe -волны, имеющих соответственно сагиттальную и параллельную поляризации. При таком выборе световых мод нетривиальные режимы АО рассеяния в этой плоскости реализуются только в процессах со сменой оптической моды. Показано, что в плоскости XZ любого двуосного кристалла существуют НЧ, СЧ и ВЧ конфигурации УНФС [7],

причем один из наблюдающихся в ней вариантов НФС является одновременно и широкоугольным и широкополосным^{5,6}. Такой режим АО рассеяния и срез кристалла $\chi_{ls} = \gamma$, в котором он реализуется, были названы низкоселективными (НС). Структуру ФС в условиях широкоапертурной АО дифракции qo -волны в главной плоскости XZ кристалла Tl_3AsS_4 иллюстрируют рис. 1б,г. Точкой "1" на графиках отмечен вышеупомянутый низкоселективный режим АО дифракции, возникающий при слиянии НЧ и СЧ конфигураций углового НФС, а точкой "2" – особый вариант УНФС, реализующийся в оптимальном срезе.

В §2.3 рассмотрены плоскости АО взаимодействия, содержащие одну из оптических осей двуосного кристалла. Показано, что в них также существует НС режим АО дифракции. При этом, как и в главной плоскости XZ , здесь он реализуется в условиях внешней конической рефракции, когда направление ультразвука ортогонально к лучевой оси [11].

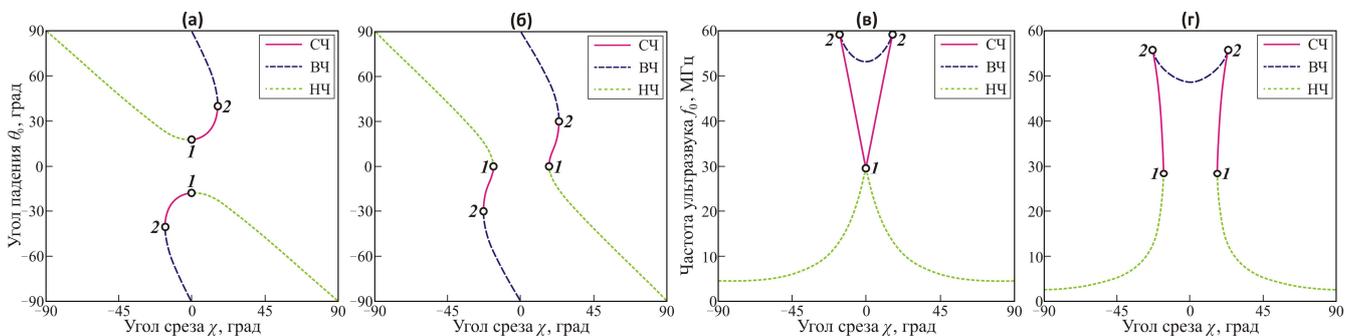


Рис. 1. Детали АО синхронизма при широкоапертурной дифракции в плоскостях YZ (а,в) и XZ (б,г) кристалла Tl_3AsS_4 : угол падения θ_0 (а,б) и частота f_0 (в,г), как функции угла среза χ .

Третья глава посвящена изучению особенностей АО эффекта в кристалле Tl_3AsS_4 . Основное внимание уделено исследованию частотных зависимостей углов Брэгга $\theta_B(f)$ и угло-частотных диапазонов АО дифракции в срезах этого кристалла, близких к низкоселективному. Характеристики АО взаимодействия в срезе $\chi = \chi_{ls}$ его плоскости XZ приведены на рис. 2. Из векторной диаграммы (рис. 2а) ясно, что НС дифракция здесь наблюдается при угле падения qo -волны $\theta_0 = 0^\circ$. При этом угол отклонения qe -волны в точности равен углу раствора конуса внешней рефракции $\Delta\gamma$ материала. Локальная структура зависимостей $\theta_B(f)$ вблизи рабочей точки НС дифракции, отмеченной на графиках символом "LS", показана на рис. 2б. Ветвь $-1qo (+1qe)$ относится к процессу рассеяния qo - (qe -) волны в -1 -ый ($+1$ -ый) порядок дифракции. Угло-частотный диапазон $\zeta(\theta_i, f)$ низкоселективной $qo \rightarrow qe$ дифракции в плоскости XZ кристалла Tl_3AsS_4 , рассчитанный для преобразователя шириной $l_{pt} = 1$ см и параметра Рамана-Ната

$\Gamma = \pi$, представлен на рис. 2в. Эффективность дифракции ζ показана градиациями цвета – от нуля (темно-синий) до 100% (темно-красный). Из графика ясно, что в условиях НС рассеяния в плоскости оптических осей угло-частотный диапазон имеет X-образную форму [12]. Показано, что такая форма диапазона $\zeta(\theta_i, f)$ обусловлена отсутствием в разложении АО расстройки по переменным $\theta_i - \theta_0$ и $f - f_0$ линейных членов. При этом предельные величины частотного диапазона Δf и угловой апертуры $\Delta\theta_a$ (в воздухе) широкополосной дифракции определяются следующими выражениями:

$$\Delta f = 2(V/\lambda)\sqrt{1.6\lambda/l_{pt}}/\sqrt{\kappa_d}; \quad \Delta\theta_a = 2\sqrt{0.8\lambda/l_{pt}}/\sqrt{\kappa_i}. \quad (1)$$

где κ_i, κ_d – кривизны сечения ОПН плоскостью взаимодействия для падающей и дифрагировавшей волн, взятые в рабочей точке НС геометрии, V – скорость ультразвука. Частотные характеристики НС $qo \rightarrow qe$ дифракции в плоскости XZ кристалла Tl_3AsS_4 представлены на рис. 2г. Видно, что предельный частотный диапазон Δf здесь составляет 45 МГц (при $\theta_i = 0.32^\circ$), тогда как в полосе частот 23 МГц угловая апертура АО дифракции равна 0.3° . Широкий угло-частотный диапазон на рис. 2в,г оптимален для создания специальных широкоугольных АОД, способных сканировать сильно расходящиеся оптические пучки, а также пучки, несущие изображение. По величине угловой апертуры $\Delta\theta_a \approx 1.7^\circ$ такой прибор будет на порядок превосходить серийные АОД на основе одноосных кристаллов. На практике его апертура $\Delta\theta_a$ будет ограничена углом $n_Y \Delta\gamma \approx 1.5^\circ$, поэтому такие АОД предпочтительно изготавливать из материалов с большим раствором конуса рефракции. Для решения задач сканирования гауссовых световых пучков оптимален АОД, использующий режим дифракции с $\theta_i \approx 0.2^\circ$. Такой прибор способен обеспечить сканирование пучков с расходимостью в воздухе до 0.4° в угловом диапазоне $\Delta\phi_a \approx 1.3^\circ$ ($\Delta f \approx 25$ МГц) с интегральной эффективностью АО дифракции в рабочем порядке не ниже 90%.

Показано, что для практической реализации широкоапертурного АОД на основе НС дифракции требуется предельно высокая точность изготовления АО ячейки [12,18]. Величину $\Delta\chi$ допустимого отклонения волнового вектора ультразвука от направления, ортогонального к лучевой оси, можно оценить как

$$\Delta\chi \approx 0.2(\lambda/l_{pt})/(n_Y \Delta\gamma). \quad (2)$$

При использовании двuosных кристаллов с большим углом $n_Y \Delta\gamma$ величина $\Delta\chi$ оказывается порядка $1'$. Отсюда ясно, что такие АОД могут быть изготовлены только из материалов с хорошо освоенной технологией роста и обработки.

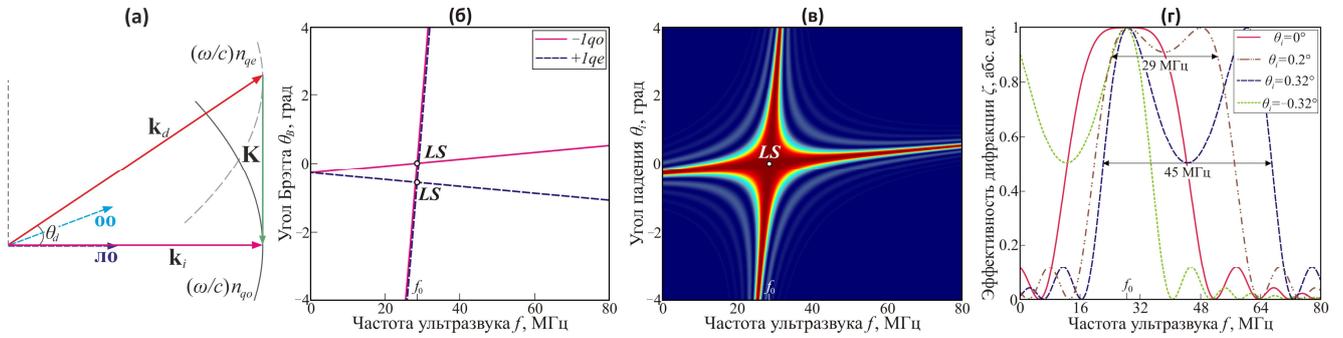


Рис. 2. Низкоселективное рассеяние в плоскости XZ кристалла Tl_3AsS_4 : векторная диаграмма дифракции (а), частотные зависимости углов Брэгга (б), угло-частотные (в) и частотные (г) характеристики $-lqo$ дифракции в АО ячейке с $l_{pt}=1$ см. "оо" и "ло" – оптическая и лучевая оси кристалла. "LS" – рабочая точка НС геометрии, реализующейся при $\theta_i=0^\circ$ и $f=f_0$.

Установлено, что самопересекающаяся структура сечения ОПН двуосного кристалла плоскостью оптических осей обеспечивает существование в ней поляризационно-независимых вариантов ФС [12]. В материалах с параметром $B > 0$ ($B < 0$) такие режимы анизотропного АО рассеяния реализуются в срезах, меньших (бóльших) низкоселективного. Векторная диаграмма поляризационно-нечувствительной геометрии в плоскости XZ двуосного кристалла приведена на рис. 3а. Сплошными и пунктирными линиями показаны процессы синхронного рассеяния $qo \rightarrow qe$ и $qe \rightarrow qo$ в +1-ый порядок. Показано, что такая геометрия оптимальна для высокочастотных АО модуляторов (АОМ) неполяризованного излучения [12]. Существование подобных вариантов анизотропной дифракции в главной плоскости XZ кристалла Tl_3AsS_4 демонстрирует рис. 3б-г, на котором представлены зависимости $\theta_B(f)$ в срезах $\chi=16.8^\circ$, $\chi=16.7^\circ$ и $\chi=16.6^\circ$. Рабочие точки поляризационно-нечувствительных АОМ, располагающиеся в местах пересечения ветвей $-lqo$ и $-lqe$ ($+lqo$ и $+lqe$), показаны на графиках символом "M". Установлено, что центральные частоты таких АОМ существенно зависят от среза кристалла, при этом в большинстве срезов они оказываются довольно высокими. Так, при изменении угла χ от 16.8° до 16.1° центральная частота АОМ, использующего режим рассеяния света в +1-ый порядок, монотонно возрастает от 138 МГц до 502 МГц. Широкий интервал частот АО синхронизма обсуждаемой геометрии позволяет оптимизировать рабочий угло-частотный диапазон АОМ под каждую конкретную решаемую задачу. В то же время преобладание в ее структуре ФС высокочастотных конфигураций открывает возможности для создания на кристалле Tl_3AsS_4 эффективных поляризационно-нечувствительных АОМ среднего ИК-диапазона.

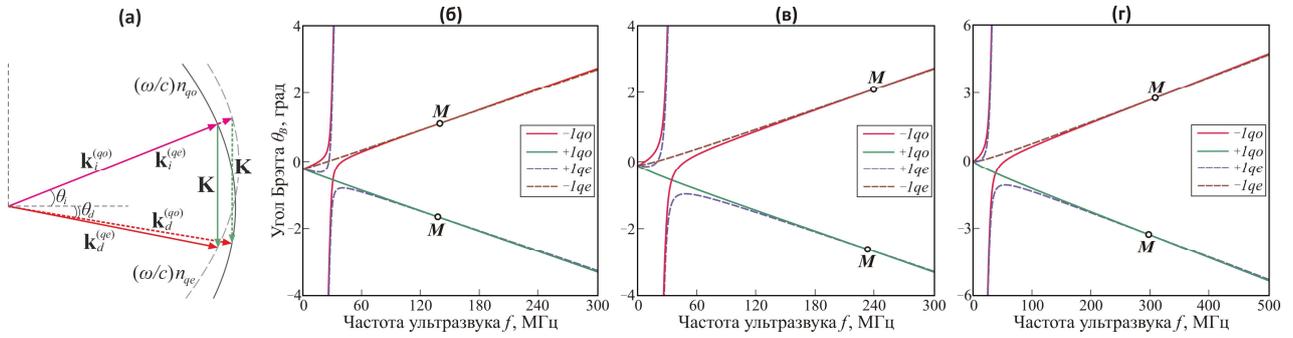


Рис. 3. Поляризационно-нечувствительная АО дифракция в плоскости XZ кристалла Tl_3AsS_4 : векторная диаграмма (а), частотные зависимости углов Брэгга в срезах $\chi = 16.8^\circ$ (б), $\chi = 16.7^\circ$ (в) и $\chi = 16.6^\circ$ (г). "М" – рабочая точка поляризационно-нечувствительной геометрии.

Четвертая глава посвящена всестороннему изучению АО эффекта в кристалле йодноватой кислоты (α - $НЮ_3$). Обнаружено, что широкоапертурные АОФ, использующие СЧ варианты УНФС в его плоскости YZ , могут ощутимо превосходить коммерческие парателлуридные аналоги, как по спектральному разрешению, так и по угловой апертуре [14]. Изучена структура двумерной передаточной функции (ДПФ) АО фильтров, работающих на основе вариантов УНФС в главных плоскостях кристалла α - $НЮ_3$. Показано, что в таком случае в роли дискриминатора топологии ДПФ выступает параметр D , зависящий от компонент тензора кривизны ОПН, взятых в рабочей точке УНФС [7,8]:

$$D = -\text{sign}[(\kappa_i - \kappa_d)/(\kappa_i^{(s)} - \kappa_d^{(s)})]. \quad (3)$$

Здесь κ и $\kappa^{(s)}$ – кривизны ОПН соответственно в главной плоскости дифракции и в сагиттальном направлении. Если $D = 1$ ($D = -1$), то ДПФ имеет Х-образную (О-образную) форму. В ситуации, когда аргумент функции sign обращается в ноль или в бесконечность, наблюдаются переходные формы ДПФ. Установлено, что для НЧ и ВЧ конфигураций УНФС ДПФ имеет Х-образную форму, а для СЧ геометрии – О-образный вид. Переходы между этими устойчивыми формами ДПФ происходят в выделенных срезах кристалла, когда СЧ и ВЧ (НЧ) варианты УНФС сливаются в один особый режим широкоапертурной АО дифракции. Во второй главе показано, что объединение СЧ и ВЧ геометрий происходит в оптимальных срезах плоскостей YZ и XZ , а СЧ и НЧ геометрий – в нулевом (YZ) и НС (XZ) срезе. Передаточные функции $|H(\theta, \Phi)|$ особых режимов УНФС в перечисленных срезах кристалла α - $НЮ_3$ показаны на рис. 4. Расчеты проведены для света с $\lambda = 633$ нм, преобразователя шириной $l_{pt} = 1$ см, значения параметра Рамана-Ната $\Gamma = \pi$ и частоты $f = f_0$, так что в центре картин $|H(0,0)| = 1$.

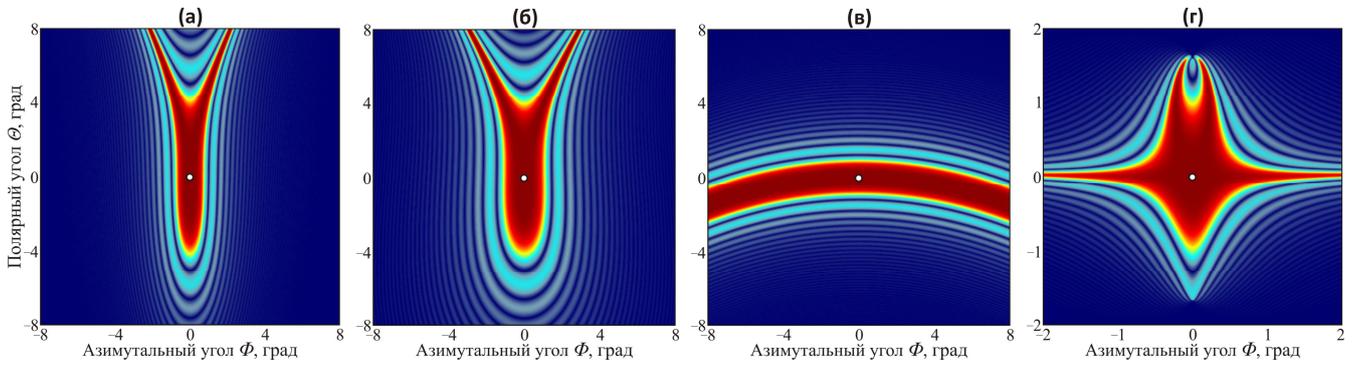


Рис. 4. Переходные формы двумерной передаточной функции АО дифракции в кристалле α -ННО₃; процесс $-1s, f=f_0$: топология V-типа в оптимальном срезе плоскости XZ (а) и YZ (б), топология U-типа в нулевом срезе плоскости YZ (в), топология Ω -типа в низкоселективном срезе плоскости XZ (г). Главной плоскости АО дифракции соответствуют значения $\Phi=0^\circ$. Точке (0,0) отвечает осевая компонента оптического пучка.

Передаточные функции в оптимальных срезах плоскостей XZ и YZ имеют Y-образную форму (рис. 4а,б) со скелетными кривыми $\Theta(\Phi)$ в виде буквы "V" (топология V-типа) [7]. Такой топологический переход отвечает ситуации $D=0$ ($\kappa_i=\kappa_d$) и является единственным переходом, существующим в одноосных кристаллах¹⁰. Обнаружено, что в главных плоскостях двуосного кристалла существуют две новые переходные топологии ДПФ U- и Ω -типа, отвечающие режимам УНФС с $\kappa_i^{(s)}=\kappa_d^{(s)}$ [7,15,16]. Переход U-типа происходит в срезе $\chi=0^\circ$ плоскости YZ. В этом случае ДПФ имеет форму широкой горизонтальной дуги (рис. 4в), т.е. фактически является одномерной. На частотах $f>f_0$ эта дуга расщепляется на две более узкие дуги, что позволяет проводить качественную одномерную (в главной плоскости дифракции) фильтрацию углового спектра обрабатываемого оптического сигнала [7]. Топологический переход Ω -типа происходит в режиме НС рассеяния света в плоскости XZ (рис. 4г). В таком случае ДПФ имеет принципиально двумерную структуру, сложным образом зависящую от частоты ультразвука [15]. Наблюдаемая трансформация формы ДПФ при $f\neq f_0$ сопровождается смещением ее центра вниз (при $f>f_0$) и вверх (при $f<f_0$) по оси ординат. Перспективность применения такого режима УНФС в АО схемах визуализации фазовых объектов продемонстрирована в [15].

В §4.3.3 на примере кристалла α -ННО₃ впервые обстоятельно исследовано влияние дисперсии показателей преломления двуосного кристалла на работу широкоапертурных АОФ. Обнаружено, что в материале наблюдается сильный спектральный дрейф $\theta_0(\lambda)$ неколлинеарных вариантов УНФС, затрудняющий

¹⁰ V.E. Pozhar, A.S. Machihin. Image aberrations caused by light diffraction via ultrasonic waves in uniaxial crystals // Appl. Opt. — 2012. — Vol. 51, no. 19. — P. 4513–4519.

его применение в перестраиваемых АОФ. Этому дрейфу наиболее подвержены конфигурации СЧ геометрии. Исключение составляет узкий диапазон длин волн ~ 200 нм вблизи точки экстремума $\lambda \approx 750$ нм угла оптических осей, где дрейф большинства таких режимов АО дифракции незначителен. Это позволяет использовать кристалл α -ННО₃ в широкоапертурных АО фильтрах, работающих в узких спектральных интервалах. Для оценки влияния дисперсии показателей преломления на полосу пропускания $\Delta\lambda$ АОФ введен коэффициент сужения $B_\lambda = \Delta\lambda_0/\Delta\lambda$, где $\Delta\lambda_0$ – полоса пропускания без учета дисперсии, и исследована его зависимость от геометрии АО дифракции и среза двуосного кристалла. Установлено, что для режимов УНФС вблизи оптической оси коэффициент B_λ может быть как много бóльшим, так и много меньшим единицы, что открывает пути для управления амплитудным профилем коротких лазерных импульсов.

В §4.3.4 изучена возможность создания на кристалле α -ННО₃ АО фильтров с высоким спектральным разрешением. Рассмотрены два способа реализации таких приборов – на основе квазиколлинеарной геометрии и неколлинеарного режима АО дифракции с углом падения на ультразвуковой столб $\varphi_i \approx 80^\circ$ [11]. Проведена оптимизация геометрии АО дифракции по величинам спектрального разрешения r , потребляемой мощности P и по продукту $\zeta = r/P$. Установлено, что неколлинеарные АОФ на кристалле α -ННО₃ практически не уступают своим квазиколлинеарным аналогам по величине ζ , но для их изготовления требуются образцы большего размера. Обоснована возможность создания на кристалле α -ННО₃ конкурентных АО дисперсионных линий задержки видимого и ближнего ИК-диапазона, превосходящих серийные парателлуритные аналоги по числу разрешаемых элементов модуляции.

В §4.3.5 исследовано влияние оптической активности кристалла α -ННО₃ на характеристики дифракции света в плоскости XZ . Основное внимание уделено вариантам АО взаимодействия вблизи одной из оптических осей. Показано, что гиротропия материала приводит к появлению новых вариантов НФС. Изучено влияние оптической активности на низкоселективный режим АО дифракции. Показано, что вследствие высокого двулучепреломления кристалла α -ННО₃ это влияние несущественно и им правомерно пренебречь [6,15].

В §4.3.6 исследованы характеристики всех существующих в кристалле α -ННО₃ конфигураций низкоселективной АО дифракции. Основное внимание уделено вариантам НС рассеяния света на продольной акустической волне, распространяющейся по нормали к плоскости оптических осей, т.е. вдоль оси Y .

Установлено, что они реализуются в плоскостях, образующих угол ϑ с осью Z , причем $\gamma - \Delta\gamma \leq \vartheta \leq \gamma$. Векторная диаграмма исследуемых режимов дифракции показана на рис. 5а. Конкретные расчеты проводились для света с $\lambda = 633$ нм; в этом случае $\gamma \approx 25.2^\circ$, $\Delta\gamma \approx 3.3^\circ$. Показано, что для сканирования пучков с такой λ наиболее подходят НС режимы в плоскостях с $24.7^\circ < \vartheta < 25^\circ$ [6]. Частотные зависимости $\theta_B(f)$ для $s \rightarrow s$ АО рассеяния в плоскости с $\vartheta = 24.9^\circ$ приведены на рис. 5б. Видно, что помимо квазилинейных ветвей кривые $\theta_B(f)$ содержат здесь дополнительные области, отвечающие режимам дифракции с $\theta_d \neq -\theta_i$. Рабочая точка "LS" НС геометрии, реализующейся в выбранном срезе кристалла при $f = f_0 \approx 306$ МГц, располагается в месте пересечения упомянутых ветвей $\theta_B(f)$. Показано, что такая структура кривых $\theta_B(f)$ характерна для всех плоскостей с $21.9^\circ \leq \vartheta \leq 25.2^\circ$; отличия состоят лишь в форме дополнительных областей ФС и конкретных значениях f_0 [6]. Частотные характеристики НС дифракции в срезе с $\vartheta = 24.9^\circ$, рассчитанные для преобразователя шириной $l_{pt} = 2$ см и параметра Рамана-Ната $\Gamma = \pi$, представлены на рис. 5в. Видно, что предельный частотный диапазон Δf здесь составляет 216 МГц и достигается при $\theta_i = 1.25^\circ$. При такой настройке угла падения данная АО ячейка способна обеспечивать сканирование хорошо коллимированных оптических пучков в угловом диапазоне $\Delta\phi_a \approx 2.6^\circ$, превосходящем диапазон $\Delta\phi_a$ классических параллелуритных АОД с той же величиной l_{pt} в 2.1 раза. Обнаруженный выигрыш в величине $\Delta\phi_a$ открывает новые возможности для создания быстродействующих АОД с большим числом разрешимых положений [6]. В то же время для решения задач сканирования слабо расходящихся световых пучков оптимален АОД, использующий режим АО дифракции с $\theta_i = 1.13^\circ$. Данный прибор способен отклонять гауссовы пучки с расходимостью в воздухе до 0.3° в угловом диапазоне $\Delta\phi_a \approx 1.1^\circ$ ($\Delta f \approx 90$ МГц). При этом в обозначенном интервале Δf интегральная эффективность дифракции будет не ниже 90%. Установлено, что при расчетах характеристик такого АОД необходимо учитывать селективность АО рассеяния в направлениях, лежащих вне главной плоскости дифракции. Двумерная передаточная функция данной АО ячейки на частоте $f = f_0$ (представлена на рис. 5г) имеет форму изогнутого креста (топология X-типа), кривизна ветвей которого в центре картины зависит от величины угла ϑ и значения $\Delta\gamma$ используемого кристалла. При перестройке частоты ультразвука форма ДПФ практически не претерпевает изменений, а ее центр смещается влево и вверх при $f > f_0$ и вправо и вниз при $f < f_0$ [6,15]. Показано, что подобный характер эволюции ДПФ при изменении f оптимален для решения задач визуализации фазовых объектов АО методом [15].

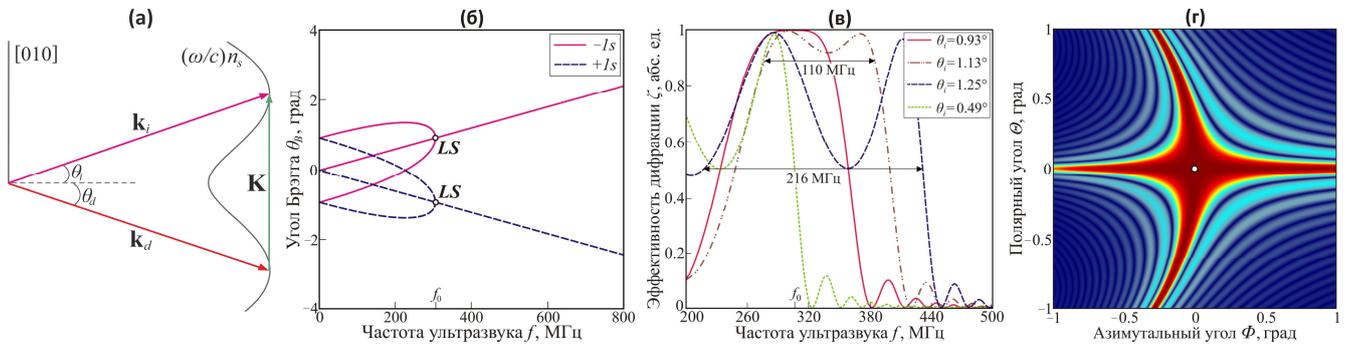


Рис. 5. Низкоселективное АО рассеяние в плоскости с $\vartheta = 24.9^\circ$ кристалла α -NiO₃: векторная диаграмма (а), частотные зависимости углов Брэгга (б), частотные характеристики (в) и двумерная передаточная функция (г) $-1s$ дифракции в АО ячейке с $l_{pt} = 2$ см. "LS" – рабочая точка низкоселективной геометрии, реализующейся при $f = f_0$.

Пятая глава посвящена изучению особенностей АО эффекта в двуосных кристаллах в неоднородном акустическом поле, возбуждаемом фазированной решеткой преобразователей (ФРП), на секции которой подаются электрические сигналы с линейно нарастающей фазой. Расчеты проводились для АО ячеек с планарными ФРП двух типов – противофазной и электронно-управляемой (активной). В случае противофазной решетки (рис. 6а) сдвиг фаз $\Delta\Phi = \pi$ между соседними элементами обеспечивается способом электрического соединения секций и не зависит от частоты ультразвука¹¹. Диаграмма направленности (ДН) такой ФРП содержит два идентичных главных лепестка, расположенных симметрично относительно нормали к плоскости излучателя (рис. 6в). Угловое расстояние между ними зависит от частоты ультразвука и параметров ФРП и приближенно составляет λ/d , где $\lambda = V/f$ – длина акустической волны, $d = l + a$ – период решетки, l – ширина секций ФРП и a – величина зазора между ними. В случае активной ФРП (рис. 6б) величина $\Delta\Phi$ регулируется программно и может изменяться в пределах от 0 до 2π . ДН такой ФРП существенно несимметрична; бóльшая мощность приходится на лепесток, расположенный ближе к оси излучателя (рис. 6г). Активные ФРП нашли применение в АОД среднего ИК-диапазона, выполняемых на кубическом кристалле германия. Преимущества использования подобных излучателей в АОД на основе геометрии частотного НФС в одноосных кристаллах продемонстрированы в работе¹².

¹¹ G.A. Alphonse. Broadband acousto-optic deflectors: new results // Appl. Opt. — 1975. — Vol. 14, no. 1. — P. 201–207.

¹² С.Н. Антонов, А.В. Вайнер, В.В. Проклов, Ю.Г. Резвов. Расширение углового диапазона сканирования акустооптического дефлектора с двухэлементным фазированным пьезопреобразователем // ЖТФ. — 2013. — Т. 83, № 9. — С. 108–113.

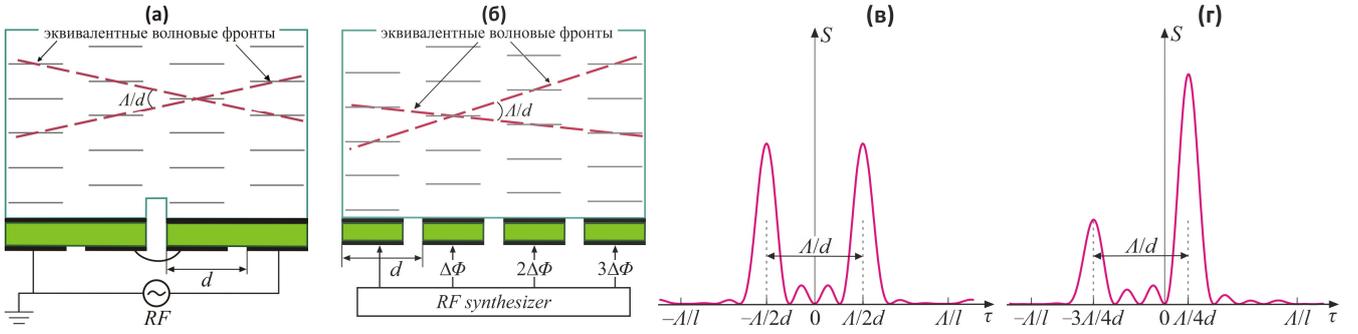


Рис. 6. АО ячейки с противофазной (а,в) и электронно-управляемой (б,г) ФРП: общий дизайн ячейки (а,б), угловой спектр мощности излучения ФРП (в,г). Параметры ФРП: $N=4$, $l=3a$, $\Delta\Phi = \pi$ (а,в); $\Delta\Phi = \pi/2$ (б,г).

В §5.2 получено строгое решение задачи АО дифракции в акустическом поле активной ФРП из произвольного числа секций N , подключенной по схеме на рис. 6б. Показано, что эффективность дифракции ζ в подобных АО ячейках дается следующим выражением:

$$\zeta = \zeta_1 \sin^2(N\beta) / \sin^2 \beta. \quad (4)$$

Здесь ζ_1 – эффективность АО дифракции на акустическом пучке от отдельной секции, а переменная β зависит от параметра Рамана-Ната Γ и безразмерной АО расстройки R , характеризующих АО рассеяние на отдельном ультразвуковом столбе, параметров ФРП и величины сдвига фаз $\Delta\Phi$:

$$\cos \beta = \sqrt{1 - \zeta_1} \cos [\mu + (Ra/l + \Delta\Phi)/2]; \quad \mu = \arctan \left[\left(R / \sqrt{\Gamma^2 + R^2} \right) \tan \left(\sqrt{\Gamma^2 + R^2} / 2 \right) \right]. \quad (5)$$

В ячейках с ФРП взаимодействие света и ультразвука происходит наиболее эффективно при так называемых оптимальных углах падения, отличных от угла Брэгга. При этом, несмотря на возникающую в таком случае АО расстройку, эффективность дифракции ζ в них может достигать 100% [4,13]. Показано, что для этого величины параметра Γ и АО расстройки R должны удовлетворять следующей системе уравнений:

$$\begin{cases} \zeta_1 = \sin^2[\pi/(2N)] \\ \cos [2\mu + Ra/l + \Delta\Phi] = 1 \end{cases} \quad (6)$$

С использованием найденных из (6) оптимальных значений расстройки R_{opt} проблема расчета частотных зависимостей оптимальных углов падения $\theta_{opt}(f)$ сводится к следующей задаче:

$$n_d \cos \theta_d = n_i \cos \theta_i \pm \lambda/d_{ef}; \quad f = p [n_d \sin(\theta_d + \alpha) - n_i \sin(\theta_i + \alpha)] V / \lambda \cos \alpha. \quad (7)$$

Здесь α – угол акустического сноса, $p = \pm 1$ – порядок АО дифракции. Параметр $d_{ef} \sim l/|R_{opt}|$ зависит от периода d и ширины секций, сдвига фаз $\Delta\Phi$ и от лепестка ДН. Например, для противофазной ФРП с большим числом секций $d_{ef} \approx 2d$.

В §5.3 изучена структура зависимостей $\theta_{opt}(f)$ и диапазонов АО дифракции в срезах с $\chi \approx \gamma$ плоскости XZ кристалла Tl_3AsS_4 в поле противофазной ФРП. Доказано, что выбором параметра d_{ef} во всех таких срезах можно реализовать НС режим АО дифракции [13].

В §5.4 исследованы характеристики НС дифракции в различных срезах плоскости XZ кристалла α - $NIIO_3$ в поле противофазной ФРП. Предложен способ компенсации неточности изготовления АО ячейки под широкоугольный АОД, основанный на применении в качестве излучателя ультразвука активной ФРП. Показано, что в случае двухэлементной ФРП требования к точности выведения звуковой грани ячейки снижаются примерно в 4 раза, в сравнении с таковыми для однородного пьезопреобразователя.

В §5.5 изучены характеристики режимов поляризационно-независимой АО дифракции, реализующихся в плоскости оптических осей двуосного кристалла в поле противофазной ФРП. Обнаружено, что среди них имеются варианты с низкой частотной селективностью, оптимальные для АОД неполяризованного излучения [13]. Существование таких вариантов АО рассеяния в плоскости XZ кристалла Tl_3AsS_4 демонстрирует рис. 7а, на котором приведены зависимости $\theta_{opt}(f)$ в срезе $\chi=17.6^\circ$. Расчет проведен для длины волны света $\lambda=1.06$ мкм и противофазной ФРП с параметрами: $N=6$, $l=0.39$ мм, $a=0.2$ мм. Рабочая точка "D" обсуждаемой поляризационно-независимой геометрии, реализующейся в выбранном срезе кристалла при $f_w \approx 75$ МГц, располагается в месте пересечения ветвей $+lqo$ и $+lqe$. Частотные характеристики такой геометрии показаны на рис. 7б. Из графика видно, что общий для qo - и qe -моды частотный диапазон по уровню -1 дБ здесь составляет 30 МГц ($\Delta\phi_a \approx 1.6^\circ$). Установлено, что в режиме высокой эффективности дифракции предельная величина $\Delta\phi_a$, реализуемая в подобных АО ячейках, определяется процессами сильной перекачки световой энергии в $+2$ -ой порядок и при использовании кристалла Tl_3AsS_4 не превышает 1.3° . Предложен дизайн поляризационно-нечувствительного АОД, лишённого этого недостатка. В таком приборе используется поляризационно-независимая геометрия на рис. 3, расширение частотного диапазона которой достигается за счет активной ФРП. Конкретные расчеты проводились для такой геометрии в срезе $\chi=16.8^\circ$, реализующейся при $f_w \approx 140$ МГц и $\theta_i \approx 1.1^\circ$, и активной ФРП с параметрами: $N=2$, $l=1.5$ мм, $a=0.2$ мм. При сканировании коллимированных неполяризованных пучков частотный диапазон данной ячейки по уровню -1 дБ составляет 21 МГц (рис. 7в) и может быть значительно расширен подстройкой

угла падения света и выбором сдвига фазы $\Delta\Phi_w \neq 0$ на центральной частоте f_w . Например, при $\theta_i = 0.5^\circ$ ($f_w \approx 75$ МГц, $\Delta\Phi_w \approx \pi/5$) он составляет 31 МГц (рис. 7г).

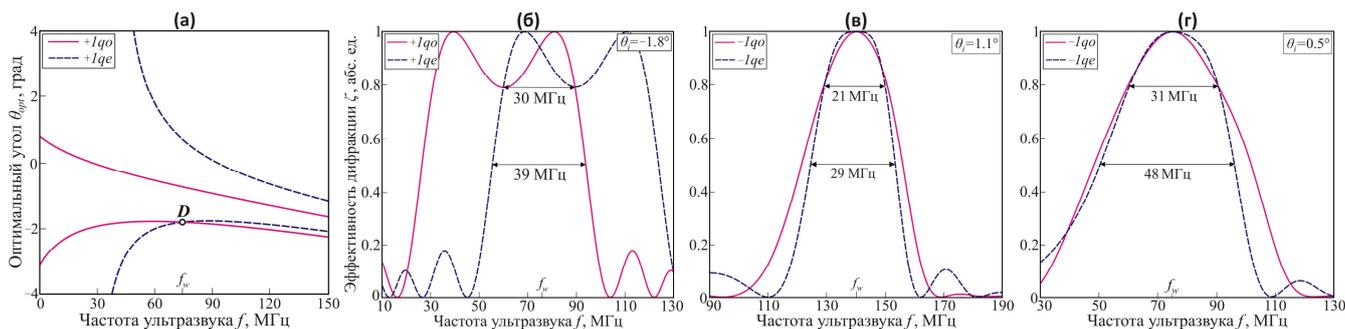


Рис. 7. Поляризационно-независимая широкополосная АО дифракция в ячейках на кристалле Tl_3AsS_4 с противофазной (а,б) и электронно-управляемой (в,г) ФРП: частотные зависимости оптимальных углов падения в срезе $\chi=17.6^\circ$ плоскости XZ (а); частотные характеристики АО дифракции в срезе $\chi=17.6^\circ$ при $\theta_i=-1.8^\circ$ (б), в срезе $\chi=16.8^\circ$ при $\theta_i=1.1^\circ$ (в) и $\theta_i=0.5^\circ$ (г). Параметры ФРП: $N=6$, $l=0.39$ мм, $a=0.2$ мм (а,б); $N=2$, $l=1.5$ мм, $a=0.2$ мм (в,г). "D" – рабочая точка поляризационно-нечувствительного АО дефлектора.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В диссертационной работе проведено теоретическое исследование особенностей АО взаимодействия в оптически двуосных кристаллах. Основные результаты и выводы диссертационной работы заключаются в следующем:

1. Проведен исчерпывающий анализ структуры АО синхронизма в главных плоскостях двуосного кристалла. Установлено, что в двух из них реализуются три различных режима широкоапертурной дифракции – низкочастотная (НЧ), среднечастотная (СЧ) и высокочастотная (ВЧ), тогда как в третьей плоскости существует только ВЧ геометрия. Показано, что в одном из срезов плоскости оптических осей наблюдается уникальный, одновременно широкоапертурный и широкополосный режим АО взаимодействия, названный низкоселективным.

2. Установлено, что в плоскости оптических осей двуосного кристалла существует особая геометрия АО дифракции, при котором обе световые моды испытывают одновременное рассеяние в один порядок. Показано, что такая геометрия оптимальна для АО модулятора интенсивности неполяризованного излучения. Частота ее фазового синхронизма зависит от угла среза кристалла и варьируется в широких пределах, что позволяет оптимизировать рабочий диапазон частот АО модулятора под каждую конкретную задачу.

3. Для всех конфигураций широкоапертурной АО дифракции в главных плоскостях двуосного кристалла исследована форма двумерной передаточной функции. Установлено, что для вариантов ВЧ и НЧ геометрий такая функция

имеют Х-образную структуру, а для СЧ геометрии – О-образный вид. Кроме того, существуют переходные топологии V-, U- и Ω -типа.

4. Проведен детальный анализ характеристик низкоселективных режимов АО рассеяния в двуосном кристалле в ситуации, когда направление ультразвука либо принадлежит плоскости оптических осей, либо ортогонально к ней. Для таких вариантов дифракции света исследована форма частотных зависимостей углов Брэгга, диапазонов взаимодействия и двумерных передаточных функций. Обоснована возможность создания на их основе специальных АО дефлекторов, способных сканировать оптические пучки с широким угловым спектром. Доказано, что подобные приборы могут заметно превосходить существующие аналоги не только по угловой апертуре, но и по диапазону углов сканирования.

5. Получено строгое решение задачи АО дифракции в акустическом поле, создаваемом фазированной решеткой преобразователей (ФРП), на элементы которой подаются электрические сигналы с линейно нарастающей от секции к секции фазой. Полученное решение справедливо в режимах слабого и сильного АО взаимодействия, а также произвольного числа секций. Для частного случая противофазной решетки разработаны методы расчета частотных зависимостей оптимальных углов, являющихся обобщением углов Брэгга на случай ФРП.

6. Исследованы характеристики поляризационно-независимых режимов АО рассеяния, реализующихся в плоскости оптических осей кристалла тиаарсенида таллия в акустическом поле антифазной ФРП. Доказано, что на основе одной из таких геометрий может быть реализован конкурентоспособный АО дефлектор неполяризованного излучения. Предложен также и другой способ создания такого АО прибора, состоящий в использовании поляризационно-независимого режима АО дифракции в акустическом поле электронно-управляемой ФРП.

ПУБЛИКАЦИИ АВТОРА ПО ТЕМЕ ДИССЕРТАЦИИ

Публикации в рецензируемых журналах, удовлетворяющих

Положению о присуждении учёных степеней в МГУ имени М.В. Ломоносова:

1. V.I. Balakshy, **М.И. Купрейчик**. *Anisotropic light diffraction in a biaxial crystal of alpha-iodic acid* // Physics of Wave Phenomena, 2016, Vol. 24, No. 1, P. 58–63. Импакт-фактор 1.3 (JIF). EDN: VOQNWD. Общий объем статьи = 0.4 п.л., личный вклад = 0.2 п.л.
2. **М.И. Купрейчик**, В.И. Балакший. *Пространственная структура акустооптического синхронизма в двуосном кристалле йодноватой*

кислоты // Оптика и спектроскопия, 2017, Т. 123, № 3, С. 439–446. Импакт-фактор 0.27 (РИНЦ). EDN: ZFRKFR. Общий объем статьи = 0.5 п.л., личный вклад = 0.3 п.л.

Переводная версия: **M.I. Kupreychik**, V.I. Balakshy. *The spatial structure of acousto-optic phase matching in biaxial crystal of alpha-iodic acid* // Optics and Spectroscopy, 2017, Vol. 123, No. 3, P. 463–470. Импакт-фактор 0.145 (SJR). EDN: UXYPQD. Общий объем статьи = 0.5 п.л., личный вклад = 0.3 п.л.

3. **M.I. Kupreychik**, V.I. Balakshy. *Peculiarities of acousto-optic interaction in biaxial crystal of alpha-iodic acid* // Applied Optics, 2018, Vol. 57, No. 20, P. 5549–5555. Импакт-фактор 1.7 (JIF). EDN: YCBFKP. Общий объем статьи = 0.6 п.л., личный вклад = 0.4 п.л.

4. V. Balakshy, **M. Kupreychik**, S. Mantsevich, V. Molchanov. *Acousto-optic cells with phased-array transducers and their application in systems of optical information processing* // Materials, 2021, Vol. 14, No. 2, P. 451. Импакт-фактор 3.2 (JIF). EDN: DWAJVL. Общий объем статьи = 0.8 п.л., личный вклад = 0.3 п.л.

5. В.И. Балакший, **М.И. Купрейчик**, С.Н. Манцевич, В.Э. Пожар. *Акустооптические устройства на основе двуосных кристаллов ромбической сингонии* // Известия Российской академии наук. Серия физическая, 2021, Т. 85, № 6, С. 788–793. Импакт-фактор 0.438 (РИНЦ). EDN: HFQQYL. Общий объем статьи = 0.4 п.л., личный вклад = 0.2 п.л.

Переводная версия: V.I. Balakshy, **M.I. Kupreychik**, S.N. Mantsevich, V.E. Pozhar. *Acousto-optical devices based on biaxial crystals of rhombic syngony* // Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics, 2021, Vol. 85, No. 6, P. 612–616. Импакт-фактор 0.253 (SJR). EDN: VHFUGZ. Общий объем статьи = 0.4 п.л., личный вклад = 0.2 п.л.

6. **M.I. Kupreychik**, V.I. Balakshy, V.E. Pozhar. *Wide-angle acousto-optic devices based on isotropic light scattering in biaxial crystals* // Journal of Physics: Conference Series, 2021, Vol. 2091, P. 012010. Импакт-фактор 0.187 (SJR). EDN: OKVHJQ. Общий объем статьи = 0.5 п.л., личный вклад = 0.3 п.л.

7. **M.I. Kupreychik**, K.B. Yushkov. *Topological evolution of acousto-optic transfer functions in biaxial crystals* // Journal of the Optical Society of America B, 2022, Vol. 39, No. 12, P. 3169–3177. Импакт-фактор 1.9 (JIF). EDN: VYYIOW. Общий объем статьи = 0.7 п.л., личный вклад = 0.4 п.л.

8. K.B. Yushkov, **M.I. Kupreychik**, D.V. Obydenov, V. Ya. Molchanov. *Acousto-optic k-space filtering for multifrequency laser beam shaping* // Journal of Optics,

2023, Vol. 25, No. 1, P. 014002. Импакт-фактор 2.7 (JIF). EDN: YRTASA. Общий объем статьи = 0.6 п.л., личный вклад = 0.2 п.л.

9. В.Я. Молчанов, **М.И. Купрейчик**, Н.Ф. Науменко, А.И. Чижиков, К.Б. Юшков, С.И. Чижиков. *Акустооптическое взаимодействие в двуосных кристаллах* // Кристаллография, 2023, Т. 68, № 5, С. 677–696. Импакт-фактор 0.477 (РИНЦ). EDN: DKZBPS. Общий объем статьи = 1.5 п.л., личный вклад = 0.5 п.л.

Переводная версия: V.Ya. Molchanov, **M.I. Kupreychik**, N.F. Naumenko, A.I. Chizhikov, K.B. Yushkov, S.I. Chizhikov. *Acousto-optic interaction in biaxial crystals* // Crystallography Reports, 2023, Vol. 68, No. 5, P. 653–671. Импакт-фактор 0.5 (JIF). EDN: EURING. Общий объем статьи = 1.5 п.л., личный вклад = 0.5 п.л.

10. **М.И. Купрейчик**, В.И. Балакший, В.Э. Пожар. *Квазиколлинеарная акустооптическая дифракция в двуосном кристалле Tl_3PSe_4* // Оптический журнал, 2023, Т. 90, № 11, С. 17–28. Импакт-фактор 0.21 (РИНЦ). EDN: CGMSCH. Общий объем статьи = 0.7 п.л., личный вклад = 0.5 п.л.

Переводная версия: **M.I. Kupreychik**, V.I. Balakshy, V.E. Pozhar. *Quasi-collinear acousto-optic diffraction in a biaxial crystal of Tl_3PSe_4* // Journal of Optical Technology, 2023, Vol. 90, No. 11, P. 646–653. Импакт-фактор 0.6 (JIF). EDN: NMXRVE. Общий объем статьи = 0.7 п.л., личный вклад = 0.5 п.л.

Прочие публикации по теме диссертации:

11. **M.I. Kupreychik**, V.I. Balakshy. *Investigation of close to collinear anisotropic acousto-optic interaction in a biaxial crystal of alpha-iodic acid* // Proceedings of SPIE – The International Society for Optical Engineering, 2019, Vol. 11210, P. 112100O. Импакт-фактор 0.146 (SJR). EDN: LBRGRU. Общий объем статьи = 0.5 п.л., личный вклад = 0.4 п.л.
12. **M.I. Kupreychik**, V.I. Balakshy, S.N. Mantsevich. *Extraordinary variants of anisotropic acousto-optic interaction in optically biaxial crystals* // Wave Electronics and its Application in Information and Telecommunication Systems, WECONF – Conference Proceedings, 2020, P. 9131520. Импакт-фактор 0.146 (SJR). EDN: EWXQKS. Общий объем статьи = 0.6 п.л., личный вклад = 0.4 п.л.
13. **M.I. Kupreychik**, V.I. Balakshy, S.N. Mantsevich. *Diffraction of unpolarized radiation in acousto-optic cells based on biaxial crystals with phased-array transducers* // Wave Electronics and its Application in Information and Telecommunication Systems, WECONF – Conference Proceedings, 2021,

Р. 9470694. Импакт-фактор 0.146 (SJR). EDN: MEYLOC. Общий объем статьи = 0.6 п.л., личный вклад = 0.4 п.л.

14. **M.I. Kupreychik**, V.I. Balakshy, S.N. Mantsevich. *Spectral-polarization acousto-optic filtration based on alpha-iodic acid biaxial crystals* // Wave Electronics and its Application in Information and Telecommunication Systems, WECONF – Conference Proceedings, 2022, P. 9803450. Импакт-фактор 0.146 (SJR). EDN: PNBHZF. Общий объем статьи = 0.5 п.л., личный вклад = 0.3 п.л.
15. **M.I. Kupreychik**, V.I. Balakshy, V.E. Pozhar. *Spatial filtering of optical images in acousto-optic cells based on biaxial crystal* // 2022 International Conference on Information, Control, and Communication Technologies (ICCT), 2022, P. 9976765. DOI: 10.1109/ICCT56057.2022.9976765. Общий объем статьи = 0.6 п.л., личный вклад = 0.4 п.л.
16. **M.I. Kupreychik**, A.I. Chizhikov, K.B. Yushkov. *Biaxial AOTF transfer functions for spatial image filtering* // Proceedings of SPIE, 2022, Vol. 12316 (Advanced Optical Imaging Technologies V), P. 1231603. Импакт-фактор 0.146 (SJR). DOI: 10.1117/12.2641893. Общий объем статьи = 0.4 п.л., личный вклад = 0.2 п.л.
17. **M.I. Kupreychik**, V.I. Balakshy. *Infrared acousto-optic filters based on a biaxial crystal of indium iodide for combined spectral-polarization analysis of optical images* // Wave Electronics and its Application in Information and Telecommunication Systems, WECONF – Conference Proceedings, 2023, P. 10147927. Импакт-фактор 0.146 (SJR). EDN: GIPQYW. Общий объем статьи = 0.4 п.л., личный вклад = 0.3 п.л.
18. **M.I. Kupreychik**, V.I. Balakshy. *Optical frequency comb with broadly tunable spacing generation with achromatic wide-angle acousto-optic diffraction in $LiNa_5Mo_9O_{30}$ biaxial crystal* // Wave Electronics and its Application in Information and Telecommunication Systems, WECONF – Conference Proceedings, 2024, P. 10564637. Импакт-фактор 0.146 (SJR). EDN: MYAGNV. Общий объем статьи = 0.4 п.л., личный вклад = 0.3 п.л.
19. **M.I. Kupreychik**, S.N. Mantsevich, V.I. Balakshy. *Applications of achromatic low-selective acousto-optic diffraction in alpha-iodic acid biaxial crystal for tunable optical frequency comb generation* // Wave Electronics and its Application in Information and Telecommunication Systems, WECONF – Conference Proceedings, 2025, P. 11017251. Импакт-фактор 0.146 (SJR). EDN: FGSOUV. Общий объем статьи = 0.4 п.л., личный вклад = 0.3 п.л.