

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

На правах рукописи



**МАНЦЕВИЧ СЕРГЕЙ НИКОЛАЕВИЧ**

**АКУСТООПТИЧЕСКАЯ СПЕКТРАЛЬНАЯ ФИЛЬТРАЦИЯ  
В АНИЗОТРОПНЫХ СРЕДАХ**

Специальность:

01.04.03 — радиофизика

Автореферат

диссертации на соискание учёной степени

доктора физико-математических наук

Москва – 2021

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

**Официальные  
оппоненты:**

**Антонов Сергей Николаевич**

доктор технических наук, старший научный сотрудник, ведущий научный сотрудник группы нелинейных акустических явлений в конденсированных средах Фрязинского филиала Института радиотехники и электроники имени В.А. Котельникова Российской академии наук (ФИРЭ РАН)

**Боритко Сергей Викторович**

доктор физико-математических наук, профессор, заведующий лабораторией лазерной техники отдела акустооптических информационных систем Научно-технологического центра уникального приборостроения Российской академии наук (НТЦ УП РАН)

**Наний Олег Евгеньевич**

доктор физико-математических наук, профессор, профессор кафедры оптики, спектроскопии и физики наносистем физического факультета Московского государственного университета имени М.В. Ломоносова

Защита диссертации состоится « 27 » апреля 2021 года в 16 ч. 00 мин. на заседании диссертационного совета МГУ.01.08 на физическом факультете Московского государственного университета имени М.В. Ломоносова по адресу: 119991, Москва, ГСП-1, Ленинские горы, д. 1, стр. 2, физическая аудитория имени Р.В. Хохлова.

Диссертация находится на хранении в отделе диссертаций Научной библиотеки Московского государственного университета имени М.В. Ломоносова (119192, г. Москва, Ломоносовский пр-т, д. 27)

С диссертацией в электронном виде, а также с сведениями о регистрации участия в защите в удаленном интерактивном режиме можно ознакомиться на сайте ИАС «ИСТИНА»: <https://istina.msu.ru/dissertations/336057093/>

Автореферат разослан « 24 » февраля 2021 года.

Учёный секретарь

диссертационного совета МГУ.01.08

доктор физико-математических наук, доцент

[kosareva@physics.msu.ru](mailto:kosareva@physics.msu.ru)



О.Г. Косарева

## **Общая характеристика работы**

### **Актуальность темы исследования**

В настоящее время акустооптика (АО) является обширным разделом физики, тесно связанным с акустикой, лазерной физикой, оптикой, радиофизикой и физикой кристаллов. Большой интерес к эффекту дифракции света на ультразвуке объясняется, во-первых, его сложностью и разнообразием проявлений в различных средах, и во-вторых, высокой эффективностью и широкими функциональными возможностями АО методов управления оптическим излучением.

Однако несмотря на то, что общее количество публикаций по разнообразным аспектам акустооптики велико, остается еще много неизученных вопросов, а также задач, решенных только приближенно. Основными направлениями исследований в области современной акустооптики являются: 1) изучение особенностей акустооптического взаимодействия оптических и акустических пучков, имеющих сложную амплитудно-фазовую структуру, 2) исследование влияния оптической и акустической анизотропии среды взаимодействия на характеристики дифрагированного излучения, 3) расширение спектрального диапазона эффективного функционирования АО устройств в УФ и средней ИК области оптического спектра, 4) разработка методов улучшения и управления спектральными характеристиками АО приборов.

Создание разнообразных акустооптических устройств и изучение их реальных характеристик показало, что решение задачи АО взаимодействия в простейшей постановке, как дифракции плоской световой волны на монохроматическом однородном акустическом столбе, не всегда является удовлетворительным. Реальные световые пучки всегда обладают некоторой расходимостью, вследствие чего условие АО фазового синхронизма не может быть одновременно удовлетворено для всех компонент углового спектра пучка.

Еще большее влияние на характеристики акустооптической дифракции оказывает амплитудная и фазовая неоднородность акустического поля [1-3, А1-А9]. Амплитудная неоднородность приводит лишь к увеличению акустической мощности, необходимой для получения заданной эффективности дифракции. Фазовая неоднородность сказывается иным образом. В акустическом поле с искривленными волновыми фронтами теряет смысл одна из основных характеристик АО взаимодействия – угол Брэгга, который отсчитывается от фронта акустической волны [1-4, А7-А9]. Можно говорить лишь об эффективном угле Брэгга, определяемом не из условия фазового синхронизма, а по максимуму интенсивности дифрагированного света.

Важным направлением исследований является анализ особенностей АО взаимодействия, обусловленных оптической, акустической и акустооптической анизотропией кристаллов. Здесь открываются широкие возможности для поиска оптимальных срезов кристаллов, обеспечивающих наилучшие характеристики устройств по потребляемой мощности, разрешающей способности и быстродействию [5].

Одной из актуальных проблем современной акустооптики является повышение

спектральных характеристик АО устройств. Наиболее простым вариантом повышения спектрального разрешения АО приборов видится увеличение длины АО взаимодействия. Однако, во-первых, это приводит к необходимости выращивать АО кристаллы все больших и больших размеров. Во-вторых, увеличение размеров кристаллов приводит к неравномерному нагреву кристалла в процессе функционирования, что может являться причиной существенного искажения функции пропускания АО устройства [7, A10, A11] и увеличению полосы пропускания. В-третьих, при большой длине АО взаимодействия на характеристики АО дифракции начинают влиять неоднородности светового и ультразвукового пучков, возникающие по причине их дифракции на собственной апертуре и воздействия анизотропии среды взаимодействия [1-4, A1-A6, A12-A15].

Еще одним требующим решения вопросом является проблема наличия боковых максимумов аппаратной функции АО фильтра, являющихся по сути его паразитными окнами пропускания, отрицательно влияющими на спектральные характеристики АО устройств [8-10].

Одним из вариантов решения этих проблем, детально рассмотренном в диссертационной работе впервые, является введение в АО систему цепи обратной связи.

Известно, что появление обратной связи в АО системах существенным образом расширяет возможности управления их поведением и позволяет реализовывать качественно новые режимы работы, недостижимые без обратной связи [11-16]. Обратная связь позволяет улучшить характеристики известных устройств [12, 14, A16-A21] и создавать новые оптоэлектронные устройства [16, 17, A22-A28]. Обратная связь в таких системах реализуется по следующей схеме: оптический сигнал в одном из дифракционных максимумов преобразуется с помощью фотоприемника в электрический, управляющий амплитудой или частотой акустической волны, возбуждаемой в АО ячейке. Введение обратной связи значительно усложняет и качественно меняет поведение АО системы [13-17].

Несмотря на то, что изучение АО систем, содержащих цепь обратной связи, проводится уже в течение нескольких десятков лет, данный класс АО систем по-прежнему является перспективной и мало исследованной областью оптической электроники. Такая ситуация обусловлена несколькими причинами. Во-первых, теоретический анализ поведения подобных устройств является сложной задачей. Во-вторых, введение цепей обратной связи открывает столь широкие возможности для создания разнообразных новых АО устройств, что на сегодняшний день исследована лишь малая их часть.

Именно в рамках сформулированных задач лежат исследования, проведенные в диссертационной работе.

### **Цель диссертационной работы**

Цель диссертационной работы состоит в исследовании особенностей, появляющихся при взаимодействии ограниченных световых и акустических пучков в средах с оптической, акустооптической и акустической анизотропией, изучение влияния этих особенностей на характеристики АО взаимодействия, в частности на аппаратную функцию АО дифракции, и

рассмотрение возможностей управления характеристиками АО взаимодействия, появляющихся при введении оптоэлектронной обратной связи.

В работе были поставлены и решались следующие задачи:

1. Разработка теории распространения акустических пучков вдоль произвольных направлений в кристаллических средах с сильной акустической анизотропией, в том числе с учетом их отражения от грани кристалла.
2. Исследование влияния на характеристики АО взаимодействия расходимости падающего светового пучка, анизотропии среды взаимодействия и амплитудно-фазовой неоднородности акустического поля в АО ячейке.
3. Изучение воздействия температуры среды взаимодействия на характеристики АО дифракции для случаев однородного и неоднородного распределения температуры. Исследование поглощения мощности ультразвуковых волн кристаллом диоксида теллура, как механизма ответственного за появление температурных градиентов.
4. Теоретическое и экспериментальное исследование АО систем с обратной связью и влияния оптоэлектронной цепи обратной связи на характеристики АО дифракции.
5. Изучение эффекта захватывания частоты собственных колебаний АО системы с обратной связью под действием внешнего генератора и исследование его возможных практических применений.
6. Рассмотрение особенностей использования АО фильтров, как основных элементов в системах генерации оптических гребенок.

### **Объект и предмет исследования**

Предметом рассмотрения диссертационной работы является АО взаимодействие в анизотропных средах и акустооптические системы с обратной связью. Объектом исследования являются спектральные характеристики АО дифракции.

### **Методология исследования**

Проведенные в диссертационной работе исследования основаны на классических работах отечественных и зарубежных авторов, посвященных изучению АО взаимодействия, исследованию распространения акустических пучков в анизотропных средах и функционированию радиофизических систем. Они продолжают и дополняют их в случае использования спектрального подхода для расчета характеристик АО дифракции. Для исследования акустической анизотропии сред применена методология лучевых спектров акустических пучков. При построении теории функционирования акустооптических систем с цепью обратной связи использована методология, применяемая для описания радиофизических систем с цепью обратной связи. Изучены различные режимы работы системы (регенеративный и режим генерации), определен пороговый коэффициент усиления, впервые для акустооптических устройств обнаружен и подробно исследован эффект захватывания частоты собственных колебаний системы сигналом внешнего генератора.

## Научная новизна работы

1. Разработан оригинальный метод расчета распространения акустических пучков в анизотропных средах, позволяющий анализировать их трехмерную структуру для произвольных направлений распространения в кристаллах, на любых расстояниях от пьезопреобразователя.
2. Предложена теоретическая модель, позволяющая учесть влияние отражения акустического пучка от грани АО ячейки на его амплитудную и фазовую структуру и характеристики АО дифракции.
3. Проведена оптимизация параметров пьезоэлектрических преобразователей для всех геометрий квазиколлинеарных АО фильтров на основе кристалла парателлуриата, с отражением акустического пучка. Такая оптимизация может существенно повысить энергетическую эффективность АО устройств данного типа.
4. Детально исследованы акустические свойства кристалла KRS-5.
5. Впервые изучено влияние температуры на характеристики АО фильтров. Величина сдвига частоты АО синхронизма определяется выбором среза кристалла и зависит от длины волны светового излучения. Разработана методика расчета формы функции пропускания АО фильтра при наличии температурных градиентов внутри АО ячейки. Показано, что присутствие тепловых градиентов вызывает не только сдвиг функции пропускания, но и искажает ее форму.
6. Впервые подробно исследовано затухание медленной акустической моды в косых срезах плоскости  $(1\bar{1}0)$  кристалла парателлуриата.
7. Впервые теоретически и экспериментально исследована акустооптическая система, состоящая из коллинеарного АО фильтра и цепи оптоэлектронной обратной связи. Показано, что изменение параметров цепи обратной связи позволяет управлять формой функции пропускания АО фильтра. Обнаружено, что введение обратной связи позволяет существенно увеличить спектральное разрешение и контраст коллинеарного АО фильтра.
8. Показано, что в системе, включающей коллинеарный АО фильтр и цепь оптоэлектронной обратной связи, возможны несколько режимов работы – регенеративный и режим генерации. Определены условия, определяющие границу между этими режимами. В режиме генерации впервые для АО устройств обнаружен эффект захватывания частоты собственных колебаний.
9. Создана теория, описывающая эффект захватывания частоты в АО системах. Теоретически показано и экспериментально подтверждено, что в АО системах захватывание частоты собственных колебаний может осуществляться в нескольких диапазонах частот. Число диапазонов зависит от параметров АО взаимодействия.
10. Предложен новый тип АО устройств – акустооптический оптический демультиплексор, использующий для селекции спектральных каналов эффект захватывания частоты.
11. Впервые предложено использовать коллинеарную геометрию АО взаимодействия для

генерации оптических гребенок. Рассмотрены две схемы генерации: в первой схеме предложено использовать коллинеарную АО ячейку вместе с цепью оптической обратной связи; во второй схеме применяются как оптическая, так и оптоэлектронная обратная связь. Созданы теоретические модели, описывающие генерацию гребенок в обеих системах. Показано, что в случае двойной обратной связи становится возможным генерировать чирпированные оптические гребенки с большой спектральной шириной.

12. Исследована возможность применения широкоугольных АО фильтров в качестве основного элемента в системах генерации оптических гребенок. Показано, что при расчете спектра АО гребенок следует учитывать вид аппаратной функции АО ячейки. Обнаружено, что высокочастотная широкоапертурная геометрия АО взаимодействия хорошо подходит для использования в системе с двумя цепями обратной связи, а низкочастотная – в системе только с оптической обратной связью.

### **Практическая значимость работы**

Значимость диссертационной работы для акустооптики в целом определяется тем, что проведенные в ней исследования дают более ясное представление о том какие физические механизмы и каким образом влияют на характеристики АО взаимодействия ограниченных волновых пучков в анизотропных средах. Результаты работы указывают на важность точного учета оптической, акустической и АО анизотропии среды взаимодействия. Также в работе предложен новый эффективный способ управления характеристиками АО дифракции, реализованный за счет введения цепи оптоэлектронной обратной связи.

Полученное при использовании спектрального подхода общее выражение для расчета трехмерной структуры ультразвуковых пучков является важным достижением в области акустики анизотропных сред. Данное соотношение позволяет производить точный расчет параметров АО взаимодействия в акустически анизотропных средах и оценивать влияние структуры акустического пучка на характеристики АО приборов. Примером практической значимости данного выражения является проведенная в работе оптимизация параметров пьезопреобразователей квазиколлинеарных АО ячеек.

Разработанная модель расчета характеристик АО дифракции в квазиколлинеарных АО ячейках с отражением акустической волны впервые позволяет учесть влияние фазовой и акустической неоднородности акустического поля, появляющейся в процессе отражения, на эффективность АО взаимодействия и аппаратную функцию таких устройств.

Важное значение для практического использования АО фильтров имеет выполненный анализ влияния температуры на данный класс устройств. На основе проведенного исследования предложен новый более простой способ температурой калибровки АО фильтров. Также результатом исследования стало обнаружение того факта, что основной причиной искажения функций пропускания квазиколлинеарных АО фильтров является наличие температурных градиентов внутри АО ячеек.

Впервые детально исследовано затухание медленной акустической волны в косых срезах плоскости (1 $\bar{1}$ 0) кристалла диоксида теллура. Измерения проведены для углов среза и частот ультразвука, наиболее часто используемых при создании широкоапертурных АО фильтров. Наличие таких данных позволяет существенно улучшить численные модели расчета характеристик АО фильтров.

Предложен новый способ управления характеристиками АО фильтрации, заключающийся во введении оптоэлектронной цепи обратной связи, соединяющей оптический выход АО ячейки и ее пьезоэлектрический преобразователь. Проведенные теоретические и экспериментальные исследования подтвердили его высокую эффективность в части управления полосой пропускания АО устройств и подавления боковых максимумов функции пропускания.

Обнаруженный новый для АО приборов эффект – захватывание частоты собственных колебаний акустооптической системы с обратной связью, функционирующей над порогом генерации, предложено использовать для управления спектральной фильтрацией оптического излучения. На основе эффекта захватывания предложен новый тип АО устройств – АО оптический демультиплексор. Показано, что его характеристики позволяют использовать такой демультиплексор в современных волоконно-оптических линиях связи.

Продемонстрировано, что АО устройства с обратной связью могут успешно использоваться для генерации оптических гребенок. Впервые предложено использовать для этих целей коллинеарную АО дифракцию. Применение коллинеарного АО фильтра с оптической и оптоэлектронной обратной связью позволяет генерировать чирпированные оптические гребенки большой спектральной ширины.

Строгий расчет процесса генерации оптических гребенок с помощью АО ячеек показал, что нельзя пренебрегать учетом функции пропускания используемого АО устройства, при этом огибающая спектра оптической гребенки определяется именно функцией пропускания.

Предложено использовать для генерации оптических гребенок широкоапертурные АО фильтры. В системах генерации могут быть использованы как высокочастотная, так и низкочастотная широкоапертурные геометрии АО взаимодействия.

### **Положения, выносимые на защиту**

1. Спектральный подход является эффективным методом анализа влияния анизотропии среды взаимодействия на характеристики акустооптической дифракции. В частности, он позволяет получить решение трехмерной задачи распространения акустических пучков в анизотропной среде и рассчитывать амплитудную и фазовую структуру акустических полей, возбуждаемых излучателями произвольной формы, для любых направлений и расстояний в кристаллах.
2. Амплитудная и фазовая неоднородности акустического поля негативно влияют на характеристики АО взаимодействия, снижая эффективность дифракции и изменяя угловой, частотный и спектральный диапазоны взаимодействия. При этом действие амплитудной неоднородности сильнее проявляется для коллинеарной и

квазиколлинеарной геометрий АО дифракции, а фазовой – для квазиортогональной.

3. Вариации температуры среды взаимодействия приводят к изменению условия АО синхронизма и сдвигу функции пропускания АО фильтра. Величина сдвига определяется изменением скорости акустической волны, участвующей в АО взаимодействии и длины волны светового излучения. Наличие температурных градиентов внутри АО ячейки приводит не только к сдвигу функции пропускания, но и к искажению ее формы. Наиболее существенно влияние температурных градиентов для коллинеарной и квазиколлинеарной геометрий АО дифракции.
4. Перераспределение акустической энергии в ультразвуковом пучке под действием анизотропии среды АО взаимодействия существенно воздействует на характеристики квазиколлинеарной дифракции при учете поглощения акустической энергии материалом АО ячейки. Возможно провести оптимизацию размеров возбuditеля ультразвука с целью повышения энергетической эффективности АО фильтра. При этом, чем больше затухание ультразвука, тем меньший размер преобразователя будет оптимальным.
5. Характеристиками АО дифракции можно эффективно управлять посредством введения цепи обратной связи, соединяющей оптический выход АО ячейки и ее пьезопреобразователь.
6. В АО системе с цепью обратной связи существует несколько режимов работы, в частности, регенеративный и режим генерации. Положение границы между режимами зависит от параметров цепи обратной связи и обратно пропорционально интенсивности входного оптического излучения.
7. В режиме генерации, при подключении внешнего генератора к цепи обратной связи, наблюдается эффект захватывания частоты собственных колебаний АО системы. В отличие от обычных радиофизических систем, в АО системах захватывание частоты может быть реализовано в нескольких полосах частот, что является следствием специфического вида функции пропускания АО фильтра в системе с обратной связью. Число полос захватывания зависит от параметров АО дифракции в используемой АО ячейке. Эффект захватывания применим для спектральной фильтрации оптического излучения и создания новых типов АО устройств.
8. Коллинеарная геометрия АО взаимодействия, используемая совместно с оптической и оптоэлектронной цепями обратной связи, позволяет генерировать оптические гребенки с различными характеристиками, в том числе широкие chirпированные оптические гребенки.
9. При расчетах спектра оптических гребенок, генерируемых при помощи АО ячеек, следует учитывать спектральные характеристики данных устройств. Изменение величин АО расстройки и параметра Рамана — Ната позволяет управлять формой огибающей и количеством спектральных компонент оптических гребенок.

## **Степень достоверности полученных результатов**

Достоверность полученных в работе результатов определяется корректностью постановки задач, использованием апробированных методов теоретического анализа и эксперимента, а также согласием теоретических расчетов с результатами компьютерного моделирования и экспериментов. Теоретический анализ АО эффектов проведен методами теории волн на основе дифференциальных уравнений, которые следуют из уравнений Максвелла для среды, возмущенной акустической волной. АО взаимодействие сложных по структуре пучков исследовано спектральным методом в его пространственном варианте. Используются численные методы расчета с применением обобщенных безразмерных параметров. Экспериментальные исследования основаны на классических методах оптики, лазерной физики и акустооптики. Проверка результатов численного моделирования проведена посредством сравнения результатов расчетов и данных экспериментальных исследований. Результаты диссертационной работы многократно доложены и обсуждены на всероссийских и международных конференциях, а также опубликованы в рецензируемых журналах.

## **Апробация работы**

Результаты, полученные в настоящей работе, доложены и обсуждены на следующих всероссийских и международных конференциях: IX, X, XIII, XV, XXI, XXII, XXIII International Conference for Young Researchers "Wave Electronics and Its Applications in Information and Telecommunication Systems". St. Petersburg, Russia, 2006, 2007, 2010, 2012, 2018, 2019, 2020; 36-th Winter School on Wave and Quantum Acoustics. Gliwice, Poland, 2007; XV международная конференция "Ломоносов". Москва, Россия, 2008; 10<sup>th</sup> School on Acousto-optics and Applications. Gdansk-Sopot, Poland, 2008; International congress "Acoustics'08 Paris". Paris, France, 2008; XII Международная научная школа «Когерентная оптика и оптическая спектроскопия». Казань, Россия, 2008; Молодежный форум "Фундаментальные и прикладные аспекты инновационных проектов физического факультета МГУ". Москва, Россия, 2009; "3<sup>rd</sup> Integrated Optics – Sensors, Sensing structures and Methods". Korbielow, Poland, 2009; 18<sup>th</sup> Annual Student Conference Week of Doctoral students 2009. Prague, Czech Republic, 2009; "2009 IEEE International Ultrasonics Symposium". Rome, Italy, 2009; International Conference of Physics Students (ICPS 2010), Graz, Austria, 2010; VII Международная конференция молодых ученых и специалистов "Оптика 2011". Санкт-Петербург, Россия, 2011; «Acoustics 2012», Nantes, France, 2012; "2012 IEEE International Ultrasonics Symposium", Dresden, Germany, 2012; XIV, XV, XVI, XVII, XVIII Всероссийские школы-семинары «Физика и применение микроволн» Московская область, Красновидово, Россия, 2013, 2015, 2016, 2017, 2018; VIII Международная конференция «Фундаментальные проблемы оптики – 2014», Санкт-Петербург, Россия, 2014; 12<sup>th</sup> School on Acousto-optics and Applications, Druskininkai, Lithuania, 2014; International Congress on Ultrasonics 2015, Metz, France, 2015; "2016 IEEE International Ultrasonics Symposium", Tours, France, 2016; 9-ая, 10-ая, 11-ая Международные конференции «Акустооптические и радиолокационные методы

измерений и обработки информации», Суздаль, Россия, 2016, 2017, 2018; 5th International Conference on Photonics, Optics and Laser Technology "PHOTOPTICS 2017", 2017, Porto, Portugal, 2017; 13<sup>th</sup> School on Acousto-Optics and Applications, Moscow, Russia, 2017; II Всероссийская Акустическая конференция, Нижний Новгород, Россия, 2017; "Acoustics'17 Boston", Boston, USA, 2017; International Congress on Ultrasonics 2017, Honolulu, USA, 2017; 4<sup>th</sup> International conference on frontiers of Signal Processing, Пуатье, Франция, 2018; 7th International Conference on Photonics, Optics and Laser Technology "PHOTOPTICS 2019", Prague, Czech Republic, 2019; Международная научная конференция студентов, аспирантов и молодых учёных «Ломоносов-2019», Секция Физика, Москва, Россия, 2019; 14<sup>th</sup> School on Acousto-Optics and Applications, Torun, Poland, 2019; International Congress on Ultrasonics 2019, Brugge, Belgium, 2019; SPIE Photonics Europe Digital Forum 2020, Strasbourg, France, 2020. Также полученные результаты неоднократно обсуждены на научных семинарах кафедры физики колебаний физического факультета МГУ.

### **Публикации**

Основные результаты диссертации изложены в 110 печатных работах, в том числе в 52 статьях в рецензируемых научных журналах, удовлетворяющих Положению о присуждении учёных степеней в МГУ имени М.В. Ломоносова, 2 патентах и 56 публикаций в сборниках трудов и тезисов конференций. Список основных авторских публикаций представлен в конце автореферата перед списком литературы [A1-A54].

### **Личный вклад автора**

Личный вклад автора в работу является определяющим. Все результаты, вошедшие в диссертационную работу, получены лично автором либо совместно с соавторами работ, опубликованных по теме диссертации.

### **Структура и объем диссертационной работы**

Диссертационная работа состоит из введения, семи глав текста, заключения и списка литературы. Объем работы составляет 366 страниц, 160 рисунков и 11 таблиц, список цитируемой литературы включает 429 работ.

### **Содержание диссертационной работы**

Диссертация состоит из введения, семи глав и заключения.

Во **введении** обоснована актуальность темы исследований, изложены цели диссертационной работы, приведено краткое содержание работы, показана научная новизна и практическая значимость проведённых исследований, сформулированы основные положения, выносимые на защиту, приведены сведения об апробации результатов работы.

**Первая глава** целиком носит обзорный характер. Она содержит необходимые для последующего изложения сведения из теории АО взаимодействия в изотропных и анизотропных средах. Глава включает раздел об АО взаимодействии волновых пучков,

имеющих сложную пространственно-временную структуру, и ее влиянии на спектр дифрагированного света. Также рассмотрены известные на сегодняшний день методы управления характеристиками АО устройств.

Во **второй главе** приведены результаты исследования распространения акустических пучков с ограниченной линейной апертурой в кристаллических средах. В первой части главы приведено оригинальное решение задачи о распространении акустических пучков в анизотропной среде [А29], полученное на основе спектрального метода и позволяющее рассчитывать трехмерную структуру акустических пучков для любого направления их распространения, на любом расстоянии от излучателя ультразвука произвольной формы:

$$a(x, y, z) = \left(\frac{\Omega}{2\pi}\right)^2 \iint_{\infty} A_0(\alpha S, \beta S) \left[ S^2 + S \left( \alpha \frac{\partial S}{\partial \alpha} + \beta \frac{\partial S}{\partial \beta} \right) \right] \exp \left\{ -j\Omega S \left[ \alpha x + \beta y + \left( 1 - \frac{\alpha^2 + \beta^2}{2} \right) z \right] \right\} d\alpha d\beta \quad (1)$$

где  $A_0(\alpha S, \beta S)$  – угловой спектр акустического возмущения  $a_0(x, y)$  во входной плоскости  $z = 0$  среды,  $\Omega$  – частота ультразвука,  $S$  – акустическая медленность, являющаяся функцией направляющих косинусов  $\alpha$  и  $\beta$  волновых нормалей.

В представленном решении не используется параболическое приближение, поэтому оно позволяет проводить расчеты также для тех направлений в среде, где параболическое приближение не выполняется, например, для направлений автоколлимации.

Во второй части главы представлены результаты расчетов структуры акустических пучков в случае, когда среду можно считать акустически изотропной. Исследованы особенности распределения амплитуды ультразвукового поля при возбуждении акустических пучков пьезопреобразователями различной геометрической формы.

В третьей части главы моделирование трехмерных акустических полей проведено для сред с сильной акустической анизотропией. На примере кристалла парателлурита рассмотрены эффекты фокусировки (кристаллографическая ось X, плоскость (001)), дефокусировки (направление [110], плоскости (001) и (1 $\bar{1}$ 0)) и коллимации (плоскость (001), направление  $\phi_0 = 25.72^\circ$  от оси X) ультразвуковых пучков в анизотропной среде. На рис.1 приведен результат расчета амплитудной структуры акустического пучка при его распространении вдоль направления коллимации в плоскости (001), частота ультразвука 45МГц, размер преобразователя 0.5x0.5 см. Рисунок 1а иллюстрирует продольное сечение пучка плоскостью (001) (размер области расчета 8x2 см), а рис. 1б – сечение плоскостью, ортогональной (001) (размер области 8x6 см). Преобразователь здесь находится в левом верхнем углу для рисунка (а) и по центру левой стороны для рисунка (б).

В плоскости коллимации (б) даже на расстоянии в 6 см (1500 длин волн) от преобразователя уширение пучка не наблюдается, на всем протяжении его структура практически однородная. Неоднородности вызваны структурой поля в ортогональной плоскости (а).

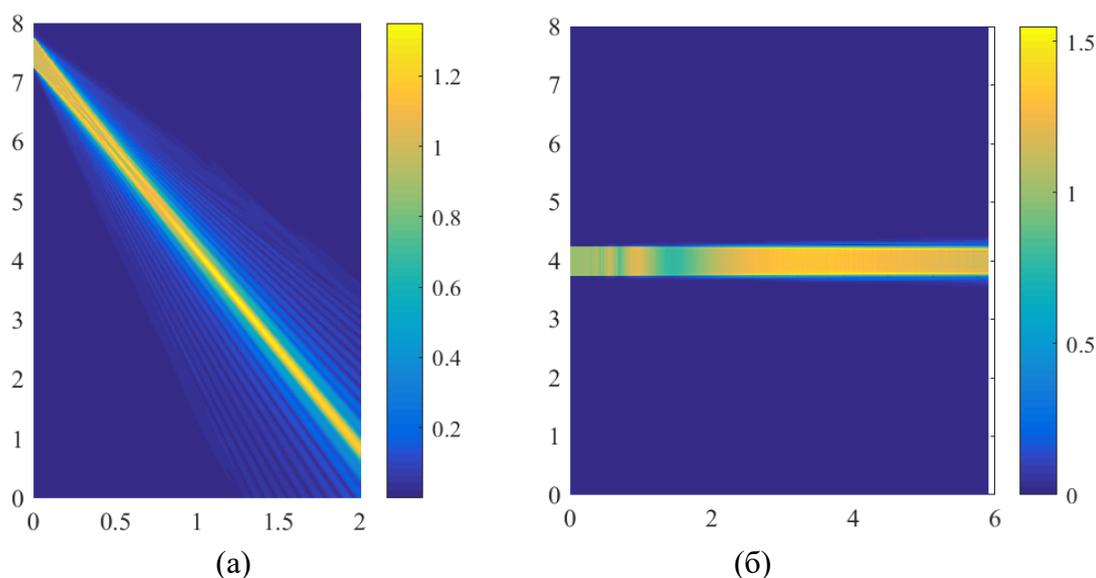


Рис. 1. Продольные сечения акустического пучка при его распространении вдоль направлений коллимации в плоскости (001) ( $\phi_0 = 25.72^\circ$ ); а – сечение плоскостью (001); б – сечение ортогональной плоскостью

Во второй главе введены понятия лучевых спектров акустических пучков, характеризующих угловое распределение потока акустической энергии, и коэффициентов анизотропии исследуемого материала как отношения полуширин лучевых спектров акустического пучка, распространяющегося вдоль заданного направления в анизотропной среде, и пучка с такими же параметрами, распространяющегося в изотропной среде [A29,A30,A51]. В четвертой части главы с помощью методологии лучевых спектров и коэффициентов анизотропии впервые детально исследованы акустические свойства кристалла KRS-5, перспективного для создания АО устройств в среднем инфракрасном диапазоне [18,A31]. Обнаружено, что для медленной акустической моды в данном материале существует пять направлений, вдоль которых реализуется полная коллимация ультразвуковых пучков.

В пятой части главы впервые предложена модель, позволяющая учесть влияние отражения акустического пучка от грани АО ячейки на его структуру. Такое отражение часто используется для формирования рабочего акустического поля при коллинеарной и квазиколлинеарной геометриях АО взаимодействия [A5,A6]. Расчет амплитудной и фазовой структуры отраженного ультразвукового пучка выполнен как для акустически изотропных, так и для анизотропных кристаллических сред по следующей схеме: сначала моделировалась структура падающего на отражающую грань акустического пучка, возбуждаемого преобразователем, затем вычислялось распределение амплитуды и фазы ультразвукового поля на отражающей грани, и далее данное распределение использовалось для расчета структуры отраженного пучка. В работе вычисления были выполнены для коллинеарной АО ячейки на основе кристалла молибдата кальция [19,A5], который для используемых в данной геометрии акустических мод и направлений можно считать акустически изотропным. Показано, что даже в изотропной среде отражение акустической волны влияет на структуру

акустического поля – отраженный ультразвуковой пучок приобретает неоднородное распределение амплитуды, а его волновые фронты в плоскости отражения становятся наклонными. Величина наклона при этом определяется геометрией отражения.

Расчет влияния отражения на структуру ультразвукового пучка в анизотропных средах был выполнен на примере кристалла парателлуриата, для квазиколлинеарных АО ячеек [20,А6] с углами  $\alpha_1$  ориентации волнового вектора отраженной волны относительно направления [110] (технический угол), равными  $1.8^\circ$  и  $5^\circ$ . Общий вид квазиколлинеарной АО ячейки с отражением приведен на рис.2.

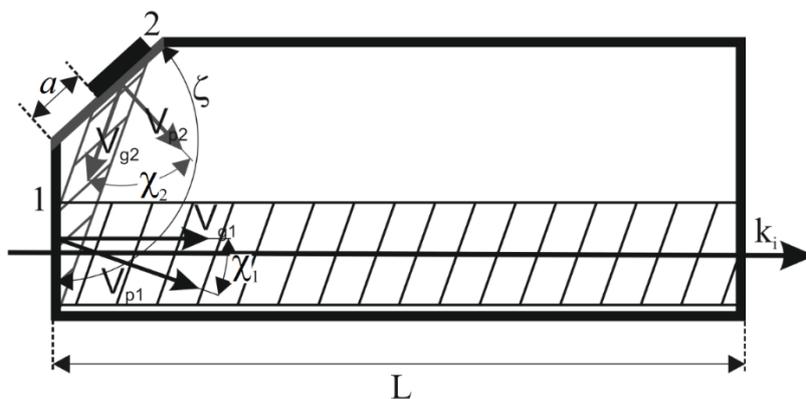


Рис. 2. Общий вид квазиколлинеарной АО ячейки с отражением акустического пучка на основе кристалла парателлуриата

Представленная АО ячейка характеризуется следующими параметрами. Длина АО взаимодействия  $L$ , расстояние от края преобразователя до грани отражения –  $a$ , угол между отражающей гранью и гранью преобразователя –  $\zeta$ ,  $\chi_i$ , где  $i=1,2$ , – углы сноса акустической энергии для отраженной и падающей ультразвуковых волн, соответственно. Сравнение акустических параметров изученных АО ячеек приведено в Таблице 1.

Таблица 1. Акустические параметры исследованных квазиколлинеарных АО ячеек

Параметр	Падающий пучок		Отраженный пучок	
	1	2	1	2
Угол $\alpha_1$ , град.	–	–	$1.8^\circ$	$5^\circ$
Скорость $V$ , м/с	1994	894	620	641
Угол сноса $\chi$ , град.	$18.14^\circ$	$57.2^\circ$	$18.12^\circ$	$40.6^\circ$
Коэффициент анизотропии $\kappa_\theta$	0.01	0.76	10	5.8
Коэффициент анизотропии $\kappa_\varphi$	1.35	20.5	51.2	47.5
АО качество $M \times 10^{-18} \text{с}^3/\Gamma$	–	–	119	474
Частота АО синхронизма для 1.55 мкм, МГц	–	–	52.2	36.3

Сечения рабочего ультразвукового поля плоскостью  $(1\bar{1}0)$  и плоскостями, ортогональными ей, показаны на рис. 3. Размеры области расчета выбраны равными  $3 \times 4$  см, амплитуда ультразвукового поля показана цветом, отражающая грань совпадает с левой стороной рисунков.

На рис. 3а,б приведены результаты моделирования для  $1.8^\circ$  АО ячейки и  $a = 0.2$  см. Сечение акустического пучка плоскостью, повернутой на угол  $18.1^\circ$  относительно кристаллографической плоскости XY, показано на рис. 3а, сечение того же пучка плоскостью  $(1\bar{1}0)$  представлено на рис. 3б. В плоскости  $(1\bar{1}0)$  акустический пучок уширяется в процессе отражения примерно в три раза, и его ширина становится равной 0.75 см при ширине возбуждателя ультразвука 0.25 см. Поэтому акустическое поле в плоскости  $(1\bar{1}0)$  является достаточно однородным.

Акустическая анизотропия парателлуриата в плоскости  $(1\bar{1}0)$  для выбранного направления почти в 8 раз ниже, чем в ортогональной плоскости, поэтому в ортогональной плоскости акустическое поле будет более неоднородным (рис. 3а). Здесь можно наблюдать дальнюю зону дифракции уже на расстоянии 1 см от плоскости отражающей грани.

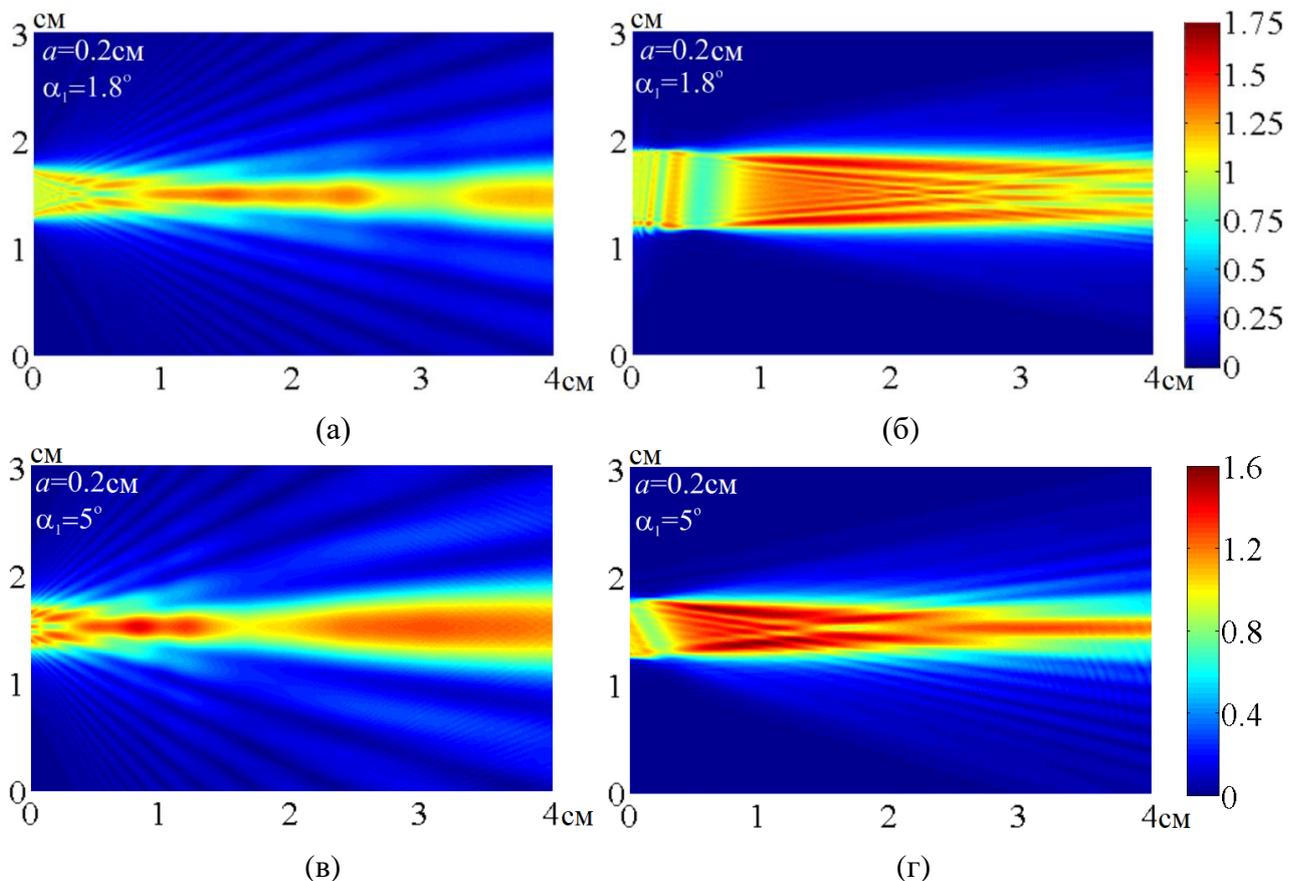


Рис. 3. Продольные сечения отраженного акустического пучка для АО ячеек с углами  $\alpha_1$  равными:  $1.8^\circ$  (а,б) и  $5^\circ$  (в,г)

Продольные сечения ультразвукового пучка для АО ячейки с  $\alpha_1 = 5^\circ$  представлены на рис. 3в,г. В этой геометрии, несмотря на меньшие величины коэффициентов анизотропии, влияние анизотропии кристалла  $\text{TeO}_2$  на структуру ультразвукового поля сильнее из-за более низкой акустической частоты и отсутствия уширения пучка при отражении (ширина акустического луча после отражения составляет 0.52 см при исходном размере 0.5 см).

Дальняя зона дифракции наблюдается на расстоянии 0.5 см от отражающей грани в плоскости ортогональной  $(1\bar{1}0)$  и повернутой на угол  $45.6^\circ$  относительно плоскости XY (рис. 3в), и на расстоянии 3 см для сечения в плоскости  $(1\bar{1}0)$ . Асимметрия боковых

лепестков пучка, заметная на рис. 3г, обусловлена асимметрией поверхности медленности парателлуриита для сдвиговой волны в плоскости  $(1\bar{1}0)$ .

В ходе исследования было впервые установлено, что на структуру отраженных ультразвуковых пучков влияет не только анизотропия среды вдоль направления их распространения, но и реализация отражения акустической волны, определяемая конкретной геометрией квазиколлинеарного АО взаимодействия [А6].

Фазовая структура отраженного ультразвукового пучка представлена на рис. 4. Искривление волновых фронтов, характерное для анизотропных сред, наблюдается в плоскости, ортогональной  $(1\bar{1}0)$  и наклоненной к плоскости XY (рис. 4а). Волновой фронт, который изначально был плоским, искажается при распространении в кристалле под воздействием акустической анизотропии. Кривизна волнового фронта симметрична относительно осевой составляющей пучка поскольку поверхность медленности парателлуриита симметрична в плоскостях ортогональных  $(1\bar{1}0)$ . Это искривление влияет на условие брэгговского синхронизма. Влияние искривления волновых фронтов значительно для квазиортогональной геометрии АО взаимодействия и может даже вызвать сдвиг аппаратной функции АО взаимодействия [2,3,А1,А2]. Но наличие искривления не играет существенной роли для квазиколлинеарного АО взаимодействия, поскольку луч света направлен вдоль оси акустического пучка [А3-А6].

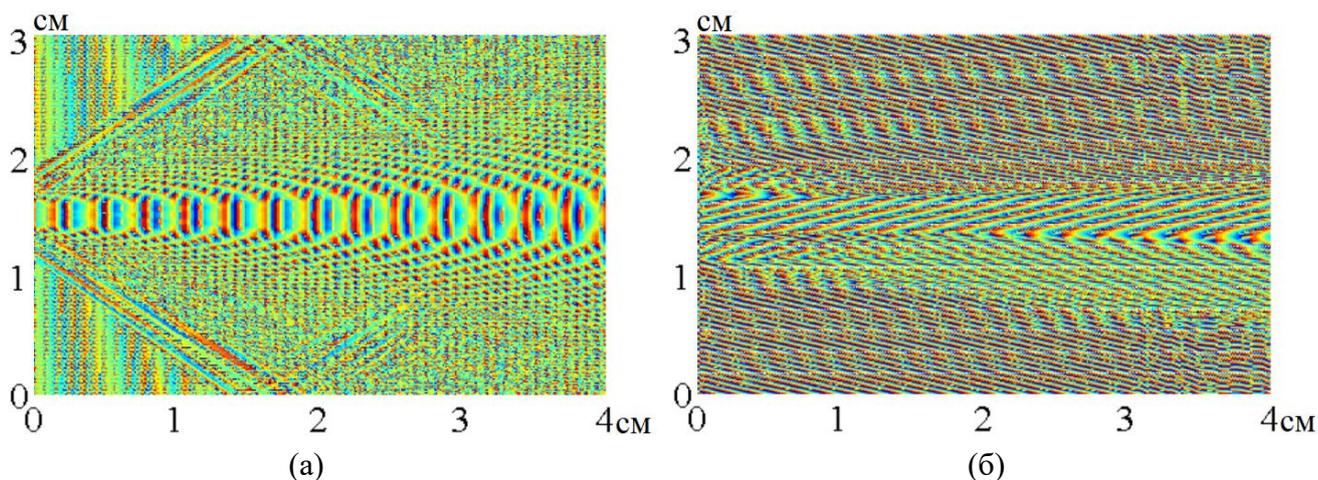


Рис. 4. Фазовая структура акустического пучка в плоскости ортогональной  $(1\bar{1}0)$  (а) и в плоскости  $(1\bar{1}0)$  (б)

В плоскости  $(1\bar{1}0)$  после отражения появляется наклон волновых фронтов (рис. 4б). Величина наклона зависит от взаимной ориентации отражающей грани АО ячейки и грани на которой расположен пьезопреобразователь. Показано, что этот наклон может влиять на характеристики АО взаимодействия и форму аппаратной функции фильтра [А3,А4].

**Третья глава** диссертации посвящена исследованию влияния различных типов анизотропии среды взаимодействия на характеристики АО дифракции. В первой части главы приведены результаты изучения влияния оптической анизотропии на передаточные характеристики и функции пропускания АО ячейки [А12-А15]. Доказано, что в случае дифракции световых пучков с конечной апертурой для определения характеристик АО

взаимодействия классический плоскостной подход не применим. Необходимо рассчитывать передаточные функции АО взаимодействия и с их помощью определять эффективность АО дифракции и расстройные характеристики.

Рассчитаны передаточные функции для нескольких геометрий АО взаимодействия. Подробно проанализирован случай коллинеарной дифракции. При коллинеарной дифракции на частоте фазового синхронизма передаточная функция имеет форму креста с лучами, ориентированными приблизительно  $45^\circ$  к кристаллографическим осям АО кристалла. При изменении частоты ультразвука крест симметрично расщепляется на две дуги, расходящиеся в противоположные стороны вдоль кристаллографических осей [A13].

Показано, что форма передаточной функции и вид углового спектра светового пучка существенно влияют на характеристики дифракционного спектра: интегральную эффективность дифракции, частотный и спектральный диапазоны АО взаимодействия. Установлено, что между основными характеристиками взаимодействия существует связь: уменьшение ширины светового пучка позволяет снизить управляющую мощность, но при этом из-за увеличения расходимости света уменьшается максимально достижимая эффективность дифракции и расширяется спектральный диапазон, что означает ухудшение фильтрующих свойств АО фильтра.

Численные расчеты, подтвержденные результатами эксперимента, показали, что известная из литературы формула [5] для оценки угловой апертуры фильтра, полученная в плоскостном приближении, дает заниженное значение. Разработанная методика расчета характеристик АО фильтров с помощью их передаточных функций, позволяет получать точные значения эффективности дифракции, спектрального разрешения, угловой апертуры и потребляемой мощности для световых пучков с различной структурой и, таким образом, оптимизировать параметры фильтра под решаемую задачу.

Во второй части главы на примере коллинеарной дифракции изучено влияние анизотропии акустооптического эффекта. Представлены результаты расчета двумерной структуры передаточной функции коллинеарной АО ячейки на основе парателлурита [A15].

Показано, что несмотря на невозможность строго коллинеарного АО взаимодействия в парателлурите, в силу нулевого значения коэффициента АО качества вдоль направления [110], при дифракции расходящихся световых пучков эффективность АО взаимодействия может достигать достаточно большой величины, однако, для этого мощность ультразвуковой волны должна быть велика. Сама передаточная функция сохраняет крестообразный вид, но, в силу действия анизотропии акустооптического эффекта, приобретает полосатую структуру, где области с достаточно большой эффективностью АО взаимодействия чередуются с областями, в которых АО эффект отсутствует (эти области параллельны плоскости XY)..

В третьей части главы представлены результаты исследования влияния акустической анизотропии среды взаимодействия на характеристики АО дифракции.

Воздействие амплитудной неоднородности акустического поля на характеристики АО взаимодействия изучено на примере квазиколлинеарных АО ячеек, изготовленных из кристалла парателлурита и использующих отражение акустической волны [20, A3-A6].

Выбор квазиколлинейарной геометрии обусловлен несколькими причинами. Во-первых, в таких АО ячейках волновые вектора групповой скорости ультразвука и падающего светового излучения коллинеарны [21,22]. При этом световой пучок распространяется по оси акустического. Следовательно, искривление волновых фронтов акустической волны под действием акустической анизотропии кристалла парателлуриата (рис. 4а) не будет иметь существенного влияния на характеристики дифракции. Наклон волновых фронтов, появляющийся при отражении акустической волны [А4], приводит лишь к небольшой асимметрии аппаратных функций АО ячейки, проявляющейся в различной величине ее боковых максимумов, не превышающей 30% от их величины. При этом величины боковых максимумов зависят от распределения фазы акустического поля на отражающей грани.

Во-вторых, такие АО устройства обладают наибольшей длиной в направлении распространения ультразвука, и, следовательно, акустическое поле в них будет наиболее неоднородным.

В-третьих, в квазиколлинейарных АО фильтрах, использующих отражение акустических пучков, выбираются малые углы  $\alpha_1$  в плоскости  $(1\bar{1}0)$  кристалла парателлуриата. Используемый диапазон углов  $1^\circ < \alpha_1 < 10^\circ$  с одной стороны ограничен величиной АО качества, а с другой – спектральным разрешением [20]. Таким величинам углов  $\alpha_1$  соответствуют наибольшие значения коэффициентов анизотропии, особенно в плоскостях, ортогональных плоскости  $(1\bar{1}0)$ .

Расчеты показали, что амплитудная неоднородность акустического поля приводит только к увеличению акустической мощности, требуемой для достижения максимальной эффективности АО взаимодействия, при этом само максимальное значение изменяется незначительно [А4]. Влияние амплитудной неоднородности на форму функции пропускания акустооптических устройств не является существенным [А3-А6].

Квазколлинейарные АО ячейки с отражением акустического пучка нашли применение в системах генерации сверхкоротких лазерных импульсов, в качестве АО линий задержки [23-27]. В них возбуждается акустическая волна с частотой и амплитудой изменяющимися по длине ячейки так, что в разных областях АО кристалла дифрагируют различные компоненты оптического спектра лазерного импульса. Следовательно, длина АО взаимодействия для каждой отдельной спектральной компоненты мала, и для обеспечения высокой эффективности дифракции на пьезопреобразователь следует подавать высокую мощность.

В диссертационной работе впервые показано, что решение задачи расчета структуры отраженного ультразвукового пучка в зависимости от параметров пьезопреобразователя и геометрии отражения, определяемой выбором угла  $\alpha_1$ , позволяет провести процедуру оптимизации размеров пьезопреобразователя с целью улучшения энергетической эффективности данного типа АО устройств.

Для решения данной задачи, структуры отраженных акустических пучков были рассчитаны для широкого диапазона размеров преобразователей ( $l_t$  и  $h_t$  – ширина и высота преобразователя) и частот ультразвука. Результаты некоторых расчетов для частоты 40МГц

приведены на рис.5.

Сравнивая представленные на рис. 5 распределения амплитуды, можно сделать следующий вывод – положение области, в которой локализована максимальная энергия акустического поля, зависит от высоты преобразователя: чем высота меньше, тем ближе данная область расположена к отражающей грани кристалла. Данный эффект при учете затухания ультразвука должен сказываться на эффективности АО взаимодействия. Так при малых  $h_t$  область с максимальной амплитудой поля будет располагаться в той части кристалла, где затухание будет играть малую роль, а при больших - где влияние затухания велико.

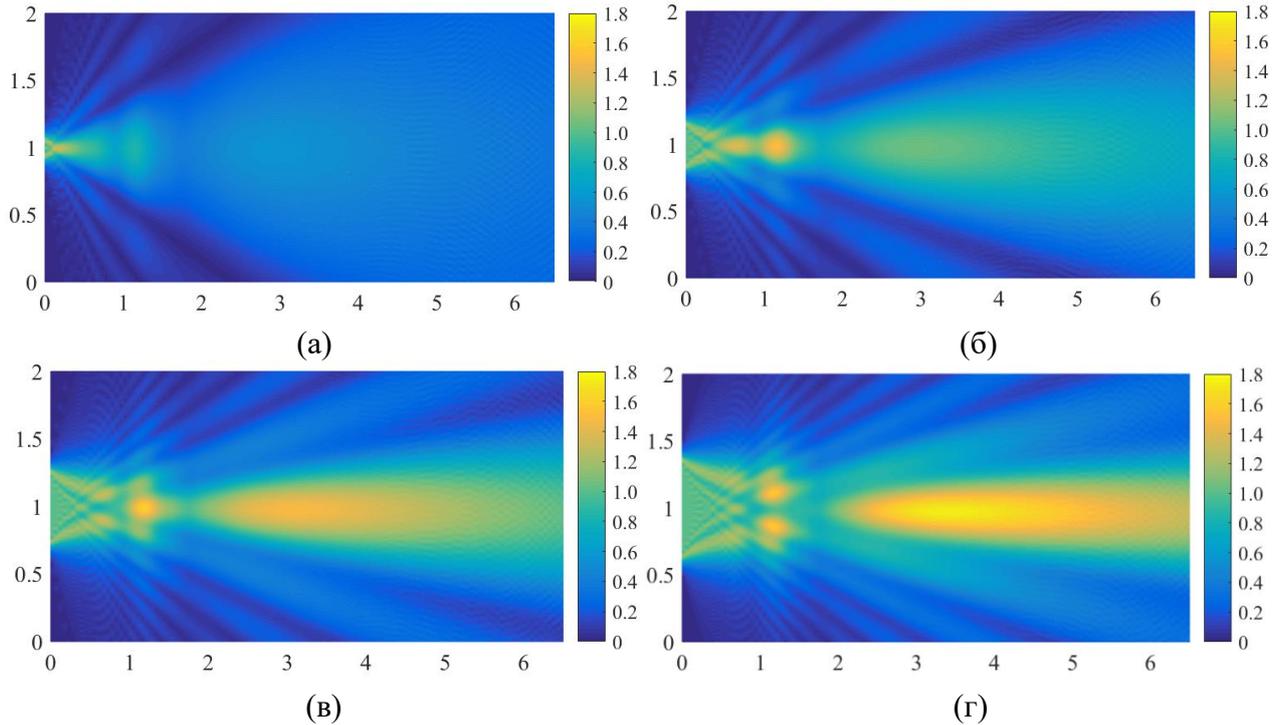


Рис. 5. Распределение амплитуды акустического пучка в плоскости ортогональной  $(1\bar{1}0)$  при  $\alpha_1 = 1.8^\circ$ ,  $l_t = 1.5$  мм,  $h_t = 2$  мм (а), 4 мм (б), 6 мм (в), 8 мм (г) и частоте ультразвука 40МГц

Также при выполнении процедуры оптимизации следует учитывать, что ширина акустического пучка при отражении от грани кристалла может существенно изменяться, а величина отношения высот отраженного и падающего пучков  $l_r/l_t$  является функцией угла  $\alpha_1$ . Отношение  $l_r/l_t > 1$  при  $0.1^\circ \leq \alpha_1 \leq 5.37^\circ$ . При больших углах  $\alpha_1$  в процессе отражения происходит уменьшение ширины пучка. Максимум уширения достигается при  $\alpha_1 = 1.58^\circ$  ( $l_r/l_t = 3.3$ ), а при  $\alpha_1 = 1.8^\circ$  ширина пучка увеличивается в 3.0 раз.

Введено понятие эффективности АО ячейки  $\Psi$ , как отношение максимально достижимой эффективности АО дифракции  $\zeta_{max}$  при заданном диаметре светового пучка и параметрах преобразователя к произведению площади преобразователя  $S_t$  на квадрат параметра Рамана-Ната  $\Gamma_{opt}$  при котором достигается  $\zeta_{max}$ :

$$\Psi = \frac{\zeta_{max}}{S_t \Gamma_{opt}^2} \quad (2)$$

где величина  $\Gamma_{opt}$  нормирована на  $\pi$ . При этом  $\Gamma = \pi$  в случае, когда 100% эффективность

дифракции достигается в однородном акустическом поле.

Таким образом, для вычисления  $\Psi$  требуется рассчитать  $\zeta_{max}$  для всевозможных размеров преобразователя, частот ультразвука и диаметров оптического пучка из выбранных диапазонов при различных значениях коэффициента затухания ультразвука, и определить значения  $\Gamma_{opt}$  при которых эти  $\zeta_{max}$  достигаются. Значения  $l_t$  и  $h_t$  при которых для заданных величин угла  $\alpha_1$ , диаметра светового пучка  $d_b$  и частоты ультразвука достигается максимальное  $\Psi$  являются оптимальными. Зависимости оптимальных значений  $l_r$  и  $h_t$ , нормированных на диаметр оптического пучка  $d_b$ , от величины  $d_b$  для  $\alpha_1 = 1.8^\circ$  и частоты ультразвука 77МГц, представлены на рис.6.

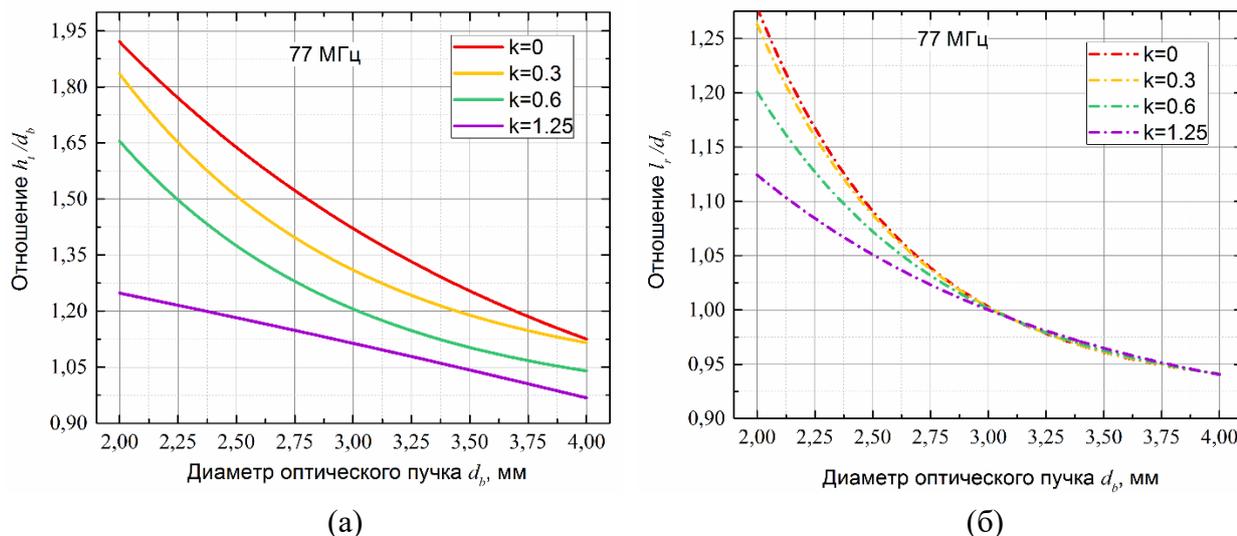


Рис. 6. Зависимости нормированных оптимальных высоты (а) и ширины (б) отраженного акустического пучка от диаметра оптического луча для частоты ультразвука 77МГц.

Расчеты проведены для нескольких значений коэффициента затухания ультразвука  $k$  [ $\text{см}^{-1}$ ], так как оптимизация проводилась для  $\alpha_1 = 1.8^\circ$ , и ее результаты обобщались на все остальные варианты квазиколлинеарной дифракции  $1^\circ \leq \alpha_1 \leq 10^\circ$ .

По результатам проведенной оптимизации можно сделать следующие выводы: чем больше частота ультразвука, тем ближе оптимальные размеры отраженного пучка к диаметру светового луча; чем сильнее затухание ультразвука, тем меньше может быть преобразователь; размеры отраженного пучка могут быть меньше диаметра светового луча; для больших диаметров светового луча влияние затухания на оптимальные размеры преобразователя уменьшается; оптимизация размеров позволяет вдвое снизить управляющую мощность по сравнению с существующими устройствами.

Для обобщения полученных результатов на другие значения угла  $\alpha_1$ , воспользуемся тем, что для всех выполненных расчетов справедливо параболическое приближение, в котором при одинаковых размерах возбудителя ультразвука структура акустического пучка будет определяться шириной лучевого спектра акустического пучка. Далее учтем, что в параболическом приближении изменение ширины лучевого спектра означает лишь сдвиг границы дальней зоны дифракции акустического пучка (эффект масштабирования).

Будем считать, что акустическое поле в АО ячейке при одинаковых размерах возбудителя ультразвука одинаково для разных углов  $\alpha_1$ , если полуширины лучевых спектров равны. Следовательно, чтобы рассчитать поле на частоте синхронизма для произвольного значения  $\alpha_1$  можно рассчитать поле в АО ячейке с углом  $1.8^\circ$ , но на такой частоте ультразвука (эквивалентная частота), которая даст такую же полуширину лучевого спектра. Руководствуясь этим утверждением можно установить соответствие между частотами ультразвука для произвольного значения  $\alpha_1$  и  $\alpha_1 = 1.8^\circ$ . Таким образом, все расчеты акустических полей для различных геометрий АО ячеек можно свести к расчетам полей в одной АО ячейке и последующей подстановке соответствующего затухания ультразвука.

Например, для угла  $\alpha_1 = 5^\circ$ , при  $d_b = 2$  мм, можно определить, что при наличии затухания оптимальная высота преобразователя будет около 3.5 мм, а ширина отраженного пучка около 2.5 мм. С учетом измерения ширины пучка при отражении это даст величину оптимальной ширины преобразователя  $l_t$  примерно 2.35 мм. Сравнивая полученные значения с аналогичными для АО ячейки с  $\alpha_1 = 1.8^\circ$  (высота 3.3 мм, ширина – 0.8 мм), получим, что величина  $\Psi$  для  $\alpha_1 = 5^\circ$ , в 3.1 раза меньше, чем при  $\alpha_1 = 1.8^\circ$ .

Таким образом, при проведении оптимизации геометрии АО ячейки следует опираться не только на величину АО качества  $M$ , и разрешение АО ячейки, как это делалось ранее, но и на величину эффективности  $\Psi$ . Оптимальным сочетанием параметров, показывающих эффективность АО ячейки с учетом АО качества, будет использование произведения  $M \times \Psi$  или, в более простом варианте,  $M \times l_r/l_t$ . Сравнение зависимостей трех указанных выше величин от угла  $\alpha_1$  приведено на рис. 7.

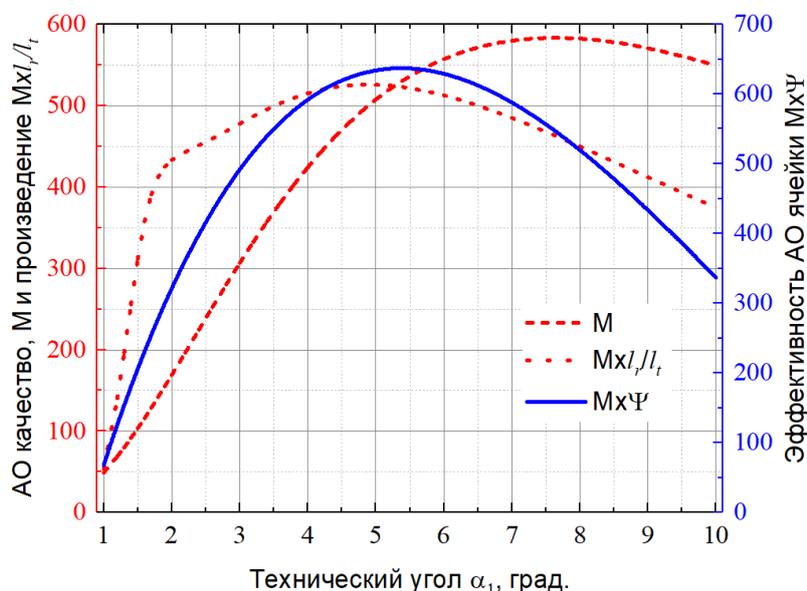


Рис. 7. Зависимости АО качества  $M$ , произведения  $M \times l_r/l_t$  и  $M \times \Psi$  от величины угла  $\alpha_1$

Значения АО качества получены для длины волны оптического излучения 0.7 мкм. Данная зависимость имеет максимум при  $\alpha_1 \approx 7.5^\circ$  [20], именно на эту характеристику обычно ориентируются при выборе геометрии квазиколлинеарного АО взаимодействия.

Зависимость, описывающая изменение произведения  $M \times \Psi$  с углом  $\alpha_1$ , рассчитана при помощи описанной выше процедуры оптимизации для  $d_b = 2$  мм и частот ультразвука, соответствующих частотам АО синхронизма для каждого значения угла  $\alpha_1$ . Даная зависимость достигает максимального значения при  $\alpha_1 \approx 5.4^\circ$ . Таким образом, при учете эффективности АО ячейки наиболее выгодными с точки зрения потребляемой мощности являются квазиколлинеарные АО ячейки с меньшими величинами угла  $\alpha_1$ , чем считалось ранее. При этом, чем меньше  $\alpha_1$ , тем больше разрешение АО ячейки.

Также на рис. 7 приведена зависимость  $M \times l_r/l_t$ , которую проще вычислить, так как она не зависит ни от каких параметров АО ячейки, кроме угла  $\alpha_1$ . Ее максимальное значение наблюдается при  $\alpha_1 \approx 4.8^\circ$ . Таким образом, даже простой учет изменения размера акустического пучка при его отражении дает результат близкий к результатам, полученным при строгом расчете эффективности АО ячейки посредством процедуры оптимизации.

Влияние фазовой неоднородности акустического поля было изучено на примере квазиортогональной дифракции в кристалле парателлурита [2,3,А2]. Установлено, что и в этом случае неоднородность акустического поля, обусловленная анизотропией среды взаимодействия, негативно влияет на характеристики АО дифракции, причем сильнее, чем при квазиколлинеарной дифракции. Выполненные расчеты подтвердили известный из литературы результат [2,3], что при прохождении светового пучка на достаточных расстояниях от преобразователя амплитудная характеристика АО взаимодействия в брэгговском режиме дифракции приобретает совершенно другой вид, чем в однородном акустическом поле. При увеличении акустической мощности эффективность дифракции достигает значений близких к 100% и после этого остается практически постоянной. Отсутствие обратной перекачки света в нулевой порядок обусловлено кривизной волнового фронта акустического пучка. Эффект может наблюдаться только в кристаллах с сильной акустической анизотропией, поскольку расстояние, на котором возникает эффект, пропорционально коэффициенту анизотропии. Обнаружено, что при наличии сильного искривления волнового фронта акустического пучка происходит изменение условий АО синхронизма, в результате чего функции пропускания АО устройства сдвигаются и меняют форму.

**Четвёртая глава** диссертационной работы представляет результаты исследования воздействия температуры на спектральные характеристики АО дифракции. Этот вопрос является актуальным, поскольку АО фильтры нашли широкое применение при создании компактных устройств спектрального анализа, функционирующих в широком диапазоне температур [А32-А37].

В первой части главы на примере кристалла парателлурита изучено влияние температуры на физические свойства среды АО взаимодействия. Показано, что основное воздействие температура оказывает на скорость распространения акустических волн, при этом величина воздействия зависит от типа акустической моды и выбранного направления в кристалле.

Результаты расчета температурного коэффициента изменения скорости медленной акустической моды для различных углов среза кристалла парателлурита, отсчитываемых от оси [110] в плоскости  $(1\bar{1}0)$ , представлены на рис. 8. Данный коэффициент показывает величину изменения скорости ультразвуковой волны при изменении температуры кристалла на один градус. Положительные значения коэффициента означают, что скорость увеличивается с температурой, отрицательные - скорость уменьшается. Примечательно, что существует значение угла среза  $\alpha = 24.5^\circ$ , при котором вариации температуры не оказывают влияния на скорость акустической волны. К сожалению, данное  $\alpha$  не подходит для создания широкоугольных фильтров, так как оно существенно больше оптимального [28].

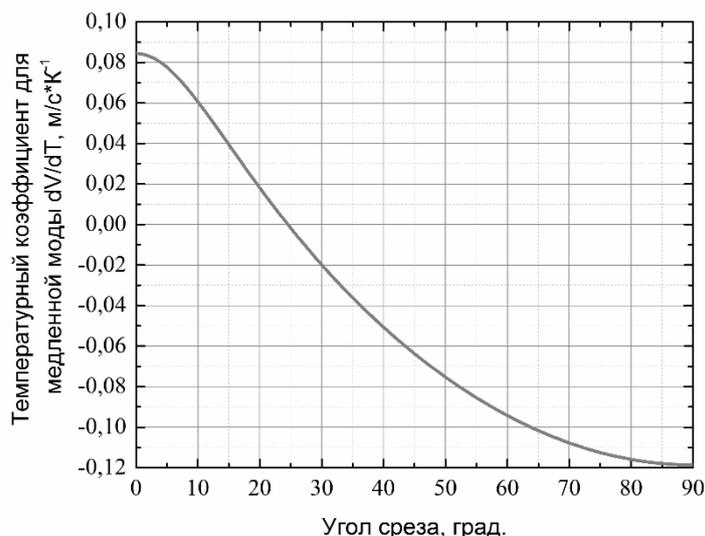


Рис. 8. Зависимость температурного коэффициента изменения скорости медленной акустической моды от угла среза кристалла парателлурита в плоскости  $(1\bar{1}0)$

Анализ зависимости, приведенной на рис. 8, показывает, что максимальное влияние температуры на скорость медленной акустической моды имеет место вблизи осей [001] и [110], при этом в области величин углов среза, для которых возможна реализация широкоугольной геометрии АО взаимодействия ( $0^\circ < \alpha < 19^\circ$ ), величина коэффициента постепенно убывает.

Посредством изменения скорости акустической волны температура влияет на условие брэгговского синхронизма АО взаимодействия, определяемое соотношением:

$$f = \frac{V(T)}{\lambda} \left\{ \sqrt{n_o^2 - n_i^2 \cos^2 \vartheta_B} \pm n_i \sin \vartheta_B \right\} \quad (3)$$

где  $n_o$  – показатель преломления среды для дифрагированной световой волны,  $n_i = n_e$  – показатель преломления для падающей световой волны,  $V$  – скорость акустической волны,  $T$  – температура,  $\vartheta_B$  – угол Брэгга,  $\lambda$  – длина волны светового излучения.

Значения показателей преломления тоже зависят от температуры, но для парателлурита нет надежных данных, позволяющих учесть их изменение. Кроме того, влияние вариации показателей преломления на частоту синхронизма значительно меньше, чем изменение, вызванное зависимостью скорости акустической волны от температуры [29]. Поэтому в расчетах предполагалось, что величины  $n_i$  и  $n_o$  постоянны.

Таким образом, изменение температуры среды взаимодействия приводит к сдвигу центральной длины волны функции пропускания АО ячейки при фиксированной частоте ультразвука. В диссертации проведены теоретические и экспериментальные исследования, которые показали, что величина сдвига уменьшается с увеличением угла среза АО ячейки и длины волны светового излучения [А38-А40].

В процессе исследования предложен новый, более простой, способ температурных калибровок АО фильтров [А40]. В этом методе измерения сдвига частоты синхронизма проводятся только для одной длины волны из всего рабочего спектрального диапазона функционирования АО фильтра. Далее основываясь на том, что, как следует из выражения (3), изменение частоты синхронизма  $df/dT$  зависит только от величины  $dV/dT$ , можно определить температурную зависимость скорости ультразвука для выбранного угла среза АО ячейки. Так определяется величина  $dV/dT$ , а значения температурного сдвига частоты синхронизма для всех остальных длин волн рассчитываются с помощью выражения (3) при подстановке в него измеренного значения  $dV/dT$ .

Сравнение результатов калибровок, проведенных по предложенному новому методу, со стандартными, когда величины сдвига измеряются для большого числа длин волн оптического излучения во всем спектральном диапазоне функционирования АО фильтра, показали, что он обеспечивает хорошую точность.

Во второй части главы представлена математическая модель, позволяющая описать влияние неоднородного распределения температуры АО ячейки на ее функции пропускания. Для расчета аппаратных функций требуется решать систему уравнений Рамана-Ната с учетом структуры акустического поля, затухания ультразвука и влияния температуры на частоту АО синхронизма. Показано, что наличие температурных градиентов внутри АО ячейки приводит не только к сдвигу, но и к искажению функции пропускания. Сопоставление результатов математического моделирования вида аппаратных функций квазилинейной АО ячейки с  $\alpha_1 = 1.8^\circ$  и экспериментальных данных для  $\lambda = 1053$  нм при различных мощностях ультразвука показано на рис. 9.

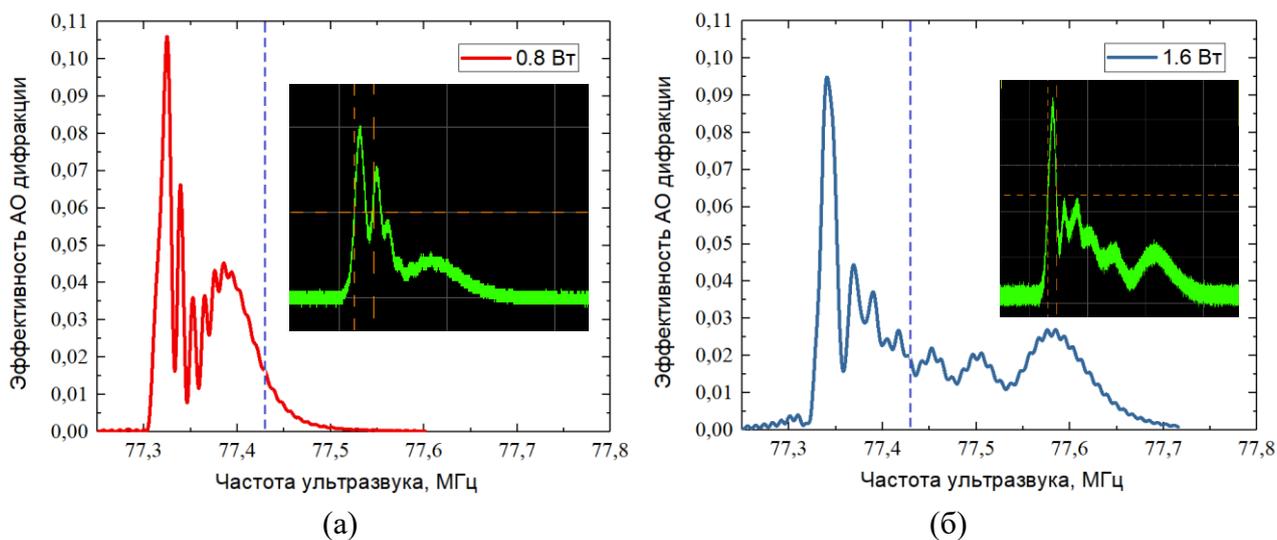


Рис. 9. Сопоставление результатов моделирования функций пропускания и результатов эксперимента (вставки) для мощностей ультразвука 0.8 Вт (а) и 1.6 Вт (б)

Вертикальным пунктиром отмечена частота АО синхронизма при однородной температуре АО ячейки. Экспериментальные функции пропускания приведены на рис. 9 во вставках.

Сравнение приведенных зависимостей показывает, что разработанная математическая модель обладает высокой точностью и предсказательной способностью. Данная модель требует подстановки величины затухания ультразвука, однако, данный вопрос ранее был изучен весьма фрагментарно. Измерения затухания проводились в основном для направлений, соответствующих кристаллографическим осям в плоскости  $(1\bar{1}0)$ , исследования в косых срезах были выполнены только для нескольких направлений на одной частоте ультразвука [30].

В третьей части четвертой главы представлены результаты подробного изучения затухания медленной акустической моды в косых срезах плоскости  $(1\bar{1}0)$  кристалла парателлуриата акустооптическим методом. Измерения были проведены для углов среза  $7^\circ$  и  $10.5^\circ$  и диапазона частот ультразвука от 80 до 300 МГц [A40,A41], результаты приведены на рис. 10.

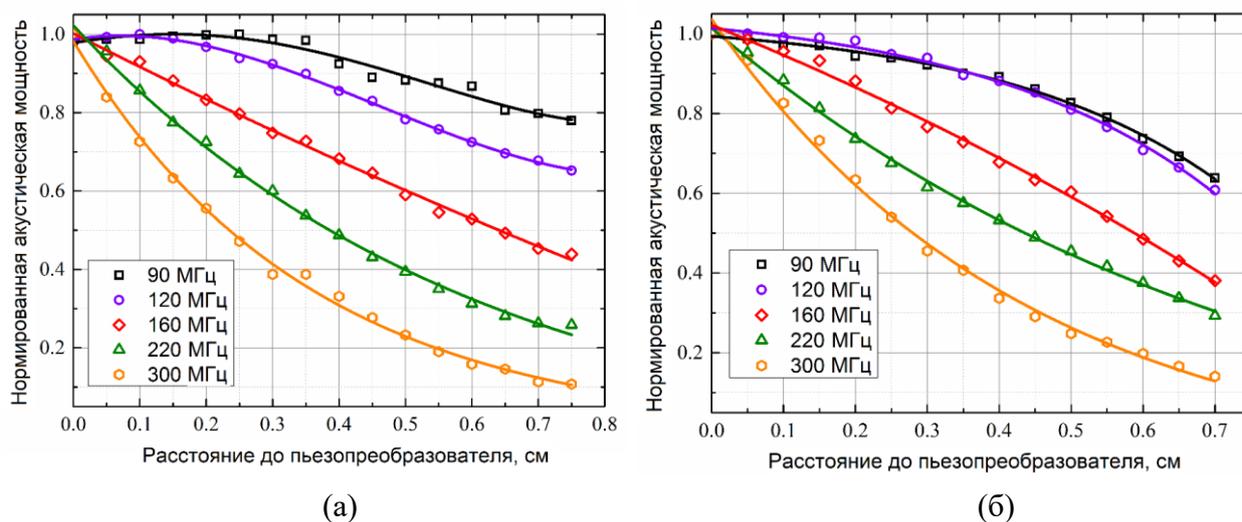


Рис. 10. Зависимости нормированной мощности ультразвука от расстояния до пьезопреобразователя на разных частотах в направлениях  $7^\circ$  (а) и  $10.5^\circ$  (б) к оси  $[110]$

Исследование показало, что затухание в силу наличия акустической нелинейности в парателлуриате [31] носит сложный характер. Форма профилей изменения мощности ультразвуковой волны с расстоянием от возбуждителя ультразвука существенно меняется с частотой ультразвука. Обнаружено три типичных формы, соответствующих различным диапазонам частоты акустических волн: полиномиальная для «низких» частот, линейная для «средних» частот и «экспоненциальная» для «высоких». Границы диапазонов определяются величиной угла среза и смещаются в сторону более низких частот с его уменьшением.

Оказалось, что понятие коэффициента затухания акустической волны может быть введено только для «высоких» частот ультразвука (для изученных углов среза кристалла – более 200 МГц). При этом величина коэффициента затухания линейно увеличивается с частотой.

Были получены следующие данные о коэффициенте затухания при  $\alpha = 10.5^\circ$ : с изменением частоты ультразвука от 200 МГц до 300 МГц, коэффициент увеличивается по линейному закону почти в два раза, от  $1.33 \text{ (} 5.8 \text{ дБ/см)}$  до  $2.69 \text{ см}^{-1} \text{ (} 11.7 \text{ дБ/см)}$ . Наклон аппроксимирующей прямой  $1.36 \cdot 10^{-2} \text{ см}^{-1}/\text{МГц}$ , стандартное отклонение:  $0.12 \cdot 10^{-2} \text{ см}^{-1}/\text{МГц}$ .

Аналогичные измерения, проведённые для АО ячейки с углом среза  $7^\circ$  на частотах от 180 МГц до 300 МГц дали следующие результаты: коэффициент затухания возрастает от  $1.39 \text{ см}^{-1} \text{ (} 5.9 \text{ дБ/см)}$  для 200 МГц до  $2.79 \text{ см}^{-1} \text{ (} 16.3 \text{ дБ/см)}$  для 300 МГц, наклон аппроксимирующей прямой  $1.41 \text{ см}^{-1}/\text{МГц}$  со стандартным отклонением  $0.06 \cdot 10^{-2} \text{ см}^{-1}/\text{МГц}$ .

Проведенное исследование установило, что определение величины коэффициента затухания и его экстраполяция на другие частоты ультразвука для какого-либо направления в парателлурите по результатам измерений только на одной акустической частоте не является корректным. Экстраполяция коэффициента затухания возможна только в области «высоких» частот ультразвука. Подтверждено утверждение, что в плоскости  $(1\bar{1}0)$  парателлурита затухание медленной акустической волны увеличивается с уменьшением угла среза кристалла.

Проведен анализ влияния затухания на аппаратные функции АО фильтров, построена математическая модель, позволяющая рассчитывать функции пропускания АО устройств произвольной геометрии АО взаимодействия с учетом сноса акустического пучка и затухания ультразвука, для выбранного угла среза кристалла.

Сопоставление результатов расчетов и измерений, выполненное для АО ячейки с углом среза  $10.5^\circ$ , показало, что в случае, когда затухание ультразвука известно, предложенная модель позволяет рассчитывать характеристики АО дифракции с высокой точностью.

**Пятая глава** диссертационной работы посвящена изучению влияния оптоэлектронной цепи обратной связи на характеристики АО взаимодействия. Исследование проведено на примере коллинеарной геометрии АО дифракции [19]. Схема системы приведена на рис. 11.

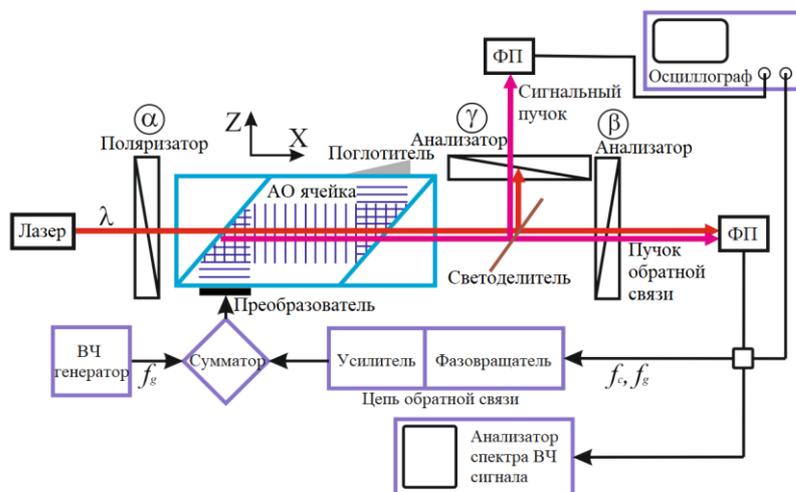


Рис. 11. Общая схема исследуемой системы

Основным ее элементом является коллинеарный АО фильтр, изготовленный из кристалла молибдата кальция. Ячейка расположена между поляризатором и светоделителем (коэффициент деления 50:50), за которым установлена пара анализаторов. Ориентации плоскостей поляризации поляризаторов определяются углами  $\alpha$ ,  $\beta$  и  $\gamma$  отсчитываемыми относительно кристаллографической оси Y.

В первой части главы описаны поляризационные эффекты при коллинеарном АО взаимодействии [A42-A44]. Показано, что в общем случае выбора поляризации падающего светового излучения для коллинеарного взаимодействия дифрагированное световое излучение состоит из нескольких компонент с различающимися частотами. Их биения приводят к модуляции интенсивности выходного излучения, а интенсивность света после выходного поляризатора можно описать следующим соотношением:

$$I_d = I_i [I_0 + I_1 \cos(\Omega t - \varphi_1) + I_2 \cos(2\Omega t - \varphi_2)] \quad (4)$$

здесь  $I_i$  – интенсивность входного излучения,  $I_0$  - нормированная постоянная компонента дифрагированного пучка,  $I_1$  - амплитуда компоненты с модуляцией на частоте ультразвука  $\Omega$ , а  $I_2$  - амплитуда компоненты с модуляцией на удвоенной частоте ультразвука,  $\varphi_1$  и  $\varphi_2$  – сдвиги фаз.

Исследовано влияние параметров АО взаимодействия и взаимной ориентации поляризатора и анализатора на величину этих компонент. Показано, что компоненты достигают максимальных значений при различных взаимных ориентациях входного и выходного поляризаторов [A42-A44].

Наличие модуляции выходного излучения на частоте ультразвука, возбуждаемого в АО ячейке, позволяет создать цепь обратной связи, соединяющую оптический выход АО ячейки и ее пьезопреобразователь [A16-A21, A53, A54]. Выходные поляризаторы в схеме, представленной на рис. 11, ориентированы таким образом, что для сигнального пучка компонента  $I_0$  максимальна, а остальные равны нулю, а для пучка обратной связи  $I_1$  максимальна, при этом  $I_2 = 0$ , а  $I_0 = I_i/2$ .

Во второй части пятой главы изучается влияние такой цепи обратной связи на характеристики АО дифракции. Создана математическая модель, описывающая поведение системы. Показано, что существуют несколько режимов работы системы – регенеративный, под порогом возбуждения, и режим генерации, когда в системе возбуждаются собственные колебания [A16-A19, A21]. Пороговый коэффициент усиления  $k$  цепи обратной связи обратно пропорционален интенсивности светового излучения и определяется выражением:

$$k = \frac{2}{I_i \mu \sigma \vartheta} \quad (5)$$

где  $\mu$  – коэффициент преобразования пьезоэлектрического преобразователя,  $\sigma$  – эффективность фотоприемника,  $\vartheta$  – коэффициент деления светоделителя (в эксперименте использовался светоделитель с коэффициентом деления 50:50). Справедливость данного выражения проверена экспериментально.

В режиме регенерации изменение параметров обратной связи позволяет управлять спектральными характеристиками АО дифракции и существенно улучшить спектральные

разрешение и контраст коллинеарного АО фильтра, подавить боковые максимумы аппаратной функции [A21].

Результаты расчетов влияния обратной связи на аппаратные функции системы для сигнального светового луча и пучка обратной связи представлены на рис. 12. Приведенные зависимости показывают, что эффективность АО взаимодействия возрастает (для сигнального пучка в 14 раз), а ширина полосы пропускания аппаратной функции уменьшается (для сигнального пучка в 1.7 раз) с увеличением коэффициента усиления  $\kappa$ . В представленном варианте, поскольку величина  $\Gamma_g$  (определяет амплитуду сигнала ВЧ генератора) фиксирована, изменение величины  $\kappa$  никак не влияет на боковые максимумы. Хорошо заметно, что влияние обратной связи существенно только вблизи  $R=0$ , где выполнено условие АО синхронизма.

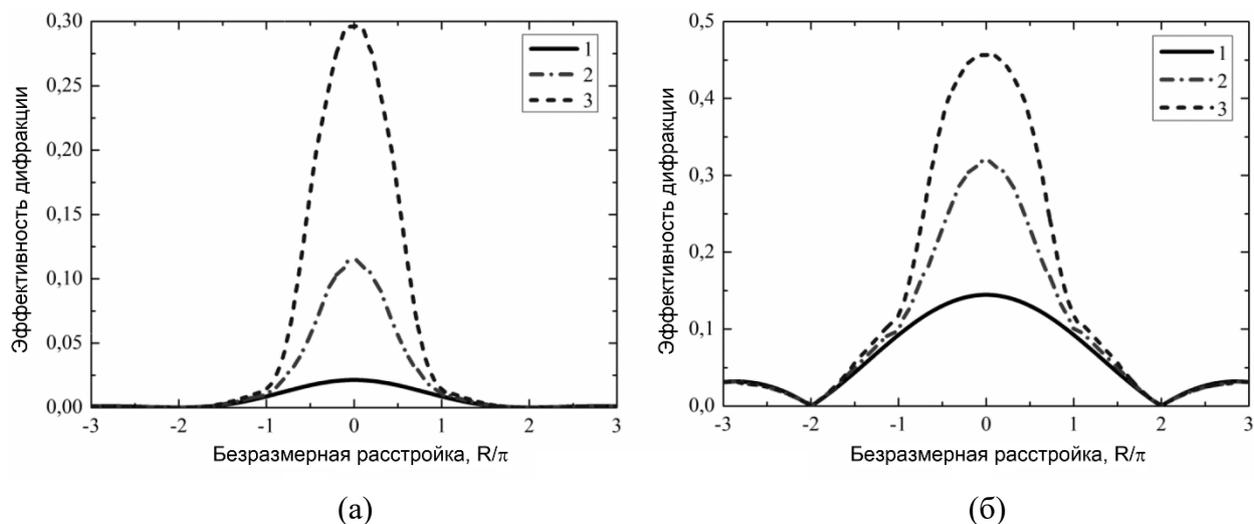


Рис. 12. Аппаратные функции системы для сигнального светового пучка (а) и пучка обратной связи (б),  $\Gamma_g = \pi/10$ . Кривая 1 -  $\kappa = 0$ ; кривая 2 -  $\kappa = 4$ ; кривая 3 -  $\kappa = 6$

При  $\Gamma_g = \pi/10$  и  $\kappa = 0$  спектральный контраст исследуемого коллинеарного АО фильтра равен 21. Если коэффициент обратной связи увеличивается до  $\kappa = 6$ , спектральный контраст будет достигать 290 для того же значения  $\Gamma_g$ . Таким образом показано, что добавляя обратную связь мы можем эффективно контролировать форму функции пропускания коллинеарного АО фильтра. Диапазон изменения коэффициента усиления в режиме регенерации ограничен сверху таким значением, когда система переходит в режим генерации.

Экспериментально подтверждено, что введение обратной связи позволяет сузить полосу пропускания более чем в 70 раз и фактически полностью подавить боковые максимумы аппаратной функции. Однако улучшение спектральных характеристик сопровождается уменьшением эффективности АО дифракции (до 4% в эксперименте) [A21]. Тем не менее, существуют режимы, в которых улучшение спектральных характеристик не будет сопровождаться критическим ухудшением эффективности АО взаимодействия. Например, при эффективности дифракции 50% спектральный контраст улучшится примерно в 110 раз, а полоса пропускания сузится примерно в 25 раз.

Исследовано влияние цепи обратной связи на спектральные характеристики сигнального оптического пучка. Результаты измерений показали, что введение обратной связи действительно позволяет сузить полосу пропускания коллинеарного АО фильтра.

Рассчитано предельное значение спектрального разрешения системы, выявлены определяющие его величины механизмы. По критерию Рэлея, при отсутствии цепи обратной связи, спектральное разрешение используемого АО фильтра равно 0.9 нм, при введении цепи обратной связи разрешение уменьшалось до 1.3 нм. Однако если при отсутствии обратной связи отклики системы на каждую из длин волн (аппаратные функции) сильно перекрываются (критерий Рэлея), то при введении обратной связи перекрытие практически отсутствует, за счет высокого спектрального контраста (рис. 13). Таким образом, эффективное спектральное разрешение системы с обратной связью оказывается существенно выше, чем у того же АО фильтра без обратной связи.

Измеренное предельное спектральное разрешение системы оказалось несколько лучше предсказанного теоретически и составило 0.9 нм, что соответствует разрешению АО фильтра без обратной связи, определенному по критерию Рэлея, при этом спектральные компоненты разрешались без взаимного перекрытия.

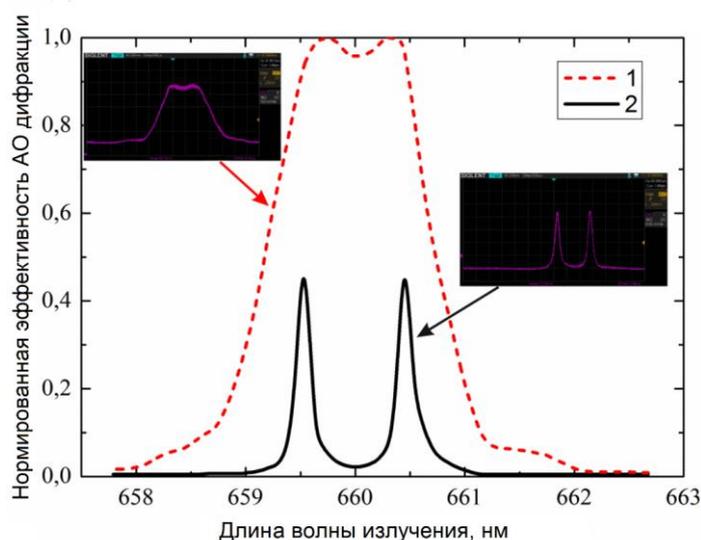


Рис. 13. Осциллограммы отклика на оптическом выходе системы в случае оптического излучения, содержащего две спектральных компоненты,  $\Delta\lambda=0.9$  нм; кривая 1 –  $\kappa = 0$ , кривая 2 –  $\kappa = 590$

Сопоставление сигналов на оптическом выходе системы для двух длин волн светового излучения, различающихся на 0.9 нм без обратной связи (пунктирная линия) и с обратной связью (сплошная линия), представлено на рис. 13. Приведенные зависимости подтверждают, что введение обратной связи позволяет существенно улучшить реальное спектральное разрешение АО устройств.

Исследована нелинейность системы, проявляющаяся в том, что ее коэффициент передачи зависит от интенсивности спектральной компоненты [A19]. Чем больше интенсивность компоненты, тем больше коэффициент передачи. Такая нелинейность типична для регенеративных систем. Следствием ее существования является искажение

спектра оптического излучения, проходящего через систему.

В шестой главе диссертационной работы функционирование АО системы с обратной связью в режиме генерации было исследовано теоретически и экспериментально. Измерена спектральная полоса пропускания системы в режиме генерации. Обнаружено, что полная полоса пропускания системы в режиме генерации не превышает 0.35нм, в то время как полоса пропускания используемого коллинеарного фильтра, оцененная по полуширине аппаратной функции, равна 0.9 нм [A25].

Экспериментально и теоретически исследован эффект захватывания частоты, впервые обнаруженный для АО систем [A25,A45-A47]. Создана теоретическая модель захватывания частоты, позволяющая оценить влияние параметров системы на ширину полосы захватывания. Результаты расчета показали, что для малых амплитуд сигнала внешнего генератора, ширина полосы захватывания увеличивается с ростом амплитуды сигнала ВЧ генератора линейно. При этом, чем больше коэффициент усиления цепи обратной связи, тем уже полоса захватывания. Это объясняется тем, что амплитуда собственных колебаний в системе увеличивается с ростом коэффициента усиления. При возрастании амплитуды сигнала внешнего генератора зависимость ширины полосы захватывания от амплитуды приобретает нелинейный характер, а при еще больших значениях амплитуды ВЧ генератора появляются дополнительные полосы захватывания, отделенные от центральной. Амплитуда ВЧ генератора, при которой появляются дополнительные полосы, увеличивается с коэффициентом усиления цепи обратной связи.

Расчет показал, что общее количество полос захватывания для выбранных параметров системы может достигать девяти [A46]. Такое поведение объясняется способом формирования сигнала в оптоэлектронной цепи обратной связи исследуемой системы. Эффект захватывания частоты в данной системе реализуется тогда, когда колебания на собственной частоте подавляются. Для этого необходимо, чтобы величина дифракции на акустической волне, создаваемой внешним ВЧ генератором, была такова, что коэффициент усиления цепи обратной связи стал меньше порогового для изменившейся интенсивности светового излучения. Интенсивность уменьшается, так как часть света дифрагирует на акустической волне, возбуждаемой ВЧ генератором. Чем больше коэффициент усиления, тем больше света должно дифрагировать на акустической волне ВЧ генератора для срыва колебаний. Наличие больших боковых максимумов у функции пропускания, используемой для формирования сигнала в цепи обратной связи, приводит к тому, что в некоторых режимах величины эффективности дифракции на частотах боковых максимумов достаточно для срыва собственных колебаний в системе. Поэтому форма областей захватывания похожа на перевернутую функцию пропускания. Показано, что остальные особенности расчетных зависимостей можно объяснить, анализируя трансформацию функции пропускания под влиянием изменения параметров исследуемой системы [A47].

Выполнен эксперимент, показавший хорошее соответствие с данными моделирования. Обнаружены три полосы захватывания. Изменение ширины этих полос с параметрами системы соответствует теоретической модели. Число полос захватывания было

ограничено формой реальной функции пропускания АО ячейки, которая, что типично для АО устройств, несколько отличалась от идеальной.

Сопоставление результатов расчетов и эксперимента приведено на рис. 14. Экспериментально подтверждено, что в полной аналогии с радиофизическими системами исследуемая оптоэлектронная система в режиме захватывания частоты ведет себя подобно перестраиваемому АО фильтру, но с более узкой полосой пропускания. В эксперименте наблюдалось почти двукратное сужение полосы пропускания по сравнению с полосой той же АО ячейки без обратной связи и подавление боковых максимумов аппаратной функции [A47].

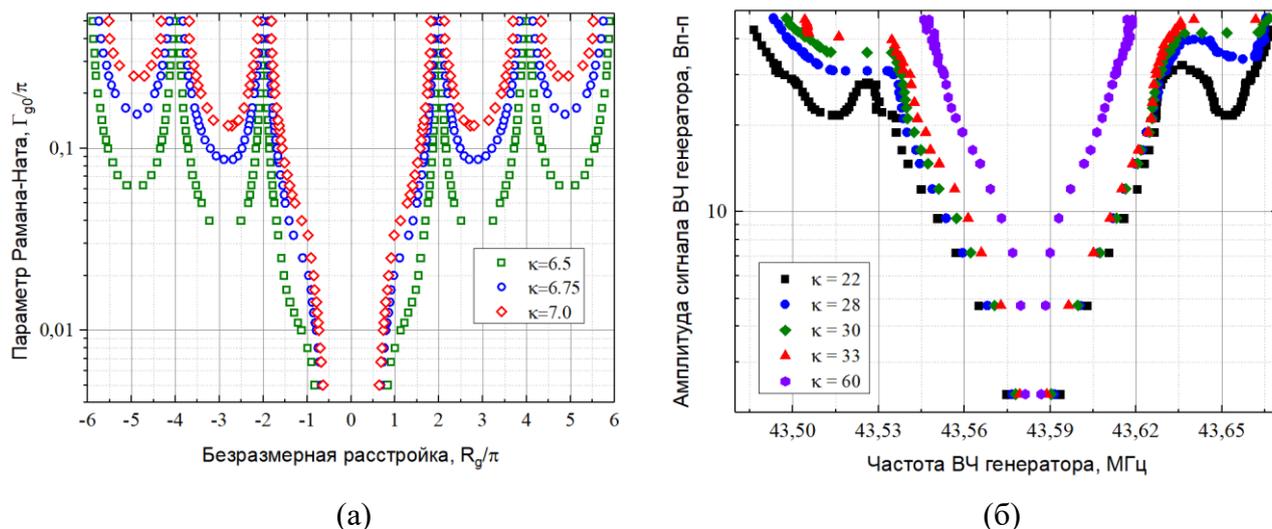


Рис. 14. Расчетные (а) и экспериментальные (б) границы полос захватывания частоты собственных колебаний для различных значений коэффициента усиления  $\kappa$

Предложено использовать эффект захватывания частоты для управления спектральным составом излучения. Эксперимент показал, что действительно данный эффект позволяет осуществлять спектральную фильтрацию с разрешением, превосходящим то, что достигается при работе системы в режиме регенерации [A25].

Предложен новый АО прибор – акустооптический оптический демультиплексор, принцип работы которого основан на эффекте захватывания частоты собственных колебаний системы, функционирующей над порогом возбуждения [A25, A28, A47].

Для подтверждения практической реализуемости данного прибора был проведен модельный эксперимент, в котором на оптический вход системы подавалось излучение, содержащее две спектральных компоненты с интервалом 2.2 нм.

Продемонстрирована возможность по-отдельности захватывать частоты собственных колебаний, соответствующие этим длинам волн, перестраивая частоту внешнего ВЧ генератора [A25]. Спектрограммы сигнала в цепи обратной связи системы приведены на рис.15 при отсутствии захватывания (а) и реализации захватывания для каждой из ультразвуковых частот, соответствующих длинам волн оптического излучения на входе системы (б) и (в).

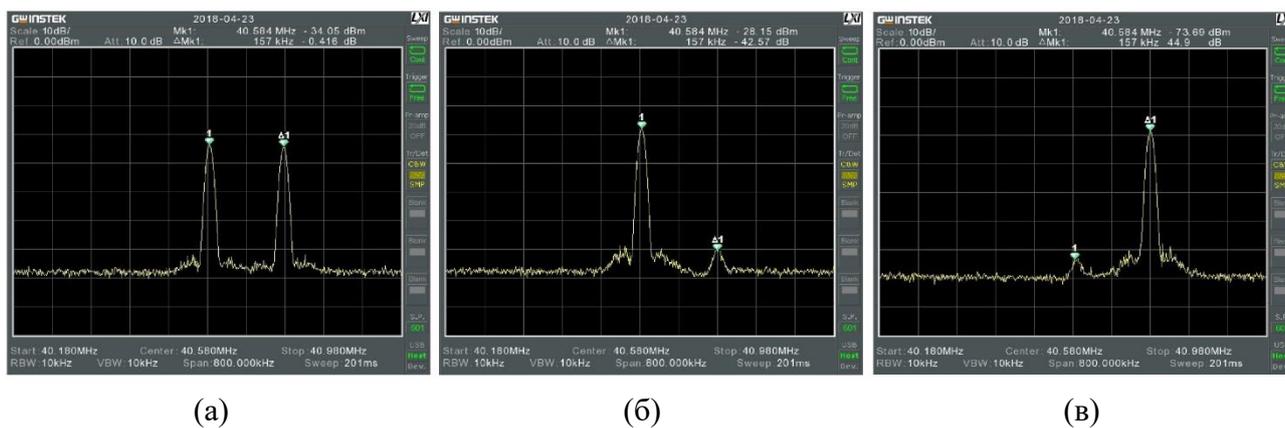


Рис. 15. Спектрограммы сигнала в цепи обратной связи системы; а – генерация для двух длин волн; б – захвачена меньшая частота собственных колебаний, в - захвачена большая частота собственных колебаний

Измеренный коэффициент подавления соседней спектральной компоненты превышал 42дБ.

Теоретически и экспериментально исследовано быстродействие системы. Предельное время установления колебаний определяется временем распространения акустической волны по всей длине АО ячейки (13.7 мкс). Определено, что время установления стационарной амплитуды колебаний тем меньше, чем больше коэффициент усиления системы, при этом минимальное время составляет порядка 69 мкс. Минимальное зарегистрированное в эксперименте время установления колебаний составило 73 мкс для коэффициента усиления равного 560 (ограничен параметрами использованных усилителей).

Проанализирована возможность применения в АО системах с обратной связью АО ячеек с неколлинеарными геометриями АО взаимодействия. Отличием таких геометрий от коллинеарной являются возможность реализации многомодового режима работы и способ формирования сигнала в цепи обратной связи за счет эффекта оптического гетеродинамирования [A52].

В седьмой главе диссертационной работы изучена возможность генерации оптических гребенок (ОГ) [32] с помощью АО устройств в схемах с последовательным смещением частоты [33,A26,A48-A50]. Впервые рассмотрено применение для этих целей двух геометрий АО взаимодействия – коллинеарной и широкоапертурной.

Для обеих геометрий исследовано две оптоэлектронные системы генерации оптических гребенок (рис. 16). Представленные АО системы генерации оптических гребенок могут применяться во всем оптическом диапазоне работы АО устройств от УФ до среднего ИК. Первая, стандартная [33] (рис. 16а), содержит только оптическую обратную связь, в которой АО ячейка ответственна за сдвиг частоты света, равный частоте акустической волны, возбуждаемой в АО ячейке внешним генератором.

Вторая, оригинальная [A26] (рис. 16б), в дополнение к оптической содержит также электрическую петлю обратной связи, система функционирует над порогом возбуждения без подключения внешнего генератора.

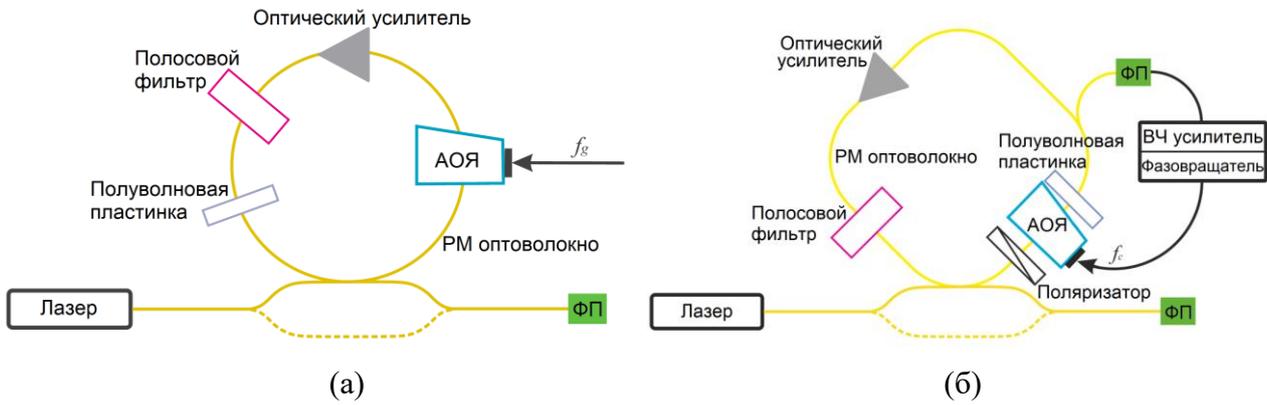


Рис. 16. Общая схема генерации АО ОГ; а – стандартная схема, б – оригинальная схема с двумя цепями обратной связи, оптической (желтая) и электрической (черная)

Петля оптической обратной связи помимо АО ячейки включает оптический усилитель, полосовой оптический фильтр для подавления спонтанного излучения оптического усилителя и полуволновую пластину для поворота поляризации дифрагированного света.

Показано, что при коллинеарной АО дифракции за счет того, что интенсивность светового излучения в общем случае описывается выражением (4), в обеих схемах могут применяться несколько методов генерации (односторонняя модуляция при использовании компонент  $I_0$  и  $I_1$ , или амплитудная модуляция при применении компоненты  $I_2$ ). Переход между методами генерации осуществляется путем взаимной переориентации плоскостей поляризации поляризаторов и поворота полуволновой пластины в цепи оптической обратной связи [A26,A48].

Исследование системы с оптической обратной связью показало, что наиболее эффективным способом получения гребенок в этой системе независимо от геометрии АО дифракции является односторонняя модуляция с использованием компоненты  $I_0$  и  $+1$  или  $-1$  порядка дифракции. Для такого варианта можно получить аналитическое выражение, описывающее амплитуды спектральных компонент ОГ:

$$\tilde{E}_{[N]} = \tilde{E}_{seed} \sum_{n=1}^N [v(1 - \chi)\sigma]^n \left(\frac{\Gamma}{2}\right)^n \prod_{m=1}^n \text{sinc}\left(\frac{\sqrt{\Gamma^2 + R_m^2}}{2\pi}\right) \quad (6)$$

где  $N$  – номер спектральной компоненты, появившейся после  $N$  проходов оптического сигнала по цепи обратной связи,  $\sigma$  – коэффициент усиления оптического усилителя,  $\chi$  – оптические потери в системе и  $v$  – коэффициент деления оптоволоконного разветвителя,  $\Gamma$  – параметр Рамана-Ната,  $R_m$  – АО расстройка для  $N$ -ой спектральной компоненты,  $\tilde{E}_{seed}$  – амплитуда оптической накачки. Таким образом, показано, что амплитуда спектральных составляющих ОГ зависит от произведения значений аппаратной функции для предыдущих  $N-1$  компонент. Следовательно, форма огибающей ОГ зависит от величины АО расстройки, задаваемой частотой ВЧ-генератора, и мощности ультразвука [A26,A48,A49].

Результаты расчетов влияния АО расстройки на форму ОГ для случая использования коллинеарного АО фильтра на основе кристалла ниобата лития с длиной взаимодействия

4 см, длины волны оптического излучения накачки 1.55 мкм и дифракции в -1-й порядок приведены на рис. 17. Расчет показывает, что введение отрицательной расстройки при соответствующем увеличении оптического усиления позволяет увеличить количество спектральных линий более чем в 2 раза – со 150 при  $R = 0$ , до 350 при  $R = -2$ . Введение положительных расстроек приводит к сужению ширины гребенки.

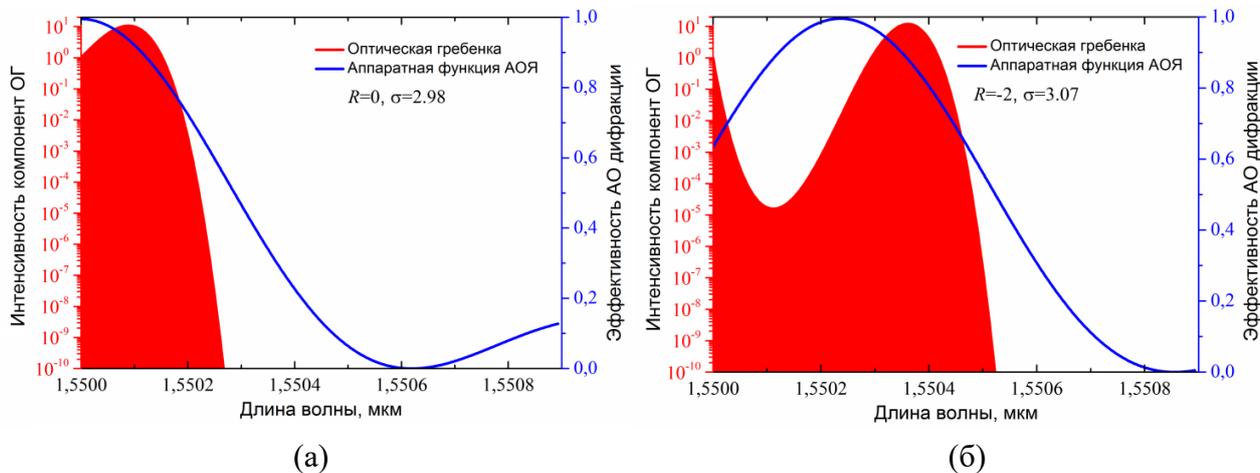


Рис. 17. Результаты моделирования спектров ОГ и аппаратных функций коллинеарной АО дифракции для компоненты  $I_0$  и различных величин АО расстройки;

(а)  $\sigma = 2.98, R = 0$ ; (б)  $\sigma = 3.07, R = -2$

Спектральный интервал между компонентами гребенки задается частотой ВЧ генератора и тоже зависит от величины АО расстройки. Ширина ОГ в системе с оптической обратной связью определяется главным образом спектральной селективностью АО фильтра. Изменение величины параметра Рамана-Ната позволяет управлять количеством спектральных компонент ОГ без изменения формы ее огибающей, при этом для малых значений  $\Gamma$  ширина гребенки будет больше [А49].

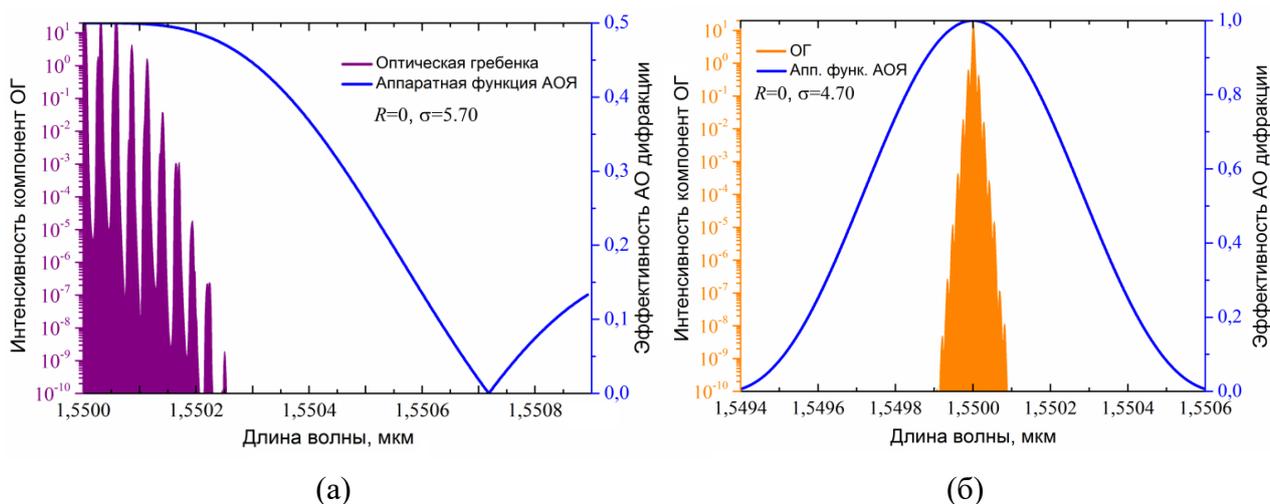


Рис. 18. Результаты моделирования спектров ОГ и аппаратных функций коллинеарной АО дифракции для компонент  $I_1$  (а) и  $I_2$  (б)

При использовании для генерации ОГ компонент  $I_1$  и  $I_2$  генерируемые ОГ имеют совершенно иной вид (рис. 18). У огибающей ОГ появляются осцилляции амплитуды,

вызванные сдвигом фазы оптического излучения, появляющимся в процессе АО взаимодействия.

Оптоэлектронная система с оптической и электрической обратной связью функционирует над порогом возбуждения и не требует подключения внешнего генератора. В случае коллинеарной дифракции получить ОГ в такой системе можно также несколькими способами, но наилучшим является использование компоненты  $I_0$ .

В этой системе из-за присутствия электронной обратной связи спектральная селективность АО ячейки не влияет на ширину гребенки, поскольку условие фазового синхронизма выполняется для всех спектральных составляющих светового излучения - они дифрагируют в АО ячейке независимо, на соответствующих им акустических частотах. Из-за зависимости частоты синхронизма АО взаимодействия от оптической длины волны спектральный интервал  $\Delta\lambda$  между компонентами ОГ в этой системе chirпирован [A26]:

$$\Delta\lambda_N = \lambda \frac{V|n_e - n_o|c^{N-1}}{(c - V|n_e - n_o|)^N} \quad (7)$$

где  $n_e$  и  $n_o$  – показатели преломления среды АО взаимодействия,  $c$  – скорость света.

Возможность генерации chirпированных ОГ является уникальной особенностью исследованной системы. При наличии двух цепей обратной связи можно получены очень широкие ОГ, спектральная ширина которых будет определяться спектральными характеристиками оптического усилителя, фотоприемника и других элементов, используемых в обеих цепях обратной связи, но не параметрами АО ячейки.

Кроме коллинеарной геометрии были рассмотрены все возможные варианты широкоапертурного АО взаимодействия (высокочастотного (ВЧ) и низкочастотного (НЧ)) в кристалле диоксида теллура с целью определения наиболее подходящих для применения в схеме генерации оптических гребенок с последовательным смещением частоты [A50].

Характеристики широкоапертурной АО дифракции смоделированы для длины волны оптического излучения лазера накачки, варьирующейся от 0.45 мкм до 1.5 мкм, и длины преобразователя АО ячейки 2 см с учетом акустической анизотропии парателлуриата и оптической активности.

Результаты моделирования показали, что, выбирая угол среза кристалла, можно изменять частоту АО синхронизма и, следовательно, спектральный интервал между компонентами ОГ в 17.5 раз для НЧ геометрии и в 1.7 раза для ВЧ варианта.

Наибольшее количество спектральных линий в гребенке достигается в НЧ геометрии для малых углов среза. При длине преобразователя 2 см можно получить гребенку, содержащую до  $10^5$ - $10^6$  спектральных линий, и увеличить эти значения еще на порядок, уменьшив длину преобразователя и введя АО расстройку. Такое количество спектральных линий примерно в 10 раз превосходит достигнутые на сегодняшний день параметры АО ОГ.

Высокочастотная геометрия АО взаимодействия дает возможность получить чрезвычайно узкую полосу пропускания АО ячейки, которая хорошо подходит для схемы генерации ОГ с использованием двух цепей обратной связи. В этом случае, как и для НЧ геометрии, следует выбирать углы среза кристалла не превышающие  $4^\circ$ .

Величина АО качества в ВЧ геометрии намного ниже, чем для НЧ варианта, но все же значительно выше, чем достигается в кристаллах молибдата кальция и ниобата лития.

Возможность управления параметрами ОГ при введении АО расстройки была проверена экспериментально с использованием широкоугольного АО фильтра с углом среза  $8^\circ$ . Измерения проведены для длины волны оптической накачки 1.5491 мкм (частота АО синхронизма 34.50 МГц). Результаты измерений, представленные на рис. 19, подтвердили теоретические предположения.

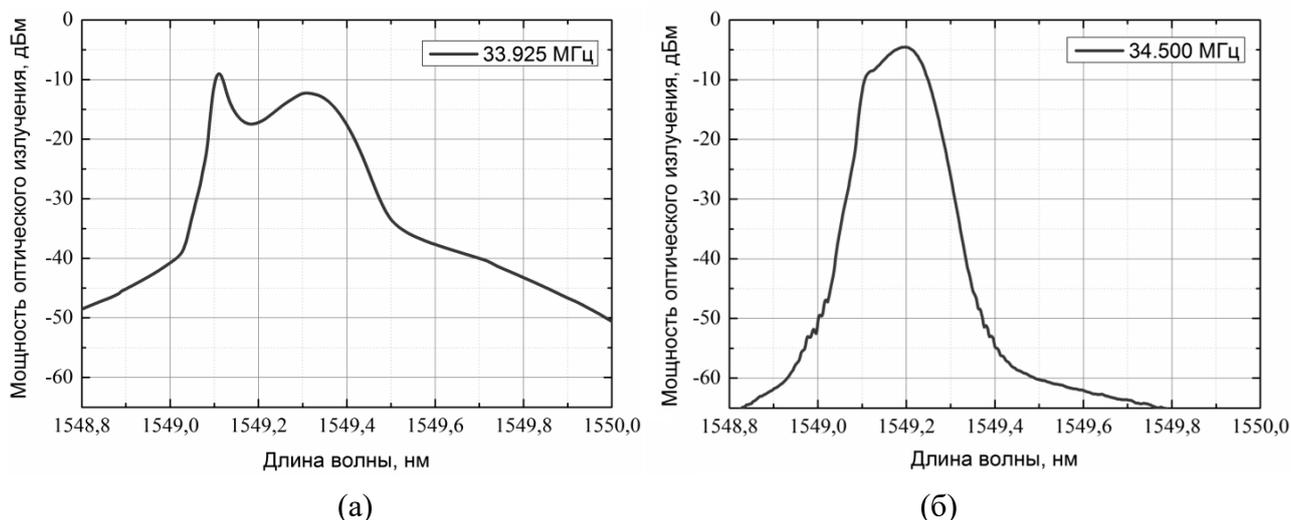


Рис. 19. Оптические спектры АО ОГ, полученные при различных значениях частоты ультразвука; а – 33.925 МГц, б – 34.500 МГц (частота АО синхронизма)

Было определено, что ОГ существует в диапазоне частот ультразвука от 33.90 МГц до 35.30 МГц (перестройка на 1.4 МГц) при мощности оптической накачки, поступающей в цепь обратной связи 0.25 мВт. Цепь обратной связи реализована так, что от лазера накачки в нее поступает 10% выходной мощности, а на систему регистрации оптического излучения выводится 10% мощности, циркулирующей в цепи обратной связи. Изменение частоты позволяет управлять не только шириной ОГ, ее формой и количеством спектральных компонент, но и спектральным интервалом между компонентами, поскольку он в точности равен частоте возбуждаемого в АО фильтре ультразвука.

Таким образом, использование АО взаимодействия предоставляет широкие возможности для применения в системах генерации оптических гребенок.

## **Основные результаты диссертационной работы**

1. Использование спектрального подхода позволяет решить задачу распространения ультразвуковых пучков в акустически анизотропных средах. Полученное решение предоставляет возможность рассчитывать трехмерную структуру акустического пучка для произвольных направлений его распространения в кристаллах, в том числе и для направлений автоколлимации.
2. Введено понятие лучевого спектра, характеризующего угловое распределение потока акустической энергии и соответствующего структуре акустического пучка в дальней

зоне дифракции. Показано, что в областях автоколлимации, может наблюдаться сильная деформация лучевого спектра, сопровождаемая его инверсией. На примере кристалла KRS-5 доказано, что методология лучевых спектров позволяет полностью исследовать акустическую анизотропию кристаллических сред. Акустические свойства кристалла KRS-5 впервые исследованы детально.

3. Решение задачи распространения акустических пучков в акустически анизотропных средах позволило разработать метод расчета акустических полей в АО ячейках, использующих отражение акустических волн. Моделирование акустического поля в коллинеарной АО ячейке из кристалла молибдата кальция показало, что отражение существенно влияет на амплитудную и фазовую структуру отраженного акустического пучка, участвующего в АО взаимодействии. Распределение амплитуды в отраженном пучке становится сильно неоднородным, а его волновые фронты приобретают наклон. Для квазиколлинеарных АО ячеек на основе кристалла парателлуриата также получены новые результаты: обнаружено, что на структуру отраженного пучка сильно влияет величина акустической анизотропии вдоль направления распространения падающего акустического пучка и геометрия отражения, которая определяет ширину отраженного пучка.
4. Показано, что в случае дифракции световых пучков с конечной апертурой, для определения характеристик АО взаимодействия классический плосковолновой подход не применим. В данном случае необходимо рассчитывать передаточные функции АО взаимодействия и с их помощью определять эффективность АО дифракции и расстройные характеристики. Рассчитаны передаточные функции для нескольких важных геометрий АО взаимодействия. Подробно проанализирован случай коллинеарной дифракции.
5. Исследовано влияние акустической анизотропии среды взаимодействия на характеристики АО дифракции. Показано, что амплитудная и фазовая неоднородности акустического поля влияют на параметры АО дифракции различным образом. Влияние амплитудной неоднородности поля изучено на примере квазиколлинеарных АО фильтров с отражением акустического пучка. В таких АО устройствах световой пучок распространяется по оси акустического, и фазовая неоднородность влияния на АО дифракцию не оказывает. Обнаружено, что амплитудная неоднородность сказывается в основном на эффективности АО взаимодействия, а также на величине боковых максимумов аппаратной функции. Влияние фазовой неоднородности акустического поля было изучено на примере квазиортогональной дифракции. Установлено, что и в этом случае неоднородность акустического поля, обусловленная анизотропией среды взаимодействия, негативно влияет на характеристики АО дифракции. При наличии сильного искривления волнового фронта акустического пучка происходит изменение условий АО синхронизма, в результате чего функции пропускания АО устройства сдвигаются и меняют форму, а амплитудная характеристика АО взаимодействия в брэгговском режиме дифракции приобретает совершенно другой вид, чем в однородном

акустическом поле.

6. С целью оптимизации размеров пьезопреобразователя квазиколлинеарных АО ячеек исследовано влияние его размеров на структуру акустического поля в АО ячейке. Математическое моделирование показало, что существует такой размер преобразователя, который обеспечивает максимальную эффективность АО взаимодействия при минимальной потребляемой мощности. Результаты моделирования обобщены на все возможные геометрии квазиколлинеарных АО ячеек с отражением акустической волны. Обнаружено, что при выборе квазиколлинеарной геометрии АО взаимодействия эффективность АО фильтра будет определяться не просто величиной АО качества, а произведением качества на энергетическую эффективность АО ячейки или коэффициент уширения акустического пучка.
7. Впервые исследовано влияние температуры на характеристики АО дифракции в кристалле парателлурита. Изучены случаи однородного и неоднородного распределения температуры внутри АО ячейки. Показано, что изменение температуры АО кристалла влияет на скорость распространения ультразвуковых волн, что, в свою очередь, изменяет условие АО синхронизма и приводит к сдвигу и искривлению функции пропускания АО устройств. Введено понятие коэффициента сдвига частоты АО синхронизма с температурой. Предложена оригинальная методика температурных калибровок АО устройств, позволяющая существенно ускорить этот процесс. На примере квазиколлинеарных АО ячеек изучено влияние неоднородного распределения температуры АО ячейки на аппаратные функции АО устройств. Предложена математическая модель АО дифракции, учитывающая неоднородную структуру акустического пучка, затухание ультразвука и неоднородное распределение температуры.
8. Впервые выполнено подробное изучение затухания ультразвука для косых срезов парателлурита в плоскости  $(1\bar{1}0)$ . Исследования проведены акустооптическим методом и показали, что затухание носит сложный характер. Форма профилей изменения мощности ультразвуковой волны с расстоянием от возбуждителя ультразвука существенно меняется с частотой ультразвука. Обнаружено три типичных профиля, соответствующих различным диапазонам частоты акустических волн: полиномиальный для «низких» частот, линейный для «средних» частот и экспоненциальный для «высоких». Границы диапазонов определяются величиной угла среза кристалла и смещаются в сторону более низких частот с его уменьшением. Показано, что понятие коэффициента затухания акустической волны может быть введено только для «высоких» частот ультразвука, где форма профиля экспоненциальная. При этом величина коэффициента затухания линейно увеличивается с частотой. Установлено, что определение величины коэффициента затухания и его экстраполяция на другие частоты ультразвука для какого-либо направления в парателлурите, по результатам измерений только на одной акустической частоте, не является корректной. Экстраполяция коэффициента затухания возможна только «высоких» частот ультразвука.

9. Проведен анализ влияния затухания на аппаратные функции АО ячеек. Построена математическая модель, позволяющая рассчитывать функции пропускания АО устройств произвольной геометрии АО взаимодействия с учетом сноса акустического пучка и величины затухания ультразвука.
10. Исследованы поляризационные эффекты, возникающие при коллинеарном АО взаимодействии произвольно поляризованного светового излучения. Показано, что в общем случае световая волна с произвольной поляризацией, на входе в АО ячейку, распадается на две компоненты, независимо и с одинаковой эффективностью дифрагирующие в  $+1$  и  $-1$  порядки. В результате интенсивность выходного излучения оказывается амплитудно-модулированной во времени. Впервые изучена возможность применения обнаруженных особенностей поляризационных эффектов для создания АО систем с оптоэлектронной обратной связью. В таком устройстве для формирования сигнала в цепи обратной связи используется эффект модуляции интенсивности с частотой ультразвука, возбужденного в АО ячейке.
11. Теоретически и экспериментально изучена работа АО системы с обратной связью под и над порогом генерации. Разработана теория, описывающая ее функционирование. Проведены расчеты и эксперименты, позволяющие проследить трансформацию функций пропускания системы и сигнала в цепи обратной связи в зависимости от величин сигнала внешнего генератора и коэффициента усиления цепи обратной связи. Смоделировано изменение эффективности АО взаимодействия, полосы пропускания системы и ее спектрального контраста. Обнаружено, что уменьшение сигнала генератора позволяет существенно сузить полосу пропускания АО фильтра и увеличить спектральный контраст. Однако улучшение спектральных характеристик сопровождается уменьшением эффективности АО дифракции. Определены величины основных параметров, при которых улучшение спектральных характеристик не будет сопровождаться критическим ухудшением эффективности АО взаимодействия. Исследовано влияние цепи обратной связи на спектральные характеристики сигнального оптического пучка. Рассчитано предельное значение спектрального разрешения системы, выявлены определяющие его величины механизмы. Обнаружено, что эффективное спектральное разрешение системы с обратной связью оказывается существенно выше, чем у того же АО фильтра без обратной связи.
12. Получено аналитическое выражение, определяющее пороговые значения коэффициента усиления. Показано, что порог генерации в системе определяется следующими параметрами: величиной оптических потерь, чувствительностью фотоприемника и эффективностью пьезоэлектрического преобразователя АО ячейки. Также пороговый коэффициент усиления обратно пропорционален интенсивности входного оптического излучения, что является причиной нелинейного поведения системы. Нелинейность системы проявляется в том, что ее коэффициент передачи зависит от интенсивности спектральной компоненты сложным образом. Такое поведение типично для

регенеративных систем. Следствием нелинейности является искажение проходящего через систему спектра оптического излучения.

13. Исследован эффект захватывания частоты, впервые обнаруженный для АО систем. Показано, что этот эффект можно использовать для управления спектральным составом излучения. Предложен новый АО прибор – акустооптический оптический демультиплексор, принцип работы которого основан на эффекте захватывания частоты собственных колебаний. Экспериментально продемонстрирована возможность по отдельности захватывать частоты собственных колебаний, соответствующие различным компонентам спектра оптического излучения. Измеренный коэффициент подавления соседней спектральной компоненты оптического излучения превышал -42дБ. Теоретически и экспериментально исследовано быстроедействие системы. Установлено, что минимальное время установления колебаний определяется временем распространения акустической волны по всей длине АО ячейки. Определено, что время установления стационарной амплитуды колебаний тем меньше, чем больше коэффициент усиления системы.
14. Создана теоретическая модель захватывания частоты, позволяющая оценить влияние параметров системы на ширину полосы захватывания. Результаты расчета показали, что для малых амплитуд сигнала внешнего генератора ширина полосы захватывания увеличивается с ростом амплитуды сигнала ВЧ генератора линейно и уменьшается с возрастанием коэффициента усиления цепи обратной связи. При дальнейшем увеличении амплитуды сигнала внешнего генератора, зависимость ширины полосы захватывания от амплитуды приобретает нелинейный характер, появляются дополнительные полосы захватывания, отделенные от центральной. Амплитуда ВЧ генератора, соответствующая появлению дополнительных областей, увеличивается с коэффициентом усиления цепи обратной связи. Форма областей захватывания определяется видом функции пропускания системы. Теоретически и экспериментально показано, что все особенности областей захватывания можно объяснить, анализируя трансформацию функции пропускания под влиянием изменения параметров исследуемой системы. Экспериментально подтверждено, что в полной аналогии с радиофизическими системами исследуемая оптоэлектронная система в режиме захватывания частоты ведет себя подобно перестраиваемому АО фильтру, но с более узкой полосой пропускания. Экспериментально обнаружено почти двукратное сужение полосы пропускания по сравнению с полосой той же АО ячейки без обратной связи, и подавление боковых максимумов аппаратной функции.
15. Изучены возможности, которые предоставляют АО устройства для генерации оптических гребенок. Впервые рассмотрено применение для этих целей двух геометрий АО взаимодействия – коллинеарной и широкоапертурной. Для обеих геометрий предложено по две оптоэлектронные системы генерации оптических гребенок. Первая схема содержит только оптическую обратную связь, в которой АО ячейка ответственна за сдвиг частоты света. Вторая - в дополнение к оптической содержит также

оптоэлектронную обратную связь, система функционирует над порогом возбуждения без подключения внешнего генератора. Показано, что при коллинеарной АО дифракции в обеих системах могут применяться несколько методов генерации. Переход между методами генерации осуществляется путем взаимной переориентации плоскостей поляризации поляризаторов и поворота полуволновой пластины в цепи оптической обратной связи.

16. Исследование системы с оптической обратной связью показало, что форма огибающей ОГ зависит от величины АО расстройки, задаваемой частотой ВЧ-генератора. Наиболее эффективным способом получения гребенок в этой системе независимо от геометрии АО дифракции является односторонняя модуляция с использованием  $+1$  или  $-1$  порядка дифракции. Спектральный интервал между компонентами гребенки задается частотой ВЧ генератора. Ширина ОГ в этой системе определяется главным образом спектральной селективностью коллинеарного АО фильтра. Ширина ОГ может быть увеличена при введении АО расстройки и сопутствующем увеличении коэффициента оптического усиления. Данные результаты были подтверждены экспериментально.
17. Оптоэлектронная система с оптической и оптоэлектронной обратными связями работает подобно АО генератору и не требует подключения внешнего ВЧ генератора. В случае коллинеарной дифракции получить оптическую гребенку в такой системе можно несколькими способами, но предпочтительным является использование только первого порядка дифракции. В системе с двойной обратной связью спектральная селективность АО ячейки не влияет на ширину гребенки, поскольку условие фазового синхронизма выполняется для всех спектральных составляющих светового излучения - они дифрагируют в АО ячейке независимо на соответствующих им акустических частотах, а спектральный интервал между компонентами гребенки линейно возрастает, что является уникальной особенностью исследованной системы. Таким способом могут быть получены очень широкие оптические гребенки, спектральная ширина которых будет определяться спектральными характеристиками оптического усилителя, фотоприемника и других элементов, используемых в обеих цепях обратной связи. Представленные АО системы генерации оптических гребенок в схеме с последовательным смещением частоты могут применяться во всем спектральном диапазоне работы АО устройств.
18. Исследованы все возможные варианты широкоапертурного АО взаимодействия в кристалле диоксида теллура с целью определения наиболее подходящих для применения в схеме генерации оптических гребенок с последовательным смещением частоты. Проведенный анализ показал, что выбирая угол среза кристалла можно изменять спектральный интервал между компонентами гребенки в 17.5 раз для НЧ геометрии и в 1.7 раза для ВЧ варианта. Наибольшее количество спектральных линий в гребенке достигается в НЧ геометрии для малых углов среза. Показано, что максимальное количество спектральных линий в гребенках, генерируемых при использовании широкоугольных АО фильтров, примерно в 10 раз превосходит достигнутые на сегодняшний день параметры АО гребенок. Высокочастотная геометрия АО

взаимодействия дает возможность получить чрезвычайно узкую полосу пропускания АО ячейки, которая хорошо подходит для схемы генерации оптических гребенок с использованием двух цепей обратной связи. В этом случае, как и для НЧ геометрии, следует выбирать малые углы среза кристалла. Показано, что значения АО качества в ВЧ геометрии намного ниже, чем для НЧ варианта, но значительно превосходят достигаемые при коллинеарной дифракции в кристаллах молибдата кальция и ниобата лития.

## **Основные публикации автора по теме диссертационной работы**

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

- A1. **Balakshy V.I., Mantsevich S.N.** Acoustic beams structure in crystals and its influence on acousto-optic interaction characteristics // Proceedings of 2012 IEEE International Ultrasonics Symposium, Dresden, Germany, 2012, pp. 2462-2465. DOI: 10.1109/ULTSYM.2012.0616. **IF = N/A.**
- A2. **Манцевич С.Н., Балакший В.И.** Акустооптическое взаимодействие в неоднородном акустическом поле // *Оптика и спектроскопия*, 2015, Т. 118, № 4, с. 646-652. DOI: 10.7868/S0030403415040157. **IF = 0.748.**
- A3. **Mantsevich S.N., Balakshy V.I., Molchanov V.Ya., Yushkov K.B.** Influence of paratellurite anisotropy at the characteristics of acousto-optic interaction // *Physics Procedia*, 2015, V. 70, pp. 725-728. DOI: 10.1016/j.phpro.2015.08.111. **IF = 0.980.**
- A4. **Mantsevich S.N., Balakshy V.I., Molchanov V.Ya., Yushkov K.B.** Influence of acoustic anisotropy in paratellurite on quasicollinear acousto-optic interaction // *Ultrasonics*, 2015, V. 63, pp. 39-46. DOI: 10.1016/j.ultras.2015.06.010. **IF = 3.065.**
- A5. **Mantsevich S.N.** Investigation of acoustic beam reflection influence on the collinear acousto-optic interaction characteristics // *Ultrasonics*, 2016, V. 70, pp. 92-97. DOI: 10.1016/j.ultras.2016.04.019. **IF = 3.065.**
- A6. **Mantsevich S.N., Molchanov V.Ya., Yushkov K.B., Khorkin V.S., Kupreychik M.I.** Acoustic field structure simulation in quasi-collinear acousto-optic cells with ultrasound beam reflection // *Ultrasonics*, 2017, V. 78, pp. 175-184. DOI: 10.1016/j.ultras.2017.03.018. **IF = 3.065.**
- A7. **Voloshin A., Balakshy V., Mantsevich S.** Unpolarized light diffraction in an acoustic field created by a phased array transducer // 2016 IEEE International Ultrasonics Symposium (IUS), 2016, Tours, pp. 1-4. DOI: 10.1109/ULTSYM.2016.7728646. **IF = N/A.**
- A8. **Балакший В.И., Купрейчик М.И., Манцевич С.Н.** Дифракция света на ультразвуке в пространственно периодическом акустическом поле // *Оптика и спектроскопия*, 2019, Т. 127, № 4, с. 660-666. DOI: 10.21883/OS.2019.10.48373.126-19. **IF = 0.748.**
- A9. **Balakshy V.I., Kupreychik M.I., Mantsevich S.N.** Anisotropic light diffraction in spatially periodical acoustic field // *Proceedings of SPIE*, 2019, V. 11210, 112100L. DOI: 10.1117/12.2540738. **IF = 0.56.**
- A10. **Манцевич С.Н., Юхневич Т.В., Волошинов В.Б.** Исследование влияния температуры на функционирование акустооптических фильтров // *Оптика и спектроскопия*, 2017, Т. 122, № 4, с. 694-700. DOI: 10.7868/S003040341704016X. **IF = 0.748.**

- A11. **Yukhnevich T.V., Voloshinov V.B., Mantsevich S.N., Dekemper E., Vanhamel J., Van Opstal B., Fussen D.** Influence of temperature gradients on spectral transmission of acousto-optic tunable filters based on KH<sub>2</sub>PO<sub>4</sub> crystal // *Proceedings of 2016 IEEE International Ultrasonics Symposium, Tours, France, 2016*, 000415. DOI: 10.1109/ULTSYM.2016.7728518. **IF = N/A.**
- A12. **Yushkov K.B., Molchanov V.Ya., Balakshy V.I., Mantsevich S.N.** Acousto-optic transfer functions as applied to S laser beam shaping // *Proceedings of SPIE*, 2018, V. 10744, 107440Q. DOI: 10.1117/12.2315329. **IF = 0.56.**
- A13. **Балакший В.И., Манцевич С.Н.** Влияние расходимости светового пучка на характеристики коллинеарной дифракции // *Оптика и спектроскопия*, 2007, Т. 103, № 5, с. 831-837. **IF = 0.748.**
- A14. **Balakshy V.I., Mantsevich S.N.** Collinear diffraction of divergent optical beams // *European Physical Journal: Special Topics*, 2008, V. 154, p. 7-10. DOI: 10.1140/epjst/e2008-00508-3. **IF = 1.668.**
- A15. **Balakshy V.I., Mantsevich S.N.** Collinear diffraction of divergent optical beams in acousto-optic crystals // *Applied Optics*, 2009, V. 48, № 7, pp. C135-C140. DOI: 10.1364/AO.48.00C135. **IF = 1.961.**
- A16. **Балакший В.И., Кузнецов Ю.И., Манцевич С.Н.** Влияние оптоэлектронной обратной связи на характеристики акустооптической коллинеарной фильтрации // *Квантовая электроника*, 2016, Т. 46, № 2, с. 181-184. **IF = 1.404.**
- A17. **Mantsevich S.N., Balakshy V.I., Kuznetsov Yu.I.** Effect of feedback loop on the resolution of acousto-optic spectrometer // *Physics of Wave Phenomena*, 2016, V. 24, № 2, pp. 135-141. DOI: 10.3103/S1541308X16020084. **IF = 0.487.**
- A18. **Mantsevich S.N., Balakshy V.I., Kuznetsov Y.I.** Acousto-optic collinear filter with optoelectronic feedback // *Applied Physics B: Lasers and Optics*, 2017, V. 123, article № 101. DOI: 10.1007/s00340-017-6689-8. **IF = 1.746.**
- A19. **Mantsevich S.N., Balakshy V.I.** Examination of optoelectronic feedback effect on collinear acousto-optic filtration // *Journal of the Optical Society of America B*, 2018, V. 35, pp. 1030-1039. DOI: 10.1364/JOSAB.35.001030. **IF = 2.180.**
- A20. **Mantsevich S.N., Balakshy V.I.** The peculiarities of collinear acousto-optic filtration in the presence of optoelectronic feedback // *Proceedings of 4<sup>th</sup> International conference on frontiers of Signal Processing*, 2018 Пуатье, Франция, с. 169-173. DOI: 10.1109/ICFSP.2018.8552061. **IF = N/A.**
- A21. **Mantsevich S.N., Balakshy V.I.** Collinear acousto-optic filtration with electronically adjustable transmission function // *IEEE Photonics Journal*, 2019, V. 11, № 2, article number 7800315, pp. 1-15. DOI: 10.1109/JPHOT.2019.2899827. **IF = 2.833.**
- A22. **Балакший В.И., Кузнецов Ю.И., Манцевич С.Н.** Стабилизация интенсивности лазерного пучка акустооптическим методом // *Известия РАН. Серия физическая*, 2013, Т. 77, № 12, с. 1774-1779. DOI: 10.7868/S0367676513120041. **IF = 0.7.**
- A23. **Balakshy V.I., Kuznetsov Yu I., Mantsevich S.N., Polikarpova N.V.** Dynamic processes in an acousto-optic laser beam intensity stabilization system // *Optics and Laser Technology*, 2014, V. 62, 2014, p. 89-94. DOI: 10.1016/j.optlastec.2013.12.025. **IF = 3.041.**
- A24. **Mantsevich S.N., Balakshy V.I., Kuznetsov Yu.I.** Acousto-optic Spectrum Analyzer – The New Type of Optoelectronic Device // *Proceedings of 5th International Conference on*

- Photonics, Optics and Laser Technology "PHOTOPTICS 2017", 2017, Porto, Portugal, p. 237-244. DOI: 10.5220/0006151402370244. **IF = N/A.**
- A25. **Mantsevich S.N., Balakshy V.I.** Applications of the frequency locking effect in acousto-optic systems for control of optical radiation composition // *Journal of the Optical Society of America B*, 2019, V. 36, pp. 728-735. DOI: 10.1364/JOSAB.36.000728. **IF = 2.180.**
- A26. **Mantsevich S.N., Voloshin A.S., Yushkov K.B.** Optical-frequency-comb generation with collinear acousto-optic diffraction: Theory and simulations // *Physical Review A*, 2019, V. 100, № 1, article number 013829, pp. 1-14. DOI: 10.1103/PhysRevA.100.013829. **IF = 2.777.**
- A27. **Balakshy V.I., Mantsevich S.N.** Optoelectronic generator based on collinear acousto-optic diffraction // Proceedings of International Conference "2018 Wave Electronics and its Applications in Information and Telecommunication Systems (WECONF)", Санкт-Петербург, Россия, 2019, article 8604336. DOI: 10.1109/WECONF.2018.8604336. **IF = N/A.**
- A28. **Mantsevich S.N., Balakshy V.I.** Acousto-optic time-domain optical demultiplexer // Proceedings of 7th International Conference on Photonics, Optics and Laser Technology "PHOTOPTICS 2019", 2019, Prague, Czech Republic, p. 29-35. DOI: 10.5220/0007357800290035. **IF = N/A.**
- A29. **Балакший В.И., Манцевич С.Н.** Распространение акустических пучков в кристалле парателлурита // *Акустический журнал*, 2012, Т. 58, № 5, с. 600-609. **IF = 0.782.**
- A30. **Ermakov A.A., Balakshy V.I., Mantsevich S.N.** Ray spectra and structure of acoustic beams in crystals // *Physics of Wave Phenomena*, 2013, V. 21, № 4, pp. 314-319. DOI: 10.3103/S1541308X13040158. **IF = 0.745.**
- A31. **Mantsevich S.N.** Thallium bromide iodide crystal acoustic anisotropy examination // *Ultrasonics*, 2017, V. 75, pp. 91-97. DOI: 10.1016/j.ultras.2016.11.019. **IF = 3.065.**
- A32. **Belyaev D.A., Yushkov K.B., Anikin S.P., Dobrolenskiy Y.S., Laskin A., Mantsevich S.N., Molchanov V.Ya., Potanin S.A., Korablev O.I.** Compact acousto-optic imaging spectropolarimeter for mineralogical investigations in the near infrared // *Optics Express*, 2017, V. 25, pp. 25980-25991. DOI: 10.1364/OE.25.025980. **IF = 3.669.**
- A33. **Belyaev D.A., Yushkov K.B., Anikin S.P., Evdokimova N.A., Potanin S.A., Dobrolenskiy Y.S., Korablev O.I., Molchanov V.Ya., Mantsevich S.N.** Near infrared imager for spectral and polarization analysis of planetary surfaces // *Proceedings of SPIE*, 2017, V. 10423, 104231Y, pp. 1-6. DOI: 10.1117/12.2277917. **IF = 0.56.**
- A34. **Belyaev D.A., Yushkov K.B., Anikin S.P., Dobrolenskiy Y.S., Laskin A., Molchanov V.Ya., Potanin S.A., Korablev O.I., Makarov O., Mantsevich S.N.** Acousto-optic infrared imaging spectrometer for close-up sensing of planetary surfaces // *Proceedings of SPIE*, 2018, V. 10765, 107650H. DOI: 10.1117/12.2320487. **IF = 0.56.**
- A35. **Korablev O., Ivanov A., Fedorova A., Kalinnikov Yu.K., Shapkin A., Mantsevich S., Viazovetsky N., Evdokimova N., Kiselev A.V.** Development of a mast or robotic arm-mounted infrared AOTF spectrometer for surface Moon and Mars probes // *Proceedings of SPIE*, 2015, V. 9608, 960807, pp. 1-10. DOI: 10.1117/12.2190450. **IF = 0.56.**
- A36. **Korablev O.I., Dobrolenskiy Yu., Evdokimova N., Fedorova A.A., Kuzmin R.O., Mantsevich S.N., Cloutis E.A., Carter J., Poulet F., Flahaut J., Griffiths A., Gunn M., Schmitz N., Martín-Torres J., Zorzano M.-P., Rodionov D.S., Vago J.L., Stepanov A.V., Titov A.Yu., Vyazovetsky N.A., Trokhimovskiy A.Yu., Sapgir A.G., Kalinnikov Yu.K., Ivanov Yu.S., Shapkin A.A., Ivanov A.Yu.** Infrared spectrometer for ExoMars: a mast-

- mounted instrument for the Rover // *Astrobiology*, 2017, V. 17, pp. 542-564. DOI: 10.1089/ast.2016.1543. **IF = 4.091.**
- A37. **Dobrolenskiy Y., Mantsevich S., Evdokimova N., Korablev O., Fedorova A., Kalinnikov Y., Vyazovetskiy N., Titov A., Stepanov A.V., Sapgir A., Dzyuban I., Kuzmin R., Ivanov Y., Syniavskiy I., Petrov V., Smol'yaninova V., Dokuchaev A.** Acousto-optic spectrometer ISEM for ExoMars-2020 space mission: ground measurements and calibrations // *Proceedings of SPIE*, 2019, V. 11210, 112100F. DOI: 10.1117/12.2540203. **IF = 0.56.**
- A38. **Mantsevich S.N., Korablev O.I., Kalinnikov Yu K., Ivanov A.Yu, Kiselev A.V.** Wide-aperture TeO<sub>2</sub> AOTF at low temperatures: Operation and survival // *Ultrasonics*, 2015, V. 59, pp. 50-58. DOI: 10.1016/j.ultras.2015.01.011. **IF = 3.065.**
- A39. **Mantsevich S.N., Korablev O.I., Kalinnikov Yu K., Ivanov A.Yu, Kiselev A.V.** Examination of temperature influence on wide-angle paratellurite crystal acousto-optic filters operation // *Acta Physica Polonica A*, 2015, V. 127, № 1, pp. 43-45. DOI: 10.12693/APhysPolA.127.43. **IF = 0.857.**
- A40. **Mantsevich S.N., Kostyleva E.I.** Examination of the temperature influence on phase matching frequency in tunable acousto-optic filters // *Ultrasonics*, 2019, V. 91, pp. 45-51. DOI: 10.1016/j.ultras.2018.07.016. **IF = 3.065.**
- A41. **Mantsevich S.N., Kostyleva E.I.** Shear acoustic wave attenuation influence on acousto-optic diffraction in tellurium dioxide crystal // *Applied Optics*, 2020, V. 59, № 22, pp. 6796-6802. DOI: 10.1364/AO.399409. **IF = 1.961.**
- A42. **Балакший В.И., Манцевич С.Н.** Влияние поляризации света на характеристики коллинеарной акустооптической дифракции // *Оптика и спектроскопия*, 2009, Т. 106, № 3, с. 499-504. **IF = 0.748.**
- A43. **Балакший В.И., Манцевич С.Н.** Акустооптическая коллинеарная дифракция произвольно поляризованного света // *Журнал технической физики*, 2011, Т. 81, № 11, с. 106-111. **IF = 0.603.**
- A44. **Balakshy V.I., Mantsevich S.N.** Polarization effects at collinear acousto-optic interaction // *Optics and Laser Technology*, 2012, V. 44, № 4, pp. 893-898. DOI: 10.1016/j.optlastec.2011.11.012. **IF = 3.041.**
- A45. **Mantsevich S.N., Balakshy V.I.** Experimental examination of frequency locking effect in acousto-optic system // *Applied Physics B: Lasers and Optics*, 2018, V. 124, article № 54. DOI: 10.1007/s00340-018-6923-z. **IF = 1.746.**
- A46. **Mantsevich S.N., Voloshin A.S., Slinkov G.D., Kostyleva E.I., Balakshy V.I.** Multiple-band frequency locking in an acousto-optic system with optoelectronic feedback // *Journal of the Optical Society of America B*, 2020, V. 37, pp. 513-522. DOI: 10.1364/JOSAB.384519. **IF = 2.180.**
- A47. **Mantsevich S.N.** Frequency locking effect in acousto-optic systems and its practical applications // *IEEE Proceedings 2019 Wave Electronics and its Application in Information and Telecommunication Systems (WECONF)*, 2019, pp. 1-6. DOI: 10.1109/WECONF.2019.8840601. **IF = N/A.**
- A48. **Mantsevich S.N., Yushkov K.B., Voloshin A.S.** Applications of collinear acousto-optic diffraction for optical frequency combs generation // *Proceedings of SPIE*, 2019 V. 11210, 112100G. DOI: 10.1117/12.2540191. **IF = 0.56.**
- A49. **Mantsevich S.N., Yushkov K.B., Voloshin A.S.** Optical frequency combs generation with

collinear acousto-optic interaction // *Proceedings of SPIE*, 2020. V. 11357, 113570S. DOI: 10.1117/12.2555723. **IF = 0.56.**

A50. **Mantsevich S.N., Balakshy V.I., Kupreychik M.I.** Possibilities of wide-angle tellurium dioxide acousto-optic cell application for the optical frequency comb generation // *Optics Express*, 2020, V. 28, № 9, pp. 13243-13259. DOI: 10.1364/OE.391732. **IF = 3.669.**

A51. **Балакший В.И., Ермаков А.А., Манцевич С.Н.** Акустические лучевые спектры в кристалле парателлурита // *Физические основы приборостроения*, 2013, Т. 2, № 2, с. 70-81. DOI: 10.25210/jfor-1302-070081. **IF = 0.15.**

A52. **Балакший В.И., Манцевич С.Н., Седов П.И.** Влияние акустооптической селективности на характеристики оптического гетеродинамирования // *Вестник Московского университета. Серия 3: физика, астрономия*, 2006, Т. 47, № 5, с. 22-26. **IF = 0.538.**

#### Патенты

A53. **Манцевич С.Н., Балакший В.И., Кузнецов Ю.И.** Патент №2575500 «Акустооптический анализатор спектра».

A54. **Манцевич С.Н., Балакший В.И., Кузнецов Ю.И.** Патент №2585802 «Акустооптический перестраиваемый фильтр».

#### Список цитируемой литературы

1. **Шарангович С.Н.** Дифракция света на ультразвуковом поле с неоднородным амплитудно-фазовым распределением в анизотропной среде. // *ЖТФ*, 1991, т.61, №1, с.104–110.
2. **Антонов С.Н., Вайнер А.В., Проклов В.В., Резвов Ю.Г.** Новый акустооптический эффект - брэгговская дифракция без перемодуляции. // *ЖТФ*, 2009, т.79., № 6, с.119-123.
3. **Антонов С.Н., Вайнер А.В., Проклов В.В., Резвов Ю.Г.** Влияние пространственной структуры звукового поля на брэгговскую акустооптическую дифракцию в условиях сильной акустической анизотропии. // *ЖТФ*, 2010, т.80, №3, с.97-106.
4. **Задорин А.С., Шарангович С.Н.** Сильное акустооптическое взаимодействие в поле фокусированной звуковой волны. // *Изв. ВУЗов - Радиофизика*, 1986, т.29, №7, с.798-808.
5. **Балакший В.И., Парыгин В.Н., Чирков Л.Е.** Физические основы акустооптики. – М.: Радио и связь, 1985.
6. **Задорин А.С.** Динамика акустооптического взаимодействия. – Томск, Изд-во ТГУ, 2004.
7. **Dekemper E., Vanhamel J., Van Opstal B., Fussen D., Voloshinov V.B.** Influence of driving power on the performance of UV KDP-based acousto-optical tunable filters. // *J. Opt.*, 2015, v.17, 075404.
8. **Пожар В.Э., Пустовойт В.И.** Последовательная коллинеарная дифракция света в нескольких акустооптических ячейках. // *Квант. эл.*, 1985, т.12, №10, с.218-2182.
9. **Pieper R., Korpel A., Hereman W.** Extension of the acousto-optic Bragg regime through hamming apodization of the sound field. // *J. Opt. Soc. Am. A*, 1986, v.3, pp. 1608–1619.
10. **Parygin V., Vershoubsky A., Filatova E.** Improvement of the acousto-optic cell function by piezotransducer sectioning. // *Journal of Modern Optics*, 2000, v. 47, №47, pp.1501-1511.

11. **Chrostowski J., Delisle C.** Bistable optical switching based on Bragg diffraction. // *Opt. Commun.*, 1982, v.41, p.71–74.
12. **Balakshy V.I., Kazaryan A.V.** Laser beam direction stabilization by means of Bragg diffraction. // *Opt. Eng.*, 1999, v.38, №7, pp.1154-1159.
13. **Chrostowski J., Vallee R., Delisle C.** Self-pulsing and chaos in acoustooptic bistability. // *Can. J. Phys.*, 1983, v.61, p.1143–1148.
14. **Balakshy V.I., Kazaryan A.V., Molchanov V.Ya.** Deflectors with a feedback: new possibilities for image processing. // *Proc. SPIE*, 1993, v.2051, p.672–677.
15. **Poon T.-C., Cheung S.K.** Performance of a hybrid bistable device using an acoustooptic modulator. // *Appl. Opt.*, 1989, v.28, p.4787–4791.
16. **Balakshy V.I., Sinev I.M.** Mode competition in an acousto-optic generator. // *J. Opt. A Pure Appl. Opt.*, 2004, v.6, p.469–474.
17. **Balakshy V.I., Bychkov A.I., Kuznetsov Yu.I., Shabunin S.A.** Dynamic processes in acoustooptic system with amplitude feedback. // *J. Commun. Technol. Electron.* 2005, v.50, p.1169–1176.
18. **Voloshinov V.B., Porokhovnichenko D.L., Dyakonov E.A.** Optimization of acousto-optic interaction geometry in KRS-5 crystal for far-infrared applications. // *Opt. Eng.*, 2017, v.56, №8, 087102.
19. **Harris S.E., Nieh S.T.K., Feigelson R.S.** CaMoO<sub>4</sub> electronically tunable optical filter. // *Appl. Phys. Letts*, 1970, v.17, №5, pp.223-225.
20. **Molchanov V.Ya., Voloshinov V.B., Makarov O.Yu.** Quasi-collinear tunable acousto-optic paratellurite crystal filters for wavelength division multiplexing and optical channel selection. // *Quant. El.*, 2009, v.39, p.353-360.
21. **Voloshinov V.B.** Close to collinear acousto-optical interaction in paratellurite. // *Opt. Eng.*, 1992, v. 31, № 10, pp. 2089-2094. **Voloshinov V.B.** Close to collinear acousto-optical interaction in paratellurite. // *Opt. Eng.*, 1992, v. 31, № 10, pp. 2089-2094.
22. **Chang I.C.** Collinear beam acousto-optic tunable filters. // *Electron. Lett.*, 1992, v. 28, pp. 1255 1256.
23. **Пожар В.Э., Пустовойт В.И.** О сжатии ультракоротких импульсов света. // *Квант. эл.*, 1987, т.14, №4, с.811-813.
24. **Fermann M.E., da Silva V., Smith D.A., Silberberg Y., Weiner A.M.** Shaping of ultrashort optical pulses by using an integrated acousto-optic tunable filter. // *Opt. Lett.*, 1993, v.18, p.1505–1507.
25. **Verluse F., Laude V., Cheng Z., Spielmann Ch., Tournois P.** Amplitude and phase control of ultrashort pulses by use of an acousto-optic programmable dispersive filter: pulse compression and shaping. // *Opt. Lett.*, 2000, v.25, p.575–577.
26. **Molchanov V.Ya., Yushkov K.B.** Advanced spectral processing of broadband light using acousto-optic devices with arbitrary transmission functions. // *Opt. Expr.*, 2014, v.22, №13, p.15668-15678.
27. **Molchanov V.Ya., Chizhikov S.I., Makarov O.Yu., Solodovnikov N.P., Ginzburg V.N., Katin E.V., Khazanov E.A., Lozhkarev V.V., Yakovlev I.V.** Adaptive acousto-optic technique for femtosecond laser pulse shaping. // *Appl. Opt.*, 2009, v.48, C118-C124.

28. **Voloshinov V.B., Molchanov V.Ya., Mosquera J.S.** Spectral and polarizational analysis imagine by means of acousto-optic. // Opt. and las. tec., 1996, v.28, №2, p.119-127.
29. **Silvestrova I.M., et al.** Temperature dependence of elastic properties of paratellurite. // Phys. Stat. Sol., 1987, v.101, p.437–444.
30. **Voloshinov V.B., Lemyaskina E.A.** Acousto-optic measurements of ultrasound attenuation in tellurium dioxide crystal. // Acta Phys. Slovaca, 1996, v.46, p.733–738.
31. **Troedson S.C., Lindsay A.C., Fuss I.G.** Nonlinear acoustic phenomena in TeO<sub>2</sub>. // J. Acoust. Soc. Am., 1993, v.93, p.148-153.
32. **Cundiff S.T., Ye J.** Colloquium: Femtosecond optical frequency combs. // Rev. Mod. Phys. 2003, v.75, №1, p.325–342.
33. **Coppin P., Hodgkinson T.G.** Novel optical frequency comb synthesis using optical feedback. // Electron. Lett., 1990, v.26, №1, p.28–30.