

МИНИСТЕРСТВО НАУКИ И ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ  
ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ АВТОНОМНОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ  
ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ «НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ  
ТЕХНОЛОГИЧЕСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ «МИСИС»

*На правах рукописи*

Юшков Константин Борисович

**ДИСПЕРСИОННОЕ АКУСТООПТИЧЕСКОЕ  
УПРАВЛЕНИЕ ФЕМТОСЕКУНДНЫМИ  
ЛАЗЕРНЫМИ ИМПУЛЬСАМИ**

1.3.4. Радиофизика

1.3.6. Оптика

Диссертация на соискание учёной степени  
доктора физико-математических наук

Москва, 2025

# Оглавление

Перечень сокращений	6
Введение	8
<b>Глава 1. Акустооптические приборы в оптике ультракоротких лазерных импульсов</b>	<b>27</b>
1.1. Дисперсионные устройства для ультракоротких лазерных импульсов . . . . .	27
1.2. Квази-одночастотные акустооптические системы . . . . .	31
1.2.1. АОМ как селекторы импульсов . . . . .	31
1.2.2. Системы фазовой стабилизации . . . . .	32
1.2.3. АО-дефлекторы для УКИ . . . . .	34
1.3. АО-система коррекции волоконного лазерного драйвера фотоинжекторов . .	38
1.3.1. Постановка задачи . . . . .	38
1.3.2. Временное профилирование импульсных пучков . . . . .	40
1.4. Когерентное сложение лазерных импульсов . . . . .	46
1.4.1. Принципы когерентного сложения лазерных импульсов . . . . .	46
1.4.2. Выбор геометрии АО-дифракции . . . . .	49
1.4.3. Особенности конфигурации сумматора для УКИ . . . . .	53
1.4.4. Интерференция фемтосекундных импульсов при АО-взаимодействии	55
1.5. Акустооптические дисперсионные линии задержки . . . . .	62
1.5.1. Принцип работы АОДЛЗ . . . . .	62
1.5.2. Квазиколинеарная геометрия АО-дифракции . . . . .	66
1.5.3. Исследованные конфигурации АОДЛЗ . . . . .	79
1.5.4. Импульсный режим работы АОДЛЗ . . . . .	81
1.5.5. Соотношения между оптической и акустической дисперсией . . . . .	89
Выводы к главе 1 . . . . .	91
<b>Глава 2. Теория акустооптической дифракции ультракоротких лазерных импульсов</b>	<b>92</b>
2.1. Известные теоретические модели описания АО-дифракции УКИ . . . . .	92
2.1.1. Модель линейного фильтра . . . . .	92
2.1.2. Геометрическая модель фазового синхронизма . . . . .	93
2.1.3. Волновые модели для брэгговских решёток . . . . .	95

2.2.	Волновая теория АО-дифракции УКИ . . . . .	97
2.2.1.	Основные определения и обозначения . . . . .	97
2.2.2.	Общий вывод укороченных уравнений методом ММА . . . . .	98
2.2.3.	Частные случаи . . . . .	102
2.3.	Дифракция УКИ в однородном акустическом поле . . . . .	104
2.3.1.	Аналитическое решение уравнений . . . . .	104
2.3.2.	Методика численного моделирования . . . . .	108
2.3.3.	Первое приближение теории дисперсии . . . . .	109
2.4.	Дифракция УКИ при сильной перемодуляции . . . . .	117
2.4.1.	Анализ эффекта расщепления УКИ при АО-взаимодействии . . . . .	117
2.4.2.	Численное моделирование . . . . .	119
	Выводы к главе 2 . . . . .	125

**Глава 3. Дисперсионный метод формирования произвольных комплексно-значных функций пропускания . . . . . 126**

3.1.	Принципы построения АО-систем широкополосной спектральной обработки оптического излучения . . . . .	126
3.1.1.	Архитектура оптической системы адаптивной коррекции спектра . . . . .	126
3.1.2.	Электронные системы управления АОДЛЗ . . . . .	128
3.2.	Общая формулировка дисперсионного метода . . . . .	133
3.2.1.	Аналитическое описание для непрерывных сигналов . . . . .	133
3.2.2.	Фундаментальные ограничения теоремы Котельникова для дискрет- ных сигналов . . . . .	140
3.2.3.	Соотношение неопределённости для ЛЧМ-сигналов . . . . .	150
3.2.4.	Экспериментальное исследование спектральной модуляции УКИ . . . . .	154
3.3.	Алгоритм ДФС и его программные реализации . . . . .	157
3.3.1.	Описание алгоритма ДФС и реализация на языке MATLAB . . . . .	157
3.3.2.	Реализация алгоритма ДФС в среде LabVIEW . . . . .	163
3.3.3.	Частотная калибровка АОДЛЗ . . . . .	165
3.4.	Формирование произвольных функций пропускания . . . . .	168
3.5.	Экспериментальные методы оценки параметров АОДЛЗ . . . . .	173
3.5.1.	Определение спектрального разрешения АОДЛЗ методом ЧКХ . . . . .	173
3.5.2.	Сравнение ДФС с алгоритмом Герхберга-Секстона . . . . .	179
	Выводы к главе 3 . . . . .	182

<b>Глава 4. Применения акустооптических дисперсионных линий задержки в фемтосекундной лазерной технике</b>	<b>183</b>
4.1. Внутррезонаторная коррекция регенеративного оптического усилителя . . .	183
4.2. Комплекс АО дисперсионного управления субпикосекундными импульсами для петаваттной лазерной установки . . . . .	191
4.2.1. Назначение комплекса . . . . .	191
4.2.2. Описание комплекса . . . . .	193
4.3. Синтез последовательностей УКИ . . . . .	199
4.3.1. Постановка задачи . . . . .	199
4.3.2. Прямая фазово-амплитудная модуляция . . . . .	201
4.3.3. Метод частотно-независимых гребёнок . . . . .	204
4.3.4. Рандомизированные частотно-независимые гребёнки . . . . .	214
4.4. Спектральная модуляция chirпированных импульсов . . . . .	225
4.4.1. Профилирование лазерных импульсов для ЛТС . . . . .	225
4.4.2. Экспериментальное исследование спектральной модуляции chirпированных импульсов . . . . .	226
Выводы к главе 4 . . . . .	232
<b>Глава 5. Адаптивная спектральная обработка некогерентных световых полей</b>	<b>233</b>
5.1. Спектральная коррекция белого света . . . . .	233
5.1.1. Метод адаптивной коррекции спектра некогерентного излучения . . .	233
5.1.2. Экспериментальное исследование . . . . .	234
5.2. Гиперспектральный анализ изображений АО-методами . . . . .	238
5.2.1. Общие принципы построения гиперспектральных АО-систем . . . . .	238
5.2.2. Угловая дисперсия неколлинеарного АОПФ . . . . .	239
5.3. Адаптивное управление пропусканием широкоапертурного АОПФ . . . . .	249
5.3.1. Гиперспектральная система на основе неколлинеарного АОПФ . . . . .	249
5.3.2. Дисперсионное формирование широкополосных управляющих сигналов для неколлинеарного АОПФ . . . . .	251
5.3.3. Точечный отклик неколлинеарного АОПФ при широкополосном управлении . . . . .	254
5.3.4. Протокол гиперспектральных измерений с коррекцией спектра источника . . . . .	257



5.4. Программируемая фильтрация углового спектра в неколлинеарном АОПФ .	262
5.4.1. Двухмерная передаточная функция АОПФ . . . . .	262
5.4.2. Топологическая классификация двухмерных передаточных функций АОПФ . . . . .	264
5.4.3. Экспериментальное измерение передаточной функции . . . . .	270
5.4.4. Гиперспектральная визуализация фазовых объектов на основе АО- фильтра пространственных частот . . . . .	273
5.4.5. Адаптивная коррекция радиального распределения интенсивности ла- зерного пучка . . . . .	276
5.4.6. Пространственное управление полихроматическим лазерным излуче- нием . . . . .	278
Выводы к главе 5 . . . . .	283
<b>Заключение</b>	<b>284</b>
<b>Благодарности</b>	<b>287</b>
<b>Публикации автора по теме диссертационной работы</b>	<b>289</b>
<b>Список литературы</b>	<b>300</b>

## Перечень сокращений

- АКФ — автокорреляционная функция
- АО — акустооптический
- АОД — акустооптический дефлектор
- АОДЛЗ — акустооптическая дисперсионная линия задержки
- АОКС — акустооптический когерентный сумматор
- АОМ — акустооптический модулятор
- АОПФ — акустооптический перестраиваемый фильтр
- БПФ — быстрое преобразование Фурье
- ВЧ — высокочастотный
- ДГС — дисперсия групповой скорости
- ДПФ — дискретное преобразование Фурье
- ДФС — дисперсионный Фурье-синтез
- ЖК — жидкокристаллический
- ИК — инфракрасный
- КСВ — коэффициент стоячей волны
- ЛТС — лазерный термоядерный синтез
- ЛЧМ — линейно частотно-модулированный
- ММА — медленно меняющаяся амплитуда
- НФС — некритичный фазовый синхронизм
- ОАВ — объемная акустическая волна
- ОЗУ — оперативное запоминающее устройство
- ПЗС — прибор с зарядовой связью
- ПЗУ — постоянное запоминающее устройство
- ПК — персональный компьютер
- ПЛИС — программируемая логическая интегральная схема
- ПО — программное обеспечение
- РУ — регенеративный усилитель
- СКО — среднеквадратичное отклонение
- ТТЛ — транзисторно-транзисторная логика
- УКИ — ультракороткий импульс
- ФЗГ — фемтосекундный задающий генератор
- ЦАП — цифро-аналоговый преобразователь

ЧКХ — частотно-контрастная характеристика  
AOPDF — acousto-optic programmable dispersion filter  
AWG — arbitrary waveform generator  
ARC — Advanced Radiography Capability  
CEP — carrier-envelope phase  
CPA — chirped pulse amplification  
DDS — direct digital synthesis  
FROG — frequency-resolved optical gating  
FWHM — full width at half maximum  
GUI — graphical user interface  
HDMI — high definition multimedia interface  
HSV — hue-saturation-value  
KDP —  $\text{KH}_2\text{PO}_4$  (дигидрофосфат калия)  
KGW —  $\text{KGd}(\text{WO}_4)_2$  (калий-гадолиниевый вольфрамат)  
LFEX — Laser for Fast Ignition Experiments  
LMJ — Laser MegaJoule  
MICS — multiple independent comb shaping  
NIF — National Ignition Facility  
OCDMA — optical code-division multiple access  
OPCPA — optical parametric chirped pulse amplification  
PEARL — PEtawatt pARametric Laser  
PETAL — Petawatt Aquitaine Laser  
RandoMICS — randomized multiple independent comb shaping  
SPIDER — spectral phase interferometry for direct electric-field reconstruction  
VCO — voltage-controlled oscillator  
XCELS — eXawatt Center for Extreme Light Studies

## Введение

### Область исследования

Данная диссертационная работа относится к области прикладной оптики и лазерной физики. В настоящей работе рассмотрены вопросы акустооптического (АО) взаимодействия ультракоротких лазерных импульсов.

Оптика ультракоротких импульсов (УКИ) и физика сверхбыстрых процессов, вызванных ими, являются одним из наиболее динамично развивающихся направлений фотоники <sup>(1-4)</sup>. Принцип формирования сверхмощных УКИ удостоен Нобелевской премии по физике (2018 г.) Д. Стрикленд и Ж. Муру «за метод генерации высокоинтенсивных ультракоротких оптических импульсов» <sup>(5,6)</sup>. Применения УКИ в различных областях науки были отмечены тремя Нобелевскими премиями: А. Зевейла по химии (1999 г.) «за исследование переходных состояний, возникающих во время химических реакций, с использованием фемтосекундной техники» <sup>(7)</sup>, Дж. Холла и Т. Хенша по физике (2005 г.) «за вклад в развитие лазерной точной спектроскопии, включая технику прецизионного расчёта светового сдвига в оптических стандартах частоты (оптических гребёнок)» <sup>(8)</sup>, П. Агостини, Ф. Крауса и А. Л'Юилье по физике (2023 г.) «за экспериментальные методы, генерирующие аттосекундные импульсы света для изучения динамики электронов в веществе» <sup>(9-11)</sup>.

Феномен АО-взаимодействия, то есть дифракция света на ультразвуковых волнах находит широкое применение в различных устройствах управления лазерным излучением <sup>(12-16)</sup>. Традиционными АО-устройствами на основе объёмных акустических волн (ОАВ) являются модуляторы, дефлекторы, перестраиваемые фильтры, на основе которых создаются такие приборы, как АО-процессоры, интегральные и видео-спектрометры, прецизионные сканирующие системы. В последнее десятилетие получил широкое распространение новый тип АО-устройств — акустооптические дисперсионные линии задержки (АОДЛЗ), предназначенные для управления спектральными и фазовыми характеристиками УКИ <sup>(17-19)</sup>. В англоязычной литературе распространён синонимичный термин «АО программируемый дисперсионный фильтр» (*англ.* acousto-optic programmable dispersive filter, AOPDF) <sup>(18,20)</sup>.

## Актуальность темы исследования

УКИ генерируются лазерами с синхронизацией мод — фемтосекундными задающими генераторами (ФЗГ), — излучение которых является импульсно-периодическим. Современные ФЗГ способны генерировать импульсы когерентного излучения длительностью несколько фемтосекунд — всего несколько периодов колебаний электромагнитной волны <sup>(21–24)</sup>. Сверхмощные лазерные системы позволяют достичь в импульсе пиковой мощности несколько петаватт в одном пучке <sup>(25–28)</sup>. Можно отметить такие приложения фемтосекундных лазерных систем, как исследования химических процессов и структуры молекул и наночастиц <sup>(7, 29)</sup>; сверхточные оптические гребенки для калибровки спектрометров в прецизионной астрофизике <sup>(8, 30, 31)</sup>; многофотонная микроскопия <sup>(32, 33)</sup>; фундаментальные исследования физических процессов в сверхсильных электромагнитных полях <sup>(34–37)</sup>; генерация терагерцового излучения <sup>(38)</sup> и аттосекундных рентгеновских импульсов <sup>(9–11, 39)</sup>; в ускорительной технике: драйверы фотоинжекторов и лазерные ускорители электронов <sup>(40, 41)</sup>. Необходимо также отметить широкое практическое применение фемтосекундных лазеров в обработке материалов (лазерная абляция) <sup>(42, 43)</sup> и медицине в задачах офтальмологии и хирургии <sup>(44, 45)</sup>.

Одним из особых классов импульсных лазеров являются многоканальные системы сверхвысокой энергии для инерциального лазерного термоядерного синтеза (ЛТС) <sup>(46)</sup>. Идея использования лазерных импульсов для сжатия и нагрева термоядерного топлива предложена А.Д. Сахаровым и впервые опубликована Н.Г. Басовым и В.Э. Крохиным <sup>(47)</sup> в 1964 г. В настоящее время в мире существует и строится несколько многоканальных мощных установок для ЛТС. Главные из них расположены в Ливерморской национальной лаборатории им. Лоуренса, г. Ливермор, США — установка National Ignition Facility (NIF) <sup>(48)</sup>; Аквитанском центре научных и технических исследований Комиссариата атомной энергетики, г. Бордо, Франция — установка Laser MegaJoule (LMJ) <sup>(49, 50)</sup>; Российском федеральном ядерном центре — Всероссийском научно-исследовательском институте экспериментальной физики (РФЯЦ — ВНИИЭФ), г. Саров — установка УФЛ-2М <sup>(51, 52)</sup>; Центре исследований лазерного синтеза Китайской академии инженерной физики, г. Мяньян, Китай — установка SG-III <sup>(53)</sup>. Установки мегаджоульного уровня энергии <sup>(48, 49, 52)</sup> имеют порядка 200 параллельных лазерных каналов с усилителями наносекундных лазерных импульсов на Nd-стекле. Альтернативная концепция ЛТС на основе быстрого зажигания мишени субпикосекундными импульсами с суммарной мощностью несколько петаватт реализуется в Институте лазерной инженерии, Осака, Япония — установка Laser for Fast

Ignition Experiments (LFEX) <sup>(54)</sup>. В комплексах ЛТС также используются субпикосекундные каналы петаваттного уровня пиковой мощности для диагностики динамики процессов в термоядерной мишени, являясь источником короткоимпульсного рентгеновского излучения <sup>(55–58)</sup>. При реализации ЛТС помимо диагностики динамики обжата мишени стоит также задача временного профилирования силовых импульсов <sup>(59, 60)</sup>. Разработанный для установок NIF и LMJ принцип прямой электрооптической модуляции позволяет достичь частот порядка 10 ГГц <sup>(61–65)</sup>. Более высокочастотная модуляция возможна на основе применения chirпированных, то есть линейно частотно-модулированных (ЛЧМ) широкополосных импульсов и модуляции в спектральной области <sup>(66, 67)</sup>.

Для усиления сверхмощных ультракоротких лазерных импульсов используются две основные схемы: квантовое усиление chirпированных импульсов (*англ.* chirped pulse amplification, CPA) <sup>(68, 69)</sup> и параметрическое усиление chirпированных импульсов (*англ.* optical parametric chirped pulse amplification, OPCPA) <sup>(70)</sup>. Актуальное состояние технологий и перспектив развития современных сверхмощных лазерных систем представлено в литературных обзорах <sup>(71, 72)</sup>. В обеих схемах находят применение адаптивные устройства управления фазой и спектром импульсов, поскольку при усилении широкополосных импульсов существенную роль играет как спектральная неоднородность усиления, так и фазовый набег в оптических элементах усилителя <sup>(73)</sup>. По этой причине архитектуру современной фемтосекундной лазерной системы практически нельзя представить без электронных устройств управления параметрами импульсов. Изложение общих принципов управления формой УКИ можно найти в обзорах А. Монмайрана с соавторами <sup>(74)</sup> и А. Уейнера <sup>(75)</sup>. Наиболее распространены АО и жидкокристаллические (ЖК) системы. АОДЛЗ непосредственно осуществляют воздействие на УКИ, изменяя его спектр и, соответственно, временную форму. АО и ЖК пространственные модуляторы требуют применения Фурье-преобразующей системы с дифракционными решетками <sup>(76–79)</sup>. Электронно-управляемые дисперсионные линии задержки позволяют решать весь круг задач управления формой УКИ: осуществлять компенсацию дисперсий, модифицировать спектр излучения, создавать реплики импульсов, то есть преобразовывать одиночный УКИ в последовательность импульсов с заданными параметрами, формировать импульсы специальной формы. Первая АОДЛЗ в России была создана в НИТУ МИСИС для петаваттной OPCPA-системы PetaWatt pARametric Laser (PEARL) в Институте прикладной физики имени А.В. Гапонова-Грехова Российской академии наук (ИПФ РАН), г. Нижний Новгород, для решения задачи согласования дисперсионных характеристик стретчера и компрессора УКИ,

работающих на различных длинах волн (19, 80).

Рекордные длительности лазерных импульсов, полученные в лазерных системах с синхронизацией мод ближнего инфракрасного (ИК) диапазона, составляют величину порядка 4...5 фс (менее 2 периодов колебаний электромагнитной волны) (22, 24, 81). Дальнейшее сокращение длительности импульсов возможно переходом к более высокочастотным гармоникам (39). Одним из перспективных направлений развития лазеров УКИ, требующих адаптивного управления фазой электромагнитного излучения, является когерентный синтез световых полей (35, 82–87). Задачами когерентного синтеза являются как повышение пиковой интенсивности излучения за счёт пространственного сложения электромагнитных полей, так и формирование временной формы УКИ. Другим актуальным направлением исследований является увеличение длины волны излучения посредством оптического параметрического взаимодействия или прямой генерации УКИ в среднем ИК-диапазоне (88–90). Фемтосекундное лазерное излучение среднего ИК-диапазона широко используется в молекулярной спектроскопии, и АО-методы управления фактически являются единственными в данном спектральном диапазоне (91–93).

Широкий круг упомянутых выше практических применений фемтосекундных лазеров в науке и технике и потребность в эффективных методах управления УКИ, среди которых АО-метод — один из основных, определяют **актуальность работы**.

## Цель и задачи исследования

Целью диссертационной работы является создание универсального подхода к АО-управлению широкополосным когерентным оптическим излучением — ультракороткими лазерными импульсами фемтосекундного и пикосекундного диапазона длительностей. При этом были решены следующие задачи:

- 1) теоретически и экспериментально исследовать фундаментальные эффекты при АО-дифракции ультракоротких лазерных импульсов;
- 2) разработать универсальный алгоритм и основанное на нём программное обеспечение (ПО) для вычисления формы ультразвуковых волновых пакетов, обеспечивающий произвольную амплитудную и фазовую спектральную модуляцию широкополосного оптического излучения;
- 3) создать специализированные критерии и методы калибровки и измерения спектрального разрешения и эффективности АО-дифракции фемтосекундного лазерного излучения в широкополосных АО-устройствах;

4) экспериментально исследовать методы синтеза ультракоротких лазерных импульсов специальной формы, в том числе программируемых импульсных последовательностей, основанных на АО-управлении параметрами излучения в спектральной области;

5) развить и обобщить методы АО-управления фемтосекундным лазерным излучением на системы спектральной обработки некогерентного излучения, гиперспектрального анализа изображений и пространственной фильтрации лазерных пучков.

## **Объект и предмет исследования**

Объектом исследования являются АО-устройства для управления широкополосным и в том числе лазерным фемтосекундным излучением. Предметом исследования являются методы формирования произвольных функций пропускания АО-устройств в частотном и угловом спектре излучения электромагнитных волн.

## **Методология и методы исследования**

Выполненные в настоящей диссертации исследования основаны на экспериментальных и теоретических методах классической физической оптики.

Теоретические исследования АО-дифракции УКИ основаны на решении волновых уравнений в периодически-неоднородной среде в приближении медленно меняющихся амплитуд (ММА). Для численного моделирования были использованы классические методы дискретной математики, такие как метод конечных разностей и дискретное преобразование Фурье (ДПФ), реализованные на высокоуровневом языке программирования MATLAB. При разработке оригинальных алгоритмов управления АОДЛЗ также использованы методы дискретной математики, в частности ДПФ, а также фундаментальные теоремы теории информации. В задачах численной оптимизации использованы стохастические методы: генетический алгоритм дифференциальной эволюции и метод Монте-Карло. При анализе двумерных передаточных функций АО-фильтров использованы методы дифференциальной геометрии и тензорной алгебры и методы Фурье-оптики в приближении дифракции Френеля. Прикладное ПО разработано на языке MATLAB и в среде графического программирования LabVIEW.

В экспериментальных исследованиях использованы оригинальные АО-устройства, разработанные и изготовленные в НИТУ МИСИС; АО-материалом, использованном в данных устройствах, является монокристаллический парателлуриит ( $\text{TeO}_2$ ). Исследованные режимы АО-дифракции относятся к типу анизотропной дифракции и соответствуют



приближению дифракции Брэгга. В частности, исследованы особые типы анизотропной дифракции: квазиколлинеарная и широкоапертурная дифракция. В экспериментальной части диссертации разработаны методики калибровки для АОДЛЗ, работающих в режиме широкополосной дифракции УКИ: определение оптимальной мощности ультразвука, частотная калибровка, измерение спектрального разрешения методом ЧКХ. Также были исследованы следующие физические эффекты: интерференция двух пучков УКИ при АО-взаимодействии, спектральная модуляция лазерного излучения в регенеративных оптических усилителях, формирование реплик УКИ методом фазово-амплитудной модуляции в спектральной области, адаптивная спектральная коррекция и фильтрация некогерентного оптического излучения, пространственная фильтрация лазерных пучков.

## Научная новизна работы

Все выполненные работы и полученные результаты находятся на современном мировом уровне и являются новыми и оригинальными на момент их публикации.

1) Впервые проанализированы условия существования квазиколлинеарной геометрии анизотропного АО-взаимодействия в двухосных кристаллах; продемонстрировано существование двух различных геометрий широкоапертурной квазиколлинеарной дифракции в плоскости симметрии моноклинных кристаллов.

2) Продемонстрирован новый эффект — управляемая интерференция при неколлинеарном АО-взаимодействии двух фемтосекундных лазерных пучков: при фазовом синхронизме на частоте ультразвука, совпадающей с частотой следования лазерных импульсов, и амплитуде ультразвука, соответствующей эффективности дифракции 50 %, наблюдается интерференция 0-го и 1-го порядков дифракции, причём амплитуда УКИ в каждом из двух выходных лазерных пучков постоянна и зависит от фазы акустического сигнала.

3) Аналитически выведены нестационарные уравнения связанных волн, описывающие АО-взаимодействие электромагнитных импульсов в прозрачной среде с дисперсией. Получены численные решения уравнений, описывающие явления снижения эффективности дифракции, искажения огибающей УКИ и изменения групповой скорости взаимодействующих волн, обусловленные наличием групповой расстройки при анизотропной АО-дифракции.

4) Впервые показано, что при вычислении формы высокочастотных (ВЧ) ультразвуковых волновых пакетов на основе преобразования Френеля оптимальная эффективная длительность ультразвукового волнового пакета в АО-фильтре, позволяющая прецизион-

но управлять спектром дифрагировавшего излучения, равняется  $1/2$  полной временной апертуры фильтра. Применение волновых пакетов оптимальной длительности позволяет устранить искажения и уменьшение контраста, возникающие при произвольной спектральной модуляции широкополосного излучения АО-фильтром.

5) Впервые предложен новый метод рандомизированных спектрально-независимых гребёнок для программируемого формирования реплик фемтосекундных лазерных импульсов, использующий модуляцию спектральной фазы излучения АО-фильтром и позволяющий существенно понизить амплитуду возникающих при этом паразитных максимумов на огибающей импульса. Экспериментально продемонстрировано восьмикратное снижение интенсивности паразитных пиков при генерации реплик фемтосекундного лазерного импульса в диапазоне задержек  $\pm 3.6$  пс.

6) Экспериментально продемонстрирована программируемая модуляция chirpированных лазерных импульсов с временем нарастания и спада фронтов менее 5 пс (полоса 70 ГГц) и формирование произвольных бинарных импульсных последовательностей. АО-модуляция позволяет сохранять форму импульса с произвольной амплитудной модуляцией при последующем усилении лазерного излучения в режиме насыщения в регенеративном усилителе (РУ).

7) Впервые экспериментально продемонстрирована адаптивная спектральная коррекция широкополосного некогерентного оптического излучения квазиколлинеарным АО-фильтром в полосе длин волн 550 . . . 700 нм. Получение излучения с постоянной спектральной интенсивностью в заданном спектральном диапазоне осуществляется АО-фильтром за одну итерацию алгоритма.

8) Впервые показано, что применение конфокальной оптической системы с неколлинеарным акустооптическим перестраиваемым фильтром (АОПФ) для гиперспектрального анализа изображений позволяет управлять шириной аппаратной функции АОПФ, используя дисперсионный алгоритм синтеза ВЧ-сигналов, и реализовать калибровку гиперспектральных данных по интенсивности на этапе их первичной регистрации.

9) Экспериментально реализован новый метод динамически управляемого формирования кольцевых лазерных полей и аксиально симметричных распределений интенсивности на основе неколлинеарного АОПФ с широкополосным управлением, используемого в качестве синтезируемого фильтра пространственных частот лазерного пучка.

## Практическая значимость

Практическая значимость диссертационной работы заключается в том, что разработанные подходы к управлению фемтосекундным лазерным и широкополосным некогерентным оптическим излучением позволяют создавать новые экспериментальные методы в фотонике и приборы на их основе. В работе предложен и детально проработан универсальный системный подход к прецизионному АО-управлению спектральным составом широкополосного оптического излучения, а также разработан ряд приложений данного подхода к прикладным задачам оптики, фотоники и радиофизики. В частности, можно отметить следующие перспективные применения дисперсионного метода АО-управления широкополосным излучением:

1) АО-метод произвольной амплитудно-фазовой спектральной модуляции фемтосекундного лазерного излучения позволяет создавать перестраиваемые по частоте источники терагерцового излучения на основе эффекта оптического выпрямления. Применение АО-приборов для репликации УКИ является более стабильным и универсальным методом по сравнению с интерферометрами и более гибким и эффективным по сравнению с ЖК и микрзеркальными пространственными модуляторами.

2) Использование программируемых АО-фильтров в лазерных системах тераваттного уровня мощности позволяет формировать лазерные импульсы специальной формы, в том числе программируемые бинарные импульсные последовательности. Широкополосные импульсы сложной формы востребованы в различных применениях лазерных технологий, включая лазерную обработку материалов, ускорители заряженных частиц и инерциальный термоядерный синтез.

3) Применение неколлинеарных АОПФ в качестве фильтров пространственных частот лазерного излучения позволяет создавать быстроперестраиваемые оптические ловушки с кольцевым полем. Перестройка лазерного поля в такой ловушке может осуществляться с частотой до 100 кГц, что позволяет делать такие ловушки динамическими. Оптические ловушки с управлением лазерным пучком при помощи АОПФ имеют перспективы применения в биофотонике и биоинженерии, а также для захвата и удержания холодных атомов.

4) Адаптивные методы спектрального управления фемтосекундным лазерным излучением нашли применение в такой традиционной области применения АО-фильтров, как гиперспектральный анализ и пространственная фильтрация изображений. Созданный в работе дисперсионный метод синтеза произвольных функций пропускания АОПФ

является обобщением известных методов управления аппаратной функцией фильтра на основе амплитудной или фазовой модуляции управляющих ВЧ-сигналов. Таким образом, на основе АОПФ возможно создание адаптивных широкополосных систем спектральной обработки сигналов и изображений. Перспективным применением таких систем является спектрально-согласованная фильтрация световых полей и изображений.

5) Разработанные методы измерения параметров АО-дифракции фемтосекундного лазерного излучения (метод спектральных частотно-контрастных характеристик (ЧКХ), метод спектрально-разрешённого измерения эффективности дифракции) позволяют осуществлять калибровку и точную настройку рабочих параметров АОДЛЗ для прецизионного управления ультракороткими лазерными импульсами.

Высокая практическая значимость работы отмечена Премией Правительства Российской Федерации в области науки и техники для молодых ученых за 2016 г. «за создание комплекса акустооптического дисперсионного управления субпикосекундными импульсами для мощной лазерной установки инерциального термоядерного синтеза нового поколения», полученной совместным авторским коллективом НИТУ МИСИС (К.Б. Юшков, А.И. Чижиков) и РФЯЦ – ВНИИЭФ (В.В. Романов).

## **Основные положения, выносимые на защиту**

1) Акустооптическая дифракция ультракоротких лазерных импульсов в линейной среде в приближении медленно меняющихся амплитуд описывается нестационарными уравнениями связанных мод, сводящимися к обыкновенным дифференциальным уравнениям связанных мод для спектральных компонент, в которых эффективные коэффициенты связи и фазовой расстройки зависят от оптической частоты, групповой расстройки между взаимодействующими волнами и коэффициентов дисперсии высших порядков.

2) Акустооптическое брэгговское взаимодействие при частоте ультразвука, равной частоте повторения фемтосекундных лазерных импульсов, позволяет осуществлять стационарную интерференцию двух когерентных фемтосекундных лазерных пучков и управлять распределением интенсивности между дифракционными порядками посредством фазовой подстройки ультразвука.

3) Использование преобразования Френеля для вычисления радиосигналов заданной длительности обеспечивает заданную комплекснозначную функцию пропускания акустооптических программируемых фильтров и дисперсионных линий задержки.

4) Производство контраста на число разрешаемых элементов спектральной моду-

ляции в акустооптических дисперсионных линиях задержки максимально тогда и только тогда, когда эффективная длительность радиосигнала, прямо пропорциональная квадратичному фазовому множителю преобразования Френеля и обратно пропорциональная ширине спектра, составляет  $1/2$  полной длительности радиосигнала, равной временной апертуре линии задержки.

5) Акустооптическая спектральная модуляция фазово-модулированных лазерных импульсов позволяет формировать произвольные импульсные последовательности с пикосекундными фронтами, причём максимальная ширина полосы модуляции лазерного излучения пропорциональна ширине обрабатываемого спектра и обратно пропорциональна ширине аппаратной функции акустооптической дисперсионной линии задержки.

6) Акустооптическая дифракция фемтосекундных лазерных импульсов на брэгговской решётке с аперидической кусочно-линейной фазовой модуляцией спектра позволяет получать реплики лазерного импульса с программируемой величиной задержки.

7) Синтез многочастотных радиосигналов с помощью преобразования Френеля позволяет использовать акустооптические фильтры для адаптивной спектральной фильтрации некогерентного излучения, включая оптические изображения, и управления пространственным спектром лазерных пучков.

## **Степень достоверности полученных результатов**

Достоверность полученных в диссертации результатов обеспечивается использованием современной экспериментальной базы радиофизики, оптики и лазерной физики. Оригинальные экспериментальные методы были разработаны на собственной научно-технологической инфраструктуре НИТУ МИСИС и применены в ведущих российских центрах лазерно-физических исследований, что отражено в совместных публикациях в ведущих рецензируемых научных журналах и докладами на профильных научных конференциях. Высокий уровень воспроизводимости и повторяемости экспериментальных результатов достигнут на фемтосекундных лазерных установках различных классов: широкополосных Ti-сапфировых (НИТУ МИСИС, ООО «Авеста-проект») и Cr-форстеритовых системах (Объединённый институт высоких температур РАН), субпикосекундных лазерах на Nd-стёклах (РФЯЦ – ВНИИЭФ), петаваттной ОРСПА-системе PEARL (ИПФ РАН). Разработанные теоретические модели подтверждены более поздними по отношению к работам автора независимыми публикациями различных авторов.

## Апробация работы

Материалы диссертации доложены автором на следующих научных конференциях:

1. 11<sup>th</sup> International Young Scientists Conference «Optics and High Technology Material Science SPO 2010» (Киев, Украина, 21 – 24 октября 2010 г.);
2. 2011 International Congress on Ultrasonics (Гданьск, Польша, 5 – 8 сентября 2011 г.);
3. 8<sup>th</sup> International Conference on Ultrafast Optics (Монтерей, США, 26 – 30 сентября 2011 г.);
4. Всероссийская конференция по фотонике и информационной оптике (Москва, 25 – 27 января 2012 г.);
5. 41<sup>st</sup> Winter School on Wave and Quantum Acoustics: 8<sup>th</sup> Winter Workshop on Acoustoelectronics (Щирк, Польша, 27 февраля – 02 марта 2012 г.);
6. 5<sup>th</sup> Pulse shaping Workshop (Ист-Лансинг, США, 13 – 15 августа 2012 г.);
7. 15<sup>th</sup> International Conference for Young Researchers «Wave Electronics and its Applications in Information and Telecommunication Systems» (Санкт-Петербург, 5 – 10 сентября 2012 г.);
8. 9<sup>th</sup> International Conference on Ultrafast Optics (Давос, Швейцария, 04 – 08 марта 2013 г.);
9. 12-я Международная конференция «Оптика и Фотоника – 2013» (Самарканд, Узбекистан, 25 – 27 сентября 2013 г.);
10. 3-я Всероссийская конференция по фотонике и информационной оптике (Москва, 29 – 31 января 2014 г.);
11. SPIE Astronomical Telescopes + Instrumentation 2014: Ground-based and Airborne Instrumentation for Astronomy V (Монреаль, Канада, 22 – 26 июня 2014 г.);
12. 12<sup>th</sup> School on Acousto-Optics and Applications (Друскининкай, Литва, 29 июня – 03 июля 2014 г.);
13. 7-я Международная конференция Акустооптические и радиолокационные методы измерений и обработки информации (Суздаль, 15–17 сентября 2014 г.);
14. 44<sup>th</sup> Winter School on Wave and Quantum Acoustics: 11<sup>th</sup> Winter Workshop on Acoustoelectronics (Щирк, Польша, 02 – 06 марта 2015 г.);
15. Научно-практическая конференция «Фотоника в научных исследованиях» (Москва, 16 – 19 марта 2015 г.);
16. 2015 International Congress on Ultrasonics (Мец, Франция, 11 – 14 мая 2015 г.);

17. 18<sup>th</sup> International Conference for Young Researchers «Wave Electronics and its Applications in Information and Telecommunication Systems» (Санкт-Петербург, 01 – 05 июня 2015 г.);
18. 10<sup>th</sup> International Conference on Ultrafast Optics (Пекин, Китай, 16 – 21 августа 2015 г.);
19. 5-я Международная конференция по фотонике и информационной оптике (Москва, 03 – 05 февраля 2016 г.);
20. Optics and Photonics International Congress OPIC'16: 2nd Biomedical Imaging and Sensing Conference (Йокогама, Япония, 17 – 20 мая 2016 г.);
21. SPIE Astronomical Telescopes + Instrumentation 2016: Ground-based and Airborne Instrumentation for Astronomy VI (Эдинбург, Великобритания, 26 июня – 01 июля 2016 г.);
22. 2016 IEEE International Ultrasonics Symposium (Тур, Франция, 18 – 21 сентября 2016 г.);
23. SPIE Medical Imaging 2017: Physics of Medical Imaging (Орландо, США, 11 – 16 февраля 2017 г.);
24. XVI Всероссийская школа-семинар «Физика и применение микроволн» имени А.П. Сухорукова (Москва – Красновигово, 04 – 09 июня 2017 г.);
25. 13<sup>th</sup> School on Acousto-Optics and Applications (Москва, 19 – 23 июня 2017 г.);
26. 11<sup>th</sup> International Conference on Ultrafast Optics (Джексон, США, 08 – 13 октября 2017 г.);
27. 2017 International Congress on Ultrasonics (Гонолулу, США, 18 – 21 декабря 2017 г.);
28. 7-я Международная конференция по фотонике и информационной оптике (Москва, 24 – 26 января 2018 г.);
29. Международная конференция «XX Харитоновские тематические научные чтения. Применение лазерных технологий для решения задач по физике высоких плотностей энергии» (Саров, 17 – 20 апреля 2018 г.);
30. SPIE Astronomical Telescopes + Instrumentation 2018: Ground-based and Airborne Instrumentation for Astronomy VII (Остин, США, 10 – 15 июня 2018 г.);
31. SPIE Optics + Photonics 2018: Laser Beam Shaping XVIII; Infrared Remote Sensing and Instrumentation XXVI (Сан-Диего, США, 18 – 23 августа 2018 г.);

32. 26<sup>th</sup> Annual International Conference on Advanced Laser Technologies ALT'18 (Таррагона, Испания, 9 – 14 сентября 2018 г.);
33. 21-я Международная молодёжная научная конференция «Волновая электроника и её применения в информационных и телекоммуникационных системах» (Санкт-Петербург, 01 – 05 октября 2018 г.);
34. 8-я Международная конференция по фотонике и информационной оптике (Москва, 23 – 25 января 2019 г.);
35. SPIE Photonics West 2019: Label-free Biomedical Imaging and Sensing (LBIS) 2019; Components and Packaging for Laser Systems V (Сан-Франциско, США, 2 – 7 февраля 2019 г.);
36. Научно-практическая конференция «Фотоника в научных исследованиях» (Москва, 16 – 19 марта 2019 г.);
37. 22-я Международная научная конференция «Волновая электроника и инфокоммуникационные системы» (Санкт-Петербург, 03 – 06 июня 2019 г.);
38. 14<sup>th</sup> School on Acousto-Optics and Applications (Торунь, Польша, 24 – 27 июня 2019 г.);
39. 2019 International Congress on Ultrasonics (Брюгге, Бельгия, 4 – 6 сентября 2019 г.);
40. International Conference on Ultrafast Optical Science «UltrafastLight-2019» (Москва, 30 сентября – 04 октября 2019 г.);
41. 12<sup>th</sup> International Conference on Ultrafast Optics (Бол, Хорватия, 06 – 11 октября 2019 г.);
42. 9-я Международная конференция по фотонике и информационной оптике (Москва, 29 – 31 января 2020 г.);
43. 8<sup>th</sup> International Conference on Photonics, Optics and Laser Technology «PHOTOPTICS 2020» (Валетта, Мальта, 27 – 29 февраля 2020 г.);
44. SPIE Optics + Photonics 2020 Digital Forum: Laser Beam Shaping XX (онлайн-конференция, 24 – 28 августа 2020 г.);
45. IV International Conference on Ultrafast Optical Science «UltrafastLight-2020» (Москва, 28 сентября – 02 октября 2020 г.);
46. 19<sup>th</sup> International Conference on Laser Optics (онлайн-конференция, 02 – 06 ноября 2020 г.);



47. SPIE Future Sensing Technologies 2020 Digital Forum (онлайн-конференция, 09 – 13 ноября 2020 г.);
48. 10-я Международная конференция по фотонике и информационной оптике (Москва, 27 – 29 января 2021 г.);
49. Optics and Photonics International Congress OPIC'21: 10th Advanced Lasers and Photon Sources Conference (онлайн-конференция, 19 – 22 апреля 2021 г.);
50. 24-я Международная научная конференция «Волновая электроника и инфокоммуникационные системы» (Санкт-Петербург, 31 мая – 04 июня 2021 г.);
51. XXXII Всероссийская школа-семинар «Волновые явления: физика и применения» имени А.П. Сухорукова (онлайн-конференция, 06 – 11 июня 2021 г.);
52. European Conferences on Biomedical Optics 2021: Advances in Microscopic Imaging III (онлайн-конференция, 20 – 24 июня 2022 г.);
53. V International Conference on Ultrafast Optical Science «UltrafastLight-2021» (Москва, 04 – 08 октября 2021 г.);
54. 10<sup>th</sup> International Conference on Photonics, Optics and Laser Technology «PHOTOPTICS 2022» (онлайн-конференция, 10 – 11 февраля 2022 г.);
55. 25-я Международная научная конференция «Волновая электроника и инфокоммуникационные системы» (Санкт-Петербург, 30 мая – 03 июня 2022 г.);
56. 20<sup>th</sup> International Conference on Laser Optics (Санкт-Петербург, 20 – 24 июня 2022 г.);
57. SPIE/COS Photonics Asia 2022 Digital Forum: Advanced Optical Imaging Technologies V; Holography, Diffractive Optics, and Applications XII (онлайн-конференция, 05 – 11 декабря 2022 г.);
58. 13<sup>th</sup> International Conference on Ultrafast Optics (Барилоче, Аргентина, 26 – 31 марта 2023 г.);
59. 2023 International Congress on Ultrasonics ICU (Пекин, Китай, 18 – 21 сентября 2023 г.);
60. Всероссийская научная конференция с международным участием «Невская фотоника» (Санкт-Петербург, 09 – 13 октября 2023 г.);
61. Международная конференция «XXV Харитоновские тематические научные чтения «Современные лазерные технологии» (Саров, 25 – 29 марта 2024 г.);
62. 21<sup>th</sup> International Conference on Laser Optics (Санкт-Петербург, 01 – 05 июля 2024 г.);

63. 2024 IEEE Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control Joint Symposium (Тайбей, Тайвань, 22 –26 сентября 2024).

Также результаты работы были представлены автором на научных семинарах Научного совета Отделения нанотехнологий и информационных технологий РАН, Института спектроскопии РАН, НТЦ Уникального приборостроения РАН, Государственного астрономического института имени П.К. Штернберга, кафедр физики колебаний, квантовой электроники, общей физики и волновых процессов физического факультета МГУ имени М.В. Ломоносова, Института электроники, микроэлектроники и нанотехнологии в Политехническом университете О-де-Франс (Валансьен, Франция) и Института экспериментальной физики Гданьского Университета (Гданьск, Польша).

## Публикации по теме диссертации

Результаты диссертации полностью отражены в 77 работах, в том числе в 49 статьях в рецензируемых научных журналах, удовлетворяющих Положению о присуждении учёных степеней в МГУ имени М.В. Ломоносова (A1–A49), 1 препринте (A50), 16 патентах РФ (A51–A66), 11 программах для ЭВМ (A67–A77). Список публикаций автора по теме диссертационной работы приведён в конце диссертации перед списком литературы. Общее число публикаций автора, проиндексированных в библиографической базе *Scopus*, составляет 113 работ.

## Личный вклад автора

Все работы выполнены автором лично, с его определяющим участием или под его руководством. В частности, личный вклад в опубликованных печатных работах следующий:

- предложены новые концепции (A1, A8, A28, A30, A33, A48);
- разработаны аналитические модели (A3, A4, A6, A9, A26, A35, A37–A39, A41–A43, A49);
- написаны расчётные программы и выполнено численное моделирование (A3, A4, A14, A19, A31, A32, A34, A35, A37, A42, A45, A49);
- разработаны методики экспериментов (A17, A25, A29, A36, A44, A46);
- разработано прикладное ПО (A15, A21, A22, A26, A33, A40, A46);
- созданы экспериментальные установки (A8, A9, A18, A20, A24, A30, A33, A41, A48);
- выполнены эксперименты и проведена обработка результатов (A1, A2, A6–A11, A15, A16, A18–A21, A24, A26, A30, A33, A40, A41, A47, A48).

Личный вклад автора в патентах на изобретения и полезные модели (A51–A66) заключается в анализе уровня техники, обосновании и разработке технических решений.

## Структура и объём работы

Диссертация состоит из введения, 5 глав и заключения. Объём диссертации составляет 331 страницу, включая 140 иллюстраций, 10 таблиц. Список литературы содержит 382 наименования.

## Содержание диссертации

Во **введении** содержится обоснование актуальности темы исследований, приводятся поставленные цели и задачи, излагается краткое содержание работы, отмечается новизна и практическая значимость работы, а также формулируются основные положения, выносимые на защиту. Кроме того, во введении содержатся данные об апробации работы и личном вкладе автора.

**Первая глава** диссертации посвящена обзору применений АО-приборов в оптике ультракоротких лазерных импульсов. Рассмотрены основные типы АО-приборов на основе неколлинеарной геометрии АО-дифракции, применяемые в оптике УКИ: модуляторы (селекторы импульсов), частотосдвигатели, дефлекторы. Данные устройства применяются в фемтосекундных лазерных системах с целью уменьшения частоты импульсов, фазовой стабилизации, быстродействующего пространственного сканирования и фокусировки пучков. На основе АОМ была разработана система управления импульсными последовательностями для лазерного драйвера фотоинжекторов. Лазерная система состоит из волоконного ФЗГ, твердотельных усилителей и нелинейно-оптических преобразователей частоты. Из-за нестационарности режима усиления и нелинейного поглощения в лазерной системе происходит искажение огибающей пучка УКИ, которое компенсируется при помощи АОМ для получения пучка прямоугольной формы.

Одним из оригинальных результатов главы является новый принцип когерентного сложения УКИ, основанный на интерференции двух лазерных пучков непосредственно при АО-взаимодействии. На вход АО-устройства подаются два пучка УКИ так, что условие фазового синхронизма для каждого из них выполняется на частоте ультразвука, равной или кратной частоте повторения УКИ, а амплитуда УКИ выбрана так, чтобы обеспечить эффективность дифракции 50 % для каждого пучка по отдельности. В результате на выходе наблюдаются два пучка, интенсивность каждого из которых зависит только от фазы ультразвукового сигнала. Данный принцип был экспериментально продемонстрирован для тангенциальной геометрии анизотропной дифракции в кристалле  $\text{TeO}_2$ , обеспечиваю-

щей достаточно широкую полосу фазового синхронизма.

Другой геометрией анизотропной АО-дифракции, широко используемой в устройствах управления УКИ, является квазиколлинеарная дифракция, на которой основаны АОДЛЗ — основной тип устройств спектрального управления и сжатия УКИ. Анализ упругих и фотоупругих свойств кристаллов, выполненный для четырёх кристаллических систем (тетрагональной, тригональной, орторомбической и моноклинной), показал качественные аналогии между тетрагональной и орторомбической, а также между тригональной и моноклинной системами. При этом было обнаружено, что в плоскости симметрии моноклинных кристаллов существуют две различные геометрии широкоапертурной квазиколлинеарной АО-дифракции. Принципиальным отличием АОДЛЗ от квазиколлинеарных АОПФ является применение амплитудно- и частотно-модулированных ВЧ-сигналов, обеспечивающих фазовый синхронизм во всём спектре УКИ, фазовую и амплитудную спектральную модуляцию. Таким образом, в АОДЛЗ имеет место нестационарный режим АО-взаимодействия, для которого была разработана специальная методика измерения эффективности дифракции.

**Вторая глава** диссертации посвящена теории АО-дифракции ультракоротких лазерных импульсов. Рассмотрено решение волнового уравнения для нестационарной электромагнитной волны (лазерного импульса) в периодически модулированной среде методом ММА. Полученная система модифицированных уравнений связанных мод включает в себя как дисперсионные члены, пропорциональные частным производным огибающей УКИ по времени, так и перекрёстные члены, описывающие АО-взаимодействие. В силу линейности рассматриваемой задачи получено аналитическое решение нестационарных уравнений связанных мод в режиме дифракции Брэгга и выполнено численное моделирование при различных параметрах фазовой расстройки и дисперсии. В частности, показано, что в случае анизотропной дифракции групповая расстройка между дифракционными порядками приводит к снижению эффективности дифракции, искажению формы импульсов и увеличению их длительности, а также к изменению эффективной групповой скорости обоих дифракционных порядков.

На основании полученных уравнений проанализирован режим дифракции в сильном поле, при котором произведение нормированного параметра связи на относительную ширину полосы УКИ превышает единицу. В данном случае существенным фактором становится явная зависимость параметра связи от оптической частоты, которая приводит к спектральной модуляции как 0-го, так и 1-го порядка. При этом реализуется качествен-

но новый режим брэгговской дифракции: периодическая перекачка энергии между дифракционными порядками исчезает, а вместо неё имеет место расщепление УКИ на две реплики, задержка между которыми пропорциональна величине параметра связи. В работе проведено аналитическое описание данного эффекта и численное моделирование в режимах изотропной и анизотропной дифракции.

**Третья глава** диссертации посвящена дисперсионному методу формирования произвольных комплекснозначных функций пропускания АОДЛЗ. Получены аналитические выражения для функции пропускания широкополосных АО-фильтров при ЛЧМ управляющих ВЧ-сигналах, на основании которых найдены соотношения между оптимальными параметрами сигналов: шириной полосы, длительностью и квадратичным фазовым коэффициентом. При этом учтены физические ограничения, связанные с конечной длительностью ВЧ-сигналов и ограниченной шириной спектра.

Основным результатом главы является универсальный алгоритм формирования произвольных спектральных функций пропускания АОПФ и АОДЛЗ, реализованный в виде прикладных программ на языках MATLAB и LabVIEW. В основе алгоритма дисперсионного Фурье-синтеза (ДФС) лежит формирование квадратичной фазовой модуляции ВЧ-сигнала в спектральной области и применение быстрого преобразования Фурье (БПФ) для вычисления дискретных ВЧ-сигналов. Для практической реализации алгоритма разработаны методики частотной калибровки АОДЛЗ и измерения спектрального разрешения в широкополосном режиме методом ЧКХ. Экспериментально продемонстрирован режим высококонтрастной бинарной спектральной модуляции фемтосекундного лазерного излучения.

**Четвёртая глава** диссертации посвящена новым применениям АОДЛЗ в фемтосекундной лазерной технике. В данной главе рассмотрен ряд прикладных задач фемтосекундной оптики, решаемых при помощи АОДЛЗ на основании алгоритма ДФС.

Первой из рассмотренных задач является внутриврезонаторная коррекция спектра в регенеративном оптическом усилителе, необходимая для поддержания ширины спектра УКИ. Экспериментальные исследования, выполненные в РУ на основе Nd-стекла при помощи АОДЛЗ высокого разрешения на кристалле  $\text{TeO}_2$ , позволили продемонстрировать генерацию квазипрямоугольных чирпированных импульсов с шириной спектра, не зависящей от числа проходов в усилителе.

Второй группой задач является генерация программируемых реплик УКИ. Для фор-

мирования нескольких УКИ с программируемой задержкой пикосекундного диапазона реализованы различные методы АО-управления спектром излучения: прямая фазово-амплитудная модуляция и метод частотно-независимых гребёнок. Для повышения контраста предложен и реализован оригинальный метод RandoMICS, в котором используется аperiodическое разбиение спектра на интервалы псевдослучайной длины, что приводит к подавлению паразитной внутриимпульсной интерференции.

Кроме того, в пятой главе рассмотрен метод спектральной модуляции chirпированных УКИ. Экспериментально продемонстрирована сверхвысокочастотная модуляция интенсивности лазерного излучения с пикосекундной длительностью фронтов. Благодаря переносу модуляции из ВЧ-сигнала в оптический сигнал, получена частота модуляции, на три порядка превышающая несущую частоту ВЧ-сигнала в АОДЛЗ.

**Пятая глава** диссертации посвящена задачам адаптивной спектральной обработки некогерентных световых полей и пространственной фильтрации лазерных пучков. Здесь методы адаптивной спектральной модуляции света при АО-взаимодействии, основанные на алгоритме ДФС, обобщены для некогерентного излучения. Адаптивная спектральная коррекция и эквализация спектра некогерентного излучения продемонстрированы как с применением квазиколлинеарного АОПФ высокого разрешения, так и с применением широкоапертурных неколлинеарных АОПФ. Для последнего случая проведен анализ угловой дисперсии АО-взаимодействия, являющейся основным фактором снижения пространственного разрешения в гиперспектральных системах анализа изображений на основе АОПФ.

Другой задачей, решаемой при помощи широкоапертурных АОПФ с дисперсионным широкополосным управлением, является пространственная фильтрация лазерных пучков. Благодаря симметричной кольцевой форме двумерной передаточной функции таких АОПФ становится возможным преобразование гауссовых пучков в кольцевые пучки и круговые пучки с постоянной интенсивностью. Данные режимы пространственной фильтрации были продемонстрированы экспериментально.

В **заключении** кратко сформулированы основные результаты диссертационной работы и перечислены перспективные направления исследований в области АО-управления широкополосным излучением.

# Глава 1

## Акустооптические приборы в оптике ультракоротких лазерных импульсов

*В данной главе используются материалы, опубликованные в  
статьях [A6, A12–A14, A17, A22, A28, A29, A32, A38, A42, A46–A48, A50].*

### 1.1. Дисперсионные устройства для ультракоротких лазерных импульсов

Растяжение во времени (чирпирование), сжатие и управление формой импульсов являются ключевыми операциями, необходимыми практически во всех лазерных системах УКИ <sup>(94)</sup>. Без них невозможно усиление лазерного излучения и получение спектрально-ограниченных импульсов, то есть имеющих минимально возможную длительность при заданной форме спектра. Основными устройствами являются стретчеры, компрессоры и различные конфигурации шейперов, схематически показанные на рис. 1.1. Стретчером называется устройство с положительной величиной дисперсии групповой скорости (ДГС), то есть с нормальной дисперсией. Стретчеры могут быть построены на угловых дисперсионных элементах (призмах и дифракционных решётках), а также на естественной дисперсии прозрачных сред, например, опто-волоконные стретчеры <sup>(69, 95)</sup>. Компрессором называется устройство, создающее отрицательную величину ДГС, то есть аномальную дисперсию <sup>(96)</sup>. Компрессор, также как и стретчер, может быть основан на угловых дисперсионных элементах, а также на чирпированных брэгговских (диэлектрических) решётках и на нелинейно-оптических элементах <sup>(97)</sup>. В сверхмощных лазерных системах используются компрессоры на параллельных дифракционных решётках большой апертуры <sup>(98–100)</sup>. На рис. 1.1 (а) приведена принципиальная схема стретчера на паре антипараллельных дифракционных решёток; архитектура компрессора, как правило, построена на двух парах

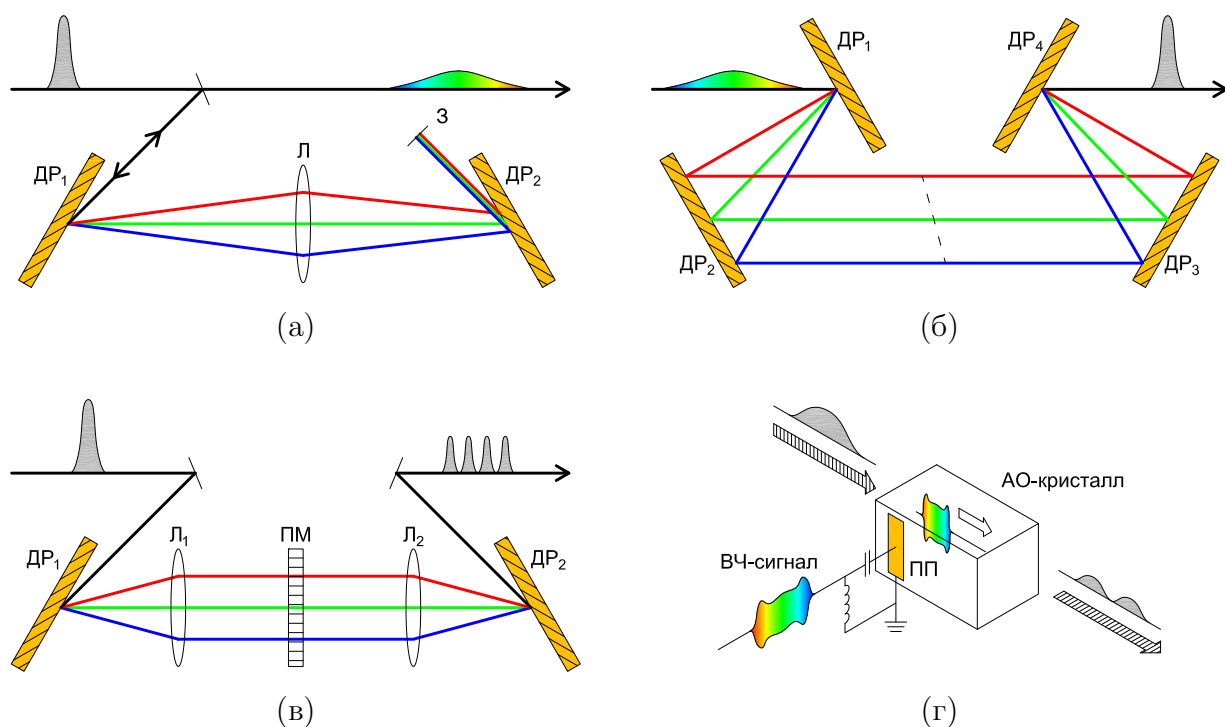


Рис. 1.1. Основные типы оптических дисперсионных устройств для УКИ: (а) стретчер; (б) решёточный компрессор; (в)  $4F$ -шейпер; (г) АОДЛЗ. На рисунке обозначены: ДР – дифракционная решётка; З – зеркало; Л – линза; ПМ – пространственный модулятор; ПП – пьезопреобразователь.

параллельных дифракционных решёток (рис. 1.1 (б)).

Одной из основных задач в оптике УКИ является сжатие импульсов до спектрально-ограниченной длительности после прохождения через оптическую систему или усиления. Для этого необходимо компенсировать дисперсии и нелинейные фазовые набегги, возникающие при распространении УКИ. Основной является ДГС, то есть дисперсия второго порядка. Управление величиной ДГС лежит в основе СРА и ОРСРА-систем усиления УКИ, поскольку осуществить существенное усиление спектрально-ограниченного импульса невозможно из-за нелинейностей и ограничений по лучевой прочности материалов. Применение шейперов в мощных лазерных системах позволяет адаптивно осуществлять сжатие УКИ до спектрально-ограниченной длительности <sup>(101–103, A50)</sup>. Основными схемами являются  $4F$ -шейпер на паре антипараллельных дифракционных решёток (рис. 1.1 (в)) и АОДЛЗ на основе квазиколлинеарной геометрии АО-дифракции (рис. 1.1 (г)). Первая из схем относится к спектральному типу, поскольку в ней применяется Фурье-оптическая система и осуществляется модуляция спектра излучения, а вторая схема относится к временному типу, так как физический механизм модуляции УКИ основан непосредственно



на управлении импульсным откликом линейного фильтра <sup>(3)</sup>.

Д. МакМагон предложил использовать АО-дифракцию для управления фазой ультракоротких лазерных импульсов <sup>(104)</sup>. Принципиальная схема устройства для сжатия импульсов подобна стретчеру (рис. 1.1 (а)) но вместо линзы используется неколлинеарная АО-ячейка с ЛЧМ ультразвуковым сигналом. В такой системе АО-дифракция играет роль перестраиваемой цилиндрической линзы, что позволяет контролировать коэффициент сжатия УКИ. Данная система получила в дальнейшем развитие в виде дисперсионных устройств на одном АО-дефлекторе (АОД) и на паре АОД <sup>(105–107)</sup>. При использовании одного АОД необходимо использовать дополнительный дисперсионный элемент: призму или дифракционную решётку для компенсации сильной угловой дисперсии, но при использовании двухпроходной схемы или двух последовательных АОД необходимость в таких оптических элементах отпадает.

Наиболее общим подходом к формированию УКИ произвольной формы является модуляция широкополосного лазерного излучения в спектральной области <sup>(109)</sup>. В работах Ю.Т. Мазуренко было показано, что модуляция импульсов в  $4F$ -шейпере аналогична голографическому восстановлению изображений, но не в пространственной, а в спектральной области <sup>(76, 77)</sup>. Оптическая система  $4F$ -шейпера была впервые экспериментально реали-

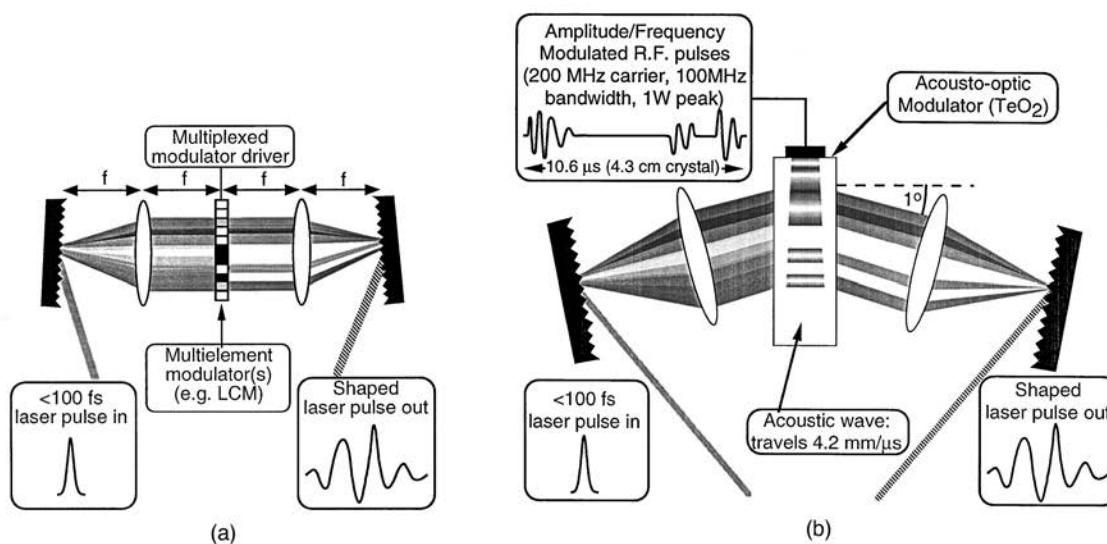


Рис. 1.2. Обобщённый спектральный инструмент для управления формой импульсов: (а) многоэлементный пространственный модулятор (обычно литографическая маска или ЖК-линейка) управляет пространственно разделёнными частотными компонентами в бездисперсионной линзе; (б) бездисперсионная линза модифицирована для использования АОМ вместо пространственного модулятора. Иллюстрация из источника [108].

зована А. Уейнером с соавторами <sup>(78,79)</sup>. В основе схемы, приведённой на рис. 1.2, лежат две симметрично расположенные дифракционные решётки, сопряженные при помощи двойной оптической Фурье-системы. Для управления спектром и фазой импульсов в ней используется пространственный фазово-амплитудный модулятор, расположенный в плоскости разложения излучения в спектр. Физическим устройством, реализующим модуляцию, может быть как стационарная маска (например, голографическая), так и управляемый ЖК или АО пространственный модулятор. Применение акустооптических модуляторов (АОМ) в схеме схема  $4F$ -шейпера было впервые предложено группой У. Уоррена <sup>(108,110)</sup>. АОМ обладают более высоким быстродействием по сравнению с ЖК пространственными модуляторами и доступны в различных спектральных диапазонах, что делает их основными устройствами для управления УКИ в ультрафиолете <sup>(111)</sup> и в среднем ИК-диапазоне <sup>(93,112,113)</sup>. На момент создания первых  $4F$ -шейперов АОМ обладали также более высоким пространственным разрешением, чем существовавшие тогда ЖК-модуляторы.

## 1.2. Квази-одночастотные акустооптические системы

### 1.2.1. АОМ как селекторы импульсов

В фемтосекундных лазерных системах широкое применение находят АОМ, используемые для уменьшения частоты импульсно-периодической последовательности или выделения единичных импульсов <sup>(114–118)</sup>. Частота следования импульсов в исходной импульсно-периодической последовательности определяется оптической длиной резонатора ФЗГ. Как правило, эта частота составляет от нескольких десятков до сотни мегагерц. При этом оптические усилители могут работать с намного меньшими частотами, что требует амплитудной модуляции последовательности УКИ. Для селекторов импульсов, как правило, используется типичная конфигурация АОМ на продольной моде ОАВ в парателлурите ( $\text{TeO}_2$ ), и частота фазового синхронизма изотропной дифракции может выбираться произвольно. Модуляторы на несущей частоте 200 МГц могут иметь фронты нарастания и спада сигнала менее 10 нс, что позволяет выделять отдельные импульсы из импульсно-периодической последовательности с частотой следования порядка 50 МГц.

Особенностью применения АОМ в лазерных системах УКИ является влияние доплеровского сдвига частоты на спектр оптического сигнала. Спектр импульсно-периодической последовательности УКИ представляет собой гребёнку с межмодовым интервалом, равным частоте следования импульсов. При произвольной частоте несущей ультразвуковой волны в АОМ происходит изменение фазы акустического сигнала от одного импульса к другому, что может приводить к флуктуациям амплитуды выбираемых из исходной последовательности оптических импульсов. Для устранения этого недостатка было предложено использовать АОМ, несущая частота которого кратна частоте следования импульсов ФЗГ <sup>(116)</sup>. Система синхронной модуляции УКИ показана на рис. 1.3. В качестве драйвера АОМ в представленной системе не используется независимый ВЧ-генератор. Вместо этого исходная последовательность УКИ детектируется фотодиодом, и электрический сигнал пропускается через полосовой фильтр, формируя гармонический сигнал с частотой, равной частоте следования УКИ. Далее используются аналоговые ВЧ-усилители, умножители частоты, фильтры и смесители, формирующие амплитудно-модулированные сигналы, подаваемые на пьезопреобразователь АОМ. В такой схеме удаётся в несколько раз снизить флуктуации интенсивности и сохранить фазовую стабильность УКИ, что важно для таких применений, как генерация высших гармоник, или для когерентного сложения импульсов после усиления <sup>(118)</sup>.

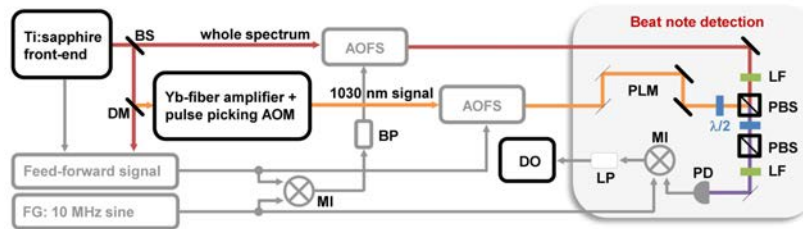


Рис. 1.3. Схема экспериментальной установки для детектирования амплитудных биений и измерения фазового шума. На рисунке обозначены: AOFS — АО-частотосдвигатель; BP — полосовой ВЧ-фильтр; BS — светоделитель; DM — дихроичное зеркало; DO — осциллограф; FG — опорный ВЧ-генератор; LF — длинноволновый светофильтр; LP — фильтр низких частот; MI — ВЧ-смеситель; PBS — поляризационный светоделитель; PD — фотодиод; PLM — механическая задержка. Иллюстрация из источника [116].

Другим применением АОМ является прецизионное управление цугами УКИ, то есть формирование из исходного импульсно-периодического излучения ФЗГ импульсных последовательностей с заданными длительностью и огибающей. В данном случае используется медленная по сравнению с частотой следования импульсов коррекция коэффициента пропускания, что позволяет контролировать искажения огибающей цуга УКИ, возникающие в процессе усиления <sup>(119–123)</sup>. Оригинальная АО-система коррекции формы цугов лазерных импульсов для лазерного драйвера фотоинжектора электронов подробно описана в разделе 1.3.

### 1.2.2. Системы фазовой стабилизации

Эффект доплеровского сдвига частоты и переноса фазы акустической волны в дифрагировавшее излучение <sup>(124, 125)</sup> используется для стабилизации фазы несущей волны (англ. carrier-envelope phase, CEP) УКИ. CEP-стабилизация излучения необходима для таких применений, как генерация высоких гармоник и аттосекундных импульсов <sup>(83)</sup> и когерентное сложение с целью масштабирования энергии и пиковой мощности излучения <sup>(35)</sup>. Излучение свободно генерирующего ФЗГ в общем случае не является стабилизированным по фазе. Для решения задачи стабилизации на выходе ФЗГ применяется АОМ, управляемый системой фазовой модуляции <sup>(126–129)</sup>. Принципиальная схема такой системы приведена на рис. 1.4. Величина необходимого частотного сдвига формируется как выходной сигнал « $f - 2f$ » интерферометра. Поскольку доплеровский сдвиг частоты существует во

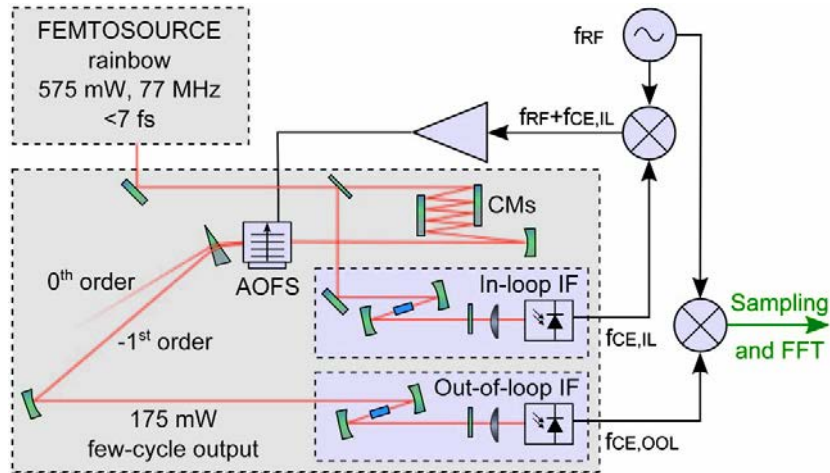


Рис. 1.4. АО-система внешней фазовой стабилизации ФЗГ и измерения фазового шума. На рисунке обозначены: AOFS — АО-частотосдвигатель; CM — чирпированное зеркало. Иллюстрация из источника [128].

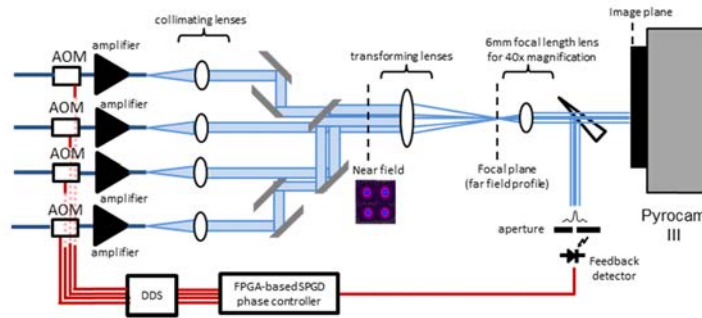


Рис. 1.5. Четырёхканальная архитектура системы когерентного сложения лазерных пучков с АОМ в качестве фазовых модуляторов. На рисунке обозначены: DDS — ВЧ-генератор прямого синтеза. Иллюстрация из источника [133].

всех типах АО-устройств, стабилизация фазы несущей ультракороткого импульса может быть осуществлена и с помощью АОДЛЗ квазиколлинеарной геометрии (130, 131).

В системах когерентного сложения нескольких пучков для фазовой модуляции также применяются АОМ (82, 132, 133). Архитектура многоканальной лазерной системы, как правило, состоит из общего ФЗГ, делителей пучка и нескольких параллельных усилителей. Хотя на вход всех усилителей подается один и тот же импульс, разделённый на несколько взаимно когерентных между собой пучков, при усилении и транспорте лазерных пучков фазовые набег могут быть различны, поэтому для эффективного когерентного сложения необходима адаптивная фазировка каналов. Типичная архитектура системы когерентного сложения приведена на рис. 1.5.

### 1.2.3. АО-дефлекторы для УКИ

АОД относятся к устройствам сканирования и произвольной пространственной адресации лазерных пучков посредством изменения частоты ультразвука. Современные АОД, как правило, основаны на особой геометрии анизотропной АО-дифракции в двулучепреломляющих кристаллах — тангенциальной геометрии <sup>(13–15)</sup>. Эта геометрия является одним из видов некритичного фазового синхронизма (НФС), в данном случае — частотного, что позволяет реализовать полосу частот дифракции порядка октавы. Кроме того, используемая в АОД геометрия дифракции фактически является некритичной по длине волны, благодаря чему в АОД возможна эффективная дифракция широкополосного фемтосекундного лазерного излучения.

Конфокальная сканирующая нелинейная микроскопия является основным применением АОД в фемтосекундной оптике <sup>(134–139)</sup>. Основным преимуществом АОД по сравнению с другими типами сканеров являются быстрдействие и произвольная адресация: переключение лазерного пучка между двумя произвольными положениями может быть осуществлено за время порядка 10 мкс. Таким образом, типичные АОД способны работать с фемтосекундными усилителями с частотой повторения импульсов до 100 кГц, независимо управляя пространственным положением каждого отдельного УКИ. Кроме того, АОД позволяют не просто отклонять лазерный пучок, но и фокусировать его, используя управляющие ЛМЧ-сигналы. АОД с многочастотным управлением позволяют формировать сложные распределения интенсивности, а также осуществлять управление глубиной фокусировки лазерного пучка. Гибкие возможности программирования АОД лежат в основе многофотонной микроскопии с произвольным доступом <sup>(139, 140)</sup>. Среди других применений АОД в фемтосекундных лазерных системах можно отметить системы управления дисперсией <sup>(105–107)</sup> и перестройку оптических параметрических генераторов света <sup>(141)</sup>.

Основной проблемой применения АОД в фемтосекундной оптике является временная и угловая дисперсия. Первая обусловлена тем, что основной материал АОД —  $\text{TeO}_2$  — обладает достаточно сильной дисперсией показателей преломления даже в ближней ИК-области спектра <sup>(142)</sup>. Величина ДГС кристалла  $\text{TeO}_2$  на длине волны 800 нм приблизительно в 15 раз сильнее, чем в плавленом кварце. Угловая дисперсия АОД обусловлена изменением угла дифракции при фазовом синхронизме брэгговской АО-дифракции, в той или иной мере свойственном всем геометриям взаимодействия. Различные схемы компенсации угловой и временной дисперсии основаны на использовании дополнительных АО-приборов <sup>(135–137, 143)</sup> или оптических элементов, например, телескопов <sup>(144)</sup>, призм или



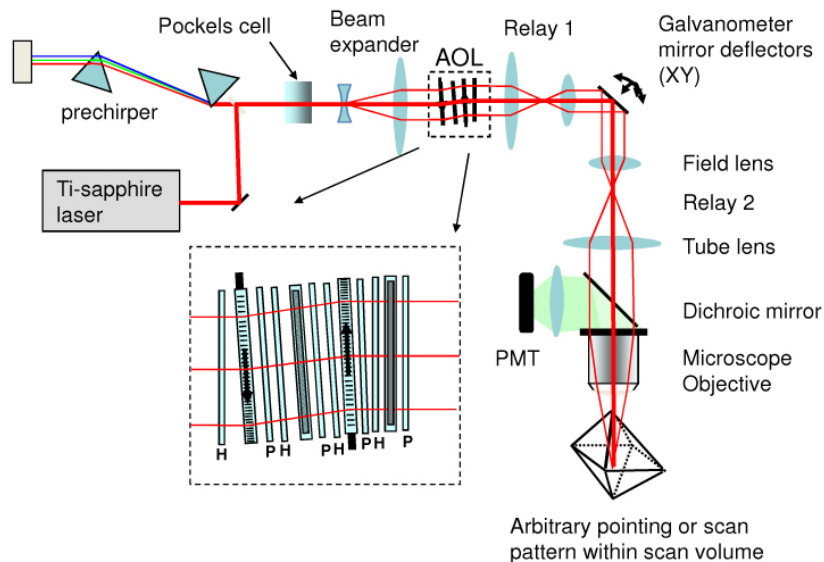


Рис. 1.6. Принципиальная схема двухфотонного микроскопа с АО-управлением фемтосекундным лазерным пучком. На рисунке обозначены: AOL — АО-линза; H — полуволновая фазовая пластинка; P — поляризатор; PMT — фотоэлектронный умножитель. Иллюстрация из источника [137].

дифракционных решёток (145–147). На рис. 1.6 показана схема АО-линзы, состоящей из четырёх последовательно расположенных АОД, для трёхмерной фокусировки фемтосекундного лазерного пучка, в которой компенсация ДГС дефлекторов и других оптических элементов обеспечена дополнительным призмённым компрессором УКИ (137). Суммарная эффективность АО-линзы составляет приблизительно 15 %.

Несмотря на то, что АОД получили достаточно широкое распространение в оптике УКИ, специальных работ по оптимизации конфигурации АОД для широкополосного излучения практически не проводилось. Сравнение низкочастотной и высокочастотной геометрий с точки зрения ширины полосы дифракции и материальной дисперсии кристалла  $\text{TeO}_2$  было выполнено в работах (137, 148). Был сделан вывод о предпочтительности высокочастотной геометрии тангенциальной дифракции с меньшим углом среза кристалла  $\text{TeO}_2$ , поскольку в этом случае снижается длина кристалла и, соответственно, величина создаваемой им ДГС.

В АО-устройствах в общем случае можно выделить два типа угловой дисперсии: изменение направления дифрагировавшего пучка при изменении частоты ультразвука и изменение направления распространения дифрагировавшего пучка в пределах полосы фазового синхронизма при постоянной частоте ультразвука (A19). Эти типы дисперсии для неколлинеарного АОПФ подробно рассмотрены в разделе 5.2.2. АОД, как правило, созда-

ются для монохроматического излучения, для которого существует только первый тип угловой дисперсии. При этом основной задачей является увеличение углового диапазона сканирования, который определяется как полосой частот фазового синхронизма, так и величиной угловой дисперсии <sup>(A6, A23)</sup>. Применение АОД для управления УКИ принципиально отличается от монохроматического излучения: несмотря на то, что частотный НФС выполняется для широкого диапазона длин волн, возникает угловая дисперсия второго типа, компенсация которой необходима для эффективной фокусировки лазерного пучка.

Измерения характеристик дифракции УКИ в АОД на кристалле  $\text{TeO}_2$  показаны на рис. 1.7 и 1.8. Для измерений был использован оригинальный метод одновременного измерения эффективности дифракции и ширины полосы фазового синхронизма, описанный в работе <sup>(A46)</sup>. Для управления АОД использован двухканальный программируемый генератор сигналов *Keysight 33622A* и специальная программа на языке MATLAB <sup>(A76)</sup>. Источником служил Ti-сапфировый ФЗГ *Femtolasers Femtosource Synergy*, излучение которого в фемтосекундном режиме имело ширину полосы 42 нм по уровню 50 % (*англ.* full width at half-maximum, FWHM). Осциллограммы интенсивности 0-го порядка дифракции на рис. 1.7 содержат два фрагмента: первый фрагмент соответствует линейному сканированию частоты ВЧ-сигнала в диапазоне  $\pm 10$  МГц при постоянной амплитуде (пилообразный участок вспомогательного сигнала 1); второй фрагмент — линейное сканирование амплитуды на центральной частоте (треугольный участок вспомогательного сигнала 1). На осциллограммах выполнено наложение интенсивностей в одночастотном режиме (кривые 2) и в фемтосекундном режиме (кривые 3) лазерного излучения. Пространственные распределения интенсивности пучка на выходе АОД, показанные на рис. 1.8, измерялись анализатором профиля лазерных пучков *Coherent LaserCam HR*. Используемый в эксперименте АОД с углом среза  $6.4^\circ$  кристалла  $\text{TeO}_2$  был изначально разработан для низкочастотной геометрии дифракции, поэтому угол наклона выходной грани частично компенсировал угловую дисперсию фемтосекундного пучка при низкочастотной дифракции (рис. 1.8 (в)) и усиливал дисперсию при высокочастотной дифракции (рис. 1.8 (г)).



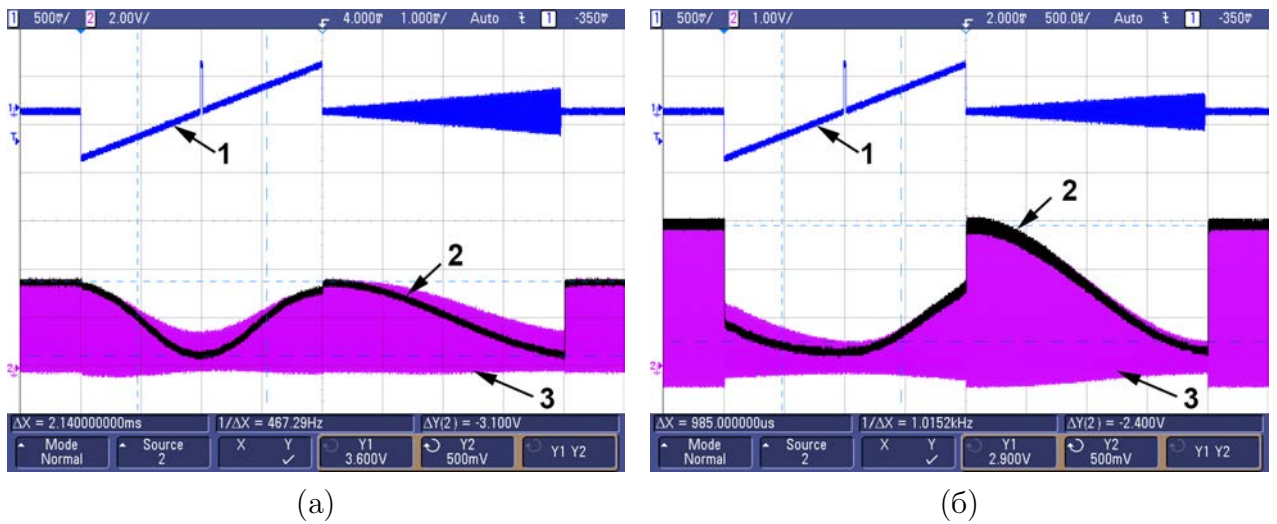


Рис. 1.7. Эффективность дифракции УКИ в АОД: (а) низкочастотная геометрия дифракции,  $f_0 = 50$  МГц; (б) высокочастотная геометрия дифракции,  $f_0 = 104$  МГц. На рисунке обозначены: 1 — вспомогательный сигнал синхронизации; 2 — интенсивность при одночастотном излучении; 3 — интенсивность при фемтосекундном излучении.

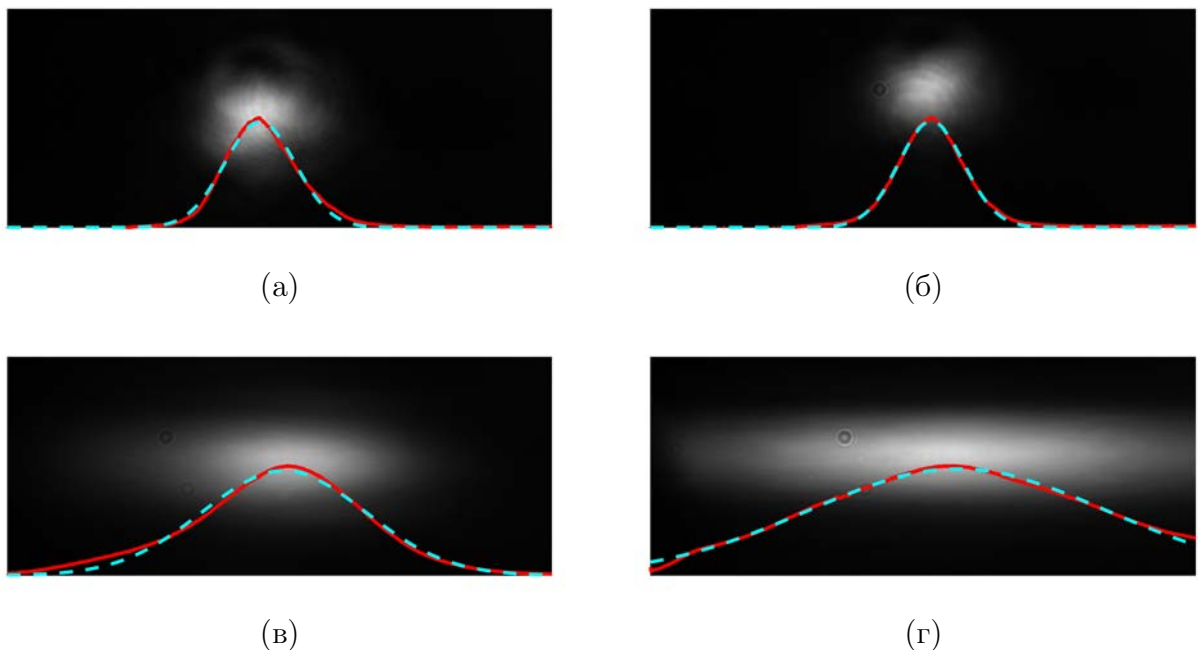


Рис. 1.8. Визуализация дифрагировавшего лазерного пучка после АОД при одночастотном излучении  $\lambda_0 = 800$  нм (верхний ряд) и широкополосном фемтосекундном излучении  $\lambda = 825 \pm 20$  нм (нижний ряд): (а, в) низкочастотная геометрия дифракции,  $f_0 = 50$  МГц; (б, г) высокочастотная геометрия дифракции,  $f_0 = 104$  МГц. На рисунке обозначены: сплошная линия — горизонтальный профиль пучка; штриховая линия — гауссова аппроксимация профиля.

## 1.3. АО-система коррекции волоконного лазерного драйвера фотоинжекторов

### 1.3.1. Постановка задачи

Одним из применений фемтосекундных лазерных систем являются лазерные драйверы фотоинжекторов — источников электронов для ускорителей заряженных частиц на основе фотокатодов, облучаемых лазерным излучением. Преимуществами лазерных импульсных источников для фотоинжекторов является возможность формирования коротких ( $\sim 1 \dots 100$  пс) сгустков электронов, синхронизованных с ускоряющим лазерным или ВЧ-полем, что повышает эффективность ускорения и качество электронного пучка <sup>(149)</sup>. Формирование пространственно-временного профиля лазерных импульсов играет особое значение в источниках электронов для рентгеновских лазеров на свободных электронах <sup>(40)</sup>.

Согласно современным представлениям в области физики ускорителей, оптимальным является формирование на выходе фото катода электронных сгустков, имеющих трёхмерную эллипсоидальную форму, так как в этом случае кулоновское расталкивание не ухудшает качество пучка <sup>(150)</sup>. Эллипсоидальный электронный сгусток может быть получен, если для облучения фото катода использовать также эллипсоидальный, то есть ограниченный в пространстве по всем трём координатам, имеющий постоянную интенсивность и переменное поперечное сечение лазерный импульс. Известны различные способы формирования квази-эллипсоидальных лазерных импульсов. Они основаны на чирпировании импульсов и спектрально-пространственной модуляции, для которой могут применяться различные физические механизмы.

В ряде работ С.Ю. Миронова с соавторами были разработаны различные схемы формирования эллипсоидальных импульсов на пространственных фазовых модуляторах и на объёмных брэгговских голографических решётках с переменным сечением <sup>(151-155)</sup>. Система формирования эллипсоидальных импульсов на основе пространственного модулятора имеет сложную двухпроходную оптическую схему на основе двух дифракционных решёток, цилиндрических линз, вспомогательных телескопов и фазовых пластин, что приводит к сложности юстировки и низкой эффективностью: всего 1.6 % <sup>(156)</sup>. Система на основе трёхмерных чирпированных брэгговских решёток имеет пропускание приблизительно 40 %, но пространственная структура пучка задана при изготовлении голографической решётки и не является адаптивной <sup>(157)</sup>. Формирование заданной трёхмерной структуры

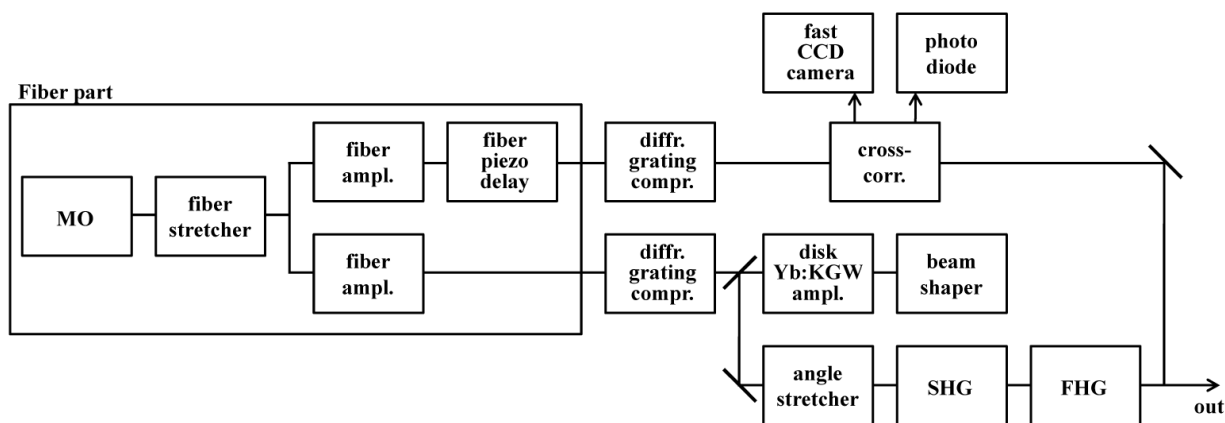


Рис. 1.9. Общая схема лазерного драйвера фотоинжектора. На рисунке обозначены: MO — задающий генератор; SHG — генератор второй гармоники; FHG — генератор четвёртой гармоники. Иллюстрация из источника [159].

возможно и другими методами, например, на основе АО фазовой модуляции лазерного импульса (158).

Общая функциональная схема лазерного драйвера для фотоинжектора, разработанного в ИПФ РАН, приведена на рис. 1.9. Лазерная система состоит из оптоволоконной стартовой части: Yb-волоконного ФЗГ, стретчера и двух параллельных усилителей, компрессоров лазерных импульсов, многопроходного дискового Yb:KGW лазерного усилителя, системы формирования трёхмерной структуры импульсов, преобразователей во вторую и четвёртую гармоники, сканирующего кросс-коррелятора для измерения пространственной структуры импульсов (159). Стартовая часть лазерного драйвера фотоинжектора представляет собой многокаскадный волоконный усилитель с двумя параллельными каналами, один из которых затем усиливается дисковым усилителем и формирует квазиэллипсоидальные импульсы, подаваемые на фотокатод, а второй канал используется в качестве референтного в кросс-корреляторе.

Лазерный драйвер фотоинжектора формирует не стационарную импульсно-периодическую последовательность, а цуги, состоящие из конечного числа лазерных импульсов. Типичная длительность цугов варьируется от нескольких сотен микросекунд до нескольких миллисекунд. Импульсы в цуге прорежены относительно исходной импульсно-периодической последовательности, формируемой ФЗГ. При усилении цуга импульсов в Yb-волоконном усилителе, работающем в близком к насыщению режиме, интенсивность излучения меняется в пределах цуга из-за истощения инверсной заселённости активной среды. Искажения формы импульсов возникают и в процессе нелинейного преобразования во вто-

рую и четвертую гармоники. При этом на выходе лазерного драйвера фотоинжектора цуг должен иметь прямоугольную форму, которая соответствует формируемому фотокатодом цугу электронных сгустков.

### 1.3.2. Временное профилирование импульсных цугов

Для повышения эффективности и коррекции формы цугов импульсов лазерного драйвера фотоинжектора была разработана АО-система временного профилирования лазерных цугов <sup>(A22, A69)</sup>. Величина пропускания АОМ задаётся индивидуально для каждого импульса, что позволяет как прореживать импульсы с любой заданной кратностью, так и корректировать огибающую макроимпульса. Длительность формируемых макроимпульсов определяется только объёмом встроенной памяти оперативного запоминающего устройства (ОЗУ) генератора сигналов.

Система управления цугами импульсов волоконного лазера построена на АОМ в пигтейлированном исполнении *Gooch&Housego, PM Fibre-Q*. На рис. 1.10 показана схема волоконной части одного из каналов лазерного драйвера фотоинжектора, использованного в экспериментах. Волоконный ФЗГ формирует импульсно-периодическую последовательность импульсов с частотой следования  $f_r = 47.6$  МГц. После первого каскада волоконного усилителя установлен АОМ, система управления которым состоит из персонального компьютера (ПК), генератора произвольных сигналов *Keysight 33622A* и ВЧ-драйвера с аналоговым входом амплитудной модуляции *Gooch&Housego, A35200*, рис. 1.11. Синхронизация генератора с лазерной системой обеспечивается отдельным электрическим каналом стандарта транзисторно-транзисторной логики (ТТЛ). Интенсивность излучения после второго и третьего каскадов волоконного усилителя регистрируется цифровым осциллографом и используется в цифровой цепи обратной связи.

Формирование профилей сигналов, подаваемых на вход аналоговой модуляции блока управления АОМ, осуществляется при помощи разработанного специально для этой цели ПО в среде LabVIEW с графическим пользовательским интерфейсом (*англ.* graphical user interface, GUI) <sup>(A69)</sup>. Данное ПО осуществляет функции управления генератором сигналов произвольной формы, устанавливая необходимые режимы работы прибора, формируя массивы данных и передавая их во внутреннюю память прибора. ПО реализует следующие основные режимы формирования цугов импульсов и их временной модуляции:

- 1) произвольная скважность  $n_d = 1 \dots 1000$ , позволяющая понижать частоту следования выходных лазерных импульсов по сравнению с входными импульсами от ФЗГ;

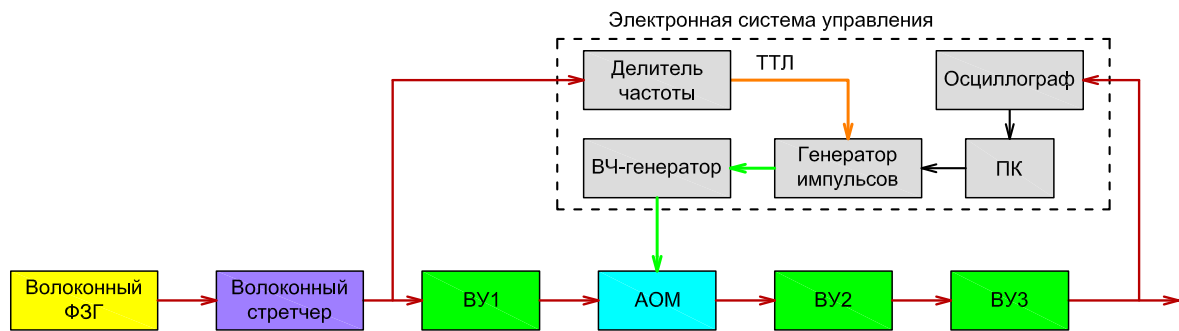


Рис. 1.10. Схема экспериментальной установки лазерного драйвера фотоинжектора с программируемой формой макроимпульсов: ВУ – волоконные усилители.

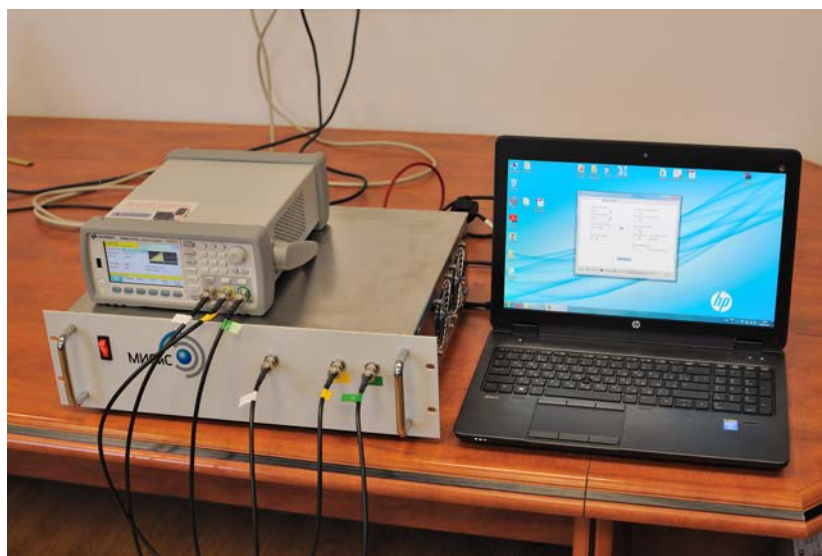


Рис. 1.11. Электронная система управления АОМ.

- 2) произвольная задержка  $n_0 = 1 \dots 10000$  импульсов независимо каждого из двух каналов (кратная числу входных импульсов от ФЗГ);
- 3) произвольное число выделяемых импульсов в пуге  $M = 1 \dots 10000$ ;
- 4) два типа стандартных форм огибающей пачки импульсов: прямоугольная и пилообразная;
- 5) возможность формирования произвольной огибающей пуга импульсов по загруженной в программу таблице данных.

Стандартные формы огибающих пуга импульсов — прямоугольная и пилообразная — используются для настройки режима работы системы профилирования импульсов. Пилообразная огибающая соответствует линейному увеличению амплитуды ВЧ-сигнала, подаваемого на вход АОМ, и используется для калибровки его амплитудного отклика. Прямоугольная используется для настройки синхронизации генератора с лазерной системой.

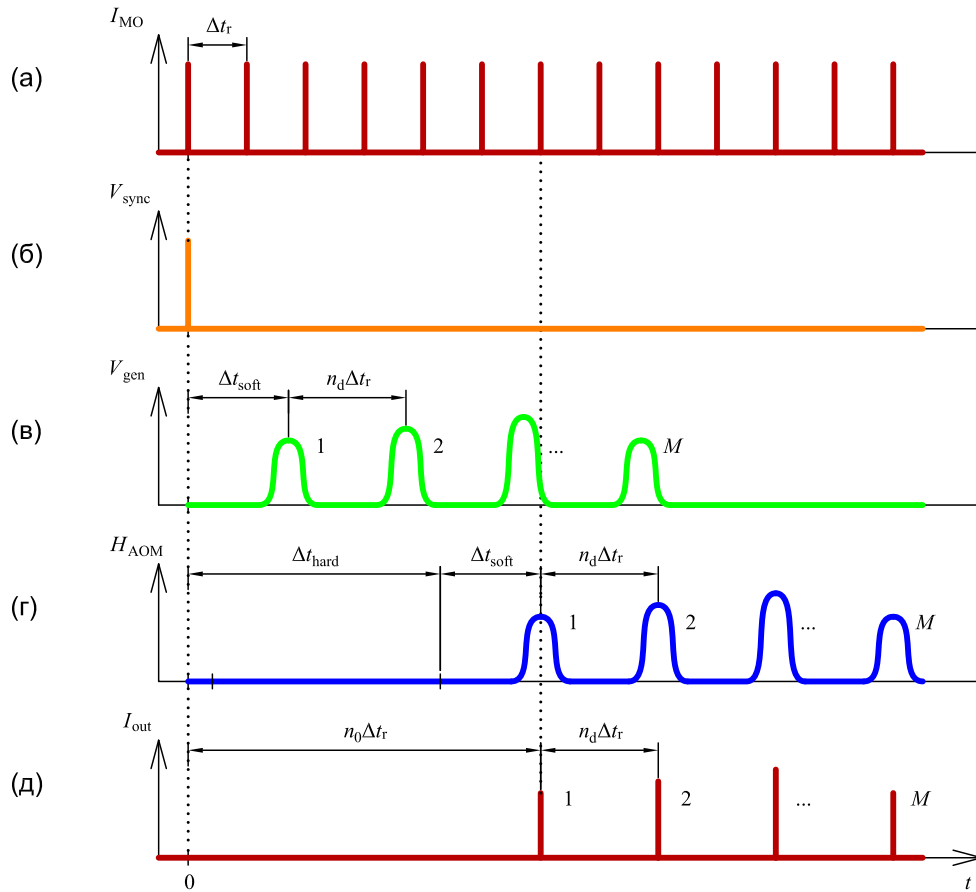


Рис. 1.12. Диаграмма синхронизации АОМ: (а) интенсивность выходного сигнала ФЗГ; (б) запускающий синхросигнал; (в) электрический управляющий сигнал, формируемый программируемым генератором; (г) пропускание АОМ; (д) интенсивность скорректированного цуга импульсов.

Принцип работы управляемого АО-селектора импульсов поясняется на временной диаграмме, приведённой на рис. 1.12. Частота следования импульсов ФЗГ определяется длиной резонатора и превосходит требуемую частоту следования импульсов в цуге. Для типичных ФЗГ частота следования импульсов лежит в диапазоне 50...100 МГц. Быстродействие АОМ составляет 10 нс (длительность фронтов нарастания или спада коэффициента пропускания по уровню 10...90 %). Таким образом, АОМ способен формировать отдельные окна пропускания длительностью порядка 20 нс, что достаточно для выделения отдельных импульсов из последовательности с интервалом следования  $\Delta t_r = 21.3$  нс. Последовательность импульсов преобразуется в электрический сигнал формата ТТЛ блоком синхронизации. Таким образом, запускающие импульсы синхронизированы с ФЗГ, что обеспечивает заданное пропускание АОМ в момент прихода оптических импульсов на вход. Электрический синхроимпульс  $V_{sync}$  запускает генерацию записанного в ОЗУ гене-

ратора сигнала, в результате чего с заданной программной задержкой  $\Delta t_{\text{soft}}$  формируется огибающая функции пропускания АОМ, состоящая из  $M$  отдельных окон с интервалами  $n_d \Delta t_r$ , кратными периоду следования импульсов. Минимальная кратность выбора равна 1 (без прореживания); максимальная кратность выбора определяется объёмом памяти генератора. Пример сгенерированных огибающих функции пропускания АОМ с линейным нарастанием амплитуды приведён на рис. 1.13. В первом случае ( $n_d = 1$ ) формируемый сигнал имеет непрерывный вид; в эксперименте требуемая форма сигнала определяется двумя факторами: режимом усиления УКИ, то есть искажением профиля интенсивности лазерного пучка за счёт истощения инверсной заселённости в активной среде, и нелинейностью амплитудной характеристики АОМ. Во втором случае ( $n_d > 1$ ) огибающая импульса промодулирована меандром со скважностью  $1/n_d$  и каждый прямоугольный импульс ВЧ-сигнала соответствует пропусканию одного импульса из исходной последовательности УКИ. В разработанной системе ограничение составляет  $n_d M < 3 \cdot 10^6$ , то есть полная длительность макроимпульса не превышает 3 мс. В АОМ также существует физическая задержка срабатывания  $\Delta t_{\text{hard}}$ , определяемая временем пробега акустической волны от пьезопреобразователя до центра оптического пучка. Программируемая задержка выбирается таким образом, что

$$\Delta t_{\text{soft}} + \Delta t_{\text{hard}} = n_0 \Delta t_r, \quad (1.1)$$

где  $n_0$  — целое число «пропущенных» импульсов, на практике не влияющее на работу лазера. Тактовая частота генератора сигналов составляет 1 ГГц, что обеспечивает настройку положения каждого окна пропускания с погрешностью менее 1 нс, достаточной для точного управления пропусканием АОМ.

Предложенная архитектура электронной системы управления АОМ позволяет получать не только эквидистантные пучки импульсов с плавно меняющейся интенсивностью, но и более сложные импульсные последовательности. Произвольным может быть как интервал между соседними пропускаемыми импульсами, так и значения интенсивностей каждого из импульсов. В частности, при измерении огибающей пучка импульсов после всех каскадов усилителей и преобразователей во вторую и четвёртую гармоники и использовании его в системе обратной связи, решается задача получения пучков прямоугольной формы. В настоящей работе была исследована только стартовая часть драйвера, в которой были задействованы два каскада волоконных усилителей.

Использованный в системе управления ВЧ-генератор сигналов является двухканальным. Каждый из выходных каналов независимо воспроизводит записанную в память



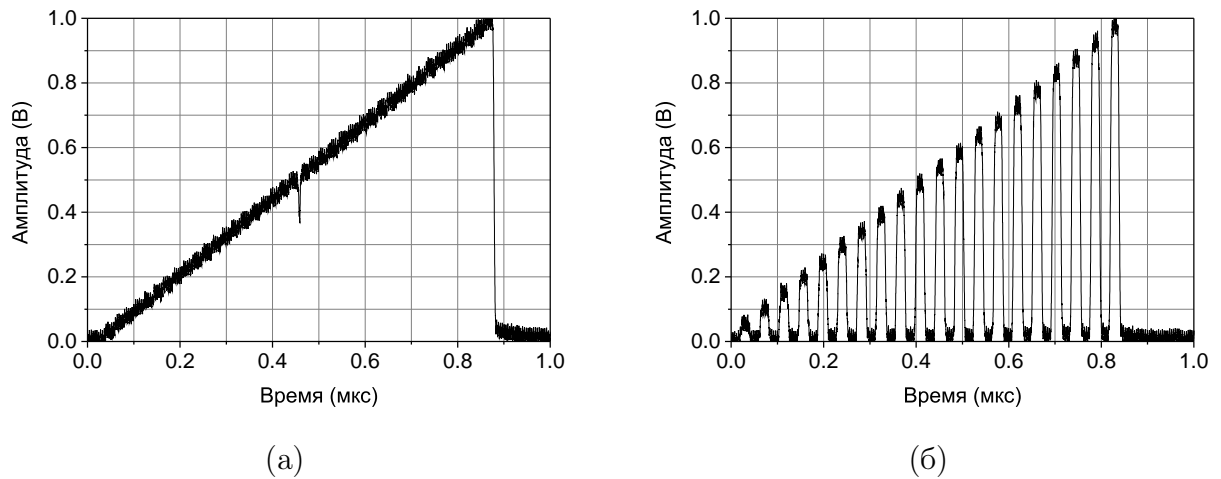
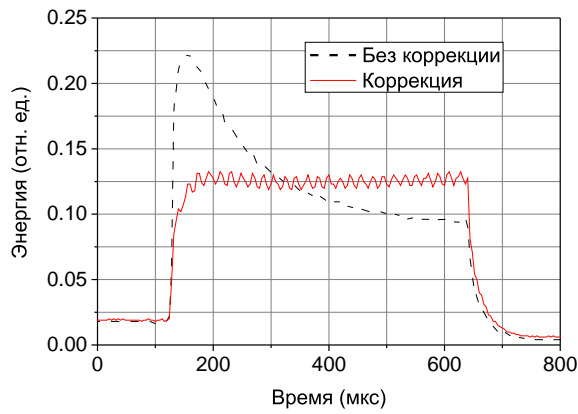


Рис. 1.13. Управляющий сигнал, формируемый на аналоговом входе амплитудной модуляции драйвера АОМ: (а) без прореживания импульсов ( $n_d = 1$ ); (б) с двукратным прореживанием импульсов ( $n_d = 2$ ).

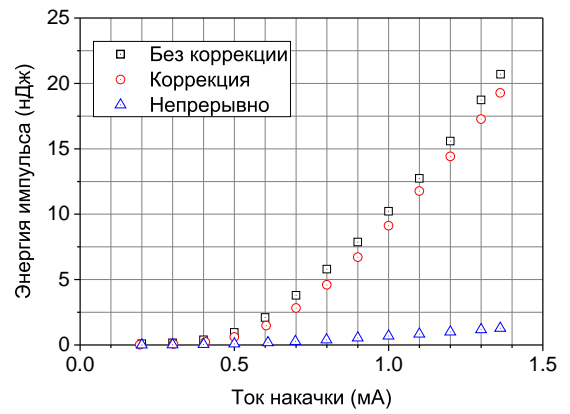
функцию пропускания, что позволяет корректировать форму цуга каждого из двух каналов лазерного драйвера фотоинжектора по отдельности. При необходимости, можно также независимо выбирать различную величину программируемой задержки, то есть формировать цуги, смещённые относительно друг друга на целое число периодов гребёнки, формируемой ФЗГ. Амплитуда управляющих сигналов программируемого генератора корректируется по результатам предварительной калибровки, учитывающей отклик драйвера АОМ и нелинейность амплитудной характеристики самого АОМ. Максимальная мощность управляющего сигнала соответствовала примерно 80 % от уровня насыщения эффективности дифракции, поскольку превышение уровня насыщения может приводить к нестабильности системы обратной связи (уменьшение эффективности дифракции при увеличении мощности ВЧ-сигналов, подаваемых на АОМ).

В экспериментальной установке, показанной на рис. 1.10, АОМ был установлен после первого каскада в трёхкаскадном волоконном лазере. В системе был реализован режим работы с непрерывной накачкой в существенно нелинейном режиме для получения высокого коэффициента усиления. В этом случае при инъекции в усилитель цуга импульсов усиление имеет нестационарный характер из-за съёма инверсной заселённости активной среды первыми импульсами, приводящего к более слабому усилению последующих импульсов и характерной спадающей форме цуга. Макроимпульс длительностью 522 мкс состоял из  $M = 3069$  импульсов, селективных из исходной гребёнки с периодом 170 нс ( $n_d = 8$ ). Длительность каждого chirпированного импульса равнялась приблизительно 40 пс. Форма





(а)



(б)

Рис. 1.14. Результаты коррекции цуга импульсов в волоконном усилителе: (а) форма цуга импульсов; (б) средняя энергия импульса.

огибающей цуга приведена на рис. 1.14 (а) для случая коррекции формы макроимпульса на входе в усилитель по линейному закону. На выходе усилителей макроимпульс имеет прямоугольную форму. При этом энергия каждого микроимпульса практически не уменьшается, как показано на рис. 1.14 (б), и существенно выше, чем в непрерывном режиме инжекции без формирования цугов импульсов. Это обусловлено тем, что в рассмотренной системе АОМ, формируя цуги импульсов, позволяет запастись в усилителях энергией накачки в промежутках между цугами. Флуктуации энергии макроимпульсов не превышали 2 % по среднеквадратичному отклонению (СКО).

В рассмотренной системе волоконного лазера УКИ применение АОМ позволило реализовать программируемое управление отдельными импульсами, формирование и корректировку формы цугов импульсов. В силу принципиальной нелинейности оптического усилителя применение АОМ с цепью обратной связи позволило реализовывать оптимальные режимы усиления и стабильные параметры выходных импульсов.

## 1.4. Когерентное сложение лазерных импульсов

### 1.4.1. Принципы когерентного сложения лазерных импульсов

Принцип когерентного сложения лазерных импульсов лежит в основе создания лазерных установок эксаваттного уровня мощности <sup>(35, 37)</sup> и формирования суб-фемтосекундных волновых пакетов <sup>(87)</sup>. В настоящее время достижение рекордной интенсивности лазерных импульсов порядка  $10^{26}$  Вт/см<sup>2</sup> рассматривается на основе применения технологий широкополосного ОРСПА-усиления и когерентного сложения лазерных пучков <sup>(72)</sup>. По данному принципу разрабатывается 12-канальная лазерная система Международного центра исследований экстремальных световых полей eXawatt Center for Extreme Light Studies (XCELS) <sup>(37, 160)</sup>. Для сложения импульсов от нескольких независимых источников требуется одновременное выполнение следующих условий:

- 1) привязка источников к общему стандарту частоты;
- 2) СЕР-стабилизация каждого источника;
- 3) коррекция фазовых задержек каждого канала, возникающих при транспортировке и усилении пучков.

Для выполнения второго условия используются внерезонаторные АО-модуляторы в системе обратной связи по фазе <sup>(126–129)</sup>. Зачастую используется один общий ФЗГ, излучение которого делится на несколько независимо усиливаемых каналов, складываемых на выходе усилителей перед компрессором <sup>(161)</sup>. Это обеспечивает взаимную когерентность всех каналов.

Выделяют два типа систем когерентного сложения: с мозаичной апертурой <sup>(85, 86, 162)</sup> и с совмещённой апертурой <sup>(87, 161, 163)</sup>. Различные схемы когерентного сложения показаны на рис. 1.15. Схема с мозаичной архитектурой построена на независимом заведении пучков на фокусирующий элемент (например, параболическое зеркало) и их сложении на мишени, расположенной в фокальной плоскости. Для повышения качества распределения поля в фокусе в такой системе могут дополнительно применяться системы адаптивной оптики <sup>(164)</sup>. Для сложения пучков в совмещённой апертурой используются интерференционные <sup>(82)</sup>, поляризационные <sup>(161)</sup> либо дифракционные <sup>(165)</sup> оптические элементы. Системы на поляризационных и интерференционных комбинирующих элементах имеют, как правило, два входа и один выходной пучок и могут быть каскадированы для сложения большего числа пучков. Отдельно рассматривается спектральное сложение <sup>(87, 163)</sup>. В этом случае спектр излучения расширяется, что позволяет сократить спектрально-ограниченную

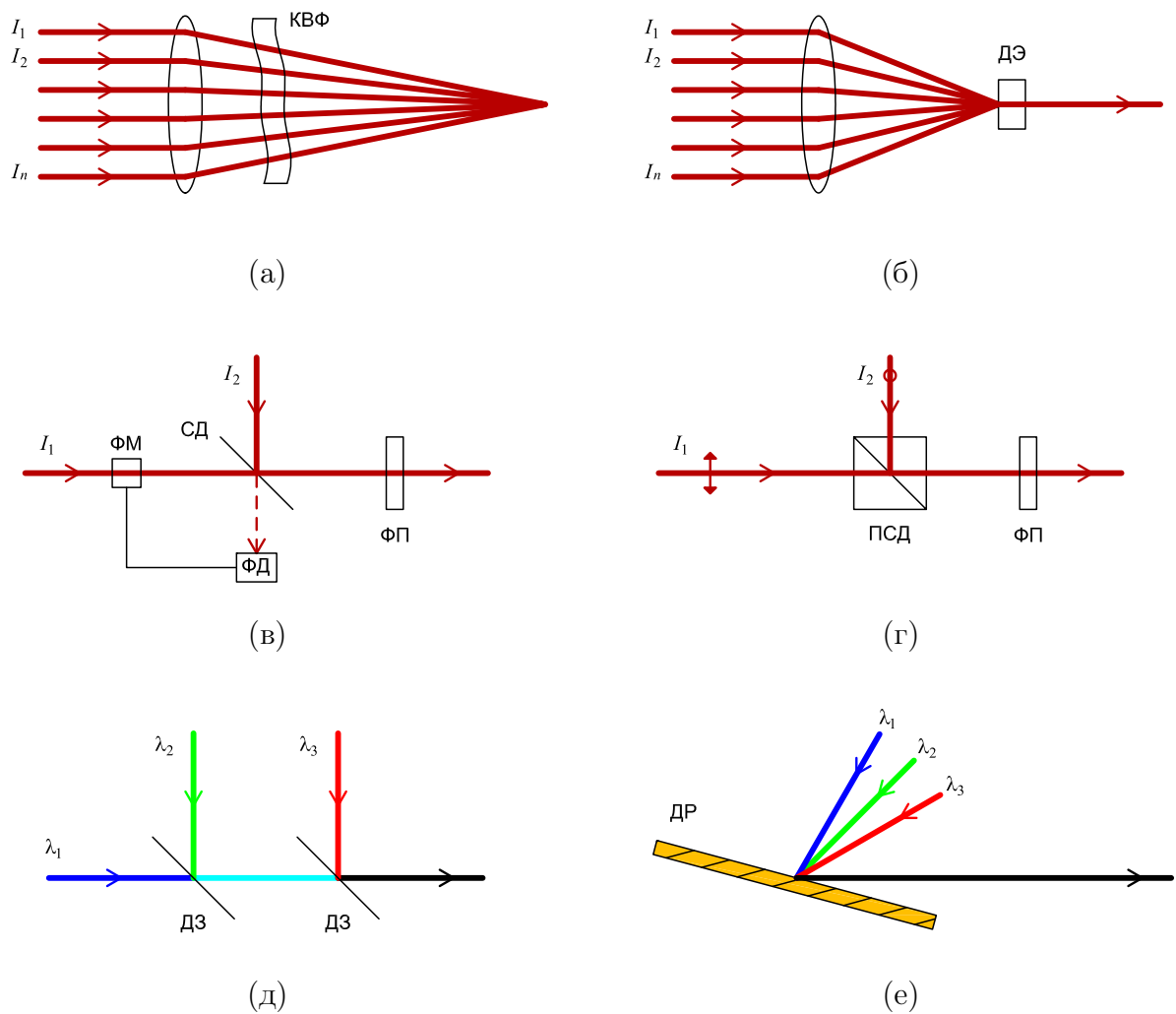


Рис. 1.15. Различные схемы когерентного сложения лазерных пучков: (а) с мозаичной апертурой; (б) на дифракционном элементе; (в) интерференционная; (г) поляризационная; (д) спектральная на основе светофильтров; (е) спектральная на основе дисперсионного элемента — дифракционной решётки или призмы. На рисунке обозначены: КВФ — корректор волнового фронта; ДР — дифракционная решётка; ДЗ — дихроичное зеркало; ДЭ — дифракционный элемент; ПСД — поляризационный светоделитель; СД — светоделитель; ФД — фотодетектор; ФМ — фазовый модулятор; ФП — фазовая пластинка.

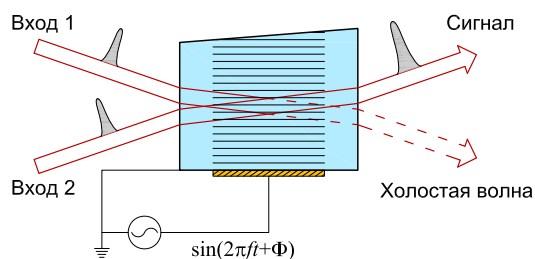


Рис. 1.16. Общая схема АО когерентного сумматора лазерных импульсов.

длительность УКИ. Когерентное сложение ультракоротких лазерных импульсов непосредственно при АО-взаимодействии ранее не рассматривалось. В настоящей работе предложен новый тип устройства — АО когерентный сумматор (АОКС) лазерных импульсов — и экспериментально продемонстрирован принцип его работы.

Общая схема АОКС представлена на рис. 1.16. Сумматор представляет собой брэгговскую АО-ячейку, на вход которой падают два пучка лазерного излучения, и условия фазового синхронизма подбираются таким образом, чтобы бóльшая часть энергии дифрагировавшего излучения на выходе была сосредоточена в одном выходном пучке. Количество возможных дифракционных порядков при этом может быть различным и зависит, в том числе, от типа дифракции. При изотропной дифракции для исключения потерь энергии в высшие порядки необходимо следить за величиной параметра Кляйна-Кука, обеспечивающего выполнение условия брэгговской дифракции <sup>(13)</sup>. Паразитная дифракция в высшие порядки в промежуточном режиме дифракции будет приводить к потерям энергии. При анизотропной АО-дифракции может быть также использована и вырожденная двукратная геометрия брэгговской дифракции, при которой условие фазового синхронизма выполняется для трёх дифракционных порядков одновременно. Электронно-управляемыми параметрами ВЧ-сигнала являются амплитуда, частота и фаза; углы падения света выбираются в соответствии с условием фазового синхронизма и считаются постоянными.

Все известные схемы когерентного сложения требуют применения дополнительных фазовых модуляторов для тонкой подстройки фаз взаимодействующих пучков. При АО-взаимодействии фаза ОАВ переносится в дифрагировавшие с коэффициентом кратности, равном номеру дифракционного порядка. Благодаря этому, в представленной на рис. 1.16 схеме АОКС фазовая подстройка может осуществляться непосредственно при АО-взаимодействии, так как взаимодействующие пучки принадлежат различным дифракционным порядкам. Таким образом, можно сократить число оптических элементов в системе сложения: одна АО-ячейка вместо двух (фазового модулятора и светоделителя).

### 1.4.2. Выбор геометрии АО-дифракции

Анизотропное брэгговское АО-взаимодействие в кристалле  $\text{TeO}_2$  широко используется в различных АО-приборах, так как позволяет получить высокую эффективность дифракции: до 95...99 % в один порядок при относительно невысокой управляющей мощности ВЧ-сигнала порядка 1 Вт <sup>(166, 167, A27)</sup>. При этом для реализации общего принципа АОКС могут быть использованы различные геометрии дифракции. Например, в работах <sup>(168, 169)</sup> была рассмотрена многолучевая АО-дифракция в вырожденной геометрии анизотропной дифракции. Другим возможным вариантом является тангенциальная геометрия дифракции, используемая в АОД <sup>(A6)</sup>. На рис. 1.17 приведены векторные диаграммы этих особых типов дифракции в одноосном кристалле с главными показателями преломления  $n_o < n_e$  для фиксированной длины волны  $\lambda$ . Падающие пучки с волновыми векторами  $\mathbf{k}_1$  и  $\mathbf{k}_2$  являются необыкновенными (Е) волнами, а первый порядок с волновым вектором  $\mathbf{k}_d$  — обыкновенной (О) волной. Направление волновых векторов ультразвука  $\mathbf{K}$  определяется углом среза кристалла  $\alpha$ . Для выбранного направления ОАВ в кристалле, существуют две тангенциальные геометрии, рис. 1.17 (а), на различных частотах ультразвука и вырожденная геометрия на промежуточной частоте, рис. 1.17 (б). В случае вырожденной геометрии фазовый синхронизм одновременно выполняется для трёх дифракционных порядков на одной частоте ультразвука  $f^*$ .

Многолучевая дифракция непрерывного лазерного излучения рассматривалась в работе <sup>(168)</sup> в вырожденной геометрии. Данная геометрия дифракции имеет следующие особенности. Во-первых, наблюдаются биения интенсивности на удвоенной частоте ультразвука  $2f^*$ , так как интерferируют  $-1$ -ый и  $+1$ -ый порядки дифракции. Во-вторых, оба

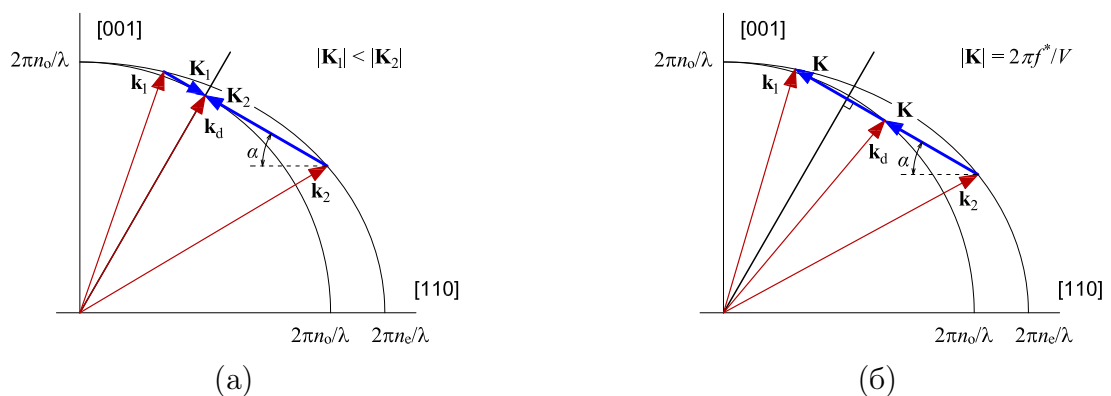


Рис. 1.17. Векторные диаграммы анизотропной АО-дифракции в одноосном положительном кристалле: (а) тангенциальная геометрия; (б) вырожденная внеосевая геометрия.

взаимодействующих пучка приобретают одинаковый по величине и противоположный по знаку фазовый сдвиг.

Уравнения связанных мод для двукратного брэгговского рассеяния имеют вид

$$\begin{cases} \frac{dA_0}{dz} = -\frac{q}{2}A_1(z) \exp(i\Phi); \\ \frac{dA_1}{dz} = \frac{q}{2}A_0(z) \exp(-i\Phi) - \frac{q}{2}A_2(z) \exp(i\Phi); \\ \frac{dA_2}{dz} = \frac{q}{2}A_1(z) \exp(-i\Phi). \end{cases} \quad (1.2)$$

Поскольку при выводе данных уравнений учитывается доплеровский сдвиг дифрагировавшего излучения, при многолучевой дифракции его необходимо вводить также в начальные условия. При наличии двух падающих волн с одинаковой частотой  $\omega = 2\pi c_0/\lambda$ , где  $c_0$  — скорость света в вакууме, начальные амплитуды задаются как  $A_0(0) = 1$ ,  $A_1(0) = 0$  и  $A_2(0) = \exp(-2i\Omega t)$ , а суммарное электрическое поле при  $z = L$  будет равняться

$$\begin{cases} A_0(L) = \exp(-i\Omega t + i\Phi) \left[ \cos(\Omega t - \Phi) + i \cos \frac{qL}{\sqrt{2}} \sin(\Omega t - \Phi) \right]; \\ A_1(L) = \sqrt{2} i \exp(-i\Omega t) \sin \frac{qL}{\sqrt{2}} \sin(\Omega t - \Phi); \\ A_2(L) = \exp(-i\Omega t - i\Phi) \left[ \cos(\Omega t - \Phi) - i \cos \frac{qL}{\sqrt{2}} \sin(\Omega t - \Phi) \right]; \end{cases} \quad (1.3)$$

Интенсивности дифракционных порядков  $I_p = |A_p|^2$  соответственно равны

$$\begin{cases} I_0 = I_2 = \cos^2(\Omega t - \Phi) + \sin^2(\Omega t - \Phi) \cos^2 \frac{qL}{\sqrt{2}}; \\ I_1 = 2 \sin^2(\Omega t - \Phi) \sin^2 \frac{qL}{\sqrt{2}} \end{cases} \quad (1.4)$$

Таким образом, при  $qL = \pi/\sqrt{2}$  (максимум первого порядка дифракции) и  $\Omega t - \Phi = \pi/2$  (в пике биений) получается сложение интенсивности входных пучков, то есть  $I_1 = I_0(0) + I_2(0)$  и  $I_0 = I_2 = 0$ .

Сложение двух пучков можно получить и с использованием однократной брэгговской дифракции без вырождения. В этом случае уравнения связанных мод имеют вид

$$\begin{cases} \frac{dA_0}{dz} = -\frac{q}{2}A_1(z) \exp(i\Phi); \\ \frac{dA_1}{dz} = \frac{q}{2}A_0(z) \exp(-i\Phi), \end{cases} \quad (1.5)$$

с начальными условиями  $A_0(0) = 1$  и  $A_1(0) = \exp(-i\Omega t)$ . Решение системы уравнений имеет вид

$$\begin{cases} A_0(L) = \cos \frac{qL}{2} + \exp(-i\Omega t + i\Phi) \sin \frac{qL}{2}; \\ A_1(L) = \exp(-i\Omega t) \cos \frac{qL}{2} - \exp(-i\Phi) \sin \frac{qL}{2}, \end{cases} \quad (1.6)$$

а интенсивности равняются

$$\begin{cases} I_0 = 1 + \sin(qL) \cos(\Omega t - \Phi); \\ I_1 = 1 - \sin(qL) \cos(\Omega t - \Phi); \end{cases} \quad (1.7)$$

Такая геометрия дифракции имеет преимущество по сравнению с рассмотренной выше двукратной вырожденной геометрией, поскольку максимум интенсивности в каждом из дифракционных порядках достигается при  $qL = \pi/2$ , то есть при вдвое меньшей мощности управляющего сигнала по сравнению с вырожденной геометрией и вчетверо меньшей мощности по сравнению с дифракцией одного входного пучка при максимальной эффективности, имеющей место при  $qL = \pi$ . Кроме того, такая конфигурация проще в юстировке и позволяет выбирать различные частоты АО-взаимодействия, в отличие от вырожденной геометрии, частота которой однозначно задана углом среза АО-кристалла  $\alpha$  и длиной волны света  $\lambda$ . Кроме того, невырожденная дифракция может быть реализована для изотропной АО-дифракции. При этом в случае дифракции УКИ будет отсутствовать групповая расстройка между нулевым и первым порядком, снижающая эффективность дифракции, как показано в разделе 2.3.

Для оценки максимальной эффективности дифракции был проведён эксперимент с АОКС на основе  $\text{TeO}_2$  с ориентацией  $\alpha = 6.4^\circ$  на длине волны  $\lambda = 1053$  нм с одночастотным Yb-волоконным лазером *Keopsys CYFL-KILO*. Частота дифракции с вырождением равняется  $f_{\text{deg}} = 63.5$  МГц. В эксперименте была исследована невырожденная дифракция на частоте  $f = 75$  МГц. Интенсивность излучения одновременно регистрировалась двумя фотодиодами в обоих выходных дифракционных порядках. Результаты приведены на рис. 1.18. Как следует из решения (1.7) уравнений связанных мод, максимальная амплитуда биений достигается при амплитуде ВЧ-сигнала вдвое меньшей, чем требуется для достижения максимальной эффективности при дифракции одного из пучков. При этом интенсивность в максимуме биений составляет приблизительно 96 % от суммарной интенсивности двух входных пучков.

Для непрерывного излучения когерентное сложение в рассмотренной АО-системе невозможно, так как возникают биения между дифракционными порядками на удвоенной частоте ультразвука, а средняя по времени интенсивность с каждым порядком составляет примерно 1/2 от суммарной для невырожденной геометрии и 1/3 от суммарной для вырожденной геометрии <sup>(168)</sup>. Данное ограничение можно обойти, если предварительно разложить один лазерный пучок на несколько составляющих при помощи аналогичной АО-ячейки <sup>(169)</sup>. В таком случае при обратном сложении пучки уже имеют сдвинутые ча-

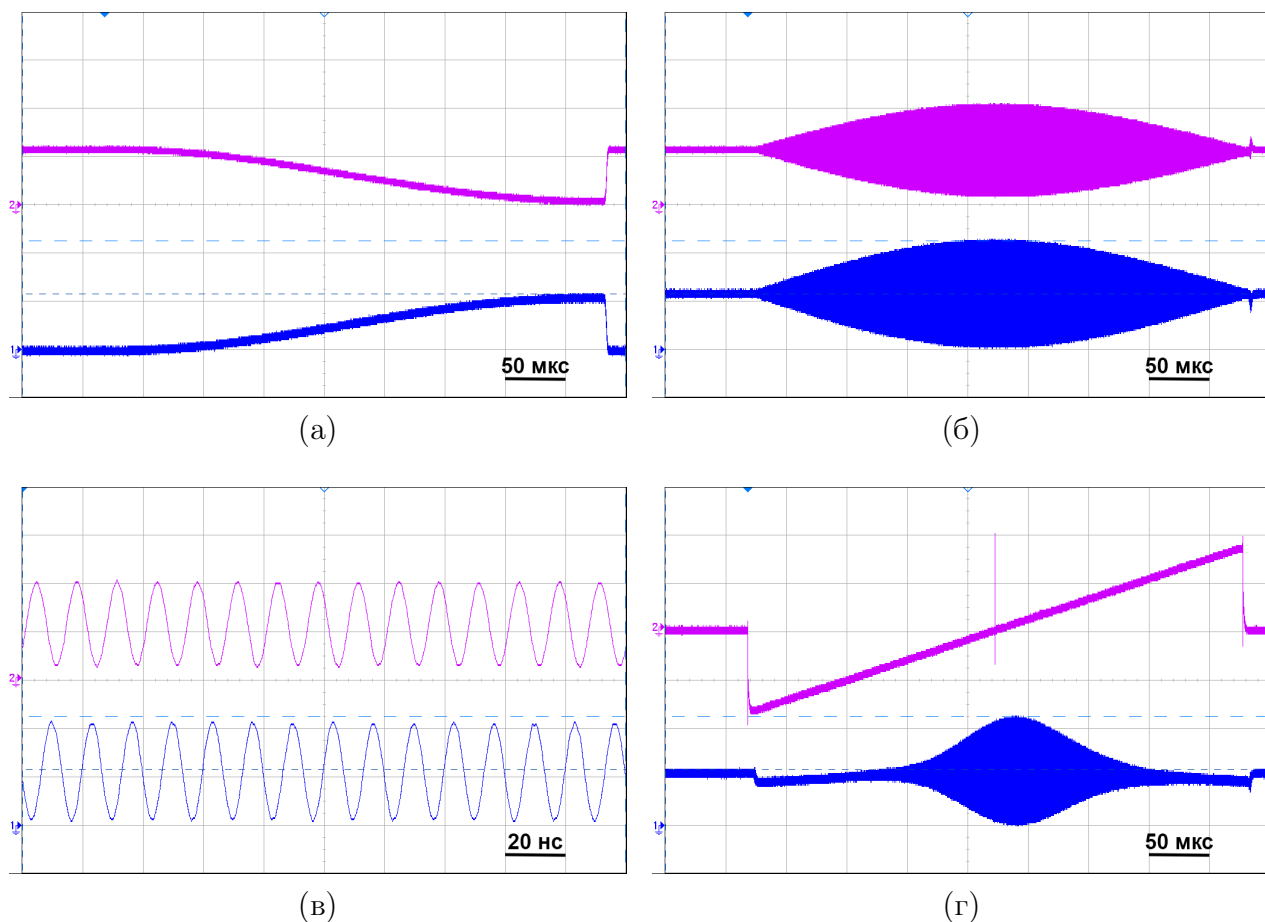


Рис. 1.18. Когерентное сложение узкополосных лазерных пучков: (а) интенсивность 0-го и 1-го порядка дифракции при одном входном пучке в режиме линейного изменения амплитуды; (б) интенсивность 0-го и 1-го порядка дифракции при двух входных пучках в режиме линейного изменения амплитуды; (в) биения интенсивности в двух выходных пучках; (г) интенсивность дифракции в режиме линейного изменения частоты в диапазоне  $\pm 2$  МГц.

стоты, и на выходе можно получить большую часть энергии в одном из порядков. На практике большой интерес представляет сложение импульсных лазерных пучков фемтосекундного излучения. Если частота доплеровского сдвига равна межмодовому интервалу оптического спектра, период биений совпадает с интервалом между двумя соседними импульсами. В результате нежелательная модуляция интенсивности дифрагировавшего излучения исчезает. Аналогичный подход используется, например, для стабилизированной АО-модуляции УКИ <sup>(116)</sup>.



### 1.4.3. Особенности конфигурации сумматора для УКИ

В известных схемах когерентного сложения АОМ используются только для фазовой подстройки каналов (85, 133, 170). Интерференция двух фемтосекундных лазерных пучков непосредственно при АО-взаимодействии была впервые предложена и исследована экспериментально в настоящей работе (A48). В отличие от рассмотренного выше непрерывного лазерного излучения, импульсное фемтосекундное излучение обладает широким спектром, сформированным большим числом когерентных между собой продольных мод лазерного резонатора. Фемтосекундный лазерный пучок представляет собой импульсно-периодическое излучение с частотой повторения импульсов  $f_r$ , обратно пропорциональной времени обхода лазерного резонатора. Типичная величина  $f_r$  для твердотельных и волоконных ФЗГ ближнего ИК-диапазона спектра лежит в диапазоне 50...100 МГц.

Существенным отличием интерференции сдвинутых по частоте фемтосекундных лазерных пучков от интерференции пучков монохроматического излучения является характер биений, что обусловлено шириной спектра и импульсно-периодическим характером фемтосекундного излучения. Длительность фемтосекундного импульса на 5...6 порядков меньше характерного периода биений, возникающих при интерференции двух пучков, один из которых имеет доплеровский сдвиг частоты на величину ультразвука  $f_s$ . Таким образом, гребенка фемтосекундных импульсов стробирует периодически модулированное с частотой  $f_s$  лазерное излучение. Иными словами, при интерференции двух фемтосекундных лазерных пучков с одинаковой частотой импульсов  $f_r$  и сдвинутой несущей частотой одного из пучков на частоту ОАВ возникают биения на разностной частоте:

$$f_b = \min_n |nf_r - f_s|, \quad n \in \mathbb{Z}. \quad (1.8)$$

В частности, можно обеспечить интерференцию пучков без биений при  $f_s = f_r$ . Схема формирования биений при АО-дифракции УКИ показана на рис. 1.19: частота биений  $f_b$  обращается в ноль тогда и только тогда, когда частота ВЧ-сигнала  $f_s$  равна или кратна частоте повторения импульсов  $f_r$ .

Учитывая возможность управлять относительной фазовой задержкой двух интерферирующих лазерных пучков, АО-взаимодействие на частоте ультразвука  $f_s = f_r$  представляет большой практический интерес для когерентного сложения УКИ. При этом необходимо учитывать также ширину полосы фазового синхронизма, которая должна быть достаточно широкой, чтобы обеспечивать высокую эффективность АО-взаимодействия УКИ. На рис. 1.20 приведены частотно-угловые характеристики для анизотропной дифракции

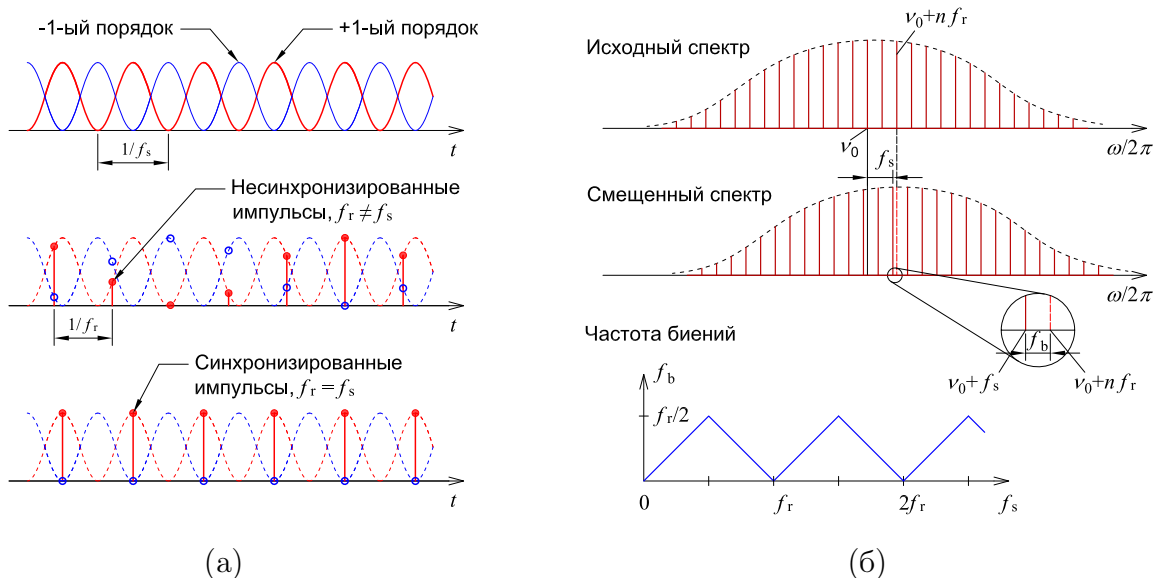


Рис. 1.19. Схема подавления биений при АО-взаимодействии УКИ: (а) временное представление, сверху вниз: биения при непрерывном лазерном излучении, биения несинхронизированных лазерных импульсов, интерференция синхронизированных лазерных импульсов; (б) спектральное представление.

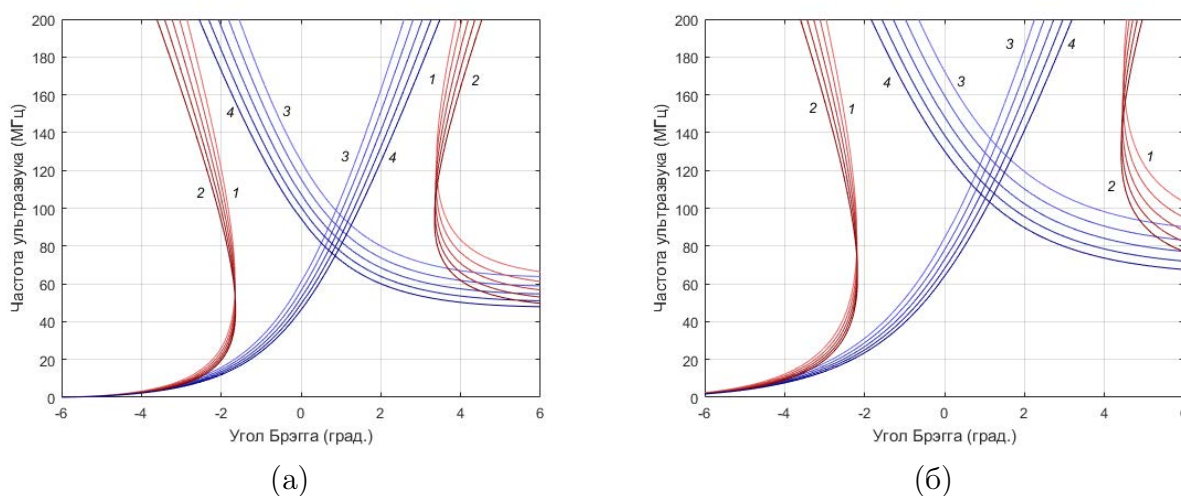


Рис. 1.20. Частотно-угловые характеристики анизотропной дифракции в  $\text{TeO}_2$  в диапазоне длин волн  $700 \dots 900$  нм (изменение с шагом  $50$  нм): (а) при  $\alpha = 6.4^\circ$ ; (б) при  $\alpha = 8.5^\circ$ . На рисунке обозначены: 1 – E-волна,  $\lambda = 700$  нм; 2 – E-волна,  $\lambda = 900$  нм; 3 – O-волна,  $\lambda = 700$  нм; 4 – O-волна,  $\lambda = 900$  нм.

в  $\text{TeO}_2$  для различных углов среза кристалла. Из представленных данных следует, что в тангенциальной геометрии АО-взаимодействия (при падении E-волны) угол Брэгга слабо зависит от длины волны излучения, что позволяет обеспечить наиболее широкополосное взаимодействие.

#### 1.4.4. Интерференция фемтосекундных импульсов при АО-взаимодействии

Для экспериментального исследования был выбран АОД на кристалле  $\text{TeO}_2$  с углом среза  $\alpha = 6.4^\circ$ . Схема экспериментальной установки приведена на рис. 1.21. Источником излучения служил Ti-сапфировый фемтосекундный лазер *Femtolasers Femtosource Synergy* с длительностью импульсов 12 фс. Частота следования импульсов равнялась  $f_r = 75.0768$  МГц. Ширина спектра была ограничена окном шириной 40 нм с центральной длиной волны 800 нм при помощи интерференционного фильтра, что примерно соответствовало ширине полосы фазового синхронизма в АОД. Излучение делилось светоделителем на два равных пучка, поляризация одного из которых сохранялась горизонтальной, а поляризация второго поворачивалась на  $90^\circ$  угловым перископом. Далее оба пучка направлялись на вход АОД, причём на пути пучка горизонтальной поляризации была установлена механическая линия задержки, выравнивающая оптические пути. Линия задержки управлялась от ПК линейным транслятором на шаговом двигателе *Standa 8MT173-30* с контроллером *Standa 8SMC5-USB*, позволяющим менять длину пути с шагом 2.5 мкм, что соответствует оптической задержке 8.3 фс. На пути пучка вертикальной поляризации был установлен переменный фильтр нейтральной плотности для выравнивания интенсивности пучков. Программируемый генератор сигналов *Keysight N8241A* формировал ВЧ-импульсы длительностью  $T = 512$  мкс. Запуск генератора осуществлялся с частотой 1 кГц синхронно с фемтосекундными лазерными импульсами посредством преобразователя электрических сигналов в синхроимпульсы со встроенным делителем частоты. Интенсивность сигнала выходных пучков регистрировалась фотодиодом и цифровым осциллографом с полосой 4 ГГц. При работе с непрерывным лазерным излучением для запуска ВЧ-генератора использовался дополнительный генератор импульсов Agilent 33220A.

В экспериментах была использована следующая методика юстировки оптической системы. На вход АОД направлялся один лазерный пучок вертикальной поляризации (О-волна) и подавался ультразвук на частоте  $f_s = 75$  МГц. Угол Брэгга устанавливался таким образом, чтобы обеспечить максимальную эффективность дифракции в  $-1$ -ый порядок. Направление дифрагировавшего пучка фиксировалось диафрагмами. Затем падающий пучок перекрывался, и на кристалл направлялся пучок горизонтальной поляризации (Е-волна), траектория распространения которого совпадала с зафиксированной ранее траекторией дифрагировавшего пучка  $-1$ -го порядка. При этом в силу обратимости АО-дифракции обеспечивался максимум эффективности дифракции этого пучка в  $+1$ -ый

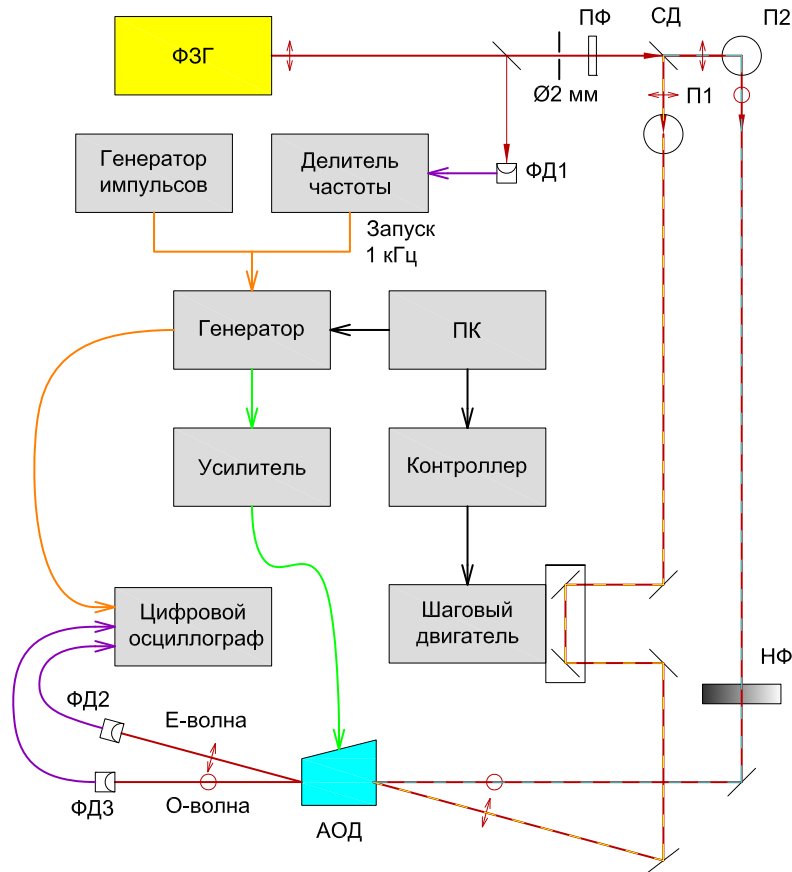


Рис. 1.21. Экспериментальная установка для исследования интерференции УКИ. На рисунке обозначены: НФ – нейтральный фильтр; П – перископ; ПФ – полосовой фильтр; СД – светоделитель; ФД – фотодиод.

порядок. Далее оба падающих пучка одновременно направлялись на АОД, и оптическая длина пути Е-волны сканировалась механической линией задержки до тех пор, пока на осциллографе не наблюдались биения интенсивности на частоте  $f_b = 76.8$  кГц.

Измерения проводились с использованием одночастотных ВЧ-сигналов переменной амплитуды  $U(t)$ , имеющих вид

$$U(t) = U_{\max} \frac{t}{T} \sin(2\pi f_s t) \quad (1.9)$$

где  $U_{\max}$  – максимальная амплитуда сигнала, соответствующая мощности ВЧ-сигнала приблизительно 5.4 Вт. Таким образом, осциллограммы интенсивности пучков 0-го и 1-го порядков позволили определить оптимальную амплитуду  $U_{\text{opt}}$  и соответствующую мощность ультразвука, обеспечивающую максимальную эффективность дифракции. Поскольку полная длительность ВЧ-сигнала  $T = 512$  мкс существенно больше характерных периодов биений  $1/f_s \approx 13$  нс (для непрерывного лазерного излучения) и  $1/f_b \approx 13$  мкс (для импульсного фемтосекундного лазерного излучения), регистрируемая интенсивность при

наблюдении интерференции двух лазерных пучков представима в виде произведения осциллирующей компоненты на частоте  $f_s$  или  $f_b$  соответственно и огибающей, характеризующей зависимость амплитуды биений от амплитуды ВЧ-сигнала. Дифракция непрерывного излучения была исследована для определения оптимального режима работы АОД. Источником излучения с длиной волны 800 нм служил тот же Ti-сапфировый лазер, работающий в режиме свободной генерации без синхронизации мод. На рис. 1.22 показаны зависимости интенсивности лазерных пучков от амплитуды ультразвука, нормированной на величину  $U_{\text{opt}}$ . Оптимальная мощность ВЧ-сигнала, обеспечивающая максимум эффективности дифракции, составляла величину 3.2 Вт. Интенсивности обоих падающих пучков были одинаковы и приняты в качестве референтного уровня, равного 100 %. На рис. 1.22 (а) и (б) показаны зависимости интенсивности от амплитуды ВЧ-сигнала для пучков Е- и О-волны на выходе АОД: кривые 1, 2, 4 и 5 соответствуют случаям падения только одного из двух пучков, а кривые 3 и 6 — одновременному падению двух пучков и их интерференции. Без интерференции пучков при оптимальной мощности ВЧ-сигнала интенсивности 0-го и 1-го порядка дифракции составляют величины приблизительно 4 % и 90 % для Е-волны и 5 % и 92 % для О-волны. Таким образом, при измерениях режима биений были обеспечены практически одинаковые условия дифракции О-волны в  $-1$ -ый порядок и Е-волны в  $+1$ -ый порядок.

Кривые 3 на рис. 1.22 (а) и (б) показывают низкочастотную огибающую интенсивности, а фрагменты осциллограмм на рис. 1.22 (в) и (г) показывают биения интенсивности на разностной частоте  $f_b$  в увеличенном масштабе по времени. Амплитуда биений при одновременном падении двух лазерных пучков на АОД максимальна при амплитуде ВЧ-сигнала, равной  $U(t) = 0.5U_{\text{opt}}$ , то есть при мощности ВЧ-сигнала 0.8 Вт, что соответствует приблизительно одинаковой интенсивности интерферирующих пучков. Амплитуда биений при этом составляет приблизительно 75 % для Е-волны и 72 % для О-волны. Можно отметить, что амплитуда биений, наблюдаемая при интерференции двух лазерных пучков, была примерно на 20 % меньше, чем максимальная интенсивность дифракции каждого из пучков.

Основной целью эксперимента являлось исследование интерференции двух пучков фемтосекундных УКИ. Согласно (1.8), при различии частоты повторения лазерных импульсов  $f_T$  и частоты ультразвукового сигнала  $f_s$ , при интерференции будут возникать осцилляции интенсивности импульсов на разностной частоте  $f_b$ . При нулевой разностной частоте интерференция может приводить к когерентному сложению двух пучков.

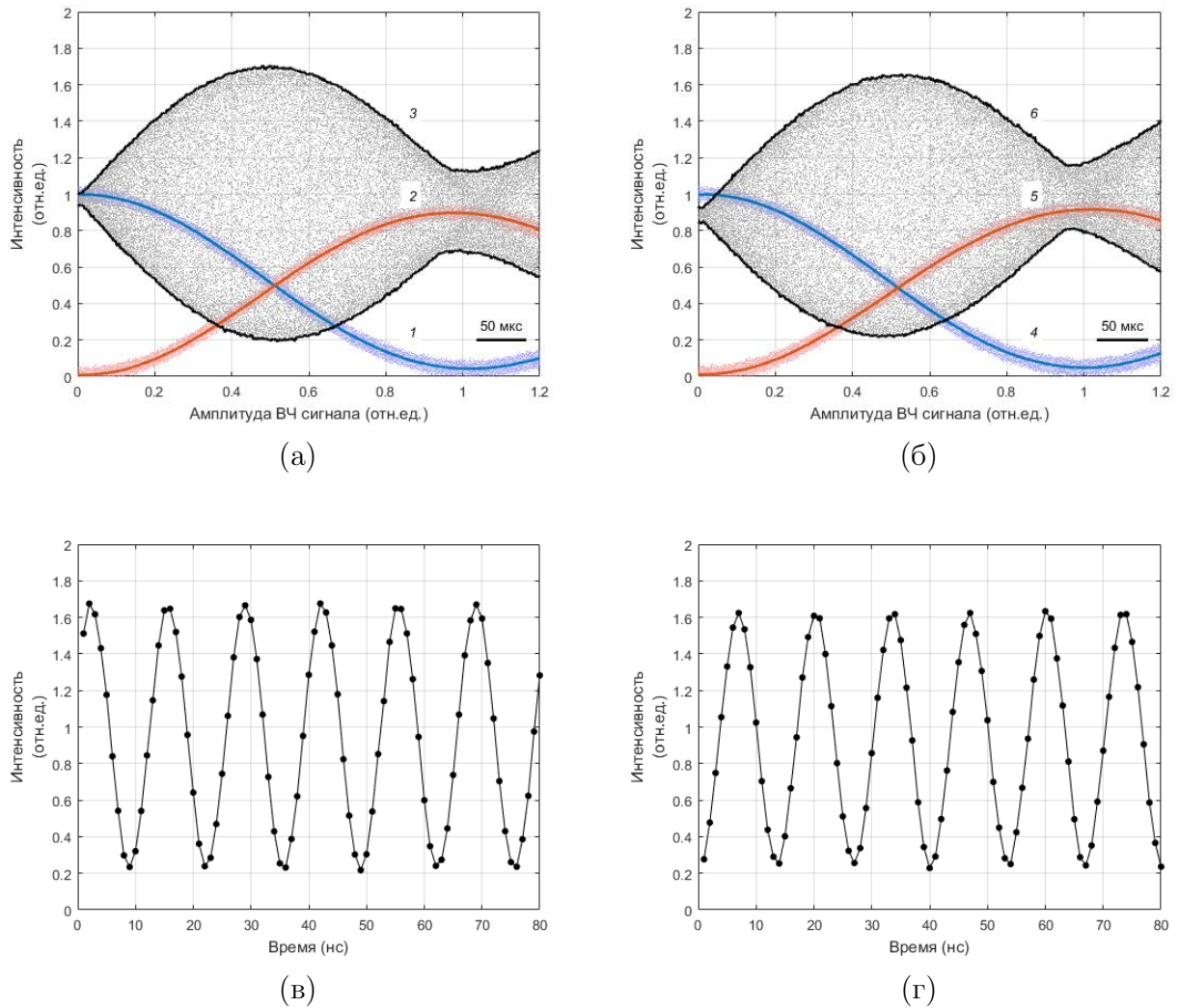


Рис. 1.22. Осциллограммы интенсивности непрерывного лазерного излучения при линейно возрастающей амплитуде ВЧ-сигнала: (а) интенсивность  $E$ -волны на выходе АОД; (а) интенсивность  $O$ -волны на выходе АОД; (в, г) биения интенсивности на частоте  $f_s = 75$  МГц при падении на АОД двух лазерных пучков (в увеличенном масштабе по времени). На рисунке обозначены: 1, 4 — 0-ой порядок дифракции при падении одного пучка; 2, 5 — 1-ый порядок дифракции при падении одного пучка; 3, 6 — биения при падении двух пучков одновременно.

Аналогично рассмотренной ранее дифракции непрерывного лазерного излучения, взаимодействие фемтосекундных лазерных пучков было исследовано экспериментально в режиме медленного сканирования амплитуды ВЧ-сигнала, описываемого выражением (1.9). Экспериментальные данные приведены на рис. 1.23 для всех комбинаций лазерных пучков: 0-ой и 1-ый порядок при падении на АОД одного из двух лазерных пучков и картины интерференции при одновременном падении на АОД обоих пучков. Максимальная ампли-



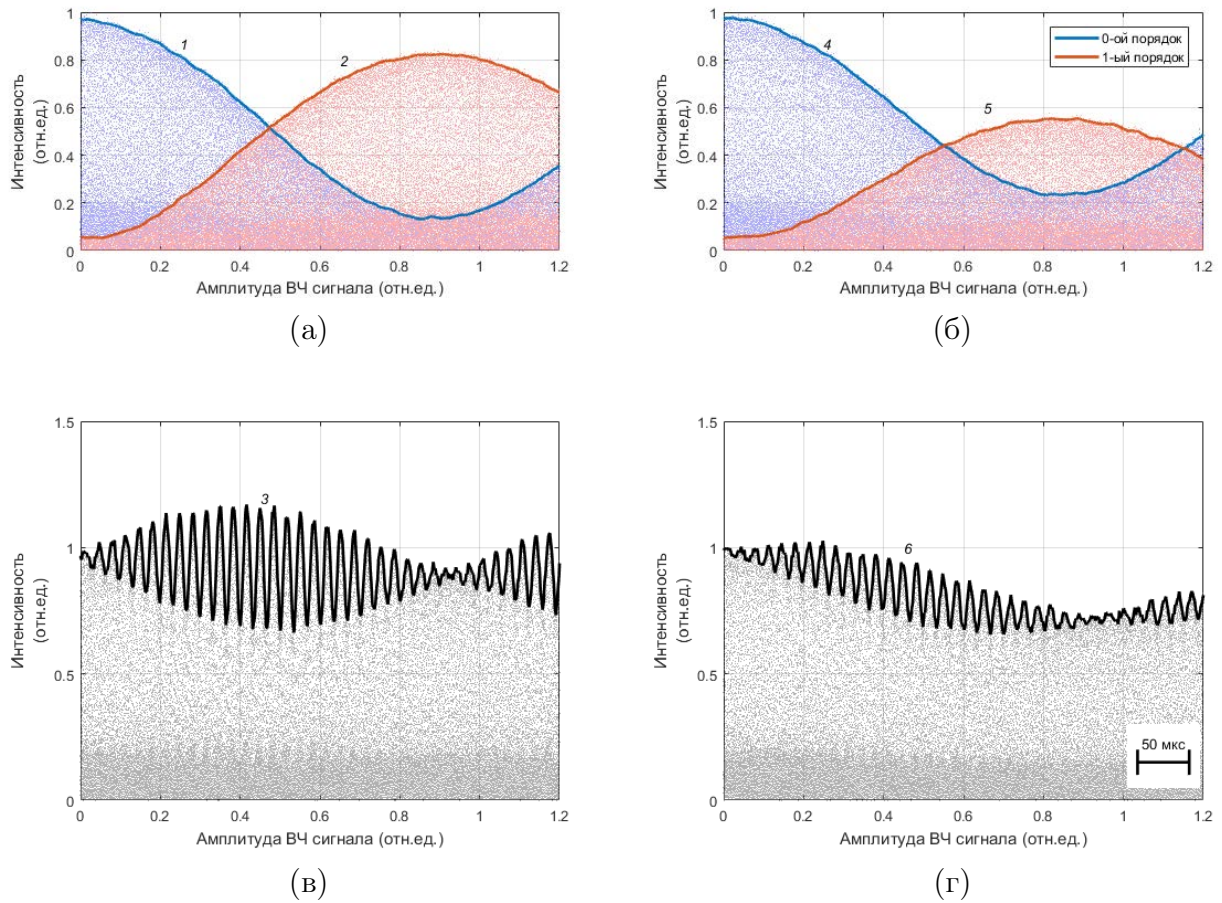


Рис. 1.23. Осциллограммы интенсивности фемтосекундного лазерного излучения при линейно возрастающей амплитуде ВЧ-сигнала: (а) 0-ой и –1-ый порядки для Е-волны по отдельности; (б) 0-ой и +1-ый порядки для О-волны по отдельности; (в) интерференция двух пучков, Е-волна; (г) интерференция двух пучков, О-волна. Обозначение кривых 1 – 6 такое же, как на рис. 1.22.

туда ультразвука и масштаб осциллограмм по оси абсцисс на рис. 1.23 такой же, как и на рис. 1.22 (а) и (б). В соответствии с векторной диаграммой на рис. 1.17 (а), 0-му порядку Е-волны (кривая 1) соответствует –1-ый порядок О-волны (кривая 5), а 0-му порядку О-волны (кривая 4) соответствует +1-ый порядок Е-волны (кривая 2). Осцилляции интенсивности на частоте  $f_b \approx 77$  кГц, наблюдаемые на рис. 1.23 (в) и (г), связаны не с зависимостью эффективности дифракции от амплитуды ВЧ-сигнала  $U$ , а с временным характером регистрируемой осциллографом интенсивности лазерного излучения, то есть биениями между двумя импульсно-периодическими сигналами с одинаковой частотой повторения  $f_r$  и несущими частотами, сдвинутыми на величину  $f_s$ . При изменении частоты управляющего ВЧ-сигнала в эксперименте период наблюдаемых биений интенсивности менялся как  $1/f_b$ .

Из полученных экспериментальных данных можно сделать следующие выводы.

Во-первых, максимум эффективности дифракции фемтосекундного излучения наблюдается при несколько меньшей амплитуде ВЧ-сигнала, чем для непрерывного излучения, а именно  $U \approx 0.85U_{\text{opt}}$ . Данный эффект согласуется с описанными в разделе 2.3.3 результатами анализа нестационарного АО-взаимодействия и вызван различием групповых скоростей О- и Е-волн в двулучепреломляющем кристалле. Максимальная эффективность дифракции при этом ниже, чем для непрерывного излучения.

Во-вторых, эффективность дифракции различна для О- и Е-волны. Как показано на рис. 1.23 (а), при падении на АОД только О-волны максимальная эффективность дифракции составляет примерно 80 %, а суммарная интенсивность нулевого и первого порядков близка к 100 %. В случае же падения на кристалл Е-волны, рис. 1.23 (в), минимальная интенсивность нулевого порядка составляет примерно 13 %, но одновременно с этим, максимальная интенсивность первого порядка не превышает 55 %. Таким образом, суммарная интенсивность нулевого и первого порядков близка к 70 %. Основной причиной такого расхождения является угловая дисперсия АО-взаимодействия: как было показано на рис. 1.8, расходимость фемтосекундного пучка на выходе АОД в несколько раз превышает расходимость монохроматического пучка. В результате расходимость дифрагировавшего фемтосекундного излучения превышает расходимость падающего пучка, и пространственное перекрытие пучков на выходе АОД является неполным. Различие расходимостей для различных поляризаций дифрагировавшего фемтосекундного лазерного излучения приводит к тому, что огибающая интерференционной картины, практически симметричная для Е-волны (рис. 1.23 (в)), становится существенно асимметричной для О-волны (рис. 1.23 (е)).

Далее частота ВЧ-сигнала была установлена равной частоте повторения лазерных импульсов,  $f_s = f_r = 75.0768$ , что устраняло биения при интерференции двух взаимодействующих пучков. Измерения проводились при постоянной амплитуде ВЧ-сигнала  $U = 0.45U_{\text{opt}}$ , соответствующей максимальной амплитуде биений выходной Е-волны. ВЧ-сигнал длительностью  $T = 512$  мкс был разбит на 32 равных сегмента, при переходе между которыми фаза  $\Phi$  скачкообразно увеличивалась на величину  $\pi/16$ . Таким образом, осциллограммы на рис. 1.24 охватывают полный диапазон изменения фазы ВЧ-сигнала на  $2\pi$ . Из представленных данных видно, что осцилляции интенсивности для выходной Е-волны противофазны осцилляциям интенсивности для выходной О-волны. Наблюдаемый небольшой сдвиг фазы между данными на рис. 1.24 (а) и (б) обусловлен джиттером



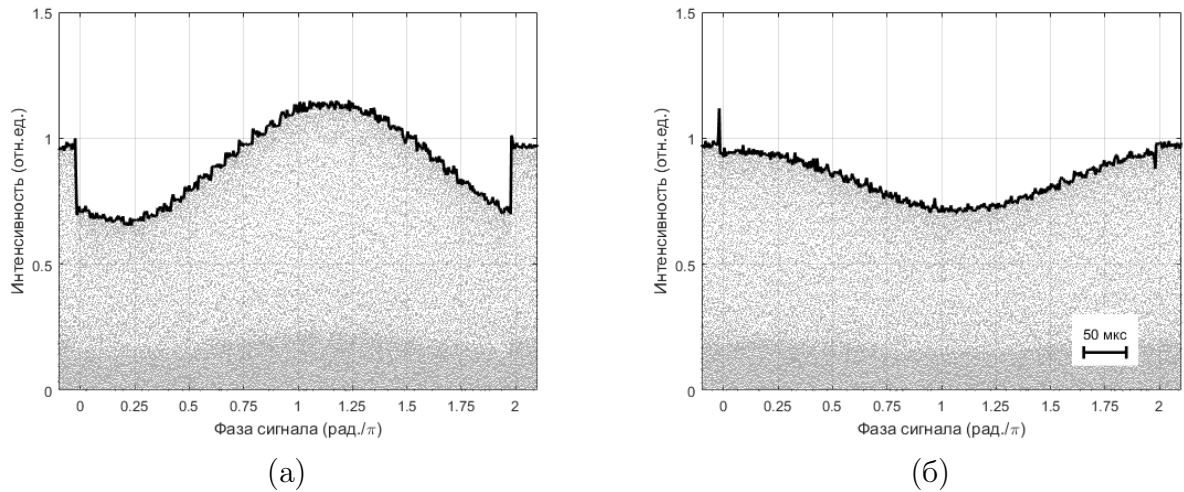


Рис. 1.24. Осциллограмма интенсивности фемтосекундного лазерного излучения при изменении фазы ВЧ-сигнала: (а) интерференция двух пучков,  $E$ -волна; (б) интерференция двух пучков,  $O$ -волна.

ВЧ-сигнала, поскольку задающий тактовый синтезатор генератора ВЧ-сигналов (частота выборки 1 ГГц) не был синхронизирован с фемтосекундным лазером.

Максимальная амплитуда осцилляций интенсивности при дифракции УКИ составляет приблизительно 25 %, как видно из рис. 1.23 (в), что соответствует примерно 60 % полной мощности обоих пучков, сосредоточенной в одном из дифракционных порядков. Для практического применения данного эффекта в системах когерентного сложения лазерных пучков данная величина должна превышать 80...90 %. Поскольку для непрерывного лазерного излучения Тi-сапфирового лазера глубина модуляции составляет приблизительно 75 % (рис. 1.22), а для волоконного лазера с высоким качеством пучка превышает 95 % (рис. 1.18), можно сделать вывод, что на существенное снижение эффективности сложения пучков при фемтосекундном излучении решающее влияние оказывают пространственная структура пучка и угловая дисперсия при анизотропной дифракции в  $\text{TeO}_2$ . Перспективным решением данной проблемы является применение изотропной дифракции. Например, вместо АОД могут быть применены АОМ на основе сдвиговых ОАВ в кристаллах калий-редкоземельных вольфраматов, величина АО-качества  $M_2$  которых близка к кристаллу  $\text{TeO}_2$  при изотропной дифракции <sup>(A44, A45)</sup>. Преимуществом данных кристаллов для управления УКИ по сравнению с  $\text{TeO}_2$  является меньшая (примерно в 2 раза) материальная дисперсия и существенно более высокий порог лазерного разрушения <sup>(171, A44)</sup>.

## 1.5. Акустооптические дисперсионные линии задержки

### 1.5.1. Принцип работы АОДЛЗ

Первые исследования АО-дифракции на частотно-модулированных ультразвуковых пакетах, проведённые Л.Н. Магдичем, показали, что при быстрой перестройке частоты ультразвука возможно контролировать ширину спектральной функции пропускания коллинеарного АО-фильтра <sup>(172)</sup>. Принцип сжатия chirпированных УКИ при коллинеарном АО-взаимодействии на ЛЧМ ОАВ был впервые предложен в пионерской работе В.Э. Пожара и В.И. Пустовойта <sup>(17)</sup>, однако на тот момент не получил практического распространения из-за малой эффективности существовавших тогда коллинеарных АО-фильтров на кристаллах кварца ( $\alpha\text{-SiO}_2$ ), ниобата лития ( $\text{LiNbO}_3$ ) и молибдата кальция ( $\text{CaMoO}_4$ ). Первым известным применением АОПФ для управления спектром УКИ считается работа М. Фермана с соавторами <sup>(173)</sup>, в которой было продемонстрировано применение интегрального фильтра на поверхностных акустических волнах в кристалле  $\text{LiNbO}_3$  в конфигурации заграждающего фильтра. Необходимым шагом для дальнейшего развития АОДЛЗ послужило создание квазиколлинеарных АО-фильтров на парателлурите, обладающих по сравнению с коллинеарными на 2...3 порядка более высокой эффективностью <sup>(174-177)</sup>. Реализация принципа дисперсионного управления УКИ и внедрение АОДЛЗ в широкую практику было осуществлено научной группой под руководством П. Турнуа и компанией FastLite <sup>(18, 20, 178, 179)</sup>. Первая АОДЛЗ в России была создана в НИТУ МИСИС для петаваттной ОРСПА-системы PEARL <sup>(19)</sup>. Помимо кристалла  $\text{TeO}_2$ , были исследованы АОДЛЗ на основе таких АО-материалов, как дигидрофосфат калия ( $\text{KH}_2\text{PO}_4$ , КДР) для ультрафиолетового диапазона <sup>(180-182)</sup> и каломель ( $\text{Hg}_2\text{Cl}_2$ ) для среднего ИК-диапазона <sup>(92, 183, 184)</sup>.

Принцип работы АОДЛЗ основан на применении частотно-модулированных радиосигналов и использовании двулучепреломления АО-кристалла. Схема формирования групповой задержки, основанная на сочетании этих двух факторов, показана на рис. 1.25. Не снижая общности, можно считать, что падающее излучение поляризовано параллельно быстрой моде АО-кристалла, являющейся обыкновенной (О) волной для кристалла  $\text{TeO}_2$ , в котором  $n_e > n_o$ ; дифрагировавшее излучение первого порядка является необыкновенной (Е) волной. Для каждой из мод дисперсия АО-кристалла является нормальной, следовательно, скорость распространения длинноволновых компонент спектра больше скорости коротковолновых компонент спектра. Коллинеарно с лазерным излучением в кристалле распространяется частотно-модулированный ультразвуковой импульс. Обычно считается,

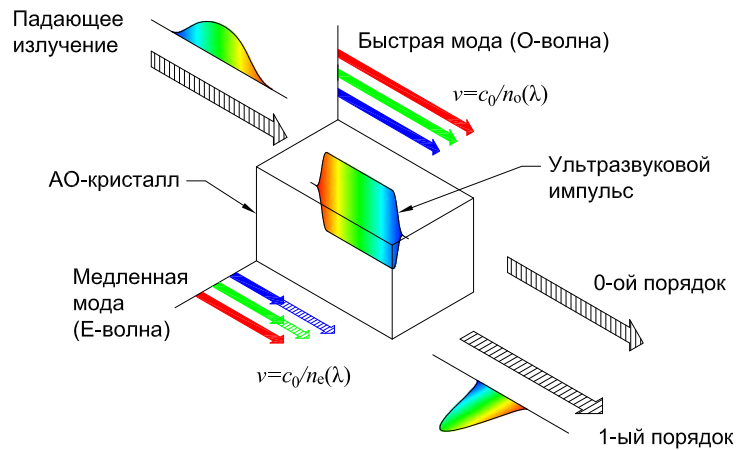


Рис. 1.25. Схема формирования групповой задержки в АОДЛЗ.

что для каждой спектральной компоненты УКИ дифракция эффективно происходит в малой области фазового синхронизма, определяемой соответствующей мгновенной частотой ультразвука. Такое приближение соответствует геометрической модели фазового синхронизма <sup>(178)</sup> (см. раздел 2.1). Тогда до зоны взаимодействия эта спектральная компонента распространяется как быстрая мода со скоростью  $v = c_0/n_o$ , а после зоны взаимодействия она распространяется как медленная мода со скоростью  $v = c_0/n_e$ . Общая задержка для каждой из спектральных компонент определяется положением соответствующей мгновенной частоты ультразвука в АО-кристалле. На рис. 1.25 показан случай, когда ДГС отрицательна, то есть задержка коротковолновых компонент меньше задержки длинноволновых компонент. Положительный знак ДГС будет иметь место при смене знака частотной модуляции ВЧ-сигнала или при смене поляризации падающего излучения. Эффективность дифракции на разных длинах волн также может различаться, поскольку она определяется спектральной плотностью мощности ультразвука. В 0-ом порядке дифракции лазерный импульс всегда испытывает нормальную дисперсию, зависящую только от длины кристалла, а спектр излучения оказывается промодулирован за счёт селективного ослабления при АО-взаимодействии. В различных задачах управления УКИ в качестве рабочего пучка может использоваться как 0-ой, так и 1-ый порядок дифракции.

Особенность АО-взаимодействия с фемтосекундным лазерным излучением заключается в том, что периодическая последовательность лазерных импульсов представляет собой оптическую гребёнку, и за счёт различного доплеровского сдвига при дифракции на частотно-модулированном ультразвуковом пакете происходит изменение периода гребёнки, что было показано группой К. Вагнера и использовано для обработки ВЧ-

сигналов <sup>(185)</sup>. Аналогичный эффект и формирование неэквидистантной частотной гребёнки может наблюдаться при многократном АО-взаимодействии в генераторе оптических гребёнок с двойным контуром обратной связи <sup>(A31)</sup>.

Основным направлением применения АОДЛЗ в фемтосекундных лазерных системах является адаптивное сжатие УКИ, при котором спектральная фаза излучения независимо измеряется методом стробирующих измерений (*англ.* frequency-resolved optical gating, FROG) <sup>(186)</sup> или спектральной интерферометрии (*англ.* spectral phase interferometry for direct electric-field reconstruction, SPIDER) <sup>(187)</sup> и корректируется по цифровой линии обратной связи. Программируемая комплексная функция пропускания АОДЛЗ позволяет реализовать различные схемы измерения фазы УКИ, включая SPIDER <sup>(188)</sup> и FROG <sup>(189)</sup>, дисперсионное сканирование <sup>(190, 191)</sup>, двухмерную спектроскопию <sup>(192)</sup>, селективное возбуждение нелинейного отклика в флуоресцентной и рамановской спектроскопии <sup>(193–195)</sup>. В лазерных системах с прямым усилением АОДЛЗ может быть использована перед первым каскадом усиления или в его составе <sup>(103, 196)</sup>. Для компенсации регенеративного сужения спектра в оптических усилителях с большим числом проходов были созданы особые конфигурации АОДЛЗ, оптимизированные для использования 0-го порядка дифракции в качестве рабочего пучка <sup>(103, 197, 198, A7)</sup>. В лазерных системах с параметрическим усилением применение АОДЛЗ позволяет согласовать дисперсии высших порядков стретчера и компрессора, работающих на разных длинах волн <sup>(19, 199)</sup>. Также фазовая коррекция управляющего сигнала АОДЛЗ может быть использована для СЕР-стабилизации УКИ поскольку, как и в системе фазовой стабилизации на основе неколлинеарного АОМ (см. раздел 1.2.2), в данных схемах фазовый сдвиг ультразвукового сигнала переносится в дифрагировавший лазерный пучок <sup>(130, 131)</sup>.

Конструктивно АОДЛЗ схожи с АОПФ, причём в общем случае может быть использована как коллинеарная или квазиколлинеарная, так и ортогональная геометрия анизотропного АО-взаимодействия. Тем не менее АОДЛЗ имеют ряд особенностей, отличающих их от АОПФ. Рабочий диапазон перестройки АОПФ определяется диапазоном согласования комплексного импеданса пьезоэлектрического преобразователя. Для обеспечения широкого диапазона перестройки используются многосвязные цепи согласования, а основным критерием оптимизации параметров цепи, как правило, является минимизация электрического коэффициента стоячей волны (КСВ) пьезопреобразователя в заданном диапазоне частот <sup>(200)</sup>. Рабочий диапазон частот АОДЛЗ определяется шириной спектра обрабатываемых УКИ. Как правило, этот диапазон существенно уже, чем диапазон перестройки

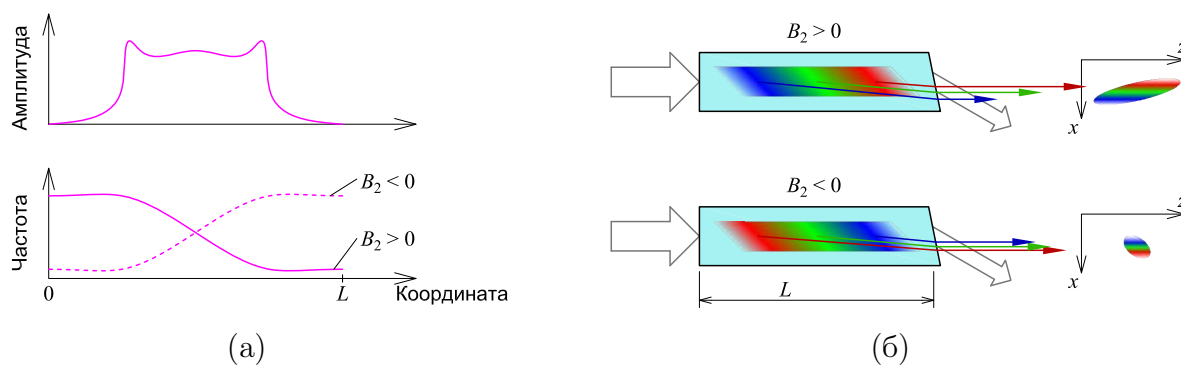


Рис. 1.26. Пространственная и угловая дисперсия на выходе АОДЛЗ: (а) профили ВЧ-сигнала; (б) схема хода лучей.

АОПФ. С другой стороны, АОДЛЗ одновременно обрабатывают весь частотный диапазон в отличие от последовательно перестраиваемых АО-фильтров. По этой причине при согласовании электрического импеданса пьезопреобразователя АОДЛЗ необходимо учитывать не только эффективность возбуждения ультразвука, но и фазовые соотношения в рабочей полосе частот. Согласование импеданса резонансного пьезопреобразователя, обеспечивающее линейную фазовую характеристику, возможно путём оптимизации параметров электрической цепи. Такая оптимизация была выполнена при помощи генетического алгоритма дифференциальной эволюции в работе (A32).

Как и в АОПФ, одним из существенных ограничений рабочих параметров является угловая дисперсия, то есть зависимость угла дифракции при АО-взаимодействии от длины волны излучения. В ряде работ влияние угловой дисперсии при квазиколлинеарном АО-взаимодействии на параметры УКИ было исследовано экспериментально (201–203, A40). В частности, Д. Бринкс с соавторами показали, что двухпроходная схема применения АОДЛЗ позволяет устранить угловую дисперсию (201). В отличие от АОПФ, работающих в одночастотном режиме, при описании угловой дисперсии в АОДЛЗ необходимо учитывать пространственно-распределённый характер АО-взаимодействия УКИ с ЛЧМ фазовой решёткой. Качественная геометрическая интерпретация пространственной дисперсии на выходе АОДЛЗ показана на рис. 1.26 для случаев положительной и отрицательной квадратичной дисперсии  $B_2$  ультразвукового сигнала (A40). Падающая волна считается быстрой модой, а дифрагировавшая — медленной. При изменении знака ЛЧМ меняются знак и величина пространственной дисперсии, однако величина угловой дисперсии при этом остаётся прежней.

## 1.5.2. Квазиколлинеарная геометрия АО-дифракции

Коллинеарная АО-дифракция в кристалле кварца ( $\text{SiO}_2$ ) была впервые исследована Р. Диксоном (204). Первые коллинеарные АО-фильтры на кристаллах  $\text{LiNbO}_3$  и  $\text{CaMoO}_4$  были разработаны С. Харрисом с соавторами (205–207). АО-фильтры на кристаллическом  $\text{SiO}_2$  отличались от них сносом энергии упругой волны (208, 209). Так, квазиколлинеарная геометрия АО-взаимодействия, при которой световой пучок распространяется вдоль групповой скорости ОАВ, была впервые предложена Дж. Кастерсом с соавторами для кристалла  $\text{SiO}_2$  (208). Было показано, что при распространении света в направлении  $101.2^\circ$  к оптической оси кристалла в плоскости  $YZ$  выполняется условие широкоапертурного АО-взаимодействия, при котором эффективность дифракции слабо зависит от угла падения света. В тетрагональных кристаллах точечных групп  $422$ ,  $\bar{4}2m$ ,  $4mm$  и  $4/mmm$ , к которым относятся такие АО-материалы, как  $\text{TeO}_2$  и KDP, коллинеарное АО-взаимодействие ортогонально оптической оси запрещено, поскольку фотоупругие константы  $p_{16}$  и  $p_{45}$  тождественно равны нулю в силу симметрии кристалла. В менее симметричных классах тетрагональной кристаллической системы, например, в  $\text{CaMoO}_4$  (точечная группа  $4/m$ ) коллинеарная дифракция ортогонально оптической оси возможна. Решением проблемы повышения спектрального разрешения АОПФ на парателлурите был выбор квазиколлинеарной дифракции и использованием сильного сноса энергии упругой волны (174–177). Направления групповой скорости ОАВ и распространения света выбираются далеко от оси симметрии кристалла, что позволяет обеспечить высокую эффективность дифракции, однако при этом условие широкоапертурной геометрии АО-взаимодействия не выполняется. Аналогичная геометрия дифракции была впоследствии разработана и для другого тетрагонального АО-кристалла — KDP (точечная группа  $\bar{4}2m$ ), прозрачного в ультрафиолетовом диапазоне до  $220 \dots 250$  нм и имеющего существенно более высокое АО-качество, чем  $\text{SiO}_2$  или кальцит (180, 181). В средней ИК-области основной проблемой является непрозрачность основных АО-материалов, включая  $\text{TeO}_2$ , что может быть решено применением таких кристаллов, как каломель ( $\text{Hg}_2\text{Cl}_2$ ), известных как высоким АО-качеством  $M_2$ , так и рекордной анизотропией акустических и оптических свойств (92, 184). Одним из перспективных кристаллов для квазиколлинеарных АО-фильтров среднего ИК-диапазона является орторомбический  $\text{Tl}_3\text{PSe}_4$  (210).

В таблице 1.1 приведены основные конфигурации коллинеарных и квазиколлинеарных АОПФ. Для коллинеарных фильтров конфигурация дифракции обозначает направление волнового вектора ультразвуковой волны и компоненту тензора деформации (поля-

Таблица 1.1. Сравнение характеристик коллинеарных и квазиколлинеарных АО-фильтров.

Материал фильтра и направление	Акустическая мода, $p_{\text{eff}}$	$M_2$ , $10^{-15} \text{ с}^3/\text{кг}$	$\lambda f$ , МГц·мкм	$L\delta\lambda/\lambda^2$	Год, источник
Кварц X	$L_{[100]}$ , $p_{41}$	0.045	52	92	1967 [204]
Ниобат лития Y	$S_{[100]}$ , $p_{41}$	4.6	350	6.2	1969 [205]
Ниобат лития X	$L_{[100]}$ , $p_{41}$	1.0	590	5.6	1969 [206]
Молибдат кальция X	$S_{[001]}$ , $p_{45}$	1.9	38	62	1970 [207]
Кварц $Z + 101.2^\circ$	$S_{[100]}$	0.5	34	12	1974 [208]
Кварц Y	$S_{[100]}$ , $p_{41}$	0.23	30	100	1974 [209]
Парателлурит $4.5^\circ$	$S_{[110]}$	420	60	8.5	1992 [174]
Парателлурит $3.4^\circ$	$S_{[110]}$	320	69	10.7	1992 [176]
Парателлурит $10.3^\circ$	$S_{[110]}$	480	30	50	1995 [211]
Парателлурит $3.9^\circ$	$S_{[110]}$	370	65	10	2000 [212]
Парателлурит $8.0^\circ$	$S_{[110]}$	520	39	23	2000 [212]
Парателлурит $10.0^\circ$	$S_{[110]}$	490	31	31	2003 [213]
KDP $30^\circ$	$S_{[010]}$	2.7	38	67	2006 [180]
Парателлурит $1.8^\circ$	$S_{[110]}$	120	81	6.5	2007 [214]
KDP $35^\circ$	$S_{[010]}$	3.5	30	74	2008 [181]
Парателлурит $1.6^\circ$	$S_{[110]}$	100	82	5.6	2009 [215]
Парателлурит $5^\circ$	$S_{[110]}$	450	57	12	2009 [215]
Каломель $18.2^\circ$	$S_{[110]}$	165	33	26	2010 [92]
Ниобат лития $30^\circ$	$S_{[100]}$	10	300	33	2015 [A14]



ризацию ультразвуковой волны). Для квазиколлинеарных фильтров на кристаллах  $\text{TeO}_2$  и  $\text{Hg}_2\text{Cl}_2$  указано направление волнового вектора ультразвука относительно оси  $[\bar{1}\bar{1}0]$  в плоскости (110); для фильтров на кристалле KDP указано направление волнового вектора ультразвука относительно оси  $[100]$  в плоскости (010); чистая сдвиговая мода ОАВ поляризована ортогонально плоскости. Для коллинеарных и квазиколлинеарных фильтров на кристалле  $\text{TeO}_2$  все параметры приведены к длине волны 1.06 мкм; для квазиколлинеарных фильтров на KDP и каломели длины волн выбраны в соответствии с оригинальными публикациями.

Конфигурация квазиколлинеарной АО-ячейки на кристалле  $\text{TeO}_2$  (точечная группа 422) и соответствующая диаграмма волновых векторов приведены на рис. 1.27. Здесь и далее положительное направление углов выбрано против часовой стрелки. Таким образом, приведённая на рис. 1.27 векторная диаграмма соответствует случаю  $\alpha < 0$ ,  $\psi < 0$ . Дифракция рассматривается в плоскости симметрии кристалла на чистой сдвиговой моде ОАВ, поляризованной ортогонально этой плоскости. Кристаллографическая плоскость (001), ортогональная плоскости рисунка 1.27 (б), также является плоскостью симметрии, следовательно, зависимость угла сноса энергии ОАВ  $\psi$  от направления распространения волны  $\alpha$  является нечётной функцией. Благодаря чрезвычайно сильной анизотропии упругих свойств парателлуриата, абсолютная величина угла сноса  $\psi$  в плоскости (110) достигает  $54^\circ$  <sup>(216)</sup>. Столь сильная анизотропия, среди прочего, приводит к асимметрии амплитудного распределения ОАВ в кристалле, особенно при распространении на расстояния несколько десятков миллиметров, характерные для квазиколлинеарных АОДЛЗ <sup>(217)</sup>. Это необходимо учитывать при расчётах функции пропускания квазиколлинеарного АОПФ <sup>(213, A13)</sup>. Положительным моментом является удобство совмещения светового пучка с ультразвуковым в кристалле. ОАВ с волновым вектором  $\mathbf{K}_0$  и вектором Умова-Пойнтинга  $\mathbf{S}_0$  возбуждается пьезопреобразователем, расположенным на боковой грани кристалла, и после отражения от оптической грани приобретает волновой вектор  $\mathbf{K}$  и вектор Умова-Пойнтинга  $\mathbf{S}$ , параллельный направлению распространения оптического пучка. Принципиально аналогичная конфигурация квазиколлинеарной дифракции имеет место и в других тетрагональных кристаллах, но из-за более слабой анизотропии упругих свойств входную грань АОДЛЗ приходится делать наклонённой относительно нормали к световому пучку <sup>(181)</sup>.

В тригональных кристаллах, таких как  $\text{SiO}_2$  (точечная группа 32),  $\text{LiNbO}_3$  (точечная группа 3m) и кальцит (точечная группа  $\bar{3}m$ ), упругие свойства имеют точечную группу



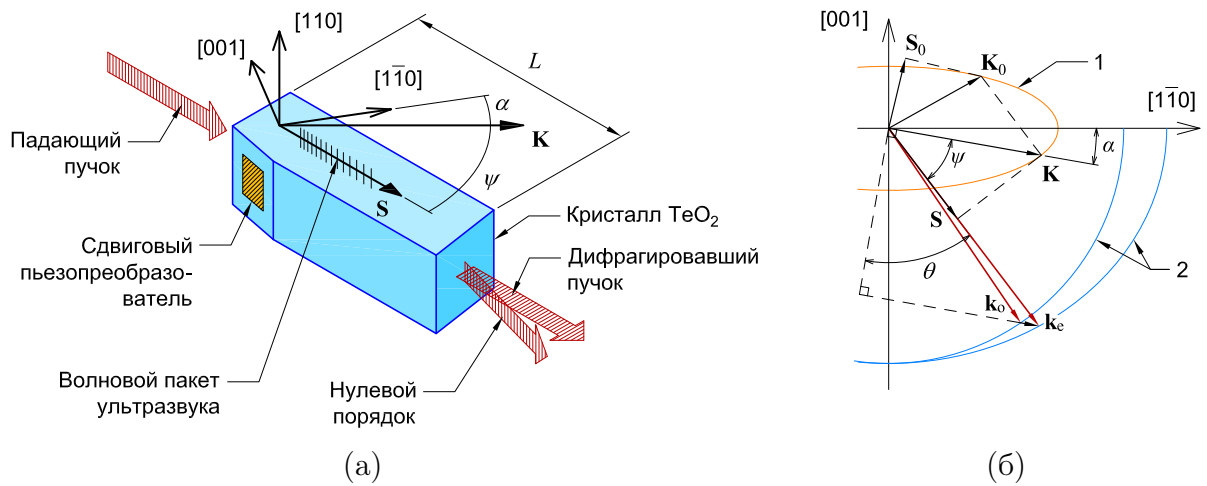


Рис. 1.27. Квазиколлинеарная геометрия АО-взаимодействия в кристалле  $\text{TeO}_2$ : (а) конфигурация АО-ячейки; (б) векторная диаграмма. На рисунке обозначены: 1 — акустическая поверхность медленности для чистой сдвиговой моды ОАВ; 2 — оптическая нормальная поверхность (поверхность волновых векторов).

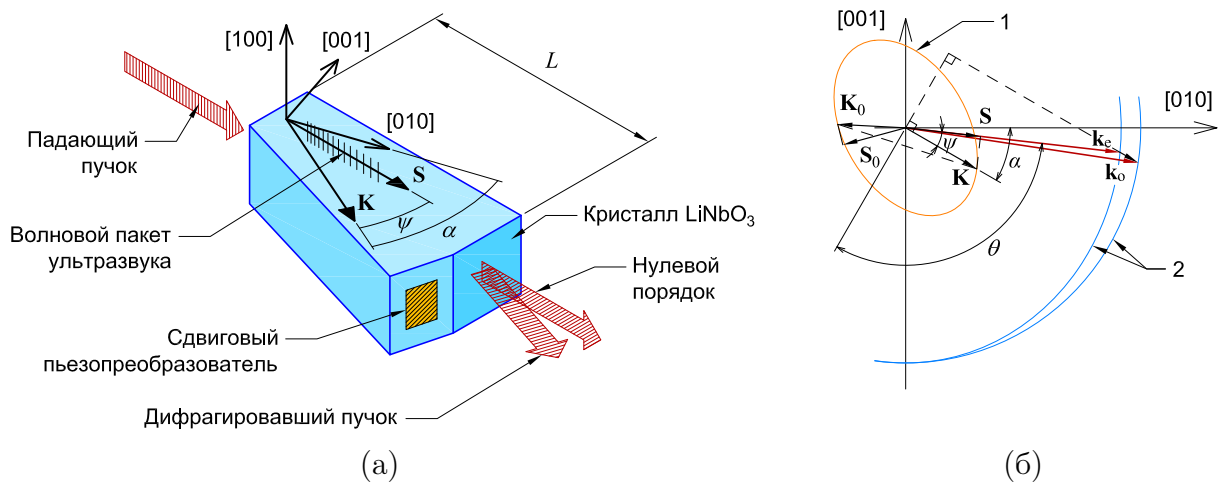


Рис. 1.28. То же, что на рис. 1.27, для кристалла  $\text{LiNbO}_3$ .

симметрии  $\bar{3}m$ : кристаллографическая ось  $[001]$  является осью симметрии 3-го порядка, одной из плоскостей симметрии является плоскость  $(100)$ . Чистая сдвиговая мода ОАВ, существующая в этой плоскости симметрии имеет вектор смещения, параллельный оси  $[100]$ , но её свойства несимметричны относительно осей  $[010]$  и  $[001]$ . Конфигурация квазиколлинеарного АО-взаимодействия в плоскости  $(100)$  тригонального кристалла приведена на рис. 1.28 на примере  $\text{LiNbO}_3$  ( $A14$ ). В отличие от рассмотренного ранее тетрагонального кристалла, здесь эллиптическое сечение волновой поверхности ОАВ повернуто относительно кристаллографических осей, и векторная диаграмма на рис. 1.28 (б) соответствует

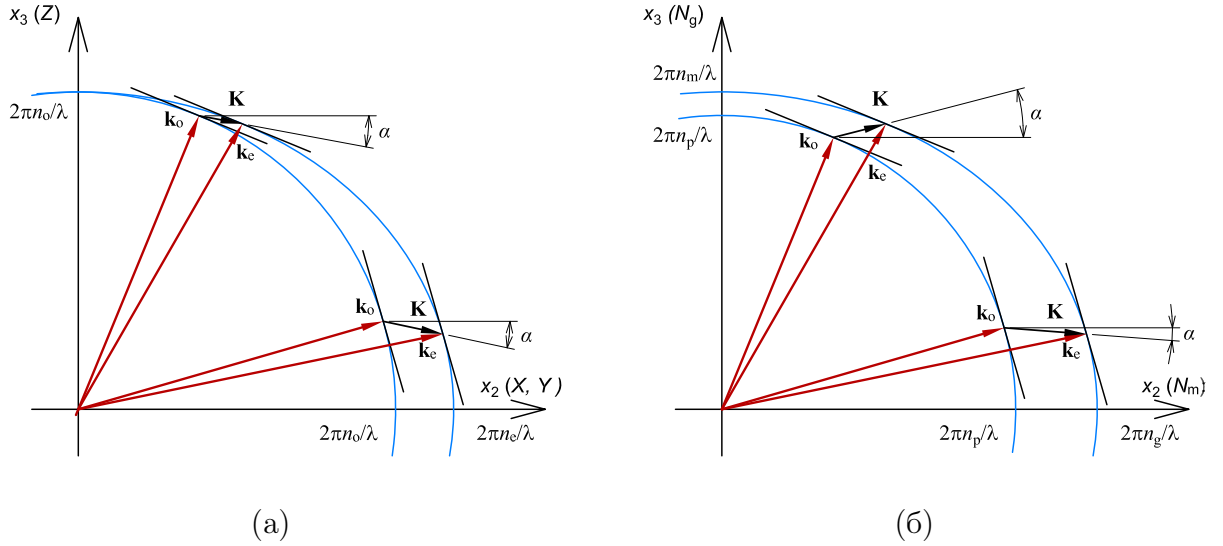


Рис. 1.29. Векторная диаграмма широкоапертурной геометрии АО-взаимодействия: (а) одноосный (положительный) кристалл; (б) двухосный кристалл, плоскость  $N_m N_g$ .

случаю  $\alpha < 0$ ,  $\psi > 0$ .

Проанализируем основные соотношения, описывающие квазиколлинеарную АО-дифракцию в кристаллах различных классов. Будем считать, что АО-взаимодействие происходит в плоскости  $(x_2 x_3)$ , волновой вектор ультразвука  $\mathbf{K}$  составляет угол  $\alpha$  с осью  $x_2$ , а волновой вектор света составляет угол  $\vartheta$  с осью  $x_3$ , как показано на рис. 1.29. Для двухосных кристаллов рассматриваются главные диэлектрические плоскости, для которых возможно сохранить терминологию «обыкновенной» и «необыкновенной» волн, хотя, строго говоря, она не является корректной: для «обыкновенной» волны, поляризация которой ортогональна выбранной плоскости, показатель преломления постоянен, но коэффициенты дифракции волновых пучков зависят от направления распространения ( $A_{42}, A_{43}$ ), см. раздел 5.4.2. Показатели преломления зависят от угла  $\vartheta$  следующим образом

$$n_o = \sqrt{\varepsilon_{11}} \quad (1.10)$$

и

$$n_e(\vartheta) = \sqrt{\frac{\varepsilon_{22}\varepsilon_{33}}{\varepsilon_{22}\sin^2\vartheta + \varepsilon_{33}\cos^2\vartheta}}, \quad (1.11)$$

где  $\varepsilon_{ii}$  — собственные значения тензора диэлектрической проницаемости. Фазовая скорость ультразвука  $V$  зависит от угла  $\alpha$

$$V(\alpha) = \sqrt{\frac{c_{yy}\sin^2\alpha + c_{zz}\cos^2\alpha + 2c_{yz}\sin\alpha\cos\alpha}{\rho}}, \quad (1.12)$$

где  $c_{yy}$ ,  $c_{yz}$  и  $c_{zz}$  — компоненты тензора упругих констант в нотации Фойгта ( $218$ ). Групповая

скорость ОАВ и вектор Умова-Пойнтинга  $\mathbf{S}$  лежат в плоскости  $(x_2x_3)$  и составляют с волновым вектором  $\mathbf{K}$  угол  $\psi$ .

Частота ультразвука, обеспечивающая условие фазового синхронизма, определяется и направлением волнового вектора ОАВ  $\alpha$ , и углом Брэгга  $\theta = \vartheta + \alpha$

$$f(\theta, \alpha) = \frac{V(\alpha)}{\lambda} \left[ n_e(\theta - \alpha) \sin \theta - \sqrt{n_o^2 - n_e^2(\theta - \alpha) \cos^2 \theta} \right]. \quad (1.13)$$

Условие квазиколлинеарной геометрии определяет угол Брэгга

$$\theta = \pi/2 - \psi(\alpha). \quad (1.14)$$

Уравнения (1.13) и (1.14) определяют зависимость частоты квазиколлинеарной дифракции от угла  $\alpha$ , то есть положение рабочей точки на частотно-угловой характеристике  $f(\theta)$ .

Полоса частот квазиколлинеарной дифракции (FWHM) без учёта расходимости оптического пучка определяется выражением <sup>(175, 215)</sup>

$$\delta f = \frac{0.8V}{L \cos \psi}, \quad (1.15)$$

а соответствующая оптическая полоса пропускания равна

$$\delta \lambda = \frac{0.8V\lambda}{fL \cos \psi}. \quad (1.16)$$

Сравнивая (1.13) и (1.16), можно сделать вывод, что спектральным инвариантом разрешения является величина

$$\frac{\lambda^2}{\delta \lambda} = \frac{f\lambda T_a}{0.8}, \quad (1.17)$$

где  $T_a = L \cos \psi / V$  — временная апертура АО-ячейки. Величина  $T_a$  равна максимальной длительности ВЧ-сигнала, одновременно находящегося в области АО-взаимодействия и, следовательно, характеризует максимальное быстродействие АОДЛЗ. По этой причине она является одним из основных параметров в алгоритмах управления АОДЛЗ, как будет показано в главе 3. Таким образом, выражение (1.17) показывает, что спектральное разрешение квазиколлинеарной АОДЛЗ прямо пропорционально параметру

$$\varkappa = \lambda f, \quad (1.18)$$

однозначно характеризующему геометрией АО-взаимодействия в кристалле, и обратно пропорционально его быстродействию, определяемому длиной взаимодействия  $L$ . Параметр  $\varkappa$  позволяет количественно сравнивать разрешение различных геометрий квазиколлинеарной АО-дифракции, приведённых к одинаковому быстродействию. Для задач создания

АОДЛЗ такой подход к количественному сравнению различных геометрий АО-взаимодействия является определяющим, поскольку быстродействие напрямую связано с максимальной частотой повторения обрабатываемых УКИ.

Важной характеристикой АО-фильтра также является угловая апертура фазового синхронизма. Геометрия брэгговской дифракции называется широкоапертурной в том случае, если касательные плоскости к волновым поверхностям для падающей и дифрагировавшей волн параллельны <sup>(219–221)</sup>. Данное условие также называется условием углового НФС. Наиболее распространены широкоапертурные АОПФ на основе  $\text{TeO}_2$ , применяемые в гиперспектральных системах обработки изображений. Конфигурация АОПФ, являющегося одновременно квазиколлинеарным и широкоапертурным, была впервые создана на кристалле  $\text{SiO}_2$  <sup>(208)</sup>.

В одноосном кристалле (без учёта оптической активности) волновая поверхность  $E$ -волны является эллипсоидом вращения, из чего следует, что широкоапертурная геометрия существует только в главной плоскости кристалла, содержащей оптическую ось  $Z$ . При этом такая геометрия существует не при любом направлении волнового вектора ультразвука  $\mathbf{K}$ , а только в том случае, если угол

$$\alpha = \arctg(K_2/K_3) \quad (1.19)$$

между волновой нормалью и осью  $X$  не превышает по модулю величины <sup>(A35, A42)</sup>

$$\alpha_{\max} = \arctg \sqrt{\frac{\epsilon_{11}}{(\epsilon_{11}^{1/3} + \epsilon_{33}^{1/3})^3}}. \quad (1.20)$$

Согласно определению (1.19), угол  $\alpha$  задан в диапазоне от  $-\pi/2$  до  $+\pi/2$ . Векторная диаграмма широкоапертурной АО-дифракции в одноосном положительном кристалле приведена на рис. 1.29 (а): каждому углу  $\alpha$  при  $|\alpha| < \alpha_{\max}$  соответствуют две различные геометрии НФС, одна из которых является низкочастотной и лежит ближе к оси  $x_3$ , а вторая — высокочастотная — лежит ближе к оси  $x_2$  <sup>(222)</sup>.

В двухосном кристалле ситуация отличается следующим. Волновая поверхность медленной оптической моды не является выпуклой, следовательно, возможна широкоапертурная АО-дифракция медленной оптической моды в медленную, причём направление такой дифракции совпадает с направлением внешней конической рефракции <sup>(223, A43)</sup>. Считать такой тип дифракции изотропным, однако, не вполне корректно, так как сингулярность поля поляризации в окрестности оптической оси двухосного кристалла <sup>(224)</sup> приводит к тому, что поляризации падающей и дифрагировавшей волн при этом различны. Обозначим диэлектрические оси  $(x_1, x_2, x_3)$  в соответствии с главными значениями тензора ди-

электрической проницаемости  $\hat{\varepsilon}$ , то есть  $\varepsilon_{11} < \varepsilon_{22} < \varepsilon_{33}$ , а соответствующие показатели преломления  $n_p = \sqrt{\varepsilon_{11}}$ ,  $n_m = \sqrt{\varepsilon_{22}}$ ,  $n_g = \sqrt{\varepsilon_{33}}$ . Тогда оптические оси кристалла лежат в плоскости  $x_1x_3$ , а в плоскостях  $x_1x_2$  и  $x_2x_3$  сечения волновой поверхности представляют собой не пересекающиеся эллипс и окружность. В орторомбических кристаллах все три главные плоскости тензора диэлектрической проницаемости являются плоскостями симметрии кристалла; в моноклинных кристаллах плоскостью симметрии является одна из плоскостей главных диэлектрических плоскостей. В плоскостях симметрии кристалла всегда существует чистая сдвиговая мода ОАВ, поляризованная ортогонально этой плоскости <sup>(225)</sup>, и квазиколлинеарную геометрию АО-дифракции на этой моде можно аналитически описывать по аналогии с одноосными кристаллами <sup>(A42)</sup>. Соответствующая векторная диаграмма для плоскости  $x_2x_3$  двухосного кристалла приведена на рис. 1.29 (б).

На рис. 1.30 приведены зависимости  $f(\theta, \alpha)$ , рассчитанные для различных АО-кристаллов на длине волны  $\lambda = 1064$  нм. В соответствии с принятым ранее правилом знаков и векторными диаграммами на рис. 1.29, области определения углов составляют  $\alpha \in [-90^\circ, 90^\circ]$  и  $\theta \in [0^\circ, 180^\circ]$ . Сечение поверхности при  $\alpha = \text{const}$  представляет собой частотно-угловую характеристику для данного направления ОАВ в кристалле. На поверхностях также указаны геометрические места точек квазиколлинеарной дифракции (белая линия) и широкоапертурной дифракции при НФС (черная линия). В одноосных кристаллах (рис. 1.30 (а)–(г)) НФС существует только в ограниченной области направлений ОАВ  $|\alpha| < \alpha_{\text{max}}$ , в то время как в двухосных кристаллах она существует при любых значениях  $\alpha \in [-90^\circ, 90^\circ]$  <sup>(A42)</sup>. Для орторомбического  $\alpha$ - $\text{HfO}_3$  на рис. 1.30 (д) рассмотрена плоскость, содержащая оптические оси кристалла; при этом выбор осей соответствует работе <sup>(226)</sup>. При вычислениях в кристалле  $\alpha$ - $\text{HfO}_3$  также не был учтен пьезоэффект, меняющий скорость ОАВ в плоскости (010), однако величина пьезоэффекта невелика и не приводит к качественным изменениям поверхностей фазового синхронизма и особых точек (квазиколлинеарных и широкоапертурных) <sup>(A42)</sup>. Как и в тетрагональных кристаллах, одновременно квазиколлинеарная и широкоапертурная геометрия существуют только вдоль осей симметрии кристалла, то есть, имеет место строго коллинеарная геометрия дифракции, но эффективная фотоупругая константа  $p_{\text{eff}}$  при этом тождественно равна нулю. В моноклинном кристалле калий-гадолиниевого вольфрамата ( $\text{KGd}(\text{WO}_4)_2$ , KGW) существует только одна плоскость симметрии (010), в которой, как видно из рис. 1.30 (е), существуют две различные точки квазиколлинеарной широкоапертурной геометрии при  $\alpha = 2.8^\circ$  и  $69.2^\circ$ , а не одна, как в тригональных кристаллах. Соответствующие частоты фазового синхро-

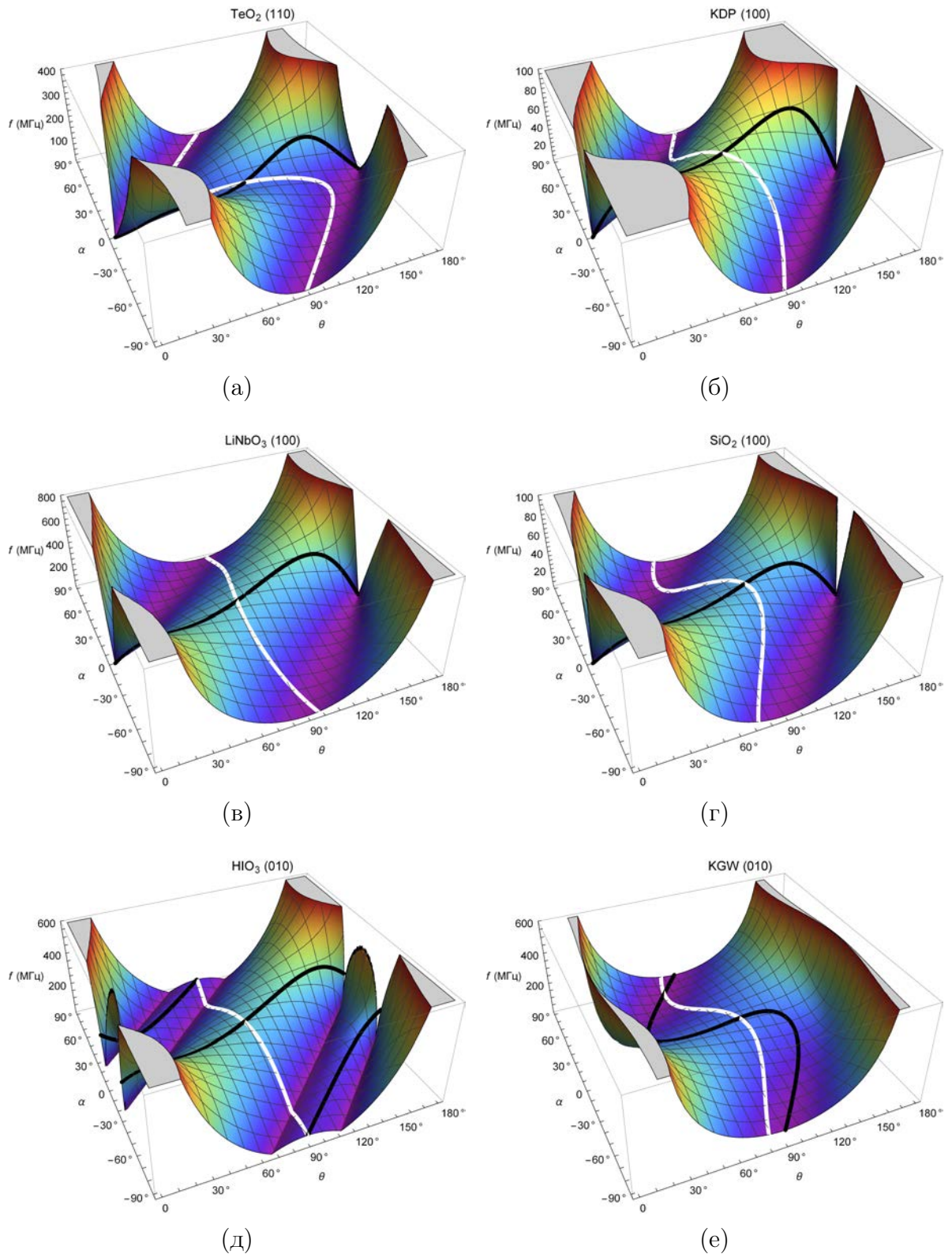


Рис. 1.30. Частота фазового синхронизма при анизотропной АО-дифракции на длине волны  $\lambda = 1.064$  мкм. Тетрагональные кристаллы: (а)  $\text{TeO}_2$ ; (б) KDP; тригональные кристаллы: (в)  $\text{LiNbO}_3$ ; (г)  $\text{SiO}_2$ ; двухосные кристаллы: (д) орторомбический  $\alpha$ - $\text{HfO}_3$ ; (е) моноклинный KGW. На рисунке обозначены: чёрная кривая — широкоапертурная геометрия; белая кривая — квазиколлинеарная геометрия.



низма при  $\lambda = 1.064$  мкм равны 185 и 76 МГц. Данное различие обусловлено качественно отличным поведением НФС в двухосных кристаллах по сравнению с одноосными <sup>(227)</sup>.

Эффективная фотоупругая константа для АО-взаимодействия в общем виде находится как <sup>(13)</sup>

$$p_{\text{eff}} = d_i^{(0)} d_j^{(1)} p_{ijkl} u_k v_l, \quad (1.21)$$

где  $\mathbf{d}^{(0)}$  и  $\mathbf{d}^{(1)}$  — орты поляризации 0-го и 1-го порядка дифракции,  $\hat{p}$  — тензор фотоупругости,  $\mathbf{u}$  и  $\mathbf{v}$  — векторы смещения и волновой нормали ОАВ. Для анизотропной дифракции в двулучепреломляющем кристалле орты  $\mathbf{d}^{(0)}$  и  $\mathbf{d}^{(1)}$  ортогональны. Эффективность выбранного направления АО-взаимодействия характеризуется величиной

$$M_2 = \frac{n_o^3 n_e^3 p_{\text{eff}}^2}{\rho V^3}, \quad (1.22)$$

общепринято называемой АО-качеством.

В качестве плоскости АО-взаимодействия выбирается одна из плоскостей симметрии кристалла. В тетрагональных кристаллах высших классов симметрии (4mm, 422,  $4\bar{2}m$ , 4/mmm) это эквивалентные плоскости (100) и (010), а также плоскости (110) и ( $1\bar{1}0$ ); выбор той или иной плоскости определяется максимальным АО-качеством: так, в  $\text{TeO}_2$  и  $\text{Hg}_2\text{Cl}_2$  наиболее эффективное взаимодействие имеет место в плоскости (110), а в KDP — в плоскости (100). В тетрагональных кристаллах класса 4/m (например,  $\text{CaMoO}_4$  и  $\text{PbMoO}_4$ ) плоскости симметрии акустических свойств повёрнуты относительно оси [100] на угол

$$\varphi_0 = \frac{1}{4} \arctg \frac{4c_{16}}{c_{11} - c_{12} - 2c_{66}} + \frac{m}{4}\pi, \quad \text{где } m \in \mathbb{Z}. \quad (1.23)$$

В этих плоскостях компонента  $c_{zz}$  определяется выражением

$$c'_{66} = \frac{1}{4} [c_{11} - c_{12} + 2c_{66} - (c_{11} - c_{12} - 2c_{66}) \cos 4\varphi_0 - 4c_{16} \sin 4\varphi_0] \quad (1.24)$$

В тригональных кристаллах три плоскости симметрии составляют между собой угол  $120^\circ$  и в общем случае повёрнуты относительно оси [100] на угол

$$\varphi_0 = \frac{1}{3} \arctg \frac{c_{14}}{c_{15}} + \frac{m}{3}\pi, \quad \text{где } m \in \mathbb{Z}, \quad (1.25)$$

а компонента  $c_{yz}$  определяется выражением

$$c'_{14} = -c_{14} \sin 3\varphi_0 - c_{15} \cos 3\varphi_0 \quad (1.26)$$

Для тригональных кристаллов высших классов симметрии ( $32$ ,  $\bar{3}m$ ,  $3m$ )  $c_{15} = 0$ , следовательно, углу  $\varphi_0 = \pi/2$  соответствует плоскость симметрии (100).

В орторомбических кристаллах плоскостями симметрии являются плоскости (100), (010) и (001). При этом для плоскости (010) свойства сдвиговой ОАВ и эффективная фотоупругая константа АО-взаимодействия определяются теми же компонентами тензоров модулей упругости и фотоупругих коэффициентов, как в плоскости (100) тетрагонального кристалла точечной группы 422, поэтому данный случай отдельно не рассматривается. В качестве орторомбического кристалла рассмотрена  $\alpha$ -йодноватая кислота ( $\text{HIO}_3$ ), обладающая достаточно высоким АО-качеством <sup>(226)</sup>. В моноклинных кристаллах, рассмотренных на примере известного лазерного кристалла KGW, выбрана стандартная установка осей, при которой осью симметрии второго порядка является [010], а плоскостью симметрии — (010).

Рассмотрим случай, когда выбранная плоскость АО-взаимодействия параллельна оси  $Z$  и составляет угол  $\varphi$  с осью  $X$ . Орты поляризации О- и Е-волн равняются

$$\mathbf{d}_o = \{\sin \varphi, -\cos \varphi, 0\}, \quad (1.27.a)$$

$$\mathbf{d}_e = \{\cos \varphi \cos \vartheta, \sin \varphi \cos \vartheta, \sin \vartheta\}, \quad (1.27.б)$$

а направление волнового вектора ОАВ и вектор смещения равняются соответственно

$$\mathbf{v} = \{\sin \varphi \cos \alpha, \cos \varphi \cos \alpha, \sin \alpha\}, \quad (1.28.a)$$

$$\mathbf{u} = \{\sin \varphi, -\cos \varphi, 0\}. \quad (1.28.б)$$

Вычисляя свёртку (1.21), можно показать, что в общем случае эффективная фотоупругая константа может быть представлена в виде

$$p_{\text{eff}} = (p_{yy} \cos \alpha + p_{yz} \sin \alpha) \sin \vartheta - (p_{zy} \cos \alpha + p_{zz} \sin \alpha) \cos \vartheta. \quad (1.29)$$

Соответствующие компоненты тензоров упругих модулей  $\hat{c}$  и фотоупругих констант  $\hat{p}$  приведены в таблице 1.2 для кристаллов различных групп симметрии. В таблице кристаллы сгруппированы по точечной группе симметрии упругих и фотоупругих свойств кристалла; точечная группа симметрии кристаллической решётки может отличаться <sup>(218, 225, 228)</sup>. В орторомбических кристаллах угол  $\alpha$  для плоскости (001) отсчитывается от оси  $X$  в сторону оси  $Y$ ; угол  $\vartheta$  отсчитывается от оси  $Y$  в сторону оси  $X$ . Плоскость (010) орторомбических кристаллов отдельно не рассматривается, так как является частным случаем приведённой в таблице плоскости (010) моноклинных кристаллов, получаемым подстановками  $c_{46} = 0$  и  $p_{46} = p_{64} = 0$ .



Таблица 1.2. Упругие модули и фотоупругие константы, определяющие квазиколлинеарную дифракцию в кристаллах различных групп симметрии.

Крист. система	Тетрагональная			Тригон.	Орторомб.	Моноклин.	
Симметрия ОАВ	422			4/m	32	mmm	2/m
Кристаллы	TeO <sub>2</sub>	KDP	PbMoO <sub>4</sub> ,	SiO <sub>2</sub> ,		ННО <sub>3</sub>	KGW
			CaMoO <sub>4</sub>	LiNbO <sub>3</sub>			
Плоскость	(110)	(100)	$X + \varphi_0$	(100)	(100)	(001)	(010)
Модули упругости							
$c_{yy} [\times \sin^2 \alpha]$	$c_{44}$	$c_{44}$	$c_{44}$	$c_{44}$	$c_{55}$	$c_{44}$	$c_{44}$
$c_{yz} [\times \sin \alpha \cos \alpha]$	—	—	—	$c'_{14}$	—	—	$c_{46}$
$c_{zz} [\times \cos^2 \alpha]$	$\frac{c_{11} - c_{12}}{2}$	$c_{66}$	$c'_{66}$	$c_{66}$	$c_{66}$	$c_{55}$	$c_{66}$
Фотоупругие константы							
$p_{yy} [\times \sin \vartheta \cos \alpha]$	—	—	—	$p'_{41}$	—	—	$p_{46}$
$p_{yz} [\times \sin \vartheta \sin \alpha]$	$p_{44}$	$p_{44}$	$p_{44}$	$p_{44}$	$p_{55}$	$p_{44}$	$p_{44}$
$p_{zy} [\times \cos \vartheta \cos \alpha]$	$\frac{p_{11} - p_{12}}{2}$	$p_{66}$	$p'_{66}$	$p'_{66}$	$p_{66}$	$p_{55}$	$p_{66}$
$p_{zz} [\times \cos \vartheta \sin \alpha]$	—	—	—	$p'_{14}$	—	—	$p_{64}$

В общем случае тетрагонального кристалла компонента  $p_{zy}$  эффективной фотоупругой константы равняется

$$p'_{66} = p_{66} \cos^2 2\varphi_0 + \frac{p_{11} - p_{12}}{2} \sin^2 2\varphi_0 - (p_{16} + p_{61}) \sin 2\varphi_0 \cos 2\varphi_0 \quad (1.30)$$

Данная формула описывает, в частности, величину  $p_{zy}$  для плоскости (110) в TeO<sub>2</sub> при  $\varphi_0 = \pi/4$  и для плоскости (100) в KDP при  $\varphi_0 = 0$ .

В общем случае тригонального кристалла

$$\begin{cases} p'_{41} = -p_{41} \sin 3\varphi_0 - p_{51} \cos 3\varphi_0; \\ p'_{14} = -p_{14} \sin 3\varphi_0 - p_{15} \cos 3\varphi_0; \\ p'_{66} = \frac{1}{4} [2p_{66} + p_{11} - p_{12} + (2p_{66} - p_{11} + p_{12}) \cos 4\varphi_0]. \end{cases} \quad (1.31)$$

Компонента  $p_{yz} = p_{44}$  не зависит от угла  $\varphi_0$ .

На рис. 1.31 приведено сравнение величины АО-качества  $M_2$  и параметра  $\varkappa = \lambda f$  для квазиколлинеарной геометрии в кристаллах TeO<sub>2</sub> и LiNbO<sub>3</sub>. В тетрагональном кристалле

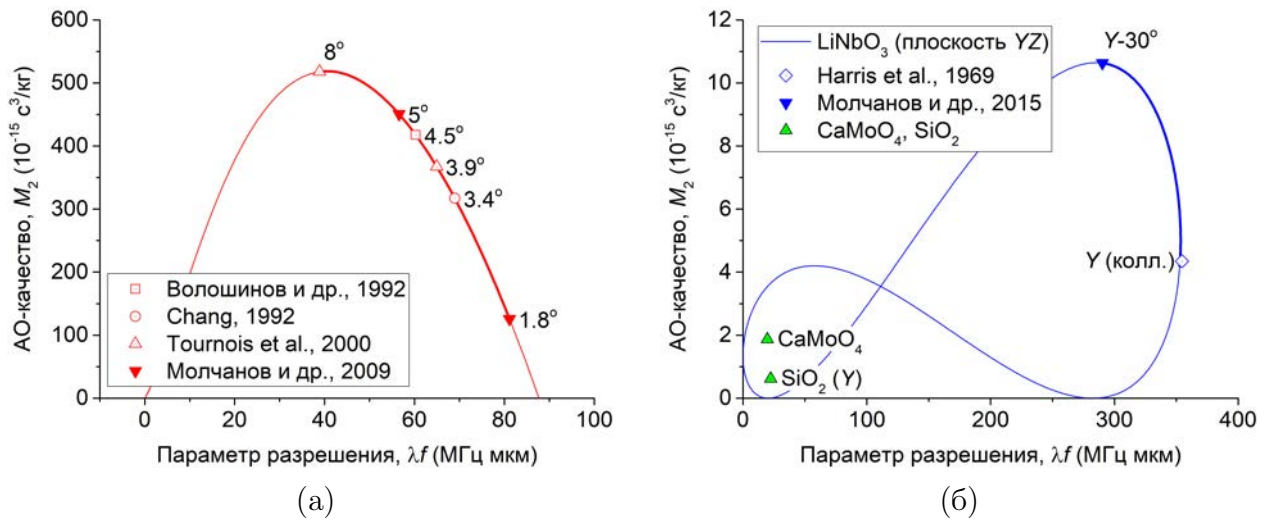


Рис. 1.31. Соотношение АО-качества с разрешением АОДЛЗ для длины волны 1.06 мкм: (а) плоскость  $(110)$  в кристалле  $\text{TeO}_2$ ; (б) плоскость  $YZ$  в  $\text{LiNbO}_3$ .

$\text{TeO}_2$  существует единственный максимум величины  $M_2 \approx 500 \cdot 10^{-15} \text{ c}^3/\text{kg}$  при  $\alpha = 8^\circ$ . Таким образом, оптимизация угла среза кристалла возможна только в диапазоне  $0 < \alpha < 8^\circ$ , однако конфигурации с  $\alpha < 1.8^\circ$  мало интересны с практической точки зрения, так как АО-качество в них относительно мало, а размер кристалла  $\text{TeO}_2$  существенно возрастает из-за особенностей отражения ОАВ, что не позволяет получать более высокое разрешение за счёт увеличения длины взаимодействия  $L$ . Особая геометрия  $\alpha \approx 1.8^\circ$  характерна тем, что входная оптическая грань, от которой происходит отражение ОАВ, ортогональна грани пьезопреобразователя, что упрощает изготовление АОДЛЗ <sup>(215)</sup>. В тригональном кристалле  $\text{LiNbO}_3$  существует два максимума  $M_2$ , однако практическую значимость имеет только глобальный максимум при  $\alpha \approx -30^\circ$ , поскольку и разрешение, и АО-качество для второго максимума (при  $\alpha \approx 75^\circ$ ) меньше <sup>(A14)</sup>. Линиями двойной толщины на рис. 1.31 выделены диапазоны, в которых возможна оптимизация параметров квазиколлинеарной геометрии. На рис. 1.31 (б) также показаны отдельные точки, соответствующие коллинеарным фильтрам на кристаллах  $\text{SiO}_2$  и  $\text{CaMoO}_4$ .

Диаграммы вида 1.31 позволяют сравнивать различные геометрии квазиколлинеарного АО-взаимодействия с точки зрения их применимости для создания АОДЛЗ. Практический интерес представляют собой только те срезы кристалла, которые лежат на диаграмме между абсолютными максимумами величин  $M_2$  и  $\varkappa$ . Между этими точками может быть выбран любой угол среза кристалла, обеспечивая либо более высокую эффективность дифракции (точки вблизи максимума  $M_2$ ), либо более высокое разрешение (точки вблизи максимума  $\varkappa = \lambda f$ ). Например, отмеченные на рис. 1.31 (б) конфигурации коллинеарной

дифракции в кристаллах  $\text{SiO}_2$  и  $\text{CaMoO}_4$  объясняют бесперспективность их применения в АОДЛЗ: как спектральное разрешение, так и АО-эффективность этих кристаллов существенно хуже, чем в  $\text{LiNbO}_3$  оптимальной квазиколлинеарной геометрии. Также отметим, что в кристаллах с сильной акустической анизотропией, например в  $\text{TeO}_2$ , величина АО-качества  $M_2$  является не единственным фактором, который необходимо учитывать при оценке эффективности дифракции. Другими важными факторами являются поглощение и расходимость ОАВ, с учётом которых необходимо выбирать угол среза кристалла  $\alpha$  и оптимальные размеры пьезоэлектрического преобразователя. В частности, в работе (A38) было показано, что с учётом сильной дифракционной расходимости и затухания ОАВ в кристалле  $\text{TeO}_2$  оптимальным углом среза кристалла с точки зрения эффективности является  $\alpha \approx 5^\circ$ .

### 1.5.3. Исследованные конфигурации АОДЛЗ

В настоящей работе было использовано несколько конфигураций АОДЛЗ на основе монокристалла  $\text{TeO}_2$ , разработанных и изготовленных в НИТУ МИСИС. Конфигурации различаются главным образом направлением медленной сдвиговой ОАВ в кристаллографической плоскости  $(1\bar{1}0)$ , определяющим как акустические (скорость звука  $V$ , угол сноса энергии ОАВ  $\psi$ ), так и оптические (направление распространения света  $\vartheta$ , эффективная фотоупругая константа  $p_{\text{eff}}$ ) параметры геометрии АОДЛЗ. Спектральное разрешение, максимальная групповая задержка и быстроедействие АОДЛЗ зависят также от длины кристалла  $L$  в направлении АО-взаимодействия.

Основные характеристики разработанных АОДЛЗ приведены в таблице 1.3. При вычислениях предельных характеристик АОДЛЗ длительность сигнала  $T_{\text{chirp}}$  выбрана максимально возможной для конструктивно заданной длины квазиколлинеарного АО-взаимодействия  $L$ :  $T_{\text{chirp}} = T_a = L \cos \psi / V$ . Максимальная групповая задержка в АОДЛЗ находится как (17, 19)

$$\tau_{\text{gr}} = \frac{L}{c_0} \Delta n, \quad (1.32)$$

где  $\Delta n$  — величина двулучепреломления в направлении взаимодействия. Дисперсия второго порядка, создаваемая при АО-дифракции ультразвуковой ЛЧМ-волной, определяется как параметрами конфигурации АОДЛЗ (длиной кристалла и направлением взаимодействия), так и параметрами лазерного излучения (центральной длиной волны и шириной спектра). В разделе 1.5.5 будет показано, что эта величина пропорциональна длительности акустического ЛЧМ сигнала  $T_{\text{chirp}}$  и обратно пропорциональна диапазону изменения

Таблица 1.3. Сравнение геометрии и характеристик АОДЛЗ на кристаллах  $\text{TeO}_2$ , разработанных в НИТУ МИСИС.

Конфигурация	I	II	III	IV	V
Направление ОАВ к оси [110]	$3.8^\circ$	$5^\circ$	$1.8^\circ$	$5^\circ$	$1.8^\circ$
Длина взаимодействия, мм	53	60	67	85	67
Центральная частота, МГц	52	73	77	73	64
Ширина спектра, нм	120	150	40	100	100
Центральная длина волны, нм	1250	800	1053	800	1250
Полоса пропускания, нм	0.40	0.24	0.12	0.18	0.24
Разрешение, $\text{см}^{-1}$	2.5	3.8	1.1	2.8	1.5
Временная апертура, мкс	70	70	102	100	102
Эффективность	70 %	75 %	85 %	60 %	80 %
Макс. задержка, пс	15	18	30	25	30
Макс. ДГС, $10^4 \text{ фс}^2$	10.4	3.5	27.5	7.4	15.8
Количество каскадов	1	2	2	1	1
Ссылка	[19]	[A2]	[A7]	[A16]	[A21]

частоты ЛЧМ сигнала  $\Delta f$ , который пропорционален ширине обрабатываемого спектра УКИ  $\Delta\lambda$ . Таким образом, максимальная величина ДГС, создаваемой АОДЛЗ, обратно пропорциональна ширине обрабатываемого спектра. Вопрос выбора оптимальных параметров ВЧ-сигнала  $T_{\text{chirp}}$  и  $\Delta f$  подробно рассмотрен в разделе 3.2.2.

В таблице 1.3 можно выделить две основные геометрии квазиколлинеарной дифракции. Высокая эффективность АОДЛЗ принципиально важна для обработки широких спектров излучения Ti-сапфировых и ОРСРА лазерных систем. Для этой задачи использована геометрия АО-взаимодействия  $\alpha = 5^\circ$  (конфигурации II и IV), обеспечивающая примерно на 40 % более высокое разрешение, чем геометрия  $\alpha = 8^\circ$  с максимальной величиной  $M_2$ . Высокое разрешение АОДЛЗ принципиально для обработки относительно узких спектров лазерных систем на основе редкоземельных ионов  $\text{Nd}^{3+}$  и  $\text{Yb}^{3+}$ . Для этой задачи использована геометрия АО-взаимодействия  $\alpha = 1.8^\circ$  (конфигурации III и V). В данной геометрии квазиколлинеарной дифракции угол между входной оптической гранью кристалла  $\text{TeO}_2$ , от которой отражается пучок ОАВ, и гранью пьезопреобразователя

составляет  $90^\circ$  <sup>(215)</sup>. Благодаря такой конфигурации акустических граней кристалла, данную геометрию удобно использовать как референтную для расчёта трёхмерной структуры акустических полей и оптимизации размеров пьезопреобразователя <sup>(A38)</sup>. Экспериментальные данные показывают, что эффективность дифракции в АОДЛЗ с углом среза  $\alpha = 1.8^\circ$  для широкополосного излучения ( $\Delta\lambda \geq 100$  нм) не превышает 20 % при управляющей мощности ВЧ-сигнала 10 Вт. Ст-форстеритовые лазеры занимают промежуточное место по относительной ширине полосы излучения, и в зависимости от задачи в них могут быть использованы различные геометрии АО-взаимодействия (конфигурации I и V).

#### 1.5.4. Импульсный режим работы АОДЛЗ

Характерной особенностью АОДЛЗ является импульсный режим работы, который должен быть синхронизирован с фемтосекундной лазерной системой. Для обеспечения широкополосного фазового синхронизма с заданной дисперсией и спектральной функцией пропускания применяются нестационарные ультразвуковые волны (см. главу 3). Таким образом, заданные параметры пропускания обеспечиваются только в определённые моменты времени, когда волновой пакет ОАВ занимает близкое к расчётному положение в кристалле. При этом интенсивность дифрагировавшего излучения максимальна, а его спектр передаётся полностью.

Будем считать, что длительность волнового пакета  $S(t)$  равна  $T_{\text{chirp}}$ , а временная апертура АОДЛЗ равна  $T_a$ , причём необходимым условием корректной работы системы является  $T_{\text{chirp}} \leq T_a$ . Для обеспечения максимального разрешения и эффективности длительность ультразвукового волнового пакета выбирается близкой по величине к временной апертуре АОДЛЗ. Характерная временная диаграмма синхронизации АОДЛЗ показана на рис. 1.32; постоянная задержка, равная времени пробега ОАВ от пьезопреобразователя до входной оптической грани, условно не показана. Волновой пакет ОАВ, возбуждаемый пьезопреобразователем, постепенно заполняет область АО-взаимодействия после отражения от входной оптической грани (фаза 1). При этом постепенно увеличивается ширина окна пропускания и, соответственно, интегральная эффективность дифракции. Длительность переходного процесса равняется  $T_{\text{chirp}}$ . В интервале  $T_{\text{chirp}} < t < T_a$  волновой пакет ОАВ полностью расположен в области АО-взаимодействия (фаза 2). При этом реализуется максимальное спектральное окно пропускания  $[\omega_{\text{min}}, \omega_{\text{max}}]$ , соответствующее полной ширине спектра ВЧ-сигнала. Длительность рабочего временного окна, соответствующего фазе 2, приблизительно равняется  $T_a - T_{\text{chirp}}$ . В момент времени  $t = T_a$  волновой па-

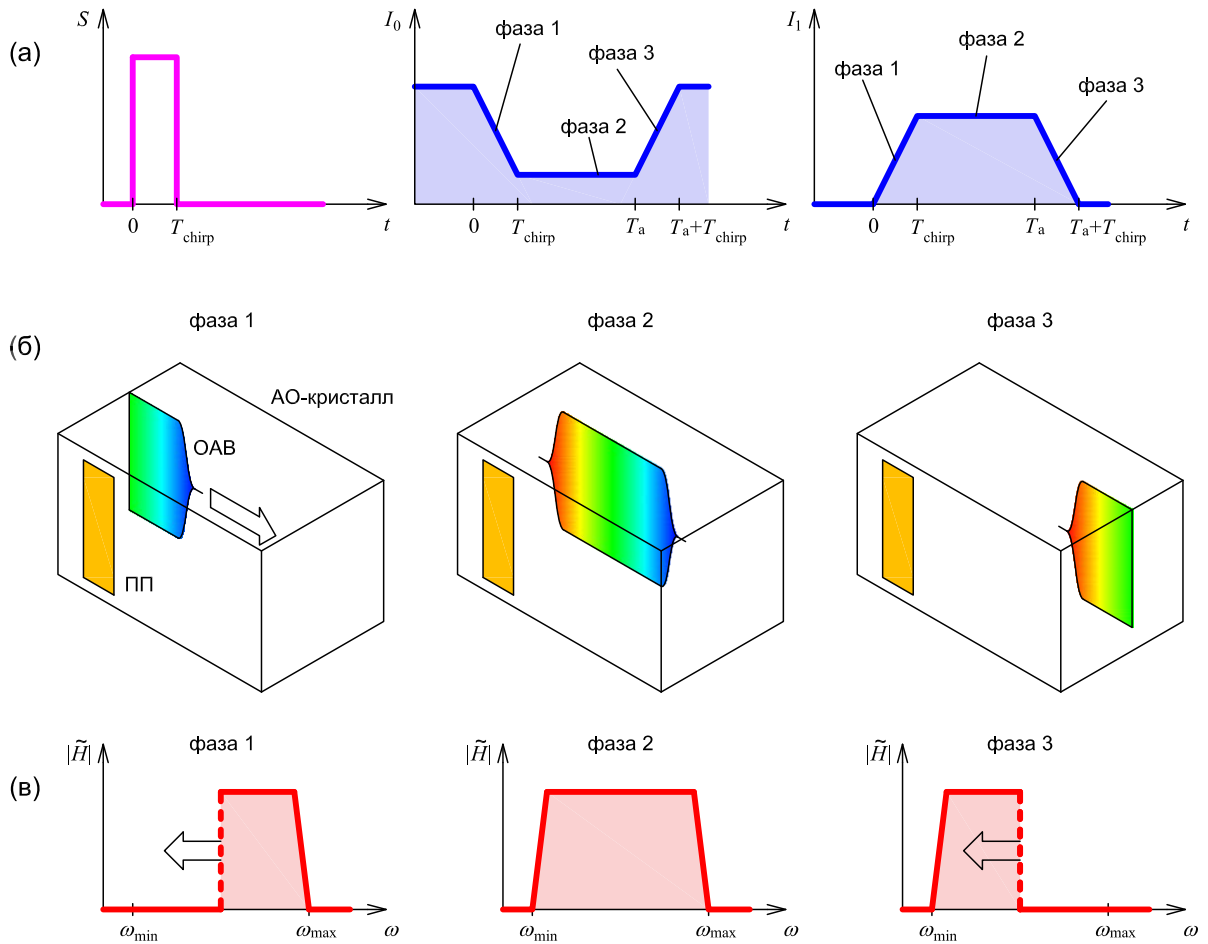


Рис. 1.32. Временная диаграмма синхронизации АОДЛЗ: (а) амплитуда ВЧ-сигнала и интенсивность нулевого и первого порядков; (б) положение волнового пакета ОАВ в области АО-взаимодействия; (в) спектр пропускания. Фаза 1 – переходный процесс установления дифракции; фаза 2 – рабочее временное окно; фаза 3 – переходный процесс окончания дифракции. На рисунке обозначены: ПП – пьезопреобразователь;  $S(t)$  – огибающая ОАВ;  $I_0(t)$  – интенсивность 0-го порядка дифракции;  $I_1(t)$  – интенсивность 1-го порядка дифракции;  $\tilde{H}(\omega)$  – функция пропускания АОДЛЗ.

кет ОАВ достигает второй оптической грани АОДЛЗ и начинается обратный переходный процесс (фаза 3). Представленные на рис. 1.32 (а) диаграммы соответствуют экспериментальной процедуре измерения интегральной по спектру эффективности дифракции, когда интенсивности 0-го и 1-го порядков дифракции регистрируются фотодиодами. На рис. 1.32 (в) проиллюстрировано частичное обрезание спектра пропускания АОДЛЗ во время переходных процессов, когда только часть волнового пакета ОАВ находится в области АО-взаимодействия.

Общая схема эксперимента, показанная на рис. 1.33, позволяет осуществлять изме-

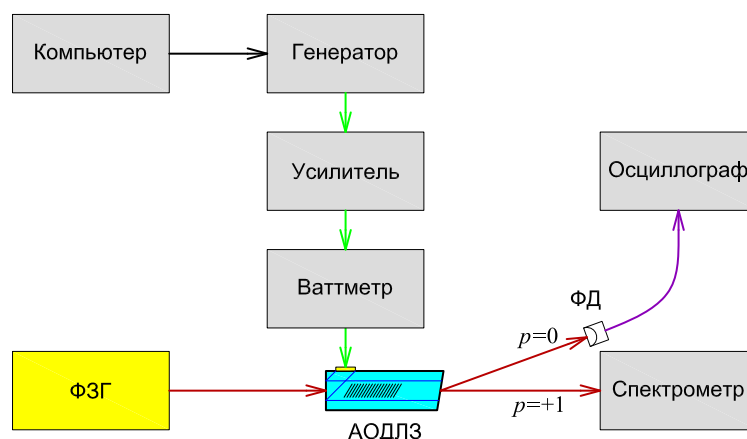
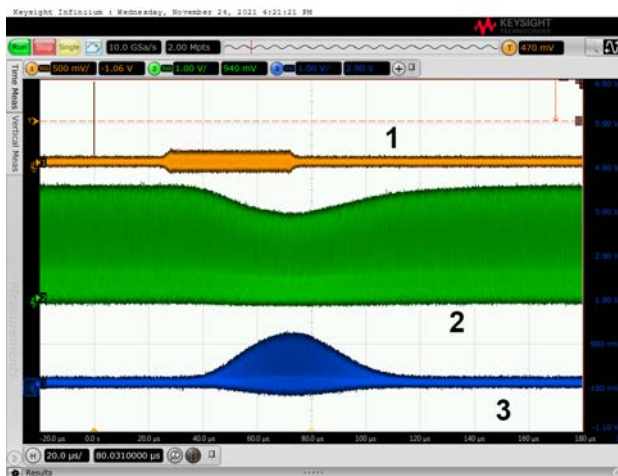


Рис. 1.33. Схема измерения эффективности АО-дифракции УКИ в АОДЛЗ интегральным и спектрально-разрешённым методами.

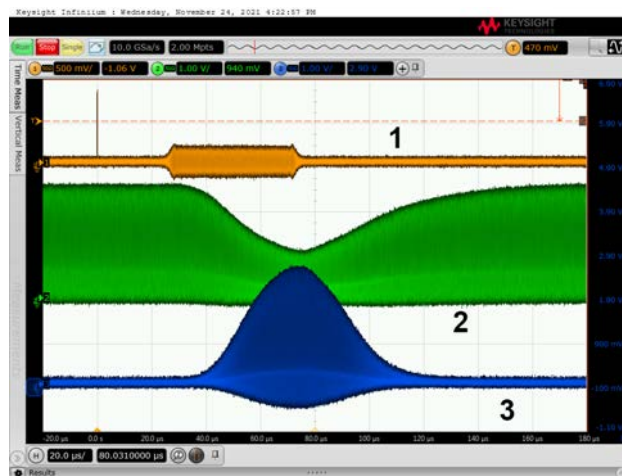
рения эффективности дифракции в различных режимах. Пучок 0-го порядка регистрируется фотодиодом и осциллографом; пучок 1-го порядка регистрируется спектрометром. Дополнительно может проводиться измерение интенсивности пучка 1-го порядка дифракции фотодиодом. Такая же экспериментальная установка используется для спектральной калибровки АОДЛЗ, описанной в разделе 3.3. Важно отметить, что именно измерения интенсивности 0-го порядка дифракции позволяют определить абсолютную величину эффективности дифракции, так как осциллограмма содержит референтный уровень интенсивности лазерного пучка при отсутствии АО-взаимодействия (A46).

Результаты измерений интегральной по спектру эффективности дифракции приведены на рис. 1.34. В эксперименте была использована АОДЛЗ конфигурация IV, эффективная длительность сигнала  $T_{\text{chirp}} = 50$  мкс, полная ширина окна пропускания АОДЛЗ равна 100 нм, ширина спектра лазерного излучения 75 нм FWHM. При оптимальной амплитуде сигнала, равной 0.3 отн. ед. (за 1.0 принята максимальная амплитуда выходного сигнала генератора), суммарная эффективность составляет  $\sim 60$  %. При увеличении амплитуды сигнала до 0.6 отн. ед., что соответствует значительной перемодуляции и искажениям спектра дифрагировавшего излучения (см. рис. 1.35), интегральная эффективность достигает насыщения на уровне 75 % и далее не увеличивается даже при двукратном увеличении мощности управляющего сигнала. На основании данных измерений можно заключить, что определение оптимальной амплитуды ультразвука в АОДЛЗ на основании интегрального измерения эффективности дифракции может быть некорректным. Кроме того, такой метод измерений не позволяет определить искажения спектра, которые могут возникать при превышении оптимальной амплитуды ВЧ-сигнала.

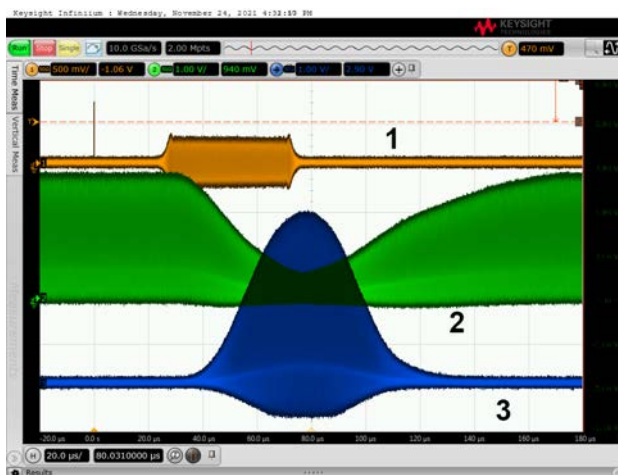




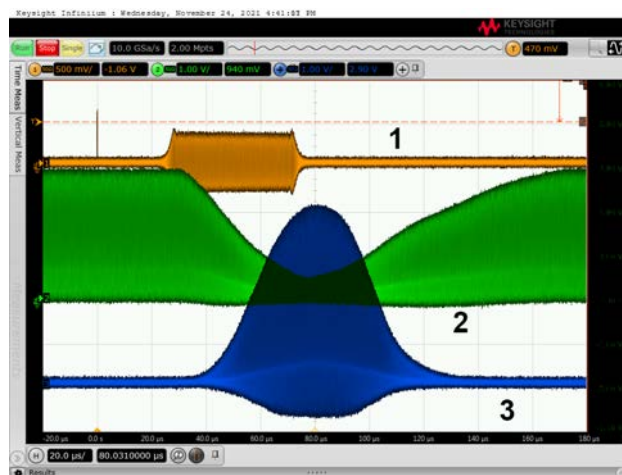
(a)



(б)



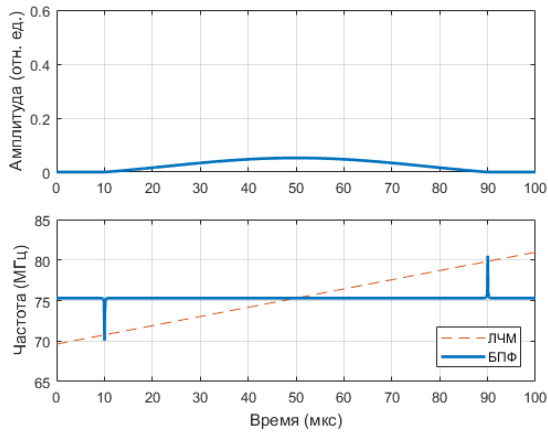
(в)



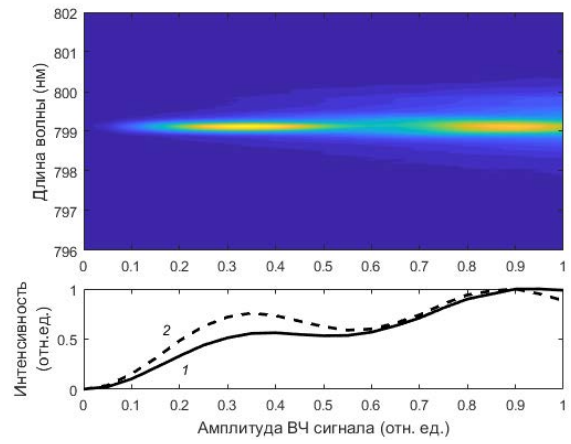
(г)

Рис. 1.34. Измерение интегральной эффективности дифракции в АОДЛЗ при различной амплитуде широкополосного ВЧ-сигнала: (а) амплитуда 0.15 отн. ед., средняя мощность 0.3 Вт; (б) амплитуда 0.3 отн. ед., средняя мощность 1.2 Вт; (в) амплитуда 0.6 отн. ед., средняя мощность 4.8 Вт; (г) амплитуда 0.9 отн. ед., средняя мощность 9.5 Вт. На осциллограммах обозначены каналы регистрации: 1 – амплитуда ультразвука; 2 – интенсивность 0-го порядка дифракции; 3 – интенсивность 1-го порядка дифракции.

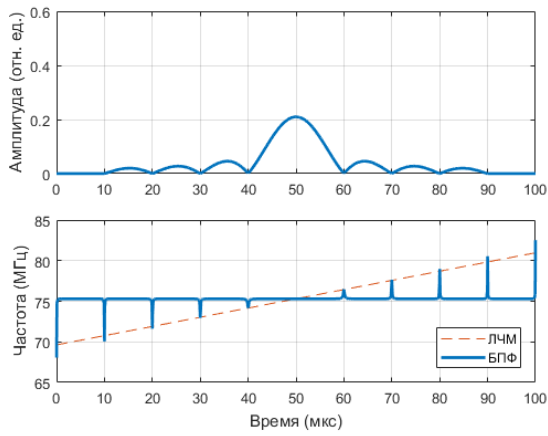




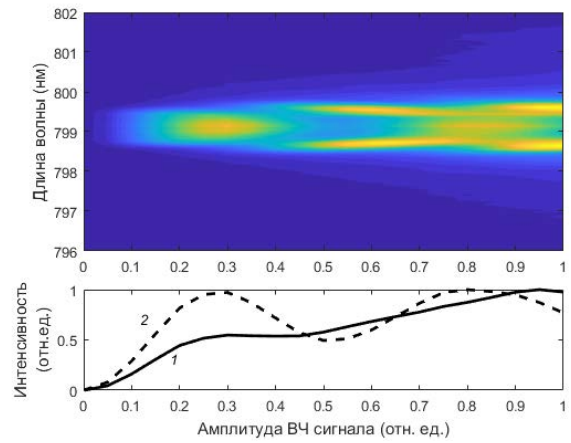
(а)



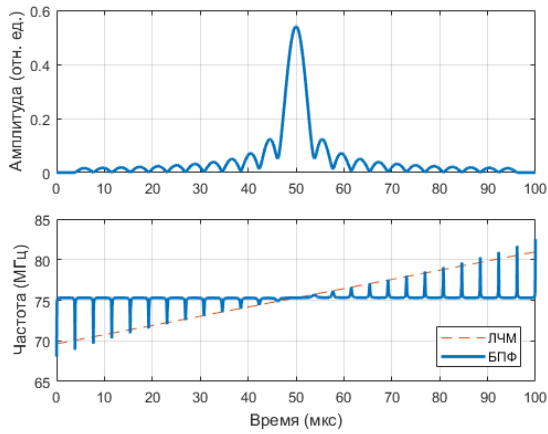
(б)



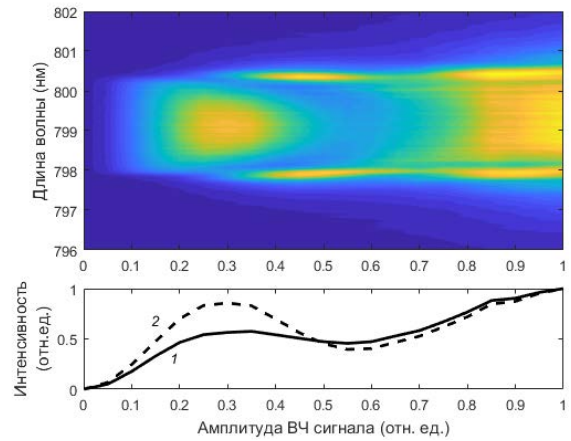
(в)



(г)



(д)



(е)

Рис. 1.35. Измерение спектральной эффективности дифракции в АОДЛЗ при различной ширине окна пропускания: (а, б) 0.25 нм; (в, г) 1.0 нм; (д, е) 2.5 нм. На рисунке обозначены: 1 — полная интенсивность импульса; 2 — интенсивность на центральной длине волны.

Далее рассмотрена процедура измерения эффективности дифракции со спектральным разрешением <sup>(A50)</sup>; результаты измерений показаны на рис. 1.35. ВЧ-сигналы, приведенные на рис. 1.35 (а), (в) и (д), имели прямоугольный спектр различной ширины. Амплитудный и частотный профили сигнала постоянны в рамках каждой серии измерений; диаграммы интенсивности получены при различных амплитудах ВЧ-сигнала. Методика вычисления ВЧ-сигналов на основании алгоритма БПФ подробно описана далее в разделе 3.2. В каждой серии экспериментов ширина спектрального окна пропускания АОДЛЗ была постоянна, а амплитуда линейно увеличивалась; прочие параметры сигналов (центральная длина волны, полная длительность сигнала  $T_0 = 100$  мкс) не менялись и соответствовали эксперименту по измерению интегральной эффективности дифракции (рис. 1.34). Ширина окна пропускания менялась в диапазоне от 1 до 10 ширин аппаратной функции АОДЛЗ.

По мере возрастания амплитуды ВЧ-сигнала форма функции пропускания качественно меняется. Сперва амплитуда возрастает при постоянной форме спектра, что соответствует режиму малой эффективности дифракции. Максимум интенсивности на центральной длине волны достигается при амплитуде сигнала приблизительно 0.3 отн. ед., которая практически не зависит от установленной ширины окна пропускания АОДЛЗ. Далее происходит снижение интенсивности в центре окна пропускания АОДЛЗ и резкое возрастание интенсивности на краях окна пропускания, то есть имеет место эффективная дифракция с фазовой расстройкой. Затем интенсивность в центре снова возрастает, что соответствует второму максимуму эффективности при амплитуде сигнала примерно в три раза выше, чем в первом максимуме, а высокая интенсивность дифракции с расстройкой на краях окна пропускания сохраняется. При этом осцилляции интегральной интенсивности импульса (кривые 2) на рис. 1.35 (б), (г) и (е), характерные для перемодуляции при АО-взаимодействии в сильном поле, практически отсутствуют.

На рис. 1.36 показано сравнение измерений эффективности дифракции интегральным и спектрально-разрешённым методами. Измерения эффективности дифракции интегральным методом (кривая 1) выполнены по осциллограммам 0-го порядка дифракции и соответствуют максимальной эффективности дифракции в фазе 2; такой метод позволяет определить абсолютную величину эффективности АО-взаимодействия. Измерения эффективности спектральным методом (кривые 2 и 3) выполнены по первому порядку дифракции, следовательно, не позволяют определить абсолютную величину эффективности; нормировка кривых выполнена таким образом, чтобы обеспечить совпадение с ин-

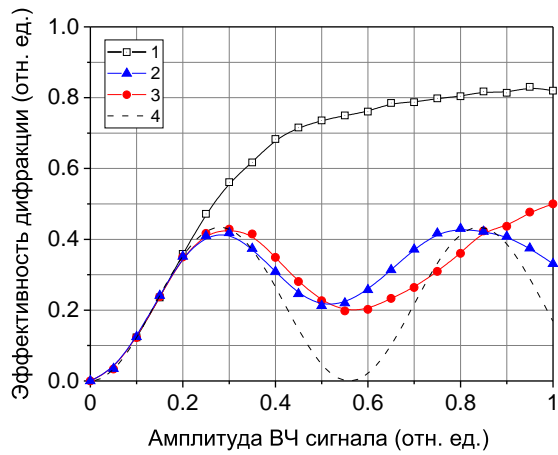


Рис. 1.36. Сравнение интегрального и спектрального методов измерения эффективности. На рисунке обозначены: 1 — максимальная эффективность дифракции, измеренная интегральным методом; 2, 3 — эффективность дифракции на центральной длине волны при ширине окна пропускания 1.0 и 2.5 нм соответственно; 4 — аппроксимация функцией  $\sin^2 U/U_0$  при малой эффективности дифракции.

интегральным методом (кривая 1) при малой эффективности дифракции. Аппроксимация (кривая 4) выполнена для малой эффективности дифракции при  $U \leq 0.2$ . Сопоставляя результаты измерений различными методами, можно сделать вывод, что спектральный метод позволяет найти оптимальную амплитуду ВЧ-сигнала, выше которой возникают спектральные искажения дифрагировавшего излучения, а интегральный метод позволяет при этой амплитуде определить абсолютное значение эффективности дифракции и необходимую задержку между началом генерации ВЧ-сигнала в АОДЛЗ и временем излучения УКИ.

В импульсном режиме работы АОДЛЗ необходимо также контролировать среднюю мощность ВЧ-сигнала, определяющую тепловой режим работы прибора. Несмотря на то, что минимальный период повторения ВЧ-сигналов теоретически равен временной апертуре АОДЛЗ  $T_a$  (при этом фазы 1 и 3 совпадают), основным практическим ограничением является тепловыделение в АО-кристалле, вызванное поглощением ОАВ и потерями в пьезопреобразователе. По этой причине реальная предельная частота обрабатываемых УКИ может быть на 1...2 порядка ниже величины  $1/T_a$  и зависит от мощности ВЧ-сигнала. В литературе также была отмечена эмпирическая взаимосвязь между потребляемой ВЧ-мощностью, создаваемой величиной ДГС и угловой дисперсией дифрагировавшего излучения, вызванной тепловыми градиентами в АО-кристалле  $\text{TeO}_2$  (203). Среди методов измерения влияния температуры на характеристики АО-устройств мож-

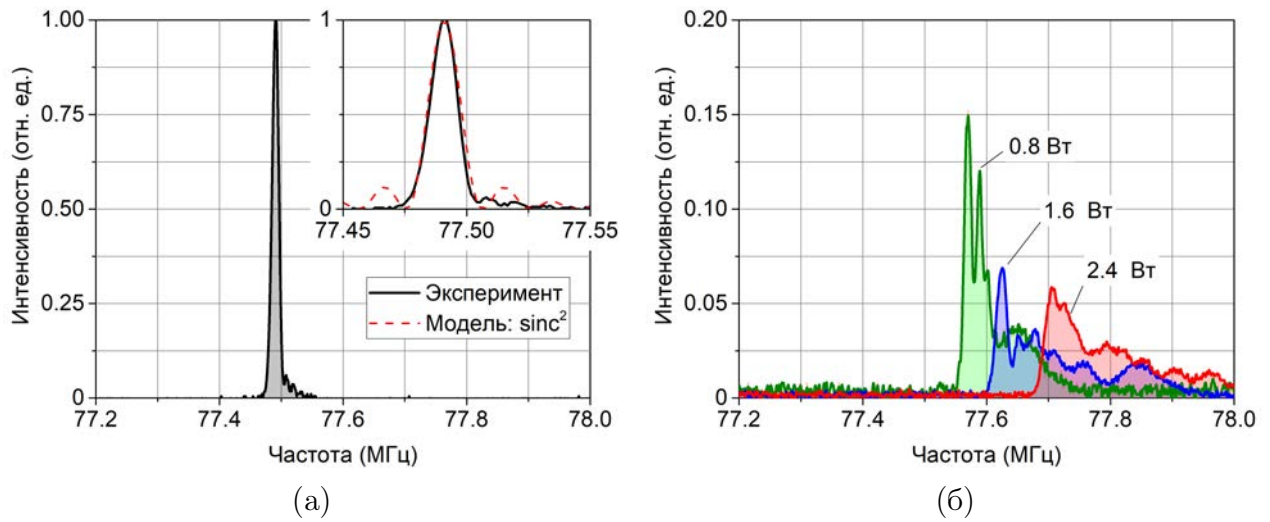


Рис. 1.37. Искажение аппаратной функции АОДЛЗ температурными градиентами в кристалле  $\text{TeO}_2$ : (а) при малой мощности ВЧ-сигнала ширина аппаратной функции соответствует расчётной; (б) при увеличении мощности ВЧ-сигнала наблюдается смещение и существенное уширение аппаратной функции.

но выделить коноскопию <sup>(A12, A17)</sup>, АО-измерение частоты фазового синхронизма <sup>(229, 230)</sup> и лазерно-ультразвуковое зондирование <sup>(A29)</sup>. Поскольку пиковая мощность ВЧ-сигнала, подаваемого на пьезопреобразователь АОДЛЗ, может составлять десятки ватт, необходимо увеличивать скважность ВЧ-сигналов, то есть уменьшать частоту их повторения.

В качестве примера на рис. 1.37 приведены результаты измерения аппаратной функции АОДЛЗ при наличии в кристалле  $\text{TeO}_2$  температурного градиента, вызванного высокой мощностью поглощаемой ОАВ <sup>(A47)</sup>. Измерения были проведены с АОДЛЗ конфигурации III на длине волны  $\lambda_0 = 1053$  нм одночастотного Yb-волоконного лазера *Keopsys CYFL-KILO*. На рис. 1.37 (а) показана аппаратная функция при малой мощности при постоянной амплитуде ВЧ-сигнала 20 мВт, которая хорошо соответствует модели. Измерение проводилось методом сканирования частоты ВЧ-сигнала <sup>(A46)</sup>; частота фазового синхронизма составляла величину  $f_0 = 77.49$  МГц. Одновременно с основной частотой  $f \approx f_0$  на АОДЛЗ подавался дополнительный ВЧ-сигнал на частоте  $f_{\text{aux}} = 70$  МГц, лежащей в рабочем диапазоне пьезопреобразователя, мощностью 0.8...2.4 Вт. Благодаря существенному отличию частот дифракция лазерного пучка на мощном ВЧ-сигнале не наблюдалась, однако неоднородное тепловыделение в кристалле  $\text{TeO}_2$  приводило к сильному изменению аппаратной функции. Одновременно тепловизионным методом проводились измерения температуры кристалла  $\text{TeO}_2$ , которые показали, что даже при мощности ВЧ-сигнала 0.8 Вт градиент температур вдоль направления квазиколлинеарного АО-взаимодействия

может превышать 1 К/мм. Это приводит к существенным искажениям формы аппаратной функции, показанным на рис. 1.37 (б). Данные эксперимента хорошо согласуются с расчётами, выполненными в одномерной модели связанных мод, учитывающей изменение частоты фазового синхронизма (1.13), вызванное температурной зависимостью скорости ультразвука  $V$  (A47). Другим нежелательным физическим эффектом, приводящим к искажению структуры поля в ОАВ при сильном нагреве кристалла, является изменение направления распространения ОАВ при отражении от входной грани квазиколлинеарной АО-ячейки (231), то есть, фактически, изменение угла  $\alpha$ , определяющего все основные параметры квазиколлинеарной АО-дифракции.

### 1.5.5. Соотношения между оптической и акустической дисперсией

Геометрическая модель фазового синхронизма, проиллюстрированная на рис. 1.25, в квазиколлинеарной геометрии АО-взаимодействия позволяет установить важное соотношение между дисперсией широкополосного ВЧ-сигнала и наведённой дисперсией дифрагировавшей оптической волны (A40).

Условие фазового синхронизма (1.13) можно представить в виде соотношения между частотой ультразвука  $f$  и циклической частотой света  $\omega$  в виде

$$f = \frac{\omega}{2\pi} \left( \frac{V}{c_0} \Delta n \right), \quad (1.33)$$

где  $\Delta n$  — величина двулучепреломления в направлении АО-взаимодействия.

Общепринятое в оптике определение коэффициентов дисперсии  $k$ -го порядка  $b_k$  основано на разложении спектральной фазы в ряд Тейлора (1,3)

$$\phi(\omega) = \sum_k \frac{b_k}{k!} (\omega - \omega_0)^k. \quad (1.34)$$

Коэффициент первого порядка определяет групповую задержку,

$$b_1 = \frac{d\phi}{d\omega} = \tau, \quad (1.35)$$

а коэффициент второго порядка — величину ДГС

$$b_2 = \frac{d^2\phi}{d\omega^2} = \frac{d\tau}{d\omega}. \quad (1.36)$$

Пусть частота ультразвука меняется линейно, то есть её производная определяется двумя параметрами: шириной диапазона частот  $\Delta f$  и соответствующей длительностью

ЛЧМ сигнала  $T_{\text{chirp}}$ . Поскольку ОАВ распространяется в кристалле с групповой скоростью  $V_g = V/\cos\psi$ , на малом интервале  $dz$  частота фазового синхронизма меняется на величину

$$df = \frac{\Delta f}{T_{\text{chirp}} V_g} dz, \quad (1.37)$$

а соответствующее фазовому синхронизму приращение оптической частоты  $\omega$  равняется

$$d\omega = 2\pi \left( \frac{V}{c_0} \Delta n \right)^{-1} \frac{\Delta f}{T_{\text{chirp}}} \cdot \frac{\cos\psi}{V} dz. \quad (1.38)$$

Оптическая задержка, возникающая за счёт преобразования О-волны в Е-волну, на этом интервале равняется

$$d\tau = \frac{\Delta n}{c_0} dz. \quad (1.39)$$

Исключая  $dz$  из уравнений (1.38) и (1.39), из определения (1.36) получаем, что дисперсия групповой скорости оптической волны равняется

$$b_2 = \frac{d\tau}{d\omega} = \frac{2}{\cos\psi} \left( \frac{V}{c_0} \Delta n \right)^2 \frac{T_{\text{chirp}}}{4\pi\Delta f}. \quad (1.40)$$

Как будет показано в разделе 3.2, величина

$$B_2 = \frac{T_{\text{chirp}}}{4\pi\Delta f} \quad (1.41)$$

представляет собой дисперсию второго порядка ВЧ-сигнала, получаемого при помощи преобразования Френеля при условии прямоугольного спектра ультразвука с  $\Delta f T_{\text{chirp}} \gg 1$ .

Таким образом, выражение (1.40) необходимо для установления соответствия между коэффициентом дисперсии акустического сигнала в АОДЛЗ и создаваемой этим сигналом оптической дисперсии. Это соотношение является ключевым для калибровки АОДЛЗ, используемой в режиме адаптивного сжатия УКИ и компенсации остаточных дисперсий в лазерной системе. Адаптивная коррекция дисперсий при помощи АОДЛЗ конфигурации II, подтверждающая справедливость (1.40), была продемонстрирована экспериментально в стартовой части петаваттной ОРСРА-системы PEARL <sup>(A50)</sup>.

На основании выражения (1.40) можно найти максимальную величину ДГС, создаваемую в АОДЛЗ с длиной взаимодействия  $L$ :

$$\max b_2 = \frac{\varkappa \lambda^2 L}{2\pi c_0^2 \Delta \lambda}. \quad (1.42)$$

Таким образом, видно, что калибровочный коэффициент  $\varkappa = \lambda f$  является единственной величиной, зависящей от геометрии квазиколлинеарного АО-взаимодействия, определяющей предельные параметры АОДЛЗ по компенсируемой величине оптической дисперсии.

## Выводы к главе 1

В первой главе диссертации выполнен обзор актуального состояния исследований в области АО-управления УКИ и рассмотрены основные типы используемых для этого приборов. Также получен ряд оригинальных результатов, заключающихся в следующем:

1) Разработана система произвольной выборки и амплитудной коррекции цугов УКИ для лазерного драйвера фотоинжектора, основанная на АОМ с программируемой электронной системой управления (A22).

2) Экспериментально продемонстрирован новый эффект интерференции двух когерентных УКИ при неколлинеарном АО-взаимодействии, причём компенсация фазовой задержки между пучками осуществляется подстройкой фазы ультразвуковой волны; при использовании тангенциальной геометрии анизотропной дифракции в кристалле  $\text{TeO}_2$  достигнута эффективность 60 % сложения двух пучков излучения Ti-сапфирового ФЗГ при управляющей ВЧ-мощности 0.8 Вт (A48).

3) Показано, что спектральное разрешение АОДЛЗ прямо пропорционально параметру  $\varkappa = \lambda f$  и обратно пропорционально быстродействию, определяемому длиной кристалла; таким образом, параметр  $\varkappa$  позволяет количественно сравнивать различные геометрии квазиколлинеарной дифракции и различные АО-кристаллы.

4) Проанализированы закономерности квазиколлинеарной дифракции в кристаллах различных групп симметрии и показано существование двух различных геометрий широкоапертурной квазиколлинеарной АО-дифракции в плоскости симметрии моноклинных кристаллов; на примере кристалла KGW найдены углы распространения ОАВ  $2.8^\circ$  и  $69.2^\circ$  относительно диэлектрической оси  $x_2$ , которые могут быть использованы для создания новых типов АОДЛЗ с широкоапертурной геометрией дифракции (A42).

5) Предложен спектральный метод измерения эффективности дифракции УКИ и определения оптимальной амплитуды ВЧ-сигналов в АОДЛЗ; показано, что измерение интегральной эффективности дифракции может приводить к завышенным значениям управляющей ВЧ-мощности и искажению спектральной модуляции (A50).

Эти результаты используются в главах 3 и 4 настоящей работы.



## Глава 2

# Теория акустооптической дифракции ультракоротких лазерных импульсов

В данной главе используются материалы, опубликованные в статьях [A3, A4].

### 2.1. Известные теоретические модели описания АО-дифракции УКИ

#### 2.1.1. Модель линейного фильтра

Одной из наиболее распространённых моделей для описания АО-дифракции УКИ является приближение линейного спектрального фильтра <sup>(17, 18)</sup>. Данная модель основана на линейности АО-взаимодействия, предположении малой эффективности дифракции и приближении стационарности акустического поля в течение распространения фемтосекундного импульса. Последнее справедливо, поскольку в типичных АО-материалах соотношение скоростей ультразвука и света составляет величину  $nV/c_0 \sim 10^{-5}$ .

Импульс лазерного излучения  $E(t)$  выражается через его спектр

$$\tilde{E}(\omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} E(t) \exp(-i\omega t) dt \quad (2.1)$$

(здесь и далее тильда обозначает Фурье-сопряжённую функцию). Тогда действие линейного фильтра описывается комплексным коэффициентом пропускания  $\tilde{H}(\omega)$  в частотной области:

$$\tilde{E}_{\text{out}}(\omega) = \tilde{E}_{\text{in}}(\omega) \tilde{H}(\omega), \quad (2.2)$$

В случае АО-фильтра его функция пропускания определяется спектром ультразвукового сигнала  $S(t)$

$$\tilde{H}(\omega) = \tilde{S}(\kappa\omega/c_0), \quad (2.3)$$



где считается, что частота ультразвука  $f$  линейно связана с частотой света  $\omega$  через постоянный коэффициент  $\kappa$ :  $2\pi f = \kappa\omega/c_0$ . В разделе 3.3 будет показано, что на практике такое приближение приводит к существенным систематическим погрешностям даже при небольших отстройках по частоте от центра спектра (порядка 1 % от центральной частоты) и требует уточнения, учитывающего дисперсию показателей преломления АО-кристалла. Выражение (2.3) означает, что для вычисления временных профилей частоты и амплитуды ВЧ-сигнала достаточно выполнить корректную калибровку частоты  $f$  в рабочем диапазоне длин волн и взять преобразование Фурье от заданной функции пропускания.

Несмотря на определённые ограничения данной модели при высокой эффективности дифракции, она оказывается достаточно эффективной для формирования сложных функций пропускания АОДЛЗ при широком спектре излучения УКИ. Таким образом, модель линейного фильтра была положена в основу дисперсионного метода формирования произвольных комплекснозначных функций пропускания, описанного в главе 3.

### 2.1.2. Геометрическая модель фазового синхронизма

Другой известной моделью для описания дифракции УКИ на частотно-модулированном ультразвуковом волновом пакете является геометрическая модель фазового синхронизма (178). В данной модели считается, что дифракция каждой из длин волн в спектре УКИ происходит строго в определённой точке кристалла, в которой находится соответствующий

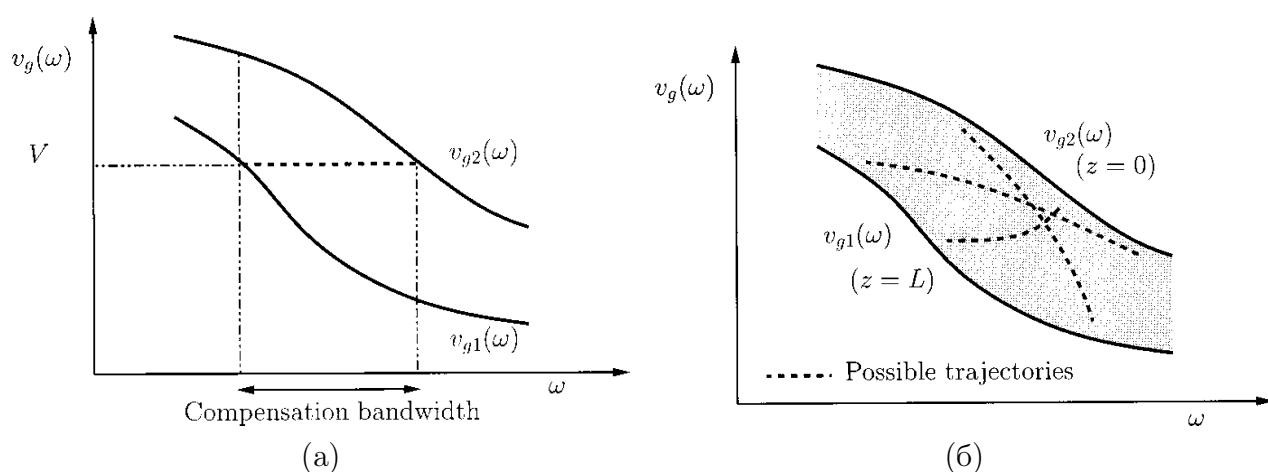


Рис. 2.1. Геометрическая модель описания АО-взаимодействия: (а) определение диапазона компенсации групповой задержки; (б) возможные фазовые траектории в данном диапазоне. На рисунке обозначены:  $v_{g1}$  и  $v_{g2}$  — групповые скорости медленной и быстрой оптических мод кристалла. Иллюстрация из источника [178].

ющая ей мгновенная частота ВЧ-сигнала. Сущность метода показана на рис. 2.1 как диаграмма зависимости групповой скорости от частоты для медленной и быстрой мод в АО-кристалле. Постоянная групповая скорость  $V$  на рис. 2.1 (а) позволяет определить диапазон частот, в котором АОДЛЗ позволяет компенсировать собственную дисперсию кристалла; различные кривые на рис. 2.1 (б) соответствуют различным значениям дисперсии, создаваемой посредством АО-взаимодействия. Каждая траектория соответствует некоторому пространственному распределению частоты фазового синхронизма  $\omega_m(z)$ , где ось  $z$  выбрана параллельна волновому вектору ультразвука  $\mathbf{K}$ , следовательно, при распространении бегущей ОАВ координата связана с временем соотношением  $z = Vt$ . В соответствии с условием фазового синхронизма в виде (1.33), временной профиль частотной модуляции ультразвуковой волны находится как:

$$f_m(t) = \frac{V\omega_m(Vt)}{2\pi c_0} \Delta n(\omega_m(Vt)), \quad (2.4)$$

а ВЧ-сигнал вычисляется в явном виде как

$$S_m(t) = \cos \int_0^t 2\pi f_m(t') dt'. \quad (2.5)$$

Преимуществом геометрического метода является возможность достаточно простого полиномиального представления мгновенной частоты ВЧ-сигнала  $f(t)$ , определяющего произвольную функцию групповой задержки  $\tau_{gr}(\omega)$ .

Очевидным ограничением геометрической модели фазового синхронизма является невозможность использовать ВЧ-сигналы с немонотонной частотной модуляцией. В геометрической модели также не учитывается конечная ширина аппаратной функции АОДЛЗ. Следовательно, такая модель не позволяет полностью описывать произвольные функции пропускания АОДЛЗ. Спектр дифрагировавшего излучения, полученного на основании геометрической модели фазового синхронизма, содержит характерные осцилляции Гиббса <sup>(178)</sup>. Несмотря на это, она хорошо сочетается с традиционным представлением оптической дисперсии в полиномиальном виде и позволяет решать задачи адаптивной компрессии УКИ <sup>(232)</sup>.

### 2.1.3. Волновые модели для брэгговских решёток

Наряду с АОМ и АОДЛЗ в фемтосекундной оптике широко используются в качестве chirпированных зеркал фоторефрактивные синусоидальные фазовые решетки (151). Хорошо известно, что фоторефрактивные и АО дифракционные решетки описываются аналогичными уравнениями связанных мод (228). Независимо от рассмотренного далее в настоящей главе анализа АО-взаимодействия УКИ (A3, A4) различными авторами были разработаны волновые модели взаимодействия УКИ с фоторефрактивными брэгговскими решетками (153, 233, 234). В частности, в работе (234) нестационарные уравнения связанных мод выведены из уравнений Максвелла без приближения ММА, а также проведено сравнение результатов расчётов по теории связанных мод с численным моделированием методом конечных разностей. В ряде работ было теоретически показано, что при сильной модуляции показателя преломления в фоторефрактивной решетке возможен особый вид профилирования УКИ — формирование реплик импульса (235, 236).

На рис. 2.2 показаны различные геометрии объёмных брэгговских решеток (151). Пропускающая решетка аналогична неколлинеарной геометрии АО-дифракции, используемой в АОМ. Отражающие решетки выполнены в коллинеарной геометрии взаимодействия и отличаются от квазиколлинеарных АО-ячеек, лежащих в основе АОДЛЗ, тем что в них имеет место противоположно-направленное взаимодействие. В АО-приборах видимого и ближнего ИК-диапазонов такая геометрия практически не осуществима из-за крайне высоких частот ультразвука, требуемых для реализации условия фазового синхро-

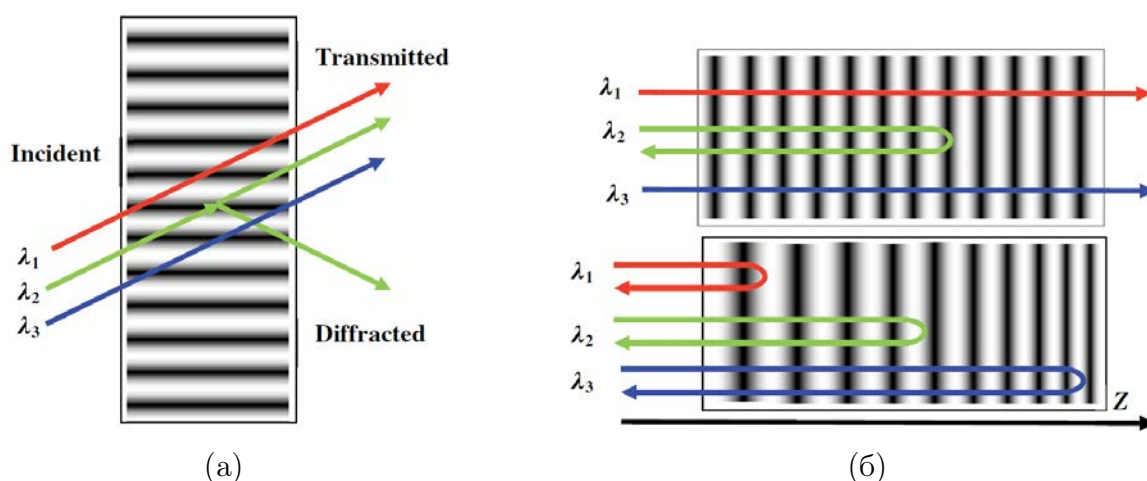


Рис. 2.2. Схема дифракции пучка на объёмной брэгговской решётке: (а) пропускающая решётка; (б) отражающая решётка с однородной модуляцией — брэгговское зеркало (вверху) и chirпированная решётка (внизу). Иллюстрация из источника [151].

низма, однако в среднем и дальнем ИК и в терагерцовом диапазоне частот применение обратной АО-дифракции рассматривается как перспективное направление <sup>(237–240)</sup>. Коллинеарная отражательная геометрия является основной для chirпированных брэгговских зеркал, широко используемых в качестве дисперсионных элементов. Пространственный период модуляции показателя преломления chirпированного зеркала линейно меняется с координатой  $z$ , что создаёт положительную или отрицательную ДГС аналогично фазовой ЛЧМ-решётке в АОДЛЗ.

## 2.2. Волновая теория АО-дифракции УКИ

### 2.2.1. Основные определения и обозначения

Плоская электромагнитная волна  $E(t, z)$ , распространяющаяся в положительном направлении оси  $z$  в среде с показателем преломления  $n$ , представляется через комплексную амплитуду  $A(t, z)$  в виде

$$E(t, z) = A(t, z) \exp [i (\omega t - kz)], \quad (2.6)$$

где  $k = n\omega/c_0$ . В силу линейности рассматриваемых уравнений комплексно-сопряженную часть можно опустить. Здесь и далее используются правила знаков, принятые в работе <sup>(1)</sup>, однако равноправно пользоваться и противоположными знаками в выражениях для фазы полей, преобразованиях Фурье и сопутствующих выражениях <sup>(241)</sup>.

Спектр некоторой функции  $F(t)$  определяется преобразованиями Фурье

$$\tilde{F}_\omega(\omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} F(t) \exp(-i\omega t) dt \quad \text{или} \quad \tilde{F}_f(f) = \int_{-\infty}^{+\infty} F(t) \exp(-2\pi i f t) dt; \quad (2.7)$$

$$F(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{F}_\omega(\omega) \exp(i\omega t) d\omega = \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{F}_f(f) \exp(2\pi i f t) df. \quad (2.8)$$

Далее величины  $\tilde{F}_\omega$  и  $\tilde{F}_f$  равноправно используются без нижнего индекса, а конкретный вид преобразования (2.7) определяется используемой в зависимости от контекста переменной  $\omega$  или  $f$  в частотной области.

Для импульсов произвольной формы величины огибающую интенсивности  $|A(t)|^2$  и спектр мощности  $|\tilde{A}(\omega)|^2$  можно рассматривать как плотность вероятности распределения некоторой случайной величины <sup>(1)</sup>. Тогда энергия импульса определяется как

$$w = \int_{-\infty}^{+\infty} |A(t)|^2 dt = \int_{-\infty}^{+\infty} |\tilde{A}(\omega)|^2 d\omega, \quad (2.9)$$

центр импульса определён как среднее значение

$$t_c = \frac{1}{w} \int_{-\infty}^{+\infty} t |A(t)|^2 dt, \quad (2.10)$$

длительность импульса определяется как СКО времени  $t$

$$\Delta t_{\text{rms}} = \left[ \frac{1}{w} \int_{-\infty}^{+\infty} (t - t_c)^2 |A(t)|^2 dt \right]^{1/2}. \quad (2.11)$$

Аналогично, центральную частоту спектра излучения можно определять как

$$\omega_c = \frac{1}{w} \int_{-\infty}^{+\infty} \omega |\tilde{A}(\omega)|^2 d\omega, \quad (2.12)$$

а ширину спектра

$$\Delta\omega_{\text{rms}} = \left[ \frac{1}{w} \int_{-\infty}^{+\infty} (\omega - \omega_c)^2 |\tilde{A}(\omega)|^2 d\omega \right]^{1/2}. \quad (2.13)$$

Например, для импульса гауссовой формы длительностью  $2\sqrt{2}\tau_0$  по уровню  $1/e^2$  по интенсивности

$$A(t) = \exp\left(-\frac{t^2}{2\tau_0^2}\right), \quad (2.14)$$

среднеквадратичные значения длительности и ширины спектра равняются

$$\Delta t_{\text{rms}} = \frac{\tau_0}{\sqrt{2}} \quad \text{и} \quad \Delta\omega_{\text{rms}} = \frac{1}{\sqrt{2}\tau_0}. \quad (2.15)$$

Также в работе используется следующее определение функции  $\text{sinc } x$ :

$$\text{sinc } x = \frac{\sin(\pi x)}{\pi x}, \quad (2.16)$$

которое с учётом (2.8) тождественно обратному преобразованию Фурье от прямоугольной функции:

$$\text{sinc } x = \frac{1}{2\pi} \int_{-\pi}^{\pi} \exp(i\omega x) d\omega \quad (2.17)$$

### 2.2.2. Общий вывод укороченных уравнений методом ММА

Рассмотрим вывод из первых принципов уравнений связанных мод для оптических волновых пакетов в линейной среде с дисперсией.

Проанализируем случай одномерного коллинеарного взаимодействия плоских волн в полупространстве  $z \geq 0$  линейной диспергирующей среды. Волновое уравнение немагнитной среды в общем виде представляется как

$$\text{rot}(\text{rot } \mathbf{E}) + \frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2 \mathbf{D}}{\partial t^2} = 0, \quad (2.18)$$

где  $\mathbf{E}$  и  $\mathbf{D}$  — векторы напряженности и индукции электрического поля, связанные между собой материальным уравнением

$$\mathbf{D}(t, z) = \int_{-\infty}^t dt' \int_0^\infty dz' \hat{\varepsilon}(t, t', z, z') \mathbf{E}(t', z'). \quad (2.19)$$

Пространственная дисперсия учитывается в тензорном виде диэлектрической проницаемости среды. Тогда, принимая локальность взаимодействия электромагнитной волны

со средой, диэлектрическую проницаемость неоднородной среды можно представить как  $\hat{\varepsilon}(t, t', z, z') = \hat{\varepsilon}(t, t', z)\delta(z - z')$ , следовательно, материальное уравнение (2.19) имеет вид

$$\mathbf{D}(t, z) = \int_{-\infty}^t \hat{\varepsilon}(t, t', z)\mathbf{E}(t', z) dt'. \quad (2.20)$$

Пренебрегая затуханием ультразвука, зависимость тензора диэлектрической проницаемости среды от координаты  $z$  и времени  $t$  под действием произвольной бегущей упругой волны  $S(\zeta) = |S(\zeta)| \cos \Phi(\zeta)$ , где  $\Phi(\zeta)$  — фаза сигнала, можно записать в виде

$$\hat{\varepsilon}(t, t', z) = \hat{\varepsilon}_0(t - t') + \Delta\hat{\varepsilon} \cdot \delta(t - t') \cdot S\left(t - \frac{z}{V}\right), \quad (2.21)$$

где  $V$  — фазовая скорость ультразвука. Зависимость  $\hat{\varepsilon}_0(t)$  определяет дисперсионные свойства среды, а величина  $\Delta\hat{\varepsilon}$  характеризует фотоупругий эффект (величина  $S$  принята безразмерной, а размерность учитывается в выражении для  $\Delta\hat{\varepsilon}$  через фотоупругие коэффициенты). При этом поправка  $\Delta\hat{\varepsilon}$  к тензору диэлектрической проницаемости  $\hat{\varepsilon}_0$  считается малой, а пространственная и временная дисперсия фотоупругого эффекта не учитывается. Спектральная зависимость тензора диэлектрической проницаемости определяется величиной

$$\hat{\varepsilon}_0(\omega) = \int_0^{\infty} \hat{\varepsilon}_0(t) \exp(-i\omega t) dt. \quad (2.22)$$

Решение волнового уравнения (2.18) ищем в виде разложения по собственным волнам в кристалле с медленно меняющейся огибающей  $A(t, z)$  и центральной длиной волны в вакууме  $\lambda_p = 2\pi c_0/\omega_p$ ; собственные поляризации задаются ортами  $\mathbf{e}_p$ :

$$\mathbf{E}(t, z) = \sum_p \mathbf{e}_p A_p(t, z) \exp[i(\omega_p t - k_p z)], \quad (2.23)$$

где индекс  $p$  обозначает номер дифракционного порядка. При этом орты  $\mathbf{e}_p$  находятся из дисперсионного уравнения невозмущенной среды, позволяющего также определить показатели преломления <sup>(228)</sup>

$$\left(k^2 \hat{I} - \mathbf{k}\mathbf{k} - \frac{\omega^2}{c_0^2} \hat{\varepsilon}_0\right) \mathbf{e} = 0, \quad (2.24)$$

где  $\hat{I}$  — единичный тензор второго ранга. В таком случае для  $A(t, z)$  получаем начальную задачу на полупрямой  $z \in [0, \infty)$  с начальными условиями

$$A_p(t, z = 0) = A_{0p}(t). \quad (2.25)$$

В силу линейности среды, можно выделить стационарную и переменную составляющие тензора диэлектрической проницаемости

$$\hat{\varepsilon}(\omega; t, z) = \hat{\varepsilon}_0(\omega) + \Delta\hat{\varepsilon} \cdot S\left(t - \frac{z}{V}\right), \quad (2.26)$$

следовательно, вектор индукции электрического поля также раскладывается на две независимые компоненты:

$$\mathbf{D}(t, z) = \mathbf{D}_0(t, z) + \Delta\mathbf{D}(t, z). \quad (2.27)$$

Стационарная часть описывает дисперсионные свойства среды без упругой волны:

$$\mathbf{D}_0(t, z) = \int_0^\infty \hat{\varepsilon}_0(t') \mathbf{E}(t - t', z) dt'. \quad (2.28)$$

Переменная часть вектора индукции описывает АО-взаимодействие в среде:

$$\Delta\mathbf{D}(t, z) = \Delta\hat{\varepsilon}\mathbf{E}(t, z) \cdot S\left(t - \frac{z}{V}\right). \quad (2.29)$$

Раскладывая величину  $A(t, z)$  в ряд Тейлора по  $(t - t')$ ,

$$A(t - t', z) = \sum_{m=0}^{\infty} \frac{(-1)^m}{m!} \frac{\partial^m A(t, z)}{\partial t^m} t'^m, \quad (2.30)$$

получим выражение для вектора индукции электромагнитного поля, определяющей дисперсионные свойства невозмущённой среды <sup>(1)</sup>:

$$\begin{aligned} \mathbf{D}_0(t, z) &= \int_0^\infty \hat{\varepsilon}_0(t') \sum_p \left\{ \mathbf{e}_p A_p(t - t', z) \exp[i(\omega_p(t - t') - k_p z)] \right\} dt' = \\ &= \sum_p \left\{ \exp[i(\omega_p t - k_p z)] \int_0^\infty \hat{\varepsilon}_0(t') \mathbf{e}_p \sum_{m=0}^{\infty} \frac{(-1)^m}{m!} \frac{\partial^m A_p(t, z)}{\partial t^m} t'^m \exp(-i\omega_p t') dt' \right\} = \\ &= \sum_p \left\{ \exp[i(\omega_p t - k_p z)] \sum_{m=0}^{\infty} \frac{(-1)^m}{m!} \frac{\partial^m A_p(t, z)}{\partial t^m} \int_0^\infty \hat{\varepsilon}_0(t') \mathbf{e}_p t'^m \exp(-i\omega_p t') dt' \right\} = \\ &= \sum_p \left\{ \exp[i(\omega_p t - k_p z)] \sum_{m=0}^{\infty} \frac{(-i)^m}{m!} \frac{\partial^m A_p(t, z)}{\partial t^m} \left( \frac{\partial^m \hat{\varepsilon}_0(\omega) \mathbf{e}_p}{\partial \omega^m} \right)_{\omega_p} \right\} \quad (2.31) \end{aligned}$$

Количество учтённых слагаемых в степенном ряду

$$\sum_{m=0}^{\infty} \frac{(-i)^m}{m!} \frac{\partial^m A(t, z)}{\partial t^m} \frac{\partial^m \varepsilon_0(\omega)}{\partial \omega^m}$$

определяет порядок приближения в теории дисперсии.

АО-составляющая вектора индукции равняется

$$\Delta\mathbf{D}(t, z) = \sum_p \left[ \exp[i(\omega_p t - k_p z)] S\left(t - \frac{z}{V}\right) A_p(t, z) \Delta\hat{\varepsilon} \mathbf{e}_p \right] \quad (2.32)$$

Подстановка общего вида решения (2.23) в волновое уравнение (2.18) позволяет получить следующие выражения:

$$\frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial z^2} = \sum_p \mathbf{e}_p \left( -k_p^2 A_p - 2ik_p \frac{\partial A_p}{\partial z} + \frac{\partial^2 A_p}{\partial z^2} \right) \exp[i(\omega_p t - k_p z)]. \quad (2.33)$$



$$\begin{aligned}
\frac{\partial^2 \mathbf{D}}{\partial t^2} = \sum_p \left\{ -\omega_p^2 \hat{\varepsilon}_0 A_p + i \left( \frac{\partial}{\partial \omega} \omega^2 \hat{\varepsilon}_0 \right)_{\omega_p} \frac{\partial A_p}{\partial t} + \frac{1}{2} \left( \frac{\partial^2}{\partial \omega^2} \omega^2 \hat{\varepsilon}_0 \right)_{\omega_p} \frac{\partial^2 A_p}{\partial t^2} - \right. \\
\left. - \sum_{m=3}^{\infty} \frac{(-i)^m}{m!} \frac{\partial^m A_p}{\partial t^m} \frac{1}{\omega_p^{m-2}} \frac{\partial^m}{\partial \omega^m} (\omega^m \hat{\varepsilon}_0) + \right. \\
\left. + \left[ \left( \frac{\partial^2 S}{\partial t^2} + 2i\omega_p \frac{\partial S}{\partial t} - \omega_p^2 S \right) A_p + 2 \left( \frac{\partial S}{\partial t} + i\omega_p S \right) \frac{\partial A_p}{\partial t} + S \frac{\partial^2 A_p}{\partial t^2} \right] \Delta \hat{\varepsilon} \right\} \mathbf{e}_p \exp[i(\omega_p t - k_p z)]
\end{aligned} \tag{2.34}$$

В общем случае система уравнений для огибающих волновых пакетов различных дифракционных порядков будет иметь вид:

$$\begin{aligned}
\sum_p \exp[i(\omega_p t - k_p z)] \left\{ 2ik_p \left( \frac{\partial}{\partial z} + \frac{1}{u_p} \frac{\partial}{\partial t} \right) A_p - \left[ \frac{\partial^2}{\partial z^2} - \left( \frac{1}{u_p^2} + 2k_p \gamma_p \right) \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right] A_p - \right. \\
\left. - \sum_{m=3}^{\infty} \frac{(-i)^m}{m!} \frac{\partial^m A_p}{\partial t^m} \left( \frac{\partial^m}{\partial \omega^m} k_p^2 \right)_{\omega_p} + \Delta \hat{\varepsilon} \frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2 (S_p A_p)}{\partial t^2} \exp(-i\omega_p t) \right\} \mathbf{e}_p = 0, \tag{2.35}
\end{aligned}$$

где было использовано обозначение

$$S_p(t, z) = \exp(i\omega_p t) S \left( t - \frac{z}{V} \right). \tag{2.36}$$

Согласно общепринятому определению, вектор групповой скорости равняется

$$\mathbf{u}_p = \frac{d\omega}{d\mathbf{k}} \tag{2.37}$$

и определяет направление потока энергии волны <sup>(241)</sup>. В изотропной среде величину групповой скорости можно найти как

$$u_p = \left( \frac{\partial k_p}{\partial \omega} \right)_{\omega_p}^{-1} = c_0 \left( n_p(\lambda_p) - \lambda_p \left. \frac{dn_p}{d\lambda} \right|_{\lambda_p} \right)^{-1}. \tag{2.38}$$

Величина ДГС определяется параметром:

$$\gamma_p = \frac{1}{2} \left. \frac{\partial^2 k_p}{\partial \omega^2} \right|_{\omega=\omega_p}. \tag{2.39}$$

Сравнивая это выражение с (1.36), легко видеть, что

$$\gamma = \frac{b_2}{2z}. \tag{2.40}$$

Несмотря на различие размерностей величин  $\gamma$  и  $b_2$ , в данной работе термин ДГС используется для обеих из них в зависимости от контекста.

### 2.2.3. Частные случаи

Из общего уравнения (2.35) следуют хорошо известные частные случаи. Например, отсутствие ультразвука ( $\Delta\hat{\epsilon} = 0$ ) означает, что взаимодействие между собственными волнами в среде не происходит. Это означает, что уравнение (2.35) распадается на однотипные независимые уравнения для различных значений индекса  $p$ :

$$\left(\frac{\partial}{\partial z} + \frac{1}{u_p} \frac{\partial}{\partial t}\right) A_p + \frac{i}{2k_p} \left(\frac{\partial^2}{\partial z^2} - \frac{1}{u_p^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2}\right) A_p - i\gamma_p \frac{\partial^2 A_p}{\partial t^2} + \frac{1}{2k_p} \sum_{m=3}^{\infty} \frac{(-i)^{(m+1)}}{m!} \frac{\partial^m A}{\partial t^m} \left(\frac{\partial^m}{\partial \omega^m} k_p^2\right)_{\omega_p} = 0, \quad (2.41)$$

Ограничивая рассмотрение производными второго порядка, получаем хорошо известное уравнение распыливания волновых пакетов

$$\left(\frac{\partial}{\partial z} + \frac{1}{u} \frac{\partial}{\partial t}\right) A - i\gamma \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} = 0, \quad (2.42)$$

аналогичное уравнению дифракции волновых пучков в параболическом приближении (2.42).

При традиционной постановке задачи квазистационарного АО-взаимодействия рассмотрение ограничено стационарными волнами, то есть  $\partial A_p / \partial t = 0$ . Тогда зависимость амплитуды волны от пройденного расстояния  $z$  определяется уравнениями

$$\begin{aligned} \sum_p \exp[i(\omega_p t - k_p z)] \left(2ik_p \frac{\partial A_p}{\partial z} - \frac{\partial^2 A_p}{\partial z^2}\right) \mathbf{e}_p = \\ = -\frac{1}{c_0^2} \sum_p \exp(-ik_p z) \frac{\partial^2}{\partial t^2} [\exp(i\omega_p t) S(t, z)] A_p \Delta\hat{\epsilon} \mathbf{e}_p. \end{aligned} \quad (2.43)$$

Для монохроматической бегущей ультразвуковой волны  $S(t, z) = S_0 \sin(\Omega t - Kz + \Phi)$ , где  $K = \Omega/V$  — волновое число ультразвука,  $\Phi$  — произвольная фаза ультразвука, правая часть уравнения преобразуется к виду

$$\begin{aligned} \frac{S_0}{2ic_0^2} \sum_p \left\{ \exp[-i(k_p + K)z] \exp(i\Phi) (\omega_p + \Omega)^2 \exp[i(\omega_p + \Omega)t] - \right. \\ \left. - \exp[-i(k_p - K)z] \exp(-i\Phi) (\omega_p - \Omega)^2 \exp[i(\omega_p - \Omega)t] \right\} A_p \Delta\hat{\epsilon} \mathbf{e}_p. \end{aligned} \quad (2.44)$$

При брэгговском режиме дифракции взаимодействие происходит только между двумя волнами ( $p = 0, 1$ ). Для выполнения инвариантности по времени необходимо выполнение условия  $\omega_0 = \omega_1 \pm \Omega$ . Тогда, не снижая общности, можно преобразовать (2.43) в систему обобщённых уравнений связанных мод:

$$\begin{cases} \frac{\partial A_0}{\partial z} + \frac{i}{2k_0} \frac{\partial^2 A_0}{\partial z^2} = -\frac{q_0}{2} \exp(-i\Delta k z) \exp(-i\Phi) A_1; \\ \frac{\partial A_1}{\partial z} + \frac{i}{2k_1} \frac{\partial^2 A_1}{\partial z^2} = \frac{q_1}{2} \exp(i\Delta k z) \exp(i\Phi) A_0, \end{cases} \quad (2.45)$$

где введена фазовая расстройка

$$\Delta k = k_1 - k_0 - K \quad (2.46)$$

и коэффициенты связи

$$q_0 = \frac{\omega_0}{2c_0 n_0} (\mathbf{e}_0 \Delta \hat{\epsilon} \mathbf{e}_1) S_0, \quad q_1 = \frac{\omega_1}{2c_0 n_1} (\mathbf{e}_1 \Delta \hat{\epsilon} \mathbf{e}_0) S_0, \quad q = \sqrt{q_0 q_1}, \quad (2.47)$$

пропорциональные амплитуде акустической волны  $S_0$ . Отбрасывая вторые производные в левой части системы как члены более высокого порядка малости, получим хорошо известную систему уравнений связанных мод для плоских стационарных волн:

$$\begin{cases} \frac{\partial A_0}{\partial z} = -\frac{q_0}{2} \exp(-i\Delta k z) \exp(i\Phi) A_1; \\ \frac{\partial A_1}{\partial z} = \frac{q_1}{2} \exp(i\Delta k z) \exp(-i\Phi) A_0, \end{cases} \quad (2.48)$$

имеющую строгое аналитическое решение

$$A_0(z) = \exp\left(-\frac{i\Delta k z}{2}\right) \left[ A_0(0) \cos \frac{\sqrt{q^2 + \Delta k^2}}{2} z + \frac{i\Delta k A_0(0) - q_0 \exp(i\Phi) A_1(0)}{\sqrt{q^2 + \Delta k^2}} \sin \frac{\sqrt{q^2 + \Delta k^2}}{2} z \right]; \quad (2.49.a)$$

$$A_1(z) = \exp\left(\frac{i\Delta k z}{2}\right) \left[ A_1(0) \cos \frac{\sqrt{q^2 + \Delta k^2}}{2} z + \frac{-i\Delta k A_1(0) + q_1 \exp(-i\Phi) A_0(0)}{\sqrt{q^2 + \Delta k^2}} \sin \frac{\sqrt{q^2 + \Delta k^2}}{2} z \right]. \quad (2.49.b)$$

В частности, при  $A_0(0) = 1$ ,  $A_1(0) = 0$ , то есть когда на входе существует только одна волна, соответствующая 0-му порядку дифракции, получим

$$A_0(z) = \exp\left(-\frac{i\Delta k z}{2}\right) \left( \cos \frac{\sqrt{q^2 + \Delta k^2}}{2} z - \frac{i\Delta k}{\sqrt{q^2 + \Delta k^2}} \sin \frac{\sqrt{q^2 + \Delta k^2}}{2} z \right); \quad (2.50.a)$$

$$A_1(z) = \exp\left(\frac{i\Delta k z}{2} - i\Phi\right) \left( \frac{q_1}{\sqrt{q^2 + \Delta k^2}} \sin \frac{\sqrt{q^2 + \Delta k^2}}{2} z \right). \quad (2.50.b)$$

Наличие мнимой части в выражениях (2.50) означает изменение фазы волн, вызванное АО-взаимодействием <sup>(13, 124, 243)</sup>. Изменения фазы на  $\pi$  происходят в 0-ом порядке при  $qz = (2n - 1)\pi$  и в 1-ом порядке при  $qz = 2\pi n$ , где  $n \in \mathbb{N}$ . Кроме того, комплексная амплитуда 1-го порядка содержит дополнительный фазовый член  $\Phi$ , определяемый начальной фазой ОАВ. Влияние данного слагаемого на интерференцию двух пучков УКИ было экспериментально продемонстрировано в разделе 1.4.

## 2.3. Дифракция УКИ в однородном акустическом поле

### 2.3.1. Аналитическое решение уравнений

Рассмотрим решение уравнения (2.41) для однородной гармонической ультразвуковой волны в виде

$$\overline{S}(t - z/V) = S_0 \sin(\Omega t - Kz + \Phi), \quad (2.51)$$

Ограничиваясь вторым приближением теории дисперсии, получим

$$\begin{aligned} \sum_p \exp[i(\omega_p t - k_p z)] \left\{ 2ik_p \left( \frac{\partial}{\partial z} + \frac{1}{u_p} \frac{\partial}{\partial t} \right) A_p - \left( \frac{\partial^2}{\partial z^2} - \frac{1}{u_p^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) A_p + 2k_p \gamma_p \frac{\partial^2 A_p}{\partial t^2} - \right. \\ \left. + \frac{\Delta \hat{\varepsilon}}{2ic^2} \left[ -(\omega_p + \Omega)^2 A_p + i(\omega_p + \Omega) \frac{\partial A_p}{\partial t} + \frac{\partial^2 A_p}{\partial t^2} \right] \exp[i(\Omega t - Kz + \Phi)] - \right. \\ \left. - \frac{\Delta \hat{\varepsilon}}{2ic^2} \left[ -(\omega_p - \Omega)^2 A_p + i(\omega_p - \Omega) \frac{\partial A_p}{\partial t} + \frac{\partial^2 A_p}{\partial t^2} \right] \exp[i(-\Omega t + Kz - \Phi)] \right\} \mathbf{e}_p = 0. \quad (2.52) \end{aligned}$$

Приравнявая друг другу слагаемые с одинаковыми частотами  $\omega_0$  и  $\omega_1$  и учитывая, что для +1-го порядка доплеровский сдвиг частоты света определяет соотношение

$$\omega_1 = \omega_0 + \Omega, \quad (2.53)$$

получим два уравнения для  $p = 0, 1$ :

$$\begin{aligned} 2ik_p \left( \frac{\partial}{\partial z} + \frac{1}{u_p} \frac{\partial}{\partial t} \right) A_p - \left( \frac{\partial^2}{\partial z^2} - \frac{1}{u_p^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) A_p + 2k_p \gamma_p \frac{\partial^2 A_p}{\partial t^2} = \\ = (-1)^p \frac{\mathbf{e}_p \Delta \hat{\varepsilon} \mathbf{e}_{(1-p)}}{2ic^2} \left[ -\omega_p^2 A_p + i\omega_p \frac{\partial A_p}{\partial t} + \frac{\partial^2 A_p}{\partial t^2} \right] \exp [(-1)^{1-p} i(\Delta k z + \Phi)], \quad (2.54) \end{aligned}$$

где величина  $\Delta k$  обозначает фазовую расстройку согласно определению (2.46). Как и в рассмотренном выше случае стационарной АО-дифракции, фазовая расстройка возникает из условия равенства экспоненциальных осциллирующих сомножителей для любых  $z$  в области АО-взаимодействия <sup>(13)</sup>.

Поскольку в приближении ММА выполняется неравенство  $(\partial A_p / \partial t) \ll \omega_p A_p$ , в правой части уравнений (2.54) можно пренебречь производными по времени. Также можно не учитывать слагаемое с разностью частных производных второго порядка в левой части уравнений, имеющее более высокий порядок малости по сравнению с остальными <sup>(1)</sup>.

В итоге получим следующую систему уравнений:

$$\begin{cases} \left( \frac{\partial}{\partial z} + \frac{1}{u_0} \frac{\partial}{\partial t} \right) A_0 - i\gamma_0 \frac{\partial^2 A_0}{\partial t^2} = \frac{q_0}{2} \exp(-i\Delta k z) \exp(i\Phi) A_1; \\ \left( \frac{\partial}{\partial z} + \frac{1}{u_1} \frac{\partial}{\partial t} \right) A_1 - i\gamma_1 \frac{\partial^2 A_1}{\partial t^2} = -\frac{q_1}{2} \exp(i\Delta k z) \exp(-i\Phi) A_0, \end{cases} \quad (2.55.a)$$

в которой коэффициенты связи  $q_p$  определены соотношениями (2.47). Очевидно, данная система уравнений является обобщением (2.42) и (2.48). Начальные условия имеют вид заданного временного распределения амплитуды нулевого порядка  $A_{\text{in}}(t)$  в начале области АО-взаимодействия:

$$\begin{cases} A_0(t, z = 0) = A_{\text{in}}(t); \\ A_1(t, z = 0) = 0, \end{cases} \quad (2.55.б)$$

Систему (2.55) можно еще упростить, если ограничиться только первым приближением теории дисперсии, то есть отбросить вторые производные по времени. Тогда в бегущей системе координат  $\xi = z$ ,  $\eta_0 = t - z/u_0$ , связанной с падающей волной, получим уравнения

$$\begin{cases} \frac{\partial}{\partial \xi} A_0 = \frac{q_0}{2} \exp(-i\Delta k \xi) \exp(-i\Phi) A_1; \\ \left( \frac{\partial}{\partial \xi} + \Delta v \frac{\partial}{\partial \eta_0} \right) A_1 = -\frac{q_1}{2} \exp(i\Delta k \xi) \exp(i\Phi) A_0, \end{cases} \quad (2.56.a)$$

где параметр  $\Delta v$  описывает разность групповых скоростей оптических мод. Данная система описывает АО-взаимодействие, когда дифрагировавший волновой пакет «убегает» от 0-го порядка, то есть групповые скорости 0-го и 1-го порядков различны. Начальные условия для системы (2.56.a) можно записать как

$$\begin{cases} A_0(\eta_0, \xi = 0) = A_{\text{in}}(\eta_0); \\ A_1(\eta_0, \xi = 0) = 0. \end{cases} \quad (2.56.б)$$

Введенный в (2.56.a) параметр групповой расстройки определен как

$$\Delta v = \frac{u_1 - u_0}{u_0 u_1}. \quad (2.57)$$

При отсутствии групповой расстройки коэффициент  $\Delta v$  при производной по  $\eta$  равен 0.

Уравнение в частных производных для амплитуды  $A_0$  будет иметь вид

$$\frac{\partial^2 A_0}{\partial \xi^2} + \Delta v \frac{\partial^2 A_0}{\partial \eta_0 \partial \xi} + i\Delta k \frac{\partial A_0}{\partial \xi} + \frac{q^2}{4} A_0 = 0 \quad (2.58.a)$$

с начальными условиями Дирихле:

$$\begin{cases} A_0(\eta_0, \xi = 0) = A_{\text{in}}(\eta_0); \\ \left. \frac{\partial A_0}{\partial \xi} \right|_{\xi=0} = 0. \end{cases} \quad (2.58.б)$$

Для амплитуды  $A_1$  аналогичное уравнение в сопутствующей системе координат  $\xi = z$ ,  $\eta_1 = t - z/u_1$  имеет вид

$$\frac{\partial^2 A_1}{\partial \xi^2} - \Delta v \frac{\partial^2 A_1}{\partial \eta_1 \partial \xi} - i\Delta k \frac{\partial A_1}{\partial \xi} + \frac{q^2}{4} A_1 = 0, \quad (2.59.a)$$

отличаясь знаками при фазовой и групповой расстройках, а также начальными условиями Неймана:

$$\begin{cases} A_1(\eta_1, \xi = 0) = 0; \\ \left. \frac{\partial A_1}{\partial \xi} \right|_{\xi=0} = -\frac{q_1}{2} \exp(i\Phi) A_{\text{in}}(\eta_1). \end{cases} \quad (2.59.б)$$

Уравнения (2.58) и (2.59) могут быть численно проинтегрированы, например, методом конечных разностей (A3, A4). Тем не менее как явные, так и неявные разностные схемы оказываются в общем случае неустойчивы для решения системы уравнений более высокого порядка (2.55.a), возникающей при анализе второго приближения теории дисперсии. В отличие от уравнений второго порядка (2.58) и (2.59), систему общего вида (2.55.a) можно переписать как два независимых уравнения в частных производных четвёртого порядка

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 A_p}{\partial \xi^2} + (-1)^p \Delta v \frac{\partial^2 A_p}{\partial \eta_p \partial \xi} + (-1)^p i \Delta k \frac{\partial A_p}{\partial \xi} + \frac{q^2}{4} A_p + \\ + (-1)^p \Delta k \gamma_p \frac{\partial^2 A_p}{\partial \eta_p^2} - i(\gamma_0 + \gamma_1) \frac{\partial^3 A_p}{\partial \eta_p^2 \partial \xi} - (-1)^p i \gamma_p \Delta v \frac{\partial^3 A_p}{\partial \eta_p^3} - \gamma_0 \gamma_1 \frac{\partial^4 A_p}{\partial \eta_p^4} = 0 \end{aligned} \quad (2.60)$$

с соответствующими начальными условиями.

Для решения нестационарных уравнений связанных мод во втором приближении теории дисперсии рассмотрим спектральное разложение функций  $A_p(\eta, \xi)$ . В силу линейности системы уравнений (2.55) правомерно представить амплитуду через спектр вида (2.7)

$$\tilde{A}_p(\omega, \xi) = \int_{-\infty}^{+\infty} A_p(\eta, \xi) \exp(-i\omega\eta) d\eta. \quad (2.61)$$

Подставляя (2.61) в уравнения (2.56.a), получим для функций  $\tilde{A}_p(\omega, \xi)$  интегро-дифференциальные уравнения

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{W}_p(\omega, \xi) \exp(i\omega\eta) d\omega = 0 \quad (2.62)$$

с ядром

$$\tilde{W}_p(\omega, \xi) = \frac{\partial^2 \tilde{A}_p}{\partial \xi^2} + (-1)^p i \Delta \bar{k}_p(\omega) \frac{\partial \tilde{A}_p}{\partial \xi} + \frac{\bar{q}_p^2(\omega)}{2} \tilde{A}_p \quad (2.63)$$

где введены обозначения

$$\Delta \bar{k}_p(\omega) = \Delta k + \omega \Delta v + (-1)^p (\gamma_0 + \gamma_1) \omega^2, \quad (2.64)$$

$$\bar{q}_p^2(\omega) = q^2 - 4(-1)^p \gamma_p \omega^2 (\Delta k + \omega \Delta v) - 4\gamma_0 \gamma_1 \omega^4. \quad (2.65)$$

Величины  $\Delta \bar{k}_p(\omega)$  и  $\bar{q}_p^2(\omega)$  представляют собой обобщённые расстройки и коэффициенты связи с учётом групповой расстройки 0-го и 1-го порядка  $\Delta v$  и коэффициентов ДГС  $\gamma_p$ .

Тривиальное решение уравнений (2.62),  $\widetilde{W}_p(\omega, \xi) = 0$ , приводит к обыкновенным дифференциальным уравнениям относительно  $\xi$ , равносильным стационарным уравнениям связанных мод (2.48), в которых оптическая частота  $\omega$  выступает в качестве параметра:

$$\frac{\partial^2 \widetilde{A}_p}{\partial \xi^2} + (-1)^p i \Delta \bar{k}_p(\omega) \frac{\partial \widetilde{A}_p}{\partial \xi} + \frac{\bar{q}_p^2(\omega)}{4} \widetilde{A}_p = 0 \quad (2.66)$$

Аналитическое решение этих уравнений хорошо известно, и с начальными условиями

$$\begin{cases} \widetilde{A}_0(\omega, \xi = 0) = \widetilde{A}_{\text{in}}(\omega); \\ \left. \frac{\partial \widetilde{A}_0}{\partial \xi} \right|_{\xi=0} = -i\gamma_0 \omega^2 \widetilde{A}_{\text{in}}(\omega). \end{cases} \quad (2.67.a)$$

и

$$\begin{cases} \widetilde{A}_1(\omega, \xi = 0) = 0; \\ \left. \frac{\partial \widetilde{A}_1}{\partial \xi} \right|_{\xi=0} = -\frac{q_1}{2} \exp(i\Phi) \widetilde{A}_{\text{in}}(\omega). \end{cases} \quad (2.67.b)$$

оно принимает вид, аналогичный (2.50):

$$\begin{aligned} \widetilde{A}_0(\omega, \xi) = \widetilde{A}_{\text{in}}(\omega) \exp\left(-\frac{i\Delta \bar{k}_0(\omega)\xi}{2}\right) & \left( \cos \frac{\sqrt{\bar{q}_0^2(\omega) + \Delta \bar{k}_0^2(\omega)}}{2} \xi - \right. \\ & \left. - \frac{i(\Delta \bar{k}_0(\omega) - \gamma_0 \omega^2)}{\sqrt{\bar{q}_0^2(\omega) + \Delta \bar{k}_0^2(\omega)}} \sin \frac{\sqrt{\bar{q}_0^2(\omega) + \Delta \bar{k}_0^2(\omega)}}{2} \xi \right); \end{aligned} \quad (2.68.a)$$

$$\widetilde{A}_1(\omega, \xi) = \widetilde{A}_{\text{in}}(\omega) \exp\left(\frac{i\Delta \bar{k}_1(\omega)\xi}{2} + i\Phi\right) \left( \frac{\bar{q}_1(\omega)}{\sqrt{\bar{q}_1^2(\omega) + \Delta \bar{k}_1^2(\omega)}} \sin \frac{\sqrt{\bar{q}_1^2(\omega) + \Delta \bar{k}_1^2(\omega)}}{2} \xi \right). \quad (2.68.b)$$

Комплексная амплитуда импульсов находится обратным преобразованием Фурье (2.8)

$$A_p(\eta_p, \xi) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \widetilde{A}_p(\omega, \xi) \exp(i\omega \eta_p) d\omega. \quad (2.69)$$

В первом приближении теории дисперсии, то есть при  $\gamma_0 = \gamma_1 = 0$ , коэффициенты связи  $\bar{q}_p(\omega)$ , описываемые выражением (2.65), совпадают с квазистационарным приближением (2.47), а фазовая расстройка (2.64) одинакова для обоих порядков дифракции и равна

$$\Delta \bar{k}_p(\omega) = \Delta k + \omega \Delta v. \quad (2.70)$$

Таким образом, возникает частотная зависимость фазовой расстройки, меняющая интегральную эффективность дифракции УКИ.

Рассмотренный здесь одночастотный режим дифракции УКИ характерен для таких классов устройств, как АОД (105, 106, 134–141, 143–145) и частотосдвигатели, используемые для стабилизации фазы несущей УКИ (126–129). Изменения частоты ультразвука в таких устройствах, как правило, происходят медленно по сравнению с временем пробега ультразвука через апертуру кристалла, поэтому акустическое поле можно считать стационарным. При этом достаточная ширина полосы АО-взаимодействия обеспечивается особенностями неколлинеарной анизотропной дифракции, например в тангенциальной геометрии АОД. В то же самое время в АОМ, применяемых в качестве селекторов импульсов (114, 115, 119, 120, A22) или пространственных модуляторов в  $4F$ -шейперах (108, 110, 113, 244), как правило используется изотропный тип дифракции (13), то есть падающая и дифрагировавшая волны принадлежат одной оптической моде кристалла (в случае использования изотропного материала как среды АО-взаимодействия изотропный тип дифракции является единственно возможным). В этом случае групповая расстройка не возникает, следовательно,  $\Delta v = 0$  и уравнения (2.60) принимают вид стационарных уравнений связанных мод (2.48).

### 2.3.2. Методика численного моделирования

На основании выражений (2.68) была написана расчётная программа на языке MATLAB для моделирования различных режимов АО-дифракции УКИ. В дальнейших вычислениях использованы следующие безразмерные единицы для переменных и параметров задачи:

$\zeta = z/L$  — безразмерная координата, где  $L$  — длина взаимодействия с максимальной интенсивностью для стационарного взаимодействия без фазовой расстройки;

$\tau_p = (t - z/u_p)/(L|\Delta v|)$  — безразмерное время в локальной системе отсчёта;

$Q = qL/\pi$  — коэффициент связи;

$H = \Delta kL/\pi$  — фазовая расстройка;

$Y = \text{sign } \Delta v$  — групповая расстройка;

$G_p = \gamma_p/(L|\Delta v|^2)$  — коэффициенты ДГС.

Переменные  $\zeta_p \in [0, \zeta_{\max}]$  и  $\tau_p \in [-\tau_{\max}, \tau_{\max}]$  рассматриваются как дискретные с размером сеток  $N$  и  $M$ ; соответственно, определена дискретная сетка частот

$$\tilde{\omega} = \frac{m - (M + 1)/2}{2\tau_{\max}}, \quad m \in [1, M]_{\mathbb{N}}. \quad (2.71)$$

Начальные условия были заданы в виде сеточных функций  $A_p(\tau_p, \zeta)$  при  $\zeta = 0$ . Спектр в начальном слое  $\tilde{A}_p(\tilde{\omega}, \zeta = 0)$  находился при помощи ДПФ. Далее вычислялись решения



вида (2.68) на каждом слое сетки по координате  $\zeta$  и находилась временная форма огибающей обратным ДПФ (2.69).

Начальная форма импульса была задана как функция гиперболического секанса

$$A_{\text{in}}(\tau) = \text{sech}(\tau/\tau_{\text{in}}), \quad (2.72)$$

где  $\tau_{\text{in}}$  — начальная длительность. Дальнейшее моделирование было выполнено при следующих параметрах сеток и начальных условиях:  $Q = 1$ ,  $\zeta_{\text{max}} = 2$ ,  $N = 101$ ,  $\tau_{\text{max}} = 3$ ,  $M = 401$ ,  $\tau_{\text{in}} = 0.2$ . Переменными параметрами были  $H$ ,  $Y$  и  $G_p$ .

В случае изотропной дифракции с малым углом Брэгга групповые скорости падающей и дифрагировавшей волн одинаковы, следовательно, групповая расстройка отсутствует, то есть  $\Delta v = 0$ . При изотропной дифракции без учёта ДГС ни величина расстройки (2.64), ни коэффициент связи (2.65) не содержат дополнительных членов, поэтому получается стационарное решение, соответствующее дифракции монохроматического излучения. В случае анизотропной дифракции учитывается эффект групповой расстройки  $\Delta v \neq 0$ , что соответствует  $Y = \pm 1$ .

### 2.3.3. Первое приближение теории дисперсии

Зависимость эффективности дифракции в первом приближении теории дисперсии ( $G_p = 0$ ) от дистанции распространения импульсов представлена на рис. 2.3 – 2.7. Каждый из дифракционных порядков отображен в своей локальной системе отсчёта ( $\zeta, \tau_p$ ). На рисунках использованы следующие условные обозначения. На контурных графиках интенсивности (рис. 2.3 – 2.7 (а) и (б)) использована цветовая условная шкала, нормировка которой на интервале  $[0, 1]$  одинакова для обоих дифракционных порядков. Дополнительными линиями показаны: центр импульса (2.10) — сплошная линия (—); границы импульса по СКО,  $\tau = \tau_c \pm 0.5\tau_{\text{rms}}$  — штриховая линия (— —); положение максимума интенсивности 1-го порядка — пунктирная линия ( $\cdot \cdot \cdot$ ); положение максимума энергии 1-го порядка — штрих-пунктирная линия ( $-\cdot$ ). На контурных графиках фазы (рис. 2.3 – 2.7 (в) и (г)) использована цветовая условная шкала, нормированная от  $-\pi$  до  $\pi$ . Дополнительными линиями показаны: изолинии уровней  $\phi = \pm\pi/2$  — белые линии двойной толщины; изолинии интенсивности с шагом 0.05 — черные линии. На графиках интенсивности и энергии импульсов (рис. 2.3 – 2.7 (е)) штриховыми линиями показаны соответствующие решения стационарных уравнений (2.50), полученные подстановкой  $Y = 0$ .

В отличие от решения стационарных уравнений брэгговской дифракции (2.48), обеспечивающих 100 % эффективность дифракции при  $Q = 1$ , наличие групповой расстройки

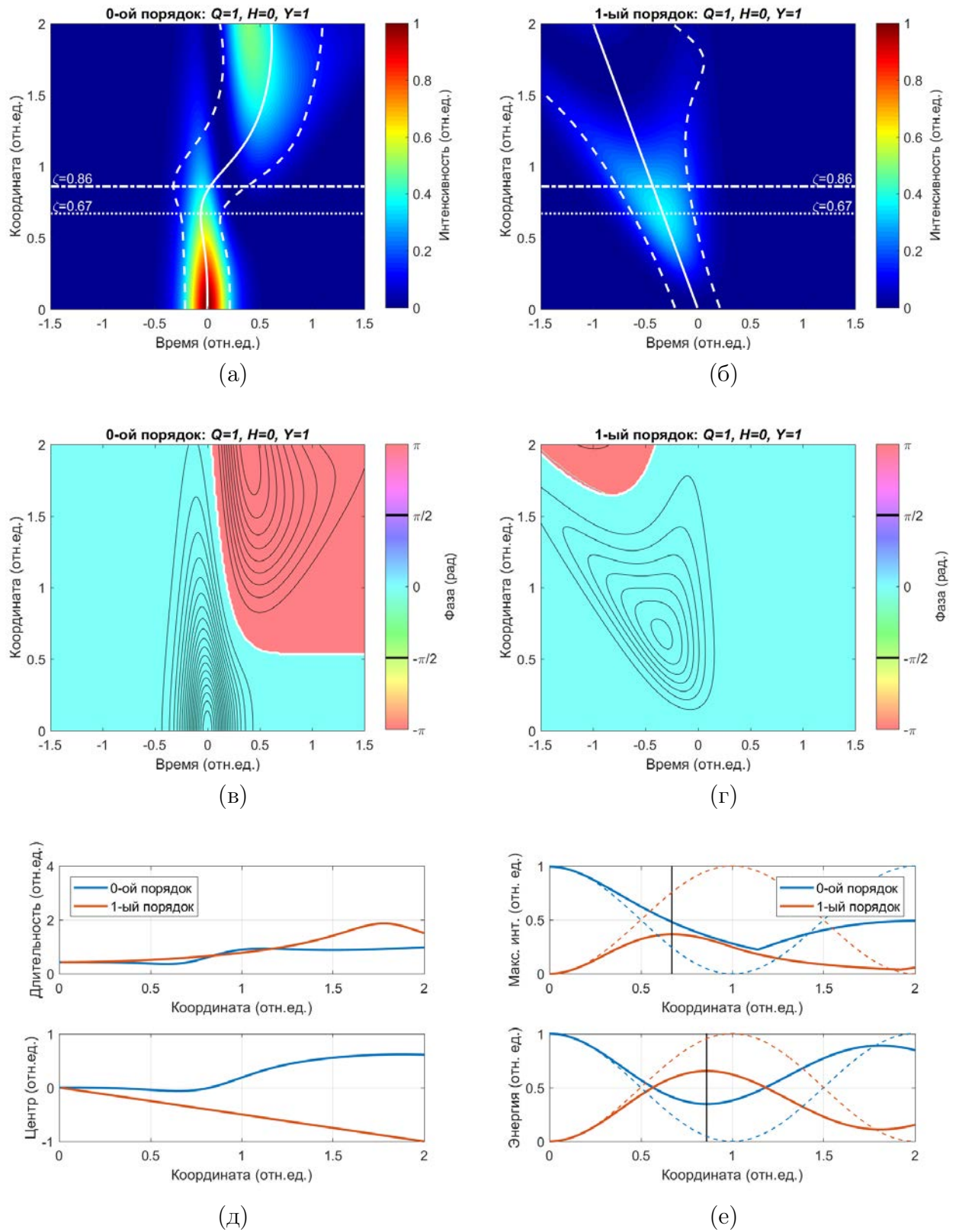


Рис. 2.3. Дифракция волнового пакета с групповой расстройкой  $Y = 1$  при фазовом синхронизме,  $H = 0$ : (а, б) интенсивность 0-го и 1-го порядка; (в, г) фаза 0-го и 1-го порядка; (д) длительность импульса и положение центра; (е) максимальная интенсивность и энергия импульса.

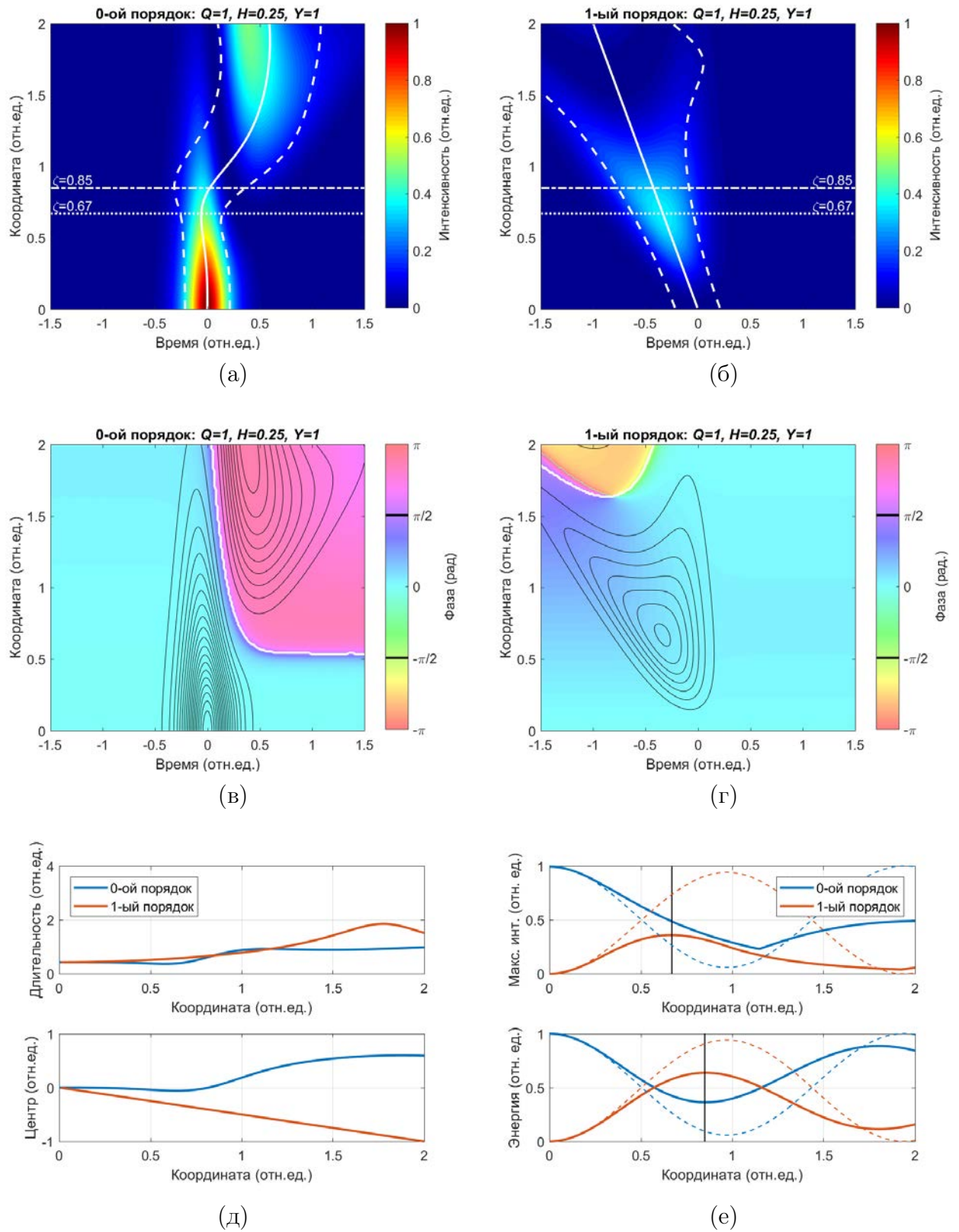
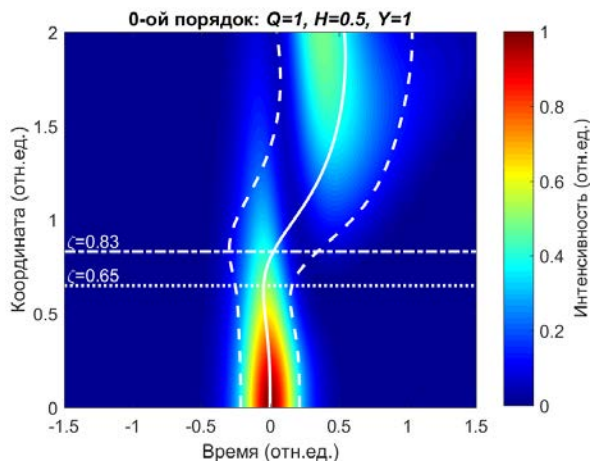
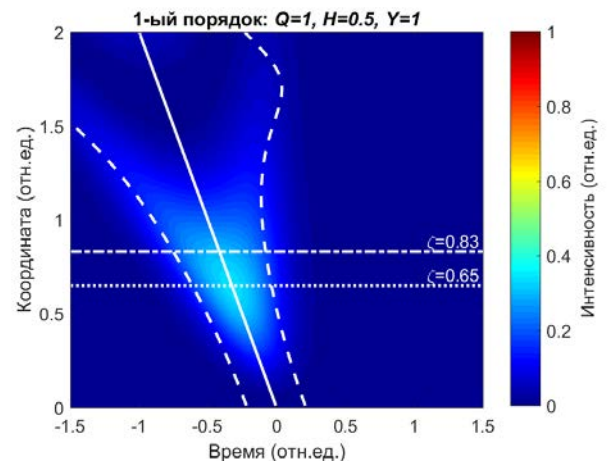


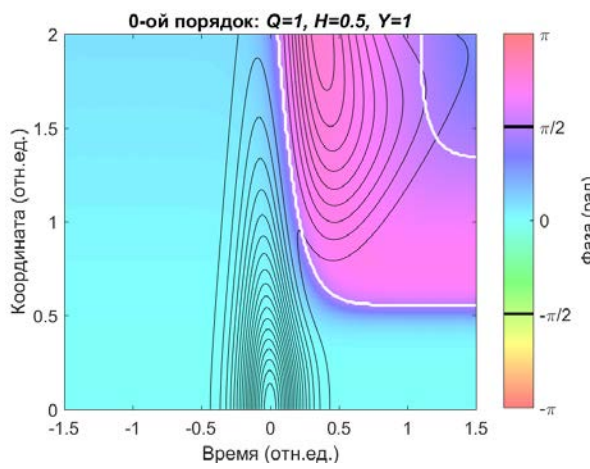
Рис. 2.4. Дифракция волнового пакета с групповой расстройкой  $Y = 1$  и фазовой расстройкой  $H = 0.25$ : (а, б) интенсивность 0-го и 1-го порядка; (в, г) фаза 0-го и 1-го порядка; (д) длительность импульса и положение центра; (е) максимальная интенсивность и энергия импульса.



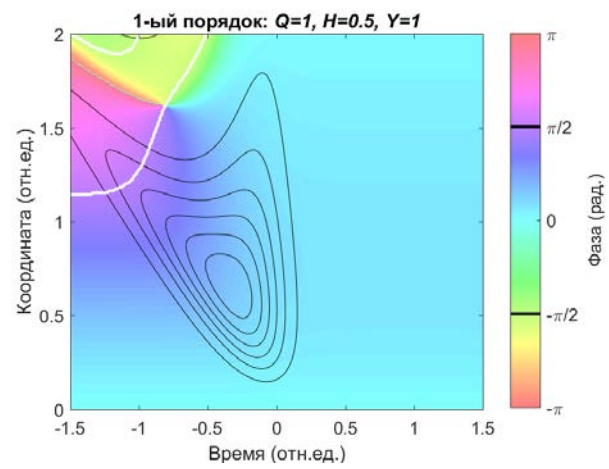
(а)



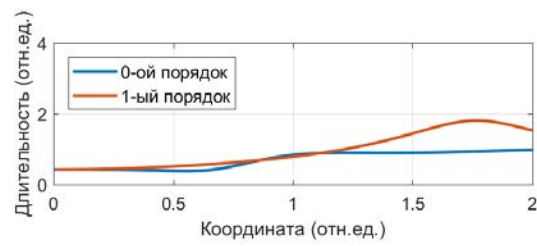
(б)



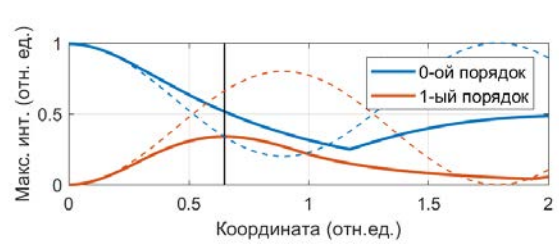
(в)



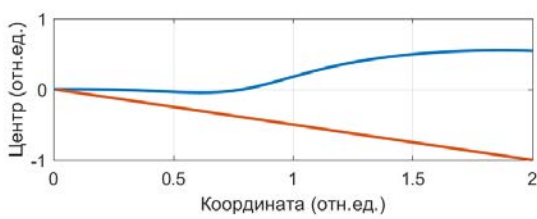
(г)



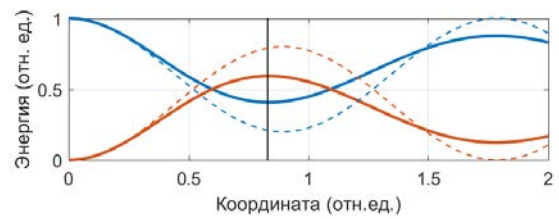
(д)



(е)



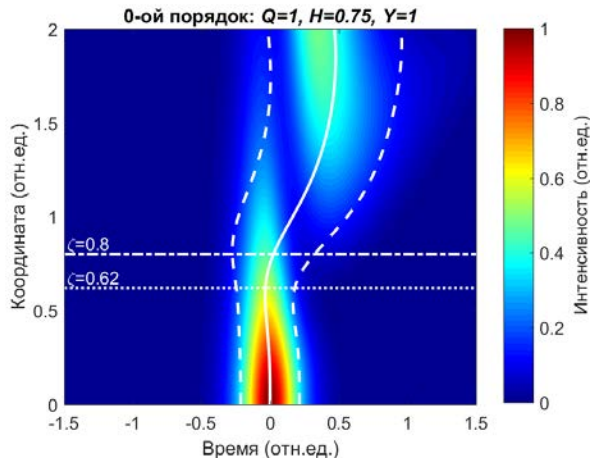
(д)



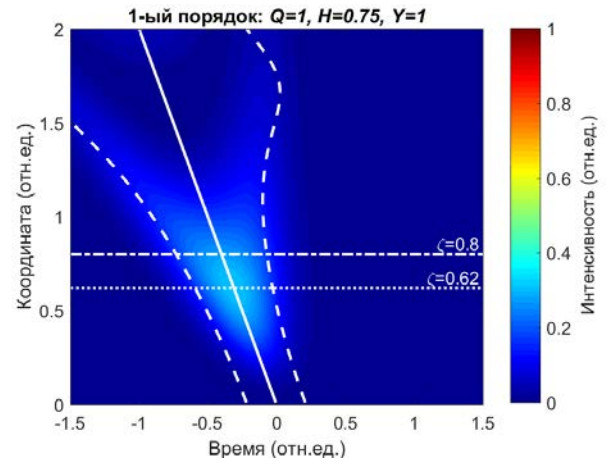
(е)

Рис. 2.5. То же, что рис. 2.4, при  $H = 0.5$ .

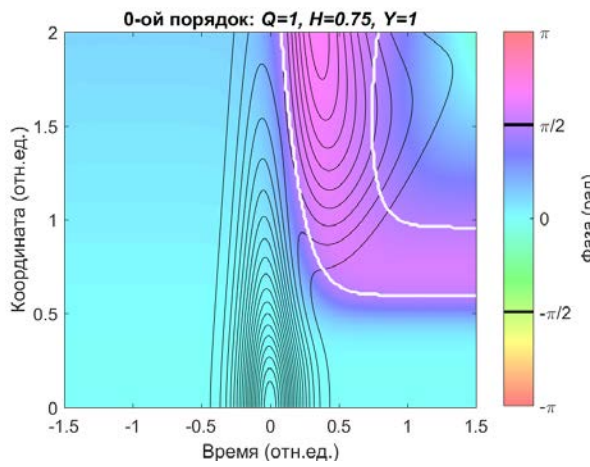




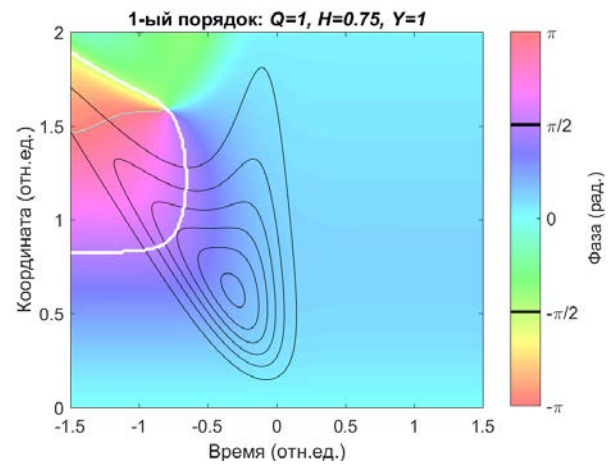
(а)



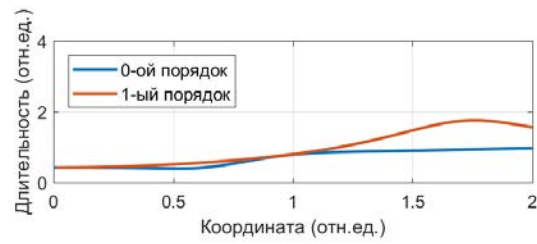
(б)



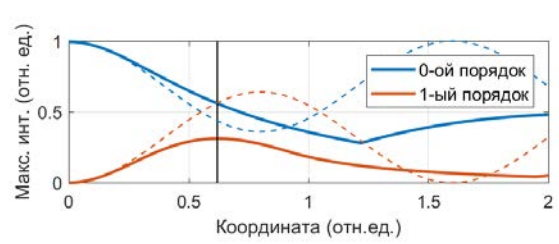
(в)



(г)



(д)



(е)

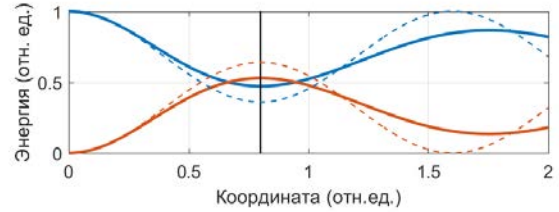
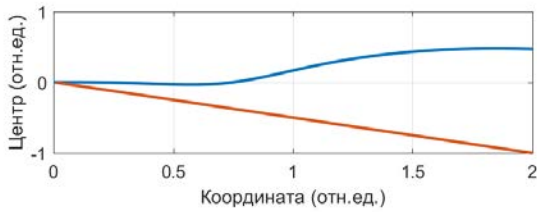
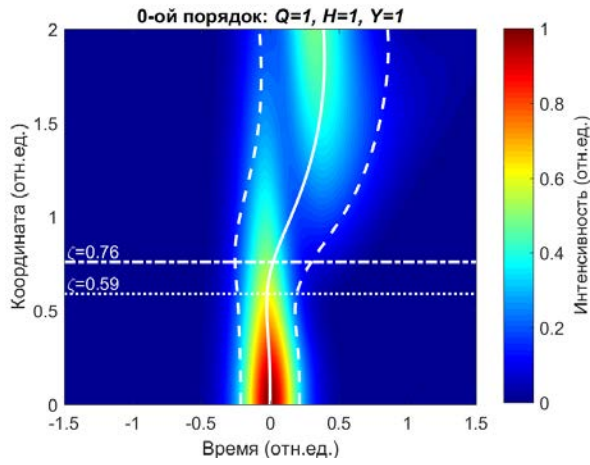
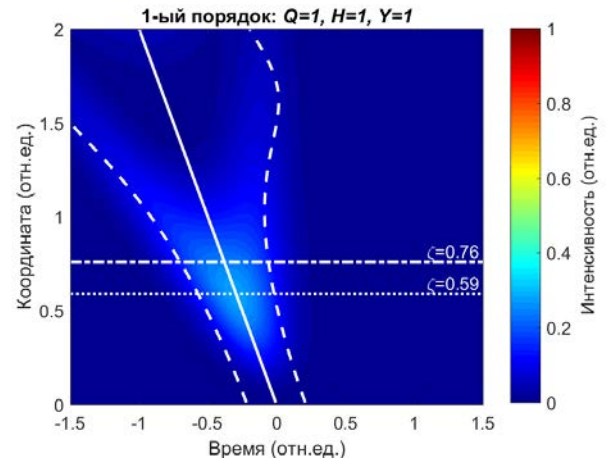


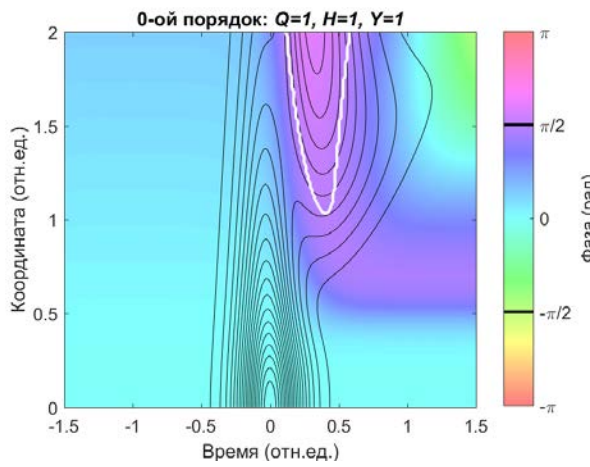
Рис. 2.6. То же, что рис. 2.4, при  $H = 0.75$ .



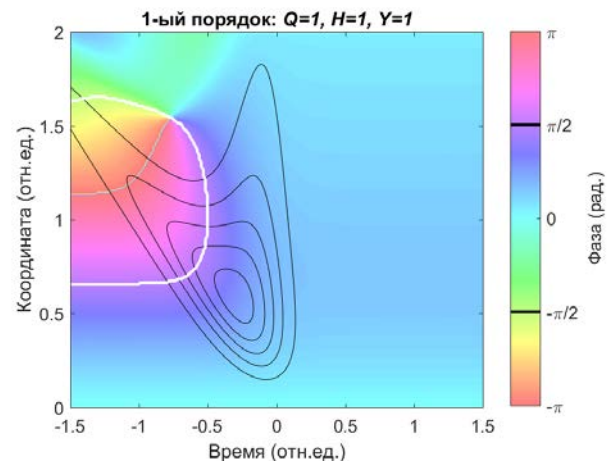
(а)



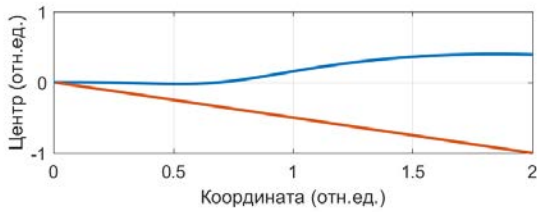
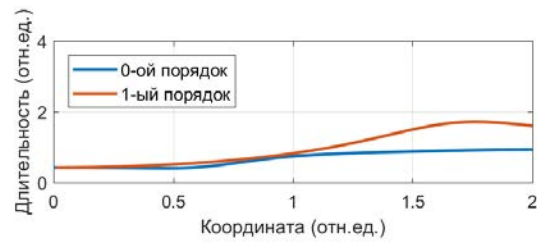
(б)



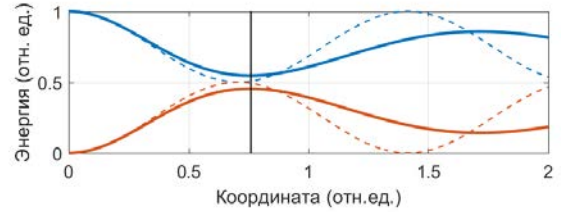
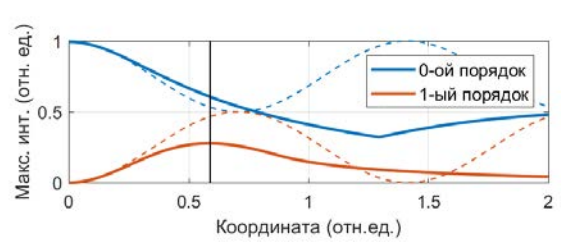
(в)



(г)



(д)



(е)

Рис. 2.7. То же, что рис. 2.4, при  $H = 1.0$ .

в нестационарных уравнениях первого приближения теории дисперсии приводит к тому, что максимальная энергия дифрагировавшего импульса и пиковая мощность не достигают 100 % относительно падающего импульса, а их максимумы наблюдаются при  $z/L < 1$ . При этом максимумы пиковой мощности и полной энергии импульса не совпадают между собой. Так, максимальная мощность импульса 1-го порядка достигается при меньшей длине взаимодействия, чем максимум энергии импульса 1-го порядка.

На рис. 2.3 показано решение уравнений (2.58) и (2.59) при фазовом синхронизме, соответствующем несущей частоте УКИ, то есть при  $\Delta k = 0$ . Задержка между импульсами нулевого и первого порядков приводит к тому, что доля энергии в дифрагировавшем импульсе не превышает 70 % от энергии падающего импульса, однако максимум эффективности наблюдается при меньшей управляющей мощности, соответствующей значению параметра связи  $Q = 0.67$ .

При брэгговской дифракции в среде с групповой задержкой между 0-ым и 1-ым порядком также наблюдается существенное изменение формы и длительности импульсов обоих порядков. Из рис. 2.3 (д) видно, что длительность импульсов  $\Delta\tau_{\text{rms}}$  увеличивается в процессе дифракции, несмотря на нулевую величину ДГС. При этом в 1-ом порядке сохраняется симметричный колоколообразный вид огибающей, хотя её форма меняется и приобретает плоскую вершину при параметре связи  $Q = 0.86$ , соответствующем максимальной энергии импульса 1-го порядка. С другой стороны, импульс 0-го порядка имеет два пика, первый из которых происходит из падающего импульса и постепенно уменьшается по амплитуде, в то время как второй пик порождён обратной передачей энергии волны из 1-го порядка в 0-ой и имеет возрастающую амплитуду. Из рис. 2.3 (в) следует, что второй пик противофазен исходному импульсу, причём измерение фазы происходит скачкообразно вдоль линии нулевой амплитуды поля, что аналогично изменению фазы 0-го порядка при стационарной АО-дифракции в сильном поле. С увеличением фазовой расстройки (рис. 2.4 – 2.7) структура импульсов в качественно сохраняется, однако фазовые скачки происходят более плавно. Аналогичный эффект имеет место в случае стационарной дифракции <sup>(13)</sup>.

Изменение длительности и формы импульсов как 0-го, так и 1-го порядка дифракции при наличии групповой расстройки имеет простое физическое объяснение. Взаимодействующие волновые пакеты имеют различные групповые скорости, из-за чего нарушается пространственное перекрытие полей по мере распространения. В результате этого процессы прямой и обратной перекачки энергии идут асимметрично. В представленных

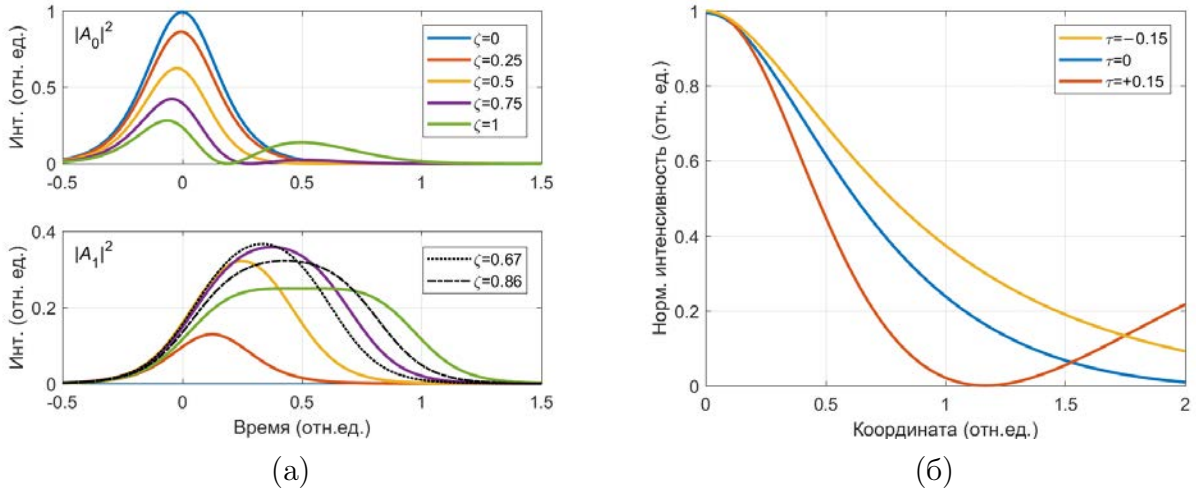


Рис. 2.8. Асимметрия АО-дифракции УКИ с групповой задержкой: (а) трансформация временной формы импульсов 0-го порядка (вверху) и 1-го порядка (внизу); (б) нормированная интенсивность 0-го порядка в различных точках импульса.

на рис. 2.3 – 2.7 результатах моделирования знак групповой расстройки выбран положительным,  $Y = 1$ , что означает  $u_1 > u_0$ , то есть падающая волна считается быстрой, а дифрагировавшая — медленной. В диапазоне расстояний  $0 < \zeta < 1$  интенсивность 0-го порядка изменяется быстрее в области  $\tau > 0$ , где происходит пространственное перекрытие с 1-ым порядком, чем в области  $\tau < 0$ . Данная асимметрия проиллюстрирована на рис. 2.8, где результаты расчётов взяты из рис. 2.3. Профили импульсов на различных длинах взаимодействия показаны на рис. 2.8 (а). При этом интенсивность 1-го порядка  $|A_1(\tau)|^2$  отображена в системе отсчёта, движущейся с групповой скоростью падающей волны, то есть при  $\tau = \tau_0$ . Дополнительные профили  $|A_1(\tau)|^2$  при  $\zeta = 0.67$  и  $0.86$  соответствуют максимумам интенсивности и энергии. На рис. 2.8 (б) показаны зависимости нормированной интенсивности 0-го порядка  $|A_0(\zeta)|^2/|A_0(0)|^2$  от координаты  $\zeta$  в центре импульса ( $\tau = 0$ ) и симметрично по бокам от центра ( $\tau = \pm 0.15$ ).

Необходимо отметить, что изменение формы огибающей световых импульсов не описывается ни первым приближением теории дисперсии для волновых пакетов, ни стационарной теорией АО-дифракции при рассмотрении этих эффектов по отдельности. Таким образом, данное явление можно рассматривать как существенную и ранее неизвестную особенность АО-дифракции волновых пакетов.



## 2.4. Дифракция УКИ при сильной перемодуляции

### 2.4.1. Анализ эффекта расщепления УКИ при АО-взаимодействии

В работах С. Яня с соавторами <sup>(235, 236)</sup> было предсказано, что брэгговская дифракция УКИ на фоторефрактивных решётках с большой глубиной модуляции показателя преломления приводит к изменению формы импульса. При прохождении УКИ через пропускающую брэгговскую решётку на выходе в общем случае наблюдаются четыре импульса: по два импульса в 0-ом и 1-ом порядке дифракции. При этом задержка между импульсами в каждой из пар одинакова и пропорциональна глубине модуляции показателя преломления.

Рассмотрим подробно аналогичный эффект для случая АО-взаимодействия. Коэффициенты связи  $q_p$  описываются выражениями (2.47), из которых следует явная зависимость параметра связи от частоты электромагнитной волны,  $q_p \propto \omega_p$ . В акустооптике, как правило, рассматриваются два предельных режима дифракции: режим слабого взаимодействия, при котором  $qL/\pi \ll 1$ , и режим сильного взаимодействия, при котором  $qL/\pi \approx 1$ . Режим перемодуляции, соответствующий случаю  $qL/\pi \gg 1$ , как правило, не используется из-за сильных искажений дифрагировавшего поля. Тем не менее как показано дальше, именно в этом режиме для дифракции широкополосного лазерного излучения существенной оказывается спектральная зависимость коэффициента связи, в то время как при  $qL/\pi \leq 1$  данная зависимость практически не проявляется.

Сперва рассмотрим случай изотропной дифракции, которая происходит без изменения оптической моды, и, следовательно, без групповой расстройки, поскольку  $u_0 = u_1$ . Как результат, выражения (2.64) и (2.65) не содержат членов  $(\omega\Delta v)$ . Пренебрегая ДГС, то есть полагая  $\gamma_p = 0$ , получаем, что уравнения связанных мод для спектральных компонент (2.66) принимают вид обыкновенных стационарных уравнений связанных мод, однако коэффициенты связи  $q_p$  зависят от  $\omega$ . В случае изотропной дифракции на малый угол можно также считать одинаковыми орты поляризации,  $\mathbf{e}_0 = \mathbf{e}_1$ .

Для последующего анализа введём нормированный коэффициент связи на центральной частоте спектра излучения  $\omega_c$ :

$$Q_c = \sqrt{q_0 q_1} L / \pi. \quad (2.73)$$

Таким образом,  $Q_c = 1$  соответствует первому максимуму эффективности дифракции в стационарном случае. Полагая, что выполняется условие фазового синхронизма  $\Delta k = 0$ ,

можно выразить спектр 1-го порядка дифракции как

$$\tilde{A}_1(\omega) = \tilde{A}_{\text{in}}(\omega) \sin \frac{\pi}{2} \frac{\omega}{\omega_{\text{per}}}, \quad (2.74)$$

где величина

$$\omega_{\text{per}} = \frac{2\omega_c}{Q_c} = \frac{2\pi c_0 n_0}{L(\mathbf{e}_0 \Delta \hat{\varepsilon} \mathbf{e}_0) S_0} \quad (2.75)$$

определяет период модуляции спектра. Аналогичная модуляция

$$\tilde{A}_0(\omega) = \tilde{A}_{\text{in}}(\omega) \cos \frac{\pi}{2} \frac{\omega}{\omega_{\text{per}}}, \quad (2.76)$$

будет иметь место и для 0-го порядка, что напрямую следует из (2.68).

Появление модуляции спектра в соответствии с (2.74) и (2.76) при увеличении параметра связи  $Q_c$  проиллюстрировано на рисунке 2.9. По оси абсцисс на графиках отложена нормированная отстройка частоты  $\omega/\omega_c - 1$ . Входной спектр задан в виде

$$\tilde{A}_{\text{in}}(\omega) = \text{sech}(\omega/\Delta\omega - 1) \quad (2.77)$$

с шириной  $\Delta\omega = 0.25\omega_c$ . Первый дифракционный максимум при  $Q_c = 1$  соответствует оптимальному коэффициенту связи в режиме АО-дифракции с высокой эффективностью. В этом случае спектр первого порядка  $\tilde{A}_1(\omega)$  близок ко входному спектру  $A_{\text{in}}(\omega)$ . На рис. 2.9 (а) нанесены кривые  $Q_c\omega/\omega_c = m$  для  $m \in \mathbb{N}$ . Видно, что нечётные значения  $m$  соответствуют максимумам и минимумам величины  $A_1$ , а чётные — нулям величины  $A_1$  и, соответственно, максимумам и минимумам величины  $A_0$ .

Формированию двух реплик УКИ с задержкой  $\tau$  соответствует функция пропускания

$$\tilde{H}_\tau(\omega) = (1 + e^{i\omega\tau})/2 = \exp \frac{i\omega\tau}{2} \cos \frac{\omega\tau}{2}. \quad (2.78)$$

Таким образом, модуляция спектра вида (2.74) и (2.76) приводит к расщеплению каждого из импульсов на два с относительной задержкой

$$\tau = \frac{\pi}{\omega_{\text{per}}} = \frac{\pi Q_c}{2\omega_c}. \quad (2.79)$$

Спектр выходных пучков как 0-го, так и 1-го порядка приобретает периодическую модуляцию в том случае, если ширина полосы излучения  $\Delta\omega$  превосходит величину  $2\omega_{\text{per}}$ . Это позволяет определить минимальный коэффициент связи на центральной частоте  $\omega_c$ , который достаточен для наблюдения эффекта расщепления УКИ:

$$Q_c > \frac{2\omega_c}{\Delta\omega}. \quad (2.80)$$

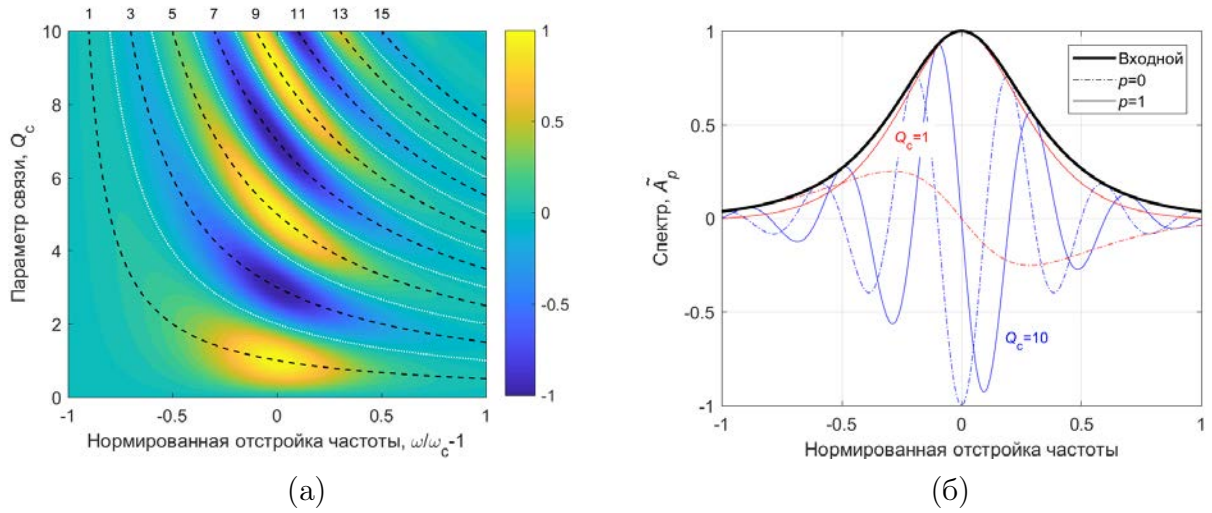


Рис. 2.9. Трансформация спектра УКИ при АО-взаимодействии с высоким коэффициентом связи: (а) эволюция спектра первого порядка дифракции; целочисленные значения  $Q_c\omega/\omega_c$  показаны штриховыми (—) и пунктирными (· · ·) линиями: чёрные линии — нечётные значения; белые линии — чётные значения; (б) спектры 0-го и 1-го порядков при оптимальном параметре связи ( $Q_c = 1$ ) и при сильной перемодуляции ( $Q_c = 10$ ).

Из выражения (2.79) с учётом (2.47) и (2.73) можно сделать вывод, что задержка между двумя репликами  $\tau$  исходного УКИ пропорциональна глубине модуляции показателя преломления, что совпадает с результатами численного моделирования, выполненного в других работах (235, 236). При этом, в отличие от фоторефрактивных решеток, АО-взаимодействие позволяет электронно управлять величиной  $Q_c$ , меняя амплитуду ВЧ-сигнала, то есть контролировать задержку реплик УКИ, что необходимо во многих прикладных задачах (см. также раздел 4.3).

## 2.4.2. Численное моделирование

Численное моделирование расщепления УКИ было выполнено для режимов изотропной и анизотропной дифракции в первом приближении теории дисперсии. Как и ранее, использованы безразмерные переменные координаты и времени  $\zeta_p$  и  $\tau_p$ . Временная форма входного импульса задана в виде

$$A_{\text{in}}(\tau) = \text{sech}(\tau/\tau_{\text{in}}), \quad (2.81)$$

где начальная длительность равняется  $\tau_{\text{in}} = 1$ . Влияние различной ширины спектра было задано параметром  $B = \Delta\omega/\omega_c$ . В таком случае зависимость коэффициента связи от

частоты выражается в виде

$$Q(\omega) = Q_c \left( 1 + \frac{\omega - \omega_c}{\Delta\omega} B \right). \quad (2.82)$$

Поскольку решение уравнений связанных мод определяется произведением параметра связи  $Q$  на полную длину взаимодействия  $L$ , в расчётах было принято  $Q_c = 1$ , а длина взаимодействия была увеличена до максимальной величины  $\zeta = 10$ . Квazистационарное (одночастотное) решение при  $B = 0$  моделирует случай, когда эффективность дифракции не зависит от частоты электромагнитной волны  $\omega$ . В серии расчётов были рассмотрены случаи узкого ( $B = 0.1$ ), среднего ( $B = 0.2$ ) и широкого ( $B = 0.5$ ) спектра излучения. В соответствии с выражением (2.80) характерная длина взаимодействия, при которой наблюдается расщепление импульса на две реплики, обратно пропорциональна величине  $B$ .

Результаты моделирования для изотропной дифракции ( $Y = 0$ ) приведены на рис. 2.10 для 0-го и 1-го порядков дифракции. При ненулевых значениях параметра  $B$  форма импульса меняется даже в случае изотропной дифракции. Для узкополосного случая  $B = 0.1$ , показанного на рис. 2.10 (а) и (б), эффект расщепления начинает проявляться при  $\zeta \approx 10$ , однако полного расщепления в рассмотренном диапазоне длин взаимодействия не наблюдается. Для средней и большой ширины спектра, показанных на рис. 2.10 (в) — (е), видно, что фактически для  $\zeta > 1/B$  каждый импульс расщепляется на две реплики, задержка между которыми увеличивается пропорционально  $\zeta$ , а амплитуды остаются практически постоянными.

Результаты моделирования с учётом групповой расстройки в случае анизотропной дифракции приведены на рис. 2.11. Как и для изотропного случая, здесь не учитывалась ДГС, то есть  $G_0 = G_1 = 0$ , но принята ненулевая величина групповой расстройки  $Y = 1$ . Из представленных данных можно выделить следующие особенности. Во-первых, величина групповой задержки, проявляющейся в смещении центра импульсов в локальной системе отсчёта не зависит от величины параметра  $B$ . Среднее значение смещения составляет величину  $\delta\eta_p = (-1)^p \zeta / 2$ . Такое же по величине смещение имеет место при малых  $Q$  (см. раздел 2.3, рис. 2.3 – 2.7). Во-вторых, эффект расщепления импульса выражен несколько слабее, чем в случае изотропной дифракции. Хотя интервал между максимумами такой же, как и на рис. 2.10, сами импульсы имеют бóльшую ширину из-за расплывания, вызванного групповой задержкой между 0-ым и 1-ым порядками дифракции. В результате расщепление импульсов на две реплики наблюдается при несколько большей величине  $\zeta$ .

Отметим, что результаты моделирования для одночастотного решения при  $B = 0$  также соответствуют аналитическим выводам и предшествующим результатам моделиро-

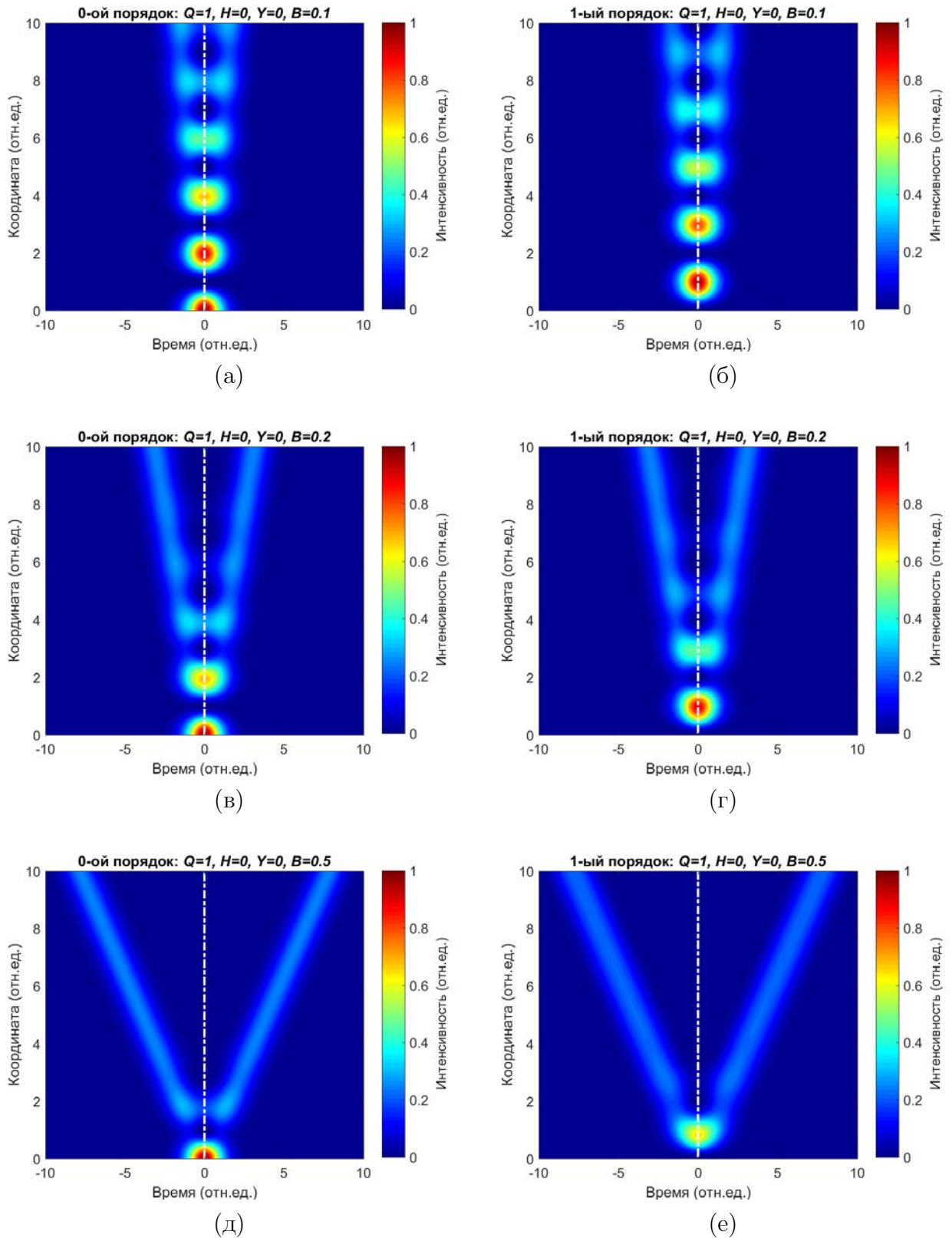


Рис. 2.10. Расщепление УКИ в 0-ом и 1-ом порядке дифракции при изотропном взаимодействии,  $Y = 0$ , с параметрами  $Q = 1, H = 0$ , без учёта ДГС: (а, б) узкий спектр  $V = 0.1$ ; (в, г) средняя ширина спектра  $V = 0.2$ ; (д, е) широкий спектр  $V = 0.5$ . На рисунке обозначены: белые линии  $(- \cdot -)$  – центр импульсов.



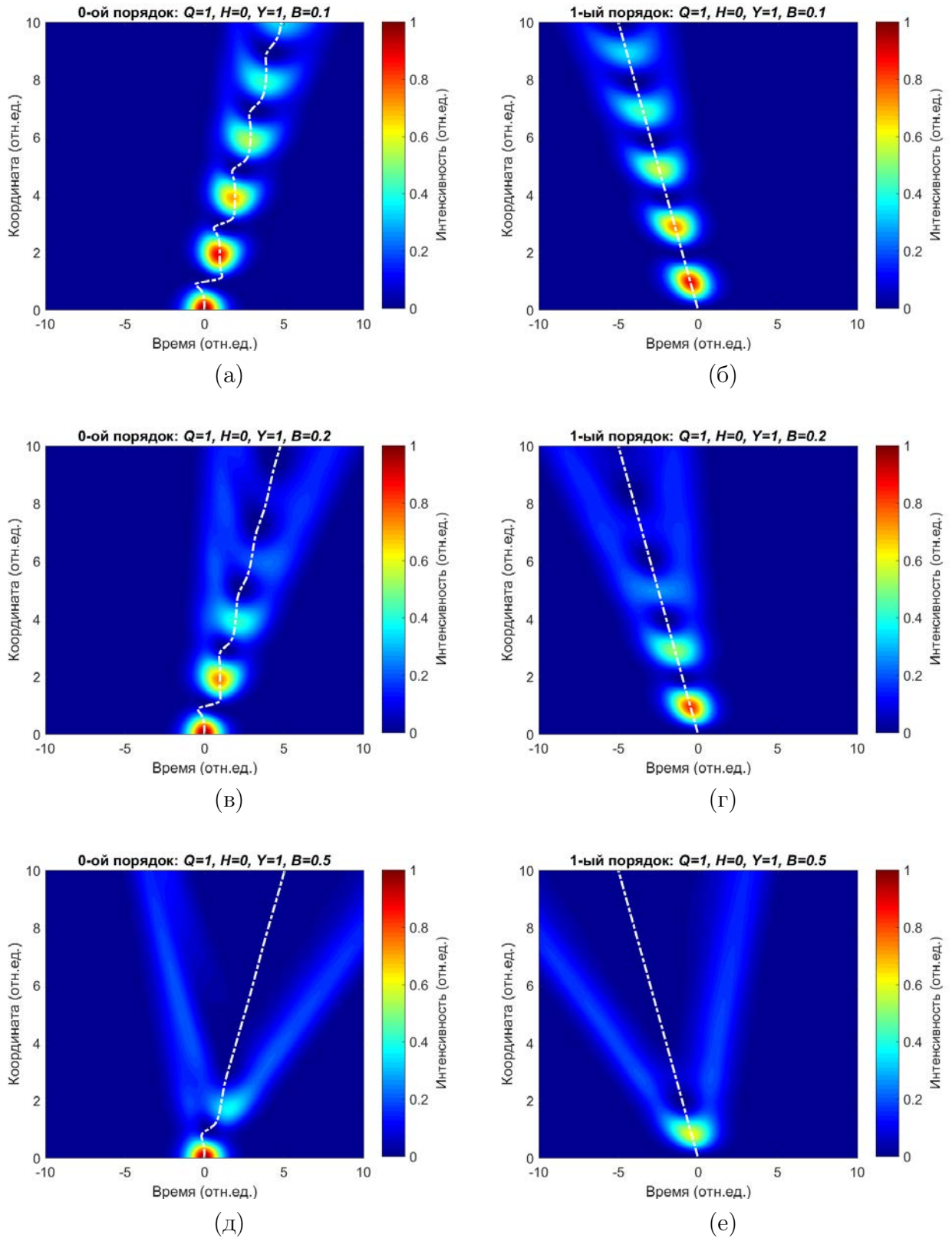


Рис. 2.11. То же, что рис. 2.10, при анизотропном взаимодействии,  $Y = 1$ .

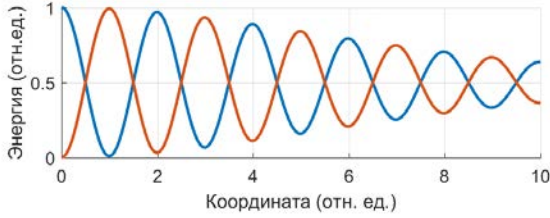
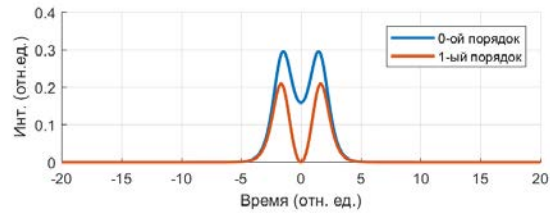
вания. Для изотропной дифракции изменения формы импульса не происходит и наблюдается полная периодическая полная перекачка энергии между 0-ым и 1-ым порядком. Анизотропная дифракция при  $B = 0$  соответствует рис. 2.3 и при рассмотрении большего диапазона  $\zeta$  сохраняются те же эффекты: благодаря групповой расстройке между 0-ым и 1-ым порядком имеет место изменение групповой скорости импульсов и искажение их формы (увеличение длительности), однако сохраняется существенная перекачка энергии между 0-ым и 1-ым порядком дифракции.

Сравнение изотропного и анизотропного случаев приведено на рис. 2.12. На графиках приведена форма импульсов  $A_p(\eta)$  в конце счёта  $\zeta = 10$ , а также зависимость энергии импульсов от координаты  $w(\zeta)$ . Из данных результатов можно сделать следующие выводы.

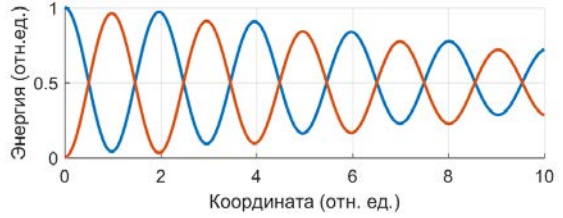
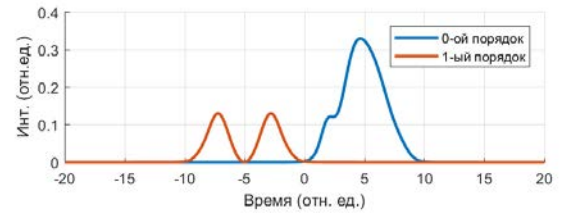
Во-первых, интервал  $\tau$  между репликами одинаков для случаев изотропной и анизотропной дифракции, не зависит от групповой задержки импульсов при анизотропной дифракции и пропорционален величине  $B$ .

Во-вторых, перекачка энергии между 0-ым и 1-ым порядком практически полностью исчезает при  $\zeta > 2/B$ . Сравнение временных профилей импульсов, получаемых при изотропной и анизотропной дифракции при  $\zeta = 1/B$ , на рис. 2.12 (а) и (б), показывает, что эффект расщепления импульса только начинает проявляться. Граничный случай  $\zeta = 2/B$  представлен на рис. 2.12 (в) и (г), и дальнейшее увеличение  $\zeta$  влияет только на задержку  $\tau$  между репликами.

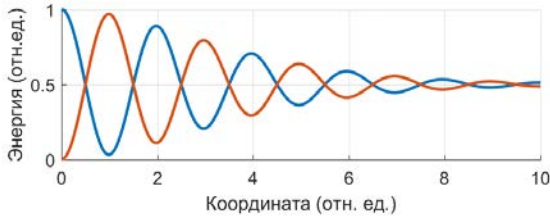
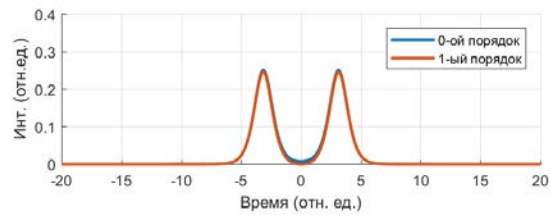
Представленные результаты численного моделирования представляют практический интерес для создания устройств управляемого формирования реплик УКИ на основе АОМ с изотропным типом дифракции, но необходимым условием является достижимость режимов дифракции с высоким  $Q$ . Например, для Ti-сапфировых ФЗГ характерная ширина спектра составляет величину  $B \approx 0.1$ , следовательно, требуется обеспечить параметр связи  $Q \gtrsim 20$ . В связи с этим предлагаемый режим формирования реплик УКИ представляется перспективным для модуляции излучения второй и третьей гармоник фемтосекундных лазеров ближнего ИК-диапазона, так как мощность ультразвука, требуемая для достижения заданной величины  $Q$ , обратно пропорциональна квадрату длины волны излучения.



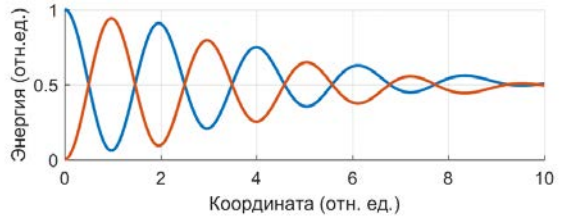
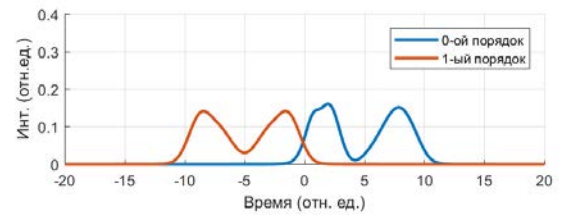
(а)



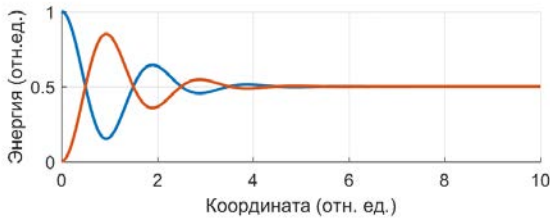
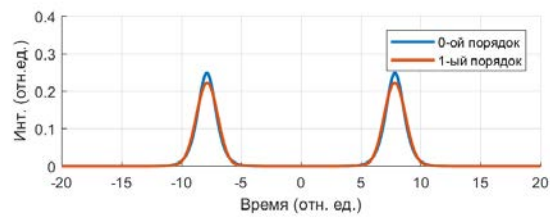
(б)



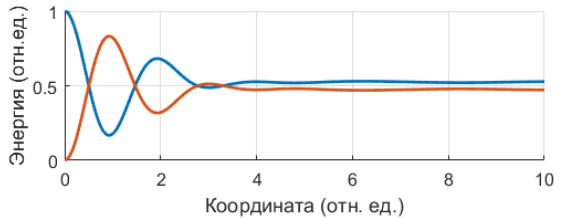
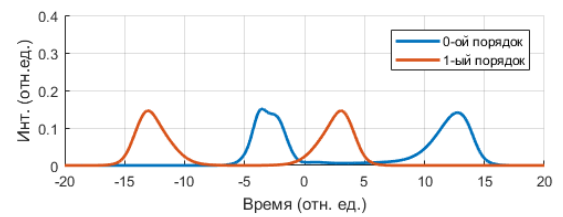
(в)



(г)



(д)



(е)

Рис. 2.12. Временные и энергетические характеристики импульсов при АО-взаимодействии с сильной перемодуляцией, соответствующие рис. 2.10 и 2.11: (а)  $Y = 0$ ,  $B = 0.1$ ; (б)  $Y = 1$ ,  $B = 0.1$ ; (в)  $Y = 0$ ,  $B = 0.2$ ; (г)  $Y = 1$ ,  $B = 0.2$ ; (д)  $Y = 0$ ,  $B = 0.5$ ; (е)  $Y = 1$ ,  $B = 0.5$ .



## Выводы к главе 2

Во второй главе диссертации проанализированы уравнения связанных мод для нестационарных волновых пакетов в однородном ультразвуковом поле. Основные полученные результаты заключаются в следующем:

1) Анизотропное АО-взаимодействие нестационарных волновых пакетов может быть описано модифицированными уравнениями связанных мод с учётом частных производных комплексной амплитуды, соответствующих дисперсии волнового пакета в среде <sup>(A3)</sup>; спектральное разложение нестационарных уравнений связанных мод позволяет ввести эффективные коэффициенты связи и расстройки, зависящие от оптической частоты и включающие в себя стационарные коэффициенты связи и расстройки, а также коэффициенты групповой расстройки и ДГС.

2) Групповая расстройка при анизотропной дифракции приводит к снижению эффективности АО-взаимодействия и увеличению длительности импульса при дифракции, однако максимум эффективности достигается при меньшем значении параметра связи, чем в стационарном случае <sup>(A4)</sup>.

3) АО-дифракция УКИ при параметре связи, удовлетворяющем неравенству  $Q_c > 2/B$ , где  $B = \Delta\omega/\omega_c$  — относительная ширина спектра излучения, приводит к исчезновению перекачки энергии между 0-ым и 1-ым порядком дифракции и временному расщеплению импульсов на две идентичные реплики, задержка между которыми пропорциональна амплитуде ультразвуковой волны:  $\tau = \pi Q/2\omega_c$ .

Эти результаты закладывают основу дальнейшим теоретическим и экспериментальным исследованиям АО-дифракции УКИ, в том числе, описанию дифракции в сильном акустическом поле и в неоднородных ультразвуковых полях.

## Глава 3

# Дисперсионный метод формирования произвольных комплекснозначных функций пропускания

*В данной главе используются материалы, опубликованные в статьях [A8–A10, A15, A34, A40, A41, A50].*

### 3.1. Принципы построения АО-систем широкополосной спектральной обработки оптического излучения

#### 3.1.1. Архитектура оптической системы адаптивной коррекции спектра

Одним из основных достижений последнего десятилетия в области АО-обработки сигналов стало создание программируемых АО-фильтров. Традиционное применение АОПФ как электронно-перестраиваемого монохроматора получило развитие в направлении усовершенствования методов управления и сделало возможным как адаптивное управление шириной функции пропускания для увеличения светового потока, пропускаемого фильтром, так и формирование произвольных комплекснозначных функций пропускания в широком спектральном окне. Последнее широко применяется в оптике УКИ, поскольку позволяет прецизионно управлять фазой когерентного широкополосного излучения. Тем не менее амплитудная коррекция спектра УКИ при помощи АОДЛЗ также крайне важна, так как позволяет расширять спектр излучения и компенсировать его сужение в системах усиления (19, 103, 196). Помимо этого, расширение функционала АОПФ открывает возможности для развития таких перспективных направлений, как спектрально-согласованная

оптическая фильтрация и адаптивная спектроскопия. Основанное на них спектральное кодирование и декодирование лежат в основе технологии множественного доступа с кодовым разделением (*англ.* optical code-division multiple access, OCDMA). В системах OCDMA может применяться как когерентное излучение, что позволяет использовать кодирование не только по амплитуде, но и по фазе электромагнитной волны <sup>(245–248)</sup>, так и некогерентное излучение, позволяющее существенно снизить стоимость передатчиков, но требующее методов декодирования только по интенсивности <sup>(249–251)</sup>.

В основе управления шириной функции пропускания лежит применение быстрой частотной модуляции ВЧ-сигнала, что фактически создаёт в АО-фильтре в каждый момент времени динамическую брэгговскую решётку с переменным периодом. Если изменение периода достаточно сильное, то ширина функции пропускания определяется фактически не аппаратной функцией АОПФ, а шириной спектра управляющего ВЧ-сигнала. Управление шириной и формой функции пропускания на основе быстрой частотной модуляции ВЧ-сигналов применимо как для коллинеарных и квазиколлинеарных <sup>(17, 19, 172, 178, A15)</sup>, так и для неколлинеарных широкоапертурных АОПФ <sup>(252–255, A30)</sup>.

Адаптивное управление оптическими спектрами основано на применении АОПФ с программируемым генератором ВЧ-сигналов и цифровой цепью обратной связи. Функциональная схема системы приведена на рис. 3.1. Оптический тракт системы состоит из АОПФ, расположенного между элементами входной и выходной оптических систем, и

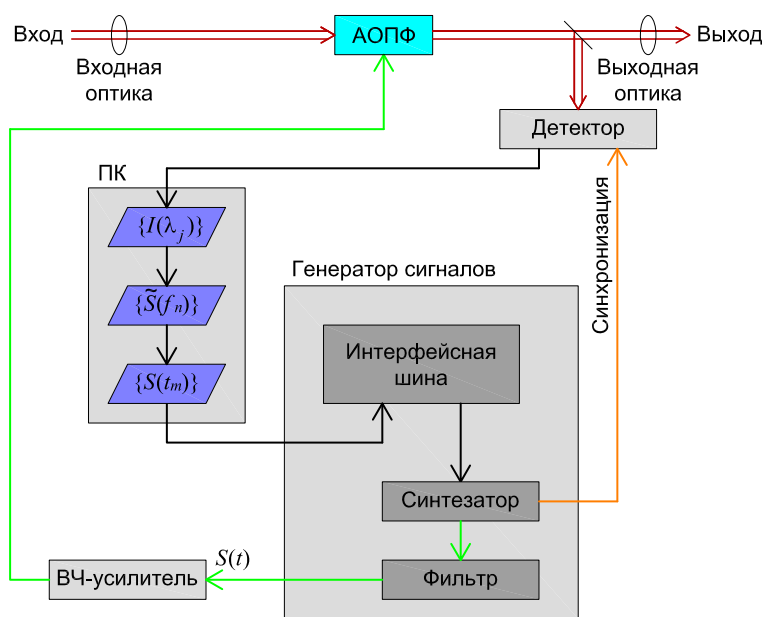


Рис. 3.1. Функциональная схема АО-системы адаптивного управления спектром широкополосного излучения.

спектрометра в качестве детектора. Оптическая система зависит от рассматриваемой задачи и конфигурации АОПФ. Например, это может быть система переноса изображения для гиперспектральной системы на основе широкоапертурного АОПФ или оптоволоконные коллиматоры для квазиколлинеарного АОПФ, расположенного в оптоволоконном тракте. Как правило, выходной пучок после АОПФ принадлежит 1-му порядку дифракции, однако в ряде задач в качестве рабочего пучка используется и 0-ой порядок. В этом случае АОПФ выступает в роли полосового заграждающего фильтра <sup>(167, 256, A27)</sup>. Спектр дифрагировавшего излучения обрабатывается компьютером: измеренный спектр мощности  $\{I(\lambda_j)\}$  сравнивается с целевым, на основе чего вычисляется спектр ВЧ-сигнала  $\{\tilde{S}(f_n)\}$  и соответствующая форма волнового пакета  $\{S(t_m)\}$  в виде дискретного массива отсчётов. Массив данных передаётся в генератор и воспроизводится в виде аналогового сигнала  $S(t)$ . На рис. 3.1 приведена обобщенная архитектура программируемого генератора; дополнительные элементы архитектуры генератора, такие как цепи питания, тактовый генератор, модули синхронизации, на схеме не показаны. Выходные фильтры обеспечивают подавление высших гармоник ВЧ-сигналов и сглаживание цифровых артефактов. Необходимый уровень мощности ВЧ-сигнала поддерживается широкополосным усилителем.

Другим способом реализации обратной связи без использования спектрометра в качестве детектора является последовательное сканирование спектра при помощи АОПФ и регистрация отклика интегральным по спектру детектором. Такой способ может быть использован в задачах гиперспектрального анализа изображений, поскольку матричные приборы с зарядовой связью (ПЗС), используемые в качестве детекторов изображений, регистрируют полную интенсивность излучения в диапазоне чувствительности. Алгоритм адаптивной спектральной фильтрации изображений, построенный по такому принципу, описан ниже в разделе 5.3.4.

### 3.1.2. Электронные системы управления АОДЛЗ

Основным элементом структурной схемы 3.1, позволяющим реализовать произвольные функции пропускания АОПФ, является синтезатор ВЧ-сигналов. В радиотехнике известны различные принципы построения таких синтезаторов. Кратко рассмотрим их основные типы, используемые для управления АО-фильтрами <sup>(16)</sup>.

Генераторы сигналов произвольной формы можно разделить на два больших класса: аналоговые и цифровые. В основе аналоговых генераторов используется радиочастотный колебательный контур, выходные характеристики которого перестраиваются электрон-

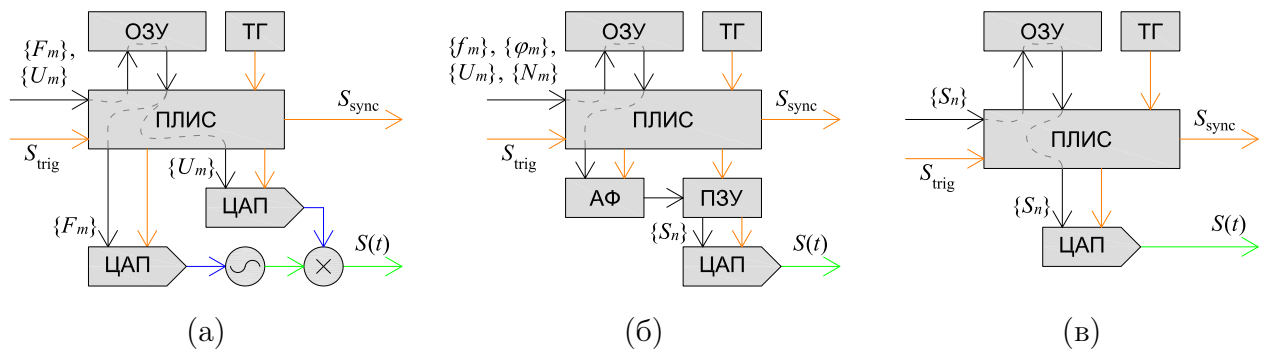


Рис. 3.2. Различные типы синтезаторов ВЧ-сигналов произвольной формы: (а) аналоговый генератор типа VCO; (б) цифровой синтезатор сигналов типа DDS; (в) цифровой синтезатор сигналов типа AWG. На рисунке обозначены: АФ — аккумулятор фазы; ТГ — тактовый генератор;  $\{S_n\}$  — дискретный сигнал;  $\{f_m\}$  — дискретный частотный профиль сигнала;  $\{U_m\}$  — дискретный амплитудный профиль сигнала;  $\{\varphi_m\}$  — дискретный фазовый профиль сигнала;  $S(t)$  — аналоговый выходной сигнал;  $S_{trig}$  — входной сигнал синхронизации (запуск);  $S_{sync}$  — выходной сигнал синхронизации. Штриховые линии (—) показывают направление потока данных внутри модулей.

ным образом, однако управляющая часть всё равно построена на цифровой схемотехнике. В цифровых генераторах ВЧ-сигнал полностью формируется в цифровом виде и воспроизводится при помощи цифро-аналогового преобразователя (ЦАП). Оба класса синтезаторов содержат аналоговые цепи выходных фильтров и буферных усилительных каскадов. В качестве устройств управления и распределения сигналов во всех современных синтезаторах сигналов используются программируемые логические интегральные схемы (ПЛИС). Данные сохраняются в оперативном запоминающем устройстве (ОЗУ) синтезатора и воспроизводятся либо периодически в режиме внутреннего запуска, либо в режиме внешнего запуска при помощи сигнала синхронизации  $S_{trig}$ . Три основные схемы, представленными на рис. 3.2, являются аналоговый генератор (англ. voltage-controlled oscillator, VCO), цифровой генератор прямого синтеза (англ. direct digital synthesis, DDS) и цифровой генератор сигналов произвольной формы (англ. arbitrary waveform generator, AWG). Выходными сигналами являются аналоговый ВЧ-сигнал  $S(t)$  и импульсный сигнал синхронизации  $S_{sync}$ .

Главным требованием к аналоговым генераторам, применяемым в системах динамического управления АОПФ, является быстрая и прецизионная перестройка частоты ВЧ-сигнала. Для этой задачи наиболее подходят транзисторные варакторные генераторы

различных схем. Колебательный контур такого генератора содержит варактор — полупроводниковый диод, ёмкость которого зависит от приложенного напряжения. При изменении ёмкости соответственно меняется резонансная частота контура. Структурная схема синтезатора сигналов на основе варакторного генератора показана на рис. 3.2 (а). Генератор содержит два независимых ЦАП, один из которых управляет частотой сигнала, в второй — амплитудой. Осциллятор и амплитудный модулятор показаны условно без привязки к конкретной элементной базе и схемотехническим решениям. Входные данные представляют собой массивы значений амплитуд сигналов ЦАП,  $\{F_m\}$  и  $\{U_m\}$ , причём тактовая частота, то есть частота дискретизации профилей сигнала  $f_s$ , может быть ниже рабочих частот генератора  $f_m$ . Массив значений  $\{F_m\}$  воспроизводится первым ЦАП и определяет выходную частоту осциллятора  $\{f_m\}$  (соответствие значений  $\{F_m\} \leftrightarrow \{f_m\}$  устанавливается предварительной калибровкой); массив значений  $\{U_m\}$  воспроизводится вторым ЦАП и определяет амплитуду выходного сигнала. Недостатком генераторов типа VCO является отсутствие возможности управления фазой ВЧ-сигнала, что ограничивает их применение во многих задачах управления УКИ (см. раздел 4.3).

Наиболее распространённым типом цифровых ВЧ-генераторов являются цифровые вычислительные синтезаторы типа DDS. Архитектура такого генератора показана на рис. 3.2 (б). Особенностью генераторов DDS является наличие постоянного запоминающего устройства (ПЗУ), в котором хранятся стандартные формы сигналов, в том числе синусоидальная форма. Генератор типа DDS воспроизводит выходной сигнал из отрезков сигнала заданной формы с произвольной частотой, амплитудой, начальной фазой и длительностью. Сформированный в цифровом виде сигнал поступает на ЦАП и воспроизводится им с фиксированной тактовой частотой  $f_s$ . Входными данными, помимо амплитудного  $\{U_m\}$  и частотного  $\{f_m\}$  профилей ВЧ-сигнала, являются массивы начальной фазы и длины каждого фрагмента,  $\{\varphi_m\}$  и  $\{N_m\}$ . Для синусоидальной формы сигнала имеет место следующее представление:

$$S_n = U_m \sin(2\pi n f_m / f_s + \varphi_m) \quad (3.1)$$

где

$$n = r + \sum_{i=1}^{m-1} N_i, \quad r \in [1, N_m]_{\mathbb{N}}. \quad (3.2)$$

Обычно в ПЗУ генераторов типа DDS записано несколько видов стандартных функций, но для задач управления АО-фильтрами применяется только синусоидальная форма (3.1). Считывание формы сигнала из ПЗУ осуществляется специальным встроенным генератором

ром цифрового пилообразного сигнала — аккумулятором фазы, — благодаря чему частоту выходного сигнала можно контролировать с точностью до долей герца. Характерной моделью DDS-генератора является микросхема *Analog Devices AD9910* с тактовой частотой  $f_s = 1$  ГГц, обеспечивающей полосу частот до 400 МГц, разрешением по фазе 32 бита и разрядностью ЦАП 14 бит.

Как и в случае аналоговых генераторов типа VCO, длина передаваемого в память генератора массива данных существенно меньше длины выходного массива  $\{S_n\}$ . В случае генераторов типа DDS это обусловлено высокой тактовой частотой  $f_s \gg f_m$ , необходимой для точного воспроизведения формы сигнала, следовательно,  $N_m \gg 1$ . Однако, как показано в работе <sup>(A34)</sup>, представление дискретного сигнала в виде последовательностей  $\{U_m\}$ ,  $\{f_m\}$ ,  $\{\varphi_m\}$  и  $\{N_m\}$ , удовлетворяющих виду (3.1), требует дополнительных операций, в том числе интерполяции данных, что может существенно замедлять вычисления.

Таким образом, наиболее универсальным типом генераторов являются истинные генераторы сигналов произвольной формы AWG, в которых входными данными является непосредственно массив отсчётов  $\{S_n\}$ . Как показано на рис. 3.2 (в), массив данных, сохранённый в ОЗУ генератора, непосредственно поступает на вход ЦАП. Таким образом, генераторы типа AWG не имеют ограничений на форму ВЧ-сигнала. Недостатком генераторов типа AWG является большой объем данных, передаваемых в ОЗУ, что может снижать быстродействие в задачах, требующих изменения параметров ВЧ-сигнала в реальном времени.

В таблице 3.1 приведены основные характеристики различных генераторов сигналов произвольной формы, использованных в настоящей работе. Двухканальный аналоговый генератор типа VCO, фотография которого приведена на рис. 3.3, был разработан в НИТУ МИСИС специально для системы управления АОДЛЗ <sup>(16)</sup>. Два независимых генератора размещены на общей плате управления, имеющей интерфейс PCI с тактовой частотой 33.3 МГц. Такая архитектура генератора позволяет заменять модули синтезатора, настроенные на различные центральные частоты. Центральная частота генератора определяется настройкой колебательного контура и составляет приблизительно 54 МГц для АОДЛЗ конфигурации I и 75 МГц для конфигураций II, III и IV (см. таблицу 1.3). На плате управления размещены микросхемы ОЗУ, цепи электропитания, синхронизации, ввода и вывода. Система управления АОДЛЗ на основе данного генератора была использована в экспериментах по коррекции регенеративного сужения спектра в оптических усилителях (см. раздел 4.1).



Таблица 3.1. Характеристики генераторов сигналов произвольной формы.

Модель	НИТУ МИСИС	Keysight N8241A	Keysight 33622A
Класс	аналоговый	цифровой	цифровой
Тип	VCO	AWG	AWG
Тактовая частота, МГц	20	625	1000
Полоса частот, МГц	47.6 ... 60.0 64.4 ... 86.5	0 ... 250	0 ... 120
Объём памяти, отсчётов	2048	8192000	65536000
Разрядность, бит	14	15	14
Число каналов	2	2	2
Входы синхронизации	1	4	1
Выходы синхронизации	2	4	1
Интерфейс	PCI	LAN	USB, LAN



Рис. 3.3. Двухканальный генератор сигналов произвольной формы типа VCO разработки НИТУ МИСИС.

Также в различных экспериментах были использованы цифровые генераторы сигналов типа AWG моделей *Keysight N8241A* и *Keysight 33622A*. Рассмотренные далее в разделах 3.2 и 3.3 алгоритмы вычисления ВЧ-сигналов были разработаны специально для генераторов типа AWG и выполняют явное вычисление массива отсчётов  $\{S_n\}$ , соответствующих выборке на тактовой частоте генератора  $f_s$ .

## 3.2. Общая формулировка дисперсионного метода

### 3.2.1. Аналитическое описание для непрерывных сигналов

В настоящей работе предложен новый метод формирования произвольных спектральных функций пропускания во всём рабочем диапазоне АОПФ — дисперсионный Фурье-синтез (ДФС). Метод основан на одновременной амплитудной и фазовой модуляции управляющих ВЧ-сигналов. При вычислении амплитудных и частотных профилей акустических волновых пакетов используется унифицированный алгоритм, не накладывающий дополнительных ограничений на форму синтезированных функций пропускания. При этом используется понятие комплексных спектров ультразвуковых и электромагнитных волн, а вид модуляции управляющего сигнала определяется из его комплексного представления  $S(t)$  как

$$U(t) = |S(t)|, \quad f(t) = \frac{1}{2\pi} \frac{d}{dt} \arg S(t). \quad (3.3)$$

Далее рассматривается импульсный режим работы АОПФ. Считается, что ВЧ волновые пакеты имеют конечную длительность, соответствующую времени пробега ультразвука через область АО-взаимодействия. Пространственное распределение ультразвукового поля можно считать «замороженным», поскольку скорость света в среде взаимодействия превышает скорость звука приблизительно на пять порядков. Таким образом, функция пропускания АОПФ остается практически постоянной, пока волновой пакет ультразвука находится целиком в области АО-взаимодействия. Соответствующие особенности синхронизации были рассмотрены в разделе 1.5.4.

Хорошо известно, что функция пропускания коллинеарного АОПФ в плосковолновом приближении напрямую определяется спектром ультразвука в кристалле, то есть преобразованием Фурье от распределения ультразвукового поля вдоль направления взаимодействия <sup>(13)</sup>. Например, для стационарного одночастотного ВЧ-сигнала с циклической частотой  $\Omega_0$  спектр имеет вид

$$\tilde{S}_{\text{stat}}(\Omega) = S_0 \operatorname{sinc} \frac{(\Omega - \Omega_0)T_a}{2\pi}, \quad (3.4)$$

где  $T_a$  — время пробега упругой волны через область АО-взаимодействия (временная апертура АОПФ). Уравнение (3.4) определяет форму аппаратной функции АОПФ <sup>(220)</sup>. Для случая квазиколлинеарных АОПФ в приближении плоских волн функция пропускания также определяется Фурье-образом распределения ультразвука в кристалле и имеет такую же форму, как и для коллинеарных АОПФ <sup>(213)</sup>. На практике расхождение и затухание оп-

тических и акустических пучков видоизменяют аппаратную функцию АОПФ. Эффективная спектральная функция пропускания становится шире расчётной, если расходимость падающего света превышает угловую апертуру АОПФ (208, 215). Акустическая анизотропия и дифракция ультразвуковых пучков в кристаллах может приводить к асимметрии функции пропускания, однако для большинства практически важных случаев ширина аппаратной функции в стационарном режиме не сильно зависит от особенностей дифракции ультразвуковых пучков (213, 257).

Рассмотрим для начала действительный спектр с прямоугольной огибающей и шириной полосы частот  $\Delta\Omega_0$ :

$$\tilde{S}_{\text{rect}}(\Omega) = S_0 \text{rect} \frac{\Omega - \Omega_0}{\Delta\Omega_0}, \quad (3.5)$$

где  $\text{rect}$  — единичная прямоугольная функция окна. Преобразование Фурье позволяет получить форму ультразвукового волнового пакета, обеспечивающего такую функцию пропускания:

$$S_{\text{rect}}(t) = \frac{S_0 \Delta\Omega_0}{2\pi} \text{sinc} \frac{\Delta\Omega_0 t}{2\pi} \exp(i\Omega_0 t). \quad (3.6)$$

Волновой пакет  $S_{\text{rect}}(t)$  определяет одночастотный амплитудно-модулированный сигнал с несущей частотой  $f(t) = \Omega_0/(2\pi)$ . Таким образом, очевидно, что прямоугольное окно пропускания АОПФ заданной ширины может быть обеспечено и без фазовой модуляции ультразвука. Тем не менее максимум амплитуды волнового пакета (3.6) растёт пропорционально заданной ширине спектра,  $\max |S_{\text{rect}}(t)| \propto \Delta\Omega_0$ , в то время как ширина пика обратно пропорциональна ширине спектрального окна.

Другим методом получения широкого спектрального окна является использование ЛЧМ сигналов для управления АОПФ (172). При использовании ЛЧМ волновых пакетов без амплитудной модуляции возможно управлять шириной спектрального окна пропускания, но его форма имеет характерные неоднородности — осцилляции Гиббса (172, 178).

Предложенный в настоящей работе метод ДФС для формирования функций пропускания АОПФ основан на решении обратной задачи: вычисление формы амплитудно- и частотно-модулированных волновых пакетов, обеспечивающих заданную спектральную функцию. При этом решается задача фазирования различных спектральных компонент управляющих ВЧ-сигналов, что позволяет избежать биений и уравнивать величину пиков амплитуды на различных частотах. Для этой цели к заданному пользователем спектру пропускания АОПФ добавляется определённая спектральная фаза. Хорошо известно, что дисперсия первого порядка приводит только к задержке волнового пакета как целого без изменения его формы. Таким образом, необходимо добавить квадратичную спектральную

фазу, то есть внести дисперсию второго порядка для изменения формы волнового пакета.

В случае прямоугольного спектрального окна  $\tilde{S}_{\text{rect}}(\Omega)$  это приводит к следующей форме комплексной функции пропускания

$$\tilde{S}_{\text{chirp}}(\Omega) = \tilde{S}_{\text{rect}}(\Omega) \exp [iB_2(\Omega - \Omega_0)^2], \quad (3.7)$$

где  $B_2$  — коэффициент дисперсии второго порядка, то есть второй член разложения спектральной фазы в ряд Тейлора в окрестности центральной частоты  $\Omega_0$ . Можно показать, что волновой пакет, обеспечивающий такой спектр пропускания определяется выражением

$$S_{\text{chirp}}(t) = S_0 \frac{(-1)^{1/4} P_{\text{chirp}}(t)}{\sqrt{4\pi B_2}} \exp \left[ i \left( \Omega_0 t - \frac{t^2}{4B_2} \right) \right], \quad (3.8)$$

в котором огибающая  $P_{\text{chirp}}(t)$  находится через интегралы Френеля и может быть выражена, используя комплексную функцию ошибок:

$$P_{\text{chirp}}(t) = \frac{1}{2} \left\{ \operatorname{erf} \left[ \frac{(-1)^{3/4}(t + \Delta\Omega_0 B_2)}{2\sqrt{B_2}} \right] - \operatorname{erf} \left[ \frac{(-1)^{3/4}(t - \Delta\Omega_0 B_2)}{2\sqrt{B_2}} \right] \right\}, \quad (3.9)$$

где

$$\operatorname{erf}(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x \exp(-\xi^2) d\xi. \quad (3.10)$$

В отличие от выражения (3.6), волновой пакет  $S_{\text{chirp}}(t)$  является как амплитудно, так и частотно модулированным. Результаты расчётов различных видов огибающей волновых пакетов в соответствии с выражением (3.10) приведены на рис. 3.4 для различных значений параметров ширины спектрального окна  $\Delta\Omega_0$  и дисперсии второго порядка  $B_2$ . Примеры демонстрируют существенное изменение формы функции  $P_{\text{chirp}}(t)$  — от квази-прямоугольной до квази-sinc. Характерная длительность волнового пакета равняется

$$T_{\text{chirp}} = 2\Delta\Omega_0 B_2, \quad (3.11)$$

а безразмерный параметр базы сигнала  $T_{\text{chirp}}\Delta\Omega_0 = 2\Delta\Omega_0^2 B_2$  изменяется от 5000 (кривая 1) до 2 (кривая 4). Фаза сигнала  $\Phi(t) = \arg S_{\text{chirp}}(t)$  может быть представлена как

$$\Phi(t) = \Omega_0 t - \frac{t^2}{4B_2} + \arg P_{\text{chirp}}(t). \quad (3.12)$$

Первые два слагаемых в выражении (3.12) определяют ЛЧМ составляющую ВЧ-сигнала. Третье слагаемое содержит члены разложения более высокого порядка, то есть определяет дисперсии высших порядков.

Можно отметить, что задача нахождения сигнала  $S_{\text{chirp}}(t)$ , определяемого прямоугольным спектральным окном и квадратичной фазовой модуляцией, математически тождественна одномерной задаче дифракции плоской волны на щели в приближении Френеля <sup>(258)</sup>, поэтому выражение (3.10) фактически можно выразить через интегралы Френеля

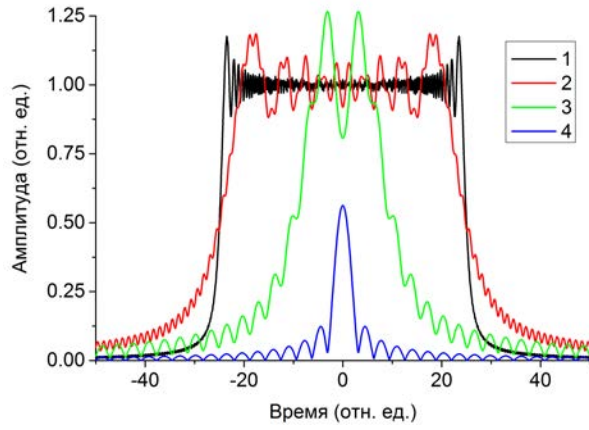


Рис. 3.4. Огибающие волновых пакетов  $|\tilde{P}_{\text{chirp}}(t)|$ , формирующих прямоугольный комплексный спектр  $\tilde{S}_{\text{chirp}}(\Omega)$ , при различных параметрах сигнала (в безразмерном виде): 1 —  $\Delta\Omega_0 = 100$ ,  $B_2 = 0.25$ ,  $T_{\text{chirp}} = 50$ ; 2 —  $\Delta\Omega_0 = 5$ ,  $B_2 = 5$ ,  $T_{\text{chirp}} = 50$ ; 3 —  $\Delta\Omega_0 = 2$ ,  $B_2 = 5$ ,  $T_{\text{chirp}} = 20$ ; 4 —  $\Delta\Omega_0 = 2$ ,  $B_2 = .25$ ,  $T_{\text{chirp}} = 1$ . Значения величин  $\Delta\Omega_0$ ,  $B_2$  и  $T_{\text{chirp}}$  указаны в условных относительных единицах.

и использовать соответственные численные методы для их вычисления <sup>(259)</sup>. При этом огибающая волнового пакета при  $T_{\text{chirp}}\Delta\Omega_0 \gg 1$  соответствует полю вблизи щели, а при малых значениях  $T_{\text{chirp}}\Delta\Omega_0 \approx 1$  соответствует дальней зоне дифракции.

Функции  $S_{\text{rect}}(t)$  и  $S_{\text{chirp}}(t)$  в соответствии с выражениями (3.6) и (3.8) определены на всей действительной оси, однако на практике могут быть использованы только волновые пакеты конечной длительности. Для коллинеарных АОПФ максимальная длительность волнового пакета  $T_0$  равняется времени пробега акустической волны через кристалл  $T_a$ . Таким образом, необходимо принять область определения комплексных профилей волновых пакетов равной отрезку  $t \in [-T_0/2, T_0/2]$ . Отметим, что параметр  $T_0$  не тождественен эффективной длительности ЛЧМ сигнала  $T_{\text{chirp}}$ . Так, на рис. 3.4 показаны огибающие сигналов с различными значениями  $T_{\text{chirp}} = 1 \dots 50$  отн. ед. в одном и том же окне длительностью  $T_0 = 100$  отн. ед. Далее рассмотрены два практически важных случая: широкополосный сигнал,  $T_{\text{chirp}}\Delta\Omega_0 \gg 1$ , и узкополосный сигнал,  $T_{\text{chirp}}\Delta\Omega_0 \sim 1$ .

Широкая полоса частот падающего излучения характерна для различных применений АОПФ в задачах спектральной обработки, таких как управление формой УКИ, согласованная оптическая фильтрация, гиперспектральный анализ изображений. Для этих приложений ширина спектрального окна значительно превышает ширину аппаратной функции фильтра, то есть  $\Delta\Omega_0 \gg 1/T_a$ .

До сих пор мы рассматривали величину  $B_2$  как свободную переменную. Далее значе-

ние параметра  $B_2$  необходимо связать с остальными параметрами сигнала. Комплексное представление волнового пакета определяется выражением (3.8). При заданной ширине спектра  $2\Delta\Omega_0$  длительность волнового пакета  $T_{\text{chirp}}$  пропорциональна дисперсии второго порядка  $B_2$  согласно (3.11). Поскольку длительность волнового пакета не должна превышать время пробега упругой волны через область АО-взаимодействия  $T_a$ , максимально допустимая величина дисперсии второго порядка равняется

$$\max B_2 = \frac{T_a}{2\Delta\Omega_0}. \quad (3.13)$$

Выражение (3.13) с учётом (1.40) определяет максимально возможную величину ДГС (1.42), формируемую в АОДЛЗ.

Пренебрегая аргументом функции  $P_{\text{chirp}}(t)$  в уравнении (3.12), можно определить среднюю скорость частотной модуляции:

$$\frac{df}{dt} = -\frac{1}{4\pi B_2} = -\frac{\Delta\Omega_0}{2\pi T_{\text{chirp}}}. \quad (3.14)$$

Как продемонстрировано на примерах ниже, в разделе 3.4, аргумент функции  $P_{\text{chirp}}(t)$  наряду с абсолютным значением  $|P_{\text{chirp}}(t)|$  обеспечивает необходимые для получения произвольной модуляции крутые фронты спектральной функции пропускания АОПФ.

Для практической реализации важно также проанализировать свойства огибающей волнового пакета. Из уравнений (3.8) и (3.10) видно, что  $\max |P_{\text{chirp}}(t)| \sim 1$ , и амплитуда ВЧ волнового пакета  $U_{\text{chirp}}$  равняется

$$U_{\text{chirp}} = \frac{S_0}{\sqrt{4\pi B_2}} = S_0 \sqrt{\frac{\Delta\Omega_0}{2\pi T_{\text{chirp}}}} \ll S_0 \Delta\Omega_0. \quad (3.15)$$

Эта величина существенно меньше максимальной амплитуды волнового пакета  $S_{\text{rect}}(t)$ , описываемого выражением (3.6), обеспечивающего такое же прямоугольное спектральное окно, но без фазовой модуляции ВЧ-сигнала. На практике именно максимальная амплитуда ультразвукового сигнала зачастую ограничивает эффективность АО-дифракции УКИ: при управлении широкополосным излучением необходимо увеличивать мощность ВЧ-сигнала пропорционально ширине спектра, что требует более мощных каскадов ВЧ-усилителей и ограничивает максимальную частоту следования импульсов, поскольку увеличение средней ВЧ-мощности, рассеиваемой в кристалле АОДЛЗ, приводит к её нагреву и искажению функции пропускания (257, A29). Без использования фазовой модуляции средняя мощность ультразвука остаётся такой же, но пиковая амплитуда увеличивается пропорционально ширине спектра  $\Delta\Omega_0$ , а не  $\sqrt{\Delta\Omega_0}$ , как в выражении (3.15). С системной точ-



ки зрения использование фазово-модулированных ВЧ волновых пакетов имеет преимущество по сравнению с одночастотными амплитудно-модулированными сигналами, так как не требует применения существенно более мощных выходных усилителей ВЧ-сигналов.

Сопоставим метод ДФС формирования произвольных спектральных функций с многочастотной АО-дифракцией с точки зрения фундаментальных ограничений теории информации. Из теоремы Котельникова следует, что, поскольку сигнал  $S(t)$  ограничен по времени, то есть определён только на отрезке  $t \in [-T_0/2, T_0/2]$ , его спектр можно однозначно восстановить по отсчётам, взятым с интервалами  $\delta\Omega = 2\pi/T_0$ , а функцию  $\tilde{S}(\Omega)$  можно представить в виде конечной суммы

$$\tilde{S}'(\Omega) = \sum_{n=-N}^N \tilde{S}(\Omega_n) \operatorname{sinc} \frac{\Omega - \Omega_n}{\delta\Omega}, \quad (3.16)$$

где  $\Omega_n = \Omega_0 + n\delta\Omega$ , а пределы суммирования определяются условием  $|\Omega_N - \Omega_0| < \Delta\Omega_0$ . Выполнив преобразование Фурье от выражения (3.16), получим следующее разложение сигнала на гармонические составляющие:

$$S'(t) = \sum_{n=-N}^N \frac{\tilde{S}(\Omega_n)}{T_0} \exp(i\Omega_n t) \operatorname{rect} \frac{t}{T_0}. \quad (3.17)$$

ВЧ-сигнал с действительным прямоугольным спектром  $\tilde{S}_{\operatorname{rect}}(\Omega)$  представляется суммой одночастотных компонент вида (3.17) с нулевыми фазовыми сдвигами, следовательно, его амплитуда максимальна при  $t = 0$ . Для фазово-модулированного сигнала, имеющего комплекснозначный спектр  $\tilde{S}_{\operatorname{chirp}}(\Omega)$ , те же одночастотные компоненты имеют различные начальные фазы, что обеспечивает высокую однородность огибающей сигнала и снижает пиковую амплитуду. Уравнение (3.17) показывает, что применение многочастотного сигнала для управления АОПФ может быть реализовано и без учёта фазовых задержек между спектральными компонентами, например, как показано в работе <sup>(260)</sup>, однако при этом имеют место биения ВЧ-сигнала. Это означает, что без применения фазовых задержек можно использовать только небольшое число сигналов, поскольку максимальная амплитуда биений возрастает пропорционально числу суммируемых тональных составляющих как  $\mathcal{O}(N)$ .

Из выражения (3.12) можно оценить диапазон изменения несущей частоты в волновых пакетах. Он равняется  $\Delta f \approx T_{\operatorname{chirp}}/(4\pi B_2) = \Delta\Omega_0/(2\pi)$ , то есть ширина спектрального окна для широкополосных сигналов определяется в основном частотной модуляцией волновых пакетов. Амплитудная модуляция, а также дополнительный фазовый член  $\arg \tilde{B}_{\operatorname{chirp}}(t)$  в данном случае не расширяют полосу частот, но позволяют избежать существенных осцилляций спектральной интенсивности, имеющих место при простых ЛЧМ-сигналах <sup>(172)</sup>.



Другой задачей, решаемой методами дисперсионного синтеза функции пропускания АОПФ, является подавление боковых лепестков аппаратной функции фильтра. В этом случае необходимо формировать спектральное окно пропускания, близкое по ширине к собственной аппаратной функции (3.4), то есть  $\Delta\Omega_1 \sim 1/T_a$ , что соответствует узкополосному режиму синтеза функций пропускания. Центральная частота  $\Omega_1$  при этом может меняться во времени, как в обычном (одночастотном) режиме работы АОПФ.

Из выражения (3.13) в этом случае получим  $B_2 \sim T_{\text{chirp}}^2$ . Огибающая волнового пакета при таких значениях параметров имеет квази-sinc форму (кривая 4 на рис. 3.4) с медленно спадающими боковыми максимумами. Для более эффективного формирования узких спектральных окон пропускания нами предложено расширить исходный спектральный интервал  $\Delta\Omega_0 \gg \Delta\Omega_1$ , на котором определена функция  $\tilde{S}_{\text{chirp}}(\Omega)$ . Значение  $\Delta\Omega_0$  выбирается равным полному диапазону перестройки АОПФ. В таком случае комплексный спектр будет определен как

$$\tilde{S}_{\text{wind}}(\Omega) = \tilde{S}_{\text{chirp}}(\Omega) \text{rect} \frac{\Omega - \Omega_1}{\Delta\Omega_1} \quad (3.18)$$

где спектральное окно шириной  $\Delta\Omega_1$  имеет центр на частоте  $\Omega_1$  и является подмножеством спектрального диапазона  $\Delta\Omega_0$  с центром на частоте  $\Omega_0$ . Фурье-образ от величины (3.18) будет аналитически представлен так же, как и выражение (3.6), но будут иметь место следующие неравенства:

$$B_2\Delta\Omega_1 \ll T_0, \quad \left| \frac{df}{dt} \right| \ll \frac{\Delta\Omega_0}{2\pi T_0}. \quad (3.19)$$

Это означает, что масштаб комплексных функций ошибок в выражении (3.10) задаётся шириной интервала  $\Delta\Omega_0$ , а их сдвиг определяется шириной окна  $\Delta\Omega_1$ . При этом функция  $P_{\text{chirp}}(t)$  принимает вид, близкий к  $\text{sinc}[\Delta\Omega_1 t / (2\pi)]$ , а диапазон частотной модуляции существенно меньше центральной частоты, то есть  $f(t) \approx \Omega_1 / (2\pi)$ .

Описанный выше алгоритм получения прямоугольного окна пропускания является частным случаем синтеза произвольной функции пропускания. В общем случае ставится задача сформировать произвольную неотрицательную функцию пропускания фильтра, заданную в некотором интервале  $\lambda \in [\lambda_{\min}, \lambda_{\max}]$ . С учётом перестроечной кривой АОПФ  $f(\lambda)$ , исходными данными для вычисления является действительная функция  $\tilde{H}_{\text{arb}}(\Omega)$ , определенная на спектральном интервале шириной  $\Delta\Omega_0$ . Прямоугольное спектральное окно определяется в соответствии с выражением (3.7) при той же ширине спектрального окна  $\Delta\Omega_0$ , а величина дисперсии второго порядка  $B_2$  удовлетворяет уравнению (3.13). Комплексный спектр сигнала определяется как

$$\tilde{S}_{\text{arb}}(\Omega) = \tilde{H}_{\text{arb}}(\Omega) \tilde{S}_{\text{chirp}}(\Omega). \quad (3.20)$$

Алгоритм вычисления дискретных ВЧ-сигналов подробно описан далее в разделе 3.3.1.

Спектральный контраст полученной таким образом функции пропускания зависит от ширины аппаратной функции АОПФ в одночастотном режиме. При максимально возможной величине  $T_0 = T_a$  конечная область определения  $t \in [-T_0/2, T_0/2]$  функции  $S_{\text{arb}}(t)$  эквивалентна свёртке функции  $\tilde{S}_{\text{arb}}(\Omega)$  с одночастотной функцией пропускания  $\tilde{S}_{\text{stat}}(\Omega)$ . Тем не менее для точной оценки контраста в реальных АОПФ выражения (3.4) может быть недостаточно. Одним из основных факторов снижения контраста является неоднородность поля ОАВ в кристаллах. Теоретический анализ функции пропускания с учётом структуры акустического поля можно провести методом углового спектра плоских волн с учётом анизотропии АО-кристалла (213, A38). Другим фактором, искажающим функцию пропускания, является неоднородный нагрев кристалла при большой длине взаимодействия, вызванный объёмным поглощением ультразвука (A17, A47). Экспериментально спектральный контраст в динамическом режиме работы АОПФ можно измерить описанным ниже методом ЧКХ в спектральной области (A8), рассмотренном в разделе 3.5.1.

### 3.2.2. Фундаментальные ограничения теоремы Котельникова для дискретных сигналов

До сих пор при анализе мы рассматривали время и частоту как действительные переменные (A9), а функции и их спектры были связаны интегральными преобразованиями Фурье, что позволило установить основные соотношения между параметрами квази-ЛЧМ-сигналов и их спектров. Тем не менее в реальных задачах вычисления формы ВЧ-сигнала переменные являются дискретными, а все области определения всех функций являются конечными множествами. Следовательно, полоса частот  $\Delta f$  ограничена, а вместо интегрального соотношения между временной функцией  $S(t)$  и её частотным спектром  $\tilde{S}(f)$

$$S(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{S}(f) \exp(2\pi i f t) df \quad (3.21)$$

используется ДПФ в виде

$$S_d(t) = \frac{\Delta f}{N} \sum_{n=1}^N \tilde{S}_d(f_n) \exp(2\pi i f_n t), \quad (3.22)$$

где сетка частот определена как

$$f_n = \frac{(n-1)\Delta f}{N}, \quad \text{где } n \in [1, N]_{\mathbb{N}}. \quad (3.23)$$

Значение аргумента  $t$  в выражении (3.22), вообще говоря, произвольное действительное число. Дополнительные требования дискретности переменной  $t$  и равномерности соответствующей сетки обусловлены дальнейшим использованием сигнала в цифровом виде для его формирования синтезатором.

Представление сигнала в виде (3.22) определяет важные свойства функции  $S_d(t)$ . Во-первых, функция  $S_d(t)$  периодична:

$$S_d(t) = S_d(t + T), \quad \text{где } T = N/\Delta f \quad (3.24)$$

Во-вторых, функция  $S_d(t)$  инвариантна при добавлении нулевых отсчётов к спектру:

$$S_d(t) = S'_d(t), \quad \text{где } \tilde{S}'(f_n) = \{\tilde{S}(f_1), \dots, \tilde{S}(f_N), 0, \dots, 0\}, \quad (3.25)$$

если интервал между спектральными отсчётами  $\Delta f/N$  не изменяется. Таким образом, можно расширять сетку частот, пропорционально увеличивая величины  $\Delta f$  и  $N$ .

Кроме того, существуют специфичные ограничения на функции  $S_d(t)$  и  $\tilde{S}'_d(f_n)$ , обусловленные рассматриваемой задачей. Программируемые АОПФ всегда работают в конечной полосе частот, лежащей в ВЧ-области спектра. Максимальная полоса частот ограничена диапазоном согласования импеданса пьезопреобразователя АОПФ <sup>(200)</sup>, как правило, по уровню КСВ, не превышающему 3.0, но на практике в задачах управления УКИ мгновенная ширина полосы ВЧ-сигнала в большинстве случаев составляет лишь часть этого диапазона и зависит от ширины оптического спектра.

Теорема Котельникова применима как для широкополосных сигналов с ограниченным спектром, то есть при  $f \in [0, \Delta f]$ , так и для узкополосных сигналов, спектр которых лежит в интервале  $f \in [f_c - \Delta f/2, f_c + \Delta f/2]$  неотрицательных частот,  $f_c \geq \Delta f/2$  <sup>(261)</sup>. Для узкополосных сигналов возможно применение субдискретизации, то есть представление сигнала через прореженную сетку отсчётов, взятых с интервалом  $\Delta \tau_{sd} = K_{sd}/(2f_{max})$ , где  $K_{sd} \in \mathbb{N}$  <sup>(262)</sup>. Субдискретизация возможна, если

$$2 \leq K_{sd} < \frac{f_c - \Delta f/2}{\Delta f}. \quad (3.26)$$

Тем не менее теорема Котельникова для узкополосных сигналов в общем виде позволяет выбирать частоту дискретизации  $f_d$  без привязки к частоте Найквиста, а лишь удовлетворяющей условию

$$f_d \geq 2\Delta f. \quad (3.27)$$

Различные дискретные выборки сигнала с ограниченным спектром ( $f \leq f_{max}$ ) показаны на рис. 3.5. Для широкополосного сигнала на рис. 3.5 (а)  $\Delta f = f_{max}$ . В случае применения

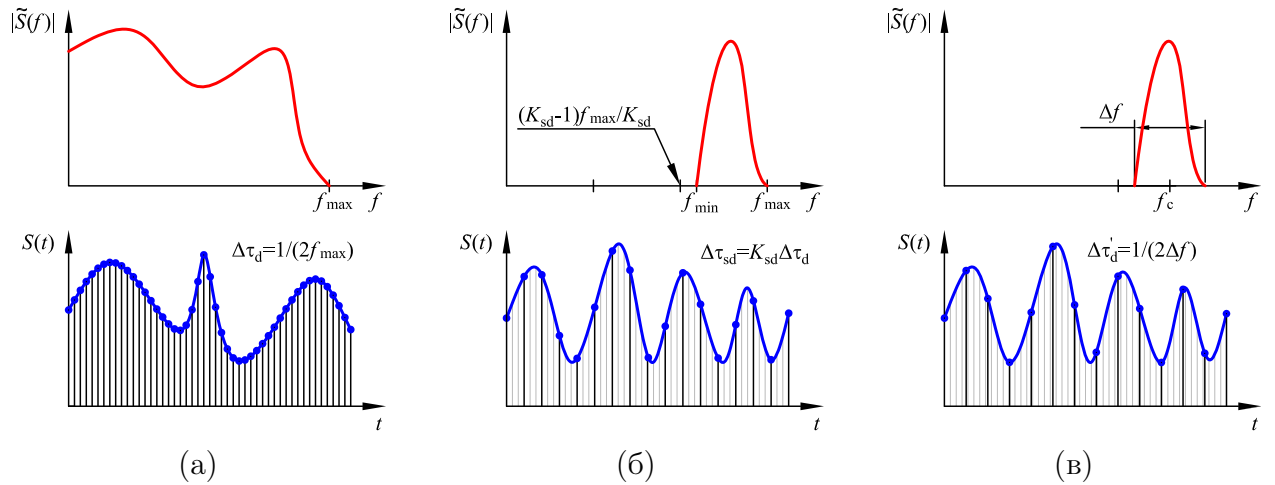


Рис. 3.5. Соотношение дискретных сигналов и их спектров: (а) широкополосный сигнал с ограниченным спектром; (б) узкополосный волновой пакет с субдискретизацией ( $K_{sd} = 3$ ); (в) узкополосный волновой пакет с минимальной частотой дискретизации.

субдискретизации (рис. 3.5 (б)) период выборки кратен величине  $\Delta\tau_d = 1/(2f_{\max})$ . Для узкополосного сигнала на рис. 3.5 (в) период выборки  $\Delta\tau_d$  не привязан к верхней частоте спектра  $f_{\max}$ .

Для практического выполнения ДПФ (3.22) широко используется алгоритм БПФ, позволяющий существенно сократить время вычисления, если число точек  $N$  факторизуется на большое число простых сомножителей (263, 264). Однако в рассматриваемой задаче применение алгоритма БПФ для вычисления связано не только с его быстродействием, но и с необходимостью передискретизации сигналов, то есть замены сетки отсчётов  $\{t_m\}$ . Рассмотрим этот вопрос более подробно.

Параметры выходного сигнала определяются главным образом характеристиками используемого генератора сигналов. Рассмотрим случай цифрового генератора сигналов типа AWG, напрямую воспроизводящего записанный в память массив отсчётов при помощи ЦАП с фиксированной тактовой частотой  $f_s$  (см. раздел 3.1.2). Если заданная длительность волнового пакета равняется  $T_0$ , то число точек в дискретном сигнале равняется

$$N_s = T_0 f_s. \quad (3.28)$$

При этом в силу теоремы Котельникова число отсчётов в частотной области, необходимое для передачи на интервале длительностью  $T_0$  сигнала, имеющего ширину спектра  $\Delta f$ , равняется

$$N_d = 2T_0 \Delta f. \quad (3.29)$$

Обычно выполняется условие  $N_d \ll N_s$ , поскольку тактовая частота генератора  $f_s$  в несколько раз больше центральной частоты спектра  $f_c$  (в цифровых генераторах сигналов, как правило, соотношение тактовой частоты к полосе выходных фильтров составляет  $f_s/f_{\max} \geq 2.5$ ), а ширина полосы  $\Delta f$  на практике не превышает 50 % от центральной частоты  $f_c$ . Алгоритм БПФ формирует выходной массив данных такой же длины, как и входной массив. Если входной массив спектральных отсчётов  $\{f_n\}$  задан на сетке (3.23), то выходной массив временных отсчётов  $\{t_m\}$  имеет вид

$$t_m = \frac{m-1}{\Delta f}, \quad \text{где } m \in [1, N]_{\mathbb{N}}, \quad (3.30)$$

а соответствующая длительность волнового пакета равняется  $N/\Delta f$ . Таким образом для получения выходного сигнала длительностью  $T_0$  с тактовым интервалом  $\delta t = 1/f_s$  входной массив должен иметь длину  $N_s$ . Иными словами, при применении БПФ непосредственно к заданному массиву спектральных отсчётов  $\{\tilde{S}_n | n \in [1, N_d]\}$ , выходной массив будет определён на сетке, имеющей шаг намного больше тактового интервала генератора сигналов. С другой стороны, применение БПФ для массива размером  $N_s$  в соответствии с определением (3.29) соответствует вдвое большему шагу спектральной сетки (265). Соотношение сеток спектральных и временных отсчётов показано на рис. 3.6. Для решения проблемы заданный дискретный спектр преобразуется следующим образом:

$$\tilde{S}'_n = \begin{cases} \tilde{S}_n & n \in [1, N_d]_{\mathbb{N}}; \\ 0 & n \in [N_d + 1, 2N_s]_{\mathbb{N}}. \end{cases} \quad (3.31)$$

Добавление нулевых значений ко входному массиву спектральных отсчётов не меняет значений  $S_m$  в совпадающих точках, но решает задачу передискретизации (266). Данная процедура интерполяции основана на соотношении (3.25), верном в силу определения ДПФ (3.22). Число операций, необходимое для вычисления БПФ, в данном случае определяется только числом точек  $N_s$  и не зависит от числа спектральных отсчётов  $N_d$ .

До сих пор мы не вводили никаких ограничений на вид комплексного спектра ВЧ-сигнала. Далее ограничимся комплексно-значными функциями частоты, представимыми в виде модуля, отличного от нуля в заданной полосе частот  $\Delta f$  и квадратичной фазы  $\Psi(f)$ . Как отмечено выше, в силу (3.24) все возможные значения профиля сигнала лежат на интервале  $t \in [0, 2T_0]$ . Тем не менее выбор величины дисперсии второго порядка ВЧ-сигнала (A2, A9),

$$B_2 = \frac{T_0}{4\pi\Delta f}, \quad (3.32)$$

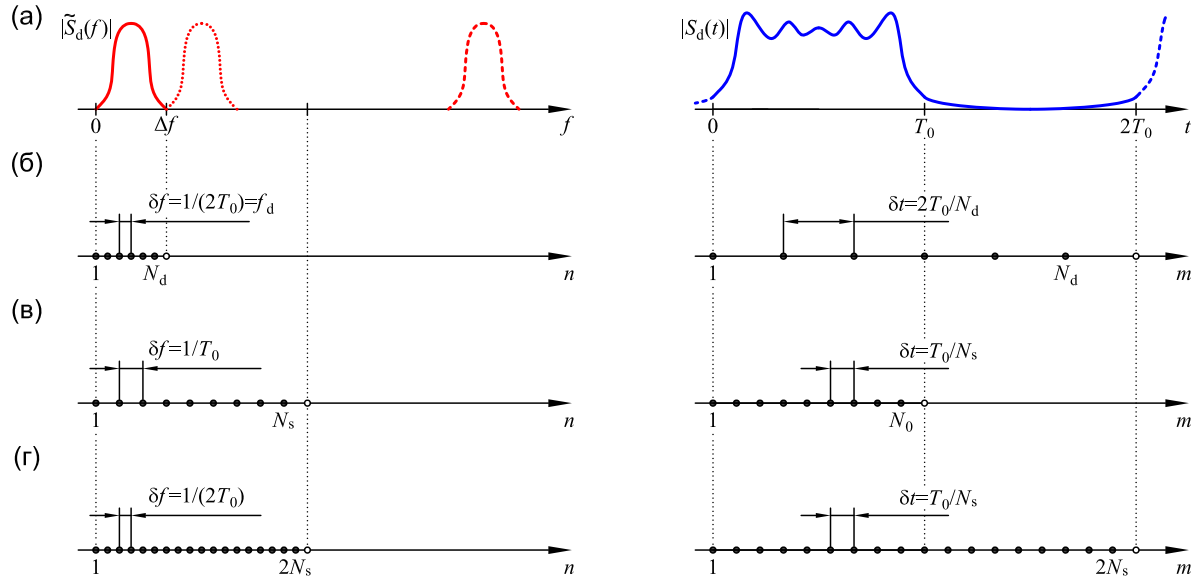


Рис. 3.6. Сетка спектральных отсчётов (слева) и соответствующая ей сетка временных отсчётов (справа) при использовании БПФ: (а) огибающая спектра и периодический сигнал; (б) дискретизация по теореме Котельникова; (в) дискретизация с тактовой частотой генератора; (г) передискретизации сигнала.

обусловлен тем, что основная энергия ВЧ-волнового пакета при этом сосредоточена в интервале длительностью  $T_{\text{chirp}} = T_0$  в соответствии с (3.11). Если выбрать  $T_0 = T_a$ , происходит потеря половины всего волнового пакета, но временная апертура АОПФ, на практике всегда ограниченная геометрией и размером области взаимодействия, то есть в конечном счёте габаритами АО-кристалла, максимально используется с точки зрения эффективности дифракции.

Как показано на рис. 3.7, временная апертура фильтра  $T_a$  зависит от типа дифракции. При неколлинеарной дифракции (рис. 3.7 (а)) пространственный период ультразвуковой волны  $a$  определяется как размером пьезопреобразователя  $L_{\text{pt}}$ , так и углом Брэгга  $\theta_B$  с учётом угла сноса ультразвука  $\psi$ :

$$a = \frac{L_{\text{pt}} \cos \psi \sin \theta_B}{\cos(\psi - \theta_B)}, \quad (3.33)$$

а длина взаимодействия в соответствии с определением, данным в работе (267), равна  $L = L_{\text{pt}} \cos \psi$ . При квазиколлинеарной дифракции (рис. 3.7 (б)) пространственный период волны  $a$  определяется только длиной кристалла  $L$  и углом сноса ультразвука  $\psi$ :

$$a = L \cos \psi. \quad (3.34)$$

В обоих случаях справедливо следующее соотношение между временной апертурой  $T_a$  и

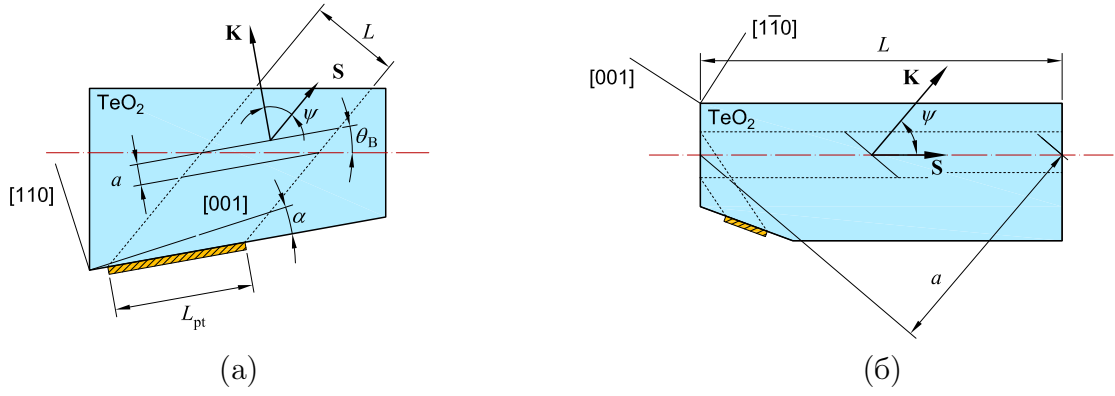


Рис. 3.7. К определению временной апертуры АОПФ: (а) неколлинеарная дифракция; (б) квазиколлинеарная дифракция.

шириной аппаратной функции  $\delta f$  (172, 252):

$$T_a = \frac{a}{V} = \frac{0.8}{\delta f}, \quad (3.35)$$

что соответствует выражению (1.15) для квазиколлинеарных фильтров. Сравнение крутизны частотной модуляции с величиной  $\delta f/T_a$  является критерием быстрой ( $df/dt \gg \delta f/T_a$ ) или медленной ( $df/dt \ll \delta f/T_a$ ) перестройки частоты.

В соответствии с (3.32) аргумент комплексного спектра задаётся как квадратичная функция отклонения частоты от центральной:

$$\Psi(f) = \frac{\pi T_{\text{chirp}}}{\Delta f} (f - f_c)^2 \quad (3.36)$$

Модуль спектра определялся как квазипрямоугольная функция шириной  $\Delta f$ .

На рис. 3.8 (а) и (б) показаны типичные формы огибающей и частотных профилей ВЧ-сигнала для квазиколлинеарного АОПФ при следующих значениях параметров:  $\Delta f = 2$  МГц,  $T_{\text{chirp}} = 50$  мкс,  $f_s = 1$  ГГц. Центральная частота  $f_c$  в данном случае не влияет на форму профилей ВЧ-сигнала и определяет только смещение частотного профиля (и всего спектра сигнала) по оси частот. Приведена полная форма функции  $S(t)$  на интервале длительностью  $2T_{\text{chirp}}$ , соответствующая периоду повторения ВЧ-сигнала. Следует отметить, что форма волнового пакета остаётся подобной самой себе при изменениях ширины спектра  $\Delta f$  и длительности  $T_{\text{chirp}}$ , сохраняющих постоянной величину  $\Delta f T_{\text{chirp}}$ . Доля энергии ВЧ-волнового пакета, сосредоточенная в центральном интервале длительностью  $T_{\text{chirp}}$ , увеличивается и стремится к 1 с ростом произведения полосы сигнала на длительность и превышает 90 % при  $\Delta f T_{\text{chirp}} \geq 7$ . Например, для случая приведённого на рис. 3.8 эта величина составляет 97 %. Частотная модуляция в этом интервале близка к линейной



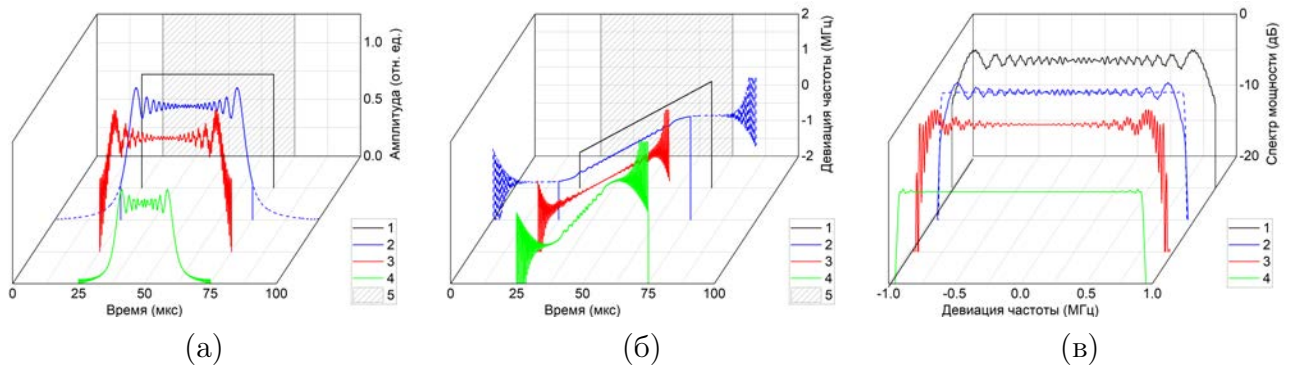


Рис. 3.8. Управляющий ВЧ-сигнал для квазиколлинеарного АОПФ с  $T_{\text{chirp}} = 50$  мкс,  $\Delta f = 2$  МГц: (а) огибающая; (б) частотный профиль; (в) спектр мощности (вычисление). 1 — ЛЧМ-сигнал с постоянной амплитудой; 2 — сигнал длительности  $T_{\text{chirp}} = 50$  мкс с оптимальной выборкой спектра (пунктиром показана полная форма сигнала); 3 — сигнал с уменьшенной вдвое частотой выборки спектра; 4 — сигнал длительности  $T_{\text{chirp}} = 25$  мкс; 5 — временная апертура АОПФ.

со скоростью изменения частоты  $\Delta f/T_{\text{chirp}}$ . В предельном случае  $\Delta f T_{\text{chirp}} \rightarrow 0$  ВЧ-сигнал принимает вид одночастотного сигнала с постоянной амплитудой, то есть в интервале длительностью  $T_{\text{chirp}}$  сосредоточено 50 % энергии относительно интервала длительностью  $2T_{\text{chirp}}$ . Как видно на рис. 3.8 (в), сокращение длительности ВЧ-сигнала до половины его истинного периода (кривые 2 и 3) приводит к искажениям функции пропускания АОПФ в виде осцилляций Гиббс. Прямоугольный спектр, соответствующий заданному окну пропускания, получается в случае увеличения в 2 раза полной длительности сигнала  $T_0$  или сокращению в 2 раза величины  $T_{\text{chirp}}$  (кривая 4).

На рис. 3.8 также показана форма ВЧ-сигнала и спектр, полученные при уменьшенной вдвое частоте дискретизации спектра,  $f_d = \Delta f$  (кривая 3). В данном случае период повторения волнового пакета согласно (3.24) составляет величину  $T_{\text{chirp}}$ , то есть волновые пакеты не обрезаются программно, однако при этом возникают нежелательные высокочастотные осцилляции в спектре из-за наложения частот (алиасинга). Данный пример демонстрирует правильность выбранной ранее частоты дискретизации  $f_d$  на основании теоремы Котельникова и числа отсчётов  $N_d$  в соответствии с (3.29).

Во многих задачах профилирования оптического спектра и управления УКИ возникает необходимость формирования сложной амплитудной и фазовой модуляции. Примерами применений являются спектральное и временное кодирование (A9, A20), генерация терагерцового излучения методом оптического выпрямления (A21, A26), адаптивная спектральная

эквализация <sup>(A15)</sup>, формирование лазерных импульсов специальной формы <sup>(60, 268)</sup>. Искажения спектра ВЧ-сигналов, обусловленные обрезанием длительности волнового пакета, крайне нежелательны в задачах, требующих прецизионного управления спектром УКИ. Данные искажения наблюдаются экспериментально как падение контраста модуляции на краях спектра <sup>(A9, A41)</sup>.

Для устранения искажений предложен следующий подход. Полная длительность волнового пакета  $T_0 \leq T_a$  выбирается в 2 раза большей величины  $T_{\text{chirp}}$ . В этом случае полный период ВЧ-сигнала будет равняться  $2T_{\text{chirp}}$  и заполнять практически всю временную апертуру АОПФ. Величина дисперсии второго порядка ВЧ-сигнала  $B_2$  при этом выбирается в соответствии с (3.32) и условием соответствия эффективной длительности ЛЧМ-сигнала половине временной апертуры АОПФ ( $2T_{\text{chirp}} = T_0$ ):

$$B_2 = \frac{T_0}{8\pi\Delta f} \leq \frac{T_a}{8\pi\Delta f}, \quad (3.37)$$

однако средняя мощность ВЧ-сигнала при этом оказывается примерно вдвое меньше, чем в случае (3.13), что может приводить к снижению эффективности дифракции (в том случае, если амплитуда ВЧ-сигнала ограничена и не может быть пропорционально увеличена усилителем). Сигнал с прямоугольным спектром, полученный данным методом, приведён на рис. 3.8 (кривая 4). На рис. 3.9 приведены фрагменты спектров с периодической модуляцией (период модуляции 0.2 МГц) ВЧ-сигналов длительностью  $T_0 = 50$  мкс каждый. Видно, что при вдвое меньшей величине  $T_{\text{chirp}} = 25$  мкс и воспроизведении полной формы волнового пакета (рис. 3.9 (б)) контраст спектра мощности на краях снижается существенно меньше, а форма отдельных максимумов модулированного спектра ближе к прямоугольной, однако уровень сигнала примерно на 3 дБ ниже, чем при обычном задании волнового пакета в соответствии с (3.29) и воспроизведении только половины его полной длительности, рис. 3.9 (а).

Помимо точности воспроизведения заданной спектральной функции пропускания, важной характеристикой адаптивной спектральной системы является её быстродействие. Выполним оценку эффективности применения дискретного метода формирования сигналов с передискретизацией для реальной конфигурации программируемого АОПФ и системы адаптивного управления спектром.

В качестве примера рассмотрим три различных набора параметров ВЧ-сигнала. Тактовую частоту генератора сигналов примем равной  $f_s = 1$  ГГц. Первый случай соответствует квазилинейной АОДЛЗ на кристалле  $\text{TeO}_2$ , работающей в режиме управления широкополосными фемтосекундными УКИ <sup>(19, A16, A21)</sup>. Максимальная длительность ВЧ-

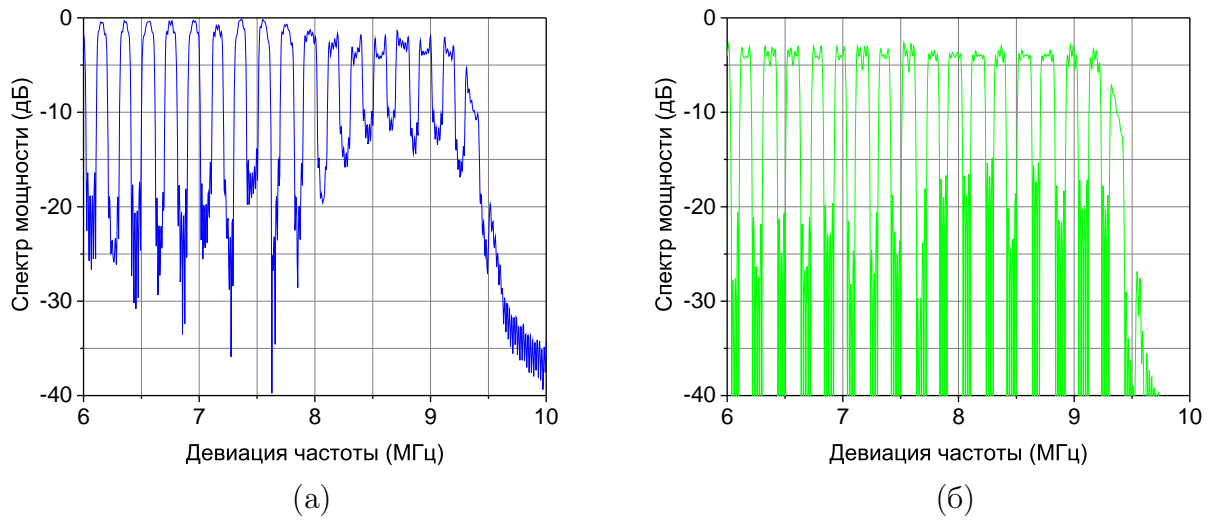


Рис. 3.9. Моделирование спектра широкополосного ВЧ-сигнала с прямоугольной периодической модуляцией: (а) воспроизводится только центральная часть сигнала длительностью  $T_{\text{chirp}} = T_0 = 50$  мкс; (б) воспроизводится полный сигнал  $T_{\text{chirp}} = 25$  мкс,  $T_0 = 50$  мкс.

сигналов в квазиколлинеарных АОДЛЗ зависит от материала фильтра, геометрии взаимодействия в нём и длины кристалла. Как правило, эта величина лежит в диапазоне от 10 до 100 мкс <sup>(215)</sup>. В данном случае длительность волнового пакета выбрана равной  $T_0 = 50$  мкс, ширина спектра  $\Delta f = 20$  МГц. Такие значения характерны, например, для АОДЛЗ при управлении широкополосным излучением Ti-сапфировых лазерных систем <sup>(A2, A8, A9)</sup> или для адаптивных спектральных фильтров некогерентного излучения <sup>(A15)</sup>. При этом получаются следующие размеры обрабатываемых массивов данных: число отсчётов в дискретном сигнале  $N_s = T_0 f_s = 50000$ , минимальное число отсчётов в спектральной области  $N_d = 2\Delta f T_0 = 2000$ . Второй случай описывает АОДЛЗ с такой же временной апертурой  $T_0 = 50$  мкс при более узком спектре обрабатываемого сигнала  $\Delta f = 2$  МГц, что соответствует управлению спектром субпикосекундных лазерных импульсов <sup>(A7)</sup>. При этом  $N_s = 50000$  и  $N_d = 200$ . Третий случай соответствует широкоапертурному фильтру изображений в режиме управляемой ширины функции пропускания <sup>(A30)</sup>. В этом случае как ширина спектра, так и длительность ВЧ-сигналов меньше, чем для квазиколлинеарных фильтров. Максимальная длительность импульса связана с геометрией хода лучей в АОПФ <sup>(252, 255)</sup> (см. раздел 5.3.2). Предельная ширина спектра на практике ограничена мощностью ВЧ-сигнала, подаваемого на пьезопреобразователь АОПФ. Для неколлинеарного АОПФ выберем  $T_0 = 5$  мкс,  $\Delta f = 2$  МГц, следовательно, при той же тактовой частоте генератора сигналов  $f_s = 1$  ГГц получим  $N_s = 5000$  и  $N_d = 20$ .

Таблица 3.2. Время вычисления ВЧ-сигналов алгоритмами ДПФ и БПФ.

Параметры		Количество		Быстродействие	
ВЧ-сигнала		отсчётов		алгоритма, мс	
$T_0$ , мкс	$\Delta f$ , МГц	$N_d$	$N_s$	ДПФ	БПФ
5	2	20	5000	$65 \pm 1$	$4.6 \pm 0.2$
50	2	200	50000	$1060 \pm 10$	$7.3 \pm 0.3$
50	20	2000	50000	$2900 \pm 100$	$7.4 \pm 0.3$

Для выбранных конфигураций АОПФ было оценено время, необходимое для вычисления преобразования Фурье различными методами. Первый метод состоял в том, что массив спектральных отсчётов имел размер  $N_d$  точек, массив временных отсчётов имел размер  $N_s$  точек, а вычисление проводилось непосредственно применением ДПФ в виде (3.22). Второй метод состоял в том, что спектр был задан на массиве  $N_d$ , затем выполнялось дополнение нулевыми значениями до длины массива  $2N_s$  и применение БПФ.

Было измерено быстродействие каждого из методов вычисления ВЧ-сигналов. Вычисления проводились в среде MATLAB в классе комплексных чисел двойной точности (32 бита на точку) на ПК (процессор *Intel Core i7-4930MX*, 3.0 ГГц, ОЗУ 32 ГБ, операционная система *Microsoft Windows 10 Pro x64*). Для каждого метода была проведена серия из 1000 испытаний. Полученные значения времени выполнения теста приведены в таблице 3.2. При этом не учитывалось время, необходимое на выполнение вспомогательных вычислительных операций и на передачу данных от ПК к программируемому генератору сигналов. Быстродействие самого АОПФ, то есть время переключения между двумя произвольными функциями пропускания, составляет от 10 (для неколлинеарных широкоапертурных АОПФ) до 100 мкс (для квазилинейных АОПФ с большой длиной взаимодействия). Таким образом, при использовании цифровой обратной связи на основе ПК, быстродействие адаптивной спектральной системы определяется алгоритмами вычисления сигналов и архитектурой самой цифровой системы обратной связи, а не быстродействием АОПФ. Для повышения быстродействия представляется перспективным интеграция функций оцифровки сигнала детектора, вычисления профилей ВЧ-сигнала и непосредственно формирования управляющих сигналов в одном функциональном модуле на основе ПЛИС или быстродействующих графических процессоров.

### 3.2.3. Соотношение неопределённости для ЛЧМ-сигналов

Полученное выше соотношение (3.37) связывает оптимальные параметры ВЧ-сигнала: длительность  $T_0$ , ширину полосы частот  $\Delta f$  и коэффициент квадратичной дисперсии  $B_2$ , определяющий наклон частотного профиля ЛЧМ-сигнала. Далее покажем связь этих параметров с характеристиками оптического импульса. В силу взаимно однозначного соответствия между оптическими и акустическими частотами в АОДЛЗ, устанавливаемыми соотношением (3.53), приведённый ниже анализ справедлив как для оптических, так и для акустических сигналов в равной мере (A41). По этой причине проведём рассуждения для случая ЛЧМ электрического ВЧ-сигнала. Будем считать, что все частоты спектра сигнала лежат внутри заданного окна  $[f_{\min}, f_{\max}]$  шириной

$$W_f = f_{\max} - f_{\min}. \quad (3.38)$$

Рассмотрим произвольный импульс  $S(t)$ , заданный на конечном интервале времени  $t \in [0, T_0]$ . Представим импульс в комплексном виде  $S(t) = U(t) \exp[i\Phi(t)]$ . Далее выберем интервал длительностью  $\tau$  настолько малой, что на нём амплитуду импульса  $U(t)$  можно считать меняющейся линейно, а несущую частоту  $f_c$  постоянной, как проиллюстрировано на рис. 3.10 (а). Тогда на этом интервале длительностью  $\tau$  напряженность поля равна

$$S_{\text{tr}}(t) = [a_0 + a_1(t - t_c)] \text{rect} \frac{t - t_c}{\tau} \exp(2\pi i f_c t), \quad (3.39)$$

где  $a_0$  и  $a_1$  — коэффициенты, описывающие среднее значение и производную огибающей соответственно,  $t_c$  — положение середины окна по шкале времени. Исходную форму импульса  $S(t)$  представим в виде суперпозиции трапециевидальных функций вида (3.39) с различными  $t_c$  и  $f_c$ . Полагая огибающую  $U(t)$  неотрицательной, получим следующее ограничение на коэффициенты  $a_0$  и  $a_1$ :

$$a_0 \geq 0, \quad |a_1| \leq 2a_0/\tau. \quad (3.40)$$

Элементарный трапециевидальный импульс (3.39) имеет спектр

$$\tilde{S}_{\text{tr}}(f) = \exp(-2\pi i f t_c) \tilde{S}_{\tau}(f - f_c), \quad (3.41)$$

низкочастотная составляющая которого имеет действительную часть

$$\text{Re} \tilde{S}_{\tau}(f) = a_0 \tau \text{sinc}(f\tau) \quad (3.42)$$

и мнимую часть

$$\text{Im} \tilde{S}_{\tau}(f) = \frac{a_1 \tau^2}{2\pi} \text{sinc}'(f\tau), \quad (3.43)$$

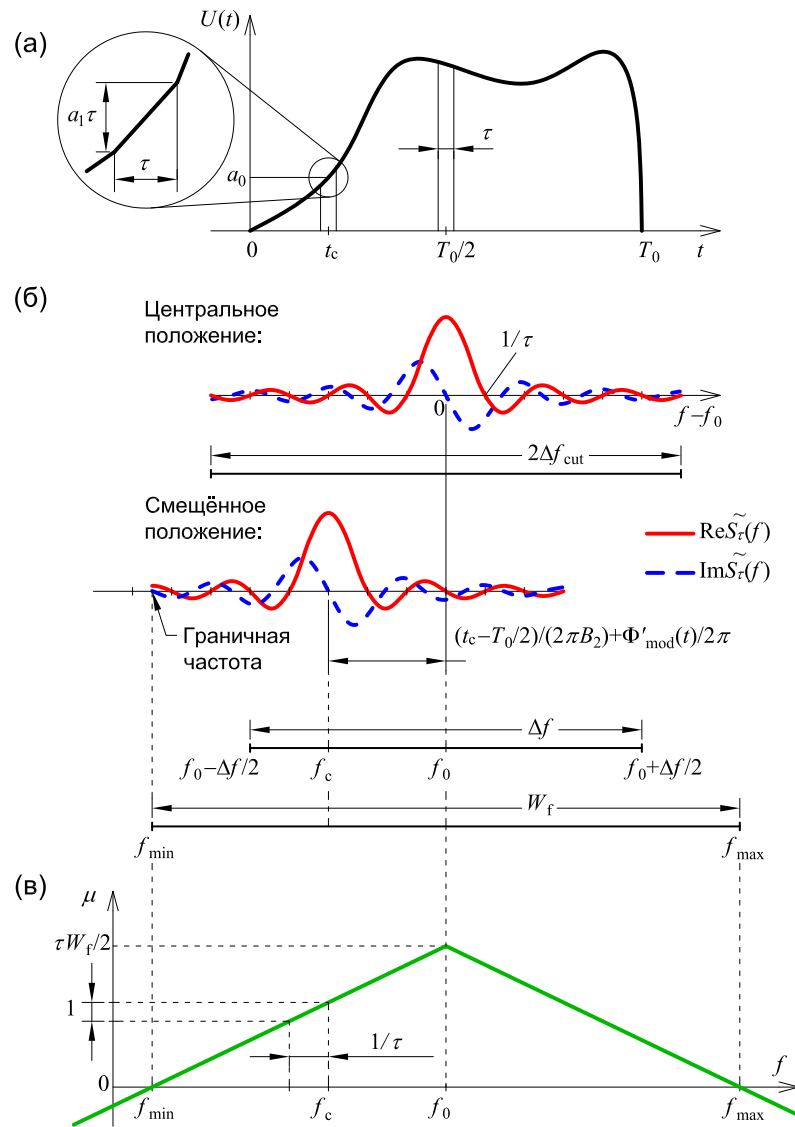


Рис. 3.10. Разложение ЛЧМ-импульса с произвольной амплитудной модуляцией: (а) представление импульса в виде последовательности элементарных трапециевидальных сигналов; (б) соответствующие составляющие спектра для центрального элементарного сигнала  $t_c = T_0/2$  и для элементарного сигнала, смещенного к границе интервала  $[0, T_0]$ ; (в) безразмерный параметр смещения спектральных компонент ЛЧМ-импульса.

где штрих означает производную функции.

Разложение огибающей импульса на элементарные трапециевидальные импульсы (3.39) и соответствующие им спектральные компоненты на оси частот показаны на рис. 3.10; высокочастотная составляющая спектральных компонент, определяемая множителем  $\exp(2\pi if t_c)$ , не показана. Ширина (FWHM) центрального максимума функции  $|\tilde{S}_\tau(f)|^2$  зависит от величины  $a_1$  и меняется от  $1.77\pi/\tau$  при  $a_1 = 0$  (прямоугольный импульс, амплитуда на отрезке постоянна) до  $2.21\pi/\tau$  при  $|a_1| = 2a_0/\tau$  (амплитуда на отрезке меняется до 0, а трапеция превращается в треугольник).

Величина  $|S_\tau(f)|$  стремится к нулю при неограниченном увеличении частоты, вследствие чего при некоторой отстройке от центральной частоты, так называемой частоте среза  $\Delta f_{\text{cut}}$ , становится ниже уровня шумов в системе. Можно считать, что для каждого элементарного импульса  $S_\tau(t)$  ненулевыми являются только те компоненты спектра  $\tilde{S}_\tau(f)$ , отстройка которых не превышает частоты среза  $\Delta f_{\text{cut}}$ , как показано на рис. 3.10 (б). Эти компоненты удовлетворяют неравенству

$$|f - f_c| < \Delta f_{\text{cut}}. \quad (3.44)$$

Если полоса частот достаточно широка, то есть  $W_f > 2\Delta f_{\text{cut}}$ , то в центральной части спектра искажения элементарного импульса  $S_\tau(t)$  определяются лишь пределом шумов в системе. На краях спектра часть спектральных компонент, для которых  $f_c - \Delta f_{\text{cut}} < f_{\text{min}}$  или  $f_c + \Delta f_{\text{cut}} > f_{\text{max}}$ , теряется, как показано на рис. 3.10 (б), что приводит в дополнительных искажениях формы элементарного трапециевидального импульса. Таким образом, влияние границ полосы пропускания на искажения имеет пороговый характер, связанный с частотой среза  $\Delta f_{\text{cut}}$ .

Далее рассмотрим ЛЧМ-сигнал  $S(t)$  длительностью  $T_0$  с фазой

$$\Phi(t) = 2\pi f_0 t + \frac{\pi \Delta f}{T_0} (t - T_0/2)^2 + \Phi_{\text{mod}}(t), \quad (3.45)$$

где  $\Phi_{\text{mod}}(t)$  — произвольная фазовая модуляция,  $f_0$  и  $\Delta f$  — центральная частота и характерная ширина спектра. Несущая частота элементарного трапециевидального импульса в момент времени  $t_c$  равна

$$f_c = f_0 + \frac{t_c - T_0/2}{2\pi B_2} + \frac{1}{2\pi} \Phi'_{\text{mod}}(t_c), \quad (3.46)$$

где  $B_2 = T_0/(4\pi\Delta f)$  — дисперсия второго порядка ВЧ-сигнала, соответствующая выражению (3.11).



Квадратичная фазовая модуляция в ЛЧМ-импульсе  $S(t)$  смещает несущую частоту  $f_c$  элементарного импульса и низкочастотную огибающую его спектра  $\tilde{S}_\tau(f)$  в сторону более низких частот, если  $t_c < T_0/2$  или в сторону более высоких частот, если  $t_c > T_0/2$ . Дополнительное смещение несущей частоты может быть вызвано фазовой модуляцией  $\Phi_{\text{mod}}(t)$ .

Положение спектра импульса  $\tilde{S}_\tau(f)$  относительно границ интервала  $[f_{\min}, f_{\max}]$  удобно описывать безразмерным параметром смещения

$$\mu = \tau(W_f/2 - |f_c - f_0|), \quad (3.47)$$

показанным на рис. 3.10 (в). Полуширине центрального максимума спектра (3.42) соответствует изменение величины  $\mu$  на 1. Максимальное значение  $\mu = \tau W_f/2$  достигается в центре интервала при  $f_c = f_0$ , что соответствует первому случаю на рис. 3.10 (б). На границах рассматриваемого диапазона частот  $\mu = 0$ , а вне диапазона  $[f_{\min}, f_{\max}]$  параметр смещения принимает отрицательные значения.

Компоненты спектра, соответствующие различным временным фрагментам формируемого импульса, расположены несимметрично относительно полосы частот  $[f_{\min}, f_{\max}]$ . Асимметрия пропускания будет наиболее сильно сказываться на тех составляющих импульса  $S_\tau(t)$ , которые расположены вблизи границ интервала  $[0, T_0]$ , когда интервал между краем спектрального окна пропускания шейпера и частотой  $f_c$  составляет величину порядка  $1/\tau$ , то есть близок к характерной ширине главного максимума функции  $|\tilde{S}_\tau(f)|^2$ . Для корректного воспроизведения заданной формы импульса  $S(t)$  на всём интервале  $[0, T_0]$  интервал частот  $[f_{\min}, f_{\max}]$  должен быть шире диапазона изменения несущей частоты излучения  $[f_0 - \Delta f/2, f_0 + \Delta f/2]$ .

Сравнивая (3.44) и (3.47), можно сделать вывод, что для компонент импульса, удовлетворяющих неравенству

$$\mu > \Delta f_{\text{cut}}\tau, \quad (3.48)$$

контраст будет определяться только частотой среза  $\Delta f_{\text{cut}}$ , в то время как для компонент, несущая частота которых лежит к границе пропускаемого интервала частот ближе, чем на  $\Delta f_{\text{cut}}$ , контраст будет падать. Для обеспечения одинаковых условий воспроизведения импульса  $U(t)$  на всем отрезке  $[0, T_0]$  условие (3.48) должно выполняться, в том числе, на краях спектра, то есть при  $f_c = f_0 \pm \Delta f/2$ . Тогда из (3.47) для ширины элементарного интервала  $\tau$  получаем

$$\tau = \frac{2\mu}{W_f - \Delta f}, \quad (3.49)$$

а число разрешаемых элементов  $N = T_0/\tau$  в форме огибающей  $U(t)$  рассматриваемого импульса с учётом (3.46) можно представить в виде функции ширины спектра  $\Delta f$ :

$$N = \frac{\pi B_2}{\mu} \Delta f (W_f - \Delta f). \quad (3.50)$$

Ширина диапазона частот  $W_f$  здесь является параметром. Максимум величины  $N$  достигается при

$$\Delta f = W_f/2. \quad (3.51)$$

С учётом этого можно представить (3.50) в виде неравенства

$$N\mu \leq \frac{\pi}{4} B_2 W_f^2. \quad (3.52)$$

Выражение (3.52) представляет собой соотношение неопределённости в том смысле, что увеличение числа разрешаемых элементов  $N$  приводит к снижению контраста, определяемого величиной  $\mu$ , и наоборот. Равенство в (3.52) достигается только при оптимальном соотношении (3.51) ширины спектра излучения  $\Delta f$  и окна пропускания  $W_f$ .

Сравнивая (3.51) с ранее полученным выражением (3.37), приходим к выводу, что условие  $T_{\text{chirp}} = 0.5T_0$  в точности соответствует критерию максимизации величины  $N\mu$ . Иными словами, два следующих условия эквивалентны:

- 1) эффективная длительность ВЧ-сигнала  $T_{\text{chirp}}$  составляет половину его полной длительности  $T_0$ ;
- 2) диапазон изменения несущей ЛЧМ-сигнала  $\Delta f$  составляет половину полного диапазона пропускаемых частот  $W_f$ .

Как показано в следующем разделе, полученное здесь соотношение играет важную роль для прецизионной спектральной модуляции УКИ с высоким контрастом.

### 3.2.4. Экспериментальное исследование спектральной модуляции УКИ

Влияние параметров цифрового синтеза ВЧ-сигналов методом ДФС на контраст спектральной модуляции УКИ было продемонстрировано экспериментально (A41). Для исследования была использована АОДЛЗ высокого разрешения на кристалле парателлурита (конфигурация IV в таблице 1.3), которая обеспечивала ширину аппаратной функции 0.24 нм на центральной длине волны Ti-сапфирового ФЗГ (269). Излучение фемтосекундного лазера *Femtolasers Femtosource Synergy* было промодулировано при помощи АОДЛЗ и регистрировалось оптическим анализатором спектра высокого разрешения *Agilent 86142B*.

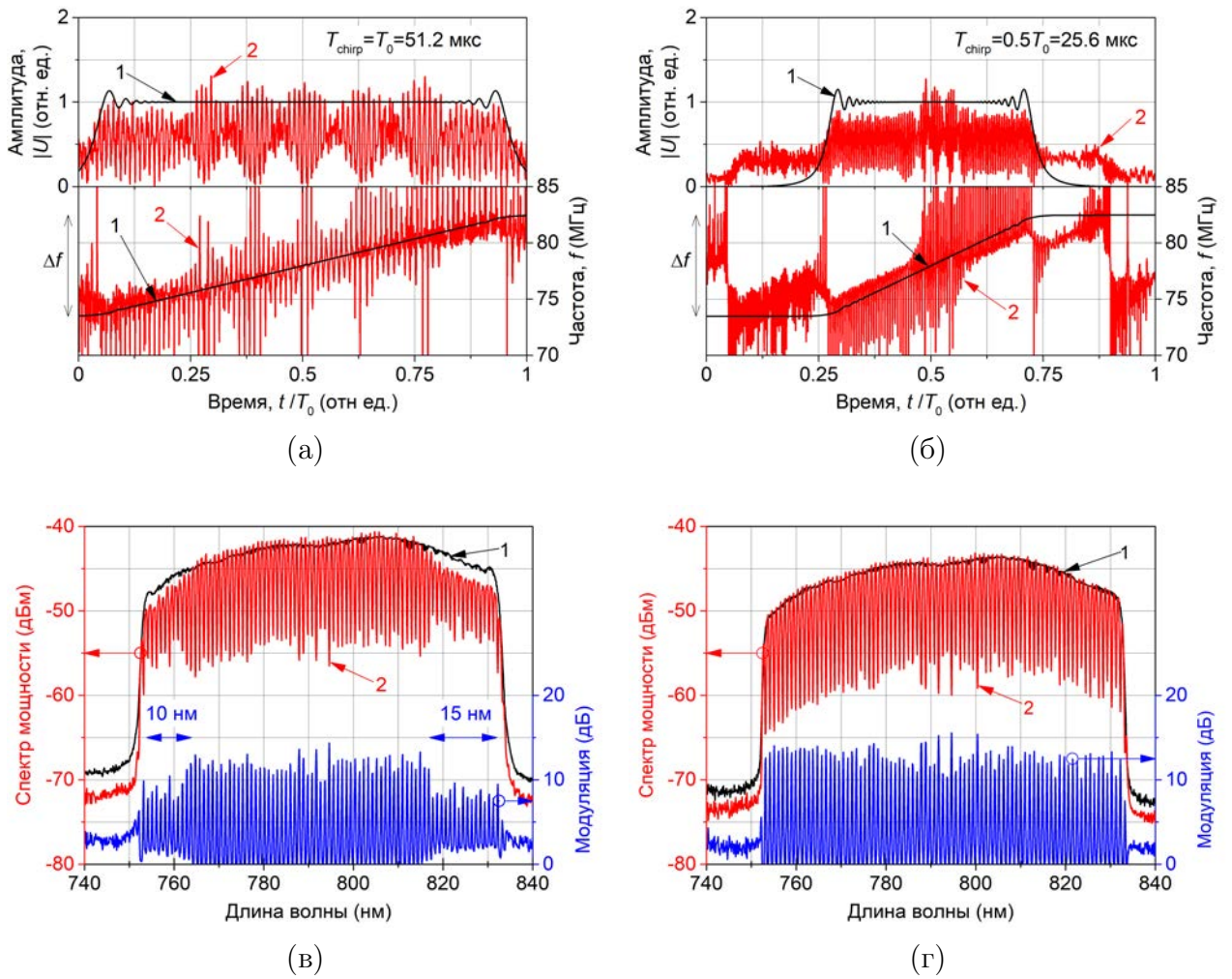


Рис. 3.11. Эффект краевого уменьшения контраста при спектральной модуляции УКИ: (а, б) огибающая  $|U(t)|$  и мгновенная частота  $f(t)$  управляющего ВЧ-сигнала; (в, г) спектр мощности и контраст фемтосекундного лазерного излучения при модуляции с помощью АОДЛЗ. На рисунке обозначены: 1 – референтный ВЧ-сигнал и соответствующий спектр мощности дифрагировавшего излучения без модуляции; 2 – ВЧ-сигнал и спектр мощности лазерного излучения при модуляции с периодом 0.96 нм.

Полная длительность сигнала была выбрана равной  $T_0 = 51.2$  мкс. Ширина спектра излучения была задана постоянной и составляла  $\Delta\lambda = 80$  нм на центральной длине волны  $\lambda_0 = 795$  нм, что соответствует  $\Delta\omega = 0.24$  фс<sup>-1</sup> и диапазону частот ультразвука  $\Delta f = 9.6$  МГц. Период модуляции составлял 0.96 нм, что соответствует числу независимых позиций  $N = 167$ . На рис. 3.11 результаты измерения спектров дифрагировавшего излучения для двух случаев: при нарушении условия (3.37) и воспроизведении только центральной части ВЧ-сигнала, что соответствует  $T_{\text{chirp}} = T_0 = 51.2$  мкс, и при воспроизведении полной формы ВЧ-сигнала, что соответствует  $T_{\text{chirp}} = 0.5T_0 = 25.6$  мкс. В каче-

стве референтного измерения, относительно которого определялась глубина модуляции, использовался спектр излучения на выходе АО дисперсионной линии при прямоугольном окне пропускания без модуляции. Первый случай показан на рис. 3.11 (а) и (в). Видно, что при неоптимальной ширине спектра наблюдается существенное (более 5 дБ) падение глубины модуляции на краях спектра. Для данных параметров эксперимента это составляет примерно 30 % от полной ширины спектра  $\Delta\omega$ . Чем меньше период модуляции, шире область по краям спектра, в которой наблюдается падение глубины модуляции. Второй случай, показанный на рис. 3.11 (б) и (г), соответствует оптимальной ширине окна пропускания. Видно, что падение глубины модуляции на краях спектра не наблюдается, однако уровень как референтного (кривая 1), так и модулированного сигнала (кривая 2) меньше приблизительно на 2...2.5 дБ, то есть эффективность дифракции при той же амплитуде ультразвука ниже за счёт меньшей эффективной длины взаимодействия. При этом существенная доля энергии радиосигнала (в данном случае приблизительно 10 %) приходится на интервалы  $[0, T_0/4]$  и  $[3T_0/4, T_0]$ . Потеря именно этих компонент ВЧ-сигнала и приводит к снижению контраста модуляции на краях спектра, см. рис. 3.11 (а) и (б). Дальнейшее уменьшение  $T_{\text{chirp}} < 0.5T_0$  не приводит к улучшению контраста лазерного излучения.

### 3.3. Алгоритм ДФС и его программные реализации

#### 3.3.1. Описание алгоритма ДФС и реализация на языке MATLAB

Алгоритм ДФС был реализован в качестве скрипта на языке MATLAB с учётом рассмотренных в разделе 3.2 особенностей преобразования дискретных сигналов и опубликован в открытом депозитории <sup>(A77)</sup>. Ниже приведено подробное описание алгоритма.

В качестве типа АО-взаимодействия выбрана анизотропная дифракция в кристалле  $\text{TeO}_2$ , что, однако, не снижает общности решаемой задачи. Параметрами задачи является угол среза кристалла  $\alpha$ , который определяет скорость  $V(\alpha)$  и угол сноса  $\psi(\alpha)$  упругой волны. Частота фазового синхронизма является функцией угла Брэгга для Е-волны  $\theta$  и длины волны  $\lambda$  согласно (1.13), где также необходимо учитывать дисперсию показателей преломления:

$$f(\theta, \lambda; \alpha) = \frac{V(\alpha)}{\lambda} \left( n_i(\theta - \alpha, \lambda) \sin \theta - \sqrt{n_o^2(\lambda) - n_i^2(\theta - \alpha, \lambda) \cos^2 \theta} \right), \quad (3.53)$$

где  $n_i$  — показатель преломления Е-волны в направлении взаимодействия, определяемый в соответствии с (1.11) как

$$n_i(\vartheta, \lambda) = \frac{n_o(\lambda)n_e(\lambda)}{\sqrt{n_o^2(\lambda) \sin^2 \vartheta + n_e^2(\lambda) \cos^2 \vartheta}}. \quad (3.54)$$

Входными параметрами алгоритма являются полиномиальные коэффициенты оптической спектральной фазы  $\{b_k\}$ , где  $k \in [1, K]_{\mathbb{N}}$ , а также функции произвольной добавочной фазовой модуляции  $\Psi_{\text{arb}}(\lambda)$  и пропускания  $H_{\text{arb}}$ . Для применения алгоритма БПФ в алгоритме ДФС используется равномерная сетка частот ультразвука, которой соответствует неравномерная сетка оптических длин волн. Дальнейшие вычисления выполняются по следующей процедуре:

1) Задать основные параметры функции пропускания: центральную длину волны  $\lambda_0$ , полосу длин волн  $\Delta\lambda_0$  и коэффициент калибровки  $\varkappa$ . Центральная частота спектра ВЧ-сигнала вычисляется как

$$f_0 = \varkappa/\lambda_0. \quad (3.55)$$

2) Численно найти угол Брэгга  $\theta_0$  из выражения (3.53) как решение уравнения

$$f(\theta, \lambda_0; \alpha) = f_0 \quad (3.56)$$

относительно переменной  $\theta$ .

3) Численно найти граничные длины волн  $\lambda_1$  и  $\lambda_2 = \lambda_1 + \Delta\lambda$ , где

$$\Delta\lambda = \frac{4w - 1}{3} \Delta\lambda_0 \quad (3.57)$$

является полной шириной обрабатываемого спектрального окна и  $w$  — коэффициент запаса. Здесь и далее используется величина  $w = 1.25$ . Граничные длины волн удовлетворяют следующему уравнению

$$f(\theta_0, \lambda_1; \alpha) + f(\theta_0, \lambda_2; \alpha) = 2f_0. \quad (3.58)$$

4) Вычислить граничные частоты ВЧ-спектра

$$f_{1,2} = f(\theta_0, \lambda_{1,2}, \alpha_0) \quad (3.59)$$

и полную ширину спектра

$$\Delta f = f_1 - f_2. \quad (3.60)$$

5) Определить параметры ВЧ-сигнала: полную длительность  $T_0$  и тактовую частоту  $f_s$  генератора сигналов. Число отсчётов в дискретном сигнале равняется

$$N_0 = \lfloor T_0 f_s \rfloor, \quad (3.61)$$

где  $\lfloor x \rfloor$  обозначает целую часть  $x$ .

6) Согласно разделу 3.2.2, максимальную величину дисперсии второго порядка найти как

$$B_2 = \pm \frac{T_0}{8\pi\Delta f}. \quad (3.62)$$

Знак в выражении (3.63) определяет положительную или отрицательную величину ДГС  $b_2$ , создаваемую акустической решёткой в АОДЛЗ.

7) Число точек, по которым вычисляется форма сигнала, выбрать в соответствии с теоремой Котельникова:

$$N_s = 2\lfloor \Delta f T_0 \rfloor. \quad (3.63)$$

8) Задать равномерную сетку частот для БПФ с центром на частоте  $f_0$

$$\bar{f}_g[n] = f_2 + \frac{n-1}{N_s-1} \Delta f - f_0. \quad (3.64)$$

9) Численно найти длины волн неравномерной центрированной сетки  $\bar{\lambda}_g[n]$ , соответствующей равномерной сетке частот  $\bar{f}_g[n]$ :

$$f(\theta_0, \bar{\lambda}_g[n] + \lambda_0; \alpha) = \bar{f}_g[n] + f_0. \quad (3.65)$$

10) Определить сеточную функцию спектральной фазы акустического сигнала

$$\Psi_{\text{disp}}[n] = 4\pi^2 \bar{f}_g[n]^2 B_2 \quad (3.66)$$

и дополнительной полиномиальной фазы

$$\Psi_{\text{poly}}[n] = \sum_{k=1}^K \frac{b_k \cos \psi}{k!} \left( \frac{2\pi c_0}{\varkappa} \bar{f}_g[n] \right)^k \quad (3.67)$$

Полную спектральную фазу вычислить как сумму трёх компонент

$$\Psi[n] = \Psi_{\text{disp}}[n] + \Psi_{\text{poly}}[n] + \Psi_{\text{arb}}[n], \quad (3.68)$$

где  $\Psi_{\text{arb}}[n] = \Psi_{\text{arb}}(\bar{\lambda}_g[n] + \lambda_0)$  — дополнительная спектральная фаза, которая может быть загружена в программу из внешнего файла. Величина  $\Psi_{\text{arb}}$  позволяет осуществлять эксперименты по адаптивному сжатию УКИ с обратной связью по измерениям спектральной фазы. В случае отсутствия дополнительной фазовой модуляции,  $\Psi_{\text{poly}}[n] = \Psi_{\text{arb}}[n] = 0$ , результирующий волновой пакет имеет близкую к линейной частотную модуляцию и эффективную длительность  $T_{\text{chirp}} \approx 0.5T_0$  (см. референтные профили ВЧ-сигналов на рис. 3.11).

11) Определить функцию окна со сглаженными краями

$$W[n] = \frac{1}{2} \left[ \operatorname{erf} 4 \left( \frac{2n}{N_e} - 1 \right) + \operatorname{erf} 4 \left( 2 \frac{N_s - n}{N_e} - 1 \right) \right], \quad (3.69)$$

где ширина переходной области равна

$$N_e = \frac{w - 1}{4w - 1} N_s. \quad (3.70)$$

Здесь границы переходной области выбраны по уровню  $1 - \operatorname{erf} 4 \approx 1.5 \cdot 10^{-8}$ .

12) Определить сеточную функцию спектрального коэффициента пропускания

$$H[n] = H_{\text{arb}}(\bar{\lambda}_g[n] + \lambda_0). \quad (3.71)$$

При отсутствии модуляции задать  $H[n] = 1$ .

13) Определить комплексный спектр сигнала

$$\tilde{S}[n] = W[n]H[n] \exp(i\Psi[n]) \quad (3.72)$$

14) Расширить сетку частот до  $2N_0$  отсчётов добавлением нулевых значений:

$$\tilde{S}_{\text{ext}}[n] = \begin{cases} \tilde{S}[n + N_s/2], & n \in [1, N_s/2]_{\mathbb{N}}; \\ \tilde{S}[n + N_s/2 - 2N_0], & n \in [2N_0 - N_s/2 + 1, 2N_0]_{\mathbb{N}}; \\ 0, & \text{при остальных } n. \end{cases} \quad (3.73)$$

Данная операция необходима для выполнения передискретизации сигнала на временную сетку, соответствующую тактовой частоте  $f_s$  синтезатора сигналов.



15) Вычислить комплексный ВЧ-сигнал при помощи оператора БПФ:

$$S_{\text{ext}}[m] = \text{FFT}(\tilde{S}_{\text{ext}}[n]), \quad m \in [1, 2N_0]_{\mathbb{N}} \quad (3.74)$$

и отбросить лишние отсчёты, оставив дискретный сигнал длиной  $N_0$ :

$$S_{\text{comp}}[m] = \begin{cases} S_{\text{ext}}[m + 3N_0/2], & m \in [1, N_0/2]_{\mathbb{N}}; \\ S_{\text{ext}}[m - N_0/2], & m \in [N_0/2 + 1, N_0]_{\mathbb{N}}. \end{cases} \quad (3.75)$$

16) Вычислить амплитудный и фазовый профили ВЧ-сигнала:

$$U[m] = |S_{\text{comp}}[m]|, \quad (3.76)$$

$$\Phi[m] = -\arg S_{\text{comp}}[m]. \quad (3.77)$$

Вычислить профиль мгновенной частоты ВЧ-сигнала:

$$f[m] = f_0 + \frac{N_0}{2\pi T_0} D(\Phi[m]), \quad (3.78)$$

где  $D$  — симметричный разностный оператор численного дифференцирования.

17) Вычислить амплитудный калибровочный коэффициент

$$H_0 = \left| \sum_{n=1}^{N_s} W[n] \exp(i\Psi[n]) \right|. \quad (3.79)$$

18) Вычислить сигнал в дискретном виде

$$S[m] = \frac{S_0}{H_0} U[m] \sin \left( \frac{2\pi}{f_s} \sum_{k=1}^m f[k] \right) = \frac{S_0}{H_0} U[m] \sin \left( \frac{2\pi m}{f_s} f_0 + \Phi[m] \right), \quad (3.80)$$

где  $S_0$  — амплитуда сигнала. Величина  $S_0$  определяется экспериментально по методике, описанной в разделе 1.5.4.

Одной из особенностей данного алгоритма является использование БПФ для передискретизации сигнала, необходимость которой была показана в разделе 3.2.2 (см. рис. 3.6). В операции (3.73) выполняется существенное увеличение числа отсчётов, однако при правильном выборе параметров ВЧ-сигнала это не приводит к значительному увеличению времени выполнения алгоритма <sup>(A34)</sup>. Несмотря на то, что  $2N_0 \gg N_s$ , факторизация величины  $N_0$  на большое число простых сомножителей позволяет вычислить результат БПФ на расширенной сетке быстрее, чем ДПФ в общем виде (3.22) на произвольной сетке размером  $N_s$ . Таким образом, одним из критериев выбора величины  $T_0$  является факторизация величины  $N_0$  на максимальное число сомножителей. Например, для тактовой частоты генератора  $f_s = 625$  МГц, выбираются величины  $T_0$ , кратные 12.8 мкс и наиболее близкие

по величине к акустической апертуре АОДЛЗ  $T_a$ . Отметим, что операции (3.73) и (3.75) помимо изменения количества точек сетки также переставляют местами элементы сетки так, что нулевой частоте соответствует первый отсчёт (это соответствует стандартной функции `fftshift` языка MATLAB), а БПФ (3.74) выполняется при помощи функции `fft` (270).

Программа управления двухкаскадной АОДЛЗ с использованием GUI была написана на языке MATLAB (A67). Программа вычисляет профили ВЧ-сигнала для двухкаскадной конфигурации АОДЛЗ (A2, A51): первый каскад осуществляет фазовую модуляцию спектра лазерного излучения (используется выходной пучок 1-го порядка дифракции); второй каскад осуществляет амплитудную коррекцию спектра (используется выходной пучок 0-го порядка дифракции). Если задана комплексная функция пропускания АОДЛЗ  $H(\omega)$ , то функция пропускания первого каскада определяется как

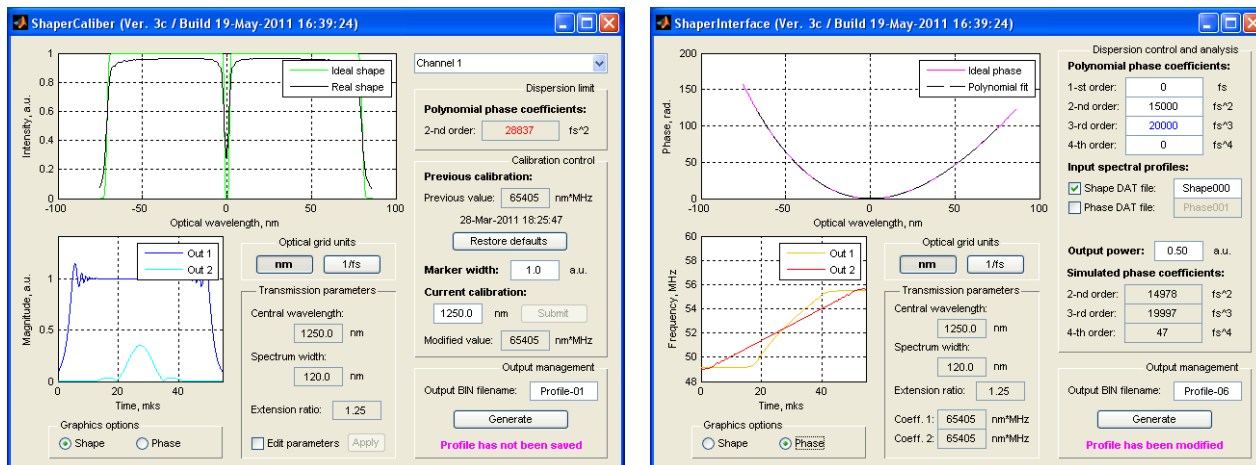
$$H_1(\omega) = M(\omega) \exp[i \arg H(\omega)], \quad (3.81)$$

где  $M(\omega)$  — маска, определяющая полную ширину окна пропускания, а функция пропускания второго каскада определяется как

$$H_2(\omega) = M(\omega)(1 - |H(\omega)|). \quad (3.82)$$

Маска  $M(\omega)$  определена как прямоугольная функция окна со сглаженными краями в соответствии с выражением (3.69). В экспериментах ширина переходной области составляла величину примерно 5 % от полной ширины окна пропускания АОДЛЗ  $\Delta\omega$ . Профили ВЧ-сигналов вычисляются отдельно для каждого из каскадов и могут быть загружены в память двухканального генератора произвольных функций.

ПО состоит из двух независимых исполняемых модулей, окна GUI которых приведены на рис. 3.12, — *ShaperCaliber* и *ShaperInterface*. В режиме калибровки частотно-угловой характеристики АОДЛЗ (рис. 3.12 (а), модуль *ShaperCaliber*), функция пропускания каждого каскада соответствует узкополосному режекционному фильтру, что позволяет независимо настраивать каждый из каскадов АОДЛЗ согласно процедуре, описанной ниже в разделе 3.3.3. Результаты калибровки, а именно центральная длина волны  $\lambda_0$ , полоса длин волн  $\Delta\lambda_0$  и коэффициент калибровки  $\varkappa$ , сохраняются в инициализационных файлах и используются в дальнейших вычислениях. В режиме калибровки спектральная фаза ВЧ-сигнала имеет квадратичный вид с коэффициентом дисперсии (3.32), что соответствует эффективной длительности сигнала  $T_{\text{chirp}} = T_0$ . В основном рабочем режиме (рис. 3.12 (б),



(a)

(б)

Рис. 3.12. GUI программы «Шейпер» управления двухкаскадной АОДЛЗ, реализованной на языке MATLAB: (а) режим калибровки; (б) режим формирования сигналов.

модуль *ShaperInterface*) пользователем задаются полиномиальные коэффициенты фазы, а также могут быть загружены файлы дополнительной модуляции спектра.

На основании алгоритма ДФС был разработан ряд модификаций ПО для конкретных приложений: программа для формирования произвольных функций пропускания квазилинейного АОПФ и итерационной коррекции спектральных искажений (A68); программа для генерации реплик УКИ методом прямой амплитудно-фазовой модуляции (A71); программа для формирования реплик УКИ методом частотно-независимых гребёнок (A74); программа с опциональным формированием ВЧ-сигналов по алгоритму Герхберга-Секстона (A73). Применения данных программ описаны в разделе 3.5 и в главах 4 и 5.

Помимо вычисления профилей ВЧ-сигнала согласно выражениям (3.55) – (3.80), ПО «Шейпер» содержит необходимый набор команд для управления ВЧ-синтезаторами сигналов. В экспериментальных исследованиях были использованы две серийные модели цифровых AWG-синтезаторов *Keysight N8241A* и *Keysight 33622A*, основные характеристики которых приведены в таблице 3.1. Обе модели имеют два независимых ВЧ-выхода и обладают достаточным объёмом ОЗУ для хранения полных массивов отсчётов  $\{S[m]\}$ . Функционал генераторов позволяет реализовать два режима синхронизации АОДЛЗ с лазерной системой. В режиме периодической генерации ВЧ-сигнал воспроизводится синтезатором с заданной скважностью без привязки к внешнему синхроимпульсу. В режиме ожидания ВЧ-сигнал воспроизводится синтезатором однократно при поступлении внешнего синхроимпульса от лазерной системы. Первый режим используется только в высокочастотном (мегагерцовом) режиме работы ФЗГ, а второй — в одноимпульсном и килогер-

повом режиме работы лазерной системы. Как было показано в разделе 1.5.4, высокочастотный режим работы ФЗГ необходим для настройки синхронизации АОДЛЗ с лазерной системой, так как по осциллограмме дифракции последовательности УКИ находится физическое время задержки срабатывания АОДЛЗ  $t_{del}$ .

### 3.3.2. Реализация алгоритма ДФС в среде LabVIEW

Программа управления АОДЛЗ в среде LabVIEW реализована на комбинации шаблонов «производитель-потребитель» и «конечный автомат» <sup>(A70)</sup>. Такая архитектура программы позволяет оптимизировать обработку событий GUI, а также расширять программу и добавлять считывание данных от различных вспомогательных приборов (измерителя мощности, спектрометра, осциллографов) и осуществлять коррекцию управляющих сигналов по цифровой обратной связи. Блок-диаграмма виртуального прибора основного окна программы «Тахион» показана на рис. 3.13. Программа состоит из начальной последовательности команд, выполняемой при инициализации, и двух параллельных циклов. Цикл-производитель выполняется бесконечно до поступления от пользователя команды завершения работы, обрабатывает события пользовательского интерфейса и при необходимости производит считывание данных с измерительных приборов. В данном цикле формируются команды, передаваемые в цикл-потребитель, находящийся в режиме ожидания. Передача информации между циклами осуществляется при помощи инструмента очередь (Queue). Каждый цикл содержит структуру условного выбора (Case), позволяющую выполнять тот или иной фрагмент кода в зависимости от поступившего из очереди события. При поступлении команды из очереди в цикле-потребителе выполняются необходимые вычисления ВЧ-сигналов, а также осуществляется передача данных в память генератора сигналов.

На рис. 3.14 приведён один из основных элементов GUI программы «Тахион»: вкладка основного окна, отображающая амплитуду и фазу комплексной функции пропускания двухкаскадной АОДЛЗ и соответствующие амплитудные и частотные профили ВЧ-сигналов. Интерфейс отображает заданные пользователем параметры оптической спектральной фазы, определяемой полиномом четвёртого порядка, и дополнительные режимы модуляции функции пропускания.

Программа «Тахион» использована в комплексе АО дисперсионного управления субпикосекундными импульсами для петаваттной лазерной установки нового поколения, подробно описанном в разделе 4.2.

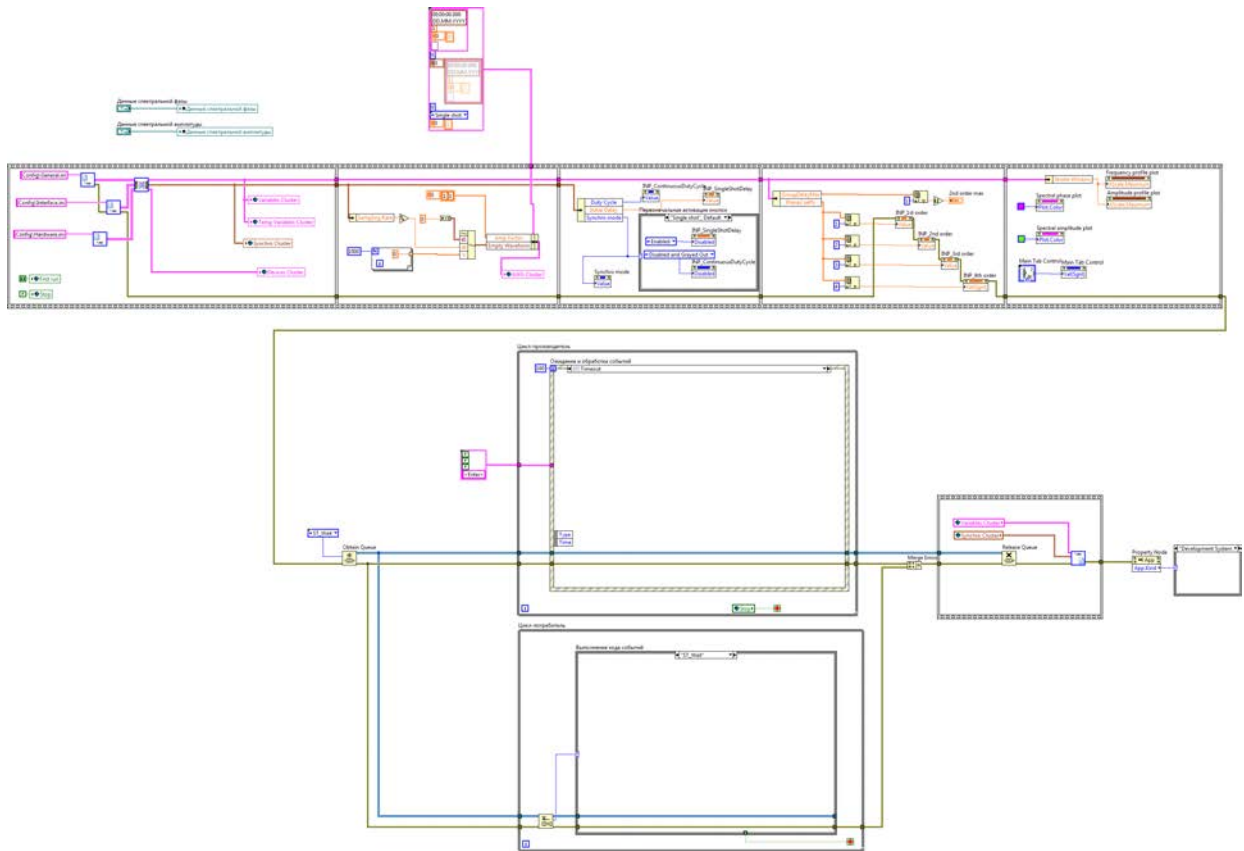


Рис. 3.13. Блок-диаграмма программы «Тахион» для управления АОДЛЗ, реализованной в среде LabVIEW.

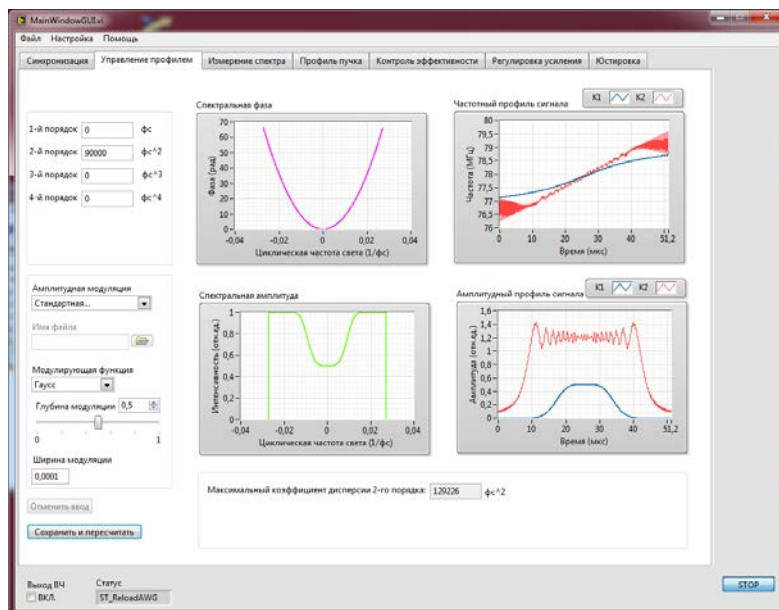


Рис. 3.14. GUI программы «Тахион».

### 3.3.3. Частотная калибровка АОДЛЗ

Наряду с рассмотренными выше особенностями применения ДПФ для синтеза ВЧ-сигналов важным вопросом для корректной работы АОДЛЗ является калибровка, то есть определение значений основных параметров алгоритма ДФС, соответствующих реальным условиям эксперимента. Определение оптимальной мощности ультразвука, требуемой для работы АОДЛЗ с широкополосными УКИ без спектральных искажений, было рассмотрено в разделе 1.5.4, поэтому далее рассмотрим влияние другого основного параметра — угла Брэгга.

Частота фазового синхронизма при анизотропной АО-дифракции определяется выражением (3.53). Условие квазиколлинейарной геометрии (1.14) однозначно определяет угол Брэгга  $\theta$ , однако в условиях эксперимента угол падения света на решетку может отличаться от расчётного. Помимо угловой юстировки, неопределенность в расчётные данные вносят допуски на ориентацию конструкции АОПФ относительно кристаллографических осей, температурные зависимости скорости звука и показателей преломления кристалла и другие факторы. На практике при расчётах иногда используется приближение  $\lambda f = \text{const}$ , не учитывающее в (3.53) дисперсию показателей преломления (17, 18, 20, 172, 173, 252). Несмотря на то, что это приближение крайне удобно для вычислений, так как описывает простое линейное масштабирование спектров лазерного излучения и ВЧ-сигнала  $\omega = (2\pi c_0/\varkappa)f$ , в экспериментальных применениях оно даёт существенные ошибки даже для небольшой ширины спектрального окна (порядка 1 % от центральной длины волны  $\lambda_0$ ). Поэтому в настоящей работе для пересчёта оптических длин волн в акустические частоты используется полное выражение  $f(\lambda, \vartheta)$ : дисперсия показателей преломления учтена в (3.58) и (3.59). Однако, при изменении угла падения света  $\vartheta$  меняется соотношение между частотой  $f$  и длиной волны  $\lambda$ , что нужно учитывать в ПО. Целью процедуры калибровки является нахождение коэффициента  $\varkappa = \lambda_0 f_0$  на центральной длине волны спектра УКИ  $\lambda_0$ , который определяет соответствующую частоту ультразвука  $f_0$  в алгоритме ДФС согласно (3.55).

Схема экспериментальной установки для калибровки АОДЛЗ аналогична приведённой на рис. 1.33: излучение 1-го порядка дифракции после АОДЛЗ измеряется спектрометром (A50). Калибровка АОДЛЗ осуществляется следующим образом. Выражение (3.53) можно представить как уравнение

$$\varkappa = V(\alpha) \left[ n_i(\vartheta, \lambda) \sin(\vartheta + \alpha) - \sqrt{n_o^2(\lambda) - n_i^2(\vartheta, \lambda) \cos^2(\vartheta + \alpha)} \right] \quad (3.83)$$

с неизвестными  $\varkappa$  и  $\vartheta$  и параметрами  $\alpha$  и  $\lambda$ .

На первом шаге задаётся некоторое априорное значение калибровочного коэффициента

$$\varkappa_0 = \lambda_c f_0, \quad (3.84)$$

связывающее центральную длину волны спектра  $\lambda_c$  с частотой  $f_0$ . Величина  $f_0$  может быть выбрана, например, по теоретической зависимости  $f(\lambda)$  для используемой геометрии АО-взаимодействия (см. рис. 1.31). Далее формируется спектр пропускания с узким спектральным маркером (спектральным провалом шириной, в несколько раз превышающей полосу пропускания АОПФ) на длине волны  $\lambda_c$  и измеряется положение маркера  $\lambda_{m0}$  в спектре дифрагировавшего излучения.

Поскольку правая часть уравнения (3.83) зависит как от неизвестной величины  $\vartheta$ , так и от длины волны  $\lambda$ , по результатам калибровки получается уравнение

$$\lambda_{m0} f_0 = \varkappa(\lambda_{m0}). \quad (3.85)$$

Неизвестная величина  $\varkappa_1$  может быть найдена как

$$\varkappa_1(\lambda_c) = \varkappa_0 \frac{\lambda_{m0}}{\lambda_c}, \quad (3.86)$$

однако данная величина не точно соответствует правой части уравнения (3.83), поскольку величина  $\varkappa_1$  находится на центральной длине волны  $\lambda_c$  вместо длины волны  $\lambda_{m0}$ . Процедура калибровки проводится итерационно: по имеющемуся значению  $\varkappa_n$  формируется спектр с провалом, измеряется положение провала  $\lambda_{mn}$  и находится новое значение коэффициента калибровки:

$$\varkappa_{n+1}(\lambda_c) = \varkappa_n \frac{\lambda_{mn}}{\lambda_c}, \quad (3.87)$$

Для достижения необходимой точности калибровки ( $|\lambda_{mn} - \lambda_c| \lesssim 0.1$  нм), как правило, требуется не более двух итераций.

После завершения калибровки по описанной выше процедуре находится частота ультразвука  $f_c = \varkappa/\lambda_c$ , соответствующая фазовому синхронизму на центральной частоте  $\lambda_c$  при выбранной юстировке АОДЛЗ. Это позволяет численно решить уравнение (3.53) и найти величину  $\vartheta$ .

Экспериментальная процедура калибровки проиллюстрирована на рис. 3.15. Калибровка проводится на центральной длине волны спектра  $\lambda_c = 800$  нм, полная ширина спектрального окна пропускания АОДЛЗ  $\Delta\lambda = 100$  нм. Начальное значение калибровочного коэффициента выбрано равным  $\varkappa_0 = 58500$  МГц·нм. До калибровки измеренное спектральное положение метки  $\lambda_{m0} = 821.3$  нм существенно отличается от  $\lambda_c$ . После двух



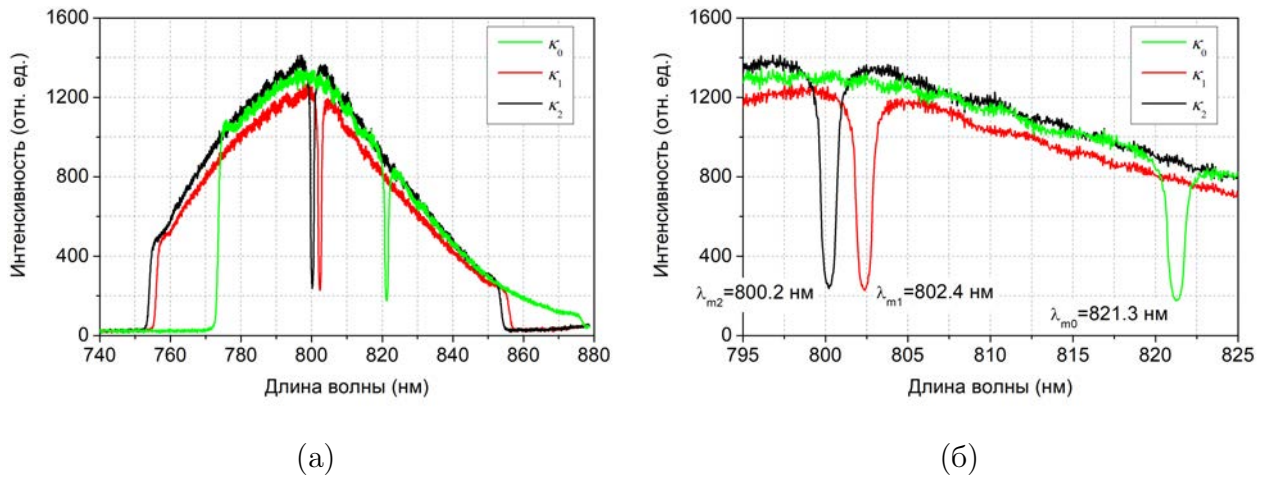


Рис. 3.15. Экспериментальная калибровка длины волны АОДЛЗ: (а) полное спектральное окно пропускания АОДЛЗ; (б) центральная часть спектра.

итераций процедуры калибровки установлено значение  $\varkappa = 60240$  МГц·нм, соответствующее частоте  $f_c = 75.3$  МГц. Спектральная метка наблюдается на длине волны 800.2 нм.

Таким образом, процедура калибровки обеспечивает корректный выбор граничных частот  $f_1$  и  $f_2$  и соответствующей сетки частот  $\bar{f}_g[n]$ , используемой для синтеза ВЧ-сигнала и функции пропускания АОДЛЗ в заданном спектральном окне. Отметим, что калибровку АОДЛЗ необходимо проводить не только при изменении направления распространения лазерного пучка в АО-кристалле, но и при изменении режима синхронизации АОДЛЗ. В последнем случае, например, при переходе с килогерцового в одноимпульсный режим синхронизации, меняется выделяемая в АО-кристалле средняя мощность ВЧ-сигнала, и, следовательно, может измениться температура кристалла. Как было отмечено в разделе 1.5.4, изменение температуры в свою очередь приводит к изменению частоты фазового синхронизма из-за двух эффектов: изменении скорости ультразвука  $V$ , явно входящей в выражение (1.13), а также изменению угла распространения ультразвука  $\alpha$  в АО-кристалле за счёт изменения условия отражения ОАВ от входной оптической грани квазиколлинеарной АО-ячейки (230, 231, 271). Максимальный градиент температур в АО-кристалле возникает из-за нагрева пьезопреобразователя и поглощения ОАВ именно в области входной оптической грани, от которой отражается ОАВ (A29, A47), и изменение направления волнового вектора ОАВ может составлять величину порядка  $0.1^\circ$ , а за счёт сильной акустической анизотропии изменение направления пучка ОАВ составляет величину порядка  $1^\circ$  (231).

### 3.4. Формирование произвольных функций пропускания

Экспериментальная установка для измерения спектра пропускания АОДЛЗ схематически показана на рис. 3.16. Источником излучения служил ФЗГ *Femtolasers Femtosource Synergy* (ширина спектра 95 нм FWHM). Генератор сигналов произвольной формы *Keysight N8241A* управлялся от ПК, на котором производилось вычисление формы волновых пакетов. Выходной сигнал генератора контролировался анализатором спектра *Rohde&Schwarz FSH3*. Спектр дифрагировавшего излучения измерялся оптическим анализатором спектра высокого разрешения *Agilent 86142B*.

В эксперименте была использована АОДЛЗ конфигурации II (см. таблицу 1.3). Периодический выходной сигнал генератора имел длительность волновых пакетов  $T_0 = 51.2$  мкс. Сигнал подавался на вход АОПФ через усилитель, обеспечивающий пиковую амплитуду ВЧ-сигнала  $\sim 20$  В (соответствующая мощность 10 Вт в непрерывном режиме при согласованной нагрузке 50 Ом). Теоретическая минимальная ширина функции пропускания АОПФ в данной конфигурации равняется 0.12 нм FWHM. Экспериментально измеренная ширина функции пропускания равнялась  $\delta\lambda_{\min} = 0.18$  нм, что было обусловлено расходимостью лазерного излучения.

Была проведена серия измерений спектральных окон пропускания различной ширины для оценки возможностей метода ДФС. На рис. 3.17 прямоугольные окна прозрачности были заданы в соответствии с выражением (3.18). Приведено сравнение результатов с одночастотной функцией пропускания. Ширина спектрального окна менялась от  $\Delta\lambda_1 = \delta\lambda_{\min}$  до  $\Delta\lambda_1 = 12\delta\lambda_{\min}$ .

Для наиболее узких окон пропускания (кривые 1 и 2 на рис. 3.17 (б)) свёртка заданной функции окна с собственной аппаратной функцией АОПФ приводит к снижению эффективности дифракции, а форма окон остается колоколообразной. Так, вычисления показывают, что для  $\Delta\lambda_1 = \delta\lambda_{\min}$  максимально достижимая эффективность в центре спектрального окна составляет 60 % от максимума, а при  $\Delta\lambda_1 = 2\delta\lambda_{\min}$  — 90 %, что и наблюдалось в экспериментах. Для более широких окон пропускания (кривые 4, 8, 12 на рис. 3.17 (б)) форма окна становится квазипрямоугольной.

Формирование произвольных спектральных функций в широкополосном режиме было выполнено для спектрального окна шириной  $\Delta\lambda = 120$  нм. Для использованной конфигурации экспериментальной установки и АОДЛЗ это соответствует ширине спектрального окна ВЧ-сигналов  $\Delta f = 13.4$  МГц. На рис. 3.18 – 3.22 представлены исходные данные и результаты экспериментов: заданная спектральная амплитуда и фаза функции пропускания,

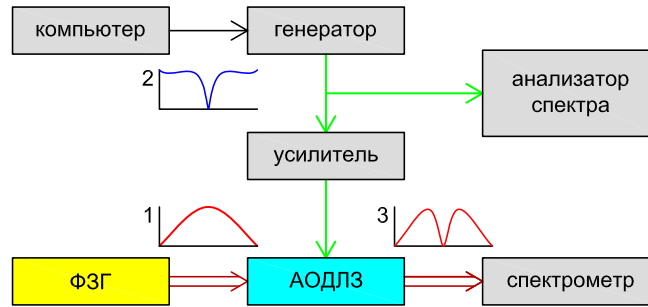


Рис. 3.16. Схема экспериментальной установки. На рисунке обозначены: 1 – спектр падающего излучения; 2 – синтезированный спектр ВЧ-сигнала; 3 – спектр дифрагировавшего излучения.

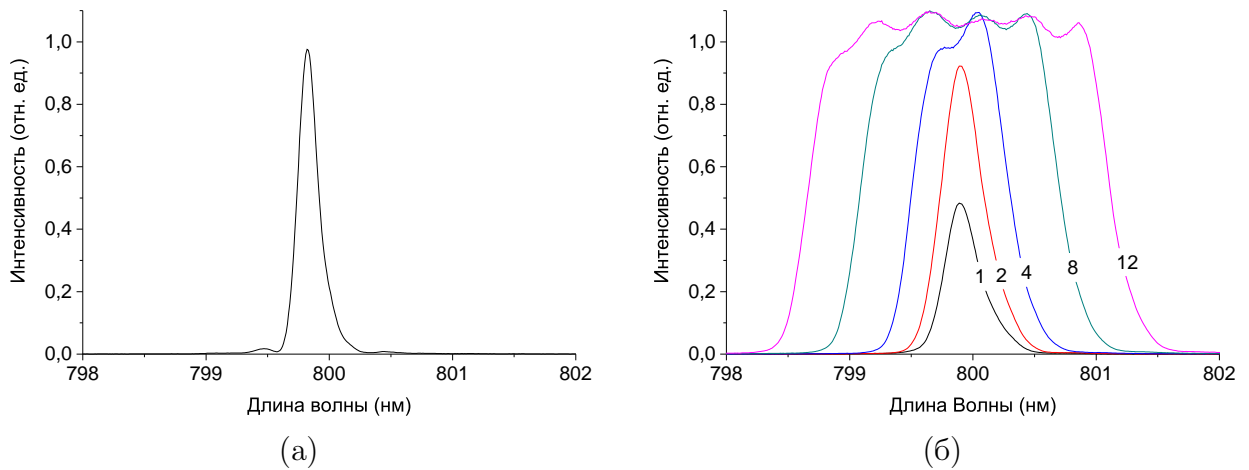


Рис. 3.17. Спектральная функция пропускания АОПФ: (а) в одночастотном стационарном режиме; (б) в динамическом режиме формирования квазипрямоугольных спектральных окон. Обозначения кривых соответствуют нормированной ширине окна  $\Delta\lambda_1/\delta\lambda_{\min}$ .

вычисленные методом ДФС амплитудные и частотные профили ВЧ-сигналов, измеренный спектр излучения на выходе АОДЛЗ.

В первую очередь, было проведено измерение пропускания в режиме прямоугольного спектрального окна, показанное на рис. 3.18, при котором комплексный спектр был задан выражением (3.7), а соответствующий ВЧ-сигнал описывался выражением (3.8). Квадратичная дисперсия второго порядка была выбрана в соответствии с (3.13). При этом закон частотной модуляции ВЧ-сигнала близок к линейному, хотя на краях волновых пакетов наблюдаются существенные изменения производной частотного профиля  $f(t)$  и падение амплитуды сигнала.

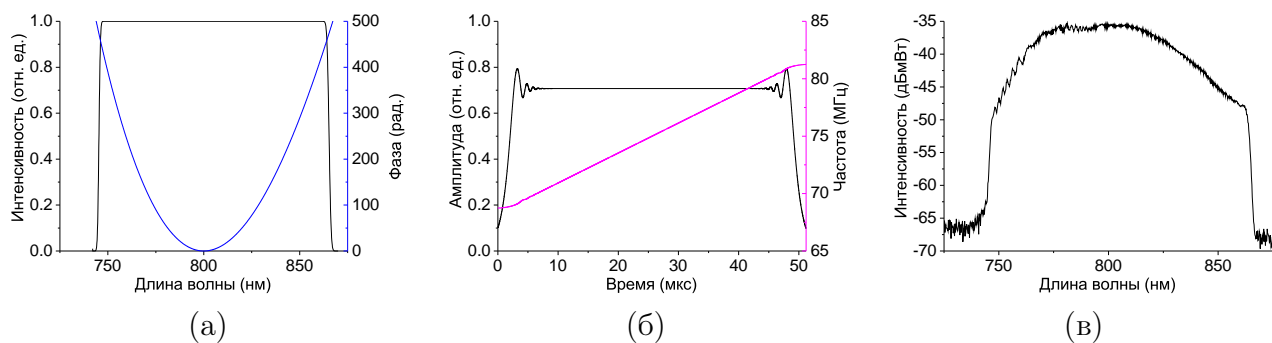


Рис. 3.18. Произвольная спектральная модуляция УКИ в режиме широкополосного прямоугольного окна пропускания: (а) заданная пользователем спектральная амплитуда и расчётная спектральная фаза, (б) вычисленные амплитудный и частотный профили ультразвука, (в) измеренный спектр 1-го порядка дифракции.

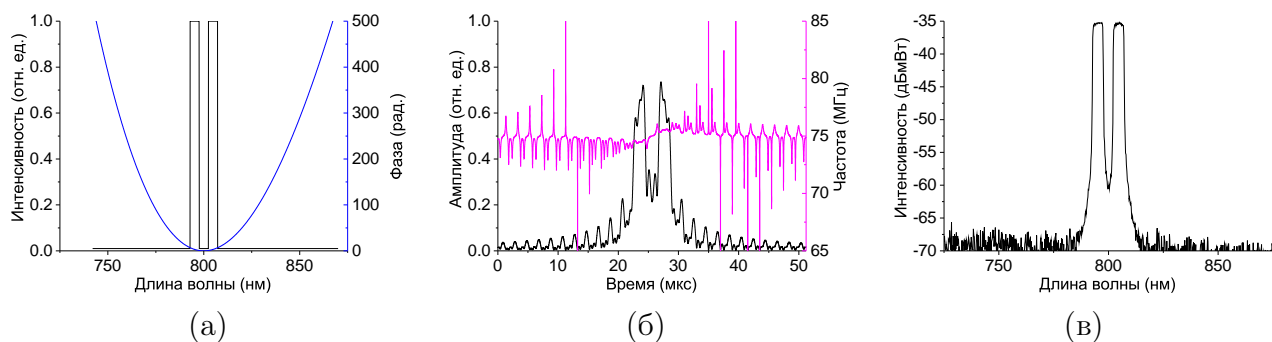


Рис. 3.19. То же, что на рис. 3.18, для двухконной функции пропускания.

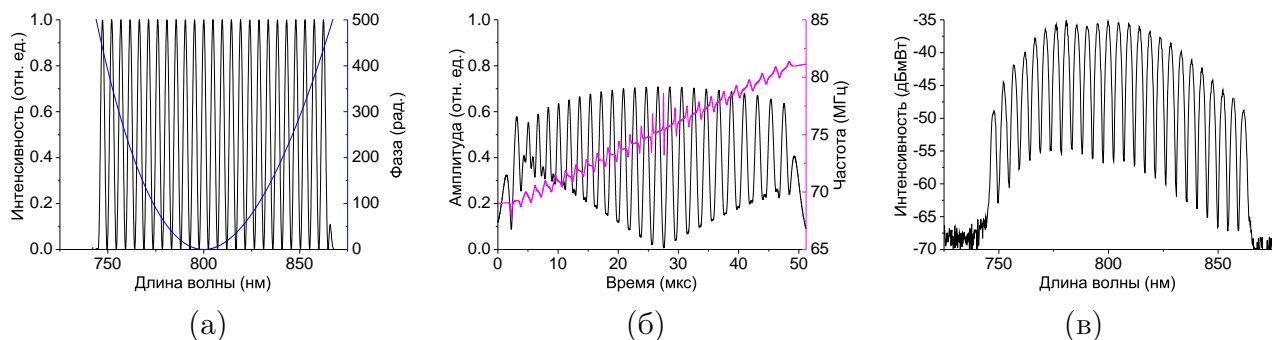


Рис. 3.20. То же, что на рис. 3.18, для периодической синусоидальной спектральной модуляции.

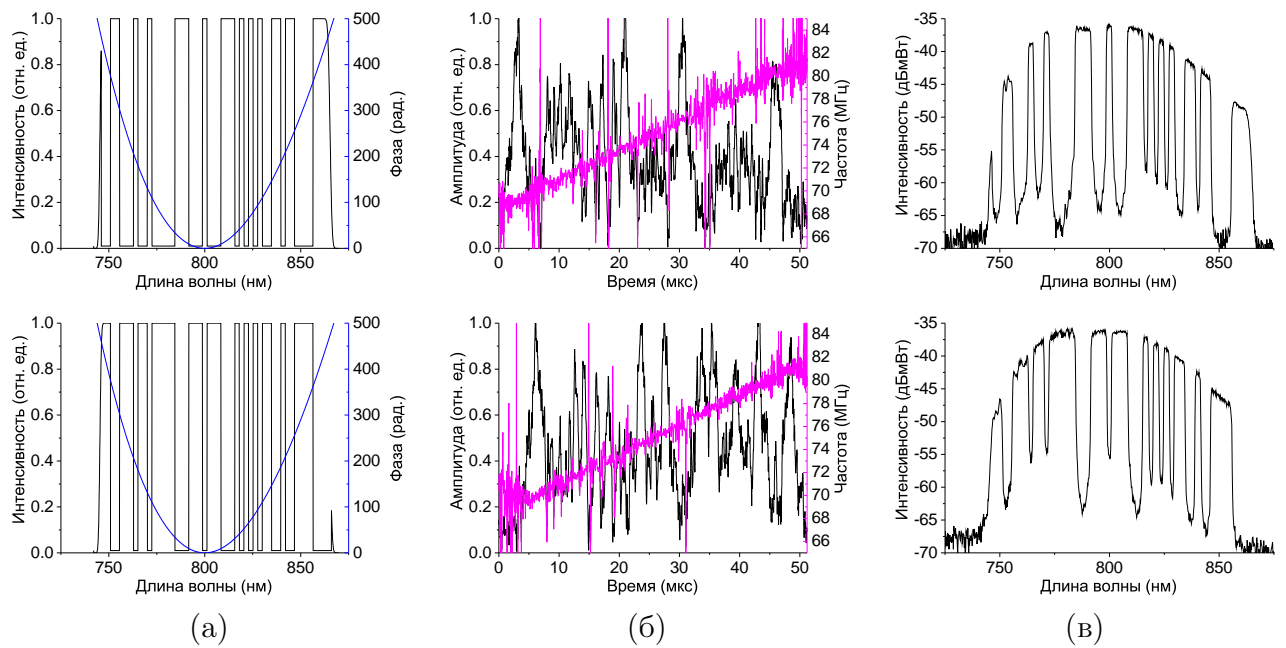


Рис. 3.21. Бинарное спектральное кодирование фемтосекундного излучения: (вверху) псевдслучайная последовательность длиной 50 бит; (внизу) комплиментарная последовательность. Параметры эксперимента и обозначения те же, что на рис. 3.18.

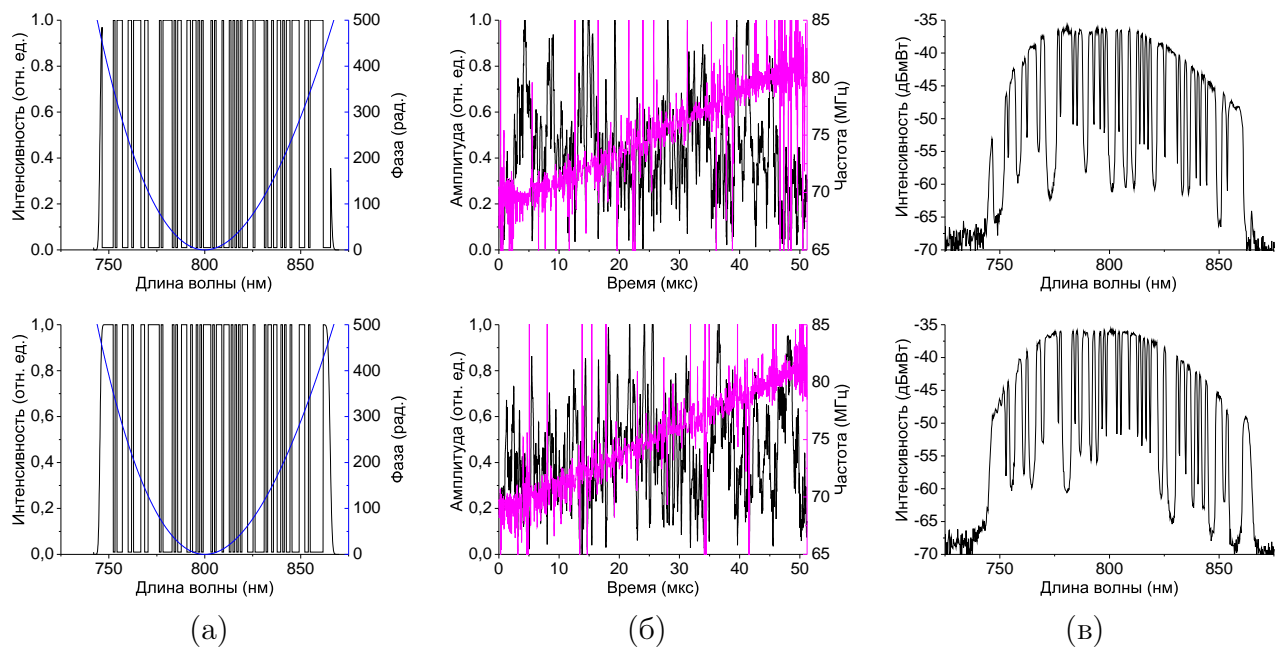


Рис. 3.22. То же, что на рис. 3.21, для последовательности длиной 124 бита.

В качестве примера формирования узкого квазипрямоугольного спектрального окна представлен рис. 3.19, на котором приведены результаты формирования двух отдельных спектральных окон, разделённых между собой промежутком. В данном случае ширина каждого окна и ширина промежутка между ними равнялись 4.8 нм. Спектральная фаза при этом была задана так же, как и при формировании равномерного широкополосного окна пропускания.

Периодическая модуляция показана на рис. 3.20. Применение подобных функций для измерения разрешения АОДЛЗ подробно описано в разделе 3.5.1. Также периодическая спектральная модуляция соответствует режиму генерации реплик УКИ, как показано в разделе 4.3.2.

В заключительной серии экспериментов была выполнено бинарное спектральное кодирование широкополосного излучения; результаты приведены на рис. 3.21 и 3.22. Весь спектральный диапазон шириной  $\Delta\lambda = 120$  нм был разделен на равные интервалы, интенсивность излучения в которых кодировалась псевдослучайной бинарной последовательностью. Ширина каждого интервала в эксперименте равнялась 2.4 нм, полное число поддиапазонов соответственно равнялось 50 (рис. 3.21). В эксперименте наблюдался спектральный контраст 17 дБ между соседними интервалами. При большем числе интервалов, равном 124 (рис. 3.22), ширина одного интервала составляла 0.96 нм, а контраст между соседними интервалами составлял величину 13 дБ. Видно, что соответствующие ВЧ-сигналы имеют квазишумовой вид с резкими скачками амплитуды и мгновенной частоты, однако общий вид функции частотной модуляции  $f(t)$  сохраняет признаки ЛЧМ-сигнала.

Произвольное бинарное кодирование спектра характерно для оптических систем множественного доступа с кодовым разделением каналов OCDMA<sup>(272)</sup>. Представление спектра в виде нескольких комплиментарных бинарных функций также может быть использовано для формирования УКИ сложной формы<sup>(273, A26, A33)</sup>, что подробно описано в разделе 4.3.

## 3.5. Экспериментальные методы оценки параметров АОДЛЗ

### 3.5.1. Определение спектрального разрешения АОДЛЗ методом ЧКХ

Одной из проблем оценки характеристик АОДЛЗ, является измерение спектрального разрешения. Проведённые эксперименты показали, что реальная спектральная ширина формируемых амплитудных неоднородностей в режиме синтеза функций пропускания оказывается больше, чем ширина аппаратной функции, измеренная в одночастотном режиме дифракции, а традиционный статический метод измерения спектрального разрешения становится практически неприменимым к АОДЛЗ, работающим в динамическом режиме синтеза произвольных функций пропускания. Статическое измерение ширины аппаратной функции АОДЛЗ можно проводить как по стандартной процедуре определения полосы пропускания методом медленного сканирования частоты ультразвука при монохроматическом лазерном источнике <sup>(15, 179, 215, A46)</sup>, так и прямым спектральным измерением с одночастотным ВЧ-сигналом и фемтосекундным широкополосным лазерным излучением, как показано на рис. 3.23. С целью решения задачи измерения разрешения АОДЛЗ в динамическом режиме работы был разработан метод измерения спектрального разрешения АО-фильтров, работающих в режиме дисперсионного формирования функции пропускания. Метод основан на принципе ЧКХ, применённом к спектральной области.

Формализм ЧКХ широко применяется для измерения разрешения различных оптических систем <sup>(258)</sup>. Как правило, ЧКХ определяется как отклик системы на сигнал с периодической бинарной или синусоидальной модуляцией. Пространственные ЧКХ являются стандартным методом измерения пространственного разрешения систем, формирующих изображения <sup>(274)</sup>. Применение ЧКХ в спектральной области ранее было рассмотрено на примере измерения параметров оптических спектрометров на дифракционных решётках <sup>(275)</sup>. ЧКХ в спектральной области ранее не применялись для численной оценки спектрального разрешения АО-приборов. В настоящей работе такой метод был разработан и применён для измерения спектрального разрешения АОДЛЗ.

Теоретически минимальная ширина аппаратной функции квазиколлинеарного АОПФ по критерию FWHM определяется выражениями (1.15) и (1.16):

$$\frac{\delta f}{f} = \frac{\delta \lambda}{\lambda} = \frac{0.8\lambda}{\Delta n L \cos \psi}. \quad (3.88)$$



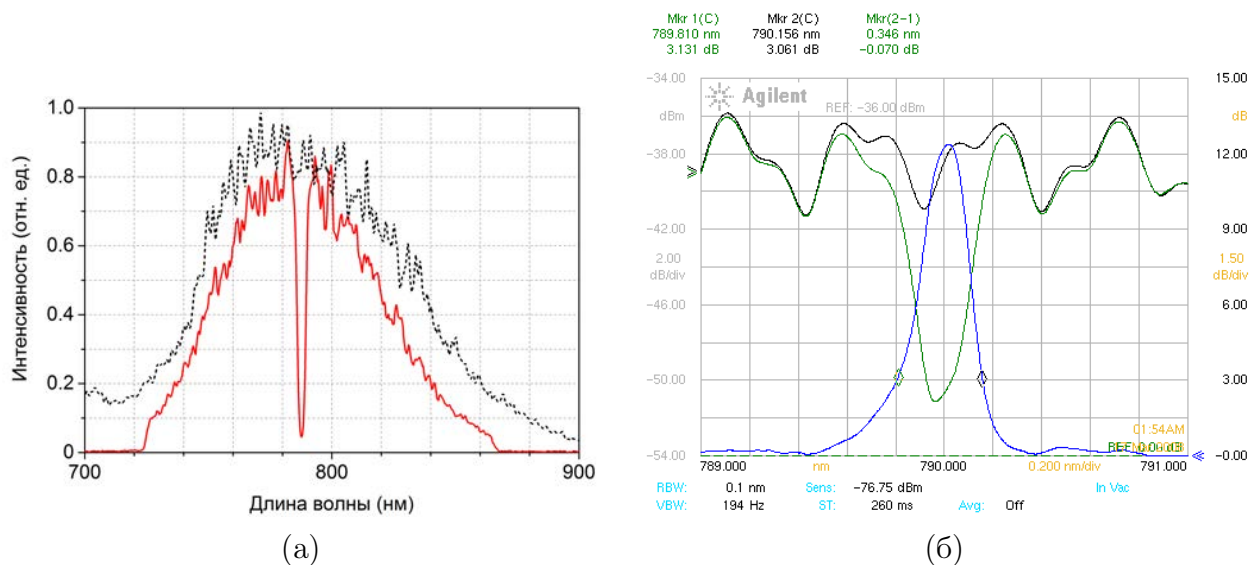


Рис. 3.23. Аппаратная функция АОДЛЗ, измеренная в статическом режиме: (а) обзорное измерение на спектрометре с низким разрешением (пунктиром показан спектр падающего излучения); (б) измерение полосы с высоким разрешением.

Тем не менее различные физические факторы вызывают уширение полосы пропускания АО-фильтра. Во-первых, полоса увеличивается с расходимостью оптического пучка, так как квазиколлинеарная дифракция в общем случае не удовлетворяет условию углового НФС <sup>(215)</sup>. Во-вторых, на аппаратную функцию влияет затухание ультразвука и дифракционное расплывание акустических волн в среде, особенно сильное в кристаллах с большой анизотропией акустических свойств, как  $\text{TeO}_2$  <sup>(257)</sup>. В-третьих, групповая задержка при дифракции ультракоротких лазерных импульсов приводит к дополнительному увеличению ширины спектральной полосы АОДЛЗ <sup>(A3)</sup>.

В отличие от обычных АОПФ, АОДЛЗ работает в широкополосном режиме и, как было показано выше, позволяет реализовать произвольную спектральную модуляцию. В частности, на рис. 3.20 приведён пример периодической модуляции спектра, которая была положена в основу метода спектральных ЧКХ. При измерении ЧКХ спектральная функция пропускания АОДЛЗ определяется как набор периодических бинарных последовательностей. Отклик системы измеряется при помощи оптического анализатора спектра. В качестве референтной функции пропускания использовалось однородное окно без модуляции  $H_{\text{ref}}(\omega) = 1$ . Модулированная передаточная функция вычислялась в соответствии с выражением

$$H_{\text{mod}}(\omega) = H_{\text{ref}}(\omega)\sigma \left[ \cos \left( 4\pi^2 c_0 \nu_\lambda \frac{\omega - \omega_0}{\omega \omega_0} \right) \right], \quad (3.89)$$

где  $\nu_\lambda$  — частота модуляционной функции в масштабе длин волн света, измеряемая в

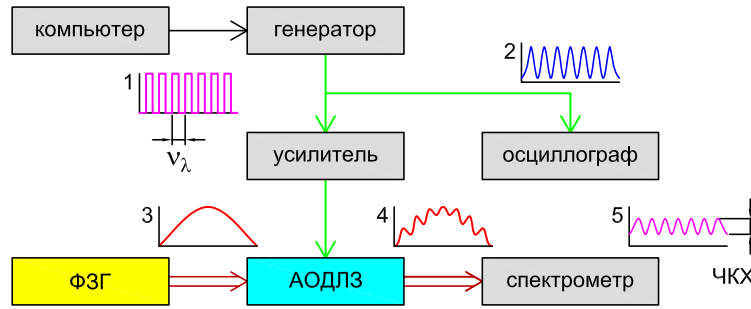


Рис. 3.24. Схема экспериментальной установки для измерения ЧКХ АОДЛЗ. На рисунке обозначены: 1 — заданная функция меандра; 2 — спектр радиосигнала; 3 — спектр входного лазерного излучения; 4 — спектр выходного лазерного излучения; 5 — частотно-контрастная характеристика.

числе периодов на нанометр ( $\text{нм}^{-1}$ );  $\sigma$  — функция Хевисайда. Здесь использована прямоугольная, а не синусоидальная модуляционная функция, так как при невысоких частотах модуляции она также позволяет непосредственно измерить импульсный отклик системы.

Волновые ВЧ-пакеты, обеспечивающие спектры пропускания  $H_{\text{ref}}(\omega)$  и  $H_{\text{mod}}(\omega)$ , вычисляются согласно алгоритму ДФС. Схема экспериментальной установки для измерения спектральной ЧКХ АОДЛЗ приведена на рис. 3.24. ВЧ-сигналы вычисляются при помощи ПК и формируются генератором сигналов произвольной формы *Keysight N8241A*. Параметры ВЧ-сигналов контролируются осциллографом *Agilent DSO6052* или анализатором спектра радиосигналов *Rohde&Schwarz FSH3*. ВЧ-сигнал через усилитель мощности *Amplifier Research AR10W1000C* подается на исследуемую АОДЛЗ. Широкополосное излучение ФЗГ *Femtolasers FemtoSource Synergy* падает на оптический вход АОДЛЗ; спектр прошедшего излучения измеряется при помощи спектрометра *Ocean Optics USB2000+* с разрешением 1 нм или оптического анализатора спектра *Agilent 86142B* с разрешением 0.06 нм.

Сначала в качестве калибровочного значения измеряется спектр  $I_{\text{ref}}(\lambda)$  при прямоугольной функции пропускания АОДЛЗ  $\tilde{H}_{\text{ref}}$ . Затем функция пропускания модулируется, и для различных частот модуляции  $\nu_\lambda$  измеряется семейство спектров  $I_{\text{mod}}(\lambda)$ . Нормированные спектры пропускания определяются по формуле

$$I(\lambda) = I_{\text{mod}}(\lambda)/I_{\text{ref}}(\lambda). \quad (3.90)$$

Глубина модуляции  $M_{\text{mtf}}$  и контраст  $C_{\text{mtf}}$  определяются, соответственно, как

$$M_{\text{mtf}} = \frac{\langle I_{\text{max}} \rangle - \langle I_{\text{min}} \rangle}{\langle I_{\text{max}} \rangle + \langle I_{\text{min}} \rangle}, \quad C_{\text{mtf}} = 10 \lg \frac{\langle I_{\text{max}} \rangle}{\langle I_{\text{min}} \rangle}, \quad (3.91)$$

где  $\langle I_{\text{max}} \rangle$  и  $\langle I_{\text{min}} \rangle$  — усреднённые по выборке значения максимумов и минимумов нормированного спектра  $I(\lambda)$ .

Метод ЧКХ был применён для измерения спектрального разрешения АОДЛЗ на кристалле  $\text{TeO}_2$  конфигурации П. Центральная частота ультразвука  $f = 75$  МГц и время пробега акустической волны  $T_a = 71.6$  мкс соответствуют теоретической оценке ширины аппаратной функции  $\delta\lambda_{\text{min}} = 0.24$  нм на длине волны  $\lambda_0 = 800$  нм в соответствии с формулой (3.88). Это значение хорошо совпадает с измеренным спектральным разрешением в статическом режиме  $\delta\lambda_{\text{stat}} = 0.30$  нм. ФЗГ имел ширину спектра излучения 90 нм FWHM на центральной длине волны  $\lambda_0 = 790$  нм. Спектральное окно АОДЛЗ было выбрано равным  $\Delta\lambda = 120$  нм ( $\Delta\omega = 0.38$  фс<sup>-1</sup>). При измерениях была использована только центральная часть спектра 795...805 нм, в которой спектральная интенсивность излучения лазера практически постоянна.

Пример модуляционного отклика исследованной АОДЛЗ приведён на рис. 3.25. В данном случае ширина одного сегмента спектра равняется  $1.75\delta\lambda = 0.42$  нм, что соответствует величине  $\nu_\lambda = 1.2$  нм<sup>-1</sup>. Амплитудный и частотный профили ВЧ сигнала, имевшего длительность  $T_0 = 51.2$  мкс, приведены на рис. 3.25 (б). Спектр ВЧ сигнала на рис. 3.25 (в) имеет эквидистантные максимумы и контраст более 17.5 дБ. Измеренные спектральные отклики  $I_{\text{mod}}(\lambda)$  и  $I_{\text{ref}}(\lambda)$  представлены на рис. 3.25 (г). Анализ нормированной функции  $I(\lambda)$  даёт для данного измерения значения глубины модуляции  $M_{\text{mtf}} = 0.52$  и контраста  $C_{\text{mtf}} = 5.0$  дБ.

Далее измерения были проведены для различных значений  $\nu_\lambda$ , в результате чего были получены кривые ЧКХ для различных значений длительности ВЧ пакетов  $T_0$ . Результаты обработки данных приведены на рис. 3.26. Все три кривые практически совпадают при частотах модуляции  $\nu_\lambda < 1$  нм<sup>-1</sup>, но для кривой с  $T_0 = 25.6$  мкс наблюдается резкое падение глубины модуляции при частотах  $\nu_\lambda > 1.2$  нм<sup>-1</sup>. Резкое падение ЧКХ выше частоты отсечки при коротких ВЧ-сигналах можно объяснить с точки зрения рассмотренных выше фундаментальных ограничений теории информации. В соответствии с теоремой Котельникова для ограниченных во времени сигналов интервал между соседними спектральными отсчётами равняется  $1/T_0$ . Для обеспечения правильного воспроизведения периодически модулированного спектра, период модуляции должен превышать эту величину как мини-

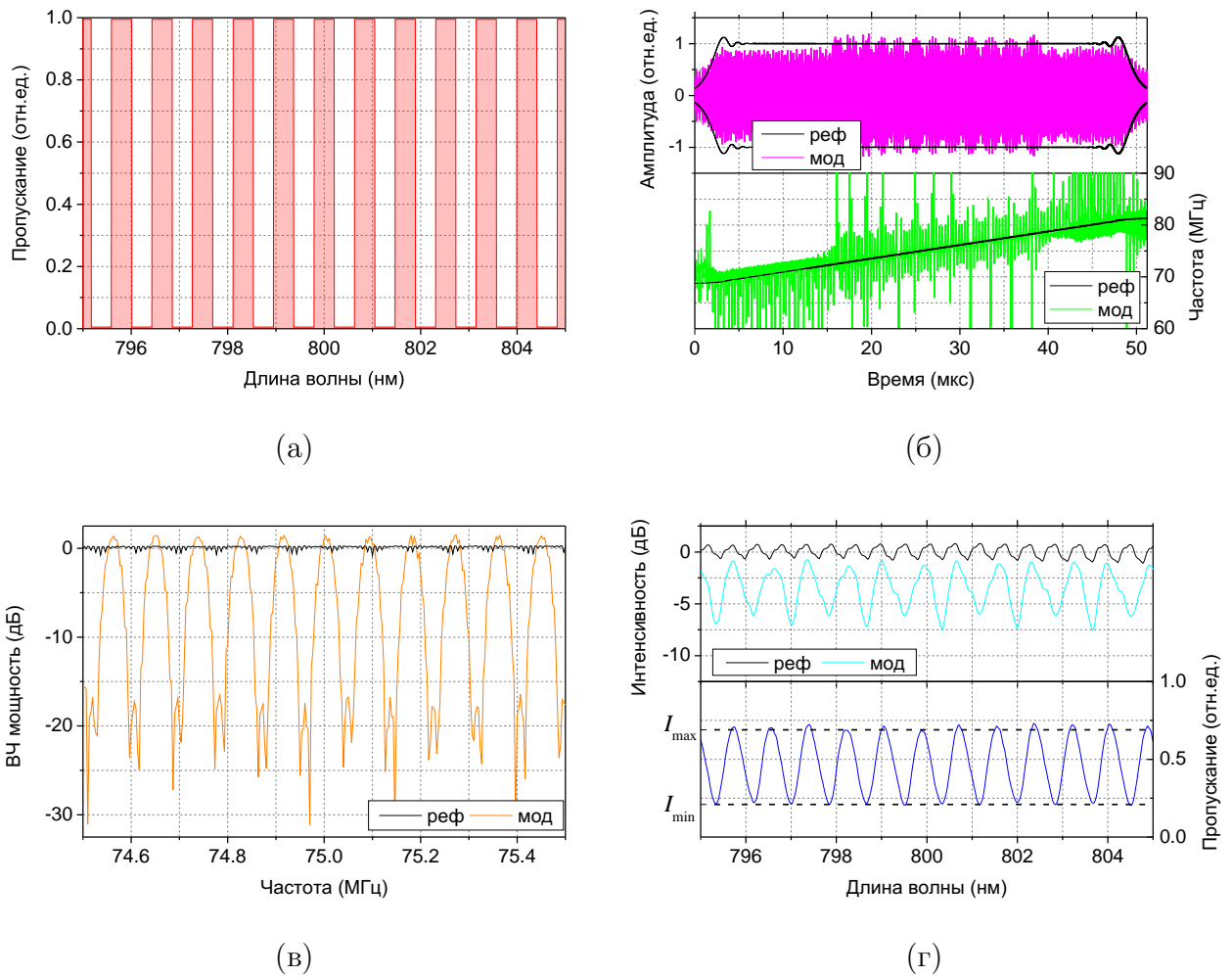


Рис. 3.25. Модуляционный отклик АОДЛЗ для частоты  $\nu_\lambda = 1.2 \text{ нм}^{-1}$ : (а) заданная функция пропускания; (б) профили ВЧ-сигнала; (в) измеренный спектр ВЧ-сигнала; (г) измеренный (сверху) и нормированный (внизу) спектры пропускания.

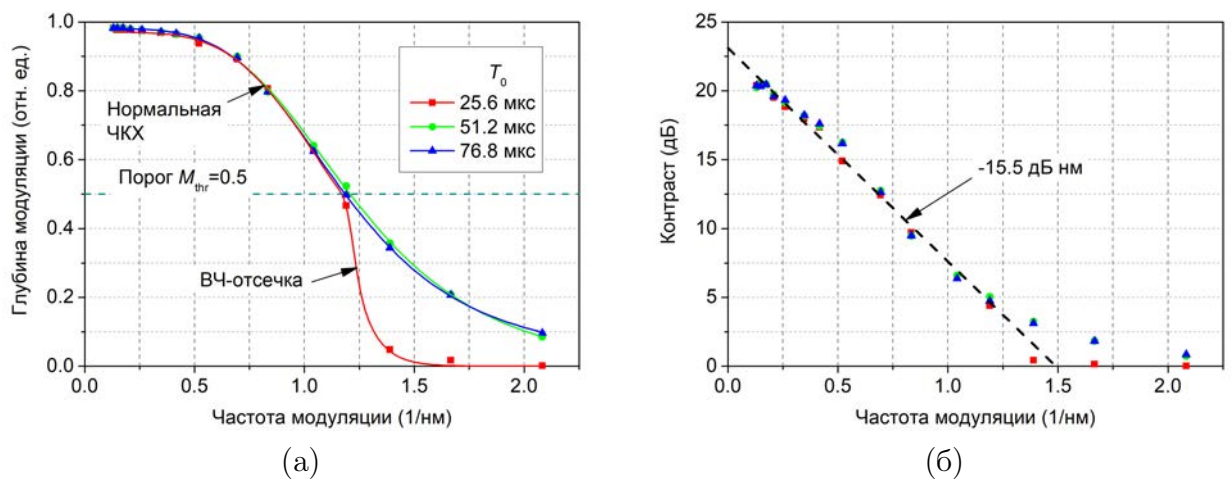


Рис. 3.26. Параметры модулированных спектров при различных значениях длительности ВЧ-пакетов: (а) кривые ЧКХ  $M_{\text{mtf}}(\nu_\lambda)$ ; (б) контраст модуляции  $S_{\text{mtf}}(\nu_\lambda)$ ; штриховая линия — линейная аппроксимация данных ниже частоты отсечки.

мум в 2 раза. Таким образом, максимальная частота модуляции ВЧ-спектра равняется

$$\nu_{\text{rf}} = \frac{f}{\lambda} \nu_{\lambda} = T_0/2 \quad (3.92)$$

что составляет в данном случае величину  $12.8 \text{ МГц}^{-1}$ . Соответствующая частота модуляции в масштабе оптических длин волн легко находится по формуле (3.92) и равняется  $1.16 \text{ нм}^{-1}$ , что соответствует полученным экспериментальным данным. При более коротких длительностях ВЧ волнового пакета  $T_0 < 25.6 \text{ мкс}$  снижение глубины модуляции наблюдается при меньших частотах  $\nu_{\lambda}$ , и спектральное разрешение АОДЛЗ падает. Для кривых ЧКХ на рис. 3.26, соответствующих  $T_0 = 51.2$  и  $76.8 \text{ мкс}$ , падение контраста происходит при частотах модуляции  $\nu_{\lambda} > 2.3 \text{ нм}^{-1}$ , лежащих вне диапазона проведенных измерений. Снижение глубины модуляции для этих случаев происходит плавно и обусловлено шириной аппаратной функции АОДЛЗ, а не ограничением полосы модуляции управляющего ВЧ-сигнала.

На кривых ЧКХ можно выделить несколько областей, дающих различную информацию о спектральном разрешении АОДЛЗ. В области высоких частот  $\nu_{\lambda} > 0.5 \text{ нм}^{-1}$  кривые характеризуют спектральное разрешение исследуемого прибора. Низкочастотная область кривых ЧКХ  $\nu_{\lambda} < 0.5 \text{ нм}^{-1}$  характеризует спектральный контраст АОДЛЗ. Для данной конфигурации АОДЛЗ падение глубины модуляции до уровня  $M_{\text{thr}} = 0.5$  наблюдается при частоте  $\nu_{\lambda} > 1.2 \text{ нм}^{-1}$ , соответствующей периоду модуляционной функции  $0.84 \text{ нм}$ , а измеренный контраст при  $M_{\text{mtf}} = 0.98$  составляет величину  $C_{\text{mtf}} = 20 \text{ дБ}$ . В широком диапазоне значений  $\nu_{\lambda}$  контраст практически не зависит от величины  $T_0$  и линейно спадает с ростом частоты модуляции, как показано на рис. 3.26 (б).

Сравним измерение динамического спектрального разрешения по методу ЧКХ со статическим измерением аппаратной функции в одночастотном режиме. Идеальная форма аппаратной функции АО-фильтра при малой эффективности имеет вид

$$H(\lambda) \propto \text{sinc}^2 \left( \frac{\lambda - \lambda_0}{1.12\delta\lambda} \right). \quad (3.93)$$

Глубина модуляции  $M_{\text{mtf}} = 0.5$  соответствует отношению  $I_{\text{max}}/I_{\text{min}} = 3$ . Такое же соотношение максимума к минимуму для двух сдвинутых функций вида (3.93) по критерию Рэля имеет место при расстоянии между их максимумами, равном  $1.5\delta\lambda$ . Применительно к исследованной АОДЛЗ это составляет величину  $1.5\delta\lambda_{\text{stat}} = 0.45 \text{ нм}$ . Таким образом, измеренная в статическом режиме ширина аппаратной функции оказывается практически в 2 раза уже, чем реальное спектральное разрешение АОДЛЗ, работающей в динамическом режиме синтеза произвольных функций пропускания. Это с очевидностью показывает, что

спектральное разрешение АОДЛЗ необходимо измерять в тех режимах работы, которые соответствуют нормальному функционированию прибора при обработке широкополосного излучения УКИ.

### 3.5.2. Сравнение ДФС с алгоритмом Герхберга-Секстона

Одним из важных вопросов является определение точности алгоритма ДФС, в частности, влияние амплитудно-фазовых связей на спектр выходного излучения. Частотный профиль ВЧ-сигнала, формируемого методом ДФС, в общем случае не является монотонным, следовательно, фазовый синхронизм каждой из длин волн в спектре УКИ реализуется нелокально. Одним из альтернативных методов синтеза ВЧ-сигналов является модифицированный алгоритм Герхберга-Секстона <sup>(102)</sup>. Данный алгоритм позволяет итеративно вычислить амплитудный профиль сигнала  $U(t)$  при заданном частотном профиле  $f(t)$  и спектральной амплитуде  $\tilde{S}(\Omega)$ .

Сравнение метода ДФС с алгоритмом Герхберга-Секстона было выполнено экспериментально <sup>(A40)</sup>. В качестве тестовой функции пропускания  $|H(\omega)|$  был выбран режим прямоугольного режекционного фильтра, используемый также для калибровки угла Брэгга (см. раздел 3.3.3). Частотный профиль выбран в виде ЛЧМ-сигнала с тем же коэффициентом квадратичной фазовой модуляции (3.37), что и в случае ДФС.

В данной работе алгоритм Герхберга-Секстона был реализован в следующем виде <sup>(A73)</sup>. ВЧ-сигнал ищется в виде  $S(t) \exp[i\Phi_2(t - t_0)^2]$  с заданной величиной квадратичного фазового коэффициента

$$\Phi_2 = \pm \frac{\Delta\Omega}{T_0}. \quad (3.94)$$

Сигнал удовлетворяет уравнению

$$S(t) \exp[i\Phi_2(t - t_0)^2] = \text{FT}\{\tilde{S}(\Omega) \exp[iB_2(\Omega - \Omega_0)^2 + i\phi(\Omega)]\}, \quad (3.95)$$

в котором  $S(t)$  and  $\phi(\Omega)$  являются неизвестными; FT — оператор преобразования Фурье (в данном случае — БПФ). Начальное значение добавочной фазы выбрано нулевым,  $\phi_0(\Omega) = 0$ ; значение амплитуды на  $n$ -ом шаге вычисляется как

$$S_n(t) = \left| \text{FT}\{\tilde{S}(\Omega) \exp[iB_2(\Omega - \Omega_0)^2 + i\phi_n(\Omega)]\} \right|, \quad (3.96)$$

а значение добавочной фазы на  $(n + 1)$ -ом шаге вычисляется как

$$\phi_{n+1}(\Omega) = \arg \text{FT}^{-1}\{S_n(t) \exp[i\Phi_2(t - t_0)^2]\} - B_2(\Omega - \Omega_0)^2, \quad (3.97)$$

где  $\text{FT}^{-1}$  — оператор обратного преобразования Фурье. В итоге алгоритм сходится к стационарному решению, и итоговый амплитудный профиль волнового пакета после  $N$  итераций вычисляется по формуле

$$U(t) = \text{Re}\{S_N(t) \exp[i\Phi_2(t - t_0)^2]\}. \quad (3.98)$$

На рисунке 3.27 приведены амплитудный и частотный профили сигналов вычисленных двумя различными алгоритмами. Полная длительность ВЧ-сигналов  $T_0 = 102.4$  мкс, а эффективная длительность —  $T_{\text{chirp}} = 51.2$  мкс. Условием завершения алгоритма Герхберга-Секстона было выбрано фиксированное число итераций  $N = 60$ , при котором при различных параметрах функции пропускания АОДЛЗ наблюдалось стационарное решение. Видно, что алгоритм Герхберга-Секстона позволяет строго выполнить условие ЛЧМ-сигнала, но осцилляции амплитудного профиля в несколько раз сильнее, чем в при использовании алгоритма ДФС. Благодаря этому алгоритм Герхберга-Секстона может быть предпочтителен для использования генераторов сигналов типов DDS и VCO. В более общем виде алгоритм Герхберга-Секстона позволяет получать ВЧ-сигналы с заданным (не обязательно линейным) монотонным профилем частотной модуляции  $f(t)$ , благодаря чему существует взаимно-однозначное соответствие между мгновенной частотой ультразвука и координатой  $z$  в АО-кристалле квазиколлинеарной геометрии, что позволяет применять геометрический подход к вычислению оптических дисперсий [\(178, 232, 276\)](#).

Экспериментальное сравнение спектров излучения на выходе АОДЛЗ, полученных двумя различными алгоритмами, показано на рис. 3.28. Ширина линии режекционного фильтра была задана равной 7.2 нм на центральной длине волны 795 нм. Данная ширина полосы режекции примерно в 30 раз больше ширины аппаратной функции АОДЛЗ  $\delta\lambda$ , благодаря чему взаимное влияние правого и левого края окна режекции можно не учитывать. Из представленных результатов видно, что оба алгоритма позволяют получить одинаковую кривизну фронтов режекционного окна, однако глубина режекции для метода ДФС примерно на 6 дБ больше, чем для алгоритма Герхберга-Секстона. Можно сделать вывод, что метод ДФС так же точно воспроизводит положение особых точек модулированного спектра (фронтов режекционного окна), как и алгоритм Герхберга-Секстона с детерминированным частотным профилем ВЧ-сигнала, но при этом обеспечивает больший контраст спектральной модуляции. Таким образом, метод ДФС предпочтителен для задач прецизионного управления спектром УКИ.



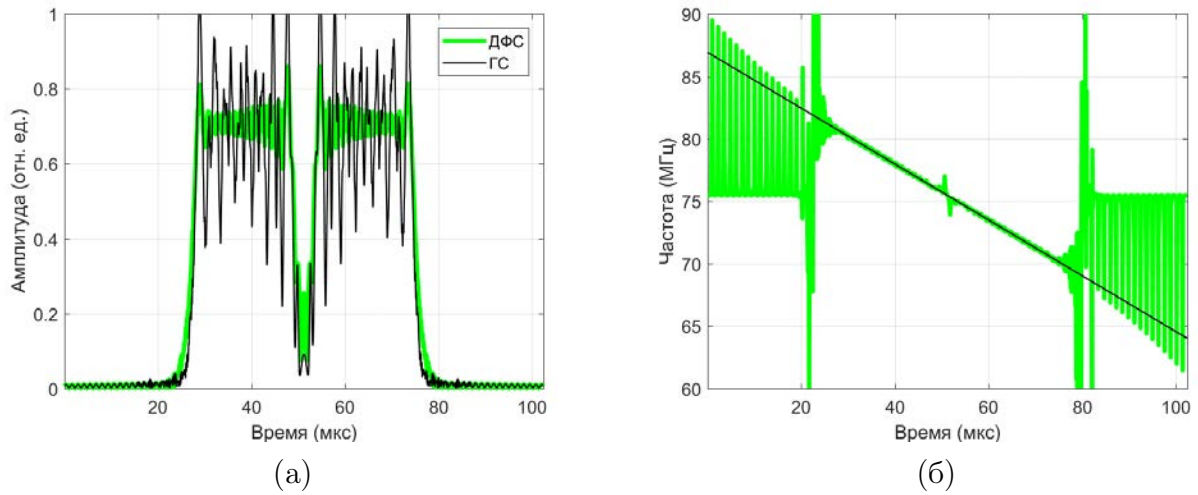


Рис. 3.27. ВЧ-сигнал, вычисленный алгоритмами ДФС и Герхберга-Секстона (ГС): (а) амплитудный профиль  $U(t)$ ; (б) частотный профиль  $f(t)$ .

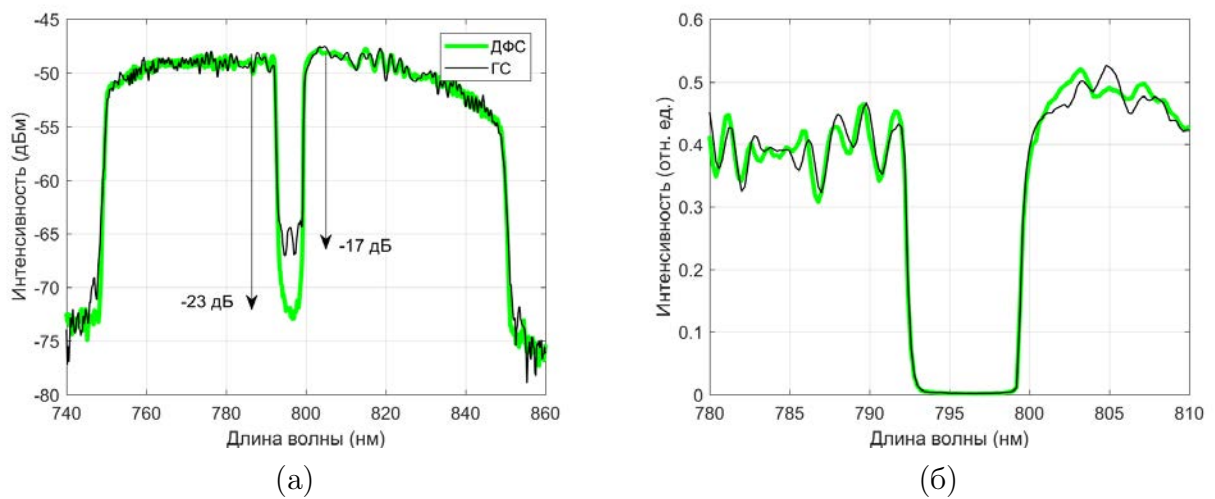


Рис. 3.28. Спектр дифрагировавшего излучения, полученного алгоритмами ДФС и Герхберга-Секстона (ГС): (а) полный спектр в логарифмическом масштабе; (б) центральный фрагмент спектра в линейном масштабе относительно уровня  $-45$  дБм.

## Выводы к главе 3

В третьей главе диссертации разработан универсальный алгоритм управления АОДЛЗ в режиме формирования произвольных комплексно-значных функций пропускания и описано прикладное ПО на его основе. Основные результаты главы следующие:

1) Продемонстрировано прецизионное формирование произвольных функций пропускания АОДЛЗ на основе ВЧ-сигналов, вычисляемых методом преобразования Френеля заданной функции пропускания, с контрастом модуляции в спектральной области более 20 дБ (A9, A10, A15).

2) Найдено оптимальное значение квадратичного коэффициента дисперсии ВЧ-сигнала, обеспечивающее максимальный контраст и разрешение АОДЛЗ, которое определяется выражением  $B_2 = T_a / (8\pi\Delta f)$ , где  $T_a$  — акустическая апертура АОДЛЗ,  $\Delta f$  — ширина полосы частот; данная величина равняется 1/2 от максимальной величины  $B_2$ , соответствующей ЛЧМ-сигналу с диапазоном частот  $\Delta f$  и длительностью  $T_a$  (A41).

3) Разработана процедура калибровки АОДЛЗ по длинам волн, заключающаяся в экспериментальном нахождении коэффициента  $\varkappa = \lambda f$ , где  $\lambda$  — центральная длина волны спектра,  $f$  — частота фазового синхронизма, позволяющая обеспечить точность не хуже 0.2 нм в рабочем диапазоне длин волн Ti-сапфировых лазеров 720...880 нм (A40, A50).

4) Разработана процедура измерения спектрального разрешения АОДЛЗ методом спектральных ЧКХ; показано, что измеренное спектральное разрешение в режиме произвольной спектральной модуляции для исследованной широкополосной конфигурации АОДЛЗ на кристалле  $\text{TeO}_2$  примерно в 2 раза хуже, чем оценка по критерию Рэлея на основе измерения аппаратной функции в одночастотном режиме (A8).

Применения метода ДФС в различных задачах управления УКИ и некогерентным оптическим излучением описаны в главах 4 и 5.

## Глава 4

# Применения акустооптических дисперсионных линий задержки в фемтосекундной лазерной технике

*В данной главе используются материалы, опубликованные в  
статьях [A2, A7, A16, A20, A21, A26, A33, A40].*

### 4.1. Внутррезонаторная коррекция регенеративного оптического усилителя

Одной из важных проблем в лазерных фемтосекундных СРА-системах является сохранение ширины спектра излучения в усилителях. При каждом проходе через активную среду спектр лазерного импульса умножается на контур усиления, что приводит к сужению спектра. Особенно сильное сужение наблюдается, как правило, в РУ. Сужение спектра на выходе лазерной системы в свою очередь приводит к тому, что длительность спектрально-ограниченного импульса на выходе усилителей увеличивается. Принципиально расширить полосу усиления можно, перейдя от прямого усиления к более широкополосному параметрическому усилению, то есть к архитектуре ОРСРА (34, 70, 80), или к комбинированному ОРСРА/СРА-усилению (277). Тем не менее при построении лазерной системы на прямом усилении эффективным решением проблемы оказывается спектральная коррекция контура усиления внутррезонаторным АО-устройством. Такое применение было ранее продемонстрировано для Ti-сапфировых усилителей, что позволило получить импульсы длительностью менее 20 фс с энергией 0.5 мДж (103, 197, 198). Для эффективного АО-управления спектром и остаточной дисперсией УКИ в таких системах целесообразно применять двух-

каскадную архитектуру управления, в которой для фазовой коррекции используется вне-резонаторная АОДЛЗ, а АО-фильтр внутри резонатора РУ работает в 0-ом порядке дифракции, внося лишь спектрально-зависимые потери для выравнивания контура усиления активной среды <sup>(198, A2, A51)</sup>. Задача компенсации сужения спектра актуальна и для существенно более узкополосных усилителей на Nd-стёклах, ширина контура усиления которых составляет 5...10 нм FWHM <sup>(278)</sup>. Проблема применения АОДЛЗ в таких лазерных системах с относительно узким спектром излучения заключается в повышенных требованиях к спектральному разрешению АО-фильтра. Конструкция и особенности применения АОДЛЗ, в том числе режимы управления, рассмотрены далее.

В данном разделе экспериментально показана возможность управления спектральным составом chirпированных импульсов лазерной системы с усилителями на фосфатном Nd-стекле <sup>(A7)</sup>. Для настоящего исследования была разработана АОДЛЗ с геометрией АО-взаимодействия, обеспечивающей максимальное спектральное разрешение. АОДЛЗ размещалась внутри резонатора кольцевого РУ и осуществляла спектральную коррекцию коэффициента усиления на каждом проходе через резонатор. Продемонстрировано сохранение спектральной ширины импульсов в РУ благодаря коррекции спектра излучения с помощью АОДЛЗ.

Эксперименты проводились на действующей в Саровском физико-техническом институте субпикосекундной СРА-системе тераваттного уровня мощности <sup>(279)</sup>. Лазерная система состоит из ФЗГ, формирующего спектрально-ограниченные УКИ длительностью  $\tau_0 = 200$  фс ( $\Delta\lambda = 8$  нм), chirпирующего стретчера, увеличивающего длительность импульсов до величины  $\tau_1 = 1.6$  нс FWHM при ширине спектра  $\Delta\lambda = 4$  нм, РУ, двух-проходного и однопроходного выходных каскадов усилителей и решётчатого компрессора усиленных импульсов. Усилители установки выполнены на фосфатном Nd-стекле. Вследствие недостаточно широкой полосы усиления активной среды усилителей происходит сужение спектра импульса при усилении до  $\Delta\lambda = 2$  нм, поэтому после компрессии спектрально-ограниченная длительность импульса заметно превышает исходную и составляет  $\tau = 0.8$  пс. Принципиальная схема экспериментальной установки приведена на рис. 4.1. Излучение ФЗГ *Time-Bandwidth Products GLX-200* с центральной длиной волны 1054 нм проходит через стретчер, фарадеевский изолятор и попадает на вход РУ. Число проходов усилителя регулируется двумя ячейками Поккельса. Внутри резонатора расположена АОДЛЗ, подключенная к блоку управления. Часть излучения, отразившаяся от внутрирезонаторного полупрозрачного зеркала, попадает на оптоволоконный коллима-

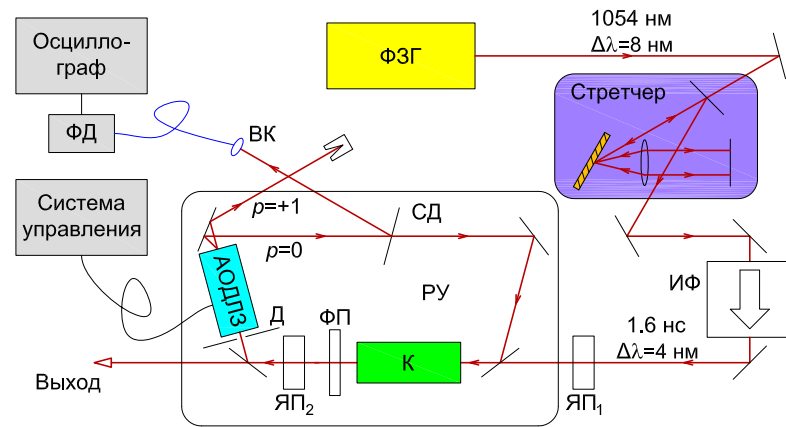


Рис. 4.1. Схема экспериментальной установки. На рисунке обозначены: ВК – волоконный коллиматор; Д – диафрагма; ИФ – изолятор Фарадея; К – квантрон; СД – светоделитель; ФД – фотодиод; ФП – фазовая пластинка; ЯП – ячейка Пожкельса.

тор, передаётся на быстродействующий фотодиод *Thorlabs SIR5* с импульсным откликом 70 пс и регистрируется широкополосным цифровым осциллографом *Agilent DSO80604B* с полосой 6 ГГц.

За счёт потерь в оптических элементах тракта и стретчере энергия импульса на входе РУ составляет  $\approx 0.05$  нДж. Чирпированный импульс первоначально усиливается в РУ в режиме слабого сигнала при совершении большого ( $N_p = 20$ ) числа проходов до энергии  $1 \dots 10$  мДж (технический коэффициент усиления  $10^8 \dots 10^9$ , физический коэффициент усиления  $G \sim 10^{18} \dots 10^{19}$ ). Вследствие того, что усиление происходит в режиме слабого сигнала, то есть, съём инверсии мал, на каждом проходе реализуется практически одинаковый ненасыщенный коэффициент усиления. Измерения динамики усиления были основаны на регистрации временной формы чирпированного усиленного на каждом проходе импульса при помощи быстродействующего фотодиода и высокочастотного осциллографа. Поскольку импульс на выходе стретчера обладает линейным чирпом и  $\tau_1 \gg \tau_0$ , такая методика измерений позволяет определить ширину спектра и её изменение на каждом проходе РУ, зная коэффициент растяжения.

Очевидно, что зарегистрировать временную форму лазерного импульса на каждом проходе не представляется возможным из-за ограничений динамического диапазона измерительной аппаратуры. Поэтому внутри резонатора РУ помещалось зеркало с таким коэффициентом отражения ( $R \approx 50\%$ ), чтобы полные внутрирезонаторные потери были практически равны коэффициенту усиления на проход  $G_0 \approx 10$ . В этом случае становится возможной регистрация всего циркулирующего внутри резонатора цуга лазерных

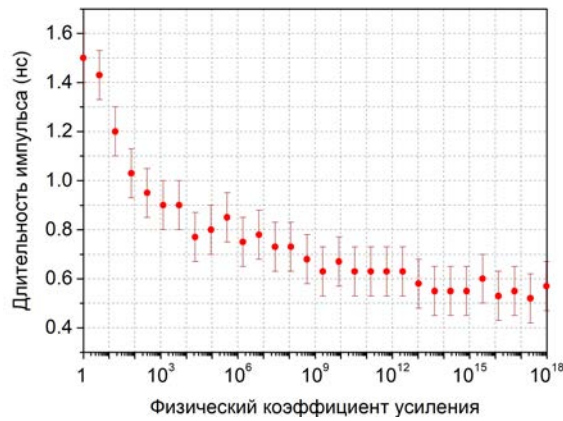


Рис. 4.2. Экспериментальная зависимость длительности chirпированного лазерного импульса от физического коэффициента усиления в РУ на фосфатном Nd-стекле.

импульсов с хорошим временным разрешением. Кроме того, для расширения временного диапазона регистрации количество обходов резонатора  $N_p$  было увеличено с 20 до 30. При такой методике физический коэффициент усиления РУ остаётся неизменным.

На рис. 4.2 показан результат измерения длительности chirпированного импульса в РУ без коррекции. Основное сужение спектра импульса в усилительном тракте приходится на первые проходы РУ: до десятого прохода длительность chirпированного импульса в резонаторе уменьшается практически в два раза с величины  $\tau_1 = 1.6$  нс до 0.8 нс. При увеличении числа проходов до  $N_p = 30$  длительность импульса в дальнейшем сокращалась до величины  $\tau_1 = 0.55$  нс. Показателем эффективности АОДЛЗ в решении задачи сохранения ширины спектра является поддержание постоянной длительности chirпированного импульса на каждом проходе через усилитель.

Для решения задачи управления спектральным составом лазерного излучения в полосе  $\Delta\lambda < 10$  нм была разработана и изготовлена АОДЛЗ с рекордным для акустооптики спектральным разрешением  $\lambda/\delta\lambda \sim 10^4$ , в которой был использован АО-кристалл  $\text{TeO}_2$  длиной  $L = 67$  мм (конфигурация III в таблице 1.3). Фотография АОДЛЗ приведено на рис. 4.3 вместе с электронным блоком управления. Геометрия квазиколлинеарной АО-дифракции в парателлурите была оптимизирована по спектральному разрешению в соответствии с результатами работ (19, 215). Как было показано на рис. 1.31 (а), такая геометрия АОДЛЗ характеризуется относительно невысоким АО-качеством  $M_2 \approx 120 \cdot 10^{-15} \text{ с}^3/\text{кг}$ , что практически в 4 раза меньше максимально возможной величины для квазиколлинеарной геометрии дифракции в парателлурите. Тем не менее высокая эффективность дифракции была обеспечена за счёт относительно небольшой спектральной ширины излучения. Так



(а)



(б)

Рис. 4.3. АОДЛЗ со спектральным разрешением порядка  $10^4$  для адаптивной спектральной коррекции в РУ на фосфатном Nd-стекле на длине волны  $\lambda_0 = 1054$  нм: (а) квази-коллинеарная АО-ячейка; (б) блок электронного управления разработки НИТУ МИСИС.

как при постоянной амплитуде ультразвуковой волны спектральная плотность мощности обратно пропорциональна ширине спектра радиочастотного сигнала, то эффективность дифракции оказывается выше для узкополосного электромагнитного излучения по сравнению с широкополосным излучением. В результате сконструированная АОДЛЗ обеспечивала эффективность дифракции более 80 % в спектральном окне шириной  $\Delta\lambda_0 = 12$  нм при пиковой мощности управляющего радиочастотного сигнала  $P = 10$  Вт.

В блоке управления использован аналоговый генератор типа VCO разработки НИТУ МИСИС (см. раздел 3.1.2) и оригинальное ПО на языке MATLAB (см. раздел 3.3.1). Электронная система управления АОДЛЗ позволяла синтезировать независимо спектральные функции пропускания для двух каскадов АОДЛЗ с произвольно заданными профилями ( $A^2$ ). Тем самым была достигнута необходимая адаптивность управления спектральной формой лазерного импульса, вне зависимости от того, какой дифракционный порядок АОДЛЗ, 0-ой или 1-ый, являлся рабочим и был использован для замыкания резонатора РУ. Форма управляющего радиочастотного сигнала задавалась последовательностью значений частоты и амплитуды волны, семплированных с интервалами 50 нс (тактовая частота  $f_s = 20$  МГц).

Важной характеристикой АОДЛЗ является величина собственных дисперсий АО-кристалла, определяемых зависимостью показателей преломления от длины волны. Для О-волны в парателлурите удельные величины дисперсий 2...4 порядков с высокой точ-



ностью определяются на основании формул Зельмайера <sup>(142)</sup> и равняются соответственно  $340 \text{ фс}^2/\text{мм}$ ,  $250 \text{ фс}^3/\text{мм}$ ,  $110 \text{ фс}^4/\text{мм}$  на длине волны  $\lambda_0 = 1054 \text{ нм}$ . При этом если выходным лучом АОДЛЗ является 1-ый дифракционный порядок, то к собственной дисперсии кристалла добавляется наведённая брэгговской решёткой дисперсия, которая определяется частотным профилем ультразвукового сигнала, причём величины полиномиальных коэффициентов наведённой дисперсии  $b_k$  могут быть как положительными, так и отрицательными. С другой стороны, при использовании 0-го порядка в качестве выходного АОДЛЗ теряет функцию управления спектральной фазой излучения, а вносимые фазовые искажения зависят только от оптических свойств кристалла <sup>(A2)</sup>. Для внутрирезонаторной коррекции коэффициента усиления целесообразно использовать выходной луч нулевого порядка АОДЛЗ, так как вносимые оптические потери и искажения оказываются минимальными. Такая конфигурация РУ, при которой резонатор замыкался по прошедшему через АО-кристалл пучку, была использована в настоящих экспериментах (см. рис. 4.1). При этом луч 1-го дифракционного порядка выходил из резонатора и был использован для контроля параметров дифракции. На входную и выходную грани АОДЛЗ было нанесено многослойное просветляющее покрытие, обеспечивающее коэффициент отражения от каждой поверхности менее 0.5 %.

Для оценки спектрального разрешения АОДЛЗ в режиме работы с chirпированными импульсами была измерена временная форма импульсов при узкополосной модуляции спектра. Частотная и амплитудная модуляция ультразвукового сигнала обеспечивали дифракцию в спектральной полосе шириной  $\delta\lambda = 0.5 \dots 2.0 \text{ нм}$  на центральной длине волны  $\lambda_0 = 1054 \text{ нм}$ . Таким образом осуществлялась узкополосная режекция спектра импульсов, которая использовалась также для калибровки частот генератора ВЧ-сигналов, управляющих АОДЛЗ. Форма chirпированных импульсов измерялась на пучке 0-го порядка дифракции. На рис. 4.4 представлено сравнение импульсов, прошедших через АО-кристалл без модификации, и импульсов, в которых был сформирован узкополосный провал. Измеренная ширина провала составляет  $175 \pm 25 \text{ пс FWHM}$ , что соответствует его спектральной ширине 0.7 нм. При этом более узкие провалы в спектре наблюдались на осциллограммах, однако их ширина не могла быть измерена корректно, поскольку длительность провала во временной форме импульсов становилась меньше ширины импульсного отклика регистрирующей системы (фотодиод и осциллограф), которая была не менее 100 пс. Измерения проводились при выключенном РУ и разомкнутом кольцевом резонаторе.

Основной целью экспериментов являлась такая коррекция спектральной формы chir-

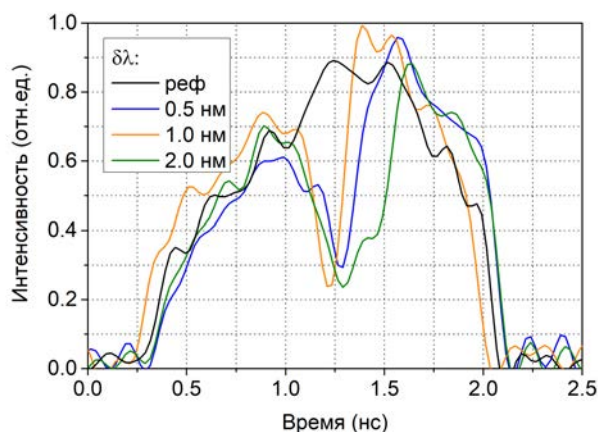


Рис. 4.4. Огибающая chirпованного импульса с амплитудным провалом различной ширины, сформированным при помощи АОДЛЗ.

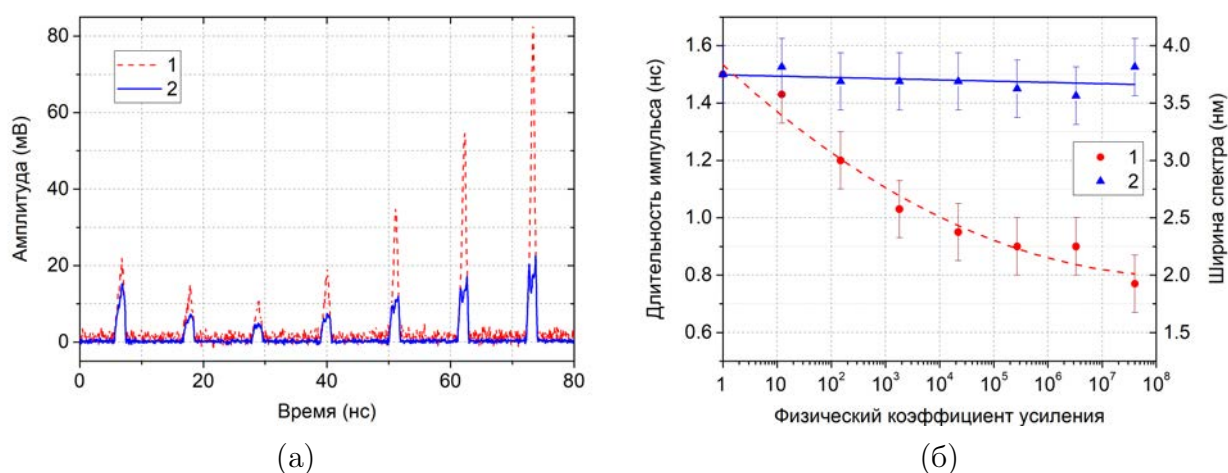


Рис. 4.5. АО-компенсация сужения спектра УКИ в РУ: (а) эволюция формы импульсов в РУ при  $N_p = 7$  проходах; (б) зависимость длительности chirпованного импульса в РУ от физического коэффициента усиления. На рисунке обозначены: 1 — усиление без коррекции; 2 — усиление с коррекцией при помощи АОДЛЗ.

пированного импульса, которая обеспечивала постоянство его длительности и, следовательно, ширины спектра, при регенеративном усилении с большим числом проходов. В проведённых экспериментах РУ был настроен на 7 проходов, так как именно на таком числе проходов происходит основное сужение спектра и длительности chirпованного импульса. Типичные осциллограммы временной формы chirпованных импульсов представлены на рис. 4.5 (а). Для сравнения приведена форма импульсов без коррекции и форма импульсов при том же коэффициенте усиления слабого сигнала, скорректированных по спектру с помощью АОДЛЗ. Физический коэффициент усиления достигал величины  $G = 4 \cdot 10^7$ . Для

коррекции формы импульсов при помощи АОДЛЗ формировался симметричный спектральный провал с центром на центральной длине волны  $\lambda_0 = 1054$  нм; ширина провала составляла  $\Delta\lambda = 3.5$  нм, а максимальная эффективность дифракции составляла  $\sim 30$  %, так как более сильного подавления спектральных компонент излучения не требовалось.

На основе представленных выше экспериментальных данных был проведён анализ длительности chirпированных импульсов внутри резонатора. Результаты приведены на рис. 4.5 (б). В обычном режиме работы РУ, то есть при выключенной АОДЛЗ, наблюдается монотонное уменьшение длительности chirпированных импульсов с номером прохода через резонатор. На рис. 4.5 (а) эта тенденция соответствует большему усилению в центре импульса по сравнению с его краями и изменению формы импульсов. В экспериментах при включенной АОДЛЗ длительность импульсов оставалась практически постоянной. При этом ширина и глубина спектрального провала, определяемые шириной спектра и амплитудой управляющего радиочастотного сигнала, были выбраны из условия близости формы chirпированных импульсов к прямоугольной. Постоянство формы и длительности импульсов в РУ с коррекцией спектра свидетельствует о достижении стационарного режима усиления, при котором регенеративное сужение спектра скомпенсировано при помощи АОДЛЗ.

## 4.2. Комплекс АО дисперсионного управления субпикосекундными импульсами для петаваттной лазерной установки

### 4.2.1. Назначение комплекса

Одной из важнейших задач, для решения которой создаются сверхмощные лазерные системы, является управляемый лазерный термоядерный синтез (ЛТС) <sup>(46)</sup>. Принцип его был предложен более 50 лет назад <sup>(47, 280)</sup> и заключается в том, что мишень из термоядерного топлива подвергается воздействию лазерного импульса высокой энергии, благодаря чему достигаются необходимые для начала термоядерной реакции физические условия. В установках последнего поколения, таких как NIF <sup>(48)</sup> и LMJ <sup>(49, 50)</sup>, лазерные системы представляют собой большое количество ( $\approx 200$ ) параллельных каналов усиления, импульсы которых синхронно попадают на мишень с непрямым облучением (то есть лазерными импульсами облучается внутренняя поверхность металлической капсулы вокруг мишени, в результате чего возникает рентгеновское излучение, воздействующее непосредственно на мишень). Эти установки имеют следующие параметры: суммарная энергия излучения, передаваемого мишени, составляет приблизительно 2 МДж при длительности импульса порядка 10 нс. В настоящее время реализуется проект создания аналогичной установки нового поколения и в России <sup>(51, 52, 160)</sup>. Ранее для проведения исследований в области ЛТС в России в РФЯЦ – ВНИИЭФ были созданы уникальные лазерные комплексы «Искра-5» (1989), «Луч» (2002), «Фемто» (2004) <sup>(46, 52, 57)</sup>. Для получения лазерных импульсов большой мощности широко используются системы с прямым усилением на Nd-стёклах <sup>(25, 281–283)</sup>. Для расширения спектра излучения также используются комбинации различных активных сред <sup>(277, 284)</sup>.

В архитектуре современной сверхмощной системы ЛТС необходимы каналы широкополосного излучения с длительностью импульсов порядка 1 пс и менее, представляющие собой отдельную многоканальную лазерную систему петаваттного уровня мощности. Эти каналы являются диагностическими и используются для измерения динамики процессов сжатия, происходящих в мишени в процессе взаимодействия с излучением основных наносекундных импульсов «силовых» каналов. Аналогичные методы просветки, известные как радиография, активно применяются на действующей в настоящее время установке NIF как отдельная подсистема Advanced Radiography Capability (ARC) <sup>(55)</sup>, на установ-

ке Z Accelerator (Сандиа, США) <sup>(285)</sup> и установке LMJ как диагностическая подсистема Petawatt Aquitaine Laser (PETAL) <sup>(56, 286)</sup>. Термоядерная мишень просвечивается рентгеновским излучением, генерируемым при облучении вспомогательной мишени мощным пучком субпикосекундных лазерных импульсов. Энергия импульса диагностического канала существенно меньше энергии импульса основных каналов, однако более высокая интенсивность достигается за счёт меньшей на несколько порядков длительности импульса. Субпикосекундная лазерная система состоит из трёх основных частей: стартовой системы, силовых усилителей и лазерных компрессоров. Стартовая система содержит в себе ФЗГ, стретчер, растягивающий импульсы до длительности несколько наносекунд, систему формирования спектрального, временного и пространственного профилей излучения, предварительных усилителей, системы деления пучка. После усиления импульсов силовыми каскадами они проходят через компрессор импульсов, устраняющий фазовую модуляцию и сжимающий импульсы до длительности, близкой к исходной.

Из-за того, что субпикосекундные импульсы диагностических каналов имеют широкий спектр (до 10 нм), в лазерной системе возникают искажения, препятствующие получению оптимальных параметров импульсов на выходе усилительных каскадов. В первую очередь можно выделить два вида искажений: фазовые и амплитудные. Фазовые искажения обусловлены нелинейными эффектами в оптических усилителях и множеством вспомогательной оптики, а также сложностью точного согласования пары стретчер — компрессор для компенсации дисперсий высших (в основном, третьего и четвертого) порядков. Амплитудные искажения вызваны узкой полосой усиления активной среды (Nd-стёкла) и спектральной неоднородностью коэффициента усиления, приводящей к сужению спектра излучения и, соответственно, к увеличению спектрально-ограниченной длительности на выходе всей лазерной системы, то есть после компрессора.

Для устранения одновременно как амплитудных, так и фазовых искажений был разработан и создан уникальный аппаратно-программный комплекс для адаптивного управления субпикосекундным лазерным излучением АО-методом. Комплекс предназначен для управления излучением диагностических каналов современных установок ЛТС в составе их стартовой части. Комплекс состоит из двухкаскадной АОДЛЗ, электронной системы управления и диагностики, оригинального программного обеспечения. В процессе работы над созданием комплекса был разработан ряд уникальных макетов, продемонстрировавших высокую эффективность в различных задачах управления УКИ фемтосекундного и субпикосекундного диапазонов длительностей. Успешные испытания макетов позволили

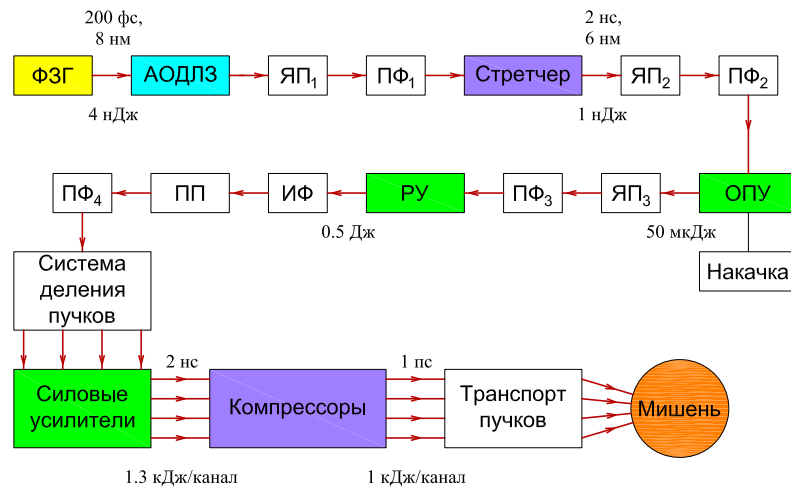


Рис. 4.6. Структурная оптическая схема многоканальной петаваттной лазерной системы. На рисунке обозначены: ЯП — ячейка Пожкельса, ПФ — пространственный фильтр, ОПУ — оптический параметрический усилитель, РУ — регенеративный усилитель, ПП — пространственное профилирование, ИФ — изолятор Фарадея.

разработать и создать завершённый опытный образец, работающий в составе стартовой системы субпикосекундных лазерных каналов.

Архитектура многоканальной петаваттной лазерной системы показана на рис. 4.6. В системе последовательно происходит генерация УКИ длительностью  $\tau_0 \approx 200$  фс, растяжение его в стретчере, усиление в каскадах предварительного усиления, деление на необходимое число пучков, усиление в силовых лазерных каналах установки и сжатие его во времени в лазерном компрессоре до длительности  $\tau \approx 1$  пс <sup>(287)</sup>. Лазерный пучок с выхода каждого из четырёх каналов имеет рабочую апертуру размером  $20 \times 20$  см. Каждый из этих пучков заводится в свой лазерный компрессор, сконструированный по традиционной четырёхрешёточной схеме.

#### 4.2.2. Описание комплекса

АОДЛЗ высокого разрешения и описанные в главе 3 методы формирования управляющих сигналов были использованы для создания уникального АО-комплекса дисперсионного управления и диагностики субпикосекундных УКИ. Комплекс состоит из двухкаскадной АОДЛЗ, электронной системы управления и диагностики, оригинального ПО. Для обеспечения гибкости конфигурации комплекса и стартовой системы диагностической лазерной системы для ЛТС оптическая часть комплекса была выполнена в виде двух отдельных оптико-механических блоков, в каждом из которых установлен один из каскадов АОДЛЗ и

Таблица 4.1. Сравнение характеристик АОДЛЗ высокого разрешения.

Модель	НИТУ МИСИС	Dazzler HR45
Длина кристалла $L$ , мм	65	45
Угол среза кристалла $\alpha$	1.8°	3.8°
Калибровочный параметр $\varkappa$ , МГц·нм	81000	65000
Разрешение $\lambda/\delta\lambda$	8000	4000
Макс. задержка $\tau_{gr}$ , пс	28	15
Пиковая ВЧ-мощность, Вт	10	20
Эффективность дифракции	80 %	50 %
Число каналов	2	1

дополнительные оптико-механические элементы для юстировки и диагностики УКИ. Такая архитектура позволяет варьировать размещение АОДЛЗ в оптической схеме стартового комплекса. Например, каскад амплитудной модуляции АОДЛЗ может быть размещён внутри регенеративного оптического усилителя, что существенно повышает его эффективность (см. раздел 4.1). Каскад фазовой модуляции АОДЛЗ может быть независимо от него установлен до или после усилителя. При такой архитектуре комплекс АО дисперсионного управления в перспективе может быть с незначительными модификациями использован для различных лазерных систем субпикосекундных и фемтосекундных УКИ. В таблице 4.1 приведены основные характеристики разработанной АОДЛЗ в сравнении с *Fastlite Dazzler HR45*.

Система управления комплексом представляет собой отдельную подсистему, выполненную в форм-факторе типового 19-дюймового шкафа с заменяемыми модулями, что позволяет легко модифицировать комплектацию электронной системы управления и диагностики. Принципиальная оптическая и функциональная схемы комплекса АО дисперсионного управления УКИ приведены на рис. 4.7 и 4.8 соответственно. Фотография созданного комплекса АО дисперсионного управления субпикосекундными УКИ приведена на рис. 4.9. Показаны два независимых оптико-механических блока, установленные последовательно на оптическом столе, стойка системы управления и дисплей, показывающий GUI программы «Тахион». Каждый из оптических модулей содержит трёхкоординатную механизированную систему юстировки.

Управление комплексом осуществляется от ПК или от компьютера в составе пульта



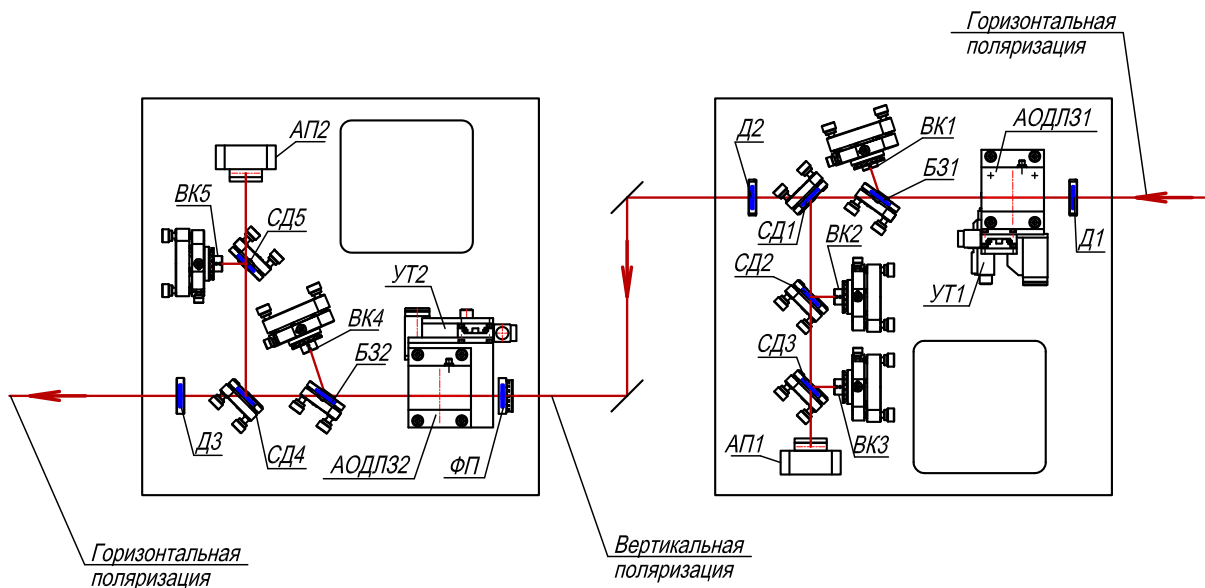


Рис. 4.7. Принципиальная оптическая схема комплекса АО дисперсионного управления субпикосекундными импульсами. На рисунке обозначены: АП – анализатор профиля пучка; БЗ – брестеровское зеркало; ВК – волоконный коллиматор; Д – диафрагма; СД – светоделитель; ФП – фазовая пластинка.

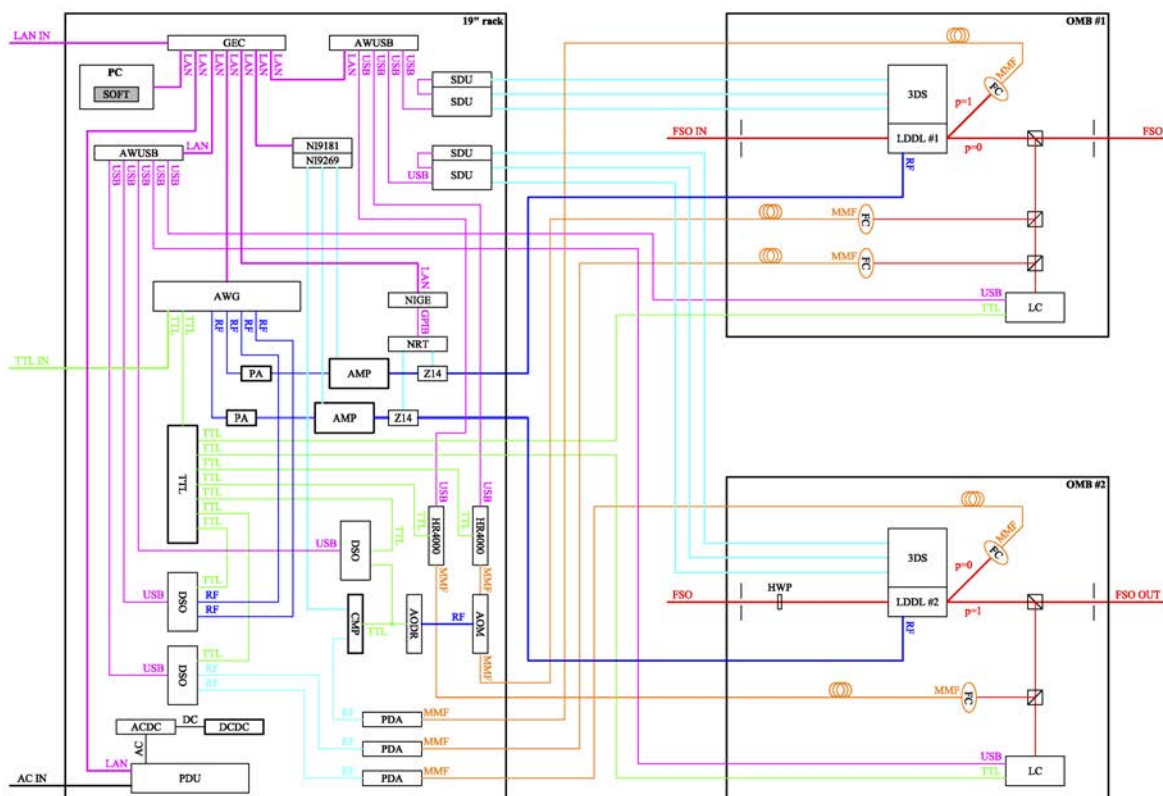
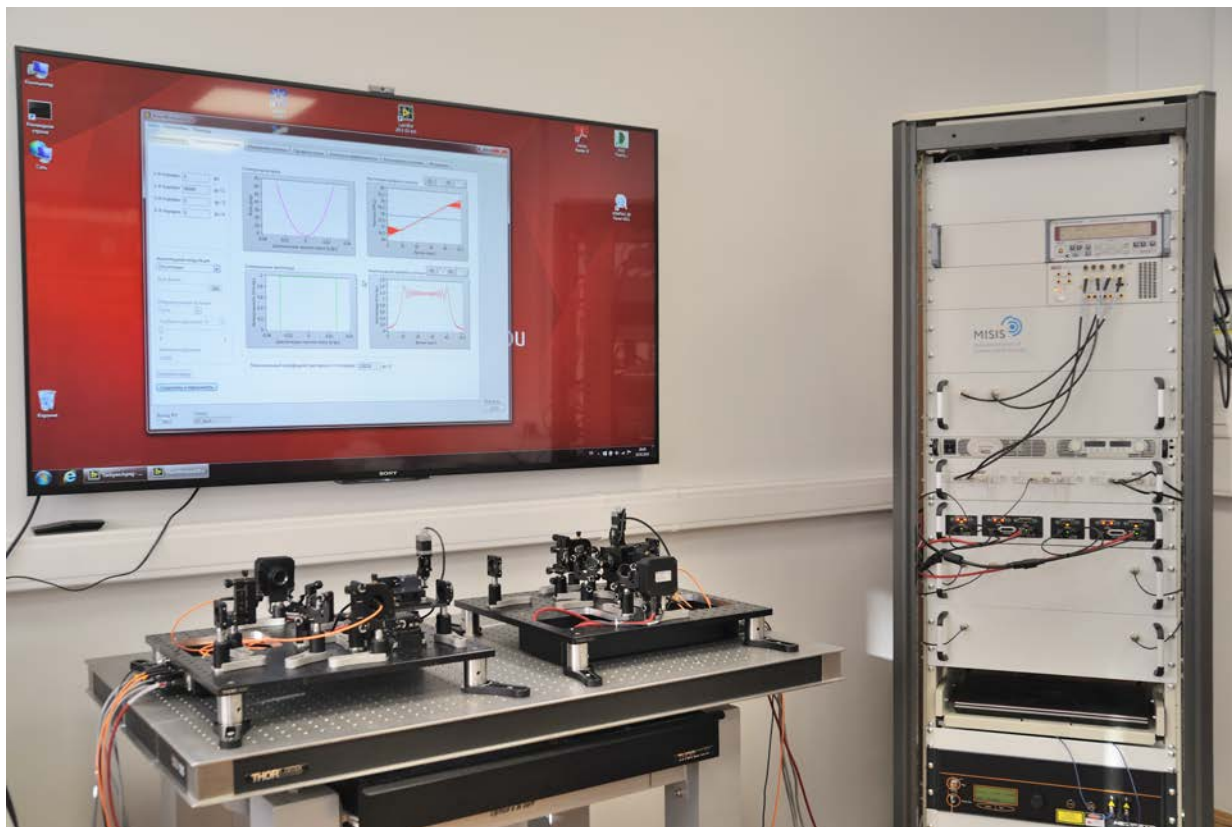


Рис. 4.8. Функциональная схема комплекса АО дисперсионного управления субпикосекундными импульсами.

На функциональной схеме рис. 4.8 обозначены:

- ACDC* – выпрямитель напряжения;
- AMP* – ВЧ-усилитель (Etrower, США);
- AODR* – драйвер АОМ (Gooch & Housego, Великобритания);
- АОМ* – акустооптический модулятор;
- AWG* – генератор ВЧ-сигналов произвольной формы (Keysight, США);
- AWUSB* – преобразователь интерфейсов Ethernet/USB;
- CMP* – компаратор;
- FC* – волоконный коллиматор (Thorlabs, США);
- DCDC* – преобразователь постоянного напряжения;
- DSO* – цифровой осциллограф (Keysight, США);
- GEC* – коммутатор Ethernet (MOXA, Тайвань);
- HR4000* – спектрометр (Ocean Optics, США);
- HWP* – полуволновая пластинка;
- LC* – измеритель профиля пучка в ближнем поле (Coherent, США);
- LDDL* – АОДЛЗ;
- NIGE* – преобразователь интерфейсов Ethernet/GPIB (National Instruments, США);
- NI9181* – контроллер cDAQ (National Instruments, США);
- NI9269* – программируемый генератор напряжения (National Instruments, США);
- NRT* – измеритель проходящей двухканальный (Rohde & Schwarz, Германия);
- PA* – предусилитель ВЧ;
- PDA* – фотодиод с усилителем (Thorlabs, США);
- SDU* – контроллер шаговых двигателей (Standa, Литва);
- TTL* – преобразователь сигналов синхронизации;
- Z14* – головка измерителя ВЧ-мощности (Rohde & Schwarz, Германия);
- 3DS* – трехкоординатная система юстировки (Standa, Литва);
- FSO* – лазерный пучок в воздухе;
- GPIB* – интерфейсная шина стандарта IEEE 488;
- LAN* – сетевой протокол Ethernet;
- MMF* – многомодовое оптоволокно;
- RF* – аналоговые ВЧ-сигналы;
- TTL* – электрические сигналы стандарта TTL;
- USB* – универсальная последовательная шина.



*Рис. 4.9. Опытный образец комплекса АО дисперсионного управления субпикосекундными импульсами для мощной лазерной установки нового поколения, создаваемой в РФЯЦ – ВНИИЭФ.*

управления всей лазерной установкой. В обоих случаях используется протокол Ethernet, что позволяет обеспечить удалённый доступ к системе управления комплексом. На вход комплекса также подаются электрические синхроимпульсы стандарта ТТЛ. Для настройки синхронизации всех приборов, входящих в состав комплекса, используются возможности синхронизации AWG-генератора ВЧ-сигналов. Генератор также формирует два независимых ВЧ-сигнала, поступающих через усилители на АОДЛЗ. В состав диагностической части комплекса входят два спектрометра, измеряющих спектры излучения после первого и второго каскадов; фотодиоды для измерения эффективности дифракции, необходимого для правильной юстировки комплекса и контроля его корректного функционирования; анализаторы профиля лазерных пучков, измеряющие распределение излучения в ближней зоне после АОДЛЗ и позволяющие осуществлять удалённую юстировку комплекса при настройке стартовой системы лазерного комплекса.

Для комплекса дисперсионного АО-управления субпикосекундными УКИ был разработан пакет программного обеспечения (ПО) «Тахион 1.0» <sup>(A70)</sup>. Данное ПО, написанное на языке графического программирования LabVIEW, осуществляет управление всеми при-

борами, входящими в состав комплекса, и решает основную задачу вычисления формы ВЧ волновых пакетов, формируемых генератором сигналов произвольной формы и позволяющих получать требуемые комплексные функции пропускания АОДЛЗ с адаптивно управляемыми спектральными амплитудами и фазами. В основу ПО положен алгоритм ДФС, описанный в разделе 3.3.1. Программа имеет GUI, что существенно облегчает работу операторов лазерной системы (см. раздел 3.3.2). Модульный принцип языка LabVIEW, согласно которому каждая программа может в качестве исполняемой отдельной подпрограммы вызываться и выполняться другой программой, позволяет интегрировать ПО «Тахион 1.0» в программный комплекс пульта управления всей лазерной системы.

## 4.3. Синтез последовательностей УКИ

### 4.3.1. Постановка задачи

Последовательности УКИ находят применение в различных областях прикладной физики и химии: исследование динамики химических реакций и молекулярная спектроскопия с временным разрешением <sup>(288, 289)</sup>, генерация терагерцового излучения <sup>(290–292)</sup>, лазерные ускорители электронов <sup>(293, 294)</sup>, селективное возбуждение флюоресценции органических молекул <sup>(295)</sup>. Формирование нескольких фемтосекундных импульсов с различной фазовой и амплитудной модуляцией лежит в основе когерентного синтеза световых полей <sup>(35, 87)</sup>. Основной задачей на практике является создание стабильной и управляемой последовательности с регулируемым числом реплик, заданными интервалами между репликами и амплитудой каждой из них. Общим подходом к созданию последовательности импульсов при помощи электронного управляющего устройства является формирование определённой амплитудной и фазовой модуляции спектра УКИ <sup>(75)</sup>, однако конкретные результаты и особенности получаемой таким образом последовательности импульсов существенно зависят от конкретного закона модуляции, используемого в эксперименте. В частности, были разработаны методы генерации импульсных последовательностей с использованием только фазовой модуляции спектра <sup>(78, 102, 273)</sup> и бинарной фазовой модуляции <sup>(296, 297)</sup>, применимые для ЖК и микрзеркальных пространственных модуляторов света.

В простейшей теоретической модели АОДЛЗ рассматривается как линейный фильтр со свойством временной инвариантности, имеющий комплекснозначную функцию пропускания  $\tilde{H}(\omega)$ , заданную на конечном интервале циклических частот шириной  $\Delta\omega$  (см. раздел 2.1.1). Таким образом, спектр излучения 1-го порядка дифракции после АОДЛЗ  $\tilde{E}_{\text{out}}(\omega)$  связан с входным спектром  $\tilde{E}_{\text{in}}(\omega)$  как

$$\tilde{E}_{\text{out}}(\omega) = \tilde{E}_{\text{in}}(\omega)\tilde{H}(\omega). \quad (4.1)$$

В общем случае задачу создания реплик УКИ можно сформулировать так: из исходного одиночного УКИ при помощи АОДЛЗ формируется последовательность из  $N_r$  вторичных импульсов, каждый из которых отличается амплитудой  $A_n$  и фазовой модуляцией, характеризующейся коэффициентами дисперсии  $b_k^{(n)}$ ,  $k \geq 1$ . Величина относительной задержки каждой из реплик определяется её коэффициентом дисперсии первого порядка:  $\tau_n = b_1^{(n)}$ . Кроме того, для каждой реплики в общем случае можно задать индивидуальную функцию спектральной модуляции  $M_n(\omega)$ . Таким образом, можно представить комплекс-

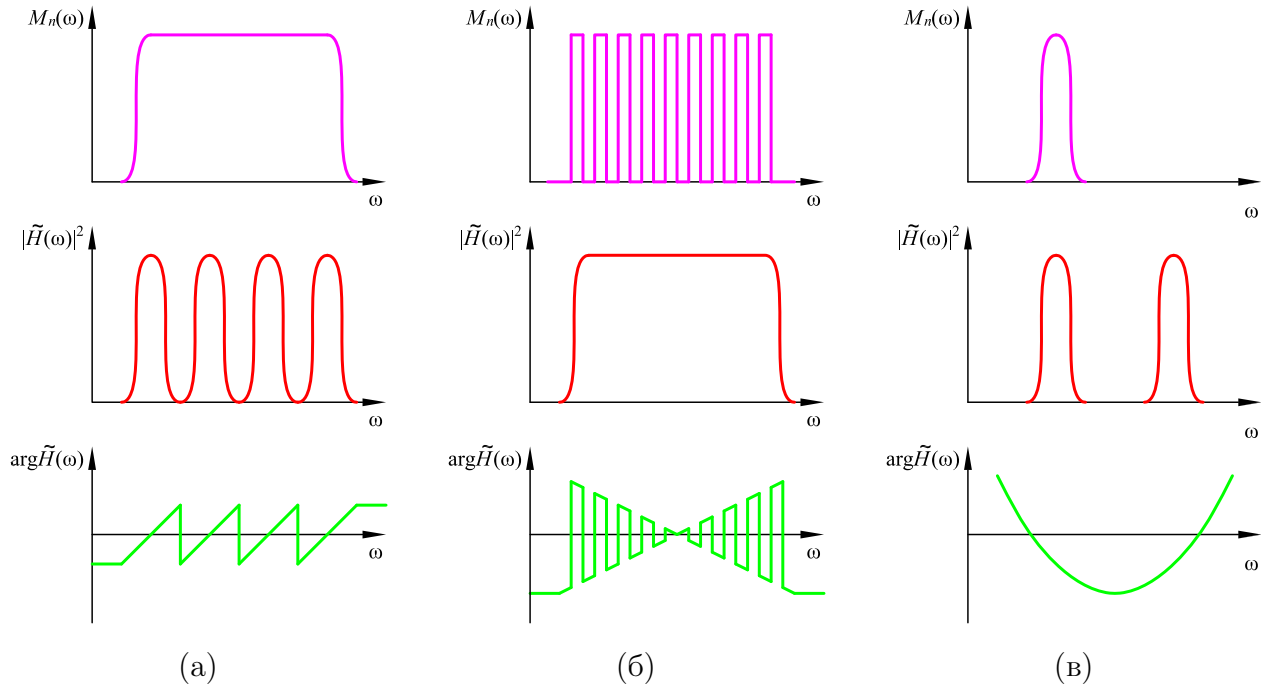


Рис. 4.10. Общий вид модуля и аргумента комплексной функции пропускания для создания двух реплик УКИ различными методами: (а) прямая фазово-амплитудная модуляция; (б) частотно-независимые гребёнки; (в) модуляция чирпированных импульсов.

ную функцию пропускания в виде

$$\tilde{H}(\omega) = W(\omega) \sum_{n=1}^{N_r} A_n M_n(\omega) \exp \left[ i\omega\tau_n + i \sum_{k \geq 2} \frac{b_k^{(n)}}{k!} (\omega - \omega_0)^k \right], \quad (4.2)$$

где  $W(\omega)$  — функция окна пропускания АОДЛЗ.

На рис. 4.10 схематически проиллюстрированы различные типы комплексной функции пропускания  $\tilde{H}(\omega)$ , позволяющие создавать реплики УКИ (для примера на иллюстрации выбрано  $N_r = 2$  реплики). В первом случае вид функции  $\tilde{H}(\omega)$  определяется в явном виде суммой экспоненциальных фазовых множителей, каждый из которых соответствует одной из реплик. Во втором случае весь рабочий интервал частот разбивается на  $N_r$  непересекающихся подмножеств, — частотно-независимых гребёнок, — на каждом из которых задан свой закон фазовой модуляции. Такой подход получил название метода частотно-независимых гребёнок (*англ.* multiple independent comb shaping, MICS) <sup>(273)</sup>. В третьем случае применяется амплитудная модуляция чирпированного выходного импульса, из которого вырезается  $N_r$  спектральных интервалов, каждый из которых соответствует одной из реплик. Этот метод отдельно рассмотрен в разделе 4.4.

### 4.3.2. Прямая фазово-амплитудная модуляция

Применение прямой фазово-амплитудной модуляции спектра с использованием АОДЛЗ для формирования реплик было описано в нескольких работах (20, 180, 182, 197, 202), однако детальный анализ данного метода, включая ограничения на максимальную величину создаваемой задержки, ранее не проводился. Рассмотрим особенности этого метода подробно.

Частным случаем уравнения (4.2) является  $M_n(\omega) = 1$ , то есть одинаковая спектральная огибающая для всех реплик. В этом случае  $N_r$  слагаемых отличаются только фазовой модуляцией и амплитудами. Такая функция пропускания имеет вид

$$\tilde{H}(\omega) = W(\omega) \sum_{n=1}^{N_r} A_n \exp \left[ i\omega\tau_n + i \sum_{k \geq 2} \frac{b_k^{(n)}}{k!} (\omega - \omega_0)^k \right]. \quad (4.3)$$

На практике распространен ещё более простой случай, в котором дисперсии высших порядков для всех реплик выбираются одинаковыми, то есть

$$\tilde{H}(\omega) = W(\omega) \exp \left[ i \sum_{k \geq 2} \frac{b_k}{k!} (\omega - \omega_0)^k \right] \sum_{n=1}^{N_r} A_n \exp(i\omega\tau_n). \quad (4.4)$$

Формирование реплик в данном случае обусловлено суммой фазовых множителей  $A_n \exp(i\omega\tau_n)$  в уравнении (4.4), которая имеет переменную абсолютную величину, что приводит к появлению периодических биений в выходном спектре  $\tilde{E}_{\text{out}}(\omega)$  (180, 182). Эти биения непосредственно связаны с репликами через преобразование Фурье: их структура определяется количеством реплик и интервалами между ними. Например, при  $N_r = 2$  период биений обратно пропорционален задержке между репликами  $\Delta\tau = \tau_2 - \tau_1$  и равняется  $2\pi/\Delta\tau$ . Таким образом, в спектре интенсивности дифрагировавшего света наблюдается модуляция по длине волны  $\lambda$  с периодом  $\lambda^2/(c_0\Delta\tau)$ . По мере увеличения временного интервала между репликами период спектральных биений сокращается, и глубина модуляции падает из-за конечного спектрального разрешения АОДЛЗ. Таким образом, фактический максимальный интервал между репликами определяется спектральной ЧКХ используемой АОДЛЗ, которая в свою очередь связана с шириной  $\delta\lambda$  и формой аппаратной функции АОДЛЗ (A8). Исходя из этого, максимальную задержку можно оценить как

$$\max \Delta\tau \approx \frac{\lambda^2}{1.5 \delta\lambda c_0}, \quad (4.5)$$

где коэффициент 1.5 соответствует идеальной форме функции пропускания АОДЛЗ и глубине модуляции 0.5. На практике, однако, расходимость световых и ультразвуковых полей приводит к искажению формы и уменьшению глубины модуляции, то есть к ухудшению



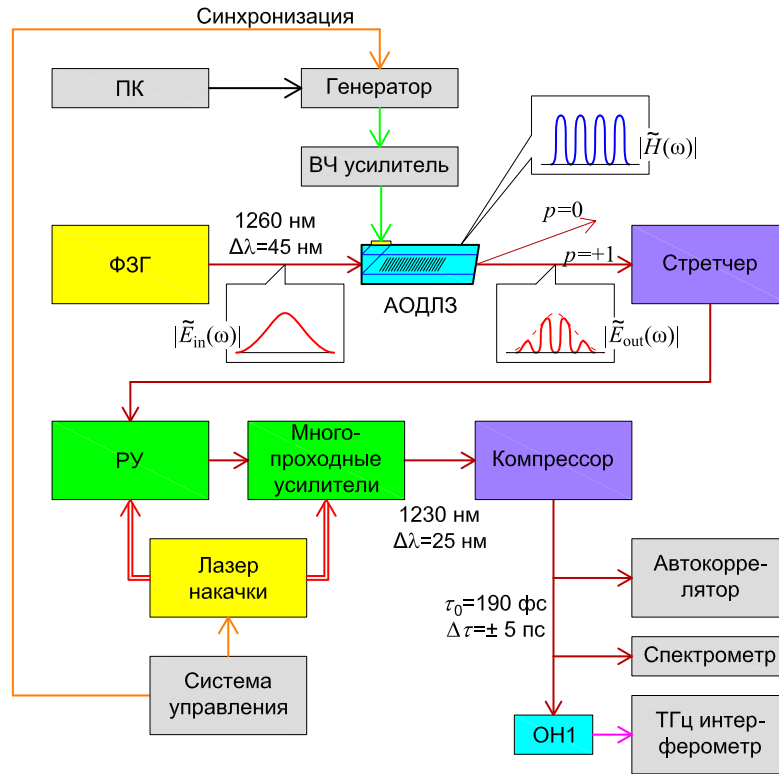


Рис. 4.11. Экспериментальная схема генерации реплик УКИ и терагерцового излучения в тераваттной Cr-форстеритовой лазерной системе. На рисунке обозначены: ОН1 — нелинейно-оптический кристалл ОН1.

спектральной ЧКХ АОДЛЗ. В итоге уменьшается и максимальная задержка между репликами  $\Delta\tau$ .

При увеличении числа реплик  $N_r > 2$  функция  $|\tilde{H}(\omega)|$  описывает биения нескольких гармонических функций и имеет следующие общие свойства:

- 1) максимальная величина функции равняется  $\sum_{n=1}^{N_r} A_n$ ;
- 2) если величины  $\tau_n$  имеют рациональное соотношение, то есть представимы в виде  $\tau_n = P_n \Delta\tau$ , где  $P_n \in \mathbb{Z}$ , то период функции  $|\tilde{H}(\omega)|$  равен  $2\pi/\Delta\tau$ .

Серия экспериментов по формированию последовательностей УКИ и их применению для генерации терагерцового излучения была выполнена на Cr-форстеритовой тераваттной фемтосекундной лазерной системе ОИВТ РАН, входящей в состав оборудования ЦКП «Лазерный фемтосекундный комплекс». Схема экспериментов представлена на рис. 4.11: фемтосекундная лазерная система имеет стандартную архитектуру СРА и состоит из ФЗГ, стретчера, РУ, трёх многопроходных усилителей и компрессора <sup>(298)</sup>.

Задающий генератор формирует фемтосекундные УКИ с энергией 3 нДж, шириной спектра 45 нм FWHM на центральной длине волны  $\lambda_0 = 1260$  нм и частотой повторения

73 МГц. АОДЛЗ установлена после задающего генератора и обеспечивает эффективность дифракции 50...80 % в зависимости от выбранного режима работы. После растяжения лазерного импульса во времени стретчером его энергия последовательно увеличивается до 40 мДж в регенеративном и многопроходных усилителях. В процессе усиления ширина спектра импульса уменьшается до 24 нм FWHM, а центральная длина волны сдвигается на 30 нм в область более коротких длин волн. Изменение центральной длины волны излучения связано с тем, что в кристаллах Sr-форстерита максимум коэффициента усиления находится на длине волны 1230 нм, а коэффициент поглощения имеет более низкое значение в области длин волн около 1260 нм. В генераторе, который работает в режиме низкого коэффициента усиления, длину волны генерации определяет поглощение, а в усилителе коэффициент усиления значительно выше поглощения, и поэтому длина волны генерации смещается в область более коротких длин волн (1230 нм). После сжатия в компрессоре энергия УКИ составляет 20 мДж, а спектрально-ограниченная длительность равняется  $\tau_0 = 120$  фс. Частота следования импульсов лазерной системы составляет 10 Гц и определяется используемыми лазерами накачки усилителей. Для измерения временного профиля лазерного импульса использовалась автокорреляционная схема измерений в неколлинеарной конфигурации. Механическая линия задержки в измерительной схеме позволяла измерять импульсы длительностью до 100 пс с разрешением 33 фс. Для генерации терагерцового излучения методом оптического выпрямления был использован органический кристалл ОН1 <sup>(299,300)</sup>.

Принципиальным параметром в задаче формирования реплик УКИ является спектральное разрешение АОДЛЗ. Поэтому для экспериментов была выбрана конфигурация квазиколлинеарной АО-ячейки с повышенным спектральным разрешением <sup>(A21)</sup>, соответствующая конфигурации V в таблице 1.1. Частота ультразвука, соответствующая фазовому синхронизму на центральной длине волны спектра  $\lambda_0 = 1260$  нм, равнялась  $f_0 = 65$  МГц. Ширина спектрального окна обработки АОДЛЗ равнялась  $\Delta\lambda = 100$  нм, а длительность ультразвуковых волновых пакетов составляла  $T_0 = 51.2$  мкс. АОДЛЗ создавала отрицательную дисперсию второго и третьего порядков, компенсирующую собственную дисперсию монокристалла парателлурита длиной 67 мм. Экспериментально измеренная ширина аппаратной функции АОДЛЗ  $\delta\lambda = 0.24$  нм FWHM, то есть на 40 % более узкая, чем АОДЛЗ конфигурации I для Sr-форстеритового лазера, описанная ранее в работе В.Я. Молчанова с соавторами <sup>(19)</sup>.

Методом прямой фазовой модуляции были получены две реплики УКИ с програм-

мируемой задержкой  $\Delta\tau = 0.5 \dots 1.5$  пс, использованные для генерации терагерцового излучения. Узкополосное терагерцовое излучение генерируется в нелинейной среде в результате детектирования биений, возникающих между двумя репликами chirпированного УКИ. Частота биений и ширина полосы определяются выражениями <sup>(38)</sup>

$$f_{\text{THz}} = \frac{\Delta\tau}{\pi\tau_0\tau_1}, \quad \Delta f_{\text{THz}} = \frac{\sqrt{2}}{\pi\tau_1}, \quad (4.6)$$

где  $\tau_1$  — длительность chirпированного УКИ, причём между характерными длительностями выполняется неравенство  $\tau_1 > \Delta\tau > \tau_0$ . Для получения необходимого chirпа УКИ ( $\tau_1 \approx 2.2$  пс) использовалась АОДЛЗ, причём собственная ДГС кристалла  $\text{TeO}_2$  добавлялась в ДГС, созданной за счёт АО-взаимодействия. В результате была продемонстрирована генерация терагерцового излучения с шириной полосы  $\Delta f_{\text{THz}} = 0.25$  ТГц и перестраиваемой частотой  $f_{\text{THz}} = 0.6 \dots 1.8$  ТГц <sup>(A21)</sup>.

### 4.3.3. Метод частотно-независимых гребёнок

Формирование последовательностей УКИ посредством только фазовой модуляции в спектральной области было разработано для применения пространственных фазовых модуляторов на основе жидких кристаллов <sup>(102, 273, 301)</sup>. Концепция метода MICS проиллюстрирована на рис. 4.12 для случая одномерного фазового модулятора. Более сложные оптические схемы позволяют реализовать двухмерные распределения или дополнительно осуществлять поляризационную модуляцию <sup>(302, 303)</sup>. Изначально особенности метода MICS были обусловлены конструкцией ЖК пространственных модуляторов:

- 1) пиксельной структурой, из-за которой спектр излучения разбивается на равные интервалы, в пределах которых фаза постоянна;
- 2) более простой конструкцией фазового модулятора по сравнению с фазово-амплитудным модулятором.

Несмотря на то, что данные особенности ЖК-модуляторов не переносятся на АОДЛЗ, в которых оптический спектр обрабатывается практически как континуум (а точнее, ультразвуковые волновые пакеты и соответствующие им спектры рассматриваются как дискретные величины, но шаг дискретизации по оси частот много меньше ширины аппаратной функции АОДЛЗ), а конструкция АОДЛЗ не усложняется при одновременном управлении фазой и амплитудой, данный метод представляется полезным и при использовании АОДЛЗ в качестве устройства, формирующего реплики УКИ.

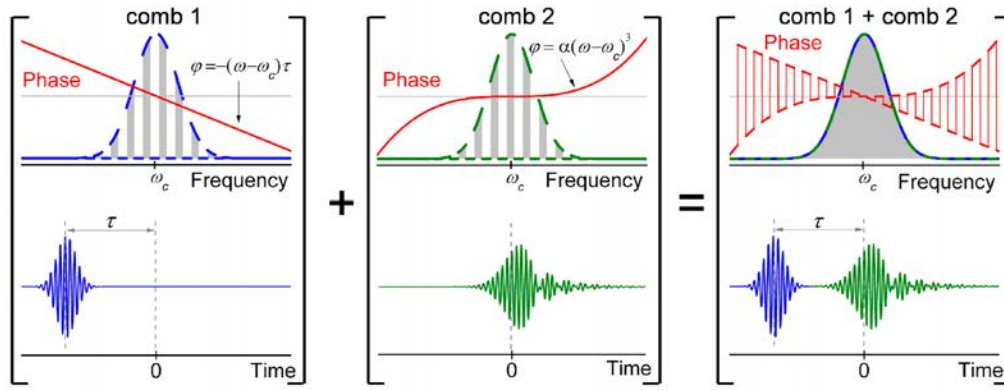


Рис. 4.12. Концепция множественных частотно-независимых гребёнок MICS. Последовательность из двух формируемых импульсов (например, спектрально-ограниченный импульс и импульс с дисперсией третьего порядка) создаётся кодированием кусочно-заданной фазовой маски на всей ширине спектра исходного импульса. Эта кусочно-заданная фазовая маска может быть рассмотрена как суперпозиция перемежающихся фазовых функций, определенных на двух независимых подмножествах (гребёнках) исходного спектра. Иллюстрация из источника [273].

Сформулируем метод MICS для АОДЛЗ (A26). Весь спектральный интервал шириной  $\Delta\omega$ , обрабатываемый АОДЛЗ, разобьём на последовательность непересекающихся интервалов  $\Omega_j$ , где  $j = 1 \dots r_{\max}N_r$  и  $r_{\max} \in \mathbb{N}$ , и зададим функции спектральной модуляции  $M_n(\omega)$  в виде

$$M_n(\omega) = \begin{cases} A_n & \text{при } \omega \in \Omega_{n+rN_r}; \\ 0 & \text{при } \omega \notin \Omega_{n+rN_r}, \end{cases} \quad (4.7)$$

где используется целочисленный индекс  $0 \leq r < r_{\max}$ . Таким образом, формируются  $N_r$  непересекающихся гребёнок, каждая из которых состоит из  $r_{\max}$  интервалов и соответствует одной реплике, а функции спектральной модуляции оказываются ортогональными:

$$\int M_j(\omega)M_k(\omega)d\omega = 0 \quad \text{при } j \neq k. \quad (4.8)$$

Вообще говоря, отрезки  $\Omega_j$  можно выбирать произвольной длины, так как принцип работы АОДЛЗ (в отличие от ЖК пространственного модулятора) не накладывает строгих ограничений на дискретизацию разбиения спектра. Тем не менее существует ряд практических ограничений на ширину отрезков и их количество. Минимальная ширина отрезков ограничена спектральным разрешением АОДЛЗ. Как и в рассмотренном ранее случае прямой фазово-амплитудной модуляции, ограничение здесь определяется спектральной ЧКХ (A8). Если ширина аппаратной функции АОДЛЗ равна  $\delta\lambda$ , справедливо следующее

неравенство

$$\frac{2\pi c_0}{\lambda^2} \delta\lambda \leq \frac{\Delta\omega}{r_{\max} N_r}, \quad (4.9)$$

или

$$r_{\max} \leq \frac{\Delta\lambda}{\delta\lambda N_r}. \quad (4.10)$$

Например, эксперименты по бинарной модуляции спектра УКИ <sup>(A9, A10)</sup> продемонстрировали, что для АОДЛЗ конфигурации II в спектральном интервале шириной  $\Delta\lambda_0 = 120$  нм можно сформировать порядка 100 независимых спектральных интервалов (см. рис. 3.21 и 3.22).

Элементарный анализ показывает, что наличие резких скачков спектральной фазы сигнала приводит к появлению модуляции амплитуды функции пропускания, обусловленной конечной шириной аппаратной функции АОДЛЗ. Единичный фазовый скачок на длине волны  $\lambda_0$  на величину  $\Delta\phi$  описывается функцией

$$H_{\text{step}}(\lambda) = 1 + (\exp(i\Delta\phi) - 1)\sigma(\lambda - \lambda_0), \quad (4.11)$$

где  $\sigma$  — функция Хевисайда. Аппаратную функцию шириной  $\delta\lambda$  FWHM представим для примера в виде лоренцевского контура

$$H_{\text{line}}(\lambda) = \frac{\delta\lambda^2}{4\lambda^2 + \delta\lambda^2}. \quad (4.12)$$

Тогда истинная функция пропускания описывается выражением

$$H_{\text{conv}}(\lambda) = \frac{1}{H_0} H_{\text{step}}(\lambda) \otimes H_{\text{line}}(\lambda) = 1 + \frac{\exp(i\Delta\phi) - 1}{\pi} \operatorname{arctg} \frac{\delta\lambda}{2|\lambda - \lambda_0|}, \quad (4.13)$$

где оператор  $\otimes$  означает свёртку функций, а нормировочный множитель равен

$$H_0 = \int_{-\infty}^{+\infty} H_{\text{line}}(\lambda) d\lambda = \frac{\pi}{2} \delta\lambda. \quad (4.14)$$

Выражение (4.13) описывает узкий провал в функции пропускания, ширина которого равна  $\delta\lambda$ . На центральной длине волны  $\lambda_0$  абсолютное значение функции пропускания равно

$$\lim_{\lambda \rightarrow \lambda_0} |H_{\text{conv}}(\lambda)| = \cos \frac{\Delta\phi}{2}, \quad (4.15)$$

то есть оно монотонно убывает от 1 до 0 при увеличении фазового скачка  $|\Delta\phi|$  от 0 до  $\pi$ . Аналогичный результат имеет место и для других форм аппаратной функции  $H_{\text{line}}(\lambda)$ .

Численное моделирование, результаты которого приведены на рис. 4.13, подтверждает данный вывод. Моделирование было выполнено для  $N_r = 2$ . Пока ширина интервала

относительно велика, то есть выполняется условие  $r_{\max} \ll \Delta\lambda/(\delta\lambda N_r)$ , амплитудная модуляция функции пропускания имеет вид узких линий, совпадающих с точками скачка фазы. Ширина линий при этом равна  $\delta\lambda$ , а глубина модуляции пропорциональна величине фазового скачка. Когда же ширина интервалов становится сопоставима с  $\delta\lambda$ , линии начинают сливаться, а вид амплитудной модуляции приближается к синусоидальной функции с периодом  $\lambda^2/(c_0\Delta\tau)$ .

На рис. 4.14 приведены результаты соответствующего эксперимента. Был использован волоконный ФЗГ *OneFive Origami HP* с центральной длиной волны  $\lambda_0 = 1053$  нм и шириной спектра  $\Delta\lambda = 21$  нм FWHM, спектрометр *Ocean Optics HR4000* с разрешением 0.15 нм, AWG-генератор сигналов *Keysight N8241A* и АОДЛЗ конфигурации III, описанная в разделе 4.1. На измеренных спектрах наблюдается характерный переход к низкочастотной модуляции при увеличении величины  $r_{\max}$  и соответствующем уменьшении ширины спектральных интервалов  $\Omega_j$ . Отметим, что подобный эффект фазово-амплитудных связей и амплитудная модуляция выходного спектра при резких скачках фазы наблюдается и в  $4F$ -шейперах из-за пиксельной структуры ЖК-модулятора <sup>(304)</sup>.

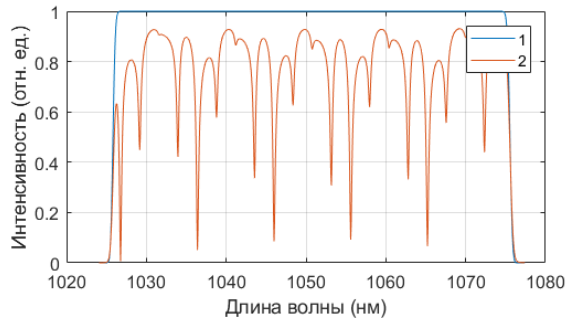
Особенностью метода MICS является появление сателлитов (дополнительных реплик), обусловленных видом функции  $M_n(\omega)$  <sup>(273)</sup>. Сателлиты можно рассматривать и как реплики импульса, получаемые чисто амплитудной периодической модуляцией спектра <sup>(78)</sup>. Расстояние по оси времени от основного импульса до сателлитов определяется шириной спектрального интервала  $|\Omega_j|$ . В дальнейшем будем рассматривать равные спектральные интервалы  $|\Omega_j| = \Delta\omega/(r_{\max}N)$ . Каждой из реплик соответствует функция пропускания, аналогичная пространственной функции пропускания дифракционной решётки. Свойства соответствующего такой функции импульсного отклика

$$E_n(t) = \frac{\exp(i\Delta\omega t) - 1}{\exp(i\Delta\omega t/r_{\max}) - 1} \operatorname{sinc} \frac{\Delta\omega t}{2\pi r_{\max}N_r} \exp \frac{i\Delta\omega(N_r + n)t}{r_{\max}N_r} \quad (4.16)$$

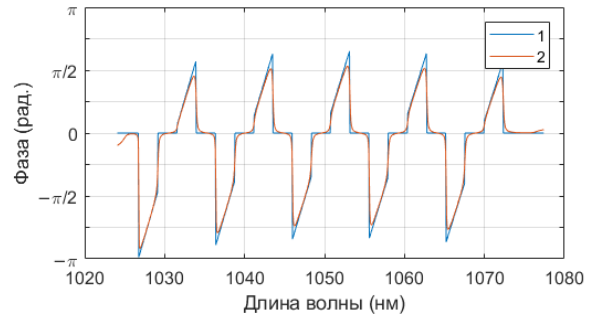
хорошо известны, так как задача его нахождения математически тождественна задаче дифракции плоской волны на периодической амплитудной дифракционной решётке <sup>(305)</sup>. Выходное поле определяется свёрткой входного поля с импульсным откликом (4.16) с учётом амплитудных и фазовых множителей:

$$E_{\text{out}}(t) = \sum_{n=1}^{N_r} A_n E_{\text{in}}(t) E_n(t + \tau_n). \quad (4.17)$$

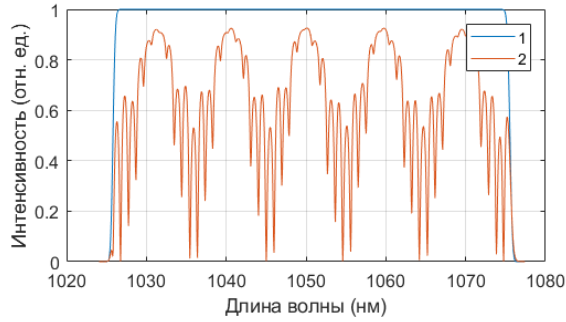
В выражении (4.16) первый сомножитель представляет собой периодическую функцию с главными и побочными максимумами. Главные максимумы наблюдаются, когда знаменатель обращается в 0, то есть при  $t = (2\pi/\Delta\omega)r_{\max}p$ , где  $p \in \mathbb{Z}$ . Характерная ширина



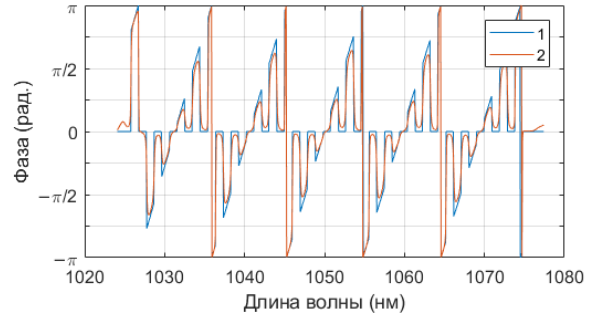
(а)



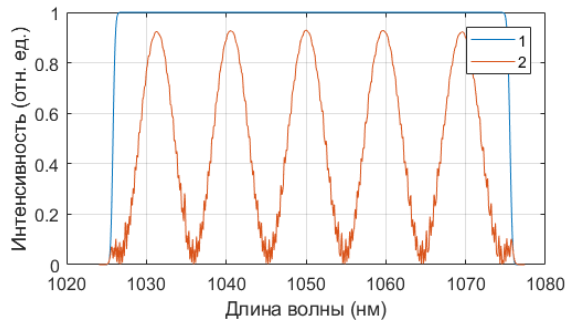
(б)



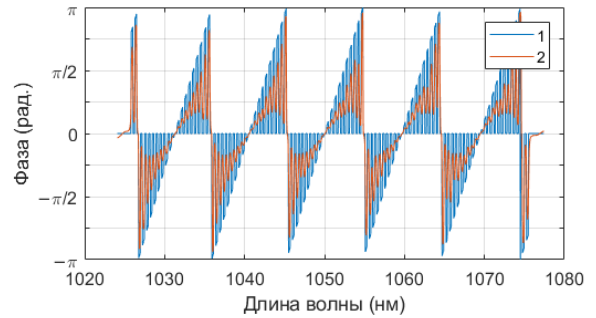
(а)



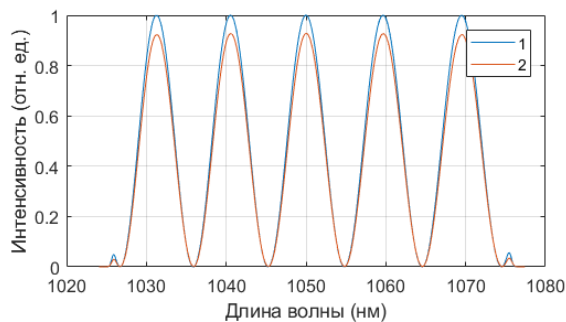
(б)



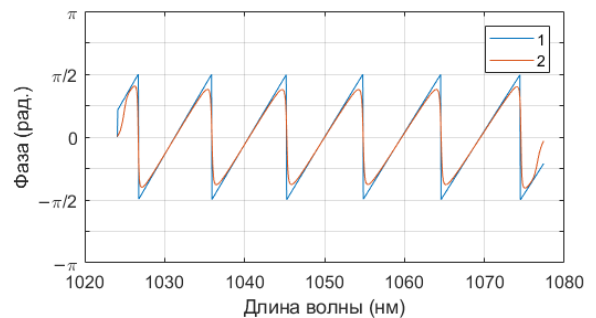
(а)



(б)



(ж)



(и)

Рис. 4.13. Расчётная амплитуда и фаза функции пропускания: (а, б) MICS, ширина интервала  $10\delta\lambda$ ; (в, г) MICS, ширина интервала  $4\delta\lambda$ ; (д, е) MICS, ширина интервала  $\delta\lambda$ ; (ж, и) прямая фазовая модуляция. На рисунке обозначены: 1 – идеальная функция  $\tilde{H}(\omega)$ , 2 – свёртка с лоренцевым контуром шириной  $\delta\lambda$ .



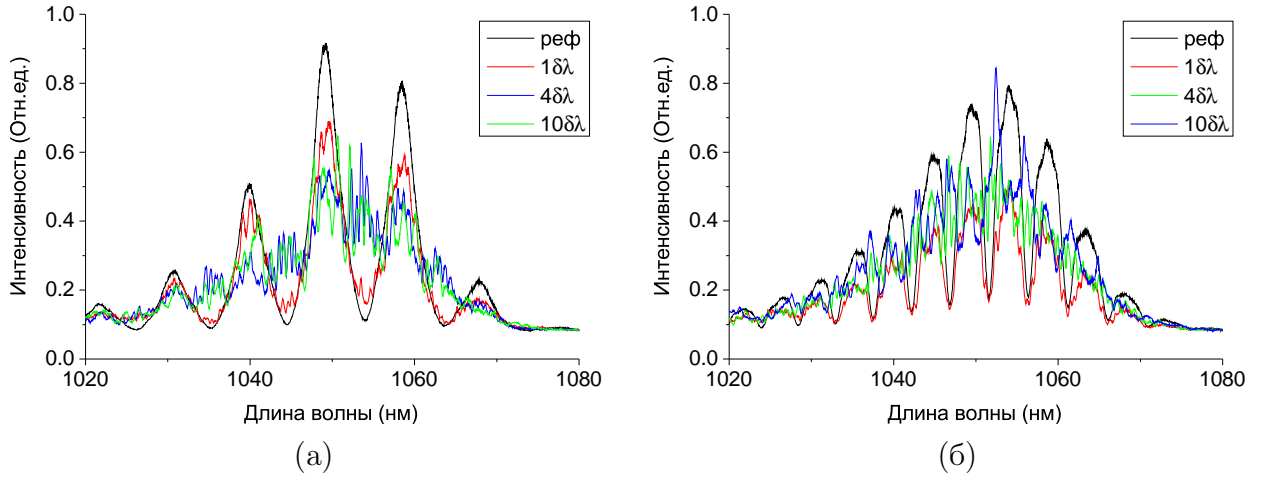


Рис. 4.14. Измеренные спектры дифрагировавших импульсов при различной ширине интервала метода MICS от 1 до  $10 \delta\lambda$  при задержке между репликами (а)  $\Delta\tau = 360$  фс; (б)  $\Delta\tau = 720$  фс; референтный спектр получен методом прямой фазово-амплитудной модуляции.

главного максимума практически не зависит от величины  $r_{\max}$  и равняется  $2\pi/\Delta\omega$ . Между соседними главными максимумами наблюдается  $r_{\max} - 1$  побочных максимумов, амплитуда которых убывает как  $1/r_{\max}$ . Второй сомножитель описывает огибающую — функцию sinc вида (2.16), имеющую нули при  $t = (2\pi/\Delta\omega)r_{\max}N_r p$ . Таким образом, в пределах центрального максимума огибающей при  $|t| \leq (2\pi/\Delta\omega)r_{\max}N_r$  существует  $2N_r - 1$  главных максимумов, описывающих возникающие сателлиты. Ближайшие сателлиты при  $p = \pm 1$  расположены на расстоянии  $(2\pi/\Delta\omega)r_{\max}$  от основного пика импульсного отклика, то есть для увеличения диапазона создаваемых задержек между репликами желательно увеличивать параметр  $r_{\max}$ . Характерный вид абсолютной величины импульсного отклика приведён на рис. 4.15 (ширина главных максимумов показана условно, а побочные максимумы не показаны).

Максимальную величину задержки, при которой не происходит перекрытия реплик с сателлитами, можно оценить через ширину спектра  $\Delta\lambda$  как

$$\max \Delta\tau \approx \frac{\lambda^2}{\Delta\lambda c_0} r_{\max} = \frac{\lambda^2}{1.5\delta\lambda c_0 N_r}, \quad (4.18)$$

где учтено, что минимальный допустимый частотный интервал  $|\Omega_j|$  соответствует интервалу длин волн  $1.5\delta\lambda$ .

Можно отметить связь между максимальной величиной групповой задержки, формируемой АОДЛЗ, и максимальной достижимой задержкой между репликами, описываемой выражениями (4.5) и (4.18). В соответствии с (3.88), полоса пропускания квазиколлинеар-

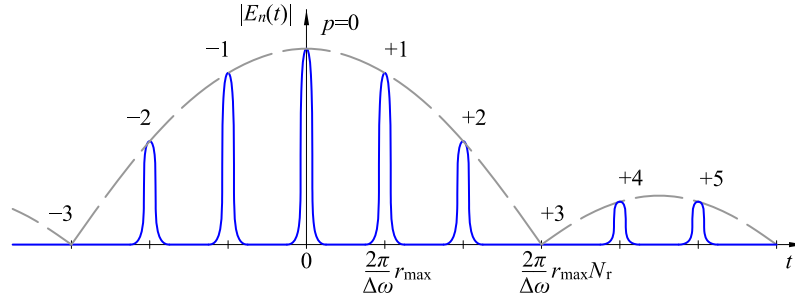


Рис. 4.15. Абсолютная величина импульсного отклика для одной реплики, формируемой методом MICS, на примере  $N_r = 3$ . Штриховая линия (—) показывает огибающую вида  $\text{sinc } x$ , определяющую амплитуды главных максимумов.

ного АО-фильтра описывается выражением

$$\delta\lambda = \frac{0.8\lambda^2}{\Delta n L \cos \psi}, \quad (4.19)$$

где  $\Delta n$  — разница показателей преломления падающей и дифрагировавшей волн, определяемая длиной волны света и геометрией дифракции (направлением в кристалле). Таким образом, выражение (4.5) можно представить в виде

$$\max \Delta\tau \approx \frac{\Delta n L \cos \psi}{1.2c_0}, \quad (4.20)$$

где величина  $\tau_{\text{gr}} = \Delta n L / c_0$  представляет собой временную задержку между Е- и О-волной в кристалле на центральной длине волны согласно (1.32).

Экспериментальная установка для исследования генерации реплик УКИ методом MICS соответствует рис. 4.11. Для измерения характеристик последовательности реплик проводились измерения автокорреляционной функции (АКФ). Модельная АКФ импульса, состоящего из двух реплик одинаковой интенсивности, содержит три эквидистантных пика, расстояние между которыми равно задержке между репликами  $\tau_2 - \tau_1$ , а максимальные значения в пиках приблизительно соотносятся как 1 : 2 : 1. Боковые пики АКФ отделяются от центрального пика, когда интервал между репликами приблизительно в 1.7 раз превышает длительность спектрально-ограниченного импульса в предположении гауссовой формы огибающей УКИ.

Измеренные АКФ, полученные методом прямой частотно-фазовой модуляции при  $N_r = 2$  и различных задержках  $\Delta\tau$  в диапазоне 0.3...6 пс, приведены на рис. 4.16. Так, при  $\Delta\tau \leq 0.4$  пс максимумы АКФ заметно перекрываются, что обусловлено их собственной шириной. В диапазоне 0.5...3 пс экспериментальные АКФ хорошо соответствуют модельным. При  $\Delta\tau > 3.0$  пс наблюдаются отклонения АКФ от модельной, заключающиеся в

снижении относительной интенсивности боковых пиков АКФ. Измеренная по АКФ величина задержки между репликами линейно пропорциональна заданной величине задержки  $\Delta\tau$  с коэффициентом корреляции более 0.999; систематическая погрешность между измеренной и заданной величиной задержки составила 5.7 %, что можно объяснить неточностью калибровки экспериментальной аппаратуры, а также смещением центральной длины волн лазерного излучения в усилительном тракте.

Принципиальным вопросом эффективного использования метода MICS является выбор оптимальной ширины интервалов  $\Omega_j$ , на которые разбивается рабочий диапазон частот. С этой целью были экспериментально проанализированы изменения в АКФ при следующих параметрах функции пропускания: были выбраны значения  $N_r = 2$ ,  $A_1 = 1$ ,  $A_2 = 0$ , то есть разбиение спектра на интервалы соответствовало двум репликам, но формировалась только одна из них; число интервалов  $r_{\max}$ , на которые разбивался диапазон рабочих частот, варьировалось. Согласно формуле (4.18), максимальная величина задержки при ширине интервала  $|\Omega_j|$ , соответствующей в единицах длин волн интервалу  $1.5\delta\lambda$ , составляет приблизительно 7.4 пс. Экспериментальные результаты приведены на рис. 4.17 и в таблице 4.2. Временной интервал от основного пика АКФ до первого сателлита обратно пропорционален ширине интервала спектральной гребёнки, что и ограничивает максимальную величину задержки, формируемой методом MICS. АКФ двух реплик УКИ, полученных методом MICS, показаны на рис. 4.18.

Сравнение рис. 4.16 (а) и рис. 4.18 показывает, что метод MICS позволяет получить лучшее разрешение реплик по времени при малых величинах задержки, чем метод прямой фазово-амплитудной модуляции. Причина более низкого контраста реплик, формируемых методом прямой фазово-амплитудной модуляции, заключается в следующем. Как отмечено выше, период биений функции пропускания АОДЛЗ обратно пропорционален задержке между репликами  $\Delta\tau$ . При малых задержках период биений становится сравним с шириной спектра падающего излучения, что приводит к сужению спектра дифрагировавшего излучения и, следовательно, увеличению длительности спектрально-ограниченных импульсов. Свидетельством сужения спектра является то, что при увеличении задержки, когда отдельные пики АКФ разделяются, их ширина при прямой модуляции больше, чем при использовании MICS. Например, при  $\Delta\tau = 0.6$  пс ширина АКФ составляет 144 фс FWHM при использовании метода MICS, рис. 4.18, и 180 фс при использовании метода прямой фазово-амплитудно модуляции, рис. 4.16 (а).

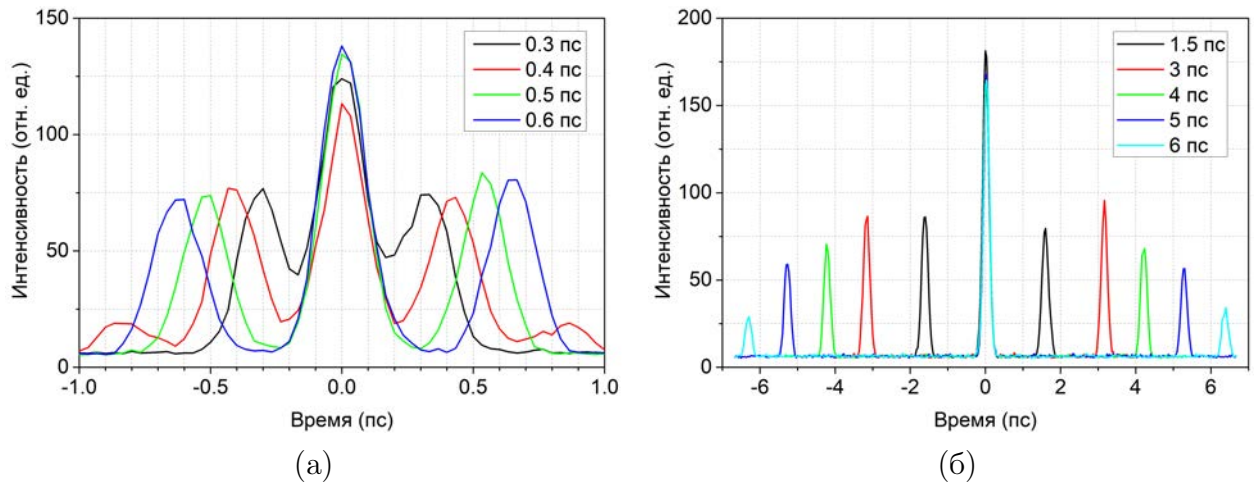


Рис. 4.16. АКФ для двух реплик, формируемых методом прямой фазово-амплитудной модуляции, при различных величинах задержки  $\Delta\tau$ : (а) 0.3...0.6 пс; (б) 1.5...6 пс.

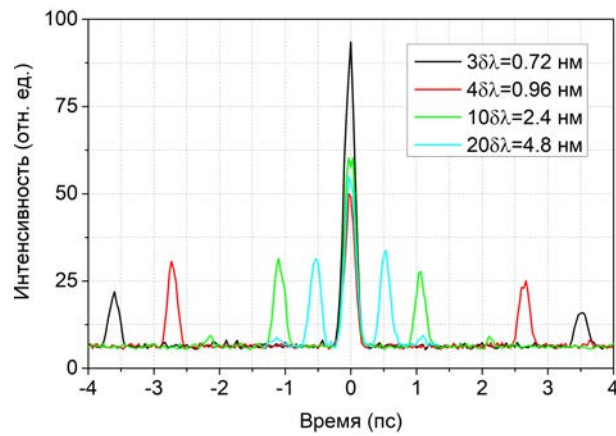


Рис. 4.17. АКФ одной реплики при  $N_r = 2$ , формируемой методом MICS, при различных интервалах разбиения спектра. Побочные максимумы АКФ соответствуют сателлитам.

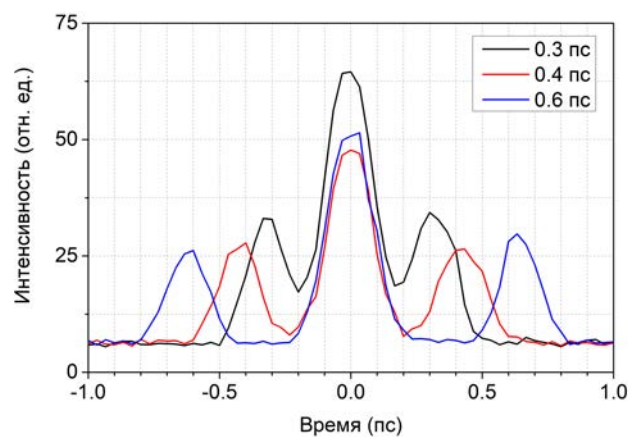


Рис. 4.18. АКФ для двух реплик, формируемых методом MICS, при различных величинах задержки  $\Delta\tau = 0.3 \dots 0.6$  пс. Ширина спектральных интервалов соответствует  $4\delta\lambda$ .

Таблица 4.2. Характеристики АКФ импульсного отклика метода MICS при  $N_r = 2$ .

Относительная ширина интервала	$1\delta\lambda$	$2\delta\lambda$	$3\delta\lambda$	$4\delta\lambda$	$10\delta\lambda$	$20\delta\lambda$
Абсолютная ширина интервала, мкм	0.24	0.48	0.72	0.96	2.4	4.8
Число интервалов $r_{\max}$	208	104	69	52	20	10
Положение первого спутника, пс	10.8	5.4	3.6	2.7	1.1	0.6

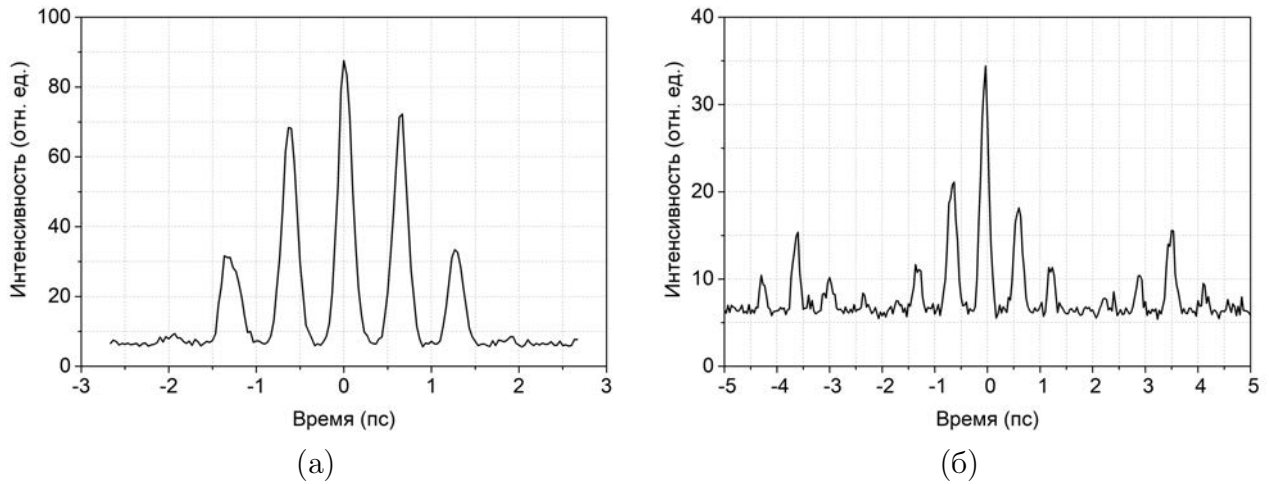


Рис. 4.19. АКФ для трёх реплик с интервалом  $\Delta\tau = 0.6$  пс: (а) метод прямой фазово-амплитудной модуляции; (б) метод MICS.

Экспериментальные АКФ для  $N_r = 3$  реплик с равными интервалами  $\Delta\tau = 0.6$  пс приведены на рис. 4.19. При прямой фазово-амплитудной модуляции наблюдается относительное уменьшение 3-го пика АКФ приблизительно на 40 %, что свидетельствует о различной амплитуде формируемых реплик. При использовании метода MICS в данном эксперименте была выбрана ширина интервала  $3\delta\lambda = 0.72$  нм,  $r_{\max} = 69$ . Интенсивности пиков АКФ в данном случае соответствуют теоретическому отношению 1:2:3:2:1 с погрешностью приблизительно 10 %, однако наблюдаются спутники на расстоянии 3.6 пс от основного максимума, и общая интенсивность АКФ для главного максимума примерно в 3 раза меньше, чем в случае прямой фазово-амплитудной модуляции. Задача подавления нежелательных спутников была решена рассмотренным далее модифицированным методом MICS. При этом отметим, что эффект внутриимпульсной спектральной интерференции используется для получения реплик импульсов с помощью бинарных фазовых модуляторов (296, 297).

#### 4.3.4. Рандомизированные частотно-независимые гребёнки

Как было отмечено выше (см. раздел 4.3.3), основной проблемой метода MICS являются паразитные импульсы (сателлиты), появляющиеся за счёт конструктивной интерференции в периодической гребёнке. Расстояние между сателлитами кратно величине  $2\pi r_{\max}/\Delta\omega$ , то есть обратно пропорционально периоду гребёнки. В пространственных ЖК-модуляторах период решетки жёстко связан с размером пикселя модулятора, и единственной возможностью управлять им является группировка соседних пикселей. Напротив, АОДЛЗ позволяет производить произвольное разбиение спектра на отрезки различной ширины, что может быть использовано для нарушения периодичности гребёнки и, следовательно, подавления конструктивной интерференции и обусловленных ей паразитных импульсов. Несмотря на то, что ширину каждого окна пропускания АОДЛЗ можно менять практически непрерывно с точностью, намного превышающей собственную ширину полосы фазового синхронизма, цифровые методы синтеза управляющих сигналов, описанные в главе 3, основаны на преобразованиях дискретных функций. По этой причине далее будем рассматривать оптическую частоту и зависящие от неё функции как дискретные величины.

Основные этапы формирования рандомизированной частотно-независимой гребёнки (*англ.* randomized multiple independent comb shaping, RandoMICS) показаны на рис. 4.20. Для начала рассмотрим равномерную сетку оптических частот  $\{\omega_n : n = [1, N_d]_{\mathbb{N}}\}$  с шагом  $\delta\omega$ . Гребёнку, заданную на этой сетке, можно однозначно сопоставить с целочисленным массивом

$$D = \{d_m : m = [1, M]_{\mathbb{N}}, d_m \in \mathbb{N}\}, \quad (4.21)$$

где  $M$  — полное число элементов гребёнки. Для случая формирования  $N_r$  реплик с амплитудами  $A_k$  и задержками  $\tau_k$  функция пропускания  $\tilde{H}$  определяется в следующем виде:

$$\tilde{H}_n = \sum_{k=1}^{N_r} A_k \exp(i\omega_n \tau_k) W_{nk} \quad (4.22)$$

где  $W_{nk}$  — дискретная функция окна вида

$$W_{nk} = \begin{cases} 1 & \text{при } \text{mod } [m'(n) - k, N_r] = 0; \\ 0 & \text{в остальных случаях;} \end{cases} \quad (4.23)$$

а  $m'(n)$  — индекс элемента гребёнки, содержащего частоту  $\omega_n$ :

$$m'(n) = \min \left\{ m : n \leq \sum_{j=1}^m d_j \right\}. \quad (4.24)$$

Таким образом, величины  $d_m$  представляют собой переменный фактор группировки.

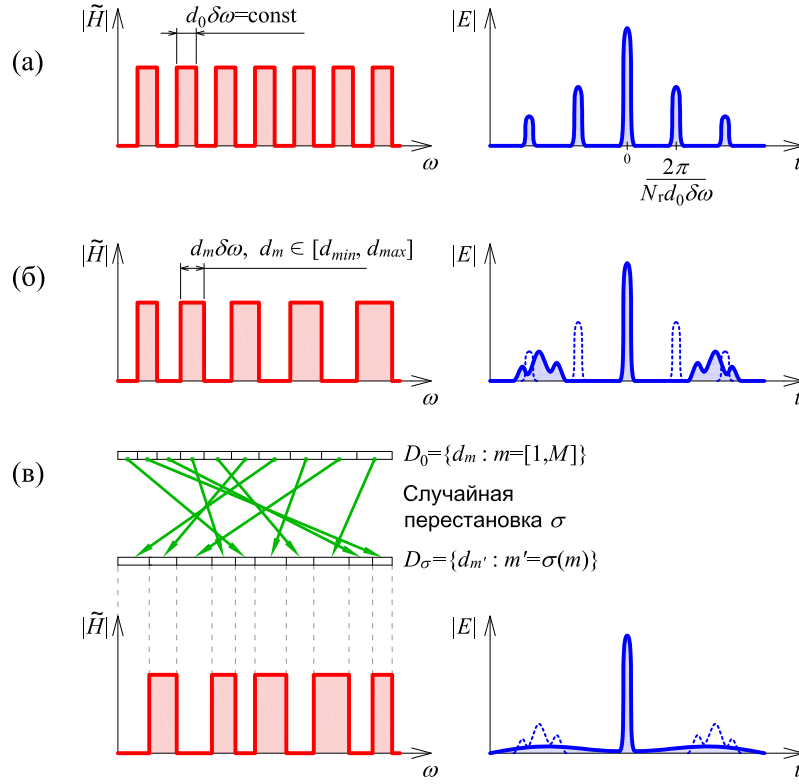


Рис. 4.20. Принцип формирования аperiodических гребёнок в частотной области: (а) гребёнка с постоянным интервалом создаёт сателлиты в точках  $t_p = 2\pi r / (N_r d_0 \delta\omega)$ ; (б) аperiodическая гребёнка с монотонно меняющимся периодом порождает сателлиты меньшей интенсивности, но большей длительности; (в) случайная перестановка  $\sigma$  стохастически формирует гребёнку со случайно расположенными интервалами различной ширины, которая порождает слабый пьедестал импульса вместо сателлитов.

Функция распределения элементов гребёнки по ширине определяется следующим образом:

$$P(d) = ||\{d_m : d_m = d, m = [1, M]_{\mathbb{N}}, d \in [d_{\min}, d_{\max}]_{\mathbb{N}}\}||, \quad (4.25)$$

где  $||s||$  обозначает мощность (число элементов) множества  $s$ ,  $d$  — целочисленная переменная. Выражение (4.22) определяет  $N_r$  непересекающихся взаимно дополняющих гребёнок, полностью перекрывающих весь обрабатываемый спектр, то есть

$$\sum_{m=1}^M d_m = \sum_{d=d_{\min}}^{d_{\max}} P(d) = N_d. \quad (4.26)$$

Если распределение  $P(d)$  задано, регулярная аperiodическая гребёнка  $D_0$  с монотонно увеличивающимся периодом может быть построена по следующему правилу:

$$d_m = \min \left\{ d : m \leq \sum_{j=d_{\min}}^d P(j) \right\}. \quad (4.27)$$



Согласно этому определению,

$$d_{m+1} \geq d_m. \quad (4.28)$$

Рандомизированная гребёнка, определяемая массивом

$$D_\sigma = \{d_{m'} : m' = \sigma(m), m = [1, M]_{\mathbb{N}}\}, \quad (4.29)$$

получается применением случайной перестановки  $\sigma$  к массиву  $D_0$ . Таким способом может быть получено множество различных гребёнок, имеющих одинаковое распределение ширин  $P(d)$ .

Сетка частот  $\{\omega_n\}$  зависит от ширины спектра обрабатываемого лазерного излучения и параметров АОДЛЗ. Мы считаем эти параметры постоянными. Таким образом, параметрами задачи, которые можно оптимизировать, является распределение  $P(r)$  и перестановка  $\sigma$ .

Оптимизация случайной гребёнки выполнялась в два этапа <sup>(A33)</sup>. На первом этапе была осуществлена оптимизация распределения  $P(r)$  методом дифференциальной эволюции. На втором этапе была осуществлена оптимизация случайной перестановки  $\sigma$  методом Монте-Карло. На обоих этапах оптимизация выполнялась полностью или частично стохастически, поэтому полученное решение не обязательно является глобальным минимумом в рассматриваемой задаче, но результаты оптимизации были воспроизводимы в серии различных численных экспериментов со случайными начальными условиями и были устойчивы при изменении параметров задачи.

Поиск оптимального распределения  $P(r)$  относится к задачам оптимизации с ограничением. В данном случае ограничением является условие постоянного числа элементов гребёнки (4.26). Дополнительно мы вводим параметр  $d_{\min}$ , представляющий собой нижнюю границу величины  $d_m$ :

$$d_{\min} \leq d_m \quad (4.30)$$

Максимальная величина  $d_m$  не была ограничена, но параметр  $d_{\max}$  используется для определения размерности  $M$  вектора  $D$ , то есть полного числа элементов гребёнки

$$M = \lfloor 2N_d/d_{\max} \rfloor, \quad (4.31)$$

где  $\lfloor x \rfloor$  обозначает целую часть  $x$ . Число узлов сетки  $N_d$  было фиксировано. Это определяет среднюю величину ширины элемента случайной гребёнки с однородным распределением равной  $\langle d_m \rangle \approx d_{\max}/2$ . Для оптимизации гребёнки был выбран алгоритм дифференциальной эволюции со случайным выбором родителей и биномиальным скрещиванием

(DE/rand/1/bin) <sup>(306)</sup>. Алгоритм был модифицирован для дискретных переменных с ограничениями (4.26) и (4.30) посредством дополнительной процедуры коррекции <sup>(A33)</sup>.

Целью оптимизации являлось получение максимального контраста импульсов относительно пьедестала, поэтому в качестве целевой функции была выбрана величина напряженности электрического поля  $|E_{\text{out}}(t)|$  при  $|t| \geq \tau_0$ , то есть вне основного максимума. При этом напряженность поля на выходе АОДЛЗ вычислялась в предположении спектрально-ограниченного импульса гауссовой формы на входе, имеющего ширину спектра  $\Delta\omega$ :

$$E_{\text{out}} = \text{FT} \left[ \tilde{H}_n \exp \left( -\frac{\omega_n^2}{2\Delta\omega^2} \right) \right], \quad (4.32)$$

где оператор FT означает БПФ, а оптимизация проводилась для двух реплик ( $N_r = 2$ ), амплитуда одной из которых была равна нулю ( $A = \{1, 0\}$ ). При этом напряженность поля  $E_{\text{out}}$  имеет один максимум и симметричный пьедестал. Этот режим формирования одного импульса может быть реализован экспериментально, поскольку АОДЛЗ позволяет осуществлять не только фазовую, но и амплитудную модуляцию спектра одновременно (фактически, такой режим работы АОДЛЗ был продемонстрирован ранее на рис. 3.21 и 3.22 при демонстрации бинарного спектрального кодирования). Особенность рассматриваемой задачи заключается в том, что после применения случайной перестановки  $\sigma$ , меняющей функцию пропускания  $T$ , форма пьедестала и величина его пиков может существенно меняться квазислучайным образом. По этой причине при применении алгоритма дифференциальной эволюции величина  $|E_{\text{out}}(t)|$  усреднялась по выборке случайных перестановок, то есть целевая функция имела вид

$$E_{\text{sat}} = \max_{|t| > \tau_0} \langle |E_{\text{out}}(t)| \rangle. \quad (4.33)$$

Число случайных перестановок  $\sigma$  было выбрано равным 20, что обеспечивало достаточное сглаживание и быстрое действие.

Разработанный алгоритм дифференциальной эволюции был применён в популяции из 100 распределений; начальная популяция первого поколения была составлена из случайных распределений, удовлетворяющих условиям (4.26), (4.30) и (4.31). По результатам оптимизации было получено, что оптимальное распределение можно представить в виде

$$P_{\text{opt}}(r) = [P_1 r^x + P_0], \quad (4.34)$$

где параметры  $P_0$ ,  $P_1$  и  $x < 0$  находятся методом нелинейных наименьших квадратов.

Оптимизация была выполнена для следующих параметров АОДЛЗ высокого разрешения, соответствующих конфигурации IV (см. таблицу 1.3): временная апертура

$T_a \approx 100$  мкс ( $T_0 = 102.4$  мкс), оптический спектр полной шириной  $\Delta\lambda_0 = 150$  нм на центральной длине волны  $\lambda_0 = 795$  нм, что соответствует полосе частот радиосигнала  $\Delta f = 17.05$  МГц. В соответствии с (3.29), число узлов спектральной сетки равнялось  $N_d = 2T_0\Delta f = 3494$ . Минимальная ширина аппаратной функции АОДЛЗ равнялась  $\delta\lambda = 0.24$  нм FWHM, что соответствует минимальному размеру интервала  $d_{\min} = 5$ . Максимальный размер интервала равнялся  $d_{\max} = 20$ , что соответствует спектральной ширине  $4\delta\lambda$  в (см. раздел 4.3.3). По результатам оптимизации для этих параметров спектра значения коэффициентов в (4.34) были найдены равными  $P_1 = 2900$ ,  $P_0 = 0.8$ ,  $x = -2.2$ . Далее функция (4.34) с этими коэффициентами использовалась как оптимальная.

На рис. 4.21 показаны результаты численного моделирования для различных распределений, в том числе для оптимизированного распределения (4.34). В качестве референтного примера на рис. 4.21 (а) также приведена форма импульса, полученного методом MICS с постоянным периодом при  $d_0 = d_{\max} = 20$ . Модельными распределениями являются равновероятное распределение  $P(r) \simeq \text{const}$  на рис. 4.21 (б), линейное распределение  $P(r) \simeq C(d_{\max} + 1 - r)$  на рис. 4.21 (в) и оптимальное распределение (4.34) на рис. 4.21 (г). Показаны формы импульсов, получаемые при использовании регулярной аперидической гребёнки (4.27) и рандомизированной гребёнки (4.29), а также среднее по 20 рандомизированным гребёнкам, использованное в качестве целевой функции в алгоритме дифференциальной эволюции.

Гребёнка с оптимизированным распределением (4.34) содержит большее число элементов с малыми  $d_m$ , чем гребёнки с другими проанализированными распределениями. В результате этого максимум сателлита меньше по абсолютной величине и смещен в сторону больших задержек. Важнее то, что такое распределение создаёт более равномерные пики пьедестала при использовании случайной перестановки элементов гребёнки. Несмотря на это, амплитуда отдельных пиков пьедестала при применении случайной перестановки может быть даже выше, чем для монотонной гребёнки  $D_0$ , что видно при сравнении кривых 1 и 2 на рис. 4.21 (г). Это обуславливает необходимость второго шага оптимизации случайной гребёнки.

Для выбора случайной перестановки с минимальной амплитудой пиков был использован метод Монте-Карло: перестановка, обеспечивающая минимум амплитуды пьедестала, выбиралась из простой случайной выборки перестановок. Размер выборки был равен  $10^4$  при том, что число возможных нетождественных перестановок для гребёнки распределением  $P_{\text{opt}}$  превосходит  $10^{400}$ . Сравнение статистики для случайных выборок при различ-

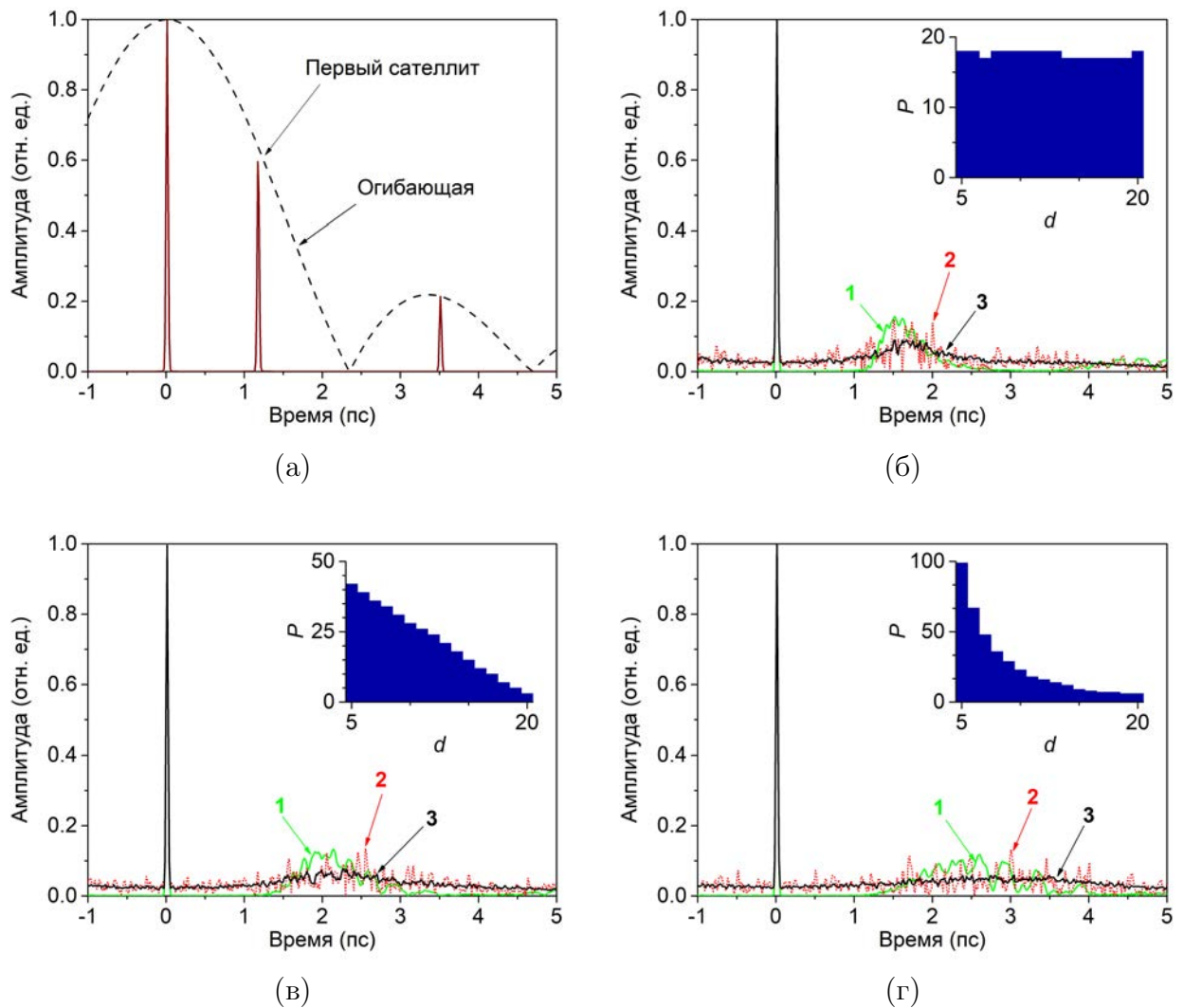


Рис. 4.21. Моделирование импульсного отклика  $|E_{\text{out}}(t)|$ , формируемого методом *RandomMICS*: (а) метод *MICS* с постоянным периодом, число элементов гребёнки  $M = 175$ ; (б) равновероятное распределение,  $M = 281$ ; (в) линейное распределение,  $M = 351$ ; (г) оптимальное распределение (4.34),  $M = 405$ . На рисунке обозначены: 1 — регулярная гребёнка  $D_0$  с монотонно увеличивающейся шириной элементов; 2 — гребёнка со случайной перестановкой  $D_\sigma$ ; 3 — среднее значение  $\langle |E_{\text{out}}(t)| \rangle$  по 20 случайным перестановкам. На вставках показаны гистограммы распределения  $P(d)$ .

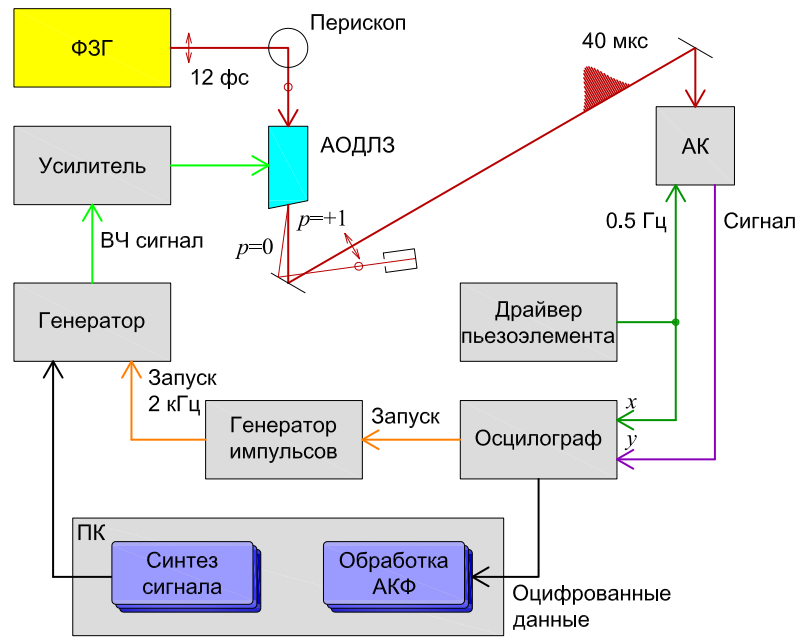


Рис. 4.22. Экспериментальная установка для генерации реплик УКИ. На рисунке обозначены: АК – сканирующий автокоррелятор.

ных распределения  $P(r)$  показывает, что минимум для оптимального распределения (4.34) примерно на 20 % меньше, чем для равновероятного распределения, и на 20 % меньше, чем для линейного распределения.

Схема экспериментальной установки для исследования метода RandoMICS приведена на рис. 4.22. Источником лазерных импульсов был Ti-сапфировый ФЗГ *Femtolasers Femtosource Synergy*. Излучение модулировалось при помощи АОДЛЗ высокого разрешения конфигурации IV в таблице 1.3, управляемой при помощи AWG-генератора сигналов *Keysight N8241A*. Программа для вычисления ВЧ-сигналов была написана на основе алгоритма ДФС (см. раздел 3.3.1) на языке MATLAB (A74). Оптимизация параметров рандомизированной гребёнки была осуществлена предварительно, и входными данными программы была функция пропускания  $\tilde{H}(\omega)$  вида (4.22); в экспериментах изменялось только число реплик  $N_r$ , их амплитуды  $A_k$  и задержки  $\tau_k$ . Для измерения временной формы импульсов был использован сканирующий автокоррелятор *Femtolasers Femtometer*, считывание и оцифровка сигналов с которого осуществлялась цифровым осциллографом *Rohde & Schwarz RTB2004*. Для синхронизации ВЧ-генератора с драйвером пьезоэлемента автокоррелятора и осциллографом был использован дополнительный генератор сигналов *Agilent 33220A*. Диапазон сканирования автокоррелятора составляет примерно  $\pm 240$  фс, поэтому регистрация данных в диапазоне задержек до 3.6 пс осуществлялась микрометри-

ческой перестройкой неподвижного зеркала автокоррелятора с независимой регистрацией фрагментов АКФ и последующей сшивкой данных на ПК.

Ширина обрабатываемого спектра излучения была выбрана равной  $\Delta\lambda = 150$  нм с центральной длиной волны  $\lambda_0 = 795$  нм. Предварительно была выполнена оптимизация гребёнки  $D_\sigma$  по описанной выше процедуре. Далее сформированная согласно (4.22) комплекснозначная функция пропускания подставлялась в алгоритм ДФС. При этом АОДЛЗ формировала отрицательную ДГС для компенсации дисперсии в кристалле  $\text{TeO}_2$  длиной 80 мм. Необходимая величина ДГС определялась экспериментально по минимальной ширине АКФ дифрагировавшего импульса.

Для измерения контраста был использован тот же метод, что и для регулярных частотно-независимых гребёнок (см. рис. 4.17): функция пропускания гребёнки была сформирована для случая  $N_r = 2$ , но при этом амплитуда одной из реплик была нулевой, то есть  $A = \{1, 0\}$ , что позволяет исключить интерференцию реплик и сателлитов и измерять импульсный отклик системы. Результаты приведены на рис. 4.23. Сравнение оптимизированного распределения  $P_{\text{opt}}$  с равновероятным и с регулярной гребёнкой, имеющей постоянный период, показывает, что оптимизированное распределение даёт максимальную величину пьедестала примерно на 30 % ниже, чем равновероятное, и примерно в 8 раз меньшую, чем амплитуда первого сателлита периодической гребёнки. Положение первого максимума регулярной гребёнки при  $t \approx 1.17$  пс соответствует ширине сегмента  $d_0 = 20$  и шагу сетки частот  $\delta\omega = 1.35 \cdot 10^{-4}$  фс $^{-1}$ . На рис. 4.23 (а) дополнительно показаны измерения первого максимума АКФ периодической гребёнки при различной ширине сегментов  $d_m = 7, 10, 15$  и 40.

Функция пропускания в таком режиме модуляции фактически аналогична описанному в разделе 3.4 бинарному кодированию спектра, однако число независимых интервалов, на которые разбивается спектр, намного больше. Так, при полной ширине спектра  $\Delta\lambda_0 = 120$  нм и длительности сигнала  $T_0 = 51.2$  мкс полное число спектральных отсчётов было  $N_d = 1370$ , а ширина одного интервала при общем их количестве 124 равнялась в среднем 11 отсчётам, то есть примерно в 4 раз превышала ширину аппаратной функции АОДЛЗ; поскольку интервалы имели постоянную ширину по шкале длин волн, интервал по шкале частот монотонно менялся в диапазоне от 8 до 13 отсчётов. Группировка соседних отрезков в случае, если в псевдослучайной последовательности подряд следовали несколько одинаковых значений «0» или «1», также происходила кратно текущей ширине поддиапазона, в то время как в методе RandoMICS длины сегментов меняются с

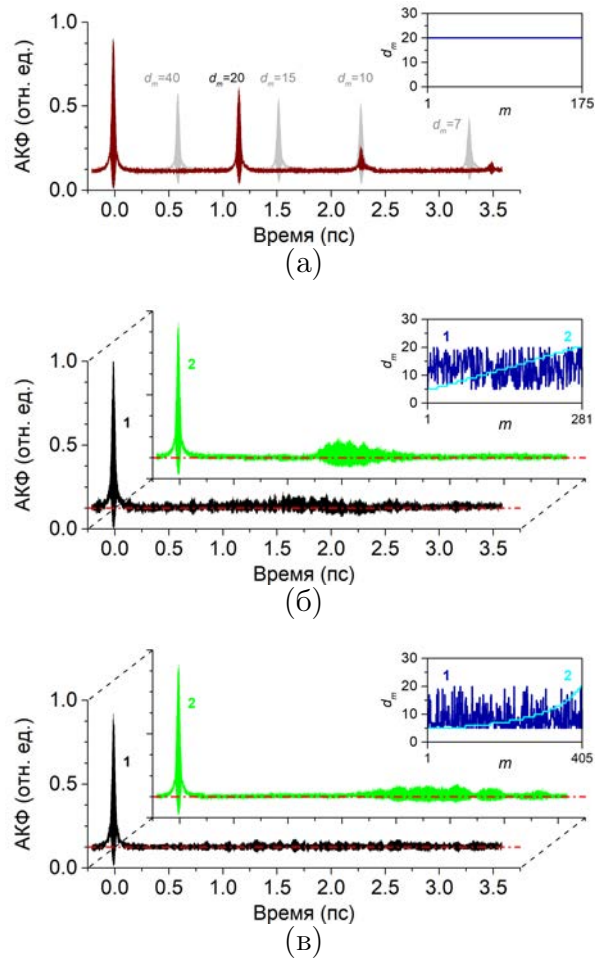


Рис. 4.23. Измерение контраста импульсов при использовании метода RandoMICS: (а) обычный метод частотно-независимых гребёнок MICS с постоянной шириной сегментов; (б) RandoMICS с равновероятным распределением ширины сегментов; (в) RandoMICS с оптимизированным распределением ширины сегментов. На рисунке обозначены: 1 — рандомизированная гребёнка; 2 — монотонная аперриодическая гребёнка без применения случайной перестановки. На вставках показаны массивы  $\{d_m\}$ .

точностью до одного отсчёта спектральной сетки  $\{\omega_n\}$ .

Подавление сателлитов продемонстрировано для  $N_r = 2$  реплик на рис. 4.24. При малой задержке  $\tau = 100$  фс (рис. 4.24 (а) и (в)) для периодической гребёнки MICS наблюдается сателлит с репликами, в то время как RandoMICS в диапазоне задержек  $1.0 \dots 1.2$  пс формирует лишь незначительный пьедестал, амплитуда которого находится на уровне порога чувствительности автокоррелятора. При большой задержке  $\tau = 1000$  фс (рис. 4.24 (б) и (г)) сателлиты реплики для периодической гребёнки фактически приближаются к основному импульсу. Данный случай соответствует задержке, превосходящей максимальную величину (4.18) для данной гребёнки. При этом рандомизированная гребёнка позволяет



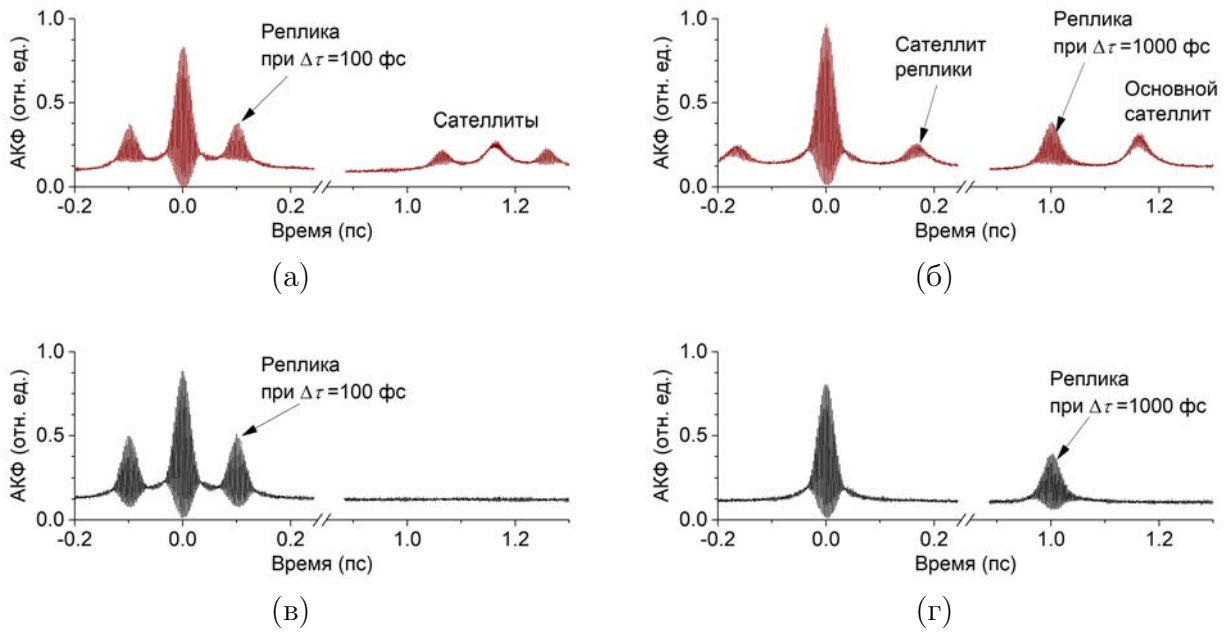


Рис. 4.24. Генерация двух реплик с задержками 100 и 1000 фс: (а, б) периодическая частотная гребёнка MICS; (в, г) рандомизированная гребёнка RandoMICS.

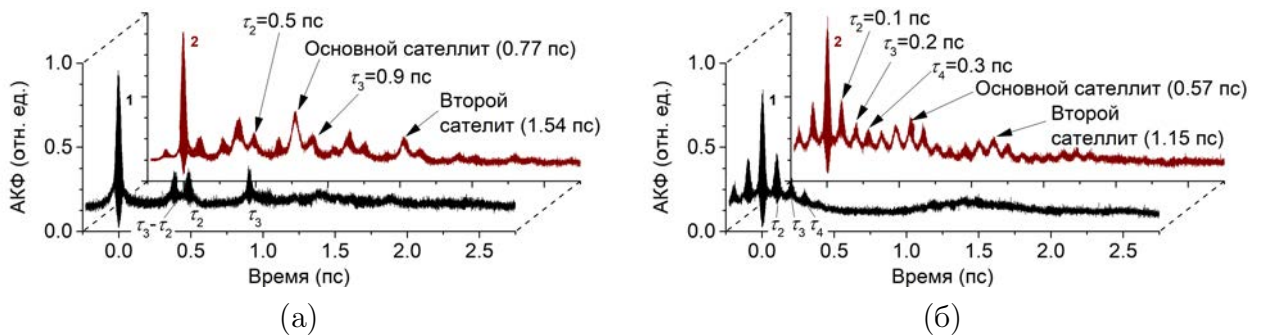


Рис. 4.25. Генерация множественных реплик: (а)  $N_r = 3$  реплики с некрратными интервалами 500 и 900 фс; (б)  $N_r = 4$  реплики с интервалами 100 фс. На рисунке обозначены: 1 — рандомизированная гребёнка RandoMICS; 2 — периодическая гребёнка MICS.

получать реплики с увеличенным вдвое интервалом задержек  $\tau > 2 \max \Delta\tau$  без потери качества импульсов.

Более сложные случаи включают создание нескольких реплик,  $N_r > 2$ , и показаны на рис. 4.25. Для случая трёх реплик на рис. 4.25 (а) интерференция реплик и сателлитов при использовании метода MICS создаёт сложную АКФ с 16 максимумами. Задержки реплик  $\tau_2 = 500$  и  $\tau_3 = 900$  фс не кратны между собой, поэтому без сателлитов должно наблюдаться три боковых максимума АКФ (два, соответствуют  $\tau_2$  и  $\tau_3$  и третий  $\tau_3 - \tau_2 = 400$  фс). Расшифровка АКФ для периодической гребёнки (кривая 2) позволяет определить суще-

ствование как минимум 9 импульсов: помимо трёх основных импульсов, первый и второй сателлиты, расположенные при  $t \approx 770$  и  $t \approx 1540$  фс соответственно, также имеют по две реплики. Как следует из (4.16) и рис. 4.15, третий сателлит при  $N_T = 3$  отсутствует. В случае рандомизированной гребёнки (кривая 1) АКФ имеет только три побочных максимума, в несколько раз превосходящих амплитуду пьедестала. На рис. 4.25 (б) показана АКФ для четырёх эквидистантных реплик. АКФ, полученная методом RandoMICS (кривая 1), имеет характерную треугольную форму, соответствующую теоретическому соотношению амплитуд максимумов 4:3:2:1, в то время как периодическая гребёнка (кривая 2) создаёт большое число перекрывающихся пиков АКФ, то есть создаваемая периодической гребёнкой форма импульса не соответствует заданной в отличие от RandoMICS.

Представленные экспериментальные результаты наглядно демонстрируют преимущества использования рандомизированных аperiodических гребёнок RandoMICS по сравнению с периодическими в задаче формирования программируемых последовательностей УКИ. Отметим, что принцип рандомизированного объединения дискретных элементов может быть применён не только к АОДЛЗ, но и к 4F-шейперам на основе пространственных ЖК-модуляторов. Оптимизация распределения в этом случае будет осуществляться так же, а функция пропускания (4.22) непосредственно описывает пиксельную маску, подаваемую на пространственный модулятор.

## 4.4. Спектральная модуляция чирпированных импульсов

### 4.4.1. Профилирование лазерных импульсов для ЛТС

В ряде прикладных задач лазерной физики, таких, как сжатие мишени при ЛТС, стоит задача формирования временного профиля мощности лазерных пучков для обеспечения оптимальной динамики взаимодействия излучения с плазмой <sup>(60, 268, 307–310)</sup>. На рис. 4.26 в качестве примера приведены характерные временные профили интенсивности лазерного импульса, используемые в мишенях прямого облучения. Как правило, в этих задачах используются узкополосные лазерные импульсы наносекундного диапазона длительности, однако применение субпикосекундных чирпированных УКИ имеет ряд практических преимуществ. Одной из проблем в узкополосных системах ЛТС является интерференция между пучками, приводящая к потерям энергии лазерного излучения за счёт вынужденного рассеяния Манделштама–Бриллюэна <sup>(308)</sup>. Возможным решением этой проблемы является применение широкополосных лазерных импульсов или узкополосных импульсов со смещением центральной длины волны между пучками <sup>(308, 310)</sup>. Такие импульсы могут быть получены из субпикосекундных УКИ путём управляемой спектральной фильтрации, что позволяет использовать общий задающий генератор в многоканальной системе.

Альтернативным подходом к построению мощных лазерных систем является усиле-

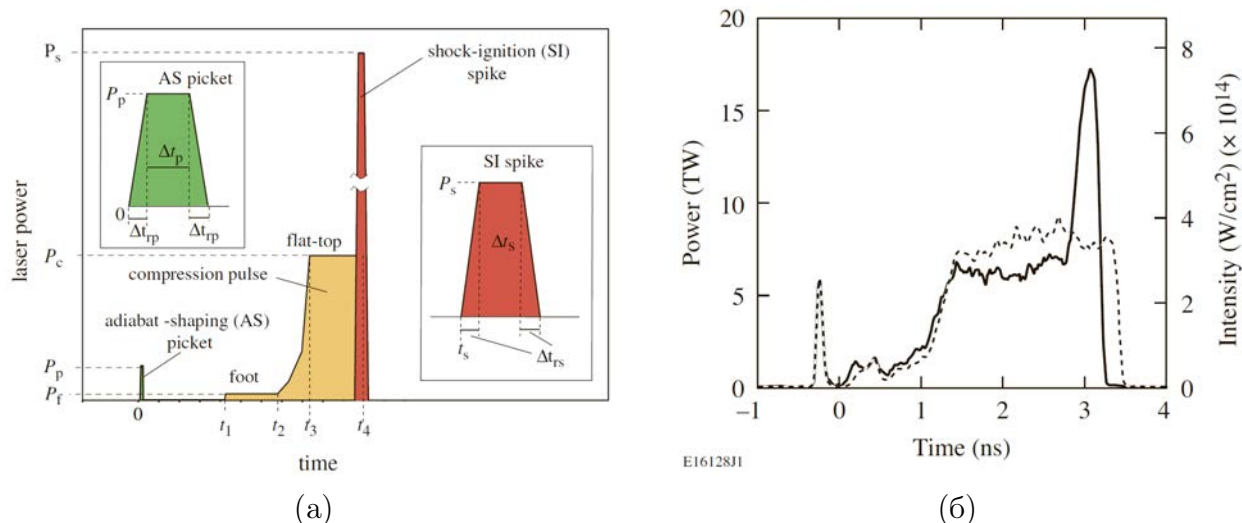


Рис. 4.26. Профилирование импульсов в тераваттных системах ЛТС с прямым облучением мишени: (а) временная форма лазерной мощности для ударного сжатия термоядерных мишеней; (б) форма импульсов с адиабатическим пиком и без него. Иллюстрации из источников [268] и [307].

ние широкополосных импульсов с пространственной дисперсией <sup>(66, 67)</sup>. Принцип основан на том, что в мощную СРА-систему инжектируется пучок с нескомпенсированной пространственной дисперсией. В классических стретчерах и компрессорах УКИ (рис. 1.1 (а) и (б)) используется четыре отражения пучка от дифракционных решеток, что позволяет полностью скомпенсировать пространственную дисперсию, оставив нескомпенсированной большую величину ДГС. В одной паре параллельных решеток формируется как необходимая для СРА-системы ДГС, так и нескомпенсированная пространственная дисперсия <sup>(99, 311)</sup>. После промежуточного компрессора в такой системе формируются chirпированные широкополосные импульсы наносекундной длительности, следовательно, становится возможным применение спектральной модуляции для управления их временной формой.

Кроме применений в ЛТС, спектральный подход к временному профилированию chirпированных лазерных импульсов рассматривается и для других задач лазерной физики. В частности, получение наносекундных импульсов прямоугольной формы весьма актуально для накачки ОРСРА-усилителей. Такой подход с применением  $4F$ -шейпера на основе ЖК-модулятора рассматривается для эксаваттной лазерной системы XCELS <sup>(312)</sup>. Рассматриваемая в проекте стартовой части XCELS система профилирования имеет спектральное разрешение 0.12 нм, соответствующее характеристикам АОДЛЗ конфигурации III (см. табл. 1.3), успешное применение которой было продемонстрировано в разделе 4.1 для аналогичной задачи — получения квазипрямоугольного наносекундного chirпированного импульса после РУ на Nd-стекле <sup>(47)</sup>. Использование нелинейно-оптического преобразования позволяет использовать подход спектральной модуляции для получения одночастотных лазерных импульсов с произвольными огибающими <sup>(313)</sup>.

#### 4.4.2. Экспериментальное исследование спектральной модуляции chirпированных импульсов

Как в случае прямой фазово-амплитудно модуляции, так и по методу спектрально-независимых гребёнок максимальная величина задержки между репликами, описываемая выражениями (4.5) или (4.18), ограничена спектральным разрешением АОДЛЗ. Существуют схемы, увеличивающие длительность последовательности УКИ за счёт её повторения в интерферометре Майкельсона, однако последовательность при этом не может быть произвольной <sup>(314)</sup>. Для создания последовательностей импульсов с большими задержками может быть использован метод модуляции chirпированных импульсов. Как было показа-

но А. Вейнером с соавторами, такой метод также может быть использован для генерации огибающей в терагерцовом диапазоне <sup>(78, 315)</sup>. В предыдущих разделах считалось, что при отсутствии модуляции выходные импульсы спектрально ограничены, если в явном виде не задана дополнительная фазовая модуляция реплик. Если выходной импульс чирпирован, то есть имеет остаточную ДГС, можно создать последовательность импульсов, осуществляя лишь амплитудную модуляцию спектра при помощи АОДЛЗ. Чирпированные импульсы могут быть получены расстройкой компрессора лазерной системы или использованием дополнительного стретчера. Если  $K$  — линейный чирп УКИ, выраженный в пс/нм, — то максимальная величина задержки между репликами определяется полной шириной спектра  $\Delta\lambda$

$$\max \Delta\tau = K\Delta\lambda. \quad (4.35)$$

Характерная минимальная длительность реплики в этом случае определяется спектральным разрешением АОДЛЗ и составляет величину  $1.2K\delta\lambda$ . Поскольку мгновенная частота излучения меняется во времени в чирпированном импульсе, реплики будут иметь различную центральную длину волны, что необходимо иметь в виду в возможных применениях.

При большом линейном чирпе  $K$  длительность импульса  $\tau_1$  связана со спектрально-ограниченной длительностью  $\tau_0$  соотношением

$$\tau_1 = \frac{4|b_2^{(\text{str})}|}{\tau_0}, \quad (4.36)$$

где  $b_2^{(\text{str})}$  — коэффициент дисперсии второго порядка стретчера. При условии  $|b_2^{(\text{str})}| \gg \tau_0$  временная огибающая ЛЧМ-импульса оказывается подобной его спектру мощности с коэффициентом пропорциональности  $K$  между значениями длины волны и времени <sup>(3)</sup>. Таким образом, спектральная модуляция УКИ может быть напрямую использована для управления временной огибающей. Принцип модуляции чирпированных импульсов представлен на рис. 4.27. Волновой пакет, подаваемый на пьезопреобразователь АОДЛЗ, связан с заданным законом спектральной модуляции посредством дисперсионной кривой брэгговской дифракции в АОДЛЗ и преобразованием Френеля, как описано в главе 3.

Не снижая общности дальнейшего рассмотрения, будем считать заданную спектральную функцию модуляции меандром. Фронты спектральной функции модуляции определяются свёрткой модулирующей функции с аппаратной функцией АОДЛЗ. В предположении аппаратной функции, имеющей форму  $\text{sinc}^2$  и ширину  $\delta\lambda$ , фронты нарастания и спада модуляции в спектральной области равняются приблизительно  $1.2\delta\lambda$ . Ширина аппаратной функции определяется в первую очередь геометрией АО-взаимодействия (то есть

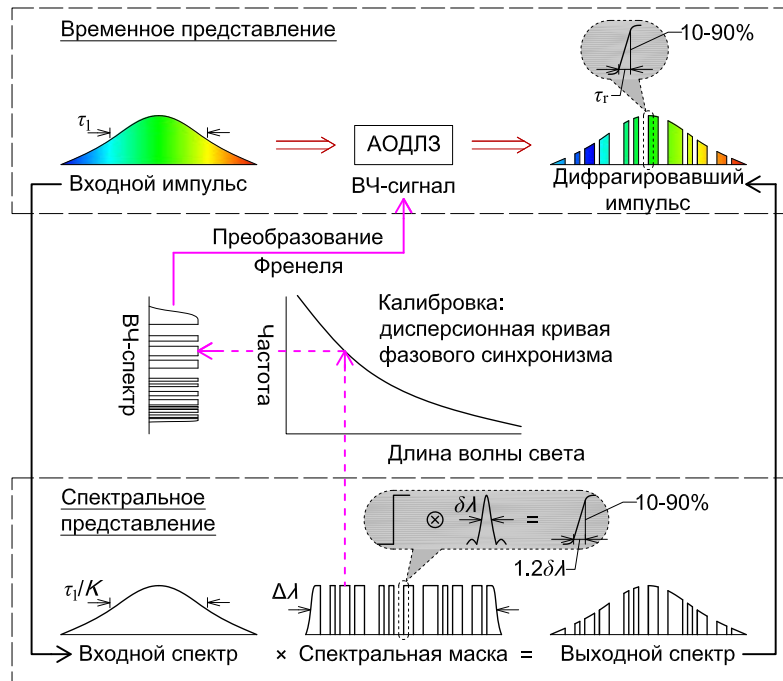


Рис. 4.27. Схема формирования произвольной последовательности при модуляции chirпированного УКИ.

направлением квазиколлинеарной дифракции относительно кристаллографических осей), длиной взаимодействия и расходимостью светового пучка <sup>(177)</sup>.

Пусть линейно-chирпированный УКИ имеет ширину спектра  $\Delta\lambda$  и длительность  $\tau$ . Тогда, принимая во внимание линейное соотношение между мгновенной частотой и временем в локальной системе отсчёта, максимальную частоту модуляции импульса можно представить как <sup>(A20)</sup>

$$\Delta\nu \approx 0.3 \frac{\Delta\lambda}{\delta\lambda\tau_1} \approx 0.07 \frac{\tau_0\Delta\lambda}{|b_2^{(str)}|\delta\lambda}. \quad (4.37)$$

Ширина спектра  $\Delta\lambda$ , как правило, ограничена окном пропускания стретчера лазерной системы, и спектральное окно пропускания АОДЛЗ выбирается соответствующим образом. Учитывая связь между длительностью импульса  $\tau_1$  и шириной спектра  $\Delta\lambda$  через коэффициент chirпа  $K$ ,  $\tau_1 = K\Delta\lambda$ , получим, что время нарастания фронта модуляции  $\tau_r$  определяется шириной аппаратной функции АОДЛЗ:

$$\tau_r = 1.2\delta\lambda K, \quad (4.38)$$

а полоса частот соответственно выражается как

$$\Delta\nu = \frac{0.3}{\delta\lambda K}. \quad (4.39)$$

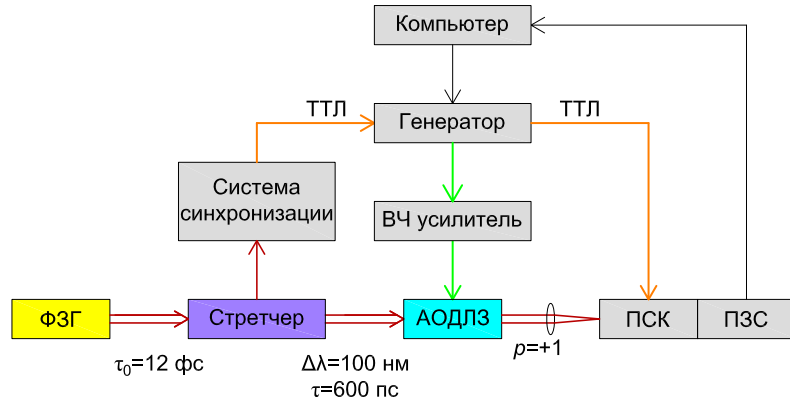


Рис. 4.28. Экспериментальная схема формирования и измерения произвольных последовательностей; ПСК — пикосекундная стрик-камера.

Очевидно, полосу частот модуляции можно расширить, уменьшая линейный чирп импульса  $K$ , то есть уменьшая дисперсию второго порядка  $b_2^{(\text{str})}$  до тех пор, пока выполняется соотношение  $b_2^{(\text{str})} \gg \tau_0^2$ , однако при этом пропорционально уменьшается и длительность  $\tau_1$ . Таким образом, база модулированного сигнала  $\tau_1 \Delta\nu$  остаётся постоянной.

Схема экспериментальной установки приведена на рис. 4.28. Излучение ФЗГ *Femtolasers Femtosource Synergy* имело ширину спектра 120 нм по уровню  $1/e^2$  по интенсивности с центром на длине волны  $\lambda_0 = 795$  нм и соответствующую длительность УКИ  $\tau_0 = 12$  фс. Стретчер, выполненный по свёрнутой схеме Мартинеза, имел окно пропускания шириной 100 нм и обеспечивал на выходе чирпированные импульсы длительностью  $\tau_1 \approx 600$  пс. Используемая в экспериментах АОДЛЗ соответствовала конфигурации II в таблице 1.1 и имела ширину полосы пропускания  $\delta\lambda = 0.24$  нм <sup>(A2)</sup>. Пикосекундная стрик-камера *PS-1/S1* (Институт общей физики им А.М. Прохорова РАН), использованная для прямого измерения длительности модулированных импульсов, имела импульсный отклик 1.2 пс FWHM <sup>(316, 317)</sup>. Электронная система синхронизации и цифровой генератор задержек формировали ТТЛ-импульсы для синхронизации АОДЛЗ и стрик-камеры с ФЗГ. Как следует из формул (4.37) и (4.39), собственная ширина полосы пропускания АОДЛЗ  $\delta\lambda$  является ключевым параметром, определяющим полосу модуляции.

В экспериментальной установке реальная величина линейного чирпа  $K$  определяется не только коэффициентом временного растяжения стретчера, но также дисперсией в остальных оптических элементах и квадратичной дисперсией, создаваемой самой АОДЛЗ. Для определения истинной величины чирпа  $K$ , то есть фактически для калибровки коэффициента пересчёта от шкалы оптических длин волн к шкале времени, был выполнен



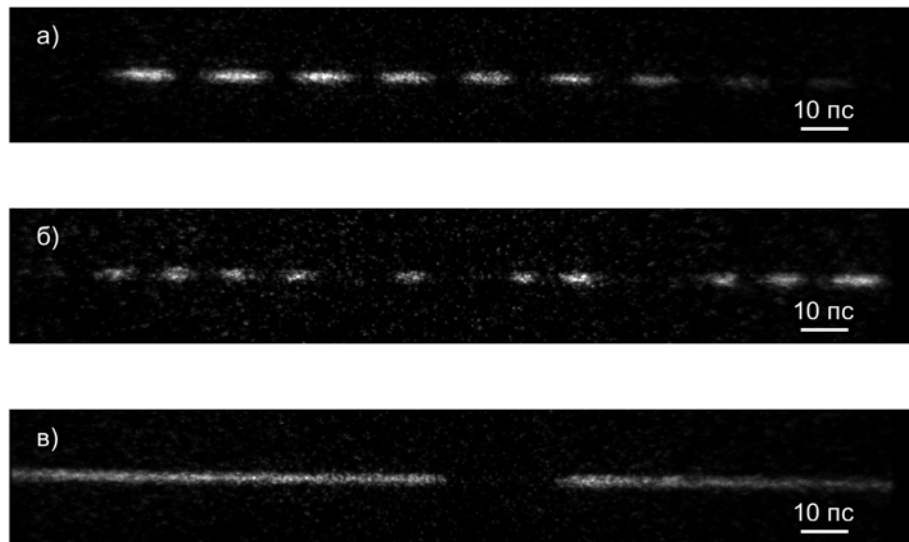


Рис. 4.29. Модуляция чирпированного УКИ: (а) периодическая модуляция; (б) псевдослучайная бинарная последовательность; (в) полосовая режекция.

эксперимент по генерации эквидистантной последовательности импульсов. Спектральное окно  $\Delta\lambda = 100$  нм было разбито на равные интервалы шириной по 1.44 нм. Фрагмент полученной последовательности импульсов приведён на рис. 4.29 (а); разрешение стрик-камеры составляет 0.7 пс/пикс. На выбранной сетке длин волн был сформирован меандр, расстояние между двумя соседними пиками которого составило 18 пс. Таким образом, была найдена величина линейного чирпа  $K = 6.25$  пс/нм.

Предельное временное разрешение метода модуляции показано на рис. 4.29 (б). В данном случае ширина спектрального интервала была выбрана равной 0.96 нм. Каждому интервалу была приписана амплитуда пропускания АОДЛЗ либо 0, либо 1, причём значение пропускания для каждого интервала было псевдослучайным числом. Всего длина псевдослучайной бинарной последовательности составляла 104 бита, но на экспериментальных картинах наблюдается только центральная часть последовательности из-за ограниченного динамического диапазона системы регистрации. Ширина отдельного пика, соответствующего фрагменту псевдослучайной последовательности «010», составила 4.5 пс, а расстояние между двумя соседними пиками равнялось 12 пс.

Переходная характеристика модуляции чирпированного УКИ при помощи АОДЛЗ была измерена в режиме прямоугольной режекции спектра, показанном на рис. 4.29 (в). Ширина вырезанного окна равняется 4.8 нм, что соответствует длительности 30 пс. Для снижения влияния шумов на результаты измерения было проведено усреднение по четы-

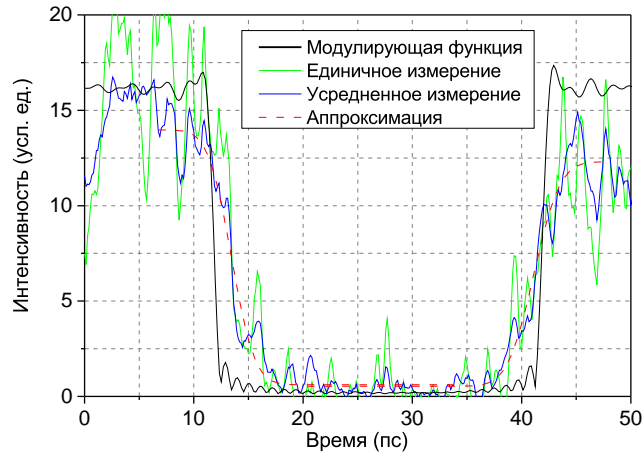


Рис. 4.30. Временная зависимость интенсивности модулированного chirпированного УКИ в режиме прямоугольной режекции спектра.

рём отдельным измерениям и аппроксимация переходной характеристики функцией ошибок. На рис. 4.30 показан фрагмент переходной характеристики с временем нарастания и спада модуляции,  $\tau_r = 5$  пс, что является рекордным достигнутым значением <sup>(A20)</sup>. Коэффициент корреляции  $r^2$  при аппроксимации был не менее величины 0.96. Соответствующая полоса модуляции равняется 70 ГГц. На временном профиле импульса также показана идеальная теоретическая переходная характеристика, вычисленная как Фурье-образ ВЧ-сигнала, подаваемого на АОДЛЗ с генератора.

Как было показано в разделе 3.5, рис. 3.26 и 3.28, контраст спектральной модуляции при помощи АОДЛЗ превышает 20 дБ. Это позволяет в том числе эффективно осуществлять модуляцию до усиления. При инъекции спектрально-модулированных УКИ в РУ фронты модуляции сохраняются. В работе <sup>(A40)</sup> было показано, что в зависимости от условий эксперимента на выходе Тi-сапфирового РУ длительность фронтов сохраняется в диапазоне от  $3.6 \pm 1.0$  до  $6.7 \pm 2.0$  пс как в режиме слабого усиления, так и в режиме насыщения.

## Выводы к главе 4

В четвёртой главе диссертации рассмотрены практические применения АО-методов управления УКИ для формирования лазерных импульсов специальной формы. Данные импульсы находят применения в таких областях лазерной физики и оптики, как ЛТС, терагерцовая оптика, обработка материалов. Получены следующие основные результаты:

1) Внутррезонаторная коррекция спектра в регенеративном оптическом усилителе на Nd-стекле, полученная при помощи АОДЛЗ высокого разрешения на кристалле  $\text{TeO}_2$ , позволила скомпенсировать сужение спектра лазерного излучения и получить квазипрямоугольные чирпированные импульсы с шириной спектра 3.7 нм, не зависящей от числа проходов в РУ (A7).

2) Создан комплекс АО дисперсионного управления субпикосекундными импульсами для лазерных систем на Nd-стекле на основе двухкаскадной архитектуры АОДЛЗ с рекордным спектральным разрешением  $\lambda/\delta\lambda \approx 8000$  (A2, A51).

3) Экспериментально продемонстрирована программируемая генерация реплик УКИ с задержкой 0.4 . . . 6.2 пс в Cr-форстеритовой тераваттной лазерной системе, использованная для генерации методом оптического выпрямления перестраиваемого терагерцового излучения в диапазоне частот 0.6 . . . 1.8 ТГц (A21, A26).

4) Предложен и оптимизирован метод рандомизированных частотно-независимых гребёнок RandoMICS, позволивший получить программируемое формирование реплик импульсов Ti-сапфирового ФЗГ в диапазоне задержек от 0.05 . . . 3.6 пс с подавлением сателлитов более чем в 8 раз по сравнению с методом регулярных частотно-независимых гребёнок MICS (A33).

5) Методом спектральной модуляции чирпированных импульсов получена бинарная модуляция интенсивности с длительностью фронтов 5 пс и продемонстрирована генерация псевдослучайных последовательностей с полосой модуляции 70 ГГц (A20, A40).

## Глава 5

# Адаптивная спектральная обработка некогерентных световых полей

*В данной главе используются материалы, опубликованные в статьях [A1, A5, A6, A11, A15, A18, A19, A23–A25, A27, A30, A35–A37, A43].*

### 5.1. Спектральная коррекция белого света

#### 5.1.1. Метод адаптивной коррекции спектра некогерентного излучения

Описанный в главе 3 метод синтеза произвольных спектральных функций пропускания АО-фильтров не ограничивается задачами управления спектром когерентных УКИ. Произвольные функции пропускания АОПФ также могут быть широко использованы при обработке некогерентного широкополосного излучения. Одной из таких задач является спектральная коррекция излучения некогерентного источника (A15).

Поскольку рассматривается некогерентное излучение, фазовые соотношения при АО-дифракции несущественны. В приближении модели линейного спектрального фильтра интенсивность излучения на выходе АО-фильтра равняется

$$I_{\text{out}}(\lambda) = I_{\text{in}}(\lambda)H^2(\lambda), \quad (5.1)$$

где предполагается, что действительная неотрицательная функция пропускания  $H(\lambda) \leq 1$  задана на интервале длин волн  $[\lambda_1, \lambda_2]$ .

ВЧ-сигналы, необходимые для формирования такой функции пропускания, формируются по описанному в разделе 3.3.1 алгоритму ДФС. В условии фазового синхронизма (1.13) предполагается, что угол Брэгга задан, что определяет связь между длиной

волны света  $\lambda$  и частотой ультразвука  $f$  в виде однозначной монотонной функции  $\lambda(f)$ . Данное соотношение позволяет найти полосу частот ультразвука  $\Delta f$  согласно (3.58) – (3.60). Длительность волнового пакета  $T_0$  считается фиксированной и равной времени пробега ультразвуковой волны через область АО-взаимодействия,  $T_0 = T_a$ , которая, как показано в разделе 3.2.2, зависит от геометрии АО-взаимодействия и различается для квазиколлинеарных и неколлинеарных АОПФ.

Для широкополосной обработки белого света важной задачей является максимизация эффективности дифракции, поэтому величина коэффициента дисперсии второго порядка ВЧ-сигнала  $B_2 = T_0/(4\pi\Delta f)$  выбирается в соответствии с (3.32), обеспечивая использование всей длины АО-взаимодействия. Таким образом, комплексный спектр ВЧ-сигнала равняется

$$\tilde{S}(f) = H(\lambda(f)) \exp \frac{i\pi(f - f_0)^2 T_0}{\Delta f}. \quad (5.2)$$

При рассмотренном методе формирования произвольных функций пропускания АО-фильтров как спектр излучения, так и функция пропускания рассматриваются как функции, заданные на непрерывном отрезке частот. Это отличает настоящий метод от исследованной ранее различными авторами многочастотной АО-дифракции, при которой выбирается несколько (как правило, порядка 10) окон пропускания АО-фильтра и подбираются амплитуды и фазы соответствующих одночастотных радиосигналов, сумма которых подается на пьезопреобразователь АОПФ (260, 318, 319).

### 5.1.2. Экспериментальное исследование

Для экспериментального исследования методов коррекции спектров некогерентного излучения была создана экспериментальная установка на основе квазиколлинеарного АО-фильтра на монокристалле  $\text{TeO}_2$ , соответствующего АОДЛЗ конфигурации II в таблице 1.3. Поскольку квазиколлинеарные фильтры не обладают широкой угловой апертурой в плоскости дифракции, падающее на вход оптической излучение должно представлять собой коллимированный пучок (215). В отличие от лазерного излучения, при некогерентном освещении это требует особых мер по пространственной фильтрации. В настоящей экспериментальной установке для обеспечения коллимации пучка белого света было использовано одномодовое оптоволокно.

Схема экспериментальной установки приведена на рис. 5.1. Широкий расходящийся пучок излучения Хе-дуговой лампы посредством коллиматора *Thorlabs F230FC-B* вводился в одномодовое оптоволокно (тип 9/125, диаметр сердцевины 9 мкм) и выходил из него

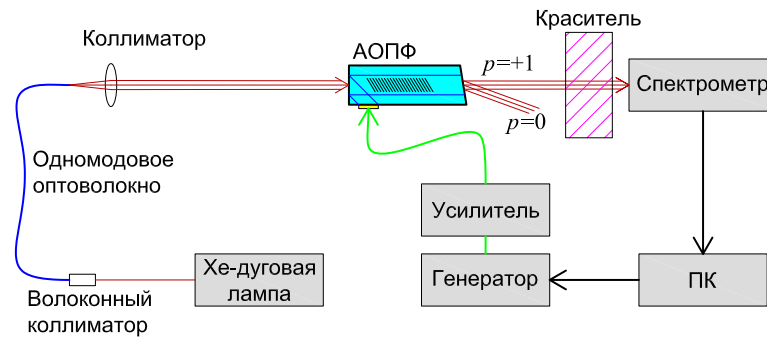


Рис. 5.1. Схема экспериментальной установки по спектральной коррекции некогерентного излучения с обратной связью.

через свободный торец волокна. Таким образом был создан источник белого света размером 9 мкм, расположенный в фокусе линзы (100 мм,  $F/4$ ). Коллимированный световой пучок направлялся на квазиколлинеарный АОПФ, управляемый AWG-генератором сигналов формы *Keysight N8241A*. Форма волновых пакетов вычислялась на ПК в программе MATLAB на основании алгоритма ДФС, модификация которого для решения данной задачи включала итерационную коррекцию абсолютной величины функции пропускания АО-фильтра <sup>(A68)</sup>. Пучок 1-го порядка дифракции проходил через кювету с красителями и попадал на спектрометр *Ocean Optics USB2000+*. Измеренные спектры передавались на ПК и были использованы для вычисления управляющих радиочастотных сигналов, обеспечивающих требуемую форму спектра дифрагировавшего излучения.

В эксперименте были использованы следующие параметры: полная ширина спектра излучения  $\Delta\lambda = 150$  нм, граничные длины волн  $\lambda_1 = 550$  нм и  $\lambda_2 = 700$  нм, центральная частота ультразвука  $f_0 = 117.6$  МГц, полоса ВЧ-сигнала  $\Delta f = 36.9$  МГц. Результат эквализации спектра источника приведён на рис. 5.2 (а). Спектр лампы  $I_0(\lambda)$  был зарегистрирован при прямоугольном окне пропускания АОПФ с величиной пропускания  $|H_0|^2 = 0.5$ . Корректирующая функция пропускания в соответствии с (5.1) равнялась

$$H_1(\lambda) = H_0 \sqrt{\max(I_0(\lambda))/I_0(\lambda)}. \quad (5.3)$$

Полученный в результате спектр  $I_1(\lambda)$  имеет прямоугольную форму с неоднородностью 1 % по СКО.

После АОПФ была установлена кювета с водными растворами органических красителей: метиленового синего, бриллиантового зелёного или их смеси. Спектры поглощения красителей  $I_2(\lambda)$ , полученные при помощи скорректированного спектра лампы  $I_1(\lambda)$ , приведены на рис. 5.2 (б). Для компенсации спектра поглощения красителей спектральная

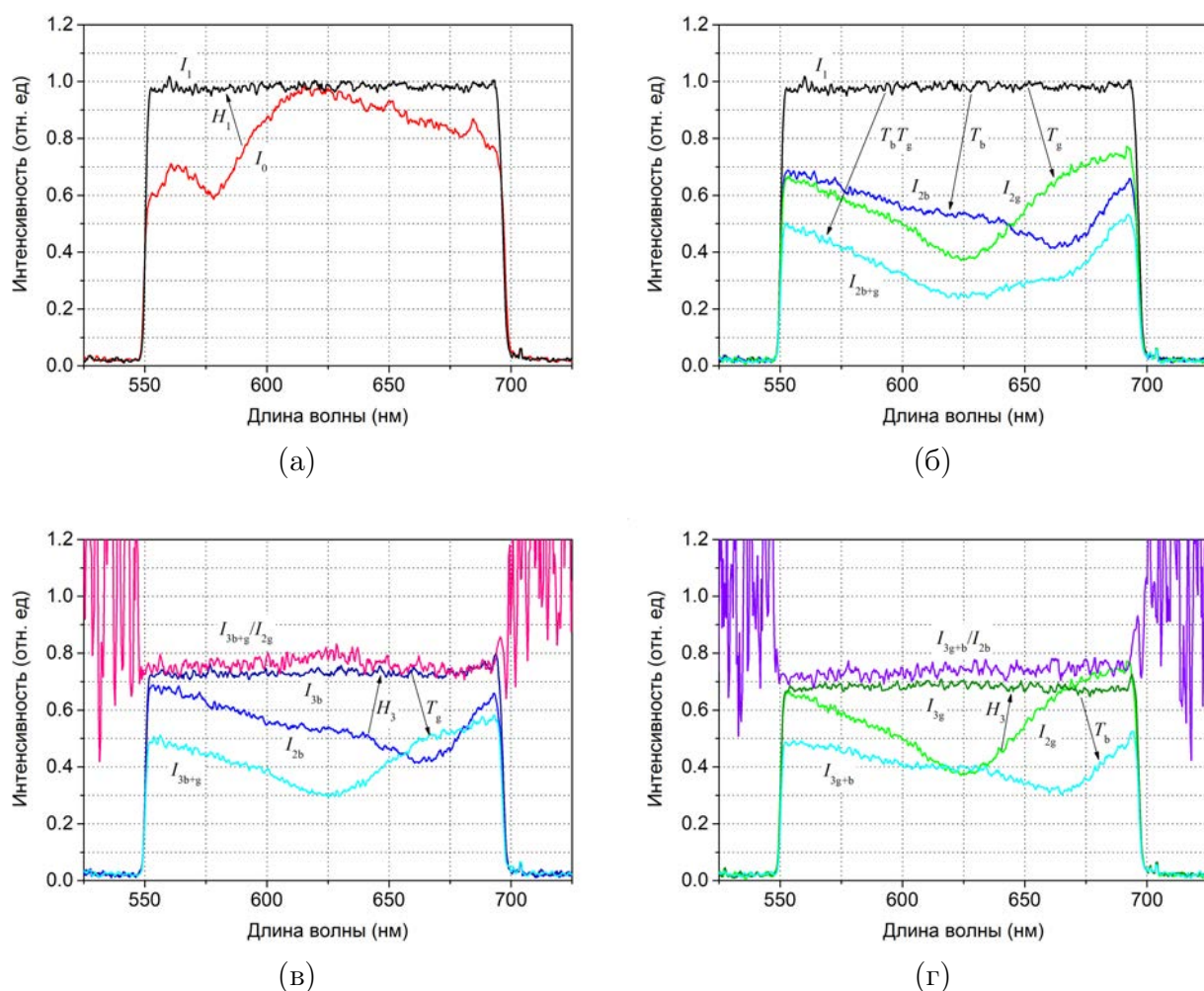


Рис. 5.2. Экспериментальная коррекция спектров некогерентного излучения: (а) исходный и скорректированный спектр Хе-дуговой лампы; (б) искажённые спектры излучения, прошедшего через кювету с красителями; (в) коррекция поглощения синего красителя; (г) коррекция поглощения зелёного красителя. На рисунке обозначены:  $T_b$  — поглощение света синим красителем;  $T_g$  — поглощение света зелёным красителем.

функция пропускания АОПФ вычислялась по формуле

$$H_3(\lambda) = H_1(\lambda) \sqrt{\max(I_2(\lambda))/I_2(\lambda)}. \quad (5.4)$$

В результате были получены скорректированные прямоугольные спектры излучения  $I_{3b}(\lambda)$  и  $I_{3g}(\lambda)$ , приведённые на рис. 5.2 (в) и (г) соответственно, с СКО 1.6 %. При этом компенсация поглощения одного из красителей и добавление второго красителя дают в результате спектр, пропорциональный спектру поглощения второго красителя. Отношение измеренного спектра одного из красителей при наличии второго красителя и компенсации его спектра поглощения к спектру поглощения чистого красителя дало постоянную во всем спектральном окне 550...700 нм величину с СКО не более 3 % (кривые  $I_{3b+g}/I_{2g}$



Таблица 5.1. Результаты эксперимента по широкополосной спектральной коррекции некогерентного света.

Функция	Коррекция	СКО	Условия эксперимента
$I_0$	нет	14.1 %	Хе-дуговая лампа
$I_1$	есть	1.1 %	Хе-дуговая лампа
$I_{2b}$	нет	13.6 %	Синий краситель
$I_{2g}$	нет	20.3 %	Зелёный краситель
$I_{2b+g}$	нет	23.8 %	Смесь синего и зелёного красителей
$I_{3b}$	есть	1.6 %	Синий краситель
$I_{3b+g}$	частично	18.6 %	Смесь синего и зелёного красителей
$I_{3b+g}/I_{2g}$	–	3.0 %	Отношение измеренных спектров
$I_{3g}$	есть	1.6 %	Зелёный краситель
$I_{3g+b}$	частично	12.7 %	Смесь синего и зелёного красителей
$I_{3g+b}/I_{2b}$	–	2.7 %	Отношение измеренных спектров

и  $I_{3g+b}/I_{2b}$  на рис. 5.2 (в) и (г)). Результаты эксперимента сведены в таблице 5.1.

Таким образом, продемонстрирована эффективность дисперсионного АО-метода синтеза произвольных функций пропускания квазиколлинеарного АОПФ для решения задачи компенсации спектральных искажений и адаптивного преобразования спектра некогерентного (теплого) широкополосного излучения. Благодаря возможности формировать произвольные функции пропускания АОПФ, предложенный метод представляет существенный интерес для применений адаптивной спектроскопии, поскольку на его основе может быть реализована спектрально согласованная фильтрация для детектирования слабых сигналов на фоне помех. Одним из таких методов является Адамар-мультиплексированная спектроскопия <sup>(320, 321)</sup>. Методы произвольного спектрального кодирования также рассматриваются как одно из направлений в некогерентных OCDMA-системах оптической связи <sup>(249, 250)</sup>.

## 5.2. Гиперспектральный анализ изображений АО-методами

### 5.2.1. Общие принципы построения гиперспектральных АО-систем

Гиперспектральный анализ изображений представляет собой группу методов по регистрации и классификации пространственных распределений спектральной плотности оптического излучения, применяемых в биомедицинских задачах <sup>(323, A18, A24, A36)</sup>, космических исследованиях и астрономии <sup>(324–329, A11)</sup>, дистанционном зондировании Земли <sup>(330–335)</sup>. Спектрометры изображений с высоким пространственным разрешением основаны либо на широкоапертурных перестраиваемых фильтрах (АО, ЖК, резонаторах Фабри-Перо), либо на дисперсионных элементах (призмах или решётках) со сканированием по полю зрения. АОПФ обеспечивают наименьшее время перестройки в режиме произвольной выборки длин волн, возможность осуществления спектрально-поляризметрических измерений и управление шириной функции пропускания. Одна из первых схем спектрометра изображений на основе АОПФ, приведённая на рис. 5.3, была описана И. Чангом <sup>(322)</sup>. Для обработки изображений как правило используется неколлинеарный тип АОПФ, в котором реализована квази-ортогональная геометрия анизотропной дифракции в двулучепреломляющих кристаллах при выполнении условия НФС по углу Брэгга <sup>(219, 336)</sup>.

При незначительной отстройке угла падения света в АОПФ от НФС реализуется условие одновременной дифракции обыкновенной (О) и необыкновенной (Е) волн в противоположные порядки, что позволяет объединять дифракционные порядки для фильтрации неполяризованного излучения <sup>(337)</sup> или измерять поляризацию падающего излуче-

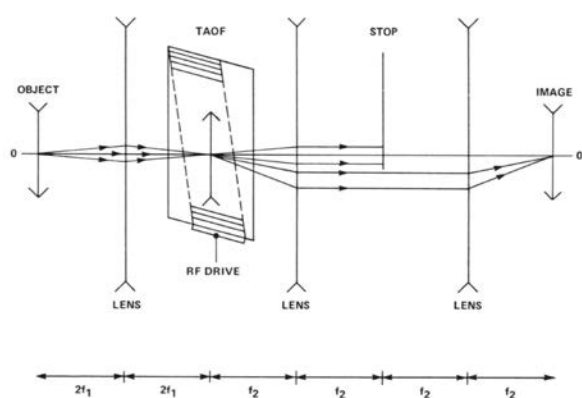


Рис. 5.3. Оптическая схема конфокального АО-спектрометра изображений. Иллюстрация из источника [322].

ния (338–341, A25). Другим типом оптической системы для гиперспектрального анализа неполяризованного излучения является каскадная схема из двух АОПФ, каждый из которых фильтрует одну из двух ортогональных поляризаций (166, 342, A1).

Неколлинеарный АОПФ можно считать пространственно-инвариантной оптической системой, характеризуемой угловой передаточной функцией. Благодаря одновременно большой угловой апертуре (типичная величина на  $\sim 6^\circ$  для фильтров на кристалле  $\text{TeO}_2$ ) и большой линейной апертуре (до 25 мм) существует несколько оптических схем применения АОПФ, показанных на рис. 5.4: афокальная или коллимирующая, конфокальная и фокусирующая. Геометрические aberrации в этих схемах были подробно рассмотрены А.С. Мачихиным с соавторами (343). На практике наиболее часто применяются первые две схемы. Афокальная схема наиболее удобна для сопряжения АОПФ со сменными объективами, например, для использования в микроскопе с различным увеличением. Также она характеризуется низким уровнем продольной хроматической aberrации. Конфокальная схема имеет малые геометрические aberrации. При этом смещение изображения при перестройке длины волны можно скомпенсировать конструкцией АОПФ, а именно углом наклона выходной грани (336, 344, 345), а продольную хроматическую aberrацию — особым дизайном оптической системы (346, A25). Тем не менее для задач поляриметрии, при которой компенсация угловой дисперсии выбором угла наклона выходной грани не может быть скомпенсирована для обеих поляризаций одновременно, а также для АОПФ с синтезируемой функцией пропускания необходимо проанализировать угловую дисперсию подробно.

### 5.2.2. Угловая дисперсия неколлинеарного АОПФ

Как известно, при неколлинеарном АО-взаимодействии угол дифракции зависит от длины волны, что в общем случае приводит к нежелательному сканированию изображения при перестройке длины волны пропускаемого излучения и к уширению точечного отклика системы в некогерентном свете (347). Одним из способов устранения этого недостатка является наклон выходной грани АОПФ (336, 344, 345). Другим решением является применение конфокальной схемы АО-спектрометра изображений (346, 348, A5). Первый способ позволяет хорошо скомпенсировать угловую дисперсию для одного из дифракционных порядков, однако для АО-спектрополяриметров изображений, в которых одновременно используется как +1-ый, так и –1-ый порядок (337, 338, 341, A1, A25, A53), такая схема не применима, так как улучшение в одном порядке приводит к ухудшению в другом. Далее рассмотрим влияние конструкции АОПФ на величину угловой дисперсии выходных пучков (A11, A19).

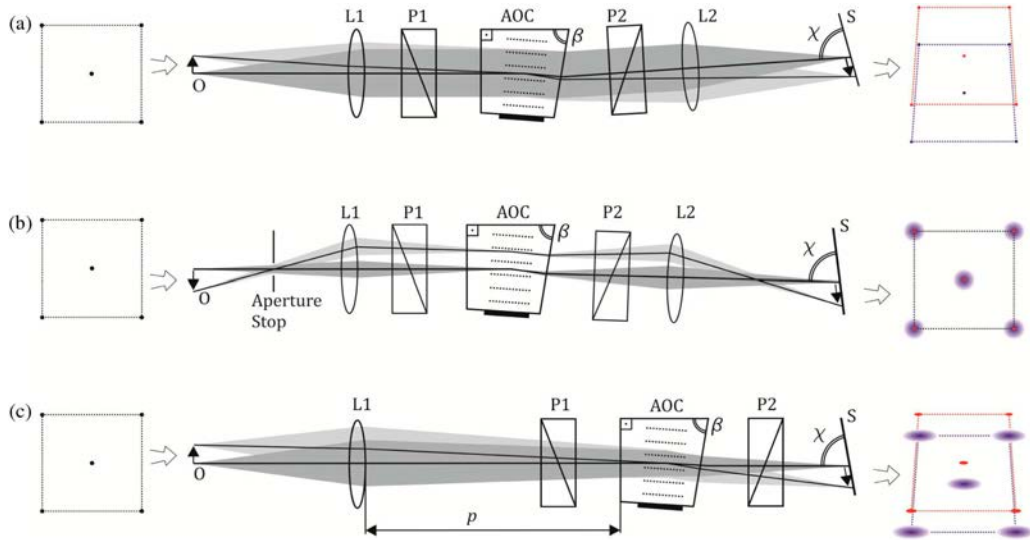


Рис. 5.4. Оптические схемы АО спектральных систем обработки изображений, основанные на коллимирующей (а), конфокальной (б) и фокусирующей (с) оптике, и иллюстрация типичных монохроматических и хроматических aberrаций изображений. Красный и синий представляют различные длины волн. На рисунке обозначены: АОС – АО-ячейка; L1, L2 – идеальные линзы; O – объект; P1, P2 – скрещенные поляризаторы; S – сенсор изображений, расположенный в фокальной плоскости для «красной» длины волны. Иллюстрация из источника [343].

В общем случае анизотропной АО-дифракции плоских волн в положительном одноосном кристалле частота ультразвука  $f$ , длина волны света  $\lambda$  и углы распространения обыкновенной и необыкновенной волн  $\theta_o$  и  $\theta_e$  при наличии фазовой расстройки связаны соотношением, учитывающим в том числе угол сноса энергии ОАВ  $\psi$  в АО-кристалле, влияющий на направление вектора фазовой расстройки:

$$n_e(\theta_e, \lambda) \sin(\psi - \theta_e) = n_o(\lambda) \sin(\psi - \theta_o) - \frac{f\lambda}{V} \cos \psi, \quad (5.5)$$

где показатели преломления  $n_o$  и  $n_e$  зависят от длины волны света, а для Е-волны и от направления её волнового вектора; углы  $\theta_o$  и  $\theta_e$ , определяющие направления волновых векторов света, отсчитываются от плоскости пьезопреобразователя, составляющей угол  $\alpha$  с оптической осью кристалла [001]. Выражение (5.5) представляет собой соотношение между проекциями волновых векторов взаимодействующих электромагнитных волн и ультразвука на направление групповой скорости ультразвука, поэтому величина фазовой расстройки в него не входит. В случае фазового синхронизма на величины  $f$ ,  $\lambda$ ,  $\theta_o$  и  $\theta_e$  накладывается дополнительное ограничение, которое можно записать в виде

$$n_e(\theta_e, \lambda) \cos \theta_e = n_o(\lambda) \cos \theta_o \quad (5.6)$$

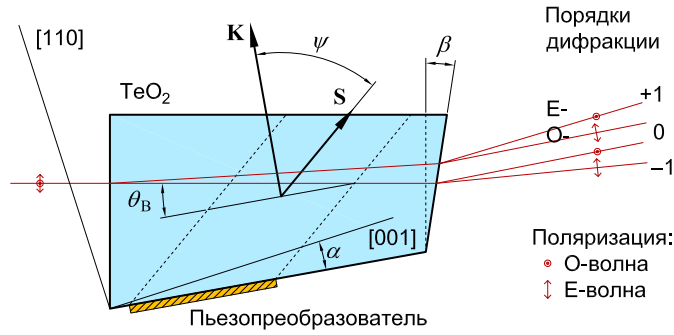


Рис. 5.5. Схема неколлинеарного АОПФ с наклонной выходной гранью.

В эксперименте одна из величин  $\theta_o$  и  $\theta_e$ , а именно та из них, которая соответствует поляризации падающей волны, является фиксированной, так как она определяется конструкцией АОПФ. В рассматриваемом случае падающей считается О-волна, поляризованная ортогонально плоскости дифракции. Тогда для некоторой длины волны света  $\lambda_m$  из уравнений (5.5) и (5.6) можно найти частоту ультразвука  $f_m$  и угол распространения дифрагировавшей Е-волны  $\theta_m$  при фазовом синхронизме. При этом для другой длины волны  $\lambda_p$  при той же частоте ультразвука  $f = f_m$  угол распространения дифрагировавшей волны  $\theta_p$  будет определяться из уравнения (5.5) подстановкой значений  $f = f_m$  и  $\lambda = \lambda_p$ .

Схема АОПФ представлена на рис. 5.5. Входная грань кристалла ортогональна главному лучу падающего пучка, а выходная составляет с ней угол  $\beta$ . Угол среза кристалла  $\alpha$  определяет направление волнового вектора ультразвука  $\mathbf{K}$ ; благодаря сильной акустической анизотропии кристалла  $\text{TeO}_2$  лучевой вектор ультразвука  $\mathbf{S}$  (то есть направлением потока энергии ОАВ) наклонён относительно волнового вектора на угол  $\psi$ . Положительный знак угла  $\beta$  соответствует схеме АОПФ, приведённой на рис. 5.5; при наклоне выходной грани в противоположную сторону относительно входной грани угол  $\beta$  считается отрицательным. Падающая О-волна дифрагирует в  $-1$ -ый порядок, а Е-волна дифрагирует в  $+1$ -ый порядок. Для задач спектральной поляриметрии угол Брэгга выбирается так, что частоты фазового синхронизма для обеих поляризаций были равны (341, A25). В общем случае, как для О-, так и для Е-волны угол распространения на выходе кристалла определяется выражением

$$\theta'_d = \beta + \arcsin[n_d \sin(\theta_d - \theta_B - \beta)], \quad (5.7)$$

где  $\theta_B$  — угол Брэгга, соответствующий поляризации падающей волны, а  $\theta_d$  и  $n_d$  — угол дифракции и показатель преломления, соответствующие поляризации дифрагировавшей волны.

Выберем две произвольные длины волны  $\lambda_m$  и  $\lambda_p$  из рабочего диапазона АОПФ. Считая угол падения света для обыкновенной поляризации  $\theta_o$  заданным условием широкоапертурной АО-дифракции, можно решить уравнения (5.5) и (5.6) относительно переменной  $\theta_e$  и найти соответствующие значения  $\theta_m$  и  $\theta_p$ , а также частоты фазового синхронизма  $f_m$  и  $f_p$ . Значения углов дифракции на выходе АОПФ находятся подстановкой этих значений в (5.7). Тогда угловую дисперсию при перестройке фильтра с одной длины волны на другую можно определить как

$$\Theta_I = \lim_{\lambda_p \rightarrow \lambda_m} \frac{\theta'_p(f_p) - \theta'_m(f_m)}{\lambda_p - \lambda_m}, \quad (5.8)$$

то есть как производную угла дифракции по длине волны при выполнении условия фазового синхронизма. Этот тип дисперсии хорошо известен и проявляется в поперечном сканировании изображения при перестройке длины волны (336, 344, 345).

Помимо этого, угловая дисперсия АОПФ сказывается на точечном отклике спектрометра изображений и при неизменной частоте управляющего сигнала. В этом случае считаем, что частота ультразвука постоянна,  $f = f_m$ , то есть соответствует фазовому синхронизму на длине волны  $\lambda_m$ . При этом для произвольной длины волны  $\lambda_p$  угол дифракции  $\theta_p$  находится из уравнения (5.5). Соответственно, угол на выходе кристалла  $\theta'_p$  находится из уравнения (5.7). Угловая дисперсия в данном случае определяется как

$$\Theta_{II} = \lim_{\lambda_p \rightarrow \lambda_m} \frac{\theta'_p(f_m) - \theta'_m(f_m)}{\lambda_p - \lambda_m}, \quad (5.9)$$

то есть находится как производная угла дифракции по длине волны при постоянной частоте ультразвука. Данный тип дисперсии определяет уширение точечного отклика спектрометра изображений при некогерентном освещении по сравнению с точечным откликом для монохроматического излучения (347).

Примером проявления угловой дисперсии второго типа  $\Theta_{II}$  является точечный отклик афокальной гиперспектральной системы. В следующем эксперименте был использован оптический модуль гиперспектральной системы *Gooch&Housego HSi-300*, установленной на микроскопе *Nikon Ti-E* с объективом *Plan Apo  $\lambda$  4 $\times$ /0,20*. В данной системе широкоапертурный АОПФ на кристалле  $\text{TeO}_2$  имеет угол среза  $\alpha \approx 7.6^\circ$  и перестраивается в диапазоне 450...800 нм. Объектом служила диафрагма с диаметром отверстия 13 мкм. Изображение регистрировалось цветной камерой *Nikon DS-Fi2* на основе матрицы ПЗС. Результаты представлены на рис. 5.6. При перестройке длины волны изображение практически не смещается, следовательно, угол наклона выходной грани был выбран в соответствии с условием компенсации угловой дисперсии при выполнении синхронизма  $\Theta_I$ . При этом, по

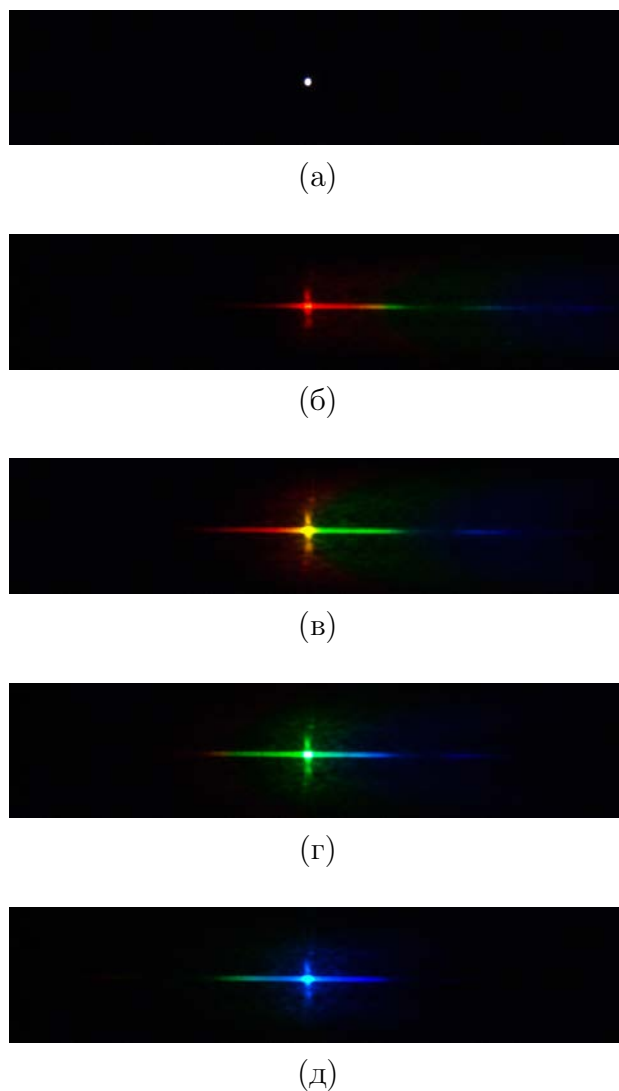


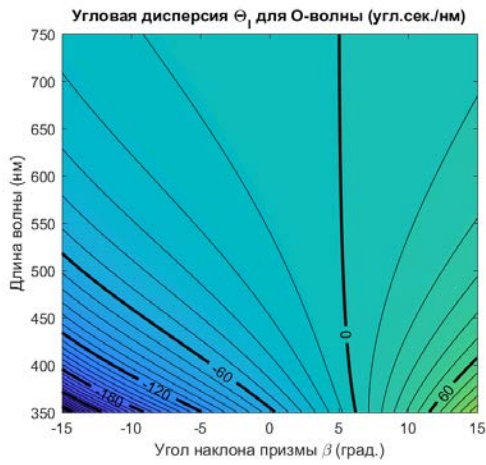
Рис. 5.6. Точечный отклик афокальной АО гиперспектральной системы HSi-300: (а) изображение диафрагмы без гиперспектральной системы; (б)  $f = 87$  МГц,  $\lambda = 636$  нм; (в)  $f = 97$  МГц,  $\lambda = 582$  нм; (г)  $f = 109$  МГц,  $\lambda = 533$  нм; (д)  $f = 123$  МГц,  $\lambda = 488$  нм.

сторонам изображения диафрагмы наблюдается широкополосный ореол, который охватывает весь спектр чувствительности ПЗС-детектора и смещается при перестройке частоты ВЧ-сигнала.

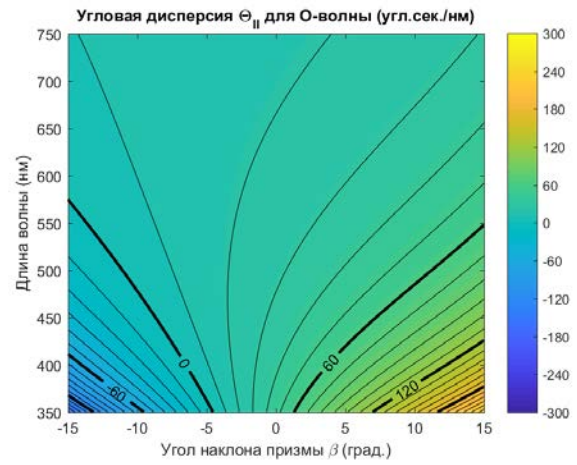
Расчётные значения величин угловых дисперсий первого и второго типа  $\Theta_I$  и  $\Theta_{II}$  неколлинеарного АОПФ представлены на рис. 5.7 – 5.9. Из представленных графиков видно, что оба типа угловой дисперсии существенно зависят от длины волны, на которую настроен АОПФ, и возрастают в коротковолновой области рабочего диапазона фильтра. Также имеет место монотонное увеличение дисперсий с ростом угла выходной призмы  $\beta$ .

Для каждой конфигурации АОПФ можно найти углы наклона выходной грани кристалла  $\beta$ , минимизирующие величину угловой дисперсии первого типа  $\Theta_I$ , однако при этом

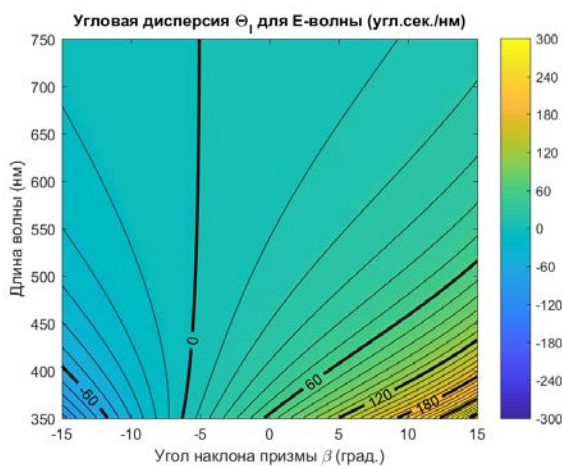




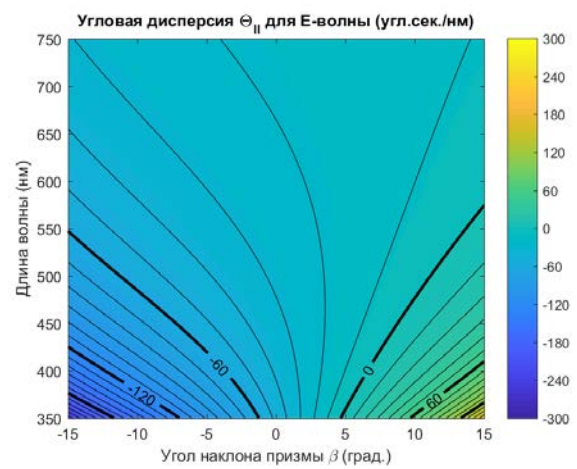
(а)



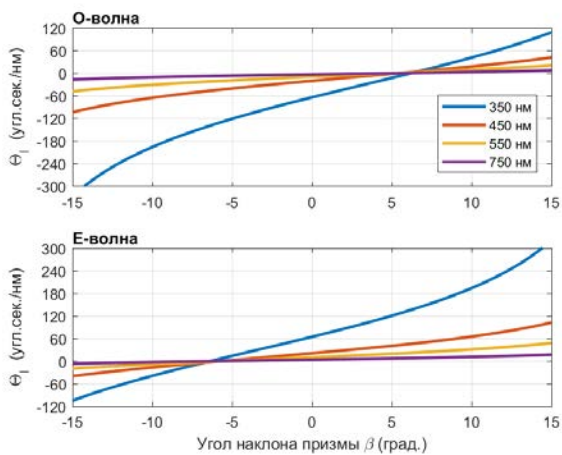
(б)



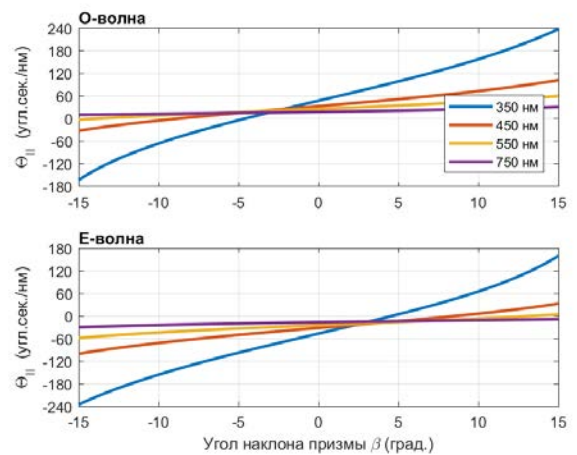
(в)



(г)

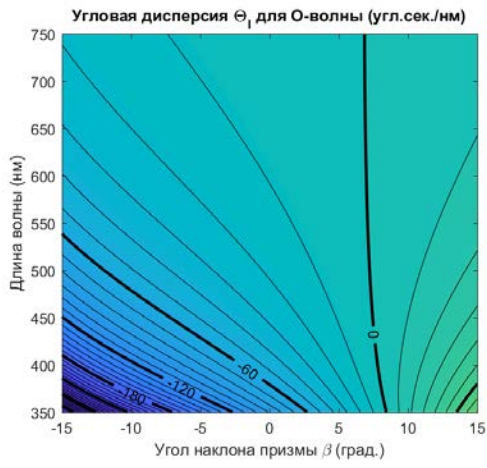


(д)

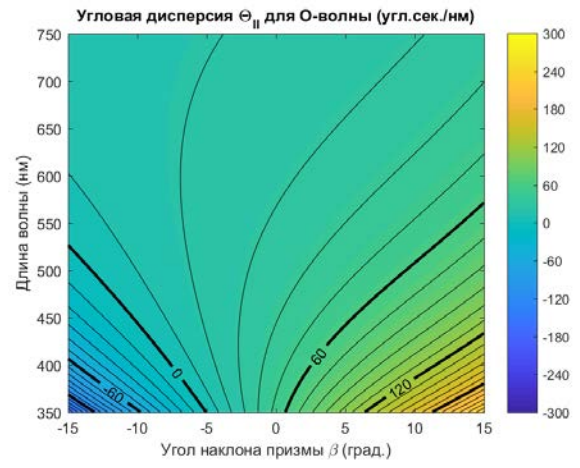


(е)

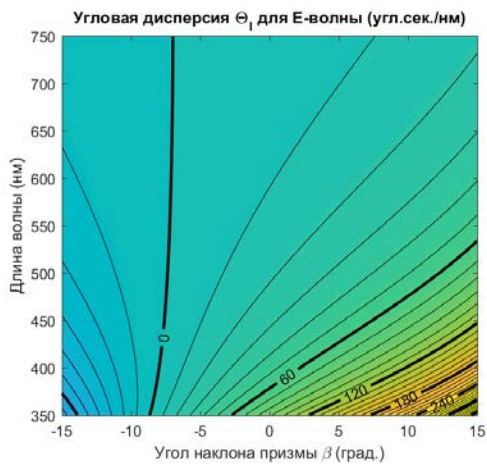
Рис. 5.7. Угловая дисперсия для АОПФ с углом среза  $\alpha = 7^\circ$ : (а, б)  $\Theta_I$  и  $\Theta_{II}$  для О-волны; (в, г)  $\Theta_I$  и  $\Theta_{II}$  для Е-волны; (д) дисперсия первого типа  $\Theta_I$  на различных длинах волн; (е) дисперсия второго типа  $\Theta_{II}$  на различных длинах волн. Поляризация указана для падающей волны.



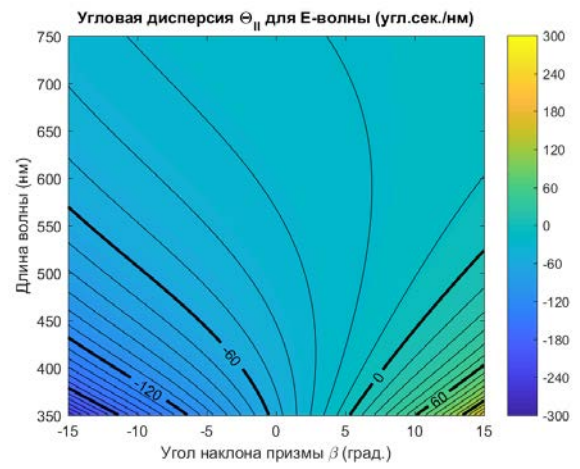
(а)



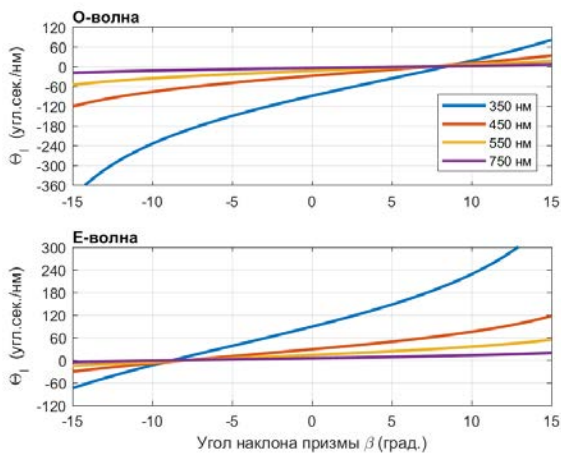
(б)



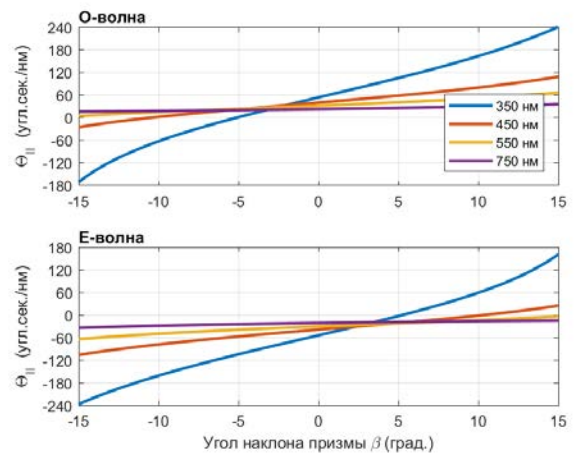
(в)



(г)



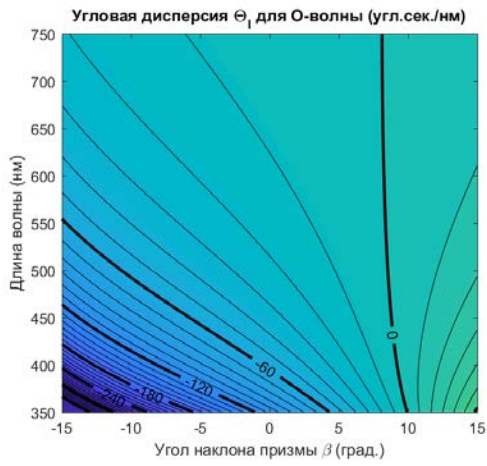
(д)



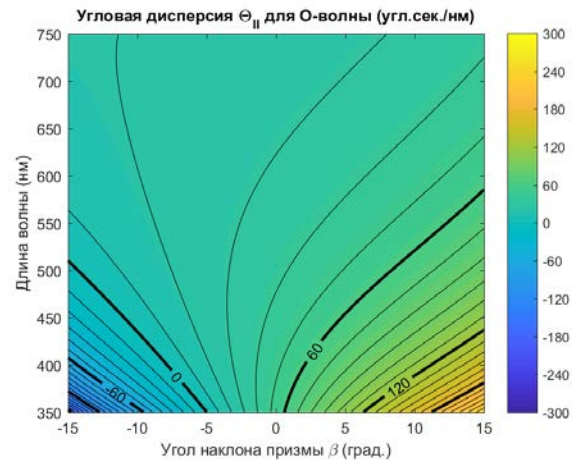
(е)

Рис. 5.8. То же, что на рис. 5.7, для  $\alpha = 10^\circ$ .

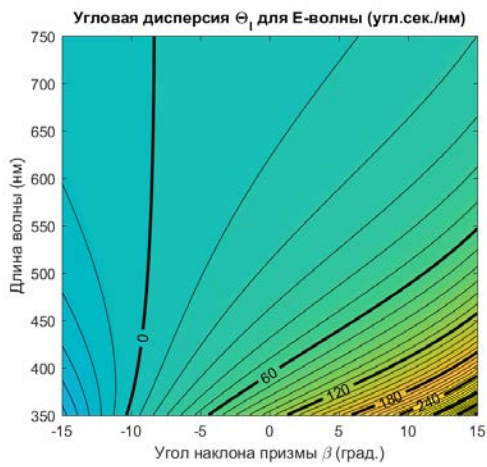




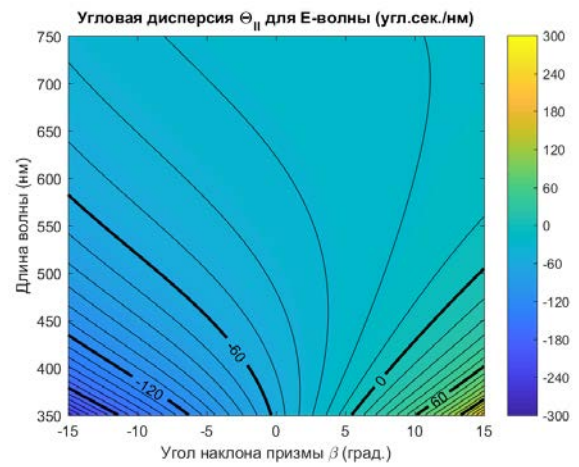
(а)



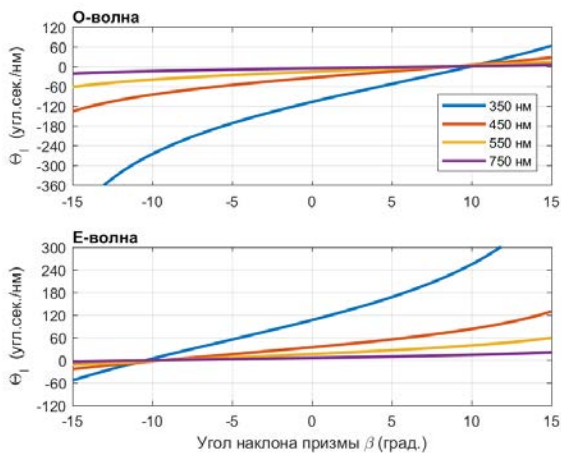
(б)



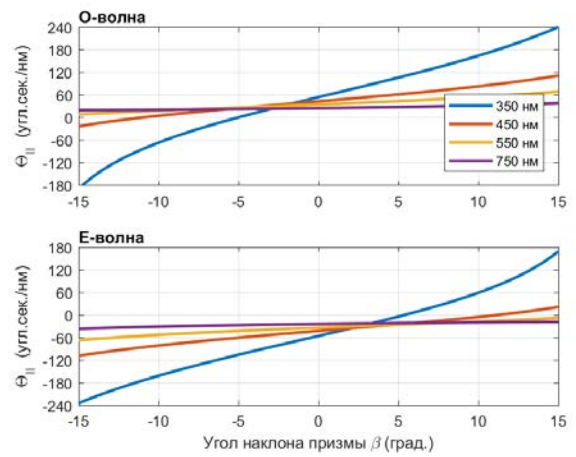
(в)



(г)



(д)



(е)

Рис. 5.9. То же, что на рис. 5.7, для  $\alpha = 12.5^\circ$ .

Таблица 5.2. Параметры конфигурации широкоапертурных АОПФ на кристалле  $\text{TeO}_2$  в диапазоне длин волн 450...750 нм.

	I	II	III
Угол среза кристалла $\text{TeO}_2$	$7^\circ$	$10^\circ$	$12.5^\circ$
Фазовая скорость звука, м/с	664	710	756
Угол сноса энергии ОАВ	$48.1^\circ$	$54.1^\circ$	$56.4^\circ$
Диапазон частот, МГц	65...126	97...188	118...230
Угол компенсации $\Theta_I$ , О-волна	$5.57^\circ$	$7.57^\circ$	$8.94^\circ$
Угол компенсации $\Theta_I$ , Е-волна	$-5.22^\circ$	$-7.73^\circ$	$-9.23^\circ$

для ортогональной поляризации света величина угловой дисперсии при этом возрастает. На рис. 5.7 – 5.9 компенсация угловой дисперсии первого типа соответствует практически вертикальной изолинии  $\Theta_I = 0$ , то есть углы компенсации слабо зависят от длины волны. Как показано в таблице 5.2, значения углов наклона выходной грани  $\beta$  при условии компенсации  $\Theta_I$  для О- и Е-волн близки по абсолютной величине и противоположны по знаку.

Дисперсия второго типа  $\Theta_{II}$  демонстрирует качественно отличное поведение. Значения углов  $\beta$ , при которых  $\Theta_{II} = 0$ , существенно зависят от длины волны. Кроме того, данные значения по знаку противоположны углам компенсации дисперсии первого типа  $\Theta_I$ . То есть, если АОПФ сконструирован с традиционным углом наклона выходной грани, компенсирующим сканирование изображения <sup>(336, 344, 345)</sup>, угловая дисперсия второго типа, приводящая к увеличению минимального углового размера разрешаемого элемента изображения, увеличивается по сравнению с плоскопараллельной конструкцией АОПФ ( $\beta = 0$ ). С другой стороны, увеличенная угловая дисперсия второго типа может быть полезна при исследовании объектов с линейчатыми спектрами излучением. Например, при исследовании излучения планетарных туманностей в астрономии могут наблюдаться «фантомные» изображения исследуемого объекта, вызванные дифракцией соседних линий излучения объекта на боковых лепестках аппаратной функции АОПФ <sup>(A11)</sup>. Увеличение величины  $\Theta_{II}$  позволяет сместить фантомные изображения в фокальной плоскости, чтобы они не перекрывались с основным <sup>(A19)</sup>.

При управлении неколлинеарным АОПФ методом ДФС, рассмотренным в главе 3, фактически реализуется режим, когда дифракция при выполнении условия фазового син-

хронизма одновременно происходит в конечном диапазоне длин волн. Таким образом, определяющей является угловая дисперсия первого типа  $\Theta_1$ . Тем не менее невозможность одновременно скомпенсировать оба типа дисперсии конструкцией АОПФ накладывает особые требования на оптическую схему гиперспектральной системы. Проявление угловой дисперсии обоих типов зависит не только от геометрии АО-кристалла, но и от оптической схемы спектрометра изображений <sup>(343, 348)</sup>. В конфокальной оптической системе, когда АОПФ расположен в плоскости промежуточного изображения, влияние угловой дисперсии обоих типов минимально, а возникающая продольная хроматическая aberrация может быть скомпенсирована оптимизацией конфокальной оптической системы <sup>(346, A5)</sup>. Другим решением является апохроматическая компенсация входного объектива с учётом дисперсии материала АОПФ и использование зеркальной бездисперсионной системы переноса изображений <sup>(A25)</sup>. В афокальной схеме, при которой АОПФ расположен в параллельном оптическом пучке между коллиматором и объективом, влияние угловой дисперсии максимально, но может быть скомпенсировано использованием двойного монохроматора <sup>(349)</sup> или двухпроходной оптической схемы <sup>(350)</sup>.

## 5.3. Адаптивное управление пропусканием широкоапертурного АОПФ

### 5.3.1. Гиперспектральная система на основе неколлинеарного АОПФ

В настоящей работе был создан и исследован АО-спектрометр изображений, построенный по конфокальной оптической схеме. Спектрометр основан на широкоапертурном неколлинеарном АОПФ на парателлурите, разработанном и созданном в НИТУ МИСИС. Основные характеристики АОПФ и спектрометра приведены в таблице 5.3. Оптическая схема спектрометра, показанная на рис. 5.10, согласована со входной оптикой, имеющей относительное отверстие не более  $F/12.5$ . Система переноса изображения после АОПФ состоит из Фурье-линзы *Edmund Optics 47-716* (100 мм,  $F/3.4$ ), коллимирующей пучок и разделяющей дифракционные порядки в задней фокальной плоскости, и объектива *КОМЗ Зенитар-М* (50 мм,  $F/1.7$ ). Такая система переноса увеличивает эффективное относительное отверстие в 2 раза, что позволяет повысить соотношение сигнал/шум в 4 раза или

Таблица 5.3. Характеристики АО-спектрометра изображений.

Материал АОПФ	TeO <sub>2</sub>
Угол среза кристалла	7°
Диапазон перестройки, нм	360...580
Рабочие частоты, МГц	93...176
Полоса пропускания, нм (при $\lambda = 500$ нм)	1.0
Спектральное разрешение, см <sup>-1</sup>	40
Входная апертура, мм	9
Коэффициент увеличения	0.5
Угловая апертура	4.5°
Время переключения, мкс	12
Входная поляризация	вертикальная
Эффективность	95 %
Потребляемая ВЧ-мощность, мВт	400

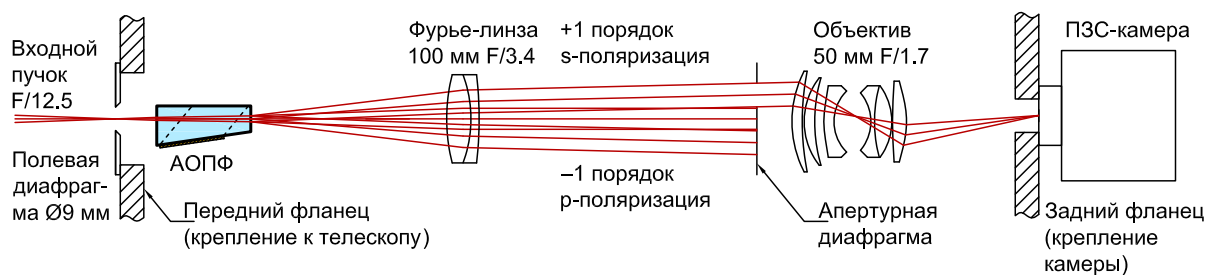


Рис. 5.10. Оптическая схема конфокального АО-спектрометра изображений.

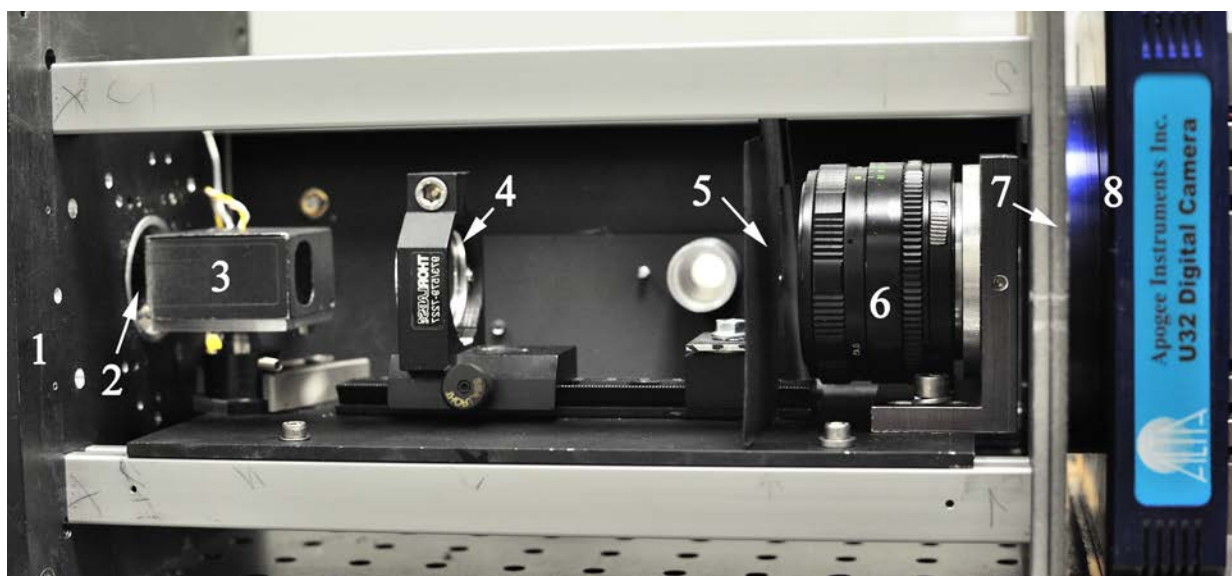


Рис. 5.11. Оптический модуль АО-спектрометра изображений. На рисунке обозначены: 1 – передний фланец; 2 – полевая диафрагма; 3 – АОПФ; 4 – Фурье-линза; 5 – апертурная диафрагма; 6 – объектив; 7 – задний фланец; 8 – ПЗС-камера.

пропорционально сократить экспозицию при обработке слабых сигналов. Для регистрации изображений была использована охлаждаемая ПЗС-камера *Apogee Instruments Alta U32* (16 бит, 6,8 мкм/пикс.), синхронизированная с драйвером на основе AWG-генератора *Keysight N8241A* и широкополосного усилителя мощности *Amplifier Research AR10W1000C*. Программа управления генератором сигналов была написана на языке MATLAB на основании алгоритма ДФС, описанного в разделе 3.3. Фотография оптического блока спектрометра изображений представлена на рис. 5.11.



### 5.3.2. Дисперсионное формирование широкополосных управляющих сигналов для неколлинеарного АОПФ

Спектральная функция пропускания АОПФ определяется геометрией дифракции и спектром управляющего ВЧ-сигнала. При одночастотном стационарном ВЧ-сигнале спектр представляет собой  $\delta$ -функцию, а функция пропускания определяется конфигурацией акустического поля в кристалле. В частности, хорошо известны работы по аподизации ультразвукового поля при неколлинеарном АО-взаимодействии для подавления боковых максимумов аппаратной функции при неколлинеарном АО-взаимодействии (220, 351–354). Аподизация ультразвукового поля осуществляется при изготовлении АО-ячейки методом секционирования пьезопреобразователя и не может быть изменена при работе устройства. В коллинеарных и квазиколлинеарных АОПФ управление шириной аппаратной функции и уровнем её боковых лепестков может осуществляться при помощи импульсных ВЧ-сигналов (355–357). Адаптивное управление функцией пропускания осуществляется за счёт формирования радиосигналов со сложным спектром. Так, известен ряд работ по управлению функцией пропускания неколлинеарного АОПФ за счёт применения управляющих ЛЧМ-сигналов или многочастотных сигналов с дискретным спектром (252–255, 260, 319, 358). Одним из частных случаев такой функции пропускания управления является независимое формирование нескольких неперекрывающихся спектральных окон пропускания или подавления излучения (167, A27). Общим недостатком описанных в литературе методов являются ограниченные возможности управления формой функции пропускания АОПФ.

Условие фазового синхронизма дифракции Брэгга в АО-кристалле определяет перестроечную кривую АОПФ, то есть зависимость пропускаемой длины волны  $\lambda$  от частоты ультразвука  $f$ . На основании найденного соотношения  $\lambda(f)$  вычисляется массив центральных частот  $\{f_c[n] : n = [1, N]_{\mathbb{N}}\}$ , соответствующих выбранному массиву длин волн  $\{\lambda[n]\}$ . Переключение между различными длинами волн может осуществляться по произвольному закону. При этом параметры ультразвуковой волны, то есть частота, амплитуда и фаза, как правило, считаются постоянными или медленно меняющимися функциями времени. С другой стороны, быстрая перестройка частоты ультразвука приводит к уширению мгновенного окна пропускания АОПФ. Как было показано Л.Н. Магдичем с соавторами (252), характерным масштабом времени является время пересечения волновым фронтом ОАВ бесконечно тонкого луча, распространяющегося вдоль под углом Брэгга  $\theta$  (см. (3.33) и

(3.35), а также рис. 3.7 (а)):

$$T_a = \frac{L_{\text{pt}} \cos \psi \sin \theta}{V \cos(\psi - \theta)} = \frac{0.8}{\delta f}. \quad (5.10)$$

Как видно, величина  $T_a$  зависит от длины пьезопреобразователя  $L_{\text{pt}}$ , фазовой скорости ОАВ  $V$ , углом  $\psi$  между волновым вектором  $\mathbf{K}$  и лучевым вектором  $\mathbf{S}$ , и обратно пропорциональна полосе частот фазового синхронизма в АОПФ. М.М. Мазур с соавторами показал, что при периодическом повторе ультразвуковых ЛЧМ-сигналов в АОПФ, имеющих длительность  $T_a$ , спектральная функция пропускания оказывается стационарной (255). В этом случае ширина окна пропускания  $\Delta\lambda$  пропорциональна диапазону изменения мгновенной частоты  $\Delta f$  в ЛЧМ-сигнале.

Дисперсионный метод формирования, описанный в главе 3, позволяет формировать волновые пакеты радиосигналов заданной длительности  $T_0$ , обеспечивающие произвольную функцию пропускания АОПФ в спектральном окне шириной  $\Delta\lambda$ . Центральная частота ВЧ-сигнала  $f_0$  и мгновенная ширина полосы  $\Delta f$  вычисляются посредством перестроенного соотношения АОПФ  $\lambda(f)$ . Рассмотрим особенности применения метода ДФС для неколлинеарного АОПФ.

В задаче управления шириной функции пропускания ограничимся квазипрямоугольной формой окна  $W(f)$ , а также будем считать, что ширина окна пропускания АОПФ  $\Delta\lambda$  составляет малую часть всего диапазона перестройки фильтра. Спектральная фаза ВЧ-сигнала определена как квадратичная функция частоты

$$\Psi(f) = \frac{\pi T_0}{\Delta f} (f - f_0)^2. \quad (5.11)$$

Преобразование Фурье определяет функцию ВЧ-сигнала

$$S(t) = \text{Re} \int W(f) \exp(i\Psi(f)) \exp(-2\pi i f t) dt, \quad (5.12)$$

заданную на интервале длительностью  $T_0$ . Для вычисления сигнала используется метод БПФ.

Пусть длине волны  $\lambda[n]$  соответствует окно пропускания  $W_{\text{instr}}(\bar{f}_k)[n]$ , где спектр ВЧ-сигнала определён на дискретном множестве отсчётов

$$\bar{f}_k = \frac{(2k - N_d - 1)}{2(N_d - 1)} \Delta f, \quad k \in [1, N_d]_{\mathbb{N}}, \quad (5.13)$$

а число точек  $N_d = 2T_0\Delta f$  согласно (3.29) определяется теоремой Котельникова. Согласно алгоритму ДФС, ВЧ-сигнал, обеспечивающий АО-дифракцию на центральной длине волны  $\lambda[n]$ , вычисляется в дискретном виде как

$$S(t_i)[n] = \frac{1}{N_d} \sum_{k=1}^{N_d} W_{\text{instr}}(\bar{f}_k)[n] \exp\left(\frac{i\pi \bar{f}_k^2 T_0}{\Delta f}\right) \exp[-2\pi i(\bar{f}_k + f_c[n])t_i]. \quad (5.14)$$

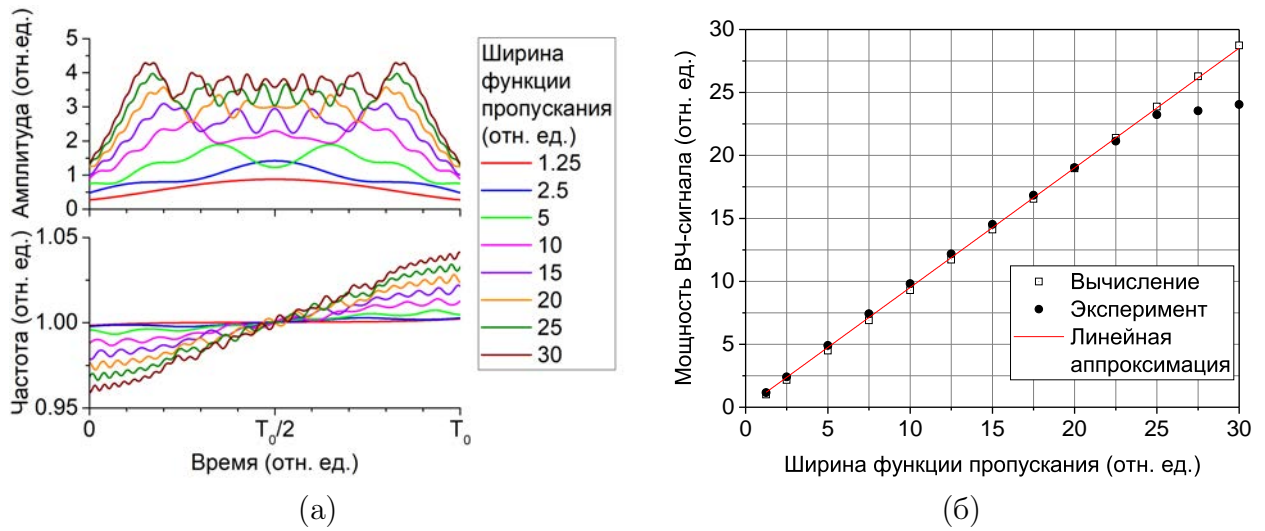


Рис. 5.12. Пример ВЧ-сигналов с квазипрямоугольным спектром, сформированных методом ДФС: (а) амплитуда и частота; (б) средняя ВЧ-мощность волнового пакета.

Точки отсчётов  $t_i$  могут быть выбраны произвольно, однако наиболее удобно выбирать их равномерно с интервалом, соответствующим тактовой частоте цифрового генератора сигналов. Вычисляемая по формуле (5.14) форма сигнала комплекснозначна, поэтому используется только её действительная часть, в результате чего ВЧ-сигнал принимает вид амплитудно-модулированного волнового пакета с нелинейной частотной модуляцией.

Пример вычисленных по формуле (5.14) ВЧ-сигналов показан на рис. 5.12 (а). Заданная при вычислениях функция окна  $W(f)$  представляет собой сглаженный прямоугольник вида (3.69). Безразмерная ширина функции пропускания определена как

$$B_w = \Delta f / \delta f, \quad (5.15)$$

то есть как отношение заданной ширины спектра к ширине аппаратной функции АОПФ при одночастотном управляющем сигнале. Амплитуда ВЧ-сигналом на рис. 5.12 (а) возрастает приблизительно пропорционально  $\sqrt{B_w}$ . Вычисления и результаты измерения, приведенные на рис. 5.12 (б), показывают, что средняя мощность волнового пакета возрастает линейно с увеличением ширины функции пропускания до наступления насыщения ВЧ-усилителя. Ограничение мощности при  $B_w = 25$  в эксперименте обусловлено достижением предела динамического диапазона генератора сигналов и ВЧ-усилителя <sup>(359)</sup>.

### 5.3.3. Точечный отклик неколлинеарного АОПФ при широкополосном управлении

Важной проблемой является влияние ширины аппаратной функции на пространственное разрешение АО-спектрометра изображений. Оценка угловой дисперсии АОПФ при различных условиях эксперимента была выполнена в разделе 5.2.2. В случае широкополосного управляющего сигнала определяющую роль играет угловая дисперсия первого типа  $\Theta_1$ , поскольку целый диапазон длин волн, соответствующий полосе частот  $\Delta f$ , одновременно находится в условии фазового синхронизма.

Для определения влияния ширины функции пропускания на АОПФ на пространственное разрешение была выполнена серия экспериментов по измерению точечного отклика. Схема экспериментальной установки приведена на рис. 5.13. Источником освещения являлась Хе-дуговая лампа, излучение которой было заведено через коллиматор в одномодовое оптоволокно (тип 9/125, диаметр сердцевины 9 мкм). Свободный конец оптоволокна был расположен в фокусе коллиматора *Юпитер-37А* (135 мм,  $F/3.5$ ); длиннофокусный объектив (650 мм,  $F/12$ ) фокусировал промежуточное изображение в плоскости входной диафрагмы спектрометра. Минимальный диаметр пятна на матрице ПЗС составлял 2.8 пикселей.

В серии измерений изменялась как ширина функции пропускания АОПФ, так и экспозиция кадра, определяемая числом повторов управляющего ВЧ волнового пакета, подаваемого генератором сигналов на АОПФ. Таким образом, АОПФ использовался также в качестве управляемого электронного затвора, позволяющего контролировать выдержку с точностью  $T_0 = 4.54$  мкс. Режим работы с малыми выдержками типичен для применений в спекл-интерферометрии <sup>(360)</sup>. Ширина прямоугольного окна пропускания менялась в диапазоне  $B_w = 1 \dots 25$ , а экспозиция менялась в диапазоне 1500...6500 мкс. Таким образом, был максимально использован динамический диапазон ПЗС-камеры.

Интенсивность изображения измерялась как сумма значений пикселей после вычитания фона в круговой апертуре радиусом 10 пикселей вокруг центроида изображения. Диаметр изображения измерялся как ширина по половине высоты в двух ортогональных направлениях:  $x$  ортогонально плоскости дифракции и  $y$  параллельно плоскости дифракции. Для вычисления диаметра выполнялась проекция изображения на соответствующую ось, то есть суммирование значений всех пикселей с одинаковой координатой, и последующая аппроксимация профиля гауссовой кривой. Размер точечного отклика вычислялся, как FWHM аппроксимирующей гауссовой кривой.

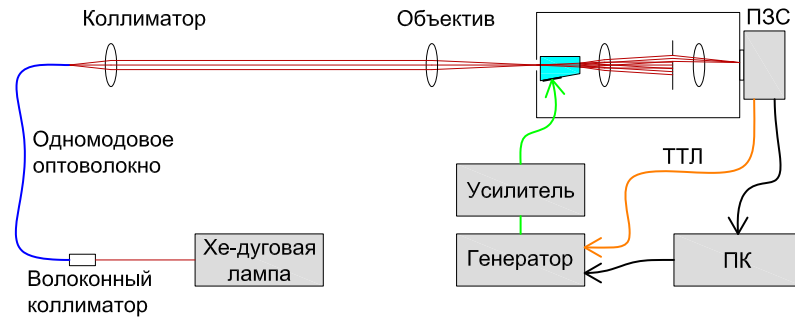


Рис. 5.13. Схема экспериментальной установки по спектральной коррекции некогерентного излучения.

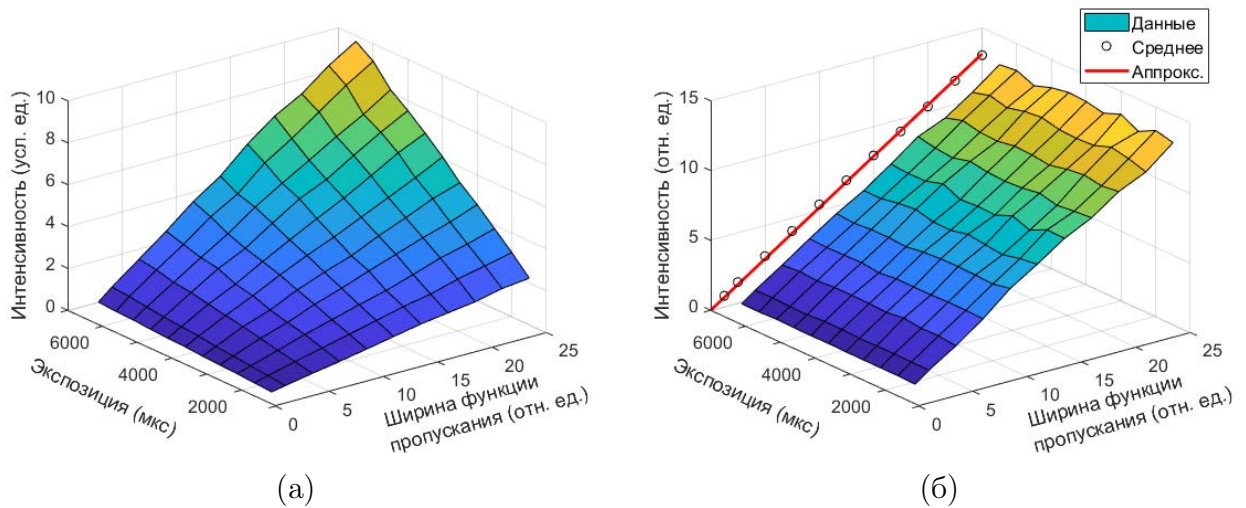


Рис. 5.14. Интенсивность изображения: (а) абсолютная интенсивность; (б) относительная интенсивность, приведенная к интенсивности при одночастотном ВЧ-сигнале при той же экспозиции.

Зависимость интенсивности от относительной ширины функции пропускания  $B_w$  показана на рис. 5.14 для длины волны 505 нм,  $f = 106.7$  МГц<sup>(359)</sup>. Зависимость интенсивности от обоих параметров — времени экспозиции и ширины функции пропускания — показана на рис. 5.14 (а). Общее изменение интенсивности составляет приблизительно 70 раз. На рис. 5.14 (б) значение интенсивности приведено относительно интенсивности изображения при той же выдержке и одночастотном управляющем сигнале. Усреднение по различным экспозициям даёт линейную зависимость от ширины функции пропускания  $B_w$ .

Результаты измерения точечного отклика гиперспектральной системы показаны на

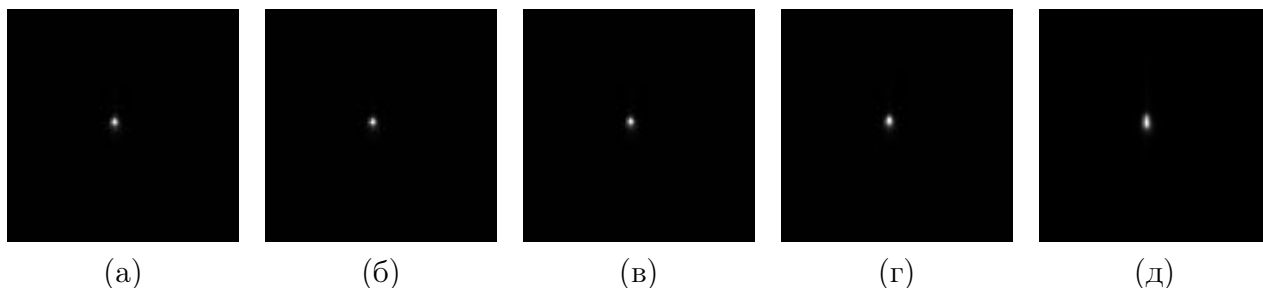


Рис. 5.15. Точечный отклик гиперспектральной системы при различных значениях ширины функции пропускания: (а) референтное изображение с одночастотным ВЧ-сигналом; (б)  $B_w = 1.25$ ; (в)  $B_w = 5$ ; (г)  $B_w = 12.5$ ; (д)  $B_w = 25$ .

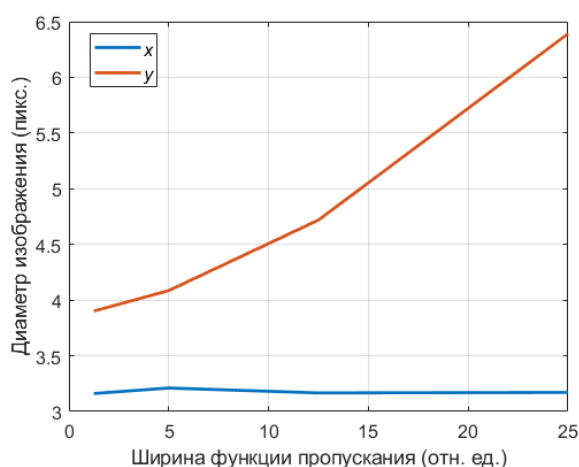


Рис. 5.16. Диаметр изображения точечного источника в двух ортогональных направлениях.

рис. 5.15. Уширение минимального элемента изображения в плоскости дифракции зависит как от оптической схемы спектрометра <sup>(348)</sup>, так и от угловой дисперсии АОПФ <sup>(A19)</sup>. Оптическая схема близка к конфокальной, но смещение АОПФ относительно промежуточной плоскости изображения составляло приблизительно 20 мм из-за конструктивных ограничений (см. рис. 5.10 и 5.11). Плоскость дифракции соответствует  $y$ -координате на изображении. Ширина референтного изображения составляет  $3.2 \times 4.2$  пикселей. Увеличение ширины функции пропускания  $B_w$  приводит к умеренному увеличению размера изображения в направлении  $y$ , как показано на рис. 5.16. Уширение изображения в 1.64 раза наблюдалось при увеличении ширины функции пропускания в 20 раз, что демонстрирует высокую эффективность применения конфокальной оптической схемы в рассматриваемой задаче. Максимальный размер изображения в направлении  $y$  составляет 6.4 пикселей при ширине функции пропускания  $B_w = 25$ .

### 5.3.4. Протокол гиперспектральных измерений с коррекцией спектра источника

Далее рассматривается модификация стандартной процедуры гиперспектральных измерений с учётом возможности управления шириной функции пропускания АОПФ <sup>(A30)</sup>. Не снижая общности, будем считать, что измеряется коэффициент отражения исследуемого объекта, хотя во многих практических задачах проводятся измерения пропускания (например, в оптической микроскопии) или излучения объекта (например, в флуоресцентной микроскопии и в астрономии).

Исходный набор гиперспектральных данных, регистрируемых спектрометром изображений (так называемый «гиперкуб»), представляет собой массив  $N$  изображений в градациях серого  $\{\mathbf{I}[n] : n = [1, N]_{\mathbb{N}}\}$ , каждое из которых соответствует определённой длине волны  $\lambda[n]$  из дискретного массива, используемого в качестве спектральной шкалы. Первой задачей при обработке массива данных является калибровка. Обычный протокол обработки гиперспектральных данных включает в себя следующую калибровку, по которой относительная интенсивность определяется как <sup>(361)</sup>

$$\mathbf{R}_{\text{obj}}[n] = \frac{\mathbf{I}_{\text{obj}}[n] - \mathbf{B}_{\text{obj}}}{\mathbf{I}_{\text{flat}}[n] - \mathbf{B}_{\text{flat}}} R_{\text{ref}}(\lambda[n]), \quad (5.16)$$

где  $\mathbf{I}_{\text{obj}}[n]$  — исходное узкополосное изображение объекта,  $\mathbf{I}_{\text{flat}}[n]$  — узкополосный отклик системы на референтный однородный объект (так называемое «плоское поле») с известной спектральной функцией отражения  $R_{\text{ref}}(\lambda)$ ,  $\mathbf{B}_{\text{obj}}$  и  $\mathbf{B}_{\text{flat}}$  — соответствующие фоновые изображения объекта и референтного поля при выключенном АОПФ. Все операции с изображениями считаются попиксельными. Интенсивность фоновых изображений  $\mathbf{B}$  включает в себя остаточную рассеянную засветку, пропускаемую фильтром, темновой ток и смещение считывания детектора изображений. Калибровка и вычитание фона требует, чтобы все изображения с серии  $\mathbf{I}[n]$  и фоновые кадры  $\mathbf{B}$  были зарегистрированы при одной и той же экспозиции. Для регистрации референтных изображений обычно используются нейтрально-серые эталоны, выполненные из высокооднородных материалов с известными спектральными характеристиками и ламбертовым законом отражения (например, фтористые полимеры,  $\text{BaSO}_4$ , *Spectralon*).

Использование референтного массива гиперспектральных данных, полученного при помощи нейтрально-серого эталона, решает проблему как устранения регулярных неоднородностей пропускания по полю зрения, так и спектральной калибровки. Тем не менее в ряде прикладных задач, особенно в области дистанционного зондирования, такая ка-



либровка затруднена или невозможна. При этом спектр излучения, освещающего объект известен априори (как правило, это спектр излучения Солнца либо калиброванного лабораторного источника). К таким задачам в первую очередь относится гиперспектральная съёмка при помощи автономных спектрометров, установленных на космических или беспилотных летательных аппаратах, в условиях ограниченной ёмкости канала передачи регистрируемых данных. Для решения этой проблемы предлагается алгоритм работы гиперспектральной системы, в котором калибровка осуществляется на этапе первичной регистрации данных АО-спектрометром изображений, что уменьшает объём регистрируемых данных и ресурсы, затрачиваемые на их последующую обработку.

Интенсивность спектрального изображения  $\mathbf{I}_{\text{obj}}[n]$ , полученного за единичное время экспозиции, можно представить как функционал спектра источника освещения  $P_{\text{illum}}$ , коэффициента отражения объекта  $\mathbf{R}_{\text{obj}}$ , чувствительности  $\mathbf{S}_{\text{instr}}$ , функции пропускания  $W_{\text{instr}}[n]$  спектрометра и фоновой засветки:

$$\mathbf{I}_{\text{obj}}[n] = \mathbf{S}_{\text{instr}}[n] \int \mathbf{R}_{\text{obj}}(\lambda) W_{\text{instr}}(\lambda)[n] P_{\text{illum}}(\lambda) d\lambda + \mathbf{B}_{\text{obj}}. \quad (5.17)$$

Здесь считается, что чувствительность инструмента  $\mathbf{S}_{\text{instr}}[n]$  включает в себя все регулярные факторы: коэффициенты пропускания оптических элементов, виньетирование, неоднородность акустического поля в АОПФ, эффективность детектора. Программное управление функцией  $W_{\text{instr}}(\lambda)[n]$  может быть использовано для калибровки массива гиперспектральных данных  $\mathbf{I}_{\text{obj}}[n]$  на этапе регистрации.

Для регистрации гиперспектральных данных был разработан следующий протокол, основанный на адаптивном управлении шириной функции пропускания АОПФ. Предварительная калибровка прибора включает в себя измерение пропускания прибора и спектра источника, если он не известен. Таким образом, при калибровке учитываются все регулярные факторы, зависящие от длины волны, включая спектр источника излучения. При последующих измерениях данные калибровки используются непосредственно при регистрации спектральных данных. В этом заключается принципиальное отличие от стандартной процедуры калибровки (5.16), в которой референтные данные используются только при цифровой обработке зарегистрированных изображений.

Будем считать, что массив длин волн  $\{\lambda[n] : n = [1, N]_{\mathbb{N}}\}$  задан перед проведением измерений. Ширину функции пропускания будем выражать в безразмерных единицах частоты управляющих сигналов, поскольку собственная ширина функции пропускания АОПФ, выраженная в частотных единицах  $\delta f$ , является инвариантной и связана с геометрией АОПФ выражением (5.10). Протокол измерения заключается в следующем.

А. Калибровка прибора:

1) для каждой длины волны  $\lambda[n]$  устанавливается постоянная ширина окна пропускания  $B_{w0} = \Delta f / \delta f$ ;

2) на каждой из центральных частот  $f_c[n]$  выбирается квазипрямоугольное окно пропускания  $W_{instr}(f)[n]$  с постоянной шириной  $\Delta f$ , а ВЧ-сигнал вычисляется по формуле (5.14);

3) регистрируется массив  $N$  референтных изображений  $\mathbf{I}_{ref}[n]$  и массив  $M \geq 1$  фоновых изображений  $\mathbf{B}_{ref}[m]$ ;

4) осуществляется вычитание фона для референтных изображений

$$\mathbf{I}'_{ref}[n] = \mathbf{I}_{ref}[n] - \frac{1}{M} \sum_{m=1}^M \mathbf{B}_{ref}[m]; \quad (5.18)$$

5) вычисляется интенсивность референтного объекта как сумма по подмножеству  $\mathbf{A}$  пикселей референтных изображений:

$$I_{ref}[n] = \sum_{\mathbf{A}} \mathbf{I}'_{ref}[n]; \quad (5.19)$$

6) вычисляется корректировочный коэффициент

$$C[n] = R_{ref}[n] \frac{\max_n I_{ref}[n]}{I_{ref}[n]}. \quad (5.20)$$

Б. Измерение:

1) для каждой длины волны  $\lambda[n]$  устанавливается ширина окна пропускания

$$B_c[n] = C[n] B_{w0}; \quad (5.21)$$

2) на каждой из центральных частот  $f_c[n]$  выбирается квазипрямоугольное окно пропускания  $W_{instr}(f)[n]$  с переменной по спектру шириной  $\Delta f[n] = B_c[n] \delta f$ , а ВЧ-сигнал вычисляется по формуле (5.14);

3) регистрируется массив  $N$  изображений  $\mathbf{I}_{obj}[n]$  и массив  $M \geq 1$  фоновых изображений  $\mathbf{B}_{obj}[m]$ ;

4) осуществляется вычитание фона по формуле

$$\mathbf{I}'_{obj}[n] = \mathbf{I}_{obj}[n] - \frac{1}{M} \sum_{m=1}^M \mathbf{B}_{obj}[m]. \quad (5.22)$$

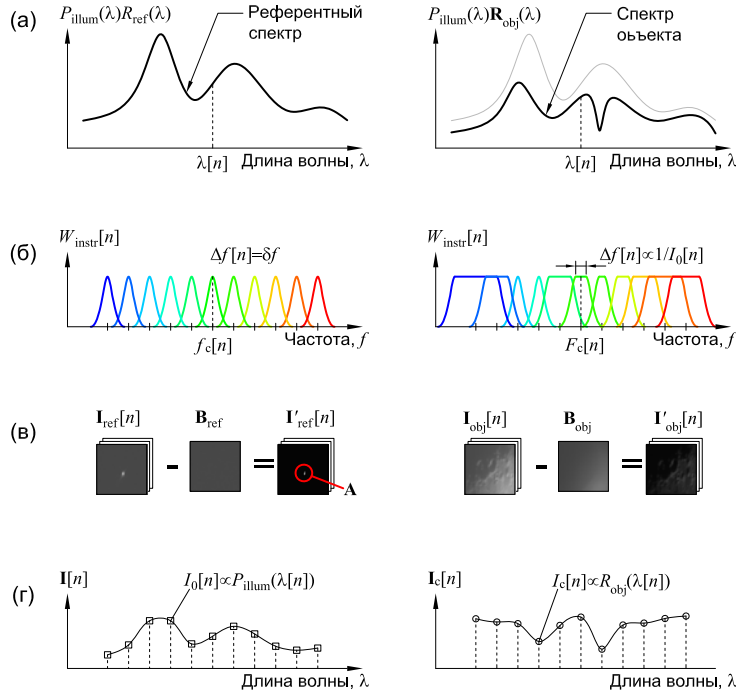


Рис. 5.17. Протокол измерения с переменной шириной функции пропускания включает в себя калибровку по референтному источнику (слева) и измерение объекта (справа): (а) входной спектр излучения; (б) функция пропускания АОПФ; (в) обработка изображений; (г) измерение интенсивности.

Пункты 1 – 5 протокола калибровки соответствуют стандартной процедуре гиперспектральных измерений при помощи АОПФ: они повторяются для референтного и для исследуемого объекта, и вычисление коэффициента отражения  $\mathbf{R}_{\text{obj}}[n]$  осуществляется по формуле (5.16). В усовершенствованном протоколе модифицируется шаг 1, благодаря чему компенсируется как чувствительность источника, так и спектр источника излучения:

$$\mathbf{S}_{\text{instr}}[n] \int W_{\text{instr}}(\lambda)[n] P_{\text{illum}}(\lambda) d\lambda = \text{const}, \quad (5.23)$$

а интеграл (5.17) даёт прямую оценку коэффициента отражения:

$$\mathbf{I}'_{\text{obj}}[n] \approx \mathbf{R}_{\text{obj}}[n]. \quad (5.24)$$

При этом считается, что коэффициент отражения референтного объекта  $R_{\text{ref}}[n]$  известен априорно или независимо измерен, что имеет место при использовании эталонных референтных объектов.

Отдельно следует отметить особенности применения данного протокола в задачах астрономической спектрофотометрии. В данном случае все объекты рассматриваются как излучающие, и регистрация плоского поля невозможна в отличие от задач измерения

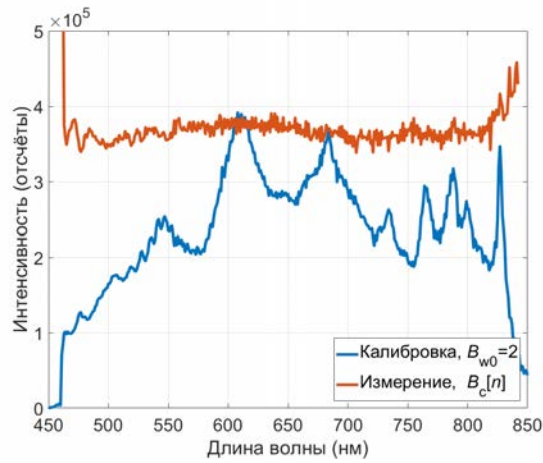


Рис. 5.18. Широкополосная коррекция спектра Хе-дуговой лампы в гиперспектральной системе с неколлинеарным АОПФ и адаптивным дисперсионным управлением шириной функции пропускания.

коэффициентов отражения или пропускания. Для калибровки спектрометра в качестве референтного объекта может быть использована звезда с известным спектром излучения  $P_{\text{star}}(\lambda)$ . Тогда при калибровке считается  $R_{\text{ref}}(\lambda) = P_{\text{star}}(\lambda)$ . Аналогично, при измерении коэффициентов отражения объектов солнечной системы в качестве референтного используется солнечный спектр.

В эксперименте был исследован спектральный диапазон 450...850 нм. Шаг сетки измерения составлял 1 нм, а начальная ширина полосы окна пропускания была выбрана равной  $B_{w0} = 2$ . Референтный спектр был принят равным единице,  $R_{\text{ref}}(\lambda) = 1$ . Время экспозиции составляло 6 мс и контролировалось временем включения АОПФ. Результаты измерений приведены на рис. 5.18. Полученные при первом измерении данные  $I_{\text{ref}}[n]$  фактически представляют спектр источника — Хе-дуговой лампы. Согласно (5.20), этот спектр был использован для вычисления корректировочных коэффициентов ширины окна пропускания фильтра. При втором измерении фильтром с переменной шириной окна пропускания и тем же источником был получен равномерный спектр практически во всем диапазоне 465...820 нм с величиной СКО 2.8 %. Таким образом, было продемонстрировано эффективное применение дисперсионного метода формирования произвольных функций пропускания в задачах гиперспектрального анализа изображений. В конфокальной оптической схеме такой метод позволяет корректировать искажения, обусловленные как излучением источника, так и неоднородностью чувствительности спектрометра, с сохранением высокого пространственного разрешения.

## 5.4. Программируемая фильтрация углового спектра в неколлинеарном АОПФ

### 5.4.1. Двухмерная передаточная функция АОПФ

Многочастотный режим синтеза функций пропускания неколлинеарных АОПФ также может быть использован для адаптивного управления пространственным спектром лазерных пучков <sup>(362)</sup>. Хорошо известно, что двухмерная передаточная функция неколлинеарного АОПФ имеет форму, близкую к кругу <sup>(363–365)</sup>. Такая топология передаточной функции определяется геометрическими свойствами оптической волновой поверхности одноосного кристалла: при широкоапертурной геометрии взаимодействия, используемой в АОПФ, касательные к волновым поверхностям взаимодействующих быстрой и медленной волн параллельны, поэтому геометрическое место точек фазового синхронизма в пространстве волновых векторов определяется вторыми производными волновой поверхности, то есть ее радиусами кривизны <sup>(A43)</sup>. В одноосных кристаллах (как положительных, так и отрицательных) вблизи оптической оси передаточная функция имеет кольцевую топологию, а вдали от оптической оси — гиперболическую <sup>(A42)</sup>. Переходная точка — так называемая «сверхширокоапертурная» или «оптимальная» геометрия АОПФ <sup>(221, 339)</sup> — соответствует равным радиусам кривизны главных сечений волновых поверхностей быстрой и медленной волн. В двухосных кристаллах могут существовать более сложные виды двухмерной передаточной функции, однако топологическое деление на кольцеобразные, крестообразные и переходные типы структуры фазового синхронизма остаётся <sup>(227, A43)</sup>.

По определению, передаточная функция пространственно-инвариантной оптической системы — это коэффициент пропускания двумерного преобразования Фурье электрического поля <sup>(258)</sup>. При описании АОПФ в качестве координат в пространстве волновых векторов удобно использовать направляющие углы  $\theta$  и  $\varphi$  направления распространения плоской волны, а не поперечные компоненты волнового вектора  $\mathbf{k}$ , как показано на рис. 5.19. Из решения уравнений связанных мод (2.50) следует, что передаточная функция  $H_{\text{ao}}$  фазовой решетки Брэгга является функцией двух параметров: коэффициента связи  $Q$  и фазовой расстройки  $R$ :

$$H_{\text{ao}} = \frac{Q}{\sqrt{Q^2 + R^2}} \sin \frac{\pi}{2} \sqrt{Q^2 + R^2}, \quad (5.25)$$

где постоянный фазовый коэффициент опущен. Оба параметра  $Q = qL/\pi$  и  $R = \Delta kL/\pi$  пропорциональны длине взаимодействия  $L$  и нормированы так, что максимальная эф-

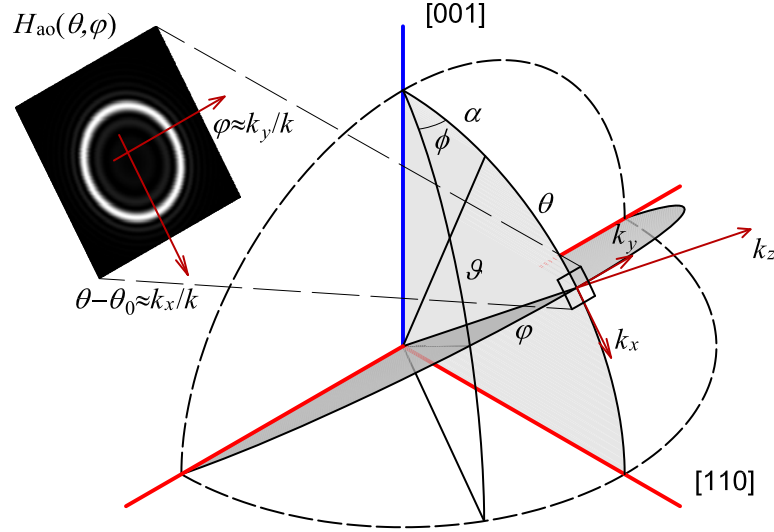


Рис. 5.19. Геометрия расчёта двумерной передаточной функции  $\tilde{H}_{\text{ao}}(\theta, \varphi)$  неколлинеарного АОПФ в кристалле  $\text{TeO}_2$ .

Фактивность  $H_{\text{ao}} = 1$  без расстройки ( $R = 0$ ) достигается при  $Q = 1$ . Половинная дифракционная эффективность,  $|H_{\text{ao}}|^2 = 0.5$ , при  $Q = 1$  соответствует расстройке  $R = 0.8$ . Коэффициент связи  $Q$  пропорционален амплитуде ультразвука и, следовательно, корню квадратному из мощности ВЧ-сигнала. Предполагается, что коэффициент связи  $Q$  не зависит от пространственных координат.

Для вычисления фазового расстройки  $R$  используется система отсчёта с угловыми координатами  $(\theta, \varphi)$ , определяемыми как

$$\begin{cases} \theta = \vartheta - \alpha; \\ \varphi = \arcsin(\sin \vartheta \sin \phi), \end{cases} \quad (5.26)$$

где  $\phi$  — азимутальный угол Эйлера, отсчитываемый от кристаллографической оси [110] (см. рис. 5.19). В параксиальном приближении эти угловые координаты соответствуют поперечным декартовым осям, тогда как оптический луч распространяется вдоль третьей оси. Таким образом, это соответствует экспериментально измеренным передаточным функциям АОПФ <sup>(365, 366)</sup>. Из сферической теоремы косинусов следует, что

$$\begin{cases} \cos^2 \vartheta = \cos^2 \varphi \cos^2(\theta + \alpha); \\ \sin^2 \vartheta = \sin^2 \varphi + \cos^2 \varphi \sin^2(\theta + \alpha), \end{cases} \quad (5.27)$$

следовательно, показатель преломления необыкновенной волны в этом случае зависит как от  $\vartheta$ , так и от  $\varphi$ :

$$n_e(\vartheta) = \sqrt{\frac{\varepsilon_{11}\varepsilon_{33}}{\varepsilon_{11} \sin^2 \vartheta + \varepsilon_{33} \cos^2 \vartheta}}; \quad (5.28.a)$$

$$n_e(\theta, \varphi) = \sqrt{\frac{\varepsilon_{11}\varepsilon_{33}}{\varepsilon_{11}[\sin^2 \varphi + \cos^2 \varphi \sin^2(\theta + \alpha)] + \varepsilon_{33} \cos^2 \varphi \cos^2(\theta + \alpha)}}. \quad (5.28.б)$$

Фазовая расстройка  $R$  вычисляется геометрическим образом из диаграммы волновых векторов в предположении, что вектор расстройки ортогонален акустическому лучевому вектору  $\mathbf{S}$  (см. рис. 5.5):

$$R(\theta, \varphi) = \frac{2L \cos \psi}{\lambda} \left\{ n_e(\sin \theta \sin \psi + \cos \theta \cos \varphi \cos \psi) - \kappa \sin \psi - \sqrt{n_o^2 - (n_e \sin \theta - \kappa)^2 - n_e^2 \cos^2 \theta + [n_e(\sin \theta \sin \psi + \cos \theta \cos \varphi \cos \psi) - \kappa \sin \psi]^2} \right\}, \quad (5.29)$$

где  $\kappa = f\lambda/V$  — приведённая к безразмерному виду частота ультразвука. Данное приближение основано на волновой теории анизотропной АО-дифракции <sup>(267)</sup> и подтверждается аккуратным измерением ширины полосы фазового синхронизма при неколлинеарной дифракции <sup>(367, A6, A23)</sup>.

Уравнение (5.29) было выведено с использованием одномерной плосковолновой модели связанных волн, модифицированной с учётом угла акустического сноса  $\psi$ . Уравнений (5.25) – (5.29) достаточно для вычисления  $H_{\text{ао}}(\theta, \varphi)$  как зависимости коэффициента пропускания АОПФ от направления распространения плоской волны на фиксированной длине волны  $\lambda$  и частоте ультразвука  $f$ .

Широкоапертурная геометрия дифракции существует в  $\text{TeO}_2$  при угле среза кристалла  $|\alpha| \leq \alpha_{\text{max}} \approx 19.8^\circ$  <sup>(221)</sup>. При небольших углах среза кристалла  $\alpha \lesssim 10^\circ$  форма передаточной функции близка к кольцевой, однако при увеличении частоты фазового синхронизма наблюдается смещение центра кольца в сторону больших углов Брэгга <sup>(A18, A35)</sup>. При увеличении угла среза в диапазоне  $10^\circ \lesssim \alpha \leq \alpha_{\text{max}}$  наблюдается асимметрия двухмерной передаточной функции: угловая апертура фильтра в плоскости дифракции возрастает быстрее, чем в ортогональной плоскости. На рис. 5.20 приведены результаты моделирования передаточной функции неколлинеарных АОПФ на кристалле  $\text{TeO}_2$  с различными углами среза  $\alpha$  <sup>(A35)</sup>. Можно аналитически показать, что наблюдаемое в моделировании смещение кольцевой передаточной функции обусловлено наличием кубического члена в разложении  $f(\theta)$  и пропорционально частоте ультразвука <sup>(362)</sup>.

## 5.4.2. Топологическая классификация двухмерных передаточных функций АОПФ

Выражение для фазовой расстройки (5.29) является общим для любых геометрий анизотропной дифракции в одноосных кристаллах и позволяет вычислить двухмерные пе-



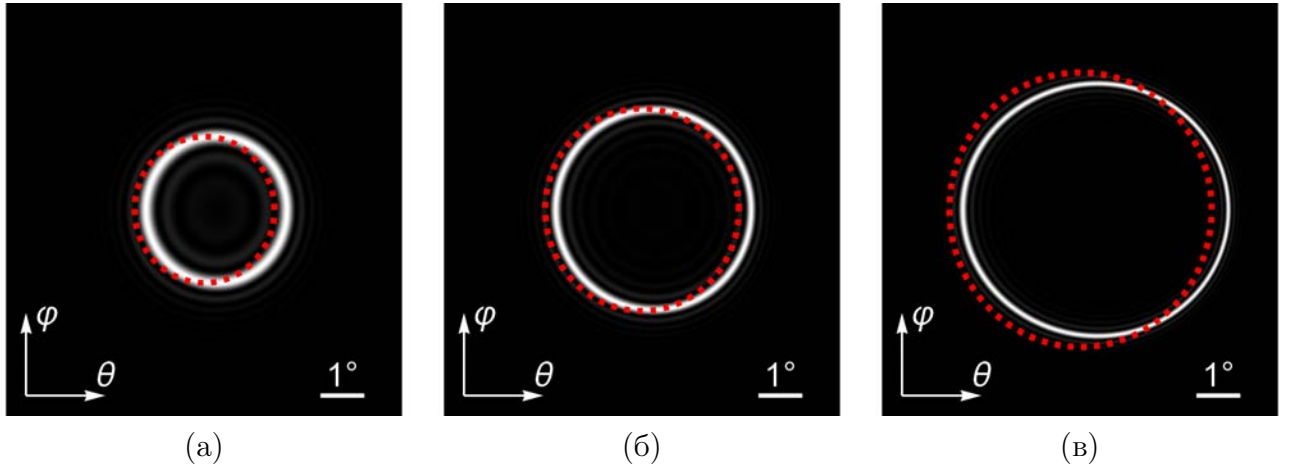


Рис. 5.20. Расчёт двумерной передаточной функции неколлинеарного АОПФ,  $|\tilde{H}_{\text{ao}}(\theta, \varphi)|^2$ , при различных ориентациях кристалла парателлурита,  $\lambda = 532$  нм: (а)  $\alpha = 5^\circ$ ,  $f = 70.96$  МГц (б)  $\alpha = 10^\circ$ ,  $f = 149.87$  МГц; (в)  $\alpha = 15^\circ$ ,  $f = 240.82$  МГц. На рисунке обозначены: пунктирные линии ( $\cdots$ ) — симметричная круговая апертура с центром при угле Брэгга  $\theta_0$ , соответствующем НФС.

редаточные функции как коллинеарных, так и неколлинеарных АОПФ. Для классификации и описания возможных топологий передаточной функции необходимо исследовать дифференциально-геометрические свойства оптической поверхности рефракции  $v^{-1}(\mathbf{s}) = n(\mathbf{s})/0$ , где  $\mathbf{s}$  — вектор волновой нормали. Для этой цели воспользуемся методом тензора дифракции волновых пучков в анизотропной среде <sup>(A43)</sup>. Данный метод изначально был разработан в области акустики кристаллов А.Г. Хаткевичем <sup>(368)</sup> и Н.Ф. Науменко с соавторами <sup>(369)</sup>. В частности, применение тензора дифракции позволяет визуализировать пространственную анизотропию акустических свойств кристаллов, а также находить направления автоколлимации и конические акустические оси в кристаллах, важные с точки зрения разработки АО-устройств <sup>(A14, A37)</sup>. В общем виде тензор дифракции  $\hat{w}$  как для акустических, так и для электромагнитных волн в кристаллах можно определить следующим образом:

$$w_{ij} = \delta_{ij} - s_i s_j + g_i g_j + \frac{\partial g_i}{\partial s_j}, \quad (5.30)$$

где  $\delta_{ij}$  — символ Кронекера,  $\mathbf{g}$  — нормированная поперечная компонента групповой скорости  $\mathbf{u} = \partial v / \partial \mathbf{s}$ :

$$\mathbf{g} = \mathbf{u} / v - \mathbf{s}. \quad (5.31)$$

Общими свойствами тензора  $\widehat{w}$  являются симметричность:

$$w_{ij} = w_{ji} \quad (5.32)$$

и планальность:

$$\mathbf{s}\widehat{w}\mathbf{s} = w_{ij}s_iss_j = 0, \quad (5.33)$$

следствием которой является возможность диагонализации тензора с двумя ненулевыми собственными значениями:

$$\widehat{w} = \begin{pmatrix} w^{(1)} & 0 & 0 \\ 0 & w^{(2)} & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (5.34)$$

Третье собственное значение тензора всегда нулевое и соответствует собственному вектору  $\mathbf{s}$ . Таким образом, ненулевые собственные значения  $w^{(1)}$  и  $w^{(2)}$  обратно пропорциональны главным радиусам кривизны поверхности рефракции, а соответствующие им собственные векторы лежат в касательной плоскости к поверхности рефракции и определяют плоскости главных сечений поверхности в точке, заданной вектором  $\mathbf{s}$ .

Можно показать, что тензор  $\widehat{w}$  непосредственно определяет дифракцию волновых пучков в анизотропной среде <sup>(A43)</sup>. Если задано произвольное поле источника  $A_0(\mathbf{r})$  при  $z = 0$ , поле в произвольной точке определяется интегралом суперпозиции

$$A(\mathbf{r}) = A_0(\mathbf{r}) \otimes G(\mathbf{r}), \quad (5.35)$$

где  $G(\mathbf{r})$  — функция Грина

$$G(\mathbf{r}) = \frac{1}{(2\pi)^2} \int \exp[i(\mathbf{k}\mathbf{r})] d^2\mathbf{k}_\perp. \quad (5.36)$$

В параксиальном приближении величина  $\mathbf{k}\mathbf{r}$  раскладывается по поперечным компонентам волнового вектора  $\mathbf{k}_\perp$ , как по малым параметрам. Таким образом, ограничиваясь квадратичными членами разложения, то есть в приближении дифракции Френеля, получаем

$$G(\mathbf{r}) = \frac{1}{(2\pi)^2} \exp(ikz) \iint \exp[ik_i(r_i - g_iz)] \exp\left(-\frac{iz}{2k}w_{ij}k_ik_j\right) dk_x dk_y. \quad (5.37)$$

Данное выражение легко интегрируется, если выбрать оси  $k_x$  и  $k_y$  соответствующими собственным векторам тензора  $\widehat{w}$ :

$$G(\mathbf{r}) = \frac{ik}{2\pi z \sqrt{w^{(1)}w^{(2)}}} \exp(ikz) \exp\left\{i\frac{k}{2z} \left[ \frac{(x - g_1z)^2}{w^{(1)}} + \frac{(y - g_2z)^2}{w^{(2)}} \right]\right\} \quad (5.38)$$

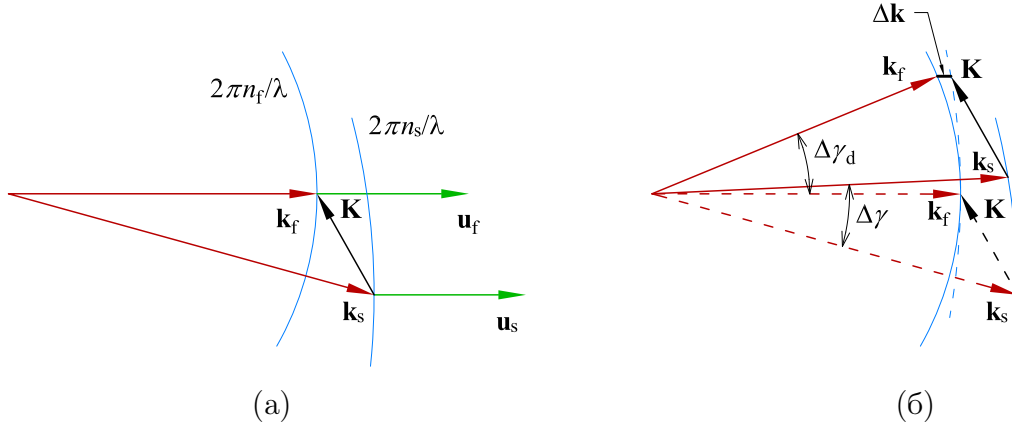


Рис. 5.21. Векторная диаграмма анизотропной дифракции: (а) строгое выполнение условия НФС; (б) при наличии угловой расстройки.

в случае  $w^{(1)}w^{(2)} \neq 0$  или

$$G(\mathbf{r}) = \frac{ik}{2\pi z \sqrt{w^{(1)}}} \exp(ikz) \exp \left[ i \frac{k}{2z} \cdot \frac{(x - g_1 z)^2}{w^{(1)}} \right] \delta(y - g_2 z) \quad (5.39)$$

в случае  $w^{(2)} = 0$ . Нулевое собственное значение соответствует направлению автоколлимации волнового пучка. В одноосных кристаллах нулевые значения  $w^{(i)}$  невозможны, а в двухосных они существуют только для медленной моды в окрестности оптической оси и соответствуют направлениям внешней конической рефракции <sup>(370)</sup>.

Применим тензор дифракции для анализа топологии двумерной передаточной функции АОПФ при условии НФС. На рис. 5.21 показана обобщённая векторная диаграмма анизотропной дифракции в двулучепреломляющем кристалле, имеющем показатели преломления  $n_f$  и  $n_s$  для быстрой и медленной моды. Условие НФС эквивалентно параллельности векторов групповой скорости этих мод  $\mathbf{u}_f$  и  $\mathbf{u}_s$ . При наличии угловой расстройки  $\Delta\gamma$  направление распространения дифрагировавшей волны меняется на величину  $\Delta\gamma_d$ , и появляется вектор фазовой расстройки  $\Delta\mathbf{k}$ , модуль которого можно найти как

$$\Delta k = \frac{2\pi}{\lambda} [\rho_f (\cos \Delta\gamma - 1) - \rho_s (\cos \Delta\gamma_d - 1)] \approx \frac{\pi}{\lambda} \rho_f^2 \Delta\gamma^2 \left( \frac{1}{\rho_f} - \frac{1}{\rho_s} \right) \propto \Delta\gamma^2 \left( \frac{w_f}{n_f} - \frac{w_s}{n_s} \right), \quad (5.40)$$

где  $\rho_f$  и  $\rho_s$  — радиусы кривизны поверхности рефракции в выбранном сечении быстрой и медленной мод. Поскольку выражение (5.40) не содержит линейных членов по  $\Delta\gamma$ , такая геометрия АО-дифракции является широкоапертурной. В общем случае, имеющем место в двухосных кристаллах, направления собственных векторов тензоров дифракции быстрой и медленной моды различны, поэтому величина вектора расстройки определяется

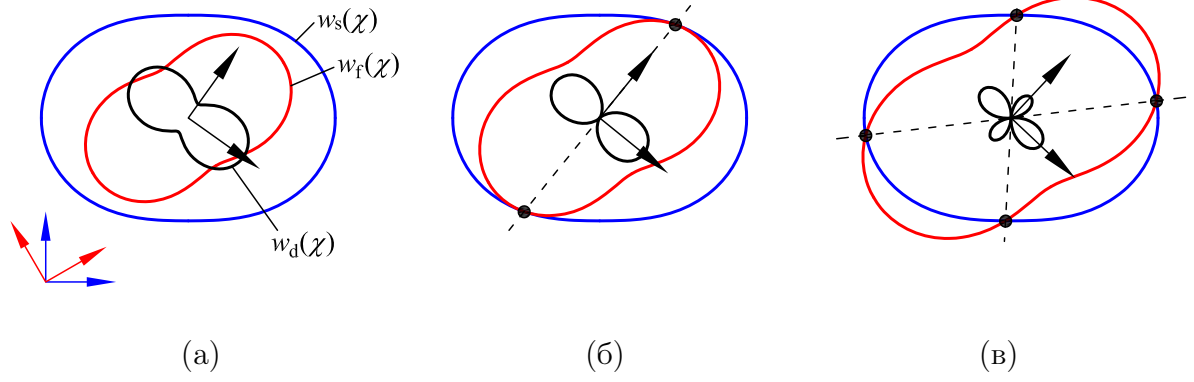


Рис. 5.22. Различные виды указательной кривой тензора дифракции: (а) собственные значения  $\hat{w}_d$  имеют один знак; (б) одно из собственных значений  $\hat{w}_d$  равно нулю; (в) собственные значения  $\hat{w}_d$  имеют противоположные знаки. Стрелки указывают направления собственных векторов тензоров  $\hat{w}_f$ ,  $\hat{w}_s$  и  $\hat{w}_d$ .

тензором

$$\hat{w}_d = \frac{\hat{w}_f}{n_f} - \frac{\hat{w}_s}{n_s}, \quad (5.41)$$

то есть линейной комбинацией двух тензоров, имеющей те же свойства (5.32) – (5.34), что и тензор  $\hat{w}$ .

Топология двумерной передаточной функции будет зависеть от знаков собственных значений тензора  $\hat{w}_d$ . Если ввести азимутальный угол  $\chi$ , отсчитываемый от направления первого собственного вектора тензора  $\hat{w}_d$ , величина расстройки  $\Delta k$  будет описываться выражением

$$\Delta k \propto w_d(\chi) = w_d^{(1)} \cos^2 \chi + w_d^{(2)} \sin^2 \chi. \quad (5.42)$$

Качественно различные виды указательной кривой, соответствующие трём разным топологическим типам двумерной передаточной функции, показаны на рис. 5.22.

Если выполняется условие

$$w_d^{(1)} w_d^{(2)} > 0, \quad (5.43)$$

величина  $w_d(\chi)$  имеет постоянный знак при любых значениях  $\chi$ , то есть величина  $\Delta k$  не принимает нулевых значений ни при каких  $\chi$ . Данный случай соответствует кольцевой топологии двумерной передаточной функции АОПФ. В одноосных кристаллах этот случай реализуется для направлений взаимодействия, лежащих в окрестности оптической оси.

Во втором случае

$$w_d^{(1)} w_d^{(2)} = 0 \quad (5.44)$$

существует одно значение  $\chi$ , соответствующее собственному вектору с нулевым собственным значением, при котором  $\Delta k = \mathcal{O}(\Delta\gamma^3)$ . Этот случай называется НФС высшего порядка, поскольку величина фазовой расстройки в данном направлении определяется третьей и выше степенями  $\Delta\gamma$ . В АОПФ на основе одноосных кристаллов это соответствует сверхширокоапертурной геометрии дифракции при критическом угле среза  $\alpha_{\max}$  <sup>(221)</sup>.

Третий случай, показанный на рис. 5.22 (в),

$$w_d^{(1)}w_d^{(2)} < 0 \quad (5.45)$$

характеризуется двумя направлениями НФС высшего порядка. Соответствующая двумерная передаточная функция имеет форму креста и реализуется в направлениях дифракции, далеких от оптической оси одноосного кристалла, в том числе в коллинеарных АОПФ. В соответствии с выбором начального значения  $\chi$  в выражении (5.42), направления сверхширокоапертурной дифракции реализуются при

$$\chi_0 = \pm \operatorname{arctg} \sqrt{-\frac{w_d^{(1)}}{w_d^{(2)}}}. \quad (5.46)$$

Отметим, что в одноосных кристаллах из-за симметрии поверхности рефракции один собственный вектор тензора дифракции всегда лежит в главной плоскости, а другой ортогонален ей. При этом условие НФС высшего порядка (5.44) реализуется только в главной плоскости кристалла. В двухосных кристаллах при анизотропной дифракции имеют место те же три топологических типа двумерной передаточной функции, однако переходы между кольцевым и крестообразным топологическими типами осуществляются разными способами <sup>(227, A42)</sup>. В частности, это приводит к качественно новому типу сверхширокоапертурной дифракции, при котором направление НФС высшего порядка ортогонально плоскости дифракции, а не параллельно ей, как в одноосных кристаллах <sup>(227, 370)</sup>.

Особые топологии двумерной передаточной функции АО-фильтров имеют приложения в задачах обработки изображений, например для визуализации фазовых объектов <sup>(365, 371)</sup>. Тем не менее в задачах пространственного профилирования аксиально симметричных лазерных пучков наиболее востребована симметричная кольцевая двумерная передаточная функция АОПФ, соответствующая случаю (5.43) при дополнительном условии  $w_d^{(1)} = w_d^{(2)}$ , которое строго выполняется только вдоль оптической оси одноосного кристалла, а также в некоторых особых направлениях НФС в двухосных кристаллах <sup>(227)</sup>. По этой причине в одноосных кристаллах ширина области фазового синхронизма в плоскости дифракции всегда больше, чем в ортогональной плоскости, следовательно, кольцевая

передаточная функция имеет форму эллипса <sup>(362, A43)</sup>. При уменьшении угла среза кристалла  $\alpha \rightarrow 0$  асимметрия двумерной передаточной функции уменьшается, однако на практике редко используются АОПФ на кристалле  $\text{TeO}_2$  с углами среза  $\alpha < 5^\circ$ . Это обусловлено тем, что при приближении направления дифракции к оптической оси кристалла снижается также частота фазового синхронизма, а следовательно, ухудшается и разрешение АОПФ. Вопрос оптимизации угла среза кристалла  $\text{TeO}_2$  с точки зрения получения управления пространственной структурой лазерных пучков был рассмотрен в работе <sup>(A42)</sup>. В данной работе было показано, что для формирования кольцевых лазерных пучков в одночастотном режиме управления предпочтительно выбирать относительно небольшой угол среза кристалла  $\alpha = 4.4^\circ \dots 7.2^\circ$ , в то время как для управления двумерной передаточной функцией в многочастотном режиме управления предпочтительны более высокие значения угла среза  $\alpha = 11.0^\circ \dots 13.8^\circ$ . Кроме низкого разрешения, при распространении оптических пучков близ оптической оси  $\text{TeO}_2$  существенную роль начинает играть гиротропия кристалла, из-за чего становится возможным многократная брэгговская дифракция, приводящая к качественным измерениям двумерной передаточной функции <sup>(372, 373)</sup>.

### 5.4.3. Экспериментальное измерение передаточной функции

Влияние АОПФ на обрабатываемый оптический пучок принципиально зависит от оптической системы, в которой используется фильтр. На рис. 5.23 показаны две распространенные оптические схемы для систем формирования оптического пучка на основе АОПФ: конфокальная и схема преобразования Фурье. Для простоты обе оптические схемы изображены с единичными масштабными коэффициентами и равными фокусными расстояниями линз  $F$ . На схеме условно не показаны оптические элементы, используемые для разделения дифракционных порядков: поляризаторы и диафрагмы.

Конфокальная система, показанная на рис. 5.23 (а), выполняет прямую фильтрацию углового спектра оптического пучка в пространстве волновых векторов <sup>(362)</sup>:

$$\tilde{A}_{\text{out}}(k_x, k_y) = H_{\text{ao}}(k_x, k_y) \tilde{A}_{\text{in}}(k_x, k_y). \quad (5.47)$$

В этой схеме входное поле  $A_{\text{in}}(x, y)$  перестраивается первой линзой в плоскость АО-взаимодействия без изменения углового спектра. Дифрагировавшее поле 1-го порядка имеет угловой спектр, модифицированный в соответствии с уравнением (5.47). Конфокальная оптическая схема типична для низкоабберационных гиперспектральных систем <sup>(343, 346, 348)</sup>. Кольцевая передаточная функция неколлинеарного АОПФ также позволяет использовать

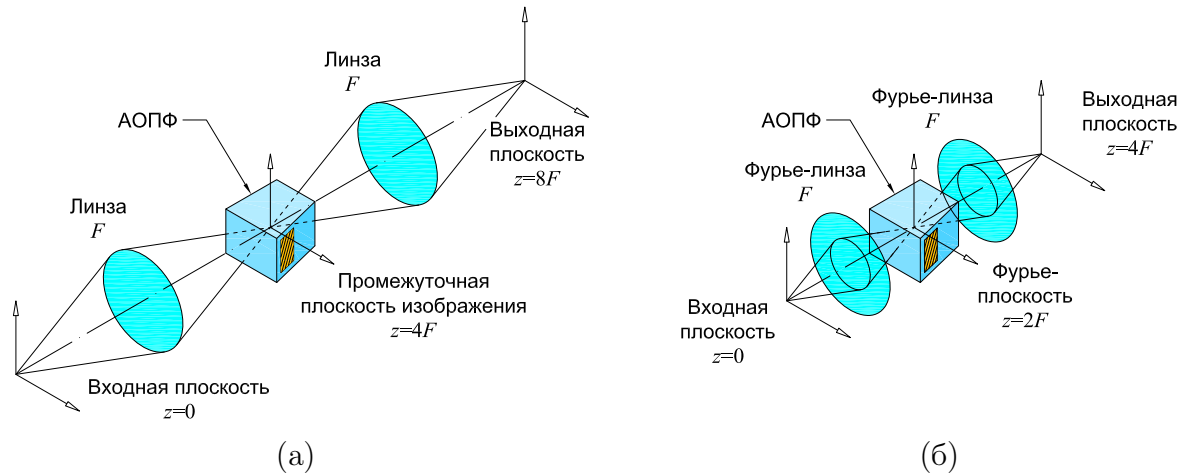


Рис. 5.23. Основные оптические схемы для применения АОПФ в системах пространственной фильтрации оптических пучков: (а) конфокальная схема; (б) Фурье-преобразующая схема.

эту схему для получения гиперспектральных изображений в режиме тёмного поля для визуализации фазовых объектов (A24, A36).

Оптическая схема с преобразованием Фурье показана на рис. 5.23 (б). В этой схеме функция пропускания АОПФ представляет собой комплексный множитель в распределении выходного поля (362),

$$A_{\text{out}}(x, y) = H_{\text{ao}}\left(\frac{x}{\lambda F}, \frac{y}{\lambda F}\right) A_{\text{in}}(x, y), \quad (5.48)$$

где коэффициент масштабирования между сопряжённым пространством  $(k_x, k_y)$  и координатным пространством  $(x, y)$  равен  $\lambda F$ :

$$k_x = \frac{x}{\lambda F}, \quad k_y = \frac{y}{\lambda F}. \quad (5.49)$$

Схема с преобразованием Фурье наиболее эффективна для управления пространственным распределением интенсивности лазерных пучков. В частности, на её основе возможно создание динамических кольцевых оптических ловушек (374).

Квадрат модуля передаточной функции,  $|H_{\text{ao}}(\theta, \varphi)|^2$ , может быть измерен по следующей методике, использующей Фурье-преобразующую оптическую схему (рис. 5.23 (б)). Схема экспериментальной установки для измерения передаточной функции и формирования кольцевых распределений интенсивности приведена на рис. 5.24. Пучок лазера *Coherent Verdi V5* фокусировался в АОПФ Фурье-линзой, дифрагировавший пучок переносился проекционной системой в заднюю фокальную плоскость микробиоъектива *Carl*



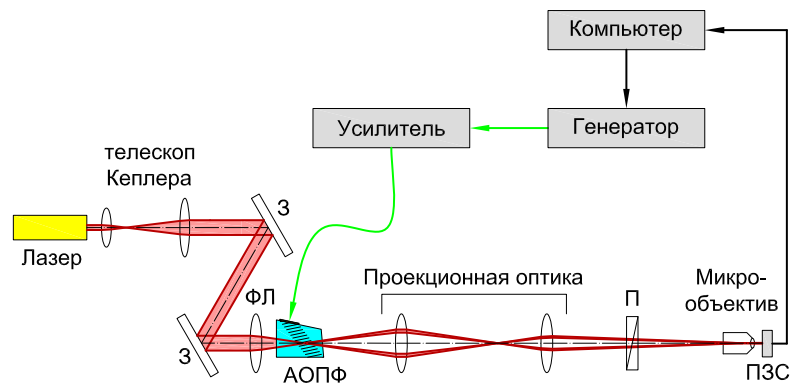


Рис. 5.24. Схема экспериментальной установки измерения двухмерной передаточной функции неколлинеарного АОПФ. На рисунке обозначены: З – зеркала; П – поляризатор; ФЛ – Фурье-линза.

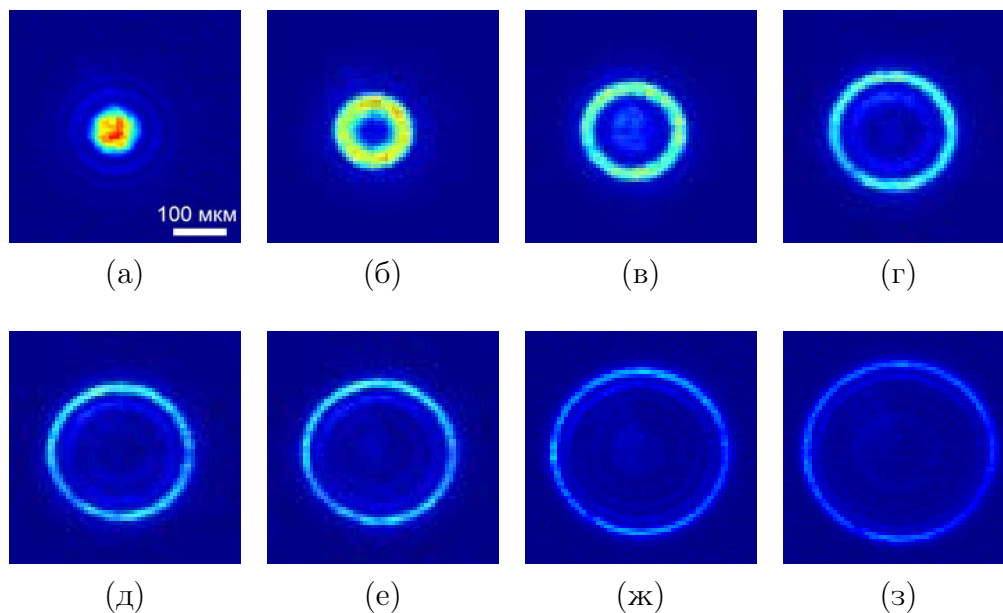


Рис. 5.25. Визуализация передаточной функции неколлинеарного АОПФ: (а)–(з) изменение частоты управляющего сигнала в диапазоне 132.4...133.8 МГц, с шагом 0.2 МГц,

*Zeiss 25×/0,50* с фокусным расстоянием  $F = 6.6$  мм. Распределение интенсивности измерялось анализатором профиля лазерного пучка *Coherent LaserCam HR*, матрица ПЗС которого была расположена в фокальной плоскости объектива. В экспериментах были измерены передаточные функции неколлинеарного АОПФ на кристалле  $\text{TeO}_2$  с углом среза кристалла  $\alpha = 9.04^\circ$ . Измерения двухмерной передаточной функции на различных частотах ультразвука при постоянной длине волны света  $\lambda = 532$  нм приведены на рис. 5.25. Частота НФС составляет величину  $f_{\text{нфс}} = 132.4$  МГц, что соответствует рис. 5.25 (а).

На представленных экспериментальных данных на рис. 5.25, в частности, наблюдается смещение центра кольцевой передаточной функции в сторону больших углов Брэгга при увеличении частоты ультразвука. Как было отмечено в разделе 5.4.1, данное смещение обусловлено асимметрией частотно-угловой характеристики  $f(\theta)$  анизотропной дифракции и линейно зависит от величины  $(f - f_{\text{нрм}})$  <sup>(362)</sup>.

#### 5.4.4. Гиперспектральная визуализация фазовых объектов на основе АО-фильтра пространственных частот

Кольцевая передаточная функция неколлинеарного АОПФ может быть использована для визуализации фазовых объектов гиперспектральным методом. Основы данного метода были исследованы в работах <sup>(A18, A24)</sup>. За основу системы визуализации фазовых объектов выбрана конфокальная оптическая система, соответствующая рис. 5.23 (а). При монохроматическом освещении неколлинеарный АОПФ, настроенный на рабочую частоту выше частоты НФС, работает как полосовой фильтр пространственных частот, что позволяет визуализировать неоднородности объекта, включая фазовые <sup>(A18)</sup>. При широкополосном освещении различные длины волн будут дифрагировать при различных углах падения в соответствии с выражением (5.29) и условием фазового синхронизма  $R(\theta, \phi) = 0$ .

Чтобы данный принцип визуализации фазовых объектов работал при некогерентном освещении, в систему добавляется дополнительный пространственный модулятор света, функция пропускания которого  $H_{\text{slm}}(x, y)$  согласована с двухмерной передаточной функцией АОПФ <sup>(A24)</sup>. Пространственный модулятор располагается в одной из Фурье-плоскостей оптической системы. Поскольку задняя фокальная плоскость второй линзы в конфокальной системе служит для разделения дифракционных порядков АОПФ, модулятор удобно располагать в передней фокальной плоскости первой линзы. Методами Фурье-оптики в приближении дифракции Френеля можно показать, что при наличии в плоскости  $\mathcal{I}_0$  фазового объекта, пропускание которого имеет вид

$$A_0(x, y) = \exp(i\Phi_{\text{obj}}(x, y)), \quad (5.50)$$

при малой фазовой модуляции  $|\Phi_{\text{obj}}(x, y)| \ll 1$  в выходной плоскости поле представимо в виде свёртки

$$A_2(x, y) \propto \tilde{H}_{\text{slm}}\left(\frac{x}{\lambda F}, \frac{y}{\lambda F}\right) \otimes \Phi_{\text{obj}}(x, y), \quad (5.51)$$

где  $\tilde{H}_{\text{slm}}(k_x, k_y) = \text{FT}^{-1}[H_{\text{slm}}(x, y)]$  — импульсный отклик пространственного модулятора,  $F$  — фокусное расстояние линзы, а длина волны  $\lambda$  определяется частотой ВЧ-сигнала,

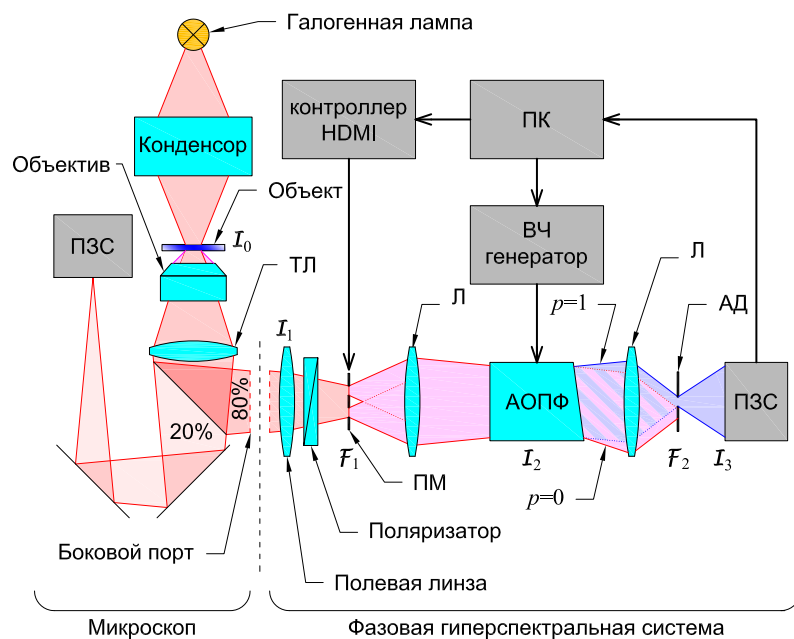


Рис. 5.26. Экспериментальная установка для гиперспектральной визуализации фазовых объектов. На рисунке обозначены: АД — апертурная диафрагма, Л — линза; ПМ — пространственный модулятор; ТЛ — тубусная линза микроскопа;  $\mathcal{I}_0$  — плоскость объекта;  $\mathcal{I}_1, \mathcal{I}_2, \mathcal{I}_3$  — плоскости действительных изображений;  $\mathcal{F}_1, \mathcal{F}_2$  — Фурье-плоскости.

подаваемого на АОПФ. Такой отклик системы, при котором интенсивность изображения пропорциональна квадрату функции фазовой модуляции, качественно аналогичен отклику оптической системы, построенной по методу тёмного поля. Различие с классическим методом тёмного поля заключается в том, что пространственный фильтр расположен после объекта, а не до него, а также наличием перестраиваемого спектрального фильтра, что позволяет производить независимые измерения на различных длинах волн.

Схема созданной экспериментальной установки <sup>(A36)</sup> приведена на рис. 5.26. Установка основана на инвертированном оптическом микроскопе *Nikon Ti-E*. Осветитель состоит из галогенной лампы и светосильной конденсорной линзы. Оптическая система микроскопа состоит из объектива и тубусной линзы и формирует изображение в плоскости  $\mathcal{I}_1$ , а также на вспомогательной цветной ПЗС-камере *Nikon DS-Fi2*. Для обеспечения пропускания высоких пространственных частот использован светосильный микрообъектив *Nikon Plan Apo  $\lambda$  40 $\times$ /0,95*. Гиперспектральная система установлена в боковом оптическом порту микроскопа. Конфокальная оптическая система состоит из полевой линзы, пленочного поляризатора, ЖК пространственного модулятора *Epson L3C07U-85G13* с разрешением  $1920 \times 1080$  пикселей стандарта высокой чёткости (*англ.* high definition multimedia interface,

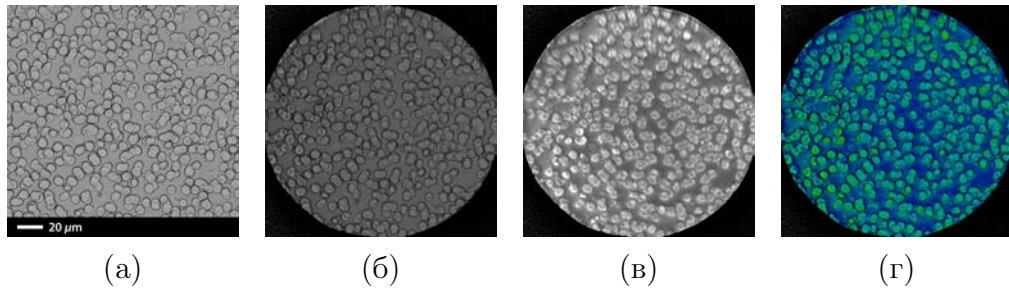


Рис. 5.27. Визуализация фазовых объектов гиперспектральным АО-методом: (а) референтное изображение на вспомогательной ПЗС-камере микроскопа; (б) спектральное изображение без пространственной фильтрации; (в) фазовое изображение с пространственной фильтрацией; (г) фазово-амплитудное изображение в синтезированной цветовой схеме (оттенок кодирует фазу).

НDMI), первого изображающего объектива, неколлинеарного АОПФ, второго изображающего объектива, диафрагмы и чёрно-белой ПЗС-камеры *Apogee Instruments Alta U32*. Для управления ЖК пространственным модулятором использована интерфейсная плата *BBS HD Kit* стандарта HDMI. Маска пропускания формировалась на ПК в программе MATLAB и передавалась на контроллер HDMI как бинарное (чёрно-белое) изображение.

В конфокальной оптической системе, показанной на рис. 5.26, сформированы три плоскости действительных изображений объекта. Плоскость  $\mathcal{I}_1$  совмещена с выходным портом микроскопа и является входной плоскостью гиперспектральной системы. Поскольку оптическая система микроскопа не является телецентрической, в этой плоскости расположена полевая линза, корректирующая ход лучей. В плоскости  $\mathcal{I}_2$  расположен АОПФ, а в плоскости  $\mathcal{I}_3$  — детектор. Система имеет две промежуточные Фурье-плоскости  $\mathcal{F}_1$  и  $\mathcal{F}_2$ , в которых осуществляется пространственная фильтрация: в плоскости  $\mathcal{F}_1$  расположена ЖК-матрица, а в плоскости  $\mathcal{F}_2$  — ирисовая диафрагма, причём функция пропускания модулятора  $H_{slm}(x, y)$  и диаметр диафрагмы согласованы так, что пучок 0-го порядка после АОПФ полностью блокируется, а пучок 1-го порядка пропускается диафрагмой.

Результаты эксперимента приведены на рис. 5.27. Объектом служил фиксированный неокрашенный препарат цитологического мазка эритроцитов человека. Обработка изображений выполнена при настройке АОПФ на длину волны  $\lambda_0 = 650$  нм. При выключенном пространственном модуляторе получается спектральное изображение (рис. 5.27 (б)) подобное референтному изображению объекта (рис. 5.27 (а)). При включении пространственного модулятора в режиме полосового фильтра пространственных частот, согласованного с кольцевой функцией пропускания АОПФ на длине волны  $\lambda_0$ , регистрируется фазовое

изображение вида (5.51), показанное на рис. 5.27 (в). Синтезированное изображение на рис. 5.27 (г) закодировано в цветовой модели hue-saturation-value (HSV), в которой оттенок (*англ.* hue) пропорционален фазе, а яркость (*англ.* value) — амплитуде пропускания объекта.

#### 5.4.5. Адаптивная коррекция радиального распределения интенсивности лазерного пучка

Анализ передаточной функции неколлинеарного АОПФ в разделе 5.4.1 был выполнен в предположении, что ВЧ-сигнал является одночастотным и формирует периодическую синусоидальную фазовую решетку. Простым способом синтеза двумерных передаточных функций с переменной шириной передачи является применение многочастотных радиосигналов. В этом случае каждая монохроматическая компонента ультразвуковой волны обеспечивает фазовый синхронизм в своём диапазоне пространственных частот, что приводит к расширению передаточной функции или генерации нескольких независимых колец.

Выражения для многочастотного радиосигнала для случая пространственного синтеза передаточной функции в точности совпадают с полученными ранее выражениями (5.14) и (5.13), описывающими управляющий ВЧ-сигнал для спектрального АОПФ с управляемой шириной окна пропускания:

$$S(t_i) = \frac{1}{N_f} \sum_{k=1}^{N_f} W_k \exp \left[ \frac{i\pi(f_k - f_c)^2 T_a}{\Delta f} \right] \exp [-2\pi i f_k t_i] \quad (5.52)$$

с равномерной сеткой частот  $f_k$ . Для управления пространственным профилем лазерного пучка используются весовые коэффициенты  $W_k$ .

Важно отметить, что сигнал вида (5.52) обеспечивает стационарный режим АО-дифракции, так как его период в точности равен временной апертуре АОПФ  $T_a$ , определяемой выражением (5.10). Сигнал  $S(t_i)$  представлен в дискретном виде, что позволяет непосредственно использовать выражение (5.52) для вычисления массива данных, загружаемых в память AWG-генератора ВЧ-сигналов произвольной формы.

Как показано далее, метод ДФС позволяет использовать такие режимы управления пространственным распределением, как формирование лазерного луча с плоской вершиной и генерация кольцевых лазерных полей с переменным диаметром и толщиной «стенки». Примеры такого управления для падающего гауссового пучка продемонстрированы на рис. 5.28 – 5.30 при различных наборах весовых коэффициентов  $W_k$ . В представленном эксперименте было использовано  $N_f = 6$  частот ВЧ-сигнала. Сетка частот  $f_k$  соответствует

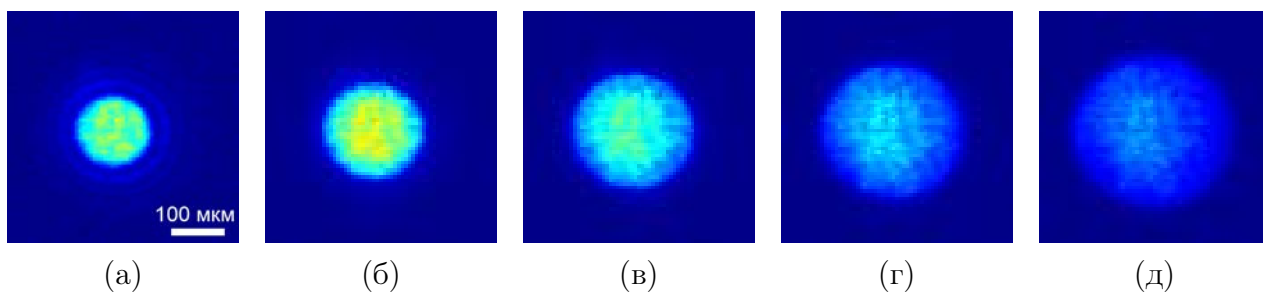


Рис. 5.28. Преобразование гауссова пучка в режиме пространственного фильтра низких частот с управляемой полосой: (а)  $W_k = \{1, 1, 0, 0, 0, 0\}$ ; (б)  $W_k = \{1, 1, 1, 0, 0, 0\}$ ; (в)  $W_k = \{1, 1, 1, 1, 0, 0\}$ ; (г)  $W_k = \{1, 1, 1, 1, 1, 0\}$ ; (д)  $W_k = \{1, 1, 1, 1, 1, 1\}$ .

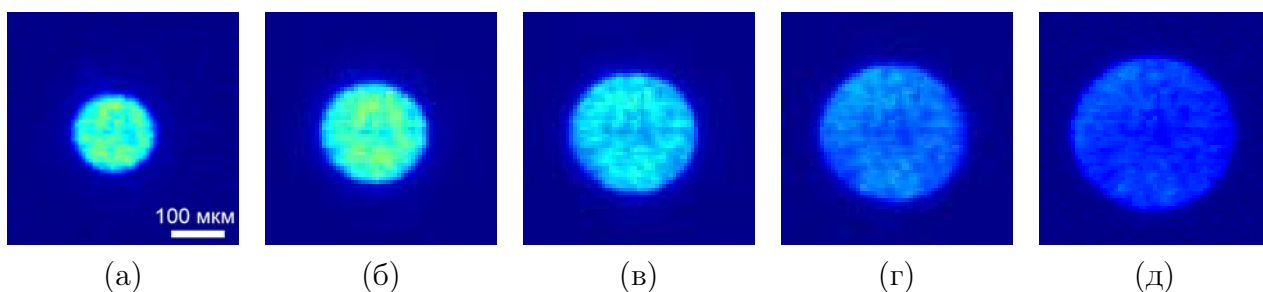


Рис. 5.29. Преобразование гауссова пучка в однородный круговой пучок пространственным фильтром низких частот с управляемой полосой и коррекцией амплитуды: (а)  $W_k = \{0.5, 0.6, 0, 0, 0, 0\}$ ; (б)  $W_k = \{0.5, 0.6, 0.7, 0, 0, 0\}$ ; (в)  $W_k = \{0.5, 0.6, 0.7, 0.8, 0, 0\}$ ; (г)  $W_k = \{0.5, 0.6, 0.7, 0.8, 0.9, 0\}$ ; (д)  $W_k = \{0.5, 0.6, 0.7, 0.8, 0.9, 1\}$ .

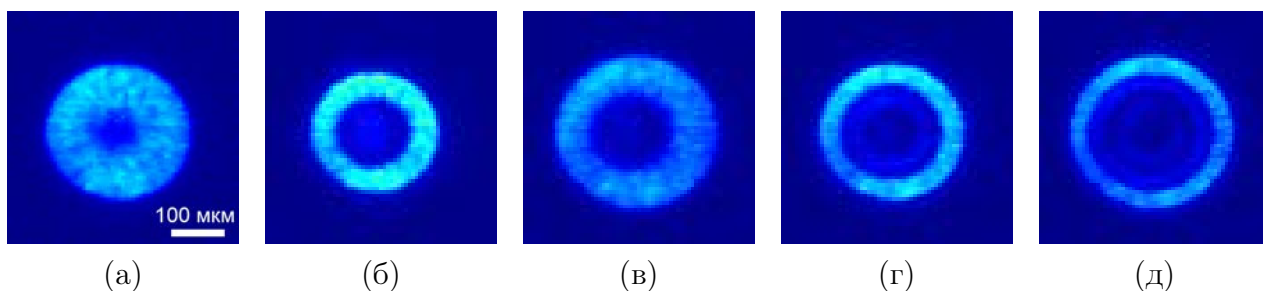


Рис. 5.30. Преобразование гауссова пучка в кольцевой пучок полосовым пространственным фильтром с коррекцией амплитуды: (а)  $W_k = \{0, 0.6, 0.7, 0.8, 0.9, 0\}$ ; (б)  $W_k = \{0, 0, 0.7, 0.8, 0, 0\}$ ; (в)  $W_k = \{0, 0, 0.7, 0.8, 0.9, 1\}$ ; (г)  $W_k = \{0, 0, 0, 0.8, 0.9, 0\}$ ; (д)  $W_k = \{0, 0, 0, 0, 0.9, 1\}$ .

диапазону от 132.4 . . . 133.4 МГц с шагом 0.2 МГц. При единичных весовых коэффициентах  $W_k$  реализуется режим работы фильтра низких частот (рис. 5.28). В режиме коррекции на рис. 5.29 было использовано линейное увеличение весовых коэффициентов от  $W_1 = 0.5$  до  $W_6 = 1$ . Формирование кольцевого пучка на рис. рис. 5.30 получено, когда один или несколько первых весовых коэффициентов, соответствующих низшим пространственным частотам углового спектра пучка, были равны 0.

Описанные методы управления двумерными передаточными функциями могут быть использованы для создания оптических пинцетов и ловушек с кольцевой формой удерживающего потенциала <sup>(374)</sup>. В оптическом пинцете используется непосредственное управление угловым спектром лазерного пучка в АОПФ и оптическое преобразование Фурье, преобразующее пучок с кольцевым спектром в соответствующее пространственное распределение интенсивности в фокальной плоскости. Отличием таких оптических ловушек от кольцевых ловушек на основе методов цифровой голографии <sup>(375)</sup> и аксиконов <sup>(376)</sup> являются отсутствие механической перестройки и существенно более высокое быстродействие: переключение между различными видами передаточной функции осуществляется за время порядка 5 мкс, что позволяет создавать динамические оптические ловушки с характерным быстродействием порядка 100 кГц.

#### 5.4.6. Пространственное управление полихроматическим лазерным излучением

Пространственная фильтрация лазерных пучков неколлинеарным АОПФ с многочастотным управлением может быть также применена для управления полихроматическим и, в том числе, фемтосекундным лазерным излучением. Основным применением полихроматических аксиально-симметричных спектрально-пространственных распределений лазерных полей являются оптические ловушки для холодных атомов: при отстройке частоты лазерного излучения от частоты атомного перехода в красную область (увеличение длины волны) атомы удерживаются в области максимальной интенсивности излучения, а при отстройке частоты в синюю область (уменьшение длины волны) атомы выталкиваются в область минимальной интенсивности <sup>(377, 378)</sup>. Оптические ловушки на основе кольцевых полей с синим смещением длины волны называются «тёмными ловушками» и имеют преимущество меньшего поглощения излучения и нагрева атомов, благодаря их локализации в области лазерного пучка с низкой интенсивностью <sup>(379–381)</sup>. Очевидными преимуществами применения АОПФ в таких ловушках являются как возможность независимого управ-



ления распределением излучения на нескольких длинах волн, так и возможность быстрой перестройки размера ловушки для сжатия облака холодных атомов в течение эксперимента.

Обозначим полную угловую ширину обрабатываемого полихроматического пучка как  $\Delta\theta$  и рассмотрим частоту фазового синхронизма  $f$  как функцию двух переменных: длины волны излучения  $\lambda$  и угла Брэгга  $\theta$ . Минимум частоты по углу на заданной длине волны  $f_{\text{нрм}}(\lambda) = \min_{\theta} f(\lambda, \theta)$  соответствует геометрии НФС, а величина  $f_{\text{нрм}}$  уменьшается примерно пропорционально  $1/\lambda$ . Чтобы обеспечить независимость обработки лазерных полей на двух различных длинах волн  $\lambda_1 > \lambda_2$ , должно быть выполнено следующее условие:

$$f_{\text{нрм}}(\lambda_2) > f(\lambda_1, \theta_0 - 0.5\Delta\theta). \quad (5.53)$$

Здесь, в частности, учитывается асимметрия передаточной функции, из-за которой  $f(\lambda, \theta_0 - 0.5\Delta\theta) > f(\lambda, \theta_0 + 0.5\Delta\theta)$  <sup>(362, A35)</sup>. В случае выполнения неравенства (5.53) диапазоны частот, в которых имеет место фазовый синхронизм на длинах волн  $\lambda_1 > \lambda_2$ , не пересекаются, поэтому каждая из составляющих ВЧ-сигнала независимо управляет соответствующей длиной волны.

На рис. 5.31 приведены результаты численного моделирования функции пропускания по интенсивности  $|H_{\text{ао}}(\theta, \varphi; f)|^2$  для АОПФ с углом среза кристалла  $\text{TeO}_2$   $\alpha = 9^\circ$  для длин волн  $\lambda_1 = 810$  нм и  $\lambda_2 = 770$  нм, лежащих в диапазоне излучения Ti-сапфировых фемтосекундных лазеров <sup>(362)</sup>. Данной конфигурации АОПФ соответствует скорость ультразвука  $V = 693$  м/с, длина пьезопреобразователя  $L = 8$  мм, угол Брэгга при НФС  $\theta_0 = 9.6^\circ$ . Частоты НФС равны 78.6 и 83.7 МГц соответственно. Таким образом, частота сигнала  $f_1 = 78.6$  МГц обеспечивает выполнение условия НФС при  $\lambda_1 = 810$  нм, а частота  $f_2 = 83.7$  МГц превышает частоту НФС для  $\lambda_2 = 770$  нм: интенсивность излучения в центре пучка на длине волны  $\lambda_2$  близка к нулю при частоте ультразвука  $f_2$ . Дифракция излучения на длине волны  $\lambda_2$  при частоте  $f_1 < f_{\text{нрм}}(\lambda_2)$  отсутствует; паразитное кольцо пропускания АОПФ на длине волны  $\lambda_1$  лежит вне угловой апертуры пучка и в экспериментах не наблюдается.

Формирование полихроматического спектрально-пространственного распределения интенсивности лазерного пучка было продемонстрировано экспериментально <sup>(382)</sup>. Схема экспериментальной установки, показанная на рис. 5.32, отличалась от рассмотренной ранее системы формирования кольцевых пучков (рис. 5.24) стартовой частью. Источником излучения служил Ti-сапфировый ФЗГ *Femtolasers Femtosource Synergy* с шириной спектра 80 нм FWHM на центральной длине волны 800 нм. В качестве спектрального фильтра

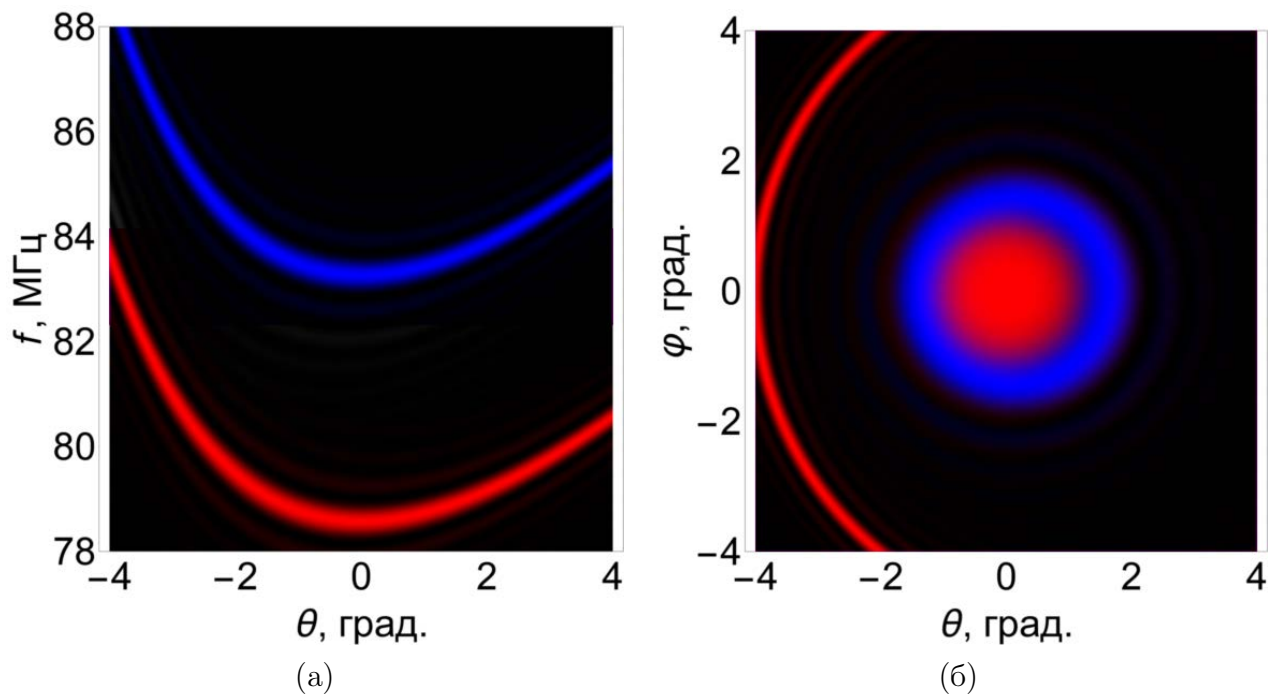


Рис. 5.31. Моделирование многочастотной дифракции двухцветного излучения в неколлинеарном АОПФ для длин волн  $\lambda_1 = 810$  нм (красный цвет) и  $\lambda_2 = 770$  нм (синий цвет): (а) частотно-угловая диаграмма эффективности дифракции при  $\varphi = 0$ ; (б) передаточная функция при двухчастотном управлении с  $f_1 = 78.6$  МГц и  $f_2 = 83.7$  МГц.

была использована АОДЛЗ конфигурации II (см. таблицу 1.3), работающая в режиме программируемого фильтра с несколькими независимыми окнами пропускания, описанном в разделе 3.4. Спектр излучения на выходе АОДЛЗ измерялся спектрометром *Ocean Optics USB2000+*. Ширина аппаратной функции АОДЛЗ составляла 0.24 нм FWHM, что примерно в 4 раза уже ширины функции пропускания АОПФ, следовательно, спектральное уширение передаточной функции АОПФ не наблюдалось. Управление АОПФ и АОДЛЗ осуществлялось одним двухканальным программируемым генератором ВЧ-сигналов *Keysight N8241A*.

Результаты измерения интенсивности для случая полихроматического лазерного излучения показаны на рис. 5.33. На ВЧ-вход АОПФ подавался двухчастотный сигнал, одна из компонент которого на частоте  $f_1 = 80.5$  МГц соответствовала условию НФС на длине волны  $\lambda_1 = 800$  нм, а вторая на частоте  $f_2 = 82.0$  МГц обеспечивала кольцевую двумерную передаточную функцию на длине волны  $\lambda_2 = 790$  нм. При помощи АОДЛЗ формировалось одно или одновременно два окна пропускания на длинах волн  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$  (спектр излучения на выходе АОДЛЗ показан в нижнем ряду на рис. 5.33). Полученные распре-

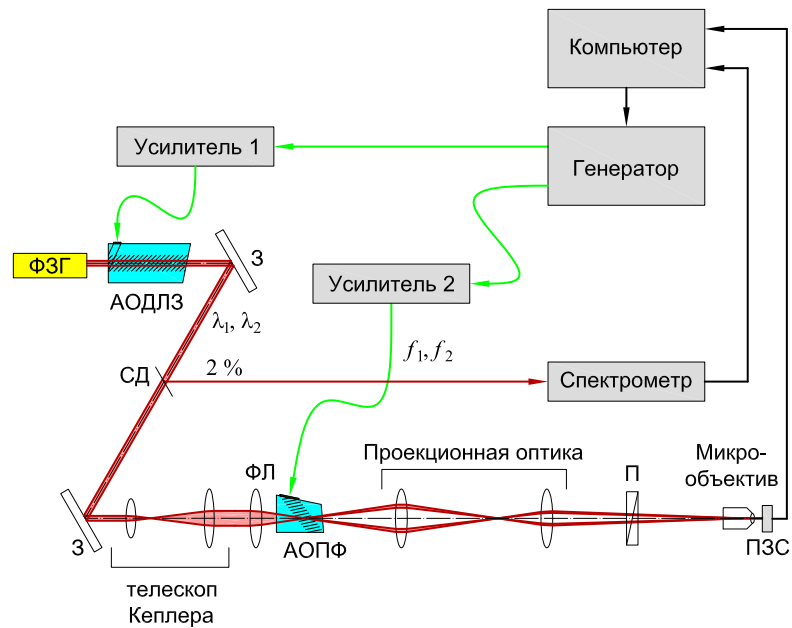


Рис. 5.32. Схема экспериментальной установки для формирования спектрально-пространственного распределения интенсивности. На рисунке обозначены: З – зеркала; П – поляризатор; СД – светоделитель; ФЛ – Фурье-линза.

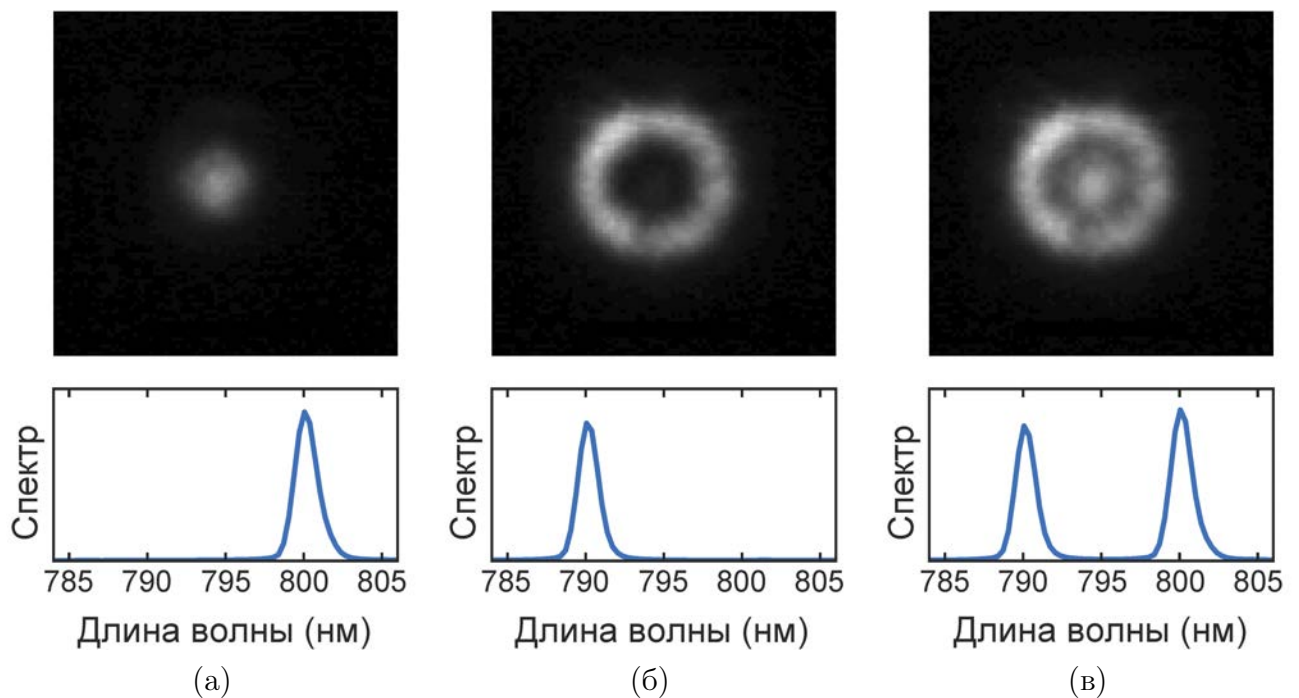


Рис. 5.33. Экспериментальное распределение интенсивности двухцветного излучения, формируемое неколлинеарным АОПФ при двухчастотном управляющем сигнале с частотами  $f_1 = 80.5$  МГц и  $f_2 = 82.0$  МГц: (а) длина волны  $\lambda_1 = 800$  нм; (б) длина волны  $\lambda_2 = 790$  нм; (в) комбинация длин волн  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$ .

деления интенсивности на длинах волн  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$  независимы, так как при одновременной подаче на АОПФ двух длин волн распределение интенсивности представляет собой сумму интенсивностей, получаемых на каждой из длин волн по отдельности.

Представленные экспериментальные данные демонстрируют реализуемость независимой АО пространственной фильтрации полихроматического лазерного излучения, что представляет собой практический интерес для создания новых типов оптических ловушек.

## Выводы к главе 5

В пятой главе диссертации рассмотрены применения метода ДФС к задачам спектральной обработки некогерентного оптического излучения, включая гиперспектральный анализ, и пространственной фильтрации лазерных пучков. Основные результаты главы заключаются в следующем:

1) Применение адаптивной спектральной коррекции некогерентного излучения квазилинейным АОПФ позволило получить однородный прямоугольный спектр в диапазоне длин волн 550...700 нм с СКО по интенсивности 1 % (A15).

2) Построена аналитическая модель угловой дисперсии неколлинеарных АОПФ, учитывающая два типа дисперсии, возникающие в гиперспектральных системах: дисперсия первого типа имеет место при выполнении условия фазового синхронизма и приводит к сканированию изображений при перестройке длины волны; дисперсия второго типа имеет место при постоянной частоте ультразвука и приводит к уширению точечного отклика системы в плоскости дифракции (A19).

3) Применение метода ДФС позволило расширить ширину функции пропускания неколлинеарного АОПФ в 25 раз в линейном режиме, при этом интенсивность выросла в 13 раз, а размер точечного отклика системы в плоскости дифракции увеличился в 1.6 раз из-за нескомпенсированной угловой дисперсии первого типа; на основании данного подхода разработан протокол гиперспектрального анализа изображений с коррекцией спектра источника и экспериментально продемонстрирована коррекция неоднородного спектра источника (Xe-дуговой лампы) в диапазоне длин волн 465...820 нм с СКО по интенсивности 3 % (A30).

4) Топология двумерной передаточной функции при условии углового НФС определяется собственными значениями тензора кривизны поверхности рефракции: при одинаковых знаках собственных значений имеет место кольцевая топология передаточной функции, при противоположных знаках собственных значений имеет место крестообразная топология передаточной функции; при нулевом собственном значении имеет место промежуточная топология, соответствующая сверхширокоапертурной геометрии НФС (A43).

5) Применение метода ДФС позволило осуществить пространственную фильтрацию монохроматического лазерного пучка неколлинеарным АОПФ и обеспечить преобразование гауссова пространственного профиля в однородный и кольцевой профили с управляемым пространственным распределением.

## Заключение

Основные результаты данной диссертационной работы можно сформулировать следующим образом:

1) На основании разработанной аналитической модели показано, что групповая расстройка при анизотропной дифракции УКИ приводит к снижению эффективности АО-взаимодействия и увеличению длительности импульсов как 0-го, так и 1-го порядков при дифракции, а также к изменению их эффективных групповых скоростей в АО-кристалле. При увеличении параметра связи  $Q_c > 2/B$ , где  $B = \Delta\omega/\omega_c$  — относительная ширина спектра излучения, перекачка энергии между 0-ым и 1-ым порядком дифракции исчезает, и происходит временное расщепление импульсов на две идентичные реплики, задержка между которыми пропорциональна амплитуде ультразвуковой волны:  $\tau = \pi Q_c / 2\omega_c$ .

2) Экспериментально продемонстрирован новый эффект: интерференция двух когерентных УКИ при неколлинеарном АО-взаимодействии, при которой компенсация фазовой задержки между интерферирующими пучками осуществляется подстройкой фазы ультразвуковой волны. Для тангенциальной геометрии анизотропной дифракции в кристалле  $\text{TeO}_2$  достигнута эффективность сложения пучков 60 % излучения Тi-сапфирового фемтосекундного лазера при управляющей ВЧ-мощности 0.8 Вт.

3) Создан универсальный алгоритм синтеза произвольных комплексно-значных функций пропускания программируемых АО-фильтров и прикладное ПО для управления АОДЛЗ на его основе. Разработана экспериментальная процедура калибровки АОДЛЗ по длинам волн, позволяющая обеспечивать точность не хуже 0.2 нм в рабочем диапазоне длин волн Тi-сапфировых лазеров 720 . . . 880 нм, а также оригинальные методы измерения эффективности дифракции и спектрального разрешения АОДЛЗ в режиме широкополосного синтеза произвольных спектральных модулирующих функций.

4) Аналитически показано существование оптимального значения квадратичного коэффициента дисперсии ВЧ-сигнала  $B_2 = T_a / (8\pi\Delta f)$ , где  $T_a$  — акустическая апертура АОДЛЗ,  $\Delta f$  — ширина полосы частот, обеспечивающее максимальный контраст и разрешение АОДЛЗ; данная величина равняется 1/2 от максимальной величины  $B_2$ , соответствующей ЛЧМ-сигналу с диапазоном частот  $\Delta f$  и длительностью  $T_a$ . Экспериментально показано увеличение спектрального контраста модуляции на 5 дБ при оптимальном значении  $B_2$ .

5) Продemonстрировано прецизионное формирование произвольных функций пропускания АОДЛЗ, с контрастом модуляции в спектральной области более 20 дБ; методом

спектральной модуляции чирпированных импульсов получена бинарная модуляция интенсивности во временной области с длительностью фронтов 5 пс и продемонстрирована генерация псевдослучайных последовательностей с полосой модуляции 70 ГГц.

6) Экспериментально продемонстрированы амплитудно-фазовые методы программируемого формирования реплик УКИ: получена генерация реплик УКИ с задержкой 0.4...6.2 пс в Cr-форстеритовой тераваттной лазерной системе, использованная для генерации методом оптического выпрямления перестраиваемого терагерцового излучения в диапазоне частот 0.6...1.8 ТГц; предложен и оптимизирован метод рандомизированных частотно-независимых гребёнок RandoMICS, позволивший получить программируемое формирование реплик импульсов Ti-сапфирового лазера в диапазоне задержек 0.05...3.6 пс с подавлением паразитных сателлитов более чем в 8 раз по сравнению с методом регулярных частотно-независимых гребёнок MICS.

7) Продемонстрирована адаптивная спектральная коррекция некогерентного оптического излучения методом ДФС. При помощи квазиколлинеарного АОПФ получен однородный прямоугольный спектр в диапазоне длин волн 550...700 нм с СКО по интенсивности 1 %. В неколлинеарном АОПФ получено увеличение интенсивности излучения белого света в 13 раз за счёт уширения полосы пропускания фильтра, что позволило осуществить коррекцию неоднородного спектра источника (Xe-дуговой лампы) в диапазоне длин волн 465...820 нм с СКО по интенсивности 3 %.

8) Применение метода ДФС позволило осуществить пространственную фильтрацию монохроматического лазерного пучка неколлинеарным АОПФ и обеспечить преобразование гауссова пространственного профиля в однородный и кольцевой профили с управляемым пространственным распределением.

Таким образом, в настоящей диссертационной работе были систематизированы и обобщены методы управления АО-фильтрами, позволяющие реализовать произвольные комплекснозначные функции пропускания. Разработанные оригинальные экспериментальные методы опираются на современную элементную базу радиоэлектроники и сочетают использование компьютерных вычислительных методов синтеза ВЧ-радиосигналов и цифровых программируемых генераторов для их формирования. Основные применения данных методов лежат в области управления лазерными УКИ. Несмотря широкое применение АО дисперсионных фильтров в фемтосекундными лазерных системах, данные вопросы были рассмотрены в литературе лишь фрагментарно. Разработанные автором алгоритмы позволили прецизионно осуществлять спектральную и фазовую модуляцию широкополосного



когерентного лазерного излучения, благодаря чему был решен ряд практических задач: адаптивная коррекция регенеративного сужения спектра в неодимовых лазерных усилителях, программируемая генерация реплик УКИ, формирование произвольных бинарных импульсных последовательностей с пикосекундными фронтами.

Кроме того, в работе было продемонстрировано применение дисперсионных методов формирования широкополосных управляющих сигналов для смежных областей оптики и лазерной физики, таких как гиперспектральный анализ изображений и пространственная фильтрация лазерных пучков. Была проанализирована угловая дисперсия неколлинарных АОПФ, а также реализована быстродействующая динамическая пространственная фильтрация лазерных пучков, которая может быть использована для создания кольцевых оптических ловушек.

В заключение можно сформулировать некоторые перспективные задачи и направления дальнейших исследований, задел по которым был создан в настоящей работе:

- 1) экспериментальная реализация высокоэффективного когерентного сложения УКИ при многолучевой АО-дифракции;
- 2) защищенная оптическая связь в свободном пространстве на основе фазового кодирования;
- 3) поиск новых эффективных геометрий квазиколлинеарного АО-взаимодействия и сред для их реализации, включая низкосимметричные двухосные кристаллы;
- 4) анализ нестационарных и невзаимных режимов АО-взаимодействия в условиях высокой эффективности дифракции в частотно- и фазово-модулированных ультразвуковых полях;
- 5) развитие нестационарной волновой теории дифракции с учётом более полных моделей АО-взаимодействия и её прямая экспериментальная проверка;
- 6) согласованная фильтрация широкополосных радиосигналов с использованием фемтосекундной лазерной техники;
- 7) трёхмерное профилирование УКИ на основе неколлинеарной широкоапертурной АО-дифракции;
- 8) динамические оптические ловушки для холодных атомов на основе кольцевых пучков, управляемых неколлинеарными АОПФ;
- 9) экспериментальная реализация адаптивной спектрально-согласованной оптической фильтрации, в том числе в задачах гиперспектрального анализа изображений.

## Благодарности

Диссертация была выполнена в Научно-технологическом и учебном центре акустооптики Национального исследовательского технологического университета «МИСИС». Часть экспериментов была проведена в Институте прикладной физики им. А.В. Гапонова-Грехова РАН (г. Н.-Новгород), Физическом институте им. П.Н. Лебедева РАН (г. Троицк); Российском федеральном ядерном центре — Всероссийском научно-исследовательском институте экспериментальной физики и Саровском физико-техническом институте (г. Саров); Объединенном институте высоких температур РАН (г. Москва) на оборудовании, входящем в состав ЦКП «Лазерный фемтосекундный комплекс».

Я выражаю искреннюю благодарность людям, без участия которых появление этого труда было бы невозможным:

моим родителям, жене и детям за терпение, понимание, постоянную поддержку и мотивацию;

всему коллективу НТУЦ Акустооптики НИТУ МИСИС за доверие, предоставленные возможности и бесценную помощь в реализации идей и проектов: в первую очередь Владимиру Яковлевичу Молчанову и Сергею Ивановичу Чижикову, а также Сергею Павловичу Аникину, [Василию Викторовичу Гурову], [Валентину Михайловичу Кондратьеву], Олегу Юрьевичу Макарову, Наталье Фёдоровне Науменко, Людмиле Анатольевне Рогачёвой, [Николаю Пантелеевичу Солодовникову], Александру Ильичу Чижикову;

своим наставникам с кафедры физики колебаний физического факультета МГУ им. М.В. Ломоносова [Виталию Борисовичу Волошинову] и Владимиру Ивановичу Балакшию;

академикам Ефиму Аркадьевичу Хазанову и Сергею Григорьевичу Гаранину за поставленные научные задачи, решение которых составило основную часть настоящей диссертационной работы;

многочисленным коллегам, совместные работы и плодотворные обсуждения с которыми позволили получить многие важные результаты: Владиславу Наумовичу Гинзбургу, Ивану Владимировичу Яковлеву, Сергею Юрьевичу Миронову, Екатерине Игоревне Гачевой и Михаилу Алексеевичу Мартьянову (ИПФ РАН); Виталию Васильевичу Романову, Георгию Сергеевичу Рогожникову и Николаю Николаевичу Рукавишникову (РФЯЦ–ВНИИЭФ); Павлу Владимировичу Кострюкову, Сергею Юрьевичу Тенякову и Леониду Леонидовичу Лосеву (ФИАН, «Авеста-Проект»); Андрею Владимировичу Овчинникову

и Олегу Владимировичу Чефонову (ОИВТ РАН); Александру Владимировичу Ласкину (AdlOptica, г. Берлин, Германия); Александру Николаевичу Даринскому (ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН); Сергею Николаевичу Манцевичу, Максиму Игоревичу Купрейчику, Валентину Федоровичу Есипову, Андрею Михайловичу Татарникову, Сергею Александровичу Потанину и Дмитрию Викторовичу Обыденнову (МГУ им. М.В. Ломоносова); Сергею Андреевичу Третьякову (ТвГУ); Андрею Сергеевичу Волошину (Федеральная политехническая школа Лозанны, г. Лозанна, Швейцария); Самуэлю Дюпону, Жан-Клоду Кастелику и Жюстин Шампань (Политехнический университет О-де-Франс, г. Валансьен, Франция).

Работа выполнена при поддержке грантов Российского фонда фундаментальных исследований (10-07-00623, 12-07-00640, 12-07-00641, 12-07-00642, 12-07-33049, 15-07-03714, 15-07-03719, 15-07-04512, 18-07-00672, 18-07-00674, 18-29-20019), Российского научного фонда (20-12-00348, 21-12-00247), Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (государственное задание 3.197.2014/К, проект 5-100).

## Публикации автора по теме диссертационной работы

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

- A1. **К.В. Yushkov**, S. Dupont, J.-C. Kastelik, V.B. Voloshinov. Polarization independent imaging with acousto-optic tandem system // *Optics Letters*. — 2010. — Vol. 35, no. 9. — P. 1416–1418. — **JIF = 3.1 (WoS)**. Общий объём статьи 0.2 п.л., личный вклад 0.1 п.л.
- A2. В.Я. Молчанов, С.И. Чижиков, **К.В. Юшков**. Двухкаскадная акустооптическая дисперсионная линия задержки для сверхкоротких лазерных импульсов // *Квантовая электроника*. — 2011. — Т. 41, № 8. — С. 675–676. — **IF = 0.906 (РИНЦ)**. Общий объём статьи 0.2 п.л., личный вклад 0.1 п.л.  
Переводная версия: V.Ya. Molchanov, S.I. Chizhikov, **К.В. Yushkov**. Two-cascade acoustooptical dispersive delay line for ultrafast laser pulses // *Quantum Electronics* — 2011. — Vol. 41, no. 8. — P. 675–676. — **JIF = 1.194 (WoS)**. Общий объём статьи 0.2 п.л., личный вклад 0.1 п.л.
- A3. **К.В. Юшков**, В.Я. Молчанов. Влияние групповой расстройки на акустооптическое взаимодействие ультракоротких лазерных импульсов // *Квантовая электроника*. — 2011. — Т. 41, № 12. — С. 1119–1120. — **IF = 0.906 (РИНЦ)**. Общий объём статьи 0.2 п.л., личный вклад 0.1 п.л.  
Переводная версия: **К.В. Yushkov**, V.Ya. Molchanov. Effect of group velocity mismatch on acousto-optic interaction of ultrashort laser pulses // *Quantum Electronics* — 2011. — Vol. 41, no. 12. — P. 1119–1120. — **JIF = 1.194 (WoS)**. Общий объём статьи 0.2 п.л., личный вклад 0.1 п.л.
- A4. **К.В. Yushkov**, V.Ya. Molchanov. Theory of acousto-optical Bragg diffraction of ultrashort laser pulses in dispersive crystals // *Electronics Letters*. — 2012. — Vol. 48, no. 3. — P. 174–175. — **JIF = 0.7 (WoS)**. Общий объём статьи 0.2 п.л., личный вклад 0.1 п.л.
- A5. В.Б. Волошинов, **К.В. Юшков**, Т.В. Юхневич. Компенсация хроматических aberrаций в акустооптических системах спектрального анализа изображений // *Вестник Московского университета. Серия 3. Физика. Астрономия*. — 2012. — Т. 67, № 5. — С. 25–30. — **IF = 0.514 (РИНЦ)**. Общий объём статьи 0.6 п.л., личный вклад 0.2 п.л.

- Переводная версия: V.B. Voloshinov, **К.В. Yushkov**, T.V. Yukhnevich. Compensation for chromatic aberrations in acousto-optic systems used in spectral analysis of images // *Moscow University Physics Bulletin* — 2012. — Vol. 67 no. 5. — P. 437–442. — **JIF = 0.4 (WoS)**. Общий объём статьи 0.6 п.л., личный вклад 0.2 п.л.
- A6. J.-C. Kastelik, S. Dupont, **К.В. Yushkov**, J. Gazalet. Frequency and angular bandwidth of acousto-optic deflectors with ultrasonic walk-off // *Ultrasonics*. — 2013. — Vol. 53, no. 1. — P. 219–224. — **JIF = 3.8 (WoS)**. Общий объём статьи 0.4 п.л., личный вклад 0.2 п.л.
- A7. S.I. Chizhikov, S.G. Garanin, L.V. Goryachev, V.Ya. Molchanov, V.V. Romanov, N.N. Rukavishnikov, S.V. Sokolovskii, I.N. Voronich, **К.В. Yushkov**. Acousto-optical adaptive correction of chirped laser pulse spectral profile in Nd-phosphate glass regenerative amplifier // *Laser Physics Letters*. — 2013. — Vol. 10, no. 1. — P. 015301. — **JIF = 1.4 (WoS)**. Общий объём статьи 0.5 п.л., личный вклад 0.2 п.л.
- A8. **К.В. Yushkov**, V.Ya. Molchanov. MTF formalism for measurement of spectral resolution of acousto-optical devices with synthesized transmission function // *Optics Letters*. — 2013. — Vol. 38, no. 18. — P. 3578–3580. — **JIF = 3.1 (WoS)**. Общий объём статьи 0.2 п.л., личный вклад 0.1 п.л.
- A9. V.Ya. Molchanov, **К.В. Yushkov**. Advanced spectral processing of broadband light using acousto-optic devices with arbitrary transmission functions // *Optics Express*. — 2014. — Vol. 22, no. 13. — P. 15668–15678. — **JIF = 3.2 (WoS)**. Общий объём статьи 0.8 п.л., личный вклад 0.6 п.л.
- A10. V.Ya. Molchanov, **К.В. Yushkov**. Dispersive controlling of femtosecond laser radiation: new opportunities and developments // *Acta Physica Polonica A*. — 2015. — Vol. 127, no. 1. — P. 20–24. — **JIF = 0.5 (WoS)**. Общий объём статьи 0.3 п.л., личный вклад 0.2 п.л.
- A11. **К.В. Yushkov**, S.P. Anikin, S.I. Chizhikov, V.F. Esipov, A.I. Kolesnikov, O.Yu. Makarov, V.Ya. Molchanov, S.A. Potanin, A.M. Tatarnikov. Recent advances in acousto-optic instrumentation for astronomy // *Acta Physica Polonica A*. — 2015. — Vol. 127, no. 1. — P. 81–83. — **JIF = 0.5 (WoS)**. Общий объём статьи 0.2 п.л., личный вклад 0.1 п.л.
- A12. S.A. Tretiakov, R.M. Grechishkin, A.I. Kolesnikov, I.A. Kaplunov, **К.В. Yushkov**, V.Ya. Molchanov, B.B.J. Linde. Characterization of temperature field distribution

- in large-size paratellurite crystals applied in acousto-optic devices // *Acta Physica Polonica A*. — 2015. — Vol. 127, no. 1. — P. 72–74. — **JIF = 0.5 (WoS)**. Общий объём статьи 0.2 п.л., личный вклад 0.1 п.л.
- A13. S.N. Mantsevich, V.I. Balakshy, V.Ya. Molchanov, **К.В. Yushkov**. Influence of acoustic anisotropy in paratellurite on quasicollinear acousto-optic interaction // *Ultrasonics*. — 2015. — Vol. 63. — P. 39–46. — **JIF = 3.8 (WoS)**. Общий объём статьи 0.5 п.л., личный вклад 0.1 п.л.
- A14. N.F. Naumenko, V.Ya. Molchanov, S.I. Chizhikov, **К.В. Yushkov**. Anisotropic diffraction of bulk acoustic wave beams in lithium niobate // *Ultrasonics*. — 2015. — Vol. 63. — P. 126–129. — **JIF = 3.8 (WoS)**. Общий объём статьи 0.3 п.л., личный вклад 0.1 п.л.
- A15. **К.В. Yushkov**, V.Ya. Molchanov. Acousto-optic filters with arbitrary spectral transmission // *Optics Communications*. — 2015. — Vol. 355. — P. 177–180. — **JIF = 2.2 (WoS)**. Общий объём статьи 0.3 п.л., личный вклад 0.2 п.л.
- A16. Н.В. Диденко, А.В. Конященко, П.В. Кострюков, Л.Л. Лосев, В.С. Пазюк, С.Ю. Теняков, В.Я. Молчанов, С.И. Чижиков, **К.В. Юшков**. Водородный комбинационный лазер с длительностью импульса генерации 40 фс // *Квантовая электроника*. — 2015. — Т. 45, № 12. — С. 1101–1104. — **IF = 0.906 (РИНЦ)**. Общий объём статьи 0.3 п.л., личный вклад 0.1 п.л.  
Переводная версия: N.V. Didenko, A.V. Konyashchenko, P.V. Kostryukov, L.L. Losev, V.S. Pazyuk, S.Yu. Tenyakov, V.Ya. Molchanov, S.I. Chizhikov, **К.В. Yushkov**. 40-fs hydrogen Raman laser // *Quantum Electronics* — 2015. — Vol. 45, no. 12. — P. 1101–1104. — **JIF = 1.194 (WoS)**. Общий объём статьи 0.5 п.л., личный вклад 0.4 п.л.
- A17. S.A. Tretiakov, A.I. Kolesnikov, I.A. Kaplunov, R.M. Grechishkin, **К.В. Yushkov**, E.V. Shmeleva. Thermal imaging and conoscopic studies of working acoustooptical devices on the base of paratellurite // *International Journal of Thermophysics*. — 2016. — Vol. 37, no. 1. — P. 6. — **JIF = 2.5 (WoS)**. Общий объём статьи 0.6 п.л., личный вклад 0.3 п.л.
- A18. **К.В. Yushkov**, V.Ya. Molchanov, P.V. Belousov, A.Yu. Abrosimov. Contrast enhancement in microscopy of human thyroid tumors by means of acousto-optic adaptive spatial filtering // *Journal of Biomedical Optics*. — 2016. — Vol. 21, no. 1. — P. 016003. — **JIF = 3.0 (WoS)**. Общий объём статьи 0.5 п.л., личный вклад

0.4 п.л.

- A19. С.П. Аникин, В.Ф. Есипов, В.Я. Молчанов, А.М. Татарников, **К.Б. Юшков** Акустооптический спектрометр изображений для астрофизических измерений // *Оптика и спектроскопия*. — 2016. — Т. 121, № 1. — С. 124–132. — **IF = 0.475 (РИНЦ)**. Общий объём статьи 0.6 п.л., личный вклад 0.4 п.л.  
Переводная версия: S.P. Anikin, V.F. Esipov, V.Ya. Molchanov, A.M. Tatarnikov, **K.B. Yushkov**. An acousto-optical imaging spectrometer for astrophysical measurements // *Optics and Spectroscopy* — 2016. — Vol. 121, no. 1. — P. 115–122. — **JIF = 0.8 (WoS)**. Общий объём статьи 0.6 п.л., личный вклад 0.4 п.л.
- A20. **К.Б. Yushkov**, V.V. Romanov, G.S. Rogozhnikov, V.Ya. Molchanov. 70 GHz arbitrary modulation of chirped laser pulses by means of acousto-optics // *Optics Letters*. — 2016. — Vol. 41, no. 23. — P. 5442–5445. — **JIF = 3.1 (WoS)**. Общий объём статьи 0.3 п.л., личный вклад 0.2 п.л.
- A21. А.В. Овчинников, О.В. Чефонов, В.Я. Молчанов, **К.Б. Юшков**, К. Викарио, К. Хаури. Генерация перестраиваемого по частоте импульсного терагерцевого излучения хром-форстеритовой лазерной системой с акустооптическим управлением временным профилем импульсов // *Квантовая электроника*. — 2016. — Т. 46, № 12. — С. 1149–1153. — **IF = 0.906 (РИНЦ)**. Общий объём статьи 0.3 п.л., личный вклад 0.2 п.л.  
Переводная версия: A.V. Ovchinnikov, O.V. Chefonov, V.Ya. Molchanov, **K.B. Yushkov**, C. Vicario, C. Hauri. Generation of frequency-tunable pulsed terahertz radiation from a Cr:forsterite laser with an acousto-optic control of the temporal pulse profile // *Quantum Electronics* — 2016. — Vol. 46, no. 12. — P. 1149–1153. — **JIF = 1.194 (WoS)**. Общий объём статьи 0.3 п.л., личный вклад 0.2 п.л.
- A22. E.I. Gacheva, A.K. Poteomkin, S.Yu. Mironov, V.V. Zelenogorskii, E.A. Khazanov, **К.Б. Yushkov**, A.I. Chizhikov, V.Ya. Molchanov. A fiber laser with random-access pulse train profiling for a photoinjector driver // *Photonics Research*. — 2017. — Vol. 5, no. 4. — P. 293–298. — **JIF = 6.6 (WoS)**. Общий объём статьи 0.4 п.л., личный вклад 0.2 п.л.
- A23. J.-C. Kastelik, S. Dupont, **К.Б. Yushkov**, V.Ya. Molchanov Double acousto-optic deflector system for increased scanning range of laser beams // *Ultrasonics*. — 2017. — Vol. 80. — P. 62–65. — **JIF = 3.8 (WoS)**. Общий объём статьи 0.3 п.л., личный вклад 0.1 п.л.



- A24. **K.B. Yushkov**, V.Ya. Molchanov. Hyperspectral imaging acousto-optic system with spatial filtering for optical phase visualization // *Journal of Biomedical Optics*. — 2017. — Vol. 22, no. 6. — P. 066017. — **JIF = 3.0 (WoS)**. Общий объём статьи 0.5 п.л., личный вклад 0.4 п.л.
- A25. D.A. Belyaev, **K.B. Yushkov**, S.P. Anikin, Yu.S. Dobrolenskiy, A. Laskin, S.N. Mantsevich, V.Ya. Molchanov, S.A. Potanin, O.I. Korablev. Compact acousto-optic imaging spectropolarimeter for mineralogical investigations in the near infrared // *Optics Express*. — 2017. — Vol. 25, no. 21. — P. 25890–25991. — **JIF = 3.2 (WoS)**. Общий объём статьи 0.8 п.л., личный вклад 0.2 п.л.
- A26. **K.B. Yushkov**, V.Ya. Molchanov, A.V. Ovchinnikov, O.V. Chefonov. Acousto-optic replication of ultrashort laser pulses // *Physical Review A*. — 2017. — Vol. 96, no. 4. — P. 043866. — **JIF = 2.6 (WoS)**. Общий объём статьи 0.5 п.л., личный вклад 0.2 п.л.
- A27. J.-C. Kastelik, J. Champagne, S. Dupont, **K.B. Yushkov**. Wavelength characterization of an acousto-optic notch filter for unpolarized near-infrared light // *Applied Optics*. — 2018. — Vol. 57, no. 10. — P. C36–C41. — **JIF = 1.7 (WoS)**. Общий объём статьи 0.4 п.л., личный вклад 0.1 п.л.
- A28. G.S. Rogozhnikov, V.V. Romanov, N.N. Rukavishnikov, V.Ya. Molchanov, **K.B. Yushkov**. Interference of phase-shifted chirped laser pulses for secure free-space optical communications // *Applied Optics*. — 2018. — Vol. 57, no. 10. — P. C98–C102. — **JIF = 1.7 (WoS)**. Общий объём статьи 0.4 п.л., личный вклад 0.2 п.л.
- A29. V.P. Zarubin, **K.B. Yushkov**, A.I. Chizhikov, O.Yu. Makarov, V.Ya. Molchanov, S.A. Tretiakov, A.I. Kolesnikov, E.B. Cherepetskaya, A.A. Karabutov. Laser-ultrasonic temperature mapping of an acousto-optic dispersive delay line // *NDT & E International*. — 2018. — Vol. 98. — P. 171–176. — **JIF = 4.1 (WoS)**. Общий объём статьи 0.4 п.л., личный вклад 0.2 п.л.
- A30. **K.B. Yushkov**, O.Yu. Makarov, V.Ya. Molchanov. Novel protocol of hyperspectral data acquisition by means of an acousto-optical tunable filter with synthesized transmission function // *Optics Letters*. — 2019. — Vol. 44, no. 6. — P. 1500–1503. — **JIF = 3.1 (WoS)**. Общий объём статьи 0.3 п.л., личный вклад 0.2 п.л.
- A31. S.N. Mantsevich, A.S. Voloshin, **K.B. Yushkov**. Optical frequency comb generation with collinear acousto-optic diffraction: Theory and simulations // *Physical Review A*. — 2019. — Vol. 100, no. 01. — P. 013829. — **JIF = 2.6 (WoS)**. Общий объём

статьи 1.0 п.л., личный вклад 0.3 п.л.

- A32. **К.В. Yushkov**, A.I. Chizhikov, O.Yu. Makarov, V.Ya. Molchanov. Linear phase design of piezoelectric transducers for acousto-optic dispersion delay lines using differential evolution for matching circuit optimization // *IEEE Transactions on Ultrasonics Ferroelectrics and Frequency Control*. — 2020. — Vol. 67, no. 5. — P. 1040–1047. — **JIF = 3.0 (WoS)**. Общий объём статьи 0.5 п.л., личный вклад 0.3 п.л.
- A33. **К.В. Yushkov**, V.Ya. Molchanov. Randomly spaced phase-only transmission combs for femtosecond pulse shaping // *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*. — 2020. — Vol. 26, no. 5. — P. 8700108. — **JIF = 4.3 (WoS)**. Общий объём статьи 0.6 п.л., личный вклад 0.5 п.л.
- A34. **К.В. Юшков**. Цифровой алгоритм управления программируемыми акустооптическими фильтрами: численное моделирование контраста и быстродействия // Известия вузов. Радиофизика. — 2019. — Т. 62, №. 11. — С. 875–889. — **IF = (РИНЦ)**. Общий объём статьи 1.0 п.л.  
Переводная версия: **К.В. Yushkov**. A digital algorithm for controlling programmable acousto-optic filters: Numerical simulation of contrast and computation speed // *Radiophysics and Quantum Electronics* — 2020. — Vol. 62, no. 11. — P. 778–791. — **JIF = 0.8 (WoS)**. Общий объём статьи 1.0 п.л.
- A35. **К.В. Yushkov**, A.I. Chizhikov, O.Yu. Makarov, V.Ya. Molchanov. Optimization of noncollinear AOTF design for laser beam shaping // *Applied Optics*. — 2020. — Vol. 59, no. 28. — P. 8575–8581. — **JIF = 1.7 (WoS)**. Общий объём статьи 0.5 п.л., личный вклад 0.4 п.л.
- A36. **К.В. Yushkov**, J. Champagne, J.-C. Kastelik, O.Yu. Makarov, V.Ya. Molchanov. AOTF-based hyperspectral imaging phase microscopy // *Biomedical Optics Express*. — 2020. — Vol. 11, no. 12. — P. 7053–7061. — **JIF = 2.9 (WoS)**. Общий объём статьи 0.6 п.л., личный вклад 0.3 п.л.
- A37. N.F. Naumenko, **К.В. Yushkov**, V.Ya. Molchanov. Extreme acoustic anisotropy in crystals visualized by diffraction tensor // *The European Physical Journal Plus*. — 2021. — Vol. 136, no. 1. — P. 95. — **JIF = 2.7 (WoS)**. Общий объём статьи 1.0 п.л., личный вклад 0.6 п.л.
- A38. S.N. Mantsevich, **К.В. Yushkov**. Optimization of piezotransducer dimensions for quasicollinear paratellurite AOTF // *Ultrasonics*. — 2021. — Vol. 112. — P. 106335. — **JIF = 3.8 (WoS)**. Общий объём статьи 0.5 п.л., личный вклад

0.2 п.л.

A39. А.И. Чижиков, Н.Ф. Науменко, **К.Б. Юшков**, В.Я. Молчанов, А.А. Павлюк. Акустооптическая модуляция поляризации в моноклинных кристаллах // Квантовая электроника. — 2021. — Т. 51, № 4. — С. 343–347. — **IF = 0.906 (РИНЦ)**.

Общий объём статьи 0.3 п.л., личный вклад 0.2 п.л.

Переводная версия: А.И. Chizhikov, N.F. Naumenko, **К.Б. Yushkov**, V.Ya. Molchanov, A.A. Pavlyuk. Acousto-optic modulation of polarization in monoclinic crystals // **Quantum Electronics** — 2021. — Vol. 51, no. 4. — P. 343–347. — **JIF = 1.194 (WoS)**. Общий объём статьи 0.3 п.л., личный вклад 0.2 п.л.

A40. V.Ya. Molchanov, **К.Б. Yushkov**, P.V. Kostryukov, P.B. Gornostaev, and N.S. Vorobiev. Measurement of amplified binary-modulated chirped laser pulses generated by different acousto-optic pulse shaping algorithms // **Optics & Laser Technology**. — 2021. — Vol. 142. — P. 107220. — **JIF = 4.6 (WoS)**. Общий объём статьи 0.6 п.л., личный вклад 0.4 п.л.

A41. **К.Б. Юшков**, В.Я. Молчанов, Е.А. Хазанов. Соотношение неопределённости для модулированных широкополосных лазерных импульсов // **Успехи физических наук**. — 2021. — Т. 191, № 8. — С. 874–881. — **IF = 2.877 (РИНЦ)**. Общий объём статьи 0.5 п.л., личный вклад 0.3 п.л.

Переводная версия: **К.Б. Yushkov**, V.Ya. Molchanov, E.A. Khazanov. Uncertainty relation in broadband laser pulse shaping // **Physics–Uspekhi** — 2021. — Vol. 64, no. 4. — P. 828–835. — **JIF = 2.943 (WoS)**. Общий объём статьи 0.5 п.л., личный вклад 0.3 п.л.

A42. **К.Б. Yushkov**. Noncritical acousto-optic Bragg phase matching: Analysis of orthorhombic and monoclinic crystal systems // **Applied Optics**. — 2021. — Vol. 60, no. 27. — P. 7113–7121. — **JIF = 1.7 (WoS)**. Общий объём статьи 0.6 п.л.

A43. **К.Б. Yushkov**, N.F. Naumenko. Optical beam diffraction tensor in birefringent crystals // **Journal of Optics**. — 2021. — Vol. 23, no. 9. — P. 095602. — **JIF = 2.0 (WoS)**. Общий объём статьи 0.7 п.л., личный вклад 0.5 п.л.

A44. А.И. Чижиков, А.В. Mukhin, N.A. Egorov, V.V. Gurov, V.Ya. Molchanov, N.F. Naumenko, K.V. Vorontsov, **К.Б. Yushkov**, N.G. Zakharov. High-efficient KYW acousto-optic Q-switch for a Ho:YAG laser // **Optics Letters**. — 2022. — Vol. 47, no. 5. — P. 1085–1088. — **JIF = 3.1 (WoS)**. Общий объём статьи 0.3 п.л., личный вклад 0.1 п.л.

- A45. **К.В. Yushkov**, N.F. Naumenko, V.Ya. Molchanov. Analysis of acousto-optic figure of merit in KGW and KYW crystals // *Materials*. — 2022. — Vol. 15, no. 22. — P. 8183. — **JIF = 3.1 (WoS)**. Общий объём статьи 0.8 п.л., личный вклад 0.5 п.л.
- A46. **К.В. Yushkov**, G.D. Slinkov, V.V. Gurov, V.Ya. Molchanov. Characterization and alignment of acousto-optic devices using digital tailored RF waveforms // *Applied Optics*. — 2022. — Vol. 61, no. 17. — P. 5144–5151. — **JIF = 1.7 (WoS)**. Общий объём статьи 0.5 п.л., личный вклад 0.2 п.л.
- A47. S.N. Mantsevich, V.I. Balakshy, **К.В. Yushkov**, V.Ya. Molchanov, S.A. Tretiakov. Quasi-collinear AOTF spectral transmission under temperature gradients aroused by ultrasound power absorption // *IEEE Transactions on Ultrasonics Ferroelectrics and Frequency Control*. — 2022. — Vol. 69, no. 12. — P. 3411–3421. — **JIF = 3.0 (WoS)**. Общий объём статьи 0.7 п.л., личный вклад 0.2 п.л.
- A48. **К.В. Юшков**, А.И. Чижиков, В.Я. Молчанов. Об интерференции фемтосекундных лазерных импульсов при неколлинеарном акустооптическом взаимодействии // *Квантовая электроника*. — 2023. — Т. 53, № 7. — С. 527–532. — **IF = 0.906 (РИНЦ)**. Общий объём статьи 0.4 п.л., личный вклад 0.3 п.л.  
Переводная версия: **К.В. Yushkov**, А.И. Chizhikov, V.Ya. Molchanov. On interference of femtosecond laser pulses during noncollinear acousto-optic interaction // *Bulletin of the Lebedev Physical Institute* — 2023. — Vol. 50, suppl. 11. — P. S1191–S1199. — **JIF = 0.6 (WoS)**. Общий объём статьи 0.4 п.л., личный вклад 0.3 п.л.
- A49. **К.В. Yushkov**, А.И. Chizhikov, V.Ya. Molchanov. Acousto-optic transfer function control by a phased-array piezoelectric transducer // *Photonics*. — 2023. — Vol. 10, no. 10. — P. 1167. — **JIF = 2.1 (WoS)**. Общий объём статьи 0.8 п.л., личный вклад 0.6 п.л.

#### **Препринты:**

- A50. **К.В. Yushkov**, А.И. Chizhikov, V.S. Shcherbakova, V.Ya. Molchanov, V.N. Ginzburg, S.E. Stukachev, I.V. Yakovlev, А.А. Shaykin, Е.А. Khazanov. Dispersive Fourier Synthesis: Universal method and MATLAB tool for acousto-optic arbitrary femtosecond laser pulse shaping // *Optica Open*. — 2024. — Preprint 115346.

## **Патенты:**

- A51.* В.Я. Молчанов, С.И. Чижиков, **К.Б. Юшков**, Ю.И. Китаев, Н.П. Солодовников. Двухкаскадная адаптивная дисперсионная линия задержки (варианты). — Патент на полезную модель RU 107868 U1 от 27.08.2011.
- A52.* В.Я. Молчанов, С.И. Чижиков, **К.Б. Юшков** Акустооптический коммутатор лазерных телекоммуникационных каналов из массива N магистральных каналов в массив M магистральных каналов. — Патент на полезную модель RU 149705 U1 от 20.01.2015.
- A53.* С.П. Аникин, В.Ф. Есипов, А.В. Ласкин, О.Ю. Макаров, В.Я. Молчанов, С.А. Потанин, А.М. Татарников, А.И. Чижиков, С.И. Чижиков, **К.Б. Юшков**. Акустооптический спектрополяриметр изображений с повышенным качеством спектральных срезов изображений и увеличенной светосилой. — Патент на изобретение RU 2569907 C1 от 10.12.2015.
- A54.* **К.Б. Юшков**, В.Я. Молчанов, С.И. Чижиков. Акустооптический преобразователь поляризации лазерного излучения (варианты). — Патент на изобретение RU 2613943 C1 от от 22.03.2017.
- A55.* В.Я. Молчанов, С.И. Чижиков, **К.Б. Юшков**. Акустооптическая электронно-управляемая мягкая лазерная диафрагма (варианты). — Патент на изобретение RU 2622243 C1 от 13.06.2017.
- A56.* В.Я. Молчанов, С.И. Чижиков, **К.Б. Юшков**. Устройство для измерения переходных характеристик оптических усилителей. — Патент на изобретение RU 2650854 C1 от 17.04.2018.
- A57.* В.Я. Молчанов, С.И. Чижиков, **К.Б. Юшков**. Устройство для адаптивного временного профилирования ультракоротких лазерных импульсов. — Патент на изобретение RU 2687513 C1 от 14.05.2019.
- A58.* В.Я. Молчанов, **К.Б. Юшков**, Н.Ф. Науменко, А.И. Чижиков, В.В. Гуров, Н.Г. Захаров, А.А. Павлюк. Способ модуляции лазерного излучения и устройство для его осуществления. — Патент на изобретение RU 2699947 C1 от 11.09.2019.
- A59.* В.Я. Молчанов, **К.Б. Юшков**, А.Н. Даринский, Н.Ф. Науменко, А.И. Чижиков, В.В. Гуров. Акустооптический лазерный затвор с выводом тепловой энергии из резонатора лазера. — Патент на изобретение RU 2751445 C1 от 13.07.2021.
- A60.* В.Я. Молчанов, **К.Б. Юшков**, П.В. Кострюков. Способ компенсации сужения спектра излучения в лазерном регенеративном усилителе и устройство для его

- осуществления. — Патент на изобретение RU 2751446 C1 от 13.07.2021.
- A61.* В.Я. Молчанов, В.В. Гуров, Н.Ф. Науменко, А.И. Чижииков, **К.Б. Юшков**. Акустооптическое устройство 2D отклонения и сканирования неполяризованного лазерного излучения на одном кристалле. — Патент на изобретение RU 2755255 C1 от 14.09.2021.
- A62.* В.Я. Молчанов, Н.Ф. Науменко, А.И. Чижииков, **К.Б. Юшков**, Н.Г. Захаров. Лазерный источник с управляемой поляризацией излучения. — Патент на изобретение RU 2778035 C1 от 12.08.2022.
- A63.* В.Я. Молчанов, Д.В. Обыденнов, **К.Б. Юшков**. Способ формирования двухцветного кольцевого лазерного поля и устройство для его осуществления (варианты). — Патент на изобретение RU 2785799 C1 от 13.12.2022.
- A64.* В.Я. Молчанов, Д.В. Обыденнов, **К.Б. Юшков**. Оптическая ловушка. — Патент на изобретение RU 2795383 C1 от 03.05.2023.
- A65.* **К.Б. Юшков**, А.И. Чижииков, В.Я. Молчанов, Е.А. Хазанов. Бихроматический акустооптический дефлектор. — Патент на изобретение RU 2825813 C1 от 30.08.2024.
- A66.* В.Я. Молчанов, **К.Б. Юшков**, А.И. Чижииков. Акустооптическое устройство частотно-фазового формирования конических двойных кольцевых полей для темных оптических ловушек. — Патент на изобретение RU 2829442 C1 от 30.10.2024.

#### **Программы для ЭВМ:**

- A67.* **К.Б. Юшков**. Шейпер. — Свидетельство о государственной регистрации программы для ЭВМ № 2011614614 от 10.06.2011, РФ, 2011.
- A68.* **К.Б. Юшков**. Программа синтеза произвольных функций пропускания акустооптического фильтра. — Свидетельство о государственной регистрации программы для ЭВМ № 2015614750 от 28.04.2015, РФ, 2015.
- A69.* **К.Б. Юшков**. Программа управления акустооптическими модуляторами в режиме селектора фемтосекундных импульсов. — Свидетельство о государственной регистрации программы для ЭВМ № 2015619786 от 15.09.2015, РФ, 2015.
- A70.* В.В. Романов, **К.Б. Юшков**, О.Ю. Макаров. Управление двухкаскадной акустооптической дисперсионной линией задержки (ТАХИОН 1.0). — Свидетельство о государственной регистрации программы для ЭВМ № 2015662727 от 30.11.2015, РФ, 2015.

- A71. **К.Б. Юшков.** ФемтоРеплика. — Свидетельство о государственной регистрации программы для ЭВМ № 2016615291 от 19.05.2016, РФ, 2016.
- A72. **К.Б. Юшков, О.Ю. Макаров.** Программа расчета согласующей цепи акусто-оптической дисперсионной линии задержки. — Свидетельство о государственной регистрации программы для ЭВМ № 2016662612 от 16.11.2016, РФ, 2016.
- A73. **К. Yushkov.** Acousto-Optic Dispersive Delay Line programmer via Dispersive Fourier Synthesis (AODDL\_DFS). — Mendeley Data, Version 1, published 09.03.2021. — <http://dx.doi.org/10.17632/zpr89hvp6g.1>.
- A74. **К. Yushkov, V. Molchanov.** Randomized Muptiple Independent Comb Shaping (RandoMICS). — Code Ocean, Version 1.0, published 10.03.2021. — <http://dx.doi.org/10.24433/CO.9244214.v1>.
- A75. **К. Yushkov.** Optical beam diffraction tensor. — Code Ocean, Version 1.0, published 15.06.2021. — <http://dx.doi.org/10.24433/CO.4800178.v1>.
- A76. **К. Yushkov, G. Slinkov.** MATLAB tool for characterization and alignment of acousto-optic devices using digital tailored RF waveforms. — Code Ocean, Version 1.0, published 15.04.2022. — <http://dx.doi.org/10.24433/CO.0803469.v1>.
- A77. **К. Yushkov.** Dispersive Fourier Synthesis: Universal method and MATLAB tool for acousto-optic arbitrary femtosecond laser pulse shaping. — Code Ocean, Version 1.1, published 03.09.2024. — <http://dx.doi.org/10.24433/CO.2975414.v1>.



## Список литературы

1. С.А. Ахманов, В.А. Выслоух, С.А. Чиркин. Оптика фемтосекундных лазерных импульсов. — М. : Наука, 1988. — С. 312. — ISBN: 5-02-013838-X.
2. Ultrafast Lasers. Technology and Applications / Ed. by M.E. Fermann, A. Galvanauskas, G. Sucha. — New York : Marcel Dekker, 2003. — P. 497. — ISBN: 0-8247-0841-5.
3. A. Weiner. Ultrafast Optics. — New York : Wiley, 2009. — P. 598. — ISBN: 978-0-471-41539-8.
4. П.Г. Крюков. Лазеры ультракоротких импульсов и их применения. — Долгопрудный : Интеллект, 2012. — С. 248. — ISBN: 978-5-91559-091-4.
5. D. Strickland. Nobel Lecture. Generating High-Intensity Ultrashort Optical Pulses. — Stockholm, Sweden: Nobel Media AB, <https://www.nobelprize.org/prizes/physics/2018/strickland/lecture/>. — 08 December 2018.
6. G. Mourou. Nobel Lecture. Passion for Extreme Light: for the Greatest Benefit to Human Kind. — Stockholm, Sweden: Nobel Media AB, <https://www.nobelprize.org/prizes/physics/2018/mourou/lecture/>. — 08 December 2018.
7. A. Zewail. Femtochemistry: Atomic-scale dynamics of the chemical bond using ultrafast lasers // Nobel Lectures in Chemistry 1996-2000 / Ed. by I. Grenthe. — Singapore : World Scientific Publishing Co., 2003. — ISBN: 981-02-4958-6.
8. T.W. Hänsch. Passion for precision // Nobel Lectures in Physics 2001-2005 / Ed. by G. Ekspong. — Singapore : World Scientific Publishing Co., 2008. — ISBN: 981-279-447-5.
9. P. Agostini. The genesis of an attosecond pulse train. — Stockholm, Sweden: Nobel Media AB, <https://www.nobelprize.org/prizes/physics/2023/agostini/lecture/>. — 08 December 2023.
10. F. Krausz. Attosecond physics: exploring sub-atomic motions. — Stockholm, Sweden: Nobel Media AB, <https://www.nobelprize.org/prizes/physics/2023/krausz/lecture/>. — 08 December 2023.
11. A. L’Huillier. The route to attosecond pulses Attosecond Pulse Train. — Stockholm, Sweden: Nobel Media AB, <https://www.nobelprize.org/prizes/physics/2023/lhuillier/lecture/>. — 08 December 2023.
12. Л.Н. Магдич, В.Я. Молчанов. Акустооптические устройства и их применение. —

- М. : Советское радио, 1978. — С. 112.
13. В.И. Балакший, В.Н. Парыгин, Л.Е. Чирков. Физические основы акустооптики. — М. : Радио и связь, 1985. — С. 289.
  14. J. Xu, R. Stroud. Acousto-Optic Devices: Principles, Design, and Applications. — New York : Wiley, 1992. — P. 652. — ISBN: 0-471-61638-8.
  15. Design and Fabrication of Acousto-Optic Devices / Ed. by A. Goutzoulis, D. Pape. — New York : Marcel Dekker, 1994. — P. 497. — ISBN: 0-8247-8930-X.
  16. В.Я. Молчанов, А.И. Колесников, Ю.И. Китаев и др. Теория и практика современной акустооптики. — М. : МИСИС, 2015. — С. 459. — ISBN: 978-5-87623-483-4.
  17. В.Э. Пожар, В.И. Пустовойт. О сжатии ультракоротких импульсов света // Квант. электрон. — 1987. — Т. 14, № 4. — С. 811–813.
  18. P. Tournois. Acousto-optic programmable dispersive filter for adaptive compensation of group delay time dispersion in laser systems // *Opt. Commun.* — 1997. — Vol. 140, no. 4–6. — P. 245–249.
  19. V.Ya. Molchanov, S.I. Chizhikov, O.Yu. Makarov et al. Adaptive acousto-optic technique for femtosecond laser pulse shaping // *Appl. Opt.* — 2009. — Vol. 48, no. 7. — P. C118–C124.
  20. F. Verluise, V. Laude, Z. Cheng et al. Amplitude and phase control of ultrashort pulses by use of an acousto-optic programmable dispersive filter: Pulse compression and shaping // *Opt. Lett.* — 2000. — Vol. 25, no. 8. — P. 575–577.
  21. U. Morgner, F.X. Kärtner, S.H. Cho et al. Sub-two-cycle pulses from a Kerr-lens mode-locked Ti:sapphire laser // *Opt. Lett.* — 1999. — Vol. 24, no. 6. — P. 411–413.
  22. G. Steinmeyer, D.H. Sutter, L. Gallmann et al. Frontiers in ultrashort pulse generation: pushing the limits in linear and nonlinear optics // *Science*. — 1999. — Vol. 286, no. 5444. — P. 1507–1512.
  23. А.М. Желтиков. Сверхкороткие световые импульсы в полых волноводах // *УФН*. — 2002. — Т. 172, № 7. — С. 743–776.
  24. C.-H. Lu, T. Witting, A. Husakou et al. Sub-4 fs laser pulses at high average power and high repetition rate from an all-solid-state setup // *Opt. Express*. — 2018. — Vol. 26, no. 7. — P. 8941–8956.
  25. M.D. Perry, D. Pennington, B.C. Stuart et al. Petawatt laser pulses // *Opt. Lett.* — 1999. — Vol. 24, no. 3. — P. 160–162.
  26. J.H. Sung, H.W. Lee, J.Y. Yoo et al. 4.2 PW, 20 fs Ti:sapphire laser at 0.1 Hz //

- Opt. Lett.* — 2017. — Vol. 42, no. 11. — P. 2058–2061.
27. W. Li, Z. Gan, L. Yu et al. 339 J high-energy Ti:sapphire chirped-pulse amplifier for 10 PW laser facility // *Opt. Lett.* — 2018. — Vol. 43, no. 22. — P. 5681–5684.
28. C. Radier, O. Chalus, M. Charbonneau et al. 10 PW peak power femtosecond laser pulses at ELI-NP // *High Power Laser Sci. Eng.* — 2022. — Vol. 10, no. 15. — P. e21.
29. А.А. Иванов, М.В. Алфимов, А.М. Желтиков. Фемтосекундные импульсы в нанофотонике // *УФН.* — 2004. — Т. 174, № 7. — С. 743–763.
30. Е.В. Бакланов, П.В. Покасов. Оптические стандарты частоты и фемтосекундные лазеры // *Квант. электрон.* — 2003. — Т. 33, № 5. — С. 383–400.
31. П.Г. Крюков. Фемтосекундные лазеры в астрофизике // *УФН.* — 2015. — Т. 185, № 8. — С. 817–827.
32. R. Carilles, D.N. Schafer, K.E. Sheetz et al. Imaging techniques for harmonic and multiphoton absorption fluorescence microscopy // *Rev. Sci. Instrum.* — 2009. — Vol. 80, no. 8. — P. 081101.
33. J. Adur, H.F. Carvalho, C.L. Cesar, V.H. Casco. Nonlinear optical microscopy signal processing strategies in cancer // *Cancer Informatics.* — 2014. — Vol. 67. — P. 67–76.
34. Е.А. Хазанов, А.М. Сергеев. Петаваттные лазеры на основе оптических параметрических усилителей: состояние и перспективы // *УФН.* — 2008. — Т. 178, № 9. — С. 1006–1011.
35. С.Н. Багаев, Е.В. Пестряков, В.И. Трунов. Эксаваттные лазерные системы — новый этап в развитии лазерной физики // *Оптика атмосферы и океана.* — 2010. — Т. 23, № 10. — С. 845–853.
36. А.И. Коржиманов, А.А. Гоносков, Е.А. Хазанов, А.М. Сергеев. Горизонты петаваттных лазерных комплексов // *УФН.* — 2011. — Т. 181, № 1. — С. 9–29.
37. Е.А. Хазанов, А.А. Шайкин, И.Ю. Костюков и др. XCELS — Международный центр исследований экстремальных световых полей // *Квант. электрон.* — 2023. — Т. 53, № 2. — С. 95–122.
38. A.S. Weling, D.H. Auston. Novel sources and detectors for coherent tunable narrow-band terahertz radiation in free space // *J. Opt. Soc. Am. B.* — 1996. — Vol. 13, no. 12. — P. 2783–2791.
39. P. Agostini, L.F. DiMauro. The physics of attosecond light pulses // *Rep. Prog. Phys.* — 2004. — Vol. 67, no. 6. — P. 813–855.
40. *Synchrotron Light Sources and Free-Electron Lasers* / Ed. by E.J. Jaeschke, S.

- Khan, J.R. Schneider, J.B. Hastings. — Berlin : Springer, 2016. — ISBN: 978-3-319-14393-4.
41. E. Esarey, C.B. Schroeder, W.P. Leemans. Physics of laser-driven plasma-based electron accelerators // *Rev. Mod. Phys.* — 2009. — Vol. 81, no. 3. — P. 1229–1285.
  42. E.G. Gamaly, A.V. Rode, B. Luther-Davies, V.T. Tikhonchuk. Ablation of solids by femtosecond lasers: Ablation mechanism and ablation thresholds for metals and dielectrics // *Phys. Plasmas*. — 2002. — Vol. 9, no. 3. — P. 949–957.
  43. C. Kerse, H. Kalaycioglu, P. Elahi et al. Ablation-cooled material removal with ultrafast bursts of pulses // *Nature*. — 2016. — Vol. 537, no. 7618. — P. 84–88.
  44. T. Juhasz, F.H. Loesel, R.M. Kurtz et al. Corneal refractive surgery with femtosecond lasers // *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* — 2013. — Vol. 5, no. 4. — P. 902–910.
  45. S.H. Chung, E. Mazur. Surgical applications of femtosecond lasers // *J. Biophotonics*. — 2009. — Vol. 2, no. 10. — P. 557–572.
  46. Р.И. Илькаев, С.Г. Гаранин. Исследование проблем термоядерного синтеза на мощных лазерных установках // *Вестник РАН*. — 2006. — Т. 76, № 6. — С. 503–515.
  47. Н.Г. Басов, В.Э. Крохин. Условия разогрева плазмы излучением оптического генератора // *ЖЭТФ*. — 1964. — Т. 46, № 10. — С. 171–175.
  48. G.H. Miller, E.I. Moses, C.R. Wuest. The National Ignition Facility: enabling fusion ignition for the 21st century // *Nucl. Fusion*. — 2004. — Vol. 44, no. 2. — P. S228–S238.
  49. N. Fleurot, C. Cavaller, J.L. Bourgade. The Laser Mégajoule (LMJ) Project dedicated to inertial confinement fusion: Development and construction status // *Fusion*. — 2005. — Vol. 74, no. 1-4. — P. 147–154.
  50. CEA. Le Laser Mégajoule. — <http://www-lmj cea.fr/>. — Date accessed 06.12.2024.
  51. S.A. Belkov, S.G. Garanin, Yu.V. Shagalkin. UFL-2M facility — initial steps for construction // *ICONO/LAT 2013 Technical Digest*. — Moscow : Russian Academy of Sciences, 2013. — P. LFB2.
  52. РФЯЦ–ВНИИЭФ. Физика лазеров. — <http://www.vniief.ru/wps/wcm/connect/vniief/site/researchdirections/Research/laserphysics/>. — Дата доступа 06.12.2024.

53. W. Zheng, X. Wei, Q. Zhu et al. Laser performance of the SG-III laser facility // *High Power Laser Sci. Eng.* — 2016. — Vol. 4. — P. e21.
54. N. Miyanaga, H. Azechi, K.A. Tanaka et al. 10-kJ PW laser for the FIREX-I program // *J. Phys. IV France.* — 2006. — Vol. 133. — P. 81–87.
55. C.P.J. Barty, M. Key, J. Britten et al. An overview of LLNL high-energy short-pulse technology for advanced radiography of laser fusion experiments // *Nucl. Fusion.* — 2004. — Vol. 44, no. 12. — P. S266–S275.
56. E. Hugonnot, G. Deschaseaux, O. Hartmann, H. Coïc. Design of PETAL multi-petawatt high-energy laser front end based on optical parametric chirped pulse amplification // *Appl. Opt.* — 2007. — Vol. 46, no. 33. — P. 8181–8187.
57. С.Г. Гаранин. Мощные лазеры и их применение в исследованиях физики высоких плотностей энергии // *УФН.* — 2011. — Т. 181, № 4. — С. 434–441.
58. А.А. Андреев, С.А. Бельков, К.Ю. Платонов и др. Пикосекундная рентгенография высокотемпературной сверхплотной лазерной плазмы // *Опт. Спектр.* — 2017. — Т. 123, № 3. — С. 447–457.
59. J.D. Zuegel, S. Borneis, C. Barty et al. Laser challenges for fast ignition // *Fusion Sci. Technol.* — 2006. — Vol. 49, no. 3. — P. 453–482.
60. С.Ю. Гуськов. Быстрое зажигание мишеней инерциального синтеза // *Физика плазмы.* — 2013. — Т. 39, № 1. — С. 3–59.
61. S.C. Burkhart, R.J. Beach, J.K. Crane et al. *National Ignition Facility front-end laser system* // *Solid State Lasers for Application to Inertial Confinement Fusion (ICF)* / Ed. by M. Andre, H.T. Powell. — Vol. 2633 of Proc. SPIE. — SPIE, 1995. — P. 48–58.
62. J.K. Crane, R.B. Wilcox, N.W. Hopps et al. *Integrated operations of the National Ignition Facility (NIF) optical pulse generation development system* // *Third International Conference on Solid State Lasers for Application to Inertial Confinement Fusion* / Ed. by W.H. Lowdermilk. — Vol. 3492 of Proc. SPIE. — SPIE, 1999. — P. 100–111.
63. A. Jolly, J.F. Gleyze, J. Luce et al. Front-end sources of the LIL-LMJ fusion lasers: progress report and prospects // *Opt. Eng.* — 2003. — Vol. 42, no. 5. — P. 1427–1438.
64. J.-F. Gleyze, J. Hares, S. Vidal et al. *Recent advances in the front-end sources of the LMJ fusion laser* // *High Power Lasers for Fusion Research* / Ed. by A.A.S. Awwal, A.M. Dunne, H. Azechi, B.E. Kruschwitz. — Vol. 7916 of Proc. SPIE. — SPIE,

2011. — P. 79160I.
65. D. Xu, X. Tian, D. Zhou et al. Temporal pulse precisely sculpted millijoule-level fiber laser injection system for high-power laser driver // *Appl. Opt.* — 2017. — Vol. 56, no. 10. — P. 2661–2666.
66. C.P.J. Barty. The Nexawatt: A strategy for exawatt peak power lasers based on NIF and NIF-like beam lines // *J. Phys. Conf. Ser.* — 2016. — Vol. 717. — P. 012086.
67. K.D. Chesnut, C.P.J. Barty. Ideal spatio-temporal pulse distribution for exawatt-scale lasers based on simultaneous chirped beam and chirped pulse amplification // *Opt. Express.* — 2023. — Vol. 31, no. 4. — P. 5687–5698.
68. D. Strickland, G. Mourou. Compression of amplified chirped optical pulses // *Opt. Commun.* — 1985. — Vol. 56, no. 3. — P. 219–221.
69. M. Pessot, P. Maine, G. Mourou. 1000 times expansion/compression of optical pulses for chirped pulse amplification // *Opt. Commun.* — 1987. — Vol. 62, no. 6. — P. 419–421.
70. А. Пискаркас, А. Стабинис, А. Янкаускас. Фазовые явления в параметрических усилителях и генераторах сверхкоротких импульсов света // *УФН.* — 1986. — Т. 150, № 1. — С. 127–143.
71. C.N. Danson, C. Haefner, J. Bromage et al. Petawatt and exawatt class lasers worldwide // *High Power Laser Sci. Eng.* — 2019. — Vol. 7. — P. e54.
72. Z. Li, Y. Leng, R. Li. Further development of the short-pulse petawatt laser: Trends, technologies, and bottlenecks // *Laser Photonics Rev.* — 2022. — Vol. 17, no. 1. — P. 2100705.
73. S. Backus, C.G. Durfee, M.M. Murnane, H.C. Kapteyn. High power ultrafast lasers // *Rev. Sci. Instrum.* — 1998. — Vol. 69, no. 3. — P. 1207–1223.
74. A. Monmayrant, S. Weber, B. Chatel. A newcomer’s guide to ultrashort pulse shaping and characterization // *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* — 2010. — Vol. 43, no. 10. — P. 103001.
75. A.M. Weiner. Ultrafast optical pulse shaping: A tutorial overview // *Opt. Commun.* — 2011. — Vol. 284, no. 15. — P. 3669–3692.
76. Ю.Т. Мазуренко. Импульсная фурье-оптика // *Опт. Спектр.* — 1984. — Т. 57, № 1. — С. 8.
77. Ю.Т. Мазуренко. Регистрация и восстановление ультракоротких импульсов с помощью интерференции спектрально разложенного света // *Квант. электрон.* —

1985. — T. 12, № 6. — C. 1235–1241.
78. A.M. Weiner, J.P. Heritage, E.M. Kirschner. High-resolution femtosecond pulse shaping // *J. Opt. Soc. Am. B.* — 1988. — Vol. 5, no. 8. — P. 1563–1572.
79. A.M. Weiner, D.E. Leaird, J.S. Patel, J.R. Wullert. Programmable shaping of femtosecond optical pulses by use of 128-element liquid crystal phase modulator // *IEEE J. Quantum Electron.* — 1992. — Vol. 28, no. 4. — P. 908–920.
80. V.V. Lozhkarev, G.I. Freidman, V.N. Ginzburg et al. Compact 0.56 Petawatt laser system based on optical parametric chirped pulse amplification in KD\*P crystals // *Laser Phys. Lett.* — 2007. — Vol. 4, no. 6. — P. 421–426.
81. F. Böhle, M. Kretschmar, A. Jullien et al. Compression of CEP-stable multi-mJ laser pulses down to 4fs in long hollow fibers // *Laser Phys. Lett.* — 2014. — Vol. 11, no. 9. — P. 095401.
82. T.Y. Fan. Laser beam combining for high-power, high-radiance sources // *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* — 2005. — Vol. 11, no. 3. — P. 567–577.
83. F. Krausz and M. Ivanov. Attosecond physics // *Rev. Mod. Phys.* — 2009. — Vol. 81, no. 1. — P. 163–234.
84. W.-Z. Chang, T. Zhou, L.A. Siiman, A. Galvanauskas. Femtosecond pulse spectral synthesis in coherently-spectrally combined multi-channel fiber chirped pulse amplifiers // *Opt. Express.* — 2013. — Vol. 21, no. 3. — P. 3897–3910.
85. S.N. Bagayev, V.I. Trunov, E.V. Pestryakov et al. Super-intense femtosecond multichannel laser system with coherent beam combining // *Laser Phys.* — 2014. — Vol. 24, no. 7. — P. 074016.
86. V.E. Leshchenko, V.A. Vasiliev, N.L. Kvashnin, E.V. Pestryakov. Coherent combining of relativistic-intensity femtosecond laser pulses // *Appl. Phys. B – Lasers Opt.* — 2015. — Vol. 118, no. 4. — P. 511–516.
87. C. Manzoni, O.D. Mücke, G. Cirmi et al. Coherent pulse synthesis: towards sub-cycle optical waveforms // *Laser Photonics Rev.* — 2015. — Vol. 9, no. 2. — P. 129–171.
88. N. Thiré, R. Maksimenka, B. Kiss et al. Highly stable, 15 W, few-cycle, 65 mrad CEP-noise mid-IR OPCPA for statistical physics // *Opt. Express.* — 2018. — Vol. 26, no. 21. — P. 26907–26915.
89. E. Migal, A. Pushkin, B. Bravy et al. 3.5-mJ 150-fs Fe:ZnSe hybrid mid-IR femtosecond laser at 4.4  $\mu\text{m}$  for driving extreme nonlinear optics // *Opt. Lett.* — 2019. — Vol. 44, no. 10. — P. 2550–2553.



90. A. Pushkin, E. Migal, D. Suleimanova et al. High-power solid-state near- and mid-IR ultrafast laser sources for strong-field science // *Photonics*. — 2022. — Vol. 9, no. 2. — P. 90.
91. S.-H. Shim, D.B. Strasfeld, M.T. Zanni. Generation and characterization of phase and amplitude shaped femtosecond mid-ir pulses // *Opt. Express*. — 2006. — Vol. 14, no. 26. — P. 13120–13130.
92. R. Maksimenka, P. Nuernberger, K.F. Lee et al. Direct mid-infrared femtosecond pulse shaping with a calomel acousto-optic programmable dispersive filter // *Opt. Lett.* — 2010. — Vol. 35, no. 21. — P. 3565–3567.
93. A. Ghosh, A.L. Serrano, T.A. Oudenhoven et al. Experimental implementations of 2D IR spectroscopy through a horizontal pulse shaper design and a focal plane array detector // *Opt. Lett.* — 2016. — Vol. 41, no. 3. — P. 524–527.
94. I.A. Walmsley, L. Waxer, C. Dorrer. The role of dispersion in ultrafast optics // *Rev. Sci. Instrum.* — 2001. — Vol. 72, no. 1. — P. 1–29.
95. O.E. Martinez. 3000 Times grating compressor with positive group velocity dispersion: Application to fiber compensation in 1.3-1.6  $\mu\text{m}$  region // *IEEE J. Quantum Electron.* — 1987. — Vol. 23, no. 1. — P. 59–64.
96. E.B. Treacy. Optical pulse compression with diffraction gratings // *IEEE J. Quantum Electron.* — 1969. — Vol. 5, no. 9. — P. 454–458.
97. S.Yu. Mironov, V.N. Ginzburg, E.I. Gacheva et al. Use of polyethylene terephthalate for temporal recompression of intense femtosecond laser pulses // *Laser Phys. Lett.* — 2015. — Vol. 12, no. 2. — P. 025301.
98. J.M. Di Nicola, S.T. Yang, C.D. Boley et al. **The commissioning of the advanced radiographic capability laser system: experimental and modeling results at the main laser output** // High Power Lasers for Fusion Research III / Ed. by A.A.S. Awwal, M.A. Lane. — Vol. 9345 of Proc. SPIE. — SPIE, 2015. — P. 93450I.
99. V.V Romanov, K.B. Yushkov. Configuration model of a grating pair pulse compressor // *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* — 2019. — Vol. 25, no. 4. — P. 8800110.
100. E. Khazanov. New grating compressor designs for XCELS and SEL-100 PW projects // *High Power Laser Sci. Eng.* — 2024. — Vol. 12. — P. e36.
101. K. Ohno, T. Tanabe, F. Kannari. Adaptive pulse shaping of phase and amplitude of an amplified femtosecond pulse laser by direct reference to frequency-resolved optical gating traces // *J. Opt. Soc. Am. B.* — 2002. — Vol. 19, no. 11. — P. 2781–2790.

102. A. Rundquist, A. Efimov, D.H. Reitze. Pulse shaping with the Gerchberg-Saxton algorithm // *J. Opt. Soc. Am. B.* — 2002. — Vol. 19, no. 10. — P. 2468–2478.
103. A. Trisorio, P.M. Paul, F. Ple et al. Ultrabroadband TW-class Ti:sapphire laser system with adjustable central wavelength, bandwidth and multi-color operation // *Opt. Express.* — 2011. — Vol. 19, no. 21. — P. 20128–20140.
104. D.H. McMahon. Wideband pulse compression via brillouin scattering in the bragg limit // *Proc. IEEE.* — 1967. — Vol. 55, no. 9. — P. 1602–1612.
105. M. Nakazawa, T. Nakashima, H. Kubota. Optical pulse compression using a TeO<sub>2</sub> acousto-optical light deflector // *Opt. Lett.* — 1988. — Vol. 13, no. 2. — P. 120–122.
106. S. Zheng, K. Bi, S. Xue et al. Acousto-optic modulator system for femtosecond laser pulses // *Rev. Sci. Instrum.* — 2007. — Vol. 78, no. 1. — P. 015103.
107. R. Du, K. Bi, S. Zeng et al. Analysis of fast axial scanning scheme using temporal focusing with acousto-optic deflectors // *J. Mod. Opt.* — 2009. — Vol. 56, no. 1. — P. 81–84.
108. M.A. Dugan, J.X. Tull, W.S. Warren. High-resolution acousto-optic shaping of un-amplified and amplified femtosecond laser pulses // *J. Opt. Soc. Am. B.* — 1997. — Vol. 14, no. 9. — P. 2348–2358.
109. C. Froehly, B. Colombeau, M. Vampouille. *II Shaping and Analysis of Picosecond Light Pulses* // Progress in Optics / Ed. by E. Wolf. — Amsterdam : North-Holland, 1983. — Vol. 20.
110. C.W. Hillegas, J.X. Tull, D. Goswami et al. Femtosecond laser pulse shaping by use of microsecond radio-frequency pulses // *Opt. Lett.* — 1994. — Vol. 19, no. 10. — P. 737–739.
111. M. Roth, M. Mehendale, A. Bartelt, H. Rabitz. Acousto-optical shaping of ultraviolet femtosecond pulses // *Appl. Phys. B – Lasers Opt.* — 2005. — Vol. 80, no. 4-5. — P. 441–444.
112. S.-H. Shim, D.B. Straszfeld, E.C. Fulmer, M.T. Zanni. Femtosecond pulse shaping directly in the mid-ir using acousto-optic modulation // *Opt. Lett.* — 2006. — Vol. 31, no. 6. — P. 838–840.
113. A. Nag, P.A. Chaphekar, D. Goswami. Applying genetic algorithm optimization to a folded geometry acousto-optic modulated spatial pulse shaper // *Rev. Sci. Instrum.* — 2010. — Vol. 81, no. 1. — P. 013101.
114. A. Agnesi, L. Carrà, F. Pirzio et al. High-gain diode-pumped amplifier for generation

- of microjoule-level picosecond pulses // *Opt. Express*. — 2006. — Vol. 14, no. 20. — P. 9244–9249.
115. J. Morgenweg, K.S.E. Eikema. Tailored pulse sequences from an 880 nm pumped Nd:YVO<sub>4</sub> bounce amplifier // *Opt. Lett.* — 2012. — Vol. 37, no. 2. — P. 208–210.
116. O. de Vries, T. Saule, M. Plötner et al. Acousto-optic pulse picking scheme with carrier-frequency-to-pulse-repetition-rate synchronization // *Opt. Express*. — 2015. — Vol. 23, no. 15. — P. 19586–19595.
117. A.I. Baranov, D.V. Myasnikov, D.V. Protasenya et al. **High power ultrashort fiber laser system at 1.55  $\mu\text{m}$**  // 2016 International Conference Laser Optics. — IEEE, 2016. — P. S1–6.
118. E. Shestaev, D. Hoff, A.M. Sayler et al. High-power ytterbium-doped fiber laser delivering few-cycle, carrier-envelope phase-stable 100  $\mu\text{J}$  pulses at 100 kHz // *Opt. Lett.* — 2020. — Vol. 45, no. 1. — P. 97–100.
119. A. Agnesi, C. Braggio, L. Carrà et al. Laser system generating 250-mJ bunches of 5-GHz repetition rate, 12-ps pulses // *Opt. Express*. — 2008. — Vol. 16, no. 20. — P. 15811–15815.
120. А.К. Потемкин, Е.И. Гачева, В.В. Зеленогорский и др. Лазерный драйвер для фотокатода линейного ускорителя электронов // *Квант. электрон.* — 2010. — Т. 40, № 12. — С. 1123–1130.
121. A. Agnesi, L. Carrà, P. Dallocchio et al. 50-mJ macro-pulses at 1064 nm from a diode-pumped picosecond laser system // *Opt. Express*. — 2011. — Vol. 19, no. 21. — P. 20316–20321.
122. H. Kalaycioglu, K. Eken, F.Ö. Idlay. Fiber amplification of pulse bursts up to 20  $\mu\text{J}$  pulse energy at 1 kHz repetition rate // *Opt. Lett.* — 2011. — Vol. 36, no. 17.
123. E.I. Gacheva, A.K. Poteomkin, E.A. Khazanov et al. Laser driver for a photoinjector of an electron linear accelerator // *IEEE J. Quantum Electron.* — 2014. — Vol. 50, no. 7. — P. 522–529.
124. P. Kwiek, R. Reibold. Additional phase shifts in ultrasound light diffraction // *Acustica – Acta Acustica*. — 1994. — Vol. 80, no. 3. — P. 294–299.
125. M. Veress, A. Barócsi, P. Richter, P. Maák. Theoretical and experimental analyses of the acoustic-to-optic phase transfer in specific acousto-optic devices // *Appl. Opt.* — 2010. — Vol. 49, no. 1. — P. 6–11.
126. C. Grebing, S. Koke, G. Steinmeyer. Self-referencing of optical frequency combs //

- Conference on Lasers and Electro-Optics/International Quantum Electronics Conference. OSA Technical Digest. — Optical Society of America, 2009. — P. CTuK5.
127. B. Borchers, S. Koke, A. Husakou et al. Carrier-envelope phase stabilization with sub-10 as residual timing jitter // *Opt. Lett.* — 2011. — Vol. 36, no. 21. — P. 4146–4148.
128. F. Lücking, A. Assion, A. Apolonski et al. Long-term carrier-envelope-phase-stable few-cycle pulses by use of the feed-forward method // *Opt. Lett.* — 2012. — Vol. 37, no. 11. — P. 2076–2078.
129. Н.А. Коляда, Б.Н. Нюшков, В.С. Пивцов и др. Стабилизация волоконного синтезатора частот с использованием акустооптического и электрооптического модуляторов // *Квант. электрон.* — 2016. — Т. 46, № 12. — С. 1110–1112.
130. L. Canova, X. Chen, A. Trisorio, A. Jullien, A. Assion, G. Tempea, N. Forget, T. Oksenhendler, R. Lopez-Martens. Carrier-envelope phase stabilization and control using a transmission grating compressor and an AOPDF // *Opt. Lett.* — 2009. — Vol. 34, no. 9. — P. 1333–1335.
131. N. Thiré, R. Maksimenka, B. Kiss et al. 4-W, 100-kHz, few-cycle mid-infrared source with sub-100-mrad carrier-envelope phase noise // *Opt. Express.* — 2017. — Vol. 25, no. 2. — P. 1505–1514.
132. R. Uberna, A. Bratcher, B.G. Tiemann. Coherent beam combination of four holmium amplifiers with phase control via a direct digital synthesizer chip // *Appl. Opt.* — 2010. — Vol. 49, no. 35. — P. 6762–6765.
133. M.R. Oermann, N. Carmody, A. Hemming et al. Coherent beam combination of four holmium amplifiers with phase control via a direct digital synthesizer chip // *Opt. Express.* — 2018. — Vol. 26, no. 6. — P. 6715–6723.
134. V. Iyer, B.E. Losavio, P. Saggau. Compensation of spatial and temporal dispersion for acousto-optic multiphoton laser-scanning microscopy // *J. Biomed. Opt.* — 2003. — Vol. 8, no. 3. — P. 460–471.
135. R. Salomé, Y. Kremer, S. Dieudonné et al. Ultrafast random-access scanning in two-photon microscopy using acousto-optic deflectors // *J. Neurosci. Methods.* — 2006. — Vol. 154, no. 1–2. — P. 161–174.
136. Y. Kremer, J.-F. Léger, R. Lapole et al. A spatio-temporally compensated acousto-optic scanner for two-photon microscopy providing large field of view // *Opt. Express.* — 2008. — Vol. 16, no. 14. — P. 10066–10076.

137. P.A. Kirkby, K.M.N.S. Nadella, R.A. Silver. A compact acousto-optic lens for 2D and 3D femtosecond based 2-photon microscopy // *Opt. Express*. — 2010. — Vol. 18, no. 13. — P. 13720–13744.
138. W. Akemann, J.-F. Léger, C. Ventalon et al. Fast spatial beam shaping by acousto-optic diffraction for 3D non-linear microscopy // *Opt. Express*. — 2015. — Vol. 23, no. 22. — P. 28191–28205.
139. K.M.N.S. Nadella, H. Roš, C. Baragli et al. Random-access scanning microscopy for 3D imaging in awake behaving animals // *Nat. Methods*. — 2016. — Vol. 13, no. 12. — P. 1001–1004.
140. G.D. Reddy, K. Kelleher, R. Fink, P. Saggau. Three-dimensional random access multiphoton microscopy for functional imaging of neuronal activity // *Nature Neurosci.* — 2008. — Vol. 11, no. 6. — P. 713–720.
141. С.А. Андреев, Н.П. Андреева, М.С. Барашков и др. Исследование способов перестройки параметрических генераторов света видимого и ИК диапазонов // *Квант. электрон.* — 2010. — Т. 40, № 4. — С. 288–295.
142. G. Georgiev, D.A. Glenar, J.J. Hillman. Spectral characterization of acousto-optic filters used in imaging spectroscopy // *Appl. Opt.* — 2002. — Vol. 41, no. 1. — P. 209–217.
143. B.K.A. Ngoi, K. Venkatakrishnan, B. Tan et al. Angular dispersion compensation for acousto-optic devices used for ultrashort-pulsed laser micromachining // *Opt. Express*. — 2001. — Vol. 9, no. 4. — P. 200–206.
144. Q. Hu, Z. Zhou, X. Lv, S. Zeng. Compensation of spatial dispersion of an acousto-optic deflector with a special keplerian telescope // *Opt. Lett.* — 2016. — Vol. 41, no. 2. — P. 207–210.
145. S. Zheng, X. Lv, C. Zhan et al. Simultaneous compensation for spatial and temporal dispersion of acousto-optical deflectors for two-dimensional scanning with a single prism // *Opt. Lett.* — 2006. — Vol. 31, no. 8. — P. 1091–1093.
146. Y. Shao, W. Qin, H. Liu et al. Ultrafast, large-field multiphoton microscopy based on an acousto-optic deflector and a spatial light modulator // *Opt. Lett.* — 2012. — Vol. 37, no. 13. — P. 2532–2534.
147. A. Yamaguchi, D. Karagyozov, M.H. Gershow. Compact and adjustable compensator for AOD spatial and temporal dispersion using off-the-shelf components // *Opt. Lett.* — 2021. — Vol. 46, no. 7. — P. 1644–1647.

148. P. Maák, A. Barócsi, A. Fehér et al. Acousto-optic deflector configurations optimized for multiphoton scanning microscopy // *Opt. Commun.* — 2023. — Vol. 530. — P. 129213.
149. T. Kurz, T. Heinemann, M. F. Gilljohann et al. Demonstration of a compact plasma accelerator powered by laser-accelerated electron beams // *Nat. Commun.* — 2021. — Vol. 12. — P. 2895.
150. O.J. Luiten, S.B. van der Geer, M.J. de Loos et al. How to realize uniform three-dimensional ellipsoidal electron bunches // *Phys. Rev. Lett.* — 2004. — Vol. 93, no. 9. — P. 094802.
151. L.B. Glebov, V. Smirnov, E. Rotari et al. Volume-chirped Bragg gratings: monolithic components for stretching and compression of ultrashort laser pulses // *Opt. Eng.* — 2014. — Vol. 53, no. 5. — P. 051514.
152. S.Yu. Mironov, A.K. Potemkin, E.I. Gacheva et al. Shaping of cylindrical and 3D ellipsoidal beams for electron photoinjector laser drivers // *Appl. Opt.* — 2015. — Vol. 55, no. 7. — P. 1630–1635.
153. S. Kaim, S. Mokhov, B.Y. Zeldovich, L.B. Glebov. Stretching and compressing of short laser pulses by chirped volume Bragg gratings: analytic and numerical modeling // *Opt. Eng.* — 2014. — Vol. 53, no. 5. — P. 051509.
154. S.Yu. Mironov, A.K. Potemkin, E.I. Gacheva et al. Generation of 3D ellipsoidal laser beams by means of a profiled volume chirped Bragg grating // *Laser Phys. Lett.* — 2016. — Vol. 13, no. 5. — P. 055003.
155. С.Ю. Миронов. Формирование трехмерного пространственно-временного распределения интенсивности излучения фемтосекундных лазеров : Дисс. докт. физ.-мат. наук / С.Ю. Миронов ; ИПФ РАН. — Нижний Новгород, 2018.
156. Е.И. Гачева. Управление параметрами лазерных драйверов для фотоинжекторов ускорителей электронов : Дисс. канд. физ.-мат. наук / Е.И. Гачева ; ИПФ РАН. — Нижний Новгород, 2015.
157. С.Ю. Миронов, А.В. Андрианов, Е.И. Гачева и др. Пространственно-временное профилирование лазерных импульсов для фотокатодов линейных ускорителей электронов // *УФН.* — 2017. — Т. 187, № 10. — С. 1121–1133.
158. Y. Li, S. Chemerisov, J. Lewellen. Laser pulse shaping for generating uniform three-dimensional ellipsoidal electron beams // *Phys. Rev. Spec. Top. – Accel. Beams.* — 2009. — Vol. 12, no. 02. — P. 020702.

159. E.I. Gacheva, V.V. Zelenogorskii, A.V. Andrianov et al. Disk Yb:KGW amplifier of profiled pulses of laser driver for electron photoinjector // *Opt. Express*. — 2015. — Vol. 23, no. 8. — P. 9627–9639.
160. С.Г. Гаранин, С.В. Гарнов, А.М. Сергеев, Е.А. Хазанов. Мощные лазеры для физики высоких плотностей энергии // *Вестник РАН*. — 2021. — Т. 91, № 5. — С. 435–445.
161. A. Klenke, S. Breitkopf, M. Kienel et al. 530 W, 1.3 mJ, four-channel coherently combined femtosecond fiber chirped-pulse amplification system // *Opt. Lett.* — 2013. — Vol. 38, no. 13. — P. 2283–2285.
162. М.В. Волков, С.Г. Гаранин, Ю.В. Долгополов и др. Способ когерентного сложения лазерного излучения в многоканальных непрерывных лазерах. — Патент RU 2582300 С1 от 20.06.2016 (Заявка № 2015101263 от 16.01.2015).
163. O. Schmidt, C. Wirth, I. Tsybin et al. Average power of 1.1 kW from spectrally combined, fiber-amplified, nanosecond-pulsed sources // *Opt. Lett.* — 2009. — Vol. 34, no. 10. — P. 1567–1569.
164. F. Li, C. Geng, G. Huang et al. Experimental demonstration of coherent combining with tip/tilt control based on adaptive space-to-fiber laser beam coupling // *IEEE Photonics J.* — 2017. — Vol. 9, no. 2. — P. 7102812.
165. S.M. Redmond, D.J. Ripin, C.X. Yu et al. Diffractive coherent combining of a 2.5 kW fiber laser array into a 1.9 kW Gaussian beam // *Opt. Lett.* — 2012. — Vol. 37, no. 14. — P. 2832–2834.
166. Л.Н. Магдич, Юшков К.Б., В.Б. Волошинов. Широкоапертурная дифракция неполяризованного излучения в системе двух акустооптических фильтров // *Квант. электрон.* — 2009. — Т. 39, № 4. — С. 347–352.
167. J.-C. Kastelik, K.B. Yushkov, S. Dupont, V.B. Voloshinov. Cascaded acousto-optic system for modulation of unpolarized light // *Opt. Express*. — 2009. — Vol. 17, no. 15. — P. 12767–12776.
168. В.Б. Волошинов, Юшков К.Б. Акустооптическое взаимодействие двух пучков света в кристалле парателлурита // *Радиотехн. электрон.* — 2007. — Т. 52, № 6. — С. 727–733.
169. С.Н. Антонов, А.В. Вайнер, В.В. Проклов, Ю.Г. Резвов. Обратная акустооптическая задача — когерентное сложение нескольких оптических лучей в один оптический канал // *ЖТФ*. — 2007. — Т. 77, № 5. — С. 75–80.



170. M. Müller, A. Klenke, A. Steinkopff et al. 3.5 kW coherently combined ultrafast fiberlaser // *Opt. Lett.* — 2018. — Vol. 43, no. 24. — P. 6037–6040.
171. Laser-Induced Damage in Optical Materials / Ed. by D. Ristau. — Boca Raton, FL : CRC Press, 2015.
172. Л.Н. Магдич. Аппаратная функция акустооптического фильтра при перестройке частоты // *Опт. Спектр.* — 1980. — Т. 49, № 2. — С. 387–390.
173. M.E. Fermann, V. da Silva, D.A. Smith et al. Shaping of ultrashort optical pulses by using an integrated acousto-optic tunable filter // *Opt. Lett.* — 1993. — Vol. 18, no. 18. — P. 1505–1507.
174. В.Б. Волошинов, Д.Д. Мишин, В.Я. Молчанов и др. Анизотропная дифракция в парателлурите при большой длине взаимодействия // *Письма в ЖТФ.* — 1992. — Т. 18, № 2. — С. 33–37.
175. V.B. Voloshinov. Close to collinear acousto-optic interaction in paratellurite // *Opt. Eng.* — 1992. — Vol. 31, no. 10. — P. 2089–2094.
176. I.C. Chang. Collinear beam acousto-optic tunable filters // *Electron. Lett.* — 1992. — Vol. 28, no. 13. — P. 1255–1256.
177. V.B. Voloshinov. Anisotropic light diffraction on ultrasound in a tellurium dioxide single crystal // *Ultrasonics.* — 1993. — Vol. 31, no. 5. — P. 333–338.
178. F. Verluise, V. Laude, J.-P. Huignard et al. Arbitrary dispersion control of ultrashort optical pulses with acoustic waves // *J. Opt. Soc. Am. B.* — 2000. — Vol. 17, no. 1. — P. 138–145.
179. D. Kaplan, P. Tournois. Theory and performance of the acousto optic programmable dispersive filter used for femtosecond laser pulse shaping // *J. Phys. IV France.* — 2002. — Vol. 12, no. 5. — P. 69–75.
180. S. Coudreau, D. Kaplan, P. Tournois. Ultraviolet acousto-optic programmable dispersive filter laser pulse shaping in KDP // *Opt. Lett.* — 2006. — Vol. 31, no. 12. — P. 1899–1901.
181. V.Ya. Molchanov, S.I. Chizhikov, O.Yu. Makarov. Quasicollinear acoustooptic tunable filters based on KDP single crystals // *Acoustics'08 Paris.* — Paris : Société Française d'Acoustique, 2008. — P. 827–831.
182. S. Weber, M. Barthélemy, B. Chatel. Direct shaping of tunable UV ultra-short pulses // *Appl. Phys. B – Lasers Opt.* — 2010. — Vol. 98, no. 2. — P. 323–326.
183. P. Tournois. Design of acousto-optic programmable filters in mercury halides for mid-

- infrared laser pulse shaping // *Opt. Commun.* — 2008. — Vol. 281, no. 15–16. — P. 4054–4056.
184. R. Maksimenka, P. Tournois. Mid-infrared high-frequency high-resolution reflective acousto-optic filters in mercury halides // *Opt. Commun.* — 2012. — Vol. 285, no. 5. — P. 715–719.
185. L. Gao, S.I. Herriot, K.H. Wagner. Novel approach to RF photonic signal processing using an ultrafast laser comb modulated by traveling-wave tunable filters // *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* — 2006. — Vol. 12, no. 2. — P. 315–329.
186. D.J. Kane, R. Trebino. Single-shot measurement of the intensity and phase of an arbitrary ultrashort pulse by using frequency-resolved optical gating // *Opt. Lett.* — 1993. — Vol. 18, no. 10. — P. 823–825.
187. C. Iaconis, I.A. Walmsley. Spectral phase interferometry for direct electric-field reconstruction of ultrashort optical pulses // *Opt. Lett.* — 1998. — Vol. 23, no. 10. — P. 792–792.
188. A. Monmayrant, M. Joffre, T. Oksenhendler et al. Time-domain interferometry for direct electric-field reconstruction by use of an acousto-optic programmable filter and a two-photon detector // *Opt. Lett.* — 2003. — Vol. 28, no. 4. — P. 278–280.
189. S.L. Cousin, N. Forget, A. Grün et al. Few-cycle pulse characterization with an acousto-optic pulse shaper // *Opt. Lett.* — 2011. — Vol. 36, no. 15. — P. 2803–2805.
190. N. Forget, V. Crozatier, T. Oksenhendler. Pulse-measurement techniques using a single amplitude and phase spectral shaper // *J. Opt. Soc. Am. B.* — 2010. — Vol. 27, no. 4. — P. 742–756.
191. T. Oksenhendler, S. Coudreau, N. Forget et al. Self-referenced spectral interferometry // *Appl. Phys. B – Lasers Opt.* — 2010. — Vol. 99, no. 1. — P. 7–12.
192. P. Tyagi, J.I. Saari, B. Walsh et al. Two-color two-dimensional electronic spectroscopy using dual acousto-optic pulse shapers for complete amplitude, phase, and polarization control of femtosecond laser pulses // *J. Phys. Chem. A.* — 2013. — Vol. 117, no. 29. — P. 6264–6269.
193. E.R. Tkaczyk, K. Mairing, A.H. Tkaczyk et al. Control of the blue fluorescent protein with advanced evolutionary pulse shaping // *Biochem. Biophys. Res. Commun.* — 2008. — Vol. 376, no. 4. — P. 733–737.
194. G. Bergner, E. Vater, D. Akimov et al. Tunable narrow band filter for CARS microscopy // *Laser Phys. Lett.* — 2010. — Vol. 7, no. 7. — P. 510–516.

195. G. Bergner, D. Akimov, S. Schlücker et al. Tunable optical setup with high flexibility for spectrally resolved coherent anti-Stokes Raman scattering microscopy // *Laser Phys. Lett.* — 2011. — Vol. 8, no. 7. — P. 541–546.
196. M. Pittman, S. Ferré, J.P. Rousseau et al. Design and characterization of a near-diffraction-limited femtosecond 100-tw 10-hz high-intensity laser system // *Appl. Phys. B – Lasers Opt.* — 2002. — Vol. 74, no. 6. — P. 529–535.
197. A. Monmayrant, A. Arbouet, B. Girard et al. AOPDF-shaped optical parametric amplifier output in the visible // *Appl. Phys. B – Lasers Opt.* — 2005. — Vol. 81, no. 2. — P. 177–180.
198. T. Oksenhendler, D. Kaplan, P. Tournois et al. Intracavity acousto-optic programmable gain control for ultra-wide-band regenerative amplifiers // *Appl. Phys. B – Lasers Opt.* — 2006. — Vol. 83, no. 4. — P. 491–494.
199. A. Vaupel, N. Bodnar, B. Webb et al. Concepts, performance review, and prospects of table-top, few-cycle optical parametric chirped-pulse amplification // *Opt. Eng.* — 2014. — Vol. 53, no. 5. — P. 051507.
200. V.Ya. Molchanov, O.Yu. Makarov. Phenomenological method for broadband electrical matching of acousto-optical device piezotransducers // *Opt. Eng.* — 1999. — Vol. 38, no. 7. — P. 1127–1135.
201. D. Brinks, R. Hildner, F.D. Stefani, N.F. van Hulst. Beating spatio-temporal coupling: implications for pulse shaping and coherent control experiments // *Opt. Express*. — 2011. — Vol. 19, no. 27. — P. 26486–26499.
202. D.J. McCabe, D.R. Austin, A. Tajalli et al. Space-time coupling of shaped ultrafast ultraviolet pulses from an acousto-optic programmable dispersive filter // *J. Opt. Soc. Am. B*. — 2011. — Vol. 28, no. 1. — P. 58–64.
203. K. Osvay, M. Mero, Á. Börzsönyi et al. Spectral phase shift and residual angular dispersion of an acousto-optic programmable dispersive filter // *Appl. Phys. B – Lasers Opt.* — 2012. — Vol. 107, no. 1. — P. 125–130.
204. R.W. Dixon. Acoustic diffraction of light in anisotropic media // *IEEE J. Quantum Electron.* — 1967. — Vol. 3, no. 2. — P. 85–93.
205. S.E. Harris, R.W. Wallace. Acoustooptic tunable filter // *J. Opt. Soc. Am.* — 1969. — Vol. 59, no. 6. — P. 744–747.
206. S.E. Harris, S.T.K. Nieh, D.K. Winslow. Electronically tunable acousto-optic filter // *Appl. Phys. Lett.* — 1969. — Vol. 15, no. 10. — P. 325–326.

207. S.E. Harris, S.T.K. Nieh, R.S. Feigelson. CaMoO<sub>4</sub> electronically tunable optical filter // *Appl. Phys. Lett.* — 1970. — Vol. 17, no. 5. — P. 223–225.
208. J. Kusters, D. Wilson, D. Hammond. Optimum crystal orientation for acoustically tuned optic filters // *J. Opt. Soc. Am.* — 1974. — Vol. 64, no. 4. — P. 434–440.
209. I.C. Chang. Tunable acousto-optic filter utilizing acoustic beam walkoff in crystal quartz // *Appl. Phys. Lett.* — 1974. — Vol. 25, no. 6. — P. 323–324.
210. M.I. Kupreychik, V.I. Balakshy, V.E. Pozhar. Quasi-collinear acousto-optic diffraction in a biaxial crystal of Tl<sub>3</sub>PSe<sub>4</sub> // *J. Opt. Technol.* — 2023. — Vol. 90, no. 11. — P. 646–653.
211. C.S. Qin, G.C. Huang, K.T. Chan, K.W. Cheung. Low drive power, sidelobe free acousto-optic tunable filters/switches // *Electron. Lett.* — 1995. — Vol. 31, no. 15. — P. 1237–1238.
212. T. Oksenhendler, N. Forget. Pulse-shaping techniques theory and experimental implementations for femtosecond pulses // *Advances in Solid-State Lasers: Development and Applications* / Ed. by M. Grishin. — Rijeka, Croatia : InTech, 2010. — P. 347–386.
213. A.K. Zaitsev, V.V. Kludzin. Subcollinear acousto-optic tunable filter based on the medium with a strong acoustic anisotropy // *Opt. Commun.* — 2003. — Vol. 219. — P. 277–283.
214. V.Ya. Molchanov, O.Yu. Makarov. Quasicollinear acoustooptic filters using strong acoustic anisotropy in tellurium dioxide crystal // *J. Phys. Conf. Ser.* — 2007. — Vol. 92. — P. 012070.
215. В.Я. Молчанов, В.Б. Волошинов, О.Ю. Макаров. Квазиколлинеарные перестраиваемые акустооптические фильтры для систем спектрального уплотнения и селекции оптических каналов // *Квант. электрон.* — 2009. — Т. 39, № 4. — С. 353–360.
216. Y. Ohmachi, N. Uchida, N. Niizeki. Acoustic wave propagation in teo<sub>2</sub> single crystal // *J. Acoust. Soc. Am.* — 1972. — Vol. 51, no. 1b. — P. 164–168.
217. С.Н. Манцевич, В.И. Балакший. Акустооптическое взаимодействие в неоднородном акустическом поле // *Опт. Спектр.* — 2015. — Т. 118, № 4. — С. 646–652.
218. Дж. Най. Физические свойства кристаллов и их описание при помощи тензоров и матриц (Пер. с англ. под ред. Л.А. Шувалова). — М. : Изд-во иностранной литературы, 1967. — С. 385.

219. I.C. Chang. Noncollinear acousto-optic filter with large angular aperture // *Appl. Phys. Lett.* — 1974. — Vol. 25, no. 7. — P. 370–372.
220. I.C. Chang. Acousto-optic tunable filters // *Opt. Eng.* — 1981. — Vol. 20, no. 6. — P. 824–829.
221. В.Б. Волошинов, Москера Х.С. Широкоапертурное акустооптическое взаимодействие в двулучепреломляющих кристаллах // *Опт. Спектр.* — 2006. — Т. 101, № 4. — С. 675–682.
222. V.B. Voloshinov, T.V. Yukhnevich. Two regimes of wide angle acousto-optic interaction in tellurium dioxide single crystals // *Appl. Opt.* — 2013. — Vol. 52, no. 24. — P. 5912–5919.
223. M.I. Kupreychik, V.I. Balakshy, V.E. Pozhar. Wide-angle acousto-optic devices based on isotropic light scattering in biaxial crystals // *J. Phys. Conf. Ser.* — 2021. — Vol. 2091. — P. 012010.
224. В.И. Альшиц, В.Н. Любимов. Топологические эффекты в акустике и оптике пошлощающих кристаллов в универсальном описании // *УФН.* — 2013. — Т. 183, № 10. — С. 1123–1140.
225. К.Н. Баранский. Физическая акустика кристаллов. — М. : МГУ, 1991. — С. 143.
226. M.I. Kupreychik, V.I. Balakshy. Peculiarities of acousto-optic interaction in biaxial crystal of alpha-iodic acid // *Appl. Opt.* — 2018. — Vol. 57, no. 20. — P. 5549–5555.
227. M.I. Kupreychik, K.B. Yushkov. Topological evolution of acousto-optic transfer functions in biaxial crystals // *J. Opt. Soc. Am. B.* — 2022. — Vol. 39, no. 12. — P. 3169–3177.
228. А. Ярив, П. Юх. Оптические волны в кристаллах (Пер. с англ. под ред. И.Н. Сисакяна). — М. : Мир, 1987. — С. 616.
229. S.N. Mantsevich, O.I. Korablev, Yu.K. Kalinnikov et al. Wide-aperture TeO<sub>2</sub> AOTF at low temperatures: Operation and survival // *Ultrasonics.* — 2015. — Vol. 59. — P. 50–58.
230. S.N. Mantsevich, E.I. Kostyleva. Examination of the temperature influence on phase matching frequency in tunable acousto-optic filters // *Ultrasonics.* — 2019. — Vol. 91. — P. 45–51.
231. S.N. Mantsevich, E.I. Kostyleva. Temperature influence on acoustic beam reflection in quasicollinear tellurium dioxide crystal acousto-optic cells // *J. Acoust. Soc. Am.* — 2024. — Vol. 156, no. 3. — P. 1964–1972.

232. J. Tan, N. Forget, A. Borot et al. Dispersion control for temporal contrast optimization // *Opt. Express*. — 2018. — Vol. 26, no. 19. — P. 25003–25012.
233. B. Dana, L. Lobachinsky, A. Bahabad. Spatiotemporal coupled-mode theory in dispersive media under a dynamic modulation // *Opt. Commun.* — 2014. — Vol. 324. — P. 165–167.
234. Y. Sivan, S. Rozenberg, A. Halstuch. Coupled-mode theory for electromagnetic pulse propagation in dispersive media undergoing a spatiotemporal perturbation: Exact derivation, numerical validation, and peculiar wave mixing // *Phys. Rev. B*. — 2016. — Vol. 93, no. 14. — P. 144303.
235. X. Yan, Y. Dai, Z. Gao et al. Femtosecond pulse shaping by modulating the refractive index modulation of volume holographic grating // *Opt. Express*. — 2013. — Vol. 21, no. 6. — P. 7560–7569.
236. H. Wang, W. Luan, X. Yan. Generation of adjustable femtosecond double pulses by diffraction of a chirped femtosecond pulse from volume Bragg gratings // *Optik*. — 2021. — Vol. 56, no. 247. — P. 167871.
237. P.A. Nikitin, V.B. Voloshinov. Backward collinear acousto-optic interaction in germanium crystal in terahertz spectral range // *Phys. Proc.* — 2015. — Vol. 70. — P. 712–715.
238. V.B. Voloshinov, D.L. Porokhovnichenko, E.A. Dyakonov. Design of far-infrared acousto-optic tunable filter based on backward collinear interaction // *Ultrasonics*. — 2018. — Vol. 88. — P. 207–212.
239. N.I. Petrov, V.I. Pustovoi. Acousto-optical resonator with ultra-narrow bandwidth // *Laser Phys. Lett.* — 2017. — Vol. 14, no. 11. — P. 115702.
240. В.М. Епихин, Л.Л. Пальцев. Высокочастотный акустооптический модулятор с конверсией акустической моды // *Квант. электрон.* — 2022. — Т. 52, № 10. — С. 943–947.
241. М.Б. Виноградова, О.В. Руденко, А.П. Сухоруков. Теория волн. — 2 изд. — М. : Наука, 1990. — С. 432.
242. С.А. Ахманов, А.П. Сухоруков, А.С. Чиркин. Нестационарные явления и пространственно-временная аналогия в нелинейной оптике // *ЖЭТФ*. — 1968. — Т. 55, № 4. — С. 1430–1448.
243. С.Н. Антонов, В.В. Проклов. Особенности прохождения света через ультразвуковой пучок при сильном акустооптическом взаимодействии // *ЖТФ*. — 1983. —

- T. 53, № 2. — С. 306–310.
244. N.M. Kearns, R.D. Mehlenbacher, A.C. Jones, M.T. Zanni. Broadband 2D electronic spectrometer using white light and pulse shaping: noise and signal evaluation at 1 and 100 kHz // *Opt. Express*. — 2017. — Vol. 25, no. 7. — P. 7869–7883.
245. J.A. Salehi, A.M. Weiner, J.P. Heritage. Coherent ultrashort light pulse code-division multiple access communication systems // *J. Lightwave Technol.* — 1990. — Vol. 8, no. 3. — P. 478–491.
246. W. Huang, M.H.M. Nizam, I. Andonovich, M. Tur. Coherent optical CDMA (OCDMA) systems used for high-capacity optical fiber networks-system description, OTDMA comparison, and OCDMA/WDMA networking // *J. Lightwave Technol.* — 2000. — Vol. 18, no. 6. — P. 765–778.
247. J.A. Salehi. Emerging OCDMA communication systems and data networks // *J. Opt. Netw.* — 2007. — Vol. 6, no. 9. — P. 1138–1178.
248. E. Hamidi, A.M. Weiner. Phase-only matched filtering of ultrawideband arbitrary microwave waveforms via optical pulse shaping // *J. Lightwave Technol.* — 2008. — Vol. 26, no. 15. — P. 2355–2363.
249. M. Kavehrad, D. Zaccarin. Optical code-division-multiplexed systems based on spectral encoding of noncoherent sources // *J. Lightwave Technol.* — 1995. — Vol. 13, no. 3. — P. 534–545.
250. В.В. Проклов, О.А. Бышевский-Конопко, В.И. Григорьевский. К возможности построения некогерентных волоконно-оптических систем передачи данных по принципу спектрального кодирования сигналов на основе согласованных акустооптических фильтров // *Квант. электрон.* — 2013. — Т. 43, № 6. — С. 542–545.
251. В.В. Проклов, О.А. Бышевский-Конопко, А.Л. Филатов. О генерации спектрально-кодированных сигналов в некогерентных системах оптической связи на базе многополосных акустооптических фильтров // *Письма в ЖТФ.* — 2015. — Т. 41, № 20. — С. 37–43.
252. Л.Н. Магдич, В.Я. Молчанов, И.П. Пономарева. Аппаратная функция акустооптического фильтра с неколлинеарным взаимодействием // *Опт. Спектр.* — 1984. — Т. 56, № 4. — С. 736–739.
253. P. Maák, G. Kurdi, A. Barocsi et al. Shaping of ultrashort pulses using bulk acousto-optic filter // *Appl. Phys. B – Lasers Opt.* — 2006. — Vol. 82, no. 2. — P. 283–287.
254. J. Vila-Francés, J. Calpe-Maravilla, J. Muñoz-Mari et al. Configurable-bandwidth



- imaging spectrometer based on an acousto-optic tunable filter // *Rev. Sci. Instrum.* — 2006. — Vol. 77, no. 7. — P. 073108.
255. М.М. Мазур, Ю.А. Судденюк, В.Н. Шорин. Двойной акустооптический монохроматор изображений с перестраиваемой шириной аппаратной функции // *Письма в ЖТФ.* — 2014. — Т. 40, № 4. — С. 56–62.
256. N. Gupta, D.R. Suhre. Notch filtering using a multiple passband AOTF in the SWIR region // *Appl. Opt.* — 2016. — Vol. 55, no. 28. — P. 7855–7860.
257. S.N. Mantsevich, V.Ya. Molchanov, K.B. Yushkov et al. Acoustic field structure simulation in quasi-collinear acousto-optic cells with ultrasound beam reflection // *Ultrasonics.* — 2017. — Vol. 78. — P. 175–184.
258. Дж. Гудмен. Введение в фурье-оптику (Пер. с англ. под ред. Г.И. Косоурова). — М. : Мир, 1970. — С. 364.
259. D.P. Kelly. Numerical calculation of the Fresnel transform // *J. Opt. Soc. Am. A.* — 2014. — Vol. 31, no. 4. — P. 755–764.
260. P.I. Shnitser, I.P. Agurok. *Spectrally adaptive light filtering* // *Photometric Engineering of Sources and Systems* / Ed. by A.V. Arcchi. — Vol. 3140 of Proc. SPIE. — SPIE, 1997. — P. 117–127.
261. В.А. Котельников. О пропускной способности «эфира» и проволоки в электро-связи // *УФН.* — 2006. — Т. 176, № 7. — С. 762–770.
262. Ж. Макс. Методы и техника обработки сигналов при физических измерениях (Пер. с франц. под ред. Н.Г. Волкова). — М. : Мир, 1983.
263. А.А. Самарский, А.В. Гулин. Численные методы. — М. : Наука, 1989. — С. 432.
264. W.H. Press, S.A. Teukolsky, W.H. Vetterling, B.P. Flannery. *Numerical Recipes: the Art of Scientific Computing.* — 3rd edition. — Cambridge : Cambridge University Press, 2007.
265. К.В. Yushkov. *Acousto-optic programmable filters and the sampling theorem* // *Fourteenth School on Acousto-Optics and Applications* / Ed. by I. Grulkowski, B.B.J. Linde, M. Duocastella. — Vol. 11210 of Proc. SPIE. — SPIE, 2019. — P. 1121008.
266. K.P. Prasad, P. Satyanarayana. Fast interpolation algorithm using FFT // *Electron. Lett.* — 1986. — Vol. 22, no. 4. — P. 185–187.
267. В.Н. Парыгин, Л.Е. Чирков. Дифракция света на ультразвуке в анизотропной среде // *Квант. электрон.* — 1975. — Т. 2, № 2. — С. 318–326.

268. S. Atzeni, A. Marocchino, A. Schiavi, G. Schurtz. Energy and wavelength scaling of shock-ignited inertial fusion targets // *New J. Phys.* — 2013. — Vol. 15, no. 4. — P. 045004.
269. Н.В. Диденко, А.В. Конященко, П.В. Кострюков и др. Водородный комбинационный лазер с длительностью импульса генерации 40 фс // *Квант. электрон.* — 2015. — Т. 45, № 12. — С. 1101–1104.
270. T.-C. Poon, T. Kim. *Engineering Optics with MATLAB®*. — Singapore : World Scientific, 2006. — ISBN: 981-256-872-7.
271. S.N. Mantsevich, E.I. Kostyleva. Examination of an acoustic field longitudinal power distribution in quasicollinear acousto-optic cells // *Ultrasonics*. — 2023. — Vol. 128. — P. 106875.
272. H. Yin, D.J. Richardson. *Optical Code Division Multiple Access Communication Networks*. — Berlin : Springer, 2008. — ISBN: 978-3-540-68445-9.
273. D. Pestov, V.V. Lozovoy, M. Dantus. Multiple Independent Comb Shaping (MICS): Phase-only generation of optical pulse sequences // *Opt. Express*. — 2009. — Vol. 17, no. 16. — P. 14351–14361.
274. R.E. Fischer, B. Tadic-Galeb, P.R. Yoder. *Optical System Design*. — 2nd edition. — New York : McGraw – Hill, 2008.
275. V.N. Kumar, D.N. Rao. Interferometric measurement of the modulation transfer function of a spectrometer by using spectral modulations // *Appl. Opt.* — 1999. — Vol. 38, no. 4. — P. 660–665.
276. N.T. Form, R. Burbidge, J. Ramon, B.J. Whitaker. Parameterization of an acousto-optic programmable dispersive filter for closed-loop learning experiments // *J. Mod. Opt.* — 2008. — Vol. 55, no. 1. — P. 197–209.
277. E.W. Gaul, M. Martinez, J. Blakeney et al. Demonstration of a 1.1 petawatt laser based on a hybrid optical parametric chirped pulse amplification/mixed Nd:glass amplifier // *Appl. Opt.* — 2010. — Vol. 49, no. 9. — P. 1676–1681.
278. I.N. Ross, M. Trentelman, C.N. Danson. Optimization of a chirped-pulse amplification Nd:glass laser // *Appl. Opt.* — 1997. — Vol. 36, no. 36. — P. 9348–9358.
279. С.Г. Гаранин, Б.Г. Зималин, В.В. Романов и др. Нано- и субнаносекундные лазерные импульсы с управляемой временной формой и спектральным составом излучения // *Опт. журн.* — 2010. — Т. 77, № 10. — С. 26–31.
280. J. Nuckolls, L. Wood, A. Thiessen, G. Zimmerman. Laser compression of matter to

- super-high densities: Thermonuclear (CTR) applications // *Nature*. — 1972. — Vol. 239, no. 5368. — P. 139–142.
281. E.W. Roschger, J.E. Balmer. High-power regenerative Nd:phosphate glass amplifier // *Appl. Opt.* — 1985. — Vol. 24, no. 18. — P. 3110–3112.
282. X. Ribeyre, L. Videau, A. Migus et al. Nd:glass diode-pumped regenerative amplifier // *Opt. Lett.* — 2003. — Vol. 28, no. 15. — P. 1374–1376.
283. С.Г. Гаранин, А.И. Зарецкий, Р.И. Илькаев и др. Канал мощной установки «Луч» для ЛТС с энергией импульса 3.3 кДж и длительностью 4 нс // *Квант. электрон.* — 2005. — Т. 35, № 4. — С. 299–301.
284. B.C. Stuart, M.D. Perry, J. Miller et al. 125-TW Ti:sapphire/Nd:glass laser system // *Opt. Lett.* — 1997. — Vol. 22, no. 4. — P. 242–244.
285. R. D. McBride, S. A. Slutz, C. A. Jennings et al. Penetrating radiography of imploding and stagnating beryllium liners on the Z accelerator // *Phys. Rev. Lett.* — 2012. — Vol. 109, no. 13. — P. 135004.
286. J.-L. Miquel, E. Prene. LMJ & PETAL status and program overview // *Nucl. Fusion*. — 2018. — Vol. 59, no. 3. — P. 032005.
287. S.G. Garanin, S.A. Belkov, V.V. Romanov. Petawatt laser system for high-speed processes diagnostics in dense hot plasma // *International Symposium Topical Problems of Nonlinear Wave Physics NWP-2014. Proceedings.* — Nizhny Novgorod : IAP RAS, 2014. — P. 122.
288. V.V. Lozovoy, I. Pastirk, E.J. Brown et al. The role of pulse sequences in controlling ultrafast intramolecular dynamics with four-wave mixing // *Int. Rev. Phys. Chem.* — 2000. — Vol. 19, no. 4. — P. 531–552.
289. A. Stolow, A. Bragg, D. Neumark. Femtosecond time-resolved photoelectron spectroscopy // *Chem. Rev.* — 2004. — Vol. 104, no. 4. — P. 219–221.
290. J. Ahn, A.V. Efimov, R.D. Averitt, A.J. Taylor. Terahertz waveform synthesis via optical rectification of shaped ultrafast laser pulses // *Opt. Express*. — 2003. — Vol. 11, no. 20. — P. 2486–2496.
291. J. Krause, M. Wagner, S. Winnerl et al. Tunable narrowband THz pulse generation in scalable large area photoconductive antennas // *Opt. Express*. — 2011. — Vol. 19, no. 20. — P. 19114–19121.
292. J. Lu, H.Y. Hwang, X. Li et al. Tunable multi-cycle THz generation in organic crystal HMQ-TMS // *Opt. Express*. — 2015. — Vol. 23, no. 17. — P. 22723–22729.

293. T. Kim, J.-C.B. Kim, K.K. Kim et al. Double pulse laser wakefield accelerator // *Phys. Lett. A*. — 2007. — Vol. 370, no. 3-4. — P. 310–315.
294. Z.M. Chitgar, P. Gibbon, J. Böker et al. Electron self-injection threshold for the tandem-pulse laser wakefield accelerator // *Phys. Plasmas*. — 2020. — Vol. 27, no. 2. — P. 023106.
295. A. Konar, J.D. Shah, V.V. Lozovoy, M. Dantus. Optical response of fluorescent molecules studied by synthetic femtosecond laser pulses // *J. Phys. Chem. Lett.* — 2012. — Vol. 10, no. 7. — P. 1329–1335.
296. J. Möhring, T. Buckup, C.S. Lehmann, M. Motzkus. Generation of phase-controlled ultraviolet pulses and characterization by a simple autocorrelator setup // *J. Opt. Soc. Am. B*. — 2009. — Vol. 26, no. 8. — P. 1534–1544.
297. X. Liu, H. Wang, H. Cao et al. Dispersed pulses created by aperiodic binary spectral phase jump and applications for pulse shaping // *Opt. Express*. — 2021. — Vol. 29, no. 8. — P. 12319–12329.
298. М.Б. Агранат, С.И. Ашитков, А.А. Иванов и др. Тераваттная фемтосекундная лазерная система на хром-форстерите // *Квант. электрон.* — 2004. — Т. 34, № 6. — С. 506–508.
299. C. Vicario, M. Jazbinsek, A.V. Ovchinnikov et al. High efficiency THz generation in DSTMS, DAST and OH1 pumped by Cr:forsterite laser // *Opt. Express*. — 2015. — Vol. 23, no. 4. — P. 4573–4580.
300. O.V. Chefonov, A.V. Ovchinnikov, C.P. Hauri, M.B. Agranat. Broadband and narrowband laser-based terahertz source and its application for resonant and non-resonant excitation of antiferromagnetic modes in NiO // *Opt. Express*. — 2019. — Vol. 27, no. 19. — P. 27273–27281.
301. A.M. Weiner. Femtosecond pulse shaping using spatial light modulators // *Rev. Sci. Instrum.* — 2000. — Vol. 71, no. 5. — P. 1929–1960.
302. V.R. Supradeepa, C.-B. Huang, D.E. Leaird, A.M. Weiner. Femtosecond pulse shaping in two dimensions: Towards higher complexity optical waveforms // *Opt. Express*. — 2008. — Vol. 16, no. 16. — P. 11878–11887.
303. Y. Esumi, M.D. Kabir, F. Kannari. Spatiotemporal vector pulse shaping of femtosecond laser pulses with a multi-pass two-dimensional spatial light modulator // *Opt. Express*. — 2009. — Vol. 17, no. 21. — P. 19153–19159.
304. C. Dorrer, F. Salin. Phase amplitude coupling in spectral phase modulation //

- IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* — 1998. — Vol. 4, no. 2. — P. 342–345.
305. М. Борн, Э. Вольф. Основы оптики (Пер. с англ. под ред. Г.П. Мотулевич). — М. : Наука, 1970. — С. 856.
306. P. Rocca, G. Oliveri, A. Massa. Differential evolution as applied to electromagnetics // *IEEE Ant. Propag. Mag.* — 2011. — Vol. 53, no. 1. — P. 38–49.
307. W. Theobald, R. Betti, C. Stoeckl et al. Initial experiments on the shock-ignition inertial confinement fusion concept // *Phys. Plasmas.* — 2008. — Vol. 15, no. 5. — P. 056306.
308. I.V. Igumenshchev, W. Seka, D.H. Edgell et al. Crossed-beam energy transfer in direct-drive implosions // *Phys. Plasmas.* — 2012. — Vol. 19, no. 5. — P. 056314.
309. С.А. Бельков, С.В. Бондаренко, Г.А. Вергунова и др. Влияние на эффективность термоядерного горения разновременности облучения сферической мишени лазерными пучками установки мегаджоульного уровня // *ЖЭТФ.* — 2018. — Т. 154, № 3. — С. 629–640.
310. S.A. Bel'kov, S.V. Bondarenko, N.N. Demchenko et al. Compression and burning of a direct-driven thermonuclear target under the conditions of inhomogeneous heating by a multi-beam megajoule laser // *Plasma Phys. Control. Fusion.* — 2019. — Vol. 61, no. 2. — P. 025011.
311. E. Khazanov. 2D-smoothing of laser beam fluctuations in optical compressor // *Laser Phys. Lett.* — 2023. — Vol. 20, no. 12. — P. 125001.
312. И.Б. Мухин, А.А. Соловьев, Е.А. Перевезенцев и др. Дизайн стартовой части субэкзаваттного лазера проекта XCELS // *Квант. электрон.* — 2021. — Т. 51, № 9. — С. 759–767.
313. D.E. Mittelberger, R.D. Muir, M.Y. Hamamoto et al. Frequency-to-time optical arbitrary waveform generator // *Opt. Lett.* — 2019. — Vol. 44, no. 11. — P. 2863–2866.
314. M. Bitter, V. Milner. Generating long sequences of high-intensity femtosecond pulses // *Appl. Opt.* — 2016. — Vol. 55, no. 4. — P. 830–833.
315. A.M. Weiner, D.E. Leaird. Generation of terahertz-rate trains of femtosecond pulses by phase-only filtering // *Opt. Lett.* — 1990. — Vol. 15, no. 1. — P. 51–53.
316. М.Я. Щелев. Пико-фемто-аттосекундная фотоэлектроника (взгляд через полувековую “лупу времени” // *УФН.* — 2012. — Т. 182, № 6. — С. 649–656.
317. С.Г. Гаранин, С.А. Бельков, Г.С. Рогожников и др. Использование пикосекундной

- стрик-камеры PS-1/S1 для диагностики многоканальных лазерных установок // Квант. электрон. — 2014. — Т. 44, № 8. — С. 798–800.
318. S. Antonov, A. Vainer, V. Proklov, Yu. Rezvov. Switch multiplexer of fiber-optic channels based on multibeam acousto-optic diffraction // *Appl. Opt.* — 2009. — Vol. 48, no. 7. — P. C171–C181.
319. J. Liu, R. Shu, Y. Ma, J. Wang. **A hyper-spectral imager with adjustable spectral selectivity based on AOTF** // *Multispectral, Hyperspectral, and Ultraspectral Remote Sensing Technology, Techniques, and Applications III* / Ed. by A.M. Larar, H.-S. Chung, M. Suzuki. — Vol. 7857 of Proc. SPIE. — SPIE, 2010. — P. 78571K.
320. J.F. Turner, II, P.J. Treado. Near-infrared acousto-optic tunable filter Hadamard transform spectroscopy // *Appl. Spectrosc.* — 1996. — Vol. 50, no. 2. — P. 277–284.
321. L. Genchi, A. Bucci, S.P. Laptенок et al. Hadamard-transform spectral acquisition with an acousto-optic tunable filter in a broadband stimulated raman scattering microscope // *Opt. Express.* — 2021. — Vol. 29, no. 2. — P. 2378–2386.
322. I.C. Chang. Tunable acousto-optic filters: an overview // *Acousto-Optics: Device Development/Instrumentation/Applications* / Ed. by J.B. Houston Jr. — Vol. 90 of Proc. SPIE. — SPIE, 1976. — P. 12–22.
323. G. Lu, B. Fei. Medical hyperspectral imaging: a review // *J. Biomed. Opt.* — 2014. — Vol. 19, no. 1. — P. 010901.
324. R.B. Wattson, S.A. Rappaport, E.E. Frederick. Imaging spectrometer study of jupiter and venus // *Icarus.* — 1976. — Vol. 27, no. 3. — P. 417–423.
325. B. Bates, D. Halliwell, D. Findlay. Astronomical spectrophotometry with an acousto-optic filter photometer // *Appl. Opt.* — 1984. — Vol. 23, no. 2. — P. 257–260.
326. Wm. Hayden Smith, K.M. Smith. A polarimetric spectral imager using acousto-optic tunable filters // *Exp. Astron.* — 1990. — Vol. 1, no. 5. — P. 329–343.
327. В.Я. Молчанов, В.М. Лютый, В.Ф. Есипов и др. Акустооптический спектрофотометр изображений для астрофизических наблюдений // *Письма в астрон. журн.* — 2002. — Т. 28, № 10. — С. 788–795.
328. M. Charlebois, L. Drissen, A.-P. Bernier et al. A hyperspectral view of the Crab nebula // *Astron. J.* — 2010. — Vol. 139, no. 5. — P. 2083–2096.
329. O.I. Korablev, D.A. Belyaev, Yu.S. Dobrolenskiy et al. Acousto-optic tunable filter spectrometers in space missions // *Appl. Opt.* — 2018. — Vol. 57, no. 10. — P. C103–C119.

330. Techniques and Applications of Hyperspectral Image Analysis / Ed. by H. Grahn, P. Geladi. — Chichester : Wiley, 2007. — ISBN: 978-0-470-01087-7.
331. A.F.H. Goetz, G. Vane, J.E. Solomon, B.N. Rock. Imaging spectrometry for earth remote sensing // *Science*. — 1985. — Vol. 224, no. 47049. — P. 1147–1153.
332. Y. Inoue, J. Peñuelas. An AOTF-based hyperspectral imaging system for field use in ecophysiological and agricultural applications // *Int. J. Remote Sens.* — 2001. — Vol. 22, no. 18. — P. 3883–3888.
333. C. Zhang, J.M. Kovacs. The application of small unmanned aerial systems for precision agriculture: a review // *Prosicion Agric.* — 2012. — Vol. 13, no. 6. — P. 693–712.
334. E. Dekemper, J. Vanhamel, B. Van Opstal, D. Fussen. The AOTF-based NO<sub>2</sub> camera // *Atmos. Meas. Tech.* — 2016. — Vol. 9, no. 12. — P. 6025–6034.
335. C. Hu, L. Feng, J. Holmes et al. Remote sensing estimation of surface oil volume during the 2010 Deepwater Horizon oil blowout in the Gulf of Mexico: scaling up AVIRIS observations with MODIS measurements // *J. Appl. Remote Sens.* — 2018. — Vol. 12, no. 1. — P. 026008.
336. T. Yano, A. Watanabe. Acoustooptic TeO<sub>2</sub> tunable filter using far-off-axis anisotropic Bragg diffraction // *Appl. Opt.* — 1976. — Vol. 15, no. 9. — P. 2250–2258.
337. В.Б. Волошинов, В.Я. Молчанов, Т.М. Бабкина. Акустооптический фильтр неполяризованного электромагнитного излучения // *ЖТФ*. — 2000. — Т. 70, № 9. — С. 93–98.
338. D.A. Glenar, J.J. Hillman, B. Saif, J. Bergstrahl. Acousto-optic imaging spectropolarimetry for remote sensing // *Appl. Opt.* — 1994. — Vol. 33, no. 31. — P. 7412–7424.
339. V.B. Voloshinov, V.Ya. Molchanov, J.C. Mosquera. Spectral and polarization analysis of optical images by means of acousto-optics // *Opt. Laser Technol.* — 1996. — Vol. 28, no. 2. — P. 119–127.
340. S.Y. Ryu, J.-W. You, Y. Kwak, S. Kim. Design of a prism to compensate the angular shift error of the acousto-optic tunable filter // *Opt. Express*. — 2008. — Vol. 16, no. 22. — P. 17138–17147.
341. Анчуткин В.С., Бельский А.Б., В.Б. Волошинов, Юшков К.Б. Акустооптический метод спектрально-поляризационного анализа изображений // *Опт. журн.* — 2009. — Т. 76, № 8. — С. 29–35.
342. С.Н. Антонов. Акустооптические устройства управления неполяризованным



- светом и модуляторы поляризации на основе кристалла парателлурита // ЖТФ. — 2004. — Т. 74, № 10. — С. 84–89.
343. A. Machikhin, V. Batshev, V.E. Pozhar. Aberration analysis of AOTF-based spectral imaging systems // *J. Opt. Soc. Am. A*. — 2017. — Vol. 34, no. 7. — P. 1109–1113.
344. В.Б. Волошинов, Л.А. Кулаков, О.В. Миронов. Сканирование оптического изображения при акустооптической фильтрации света // Радиотехн. электрон. — 1988. — Т. 33, № 10. — С. 2177–2182.
345. Епихин В.М., Калинин Ю.К. Компенсация спектрального дрейфа угла дифракции в неколлинеарном акустооптическом фильтре // ЖТФ. — 1989. — Т. 59, № 2. — С. 160–163.
346. V.B. Voloshinov, K.V. Yushkov, B. Linde. Improvement in performance of a TeO<sub>2</sub> acousto-optic imaging spectrometer // *J. Opt. A – Pure Appl. Opt.* — 2007. — Vol. 9, no. 4. — P. 341–347.
347. В.Б. Волошинов, Д.В. Богомолов. Влияние параметров широкоапертурного акустооптического фильтра на качество обработки изображений // Квант. электрон. — 2006. — Т. 36, № 5. — С. 457–463.
348. D.R. Suhre, L.J. Denes, N. Gupta. Telecentric confocal optics for aberration correction of acousto-optic tunable filters // *Appl. Opt.* — 2004. — Vol. 43, no. 6. — P. 1255–1260.
349. A.S. Machikhin, V.E. Pozhar. Double-AOTF-based aberration-free spectral imaging endoscopic system for biomedical applications // *J. Innov. Opt. Health Sci.* — 2015. — Vol. 8, no. 3. — P. 1541009.
350. V. Batshev, A. Machikhin, A. Gorevoy et al. Spectral imaging experiments with various optical schemes based on the same AOTF // *Materials*. — 2021. — Vol. 14, no. 11. — P. 2984.
351. D. Pape, P.A. Wasilousky, M. Krainak. **A high performance apodized phased array bragg cell** // *Optical Technology for Microwave Applications III* / Ed. by S.-K. Yao. — Vol. 789 of Proc. SPIE. — SPIE, 1987. — P. 105–110.
352. В.Н. Парыгин, А.В. Вершубский, Е.Ю. Филатова. Оптимизация функции пропускания акустооптической ячейки с аподизированным пьезопреобразователем // ЖТФ. — 2001. — Т. 71, № 9. — С. 73–78.
353. В.Б. Волошинов, Г.А. Князев. Акустооптические ячейки с неодинаковой длиной взаимодействия в поперечном сечении луча // ЖТФ. — 2003. — Т. 73, № 11. —

- C. 118–122.
354. S. Dupont, J.-C. Kastelik, J. VanHamel. Design and testing of a multi-electrode apodized acousto-optic filter for arbitrary polarized light // *Appl. Opt.* — 2024. — Vol. 63, no. 10. — P. 2487–2493.
355. В.Н. Парыгин, А.В. Вершубский, К.А. Холостов. Акустооптическая фильтрация с помощью звуковых цугов малой длительности // *ЖТФ.* — 2000. — Т. 70, № 8. — С. 91–96.
356. А.С. Задорин, А.С. Немченко. Динамическая аподизация квазиколлинеарного акустооптического фильтра // *Радиотехн. электрон.* — 2000. — Т. 45, № 3. — С. 371–377.
357. A. Pérennou, V. Quintard, A.O. Arellanes. Advanced control of an acousto-optic filter performance through arbitrary RF signals // *Appl. Opt.* — 2023. — Vol. 62, no. 21. — P. 5636–5643.
358. B.S. Gurevich, S.V. Andreyev, A.V. Belyaev et al. *Acousto-optic tunable filter with variable spectral selectivity* // *Acousto-Optics and Applications V* / Ed. by T. Klinkosz, B. Linde, A. Sikorska, A. Sliwinski. — Vol. 5828 of Proc. SPIE. — SPIE, 2005. — P. 53–59.
359. K.B. Yushkov, S.P. Anikin, V.V. Gurov et al. *Acousto-optic spectrometer for speckle imaging* // *Ground-based and Airborne Instrumentation for Astronomy VII* / Ed. by C.J. Evans, L. Simard, H. Takami. — Vol. 10702 of Proc. SPIE. — SPIE, 2018. — P. 107024M.
360. M.C. Roggemann, B.M. Welsh. *Imaging Through Turbulence.* — Boca Raton, FL : CRC Press, 1996. — ISBN: 978-1-35143931-2.
361. N. Gat. Imaging spectroscopy using tunable filters: a review // *Wavelet Applications VII* / Ed. by H.H. Szu, M. Vetterli, W.J. Campbell, J.R. Bus. — Vol. 4056 of Proc. SPIE. — SPIE, 2000. — P. 50–64.
362. K.B. Yushkov, M.I. Kupreychik, D.V. Obydenov, V.Ya. Molchanov. Acousto-optic  $k$ -space filtering for multifrequency laser beam shaping // *J. Opt.* — 2023. — Vol. 25, no. 1. — P. 014002.
363. В.И. Балакший, В.Б. Волошинов. Акустооптическая обработка изображений в когерентном свете // *Квант. электрон.* — 2005. — Т. 35, № 1. — С. 85–90.
364. В.И. Балакший, Д.Е. Костюк. Пространственная структура акустооптического фазового синхронизма в одноосных кристаллах // *Опт. Спектр.* — 2006. — Т. 101,

- № 2. — С. 298–304.
365. V.I. Balakshy, D.E. Kostyuk. Acousto-optic image processing // *Appl. Opt.* — 2009. — Vol. 48, no. 7. — P. C24–C32.
366. K.B. Yushkov, V.Ya. Molchanov, P.V. Belousov, A.Yu. Abrosimov. Contrast enhancement in microscopy of human thyroid tumors by means of acousto-optic adaptive spatial filtering // *J. Biomed. Opt.* — 2016. — Vol. 21, no. 1. — P. 016003.
367. G. Zheng, Z. Lv, C. Zhang et al. Investigation of acousto-optic interaction with momentum mismatching considering acoustic anisotropy in birefringent crystal // *Opt. Express*. — 2024. — Vol. 32, no. 3. — P. 3234–3240.
368. А.Г. Хаткевич. Дифракция и распространение пучков ультразвукового излучения в монокристаллах // *Акуст. журн.* — 1978. — Т. 24, № 1. — С. 108–115.
369. Н.Ф. Науменко, Н.В. Переломова, В.С. Бондаренко. Распространение ограниченных акустических пучков в кристалле ниобата лития // *Кристаллография.* — 1983. — Т. 28, № 3. — С. 607–608.
370. В.Я. Молчанов, М.И. Купрейчик, Н.Ф. Науменко и др. Акустооптическое взаимодействие в двухосных кристаллах (обзор) // *Кристаллография.* — 2023. — Т. 68, № 5. — С. 677–696.
371. V.I. Balakshy. Acousto-optic visualization of optical wavefronts // *Appl. Opt.* — 2018. — Vol. 57, no. 10. — P. C56–C63.
372. В.М. Котов, С.В. Аверин, Г.Н. Шкердин, А.И. Воронко. Выделение двумерного контура изображения при двукратной брэгговской дифракции // *Квант. электрон.* — 2010. — Т. 40, № 4. — С. 368–370.
373. V.M. Kotov, S.V. Averin, E.V. Kotov, G.N. Shkerdin. Acousto-optic filters based on the superposition of diffraction fields // *Appl. Opt.* — 2018. — Vol. 57, no. 10. — P. C83–C92.
374. D.V. Obydenov, K.B. Yushkov, V.Ya. Molchanov. Ring-shaped optical trap based on acousto-optic tunable spatial filter // *Opt. Lett.* — 2021. — Vol. 46, no. 18. — P. 4494–4497.
375. J.E. Curtis, B.A. Koss, D.G. Grier. Dynamic holographic optical tweezers // *Opt. Commun.* — 2002. — Vol. 207, no. 1–6. — P. 169–175.
376. B. Shao, S.C. Esener, J.M. Nascimento et al. Size tunable three-dimensional annular laser trap based on axicons // *Opt. Lett.* — 2006. — Vol. 31, no. 22. — P. 3375–3377.
377. Y.B. Ovchinnikov, S.V. Shul'ga, V.I. Balykin. An atomic trap based on evanescent

- light waves // *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* — 1991. — Vol. 24, no. 14. — P. 3173–3178.
378. X. He, S. Yu, P. Xu et al. Combining red and blue-detuned optical potentials to form a Lamb-Dicke trap for a single neutral atom // *Opt. Express.* — 2012. — Vol. 20, no. 4. — P. 3711.
379. J. Yin, Y. Zhu, W. Jhe, Z. Wang. Atom guiding and cooling in a dark hollow laser beam // *Phys. Rev. A.* — 1998. — Vol. 58, no. 1. — P. 7482–7489.
380. J. Arlt, K. Dholakia, J. Soneson, E.M. Wright. Optical dipole traps and atomic waveguides based on Bessel light beams // *Phys. Rev. A.* — 2001. — Vol. 63, no. 6. — P. 063602.
381. В.А. Виноградов, К.А. Карпов, С.С. Лукашов, А.В. Турлапов. Захват атомов лития в большую полую оптическую дипольную ловушку // *Квант. электрон.* — 2020. — Т. 50, № 6. — С. 520–524.
382. D.V. Obydenov, K.B. Yushkov, V.Ya. Molchanov. Independent multicolored bottle beam generation using acousto-optic spatial shaping of a femtosecond laser beam // *Opt. Lett.* — 2023. — Vol. 48, no. 20. — P. 5320–5323.