Министерство образования и науки Российской Федерации

ГОСУДАРСТВЕННОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ПРОФЕССИОНАЛЬНОГО ОБРАЗОВАНИЯ «НИЖЕГОРОДСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ им. Н.И.ЛОБАЧЕВСКОГО» (ННГУ)

УДК 535 № госрегистрации 01201057461 Инв.№ 1.1.2.0563.2

УТВЕРЖДАЮ

Ректор

_____ Е. В. Чупрунов «___»____ 2010 г.

ОТЧЕТ О НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКОЙ РАБОТЕ

В рамках федеральной целевой программы «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» на 2009-2013 годы

по теме: ГЕНЕРАЦИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ИЗЛУЧЕНИЙ В НЕОСВОЕННЫХ ЧАСТОТНЫХ ДИАПАЗОНАХ НА ОСНОВЕ НЕЛИНЕЙНО-ОПТИЧЕСКИХ ПРЕОБРАЗОВАНИЙ в рамках второго этапа государственного контракта № 02.740.11.0563 от 22 марта 2010 г.

Наименование этапа: «Теоретические оценки и предварительные расчеты»

Руководитель НИР, зав. каф. общей физики ННГУ, д.ф.-м.н., профессор

М.И.Бакунов

подпись, дата

Нижний Новгород 2010

СПИСОК ИСПОЛНИТЕЛЕЙ

Руководитель темы, зав. каф. общей физики ННГУ, д.фм.н., профессор Исполнители темы	подпись, дата	М.И.Бакунов (введение, заключение)
Зав. каф. квантовой радиофизики ННГУ, д.фм.н., член-корр. РАН		Андронов А.А. (введение, разделы
Профессор каф. общей физики, д.фм.н.	подпись, дата	6-8) Грибова Е.З.
	подпись, дата	(раздел 1)
Доцент каф. общей физики ННГУ, к.ф м.н., доцент	подпись, дата	Жуков С.Н. (раздел 1)
Доцент каф. общей физики ННГУ, к.ф		Захаров Ю.Н. (раздел 1)
м.н., доцент	подпись, дата	Monupuu A P
Доцент каф. квантовой радиофизики ННГУ, к.фм.н., доцент	подпись, дата	(разделы 6-8)
Доцент каф. квантовой радиофизики		Савикин А.П. (разделы 6-8)
ппі у, к.фм.н., доцені	подпись, дата	Шарков В.В.
Ассистент каф. квантовой радиофизики ННГУ, к.фм.н.	подпись, дата	(разделы 6-8)
Старший преподаватель каф. общей физики ННГУ, к.фм.н.		Лонин А.Л. (раздед 1)
	подпись, дата	
Доцент каф. общей физики ННГУ, к.ф		Бодров С.Б. (раздел 1)
м.н. Доцент каф. электродинамики ННГУ, с.н.с. ИПФ РАН, к.фм.н.	подпись, дата	Введенский Н. В.
	подпись, дата	(раздел 2)
Ассистент каф. общей физики ННГУ, к.фм.н.		Царев М.В. (раздел 5)
Электроник каф. квантовой	подпись, дата	Еремейкин О.Н.
радпофизики, к.фм.н.	подпись, дата	
Электроник каф. квантовой ралиофизики	полнись дата	захаров Н.Г. (разделы 6-8)
Электроник каф общей физики ННГУ	поднись, дата	Лаврентьев С.А.
	подпись, дата	(раздел 1)

Аспирант ННГУ Студент ННГУ Студент ННГУ Студент ННГУ Студент ННГУ Студент ННГУ Студент ННГУ

Нормоконтролер Зав. лаб. каф. общей физики ННГУ подпись, дата

Михайловский Р.В. (раздел 1)

Машкович Е.А. (раздел 1)

Агрба П.Д. (раздел 1)

Катичев А.Р. (раздел 1)

Святошенко Д.Е. (разделы 6-8)

Железнов С.Ю. (разделы 6-8)

Павленко К.Ю. (разделы 6-8)

Семиков С.А. (раздел 9)

Трушанин А.Ю. (раздел 1)

Лобанов А.В. (раздел 1)

Ковалева Л.М. (раздел 1)

Одинцова Т.А. (раздел 1)

Вахитов Д.Н. (раздел 1)

Горелов С.Д. (раздел 1)

Краснов В.А.

Соисполнители:

Профессор каф. квантовой радиофизики ННГУ, лиректор Отделения нелинейной		Сергеев А М
динамики и оптики ИПФ РАН, д.фм.н., член-корр. РАН	подпись, дата	(введение)
Профессор каф. электродинамики ННГУ, д.фм.н., профессор		Гильденбург В.Б. (раздел 2)
	подпись, дата	
Зав. лаб. ИПФ РАН, д.фм.н.		Степанов А.Н.
	подпись, дата	(раздел 5)
Главный научный сотрудник ИПФ РАН,		Фрейдман Г.И.
д.фм.н.	подпись, дата	(разделы 3-4)
Ведущий научный сотрудник ИПФ РАН, к.фм.н.		Рябикин М.Ю.
	подпись, дата	(разделы 3-4)
Старший научный сотрудник ИПФ РАН,		Корытин А.И.
к.фм.н.	подпись, дата	(разделы 3-4)
Младший научный сотрудник ИПФ РАН, к.фм.н.		Емелин М.Ю. (раздел 3)
	подпись, дата	(1)
Научный сотрудник ИПФ РАН, к.ф м.н.		Быстров А.М. (раздел 2)
	подпись, дата	(pusites 2)
Младший научный сотрудник ИПФ РАН		Гоносков А.А.
	подпись, дата	(разделы 3-4)
Аспирант ИПФ РАН		Коржиманов А. В.
	подпись, дата	(разделы 3-4)
Аспирант ИПФ РАН		Половинкин В.А.
	подпись, дата	(разделы 3-4)

РЕФЕРАТ

Отчет 169 с., 1 ч., 44 рис., 4 табл., 174 источн., 0 прил.

ТЕРАГЕРЦОВОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ, ИК-ИЗЛУЧЕНИЕ, РЕНТГЕНОВСКОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ, УЛЬТРАКОРОТКИЕ ЛАЗЕРНЫЕ ИМПУЛЬСЫ, НЕЛИНЕЙНОЕ ПРЕОБРАЗОВАНИЕ ВОЛН

B отчете представлены результаты исследований по 2 этапу Государственного контракта № 02.740.11.0563 от 22 марта 2010 г. по теме: электромагнитных излучений в неосвоенных «Генерация частотных диапазонах на основе нелинейно-оптических преобразований» в рамках федеральной целевой программы «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» на 2009-2013 годы по лоту «Проведение научных исследований коллективами научно-образовательных центров в области оптики, лазерной физики и лазерных технологий» шифр «2010-1.1-122-012».

Цель работы – разработка новых высокоэффективных методов генерации терагерцового, среднего ИК, ВУФ и мягкого рентгеновского излучений на основе нелинейного преобразования мощных ультракоротких лазерных импульсов при их взаимодействии с электрооптическими кристаллами, газовыми и плазменными средами. Использование разработанных методов для создания экспериментальных образцов компактных высокоэффективных источников указанных излучений.

Компьютерное моделирование, теоретический анализ.

Вычислительный кластер (Т-Платформы T-Edge Mini).

Отчет о НИР, в том числе: расчеты и математическое моделирование следующих явлений: генерации терагерцового излучения В электрооптических кристаллах лазерными импульсами с наклонным фронтом интенсивности, генерации терагерцового излучения при оптическом пробое сплошных и нанодисперсных сред, формирования коротких импульсов вакуумном ультрафиолетовом и мягком рентгеновском излучения в спектральных диапазонах при генерации высоких гармоник лазерного излучения мультитераваттного уровня мощности в газах, генерации мягкого рентгеновского излучения при взаимодействии релятивистки сильного оптического излучения с резкой границей плазмы, когерентной генерации мягкого рентгеновского излучения при накачке многозарядных ионов излучением фемтосекундного инертных газов оптическим лазера проведение расчетов по разработке тераваттного уровня мощности, лабораторных макетов компактных импульсных ПГС среднего ИК диапазона на основе твердотельных лазеров с диодной накачкой и лабораторной

установки для анализа состава газовых смесей на основе таких ПГС, разработке гетероструктур для нелинейного преобразования частоты в полупроводниковых гетеролазерах с вертикальным резонатором и накачкой диодными и твердотельными лазерами и разработке лабораторной установки на основе оптического волокна для нелинейного преобразования излучения импульсных лазеров ближнего ИК диапазона в средний ИК диапазон.

Научные результаты: разработана теория генерации широкополосного терагерцового излучения в электрооптических кристаллах лазерными импульсами с наклонным фронтом интенсивности; разработан метод генерации терагерцового излучения при оптическом пробое сплошных и нанодисперсных сред, в основе которого лежит механизм возбуждения низкочастотного терагерцовых частотах) (на остаточного тока В образующейся при ионизации плазме; разработан метод формирования коротких импульсов излучения в вакуумном ультрафиолетовом и мягком рентгеновском спектральных диапазонах при резонансном взаимодействии оптического излучения с квантовой системой в условиях гармонической модуляции частоты и неоднородного уширения линии резонансного квантового перехода; разработана теория генерации мягкого рентгеновского излучения при возбуждении хаотических колебаний плазменной границы под действием релятивистки сильного оптического излучения; разработана установка по когерентной генерации мягкого рентгеновского излучения при накачке многозарядных ионов инертных газов (Хе) оптическим излучением фемтосекундного лазера тераваттного уровня мощности; разработаны лабораторные макеты компактных импульсных ПГС среднего ИК диапазона (3,5 мкм) с пиковой мощностью 5,5 кВт на основе твердотельных лазеров с диодной накачкой с эффективностью преобразования мощности накачки в мощность параметрической генерации порядка 40%; разработана лабораторная установка для анализа состава газовых смесей на основе ПГС ИК среднего диапазона И экспериментально продемонстрирована возможность регистрации паров воды; разработаны гетероструктуры на соединений InGaP–GaAs и InGaAlAs-GaAs основе для нелинейного преобразования полупроводниковых частоты В гетеролазерах С вертикальным резонатором И оптической накачкой диодными И твердотельными лазерами; разработана лабораторная установка на основе германатного (GeO2) волокна для преобразования импульсов излучения ближнего ИК диапазона (с длиной волны 1,56 мкм) в средний ИК (до 2–2,6 мкм).

СОДЕРЖАНИЕ

Введение	11
1 Проведение расчетов и математического моделирования для разработки теории генерации широкополосного терагерцового излучения в электрооптических кристаллах лазерными импульсами с наклонным фронтом интенсивности 1.1 Ввеление	19 19
	17
 1.2 Модель и основные уравнения генерации терагерцового поля лазерным импульсом с наклонным фронтом интенсивности 1.3 Генерация терагерцового издучения в приближении планарного 	23
оптического импульса 1.4 Структура терагерцового поля и эффективность оптико-терагерцовой	
конверсии для лазерного импульса конечного поперечного размера 1.5 Выводы	43
2 Проведение расчетов и математического моделирования для разработки метода генерации терагерцового излучения при оптическом пробое сплошных и нанодисперсных сред	44
2.1 Исследование процессов возбуждения и последующего переизлучения собственных дипольных колебаний атомного кластера, ионизируемого пазериюми импульсами высокой интенсивности	44
2.1.1 Введение	44
2.1.2 Преобразование электромагнитного излучения в процессе пробоя атомного кластера ультракоротким лазерным импульсом	45
2.1.3 Выводы	54
2.2 Исследование процессов ускорения электронов и возбуждения низкочастотных терагерцовых токов в плазме оптического разряда, создаваемой в газе предельно короткими лазерными импульсами	55
2.2.1 Введение	55
2.2.2 Постановка задачи	56
2.2.3 Полуклассический подход	56
2.2.4 Аналитическая модель	57
2.2.5 Выводы	63
3 Проведение расчетов и математического моделирования для разработки метода формирования коротких импульсов излучения в вакуумном ультрафиолетовом и мягком рентгеновском спектральных диапазонах при генерации высоких гармоник лазерного излучения мультитераваттного уровня мощности в газах	63
3.1 Квантовая интерференция при ионизации возбужденных молекул: управление спектром генерируемого рентгеновского излучения	65
3.1.1 Введение 2.1.2 Бългания сположити сталина и при ст	03
5.1.2 Генерация аггосекундных импульсов при ионизации атомов и молекул из возбужленных электронных состояний	00
3.1.3 Квантовая интерференция при ионизации вытянутых молекул: использование для управления параметрами генерируемого рентгеновского	69
314 Выволы	74
3.2 Генерация высоких гармоник в интенсивном эллиптически	74 74
поляризованном лазерном поле и управление состоянием поляризации генерируемого излучения	/+

3.2.1 Введение	74
3.2.2 Результаты расчетов	77
3.2.3 Выводы	86
3.3 Получение предельно коротких импульсов излучения посредством	87
периодически резонансного взаимодействия со средой	07
3.3.1 DBC/CHUC	0/ 00
	00
3.3.4 Компрессия сформированных импульсов	92 94
3.3.5 Выволы	97
4 Проведение расчетов и математического моделирования для разработки теории генерации мягкого рентгеновского излучения при нелинейном взаимодействии релятивистки сильного оптического излучения с резкой границей плазмы (Анализ режима хаотических колебаний резкой границы плазмы в поле сверхсильного излучения и его влияния на процесс генерации высоких гармоник)	98
4.1 Введение	98
4.2 Описание и анализ хаотического режима колебаний	100
4.3 Нарушение когерентности генерируемых высоких гармоник	101
4.4 Выводы	103
5 Проведение расчетов и математического моделирования для разработки установки по когерентной генерации мягкого рентгеновского излучения при накачке многозарядных ионов инертных газов оптическим излучением фемтосекундного лазера тераваттного уровня мощности	104
5.1 Вычисление функции распределения электронов по энергии (ФРЭЭ) 5.2. Моделирование лазерной генерации в Xe IX и получение временной	105 110
5 3 Выволы	112
6 Проведение расчетов по разработке лабораторных макетов компактных импульсных ПГС среднего ИК диапазона (3–5 мкм) с пиковой мощностью 5–50 кВт на основе твердотельных лазеров с диодной накачкой	105113
7 Проведение расчетов по разработке лабораторной установки для анализа состава газовых смесей на основе ПГС среднего ИК диапазона	120
7.1 Метод газового анализа в случае расположения поглощающего вещества вне лазерного резонатора	121
7.2 Внутрирезонаторный метод газового анализа	131
8 Проведение расчетов и математического моделирования для разработки гетероструктур на основе соединений InGaP–GaAs и InGaAlAs-GaAs для нелинейного преобразования частоты в полупроводниковых гетеролазерах с вертикальным резонатором и оптической накачкой диодными и твердотельными лазерами	132
8.1 Введение	132
8.2 Схемы генерации разностной частоты	133
8.3 Эффективность нелинейного преобразования	138
8.4 Расчёт и оптимизация параметров структуры	141
8.5 Выводы	146

9 Проведение расчетов по разработке лабораторной установки на основе	147
оптического волокна для преобразования излучения импульсных лазеров	
ближнего ИК диапазона в средний ИК диапазон	
	1.10
Заключение	148
Список использованных источников	151

ОПРЕДЕЛЕНИЯ, ОБОЗНАЧЕНИЯ И СОКРАЩЕНИЯ

В настоящем отчете применяются следующие обозначения и сокращения:

ННГУ – Государственное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского».

НИР – научно исследовательская работа

ИК – инфракрасный

ВУФ – вакуумный ультрафиолет

LN – ниобат лития, LiNbO₃

ПГС – параметрический генератор света

ФРЭЭ – функция распределения электронов по энергии

введение

В отчете представлены результаты исследований по 1 этапу Государственного контракта № 02.740.11.0563 от 22 марта 2010 г. по теме: «Генерация электромагнитных излучений в неосвоенных частотных диапазонах на основе нелинейно-оптических преобразований» в рамках федеральной целевой программы «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» на 2009-2013 годы по лоту «Проведение научных исследований коллективами научно-образовательных центров в области оптики, лазерной физики и лазерных технологий» шифр «2010-1.1-122-012».

По 2 этапу были запланированы следующие работы.

1. Проведение расчетов и математического моделирования для разработки теории генерации широкополосного терагерцового излучения в электрооптических кристаллах лазерными импульсами с наклонным фронтом интенсивности.

2. Проведение расчетов и математического моделирования для разработки метода генерации терагерцового излучения при оптическом пробое сплошных и нанодисперсных сред.

3. Проведение расчетов и математического моделирования для разработки метода формирования коротких импульсов излучения в вакуумном ультрафиолетовом и мягком рентгеновском спектральных диапазонах при генерации высоких гармоник лазерного излучения мультитераваттного уровня мощности в газах.

4. Проведение расчетов и математического моделирования для разработки теории генерации мягкого рентгеновского излучения при нелинейном взаимодействии релятивистки сильного оптического излучения с резкой границей плазмы.

5. Проведение расчетов и математического моделирования для разработки установки по когерентной генерации мягкого рентгеновского излучения при накачке многозарядных ионов инертных газов оптическим излучением фемтосекундного лазера тераваттного уровня мощности.

6. Проведение расчетов по разработке лабораторных макетов компактных импульсных ПГС среднего ИК диапазона (3–5 мкм) с пиковой мощностью 5–50 кВт на основе твердотельных лазеров с диодной накачкой.

7. Проведение расчетов по разработке лабораторной установки для анализа состава газовых смесей на основе ПГС среднего ИК диапазона.

8. Проведение расчетов и математического моделирования для разработки гетероструктур на основе соединений InGaP–GaAs и InGaAlAs-GaAs для нелинейного преобразования частоты в полупроводниковых гетеролазерах с вертикальным резонатором и оптической накачкой диодными и твердотельными лазерами.

9. Проведение расчетов по разработке лабораторной установки на основе оптического волокна для преобразования излучения импульсных лазеров ближнего ИК диапазона в средний ИК диапазон.

Выполнение работ было направлено на достижение следующих целей.

1. Разработка теории генерации широкополосного терагерцового излучения в электрооптических кристаллах лазерными импульсами с наклонным фронтом интенсивности.

2. Разработка метода генерации терагерцового излучения при оптическом пробое сплошных и нанодисперсных сред.

3. Разработка метода высокоэффективной генерации коротких импульсов излучения в вакуумном ультрафиолетовом и мягком рентгеновском спектральных диапазонах при генерации высоких гармоник лазерного излучения мультитераваттного уровня мощности в газах.

4. Разработка теории хаотических колебаний резкой границы плазмы в поле релятивистки сильного оптического излучения и оценка возможностей использования этих колебаний для генерации мягкого рентгеновского излучения.

5. Разработка метода генерации когерентного рентгеновского излучения при накачке многозарядных ионов инертных газов фемтосекундными лазерными импульсами тераваттного уровня мощности.

6. Разработка лабораторных макетов компактных импульсных параметрических генераторов света (ПГС) среднего ИК диапазона с пиковой мощностью более 5 кВт на основе твердотельных лазеров с диодной накачкой.

7. Разработка лабораторной установки для анализа состава газовых смесей на основе ПГС среднего ИК диапазона.

8. Разработка гетероструктур для нелинейного преобразования частоты в полупроводниковых гетеролазерах с вертикальным резонатором и оптической накачкой диодными и твердотельными лазерами.

9. Разработка лабораторной оптоволоконной установки для преобразования излучения импульсных лазеров ближнего ИК диапазона в средний ИК диапазон.

В результате проведенных исследований разработана теория генерации терагерцовых волн фемтосекундным лазерным импульсом с наклонным фронтом интенсивности, распространяющимся через электрооптический кристалл, имеющий типичную для экспериментов форму призмы. Разработанная теория учитывает переходные процессы на входной границе кристалла и, как следствие, позволяет описывать динамику формирования терагерцового поля в кристалле. В качестве важного параметра процесса формирования терагерцового поля в теории впервые введена новая характерная длина - длина поперечного сноса (transverse walk-off length), учитывающая неколлинеарность распространения лазерного импульса накачки и пакета генерируемых терагерцовых волн. Показано, что в ряде случаев именно эта длина является определяющей для оценки эффективности оптико-терагерцового преобразования. Также впервые выяснена структура терагерцового поля, генерируемого лазерным импульсом с наклонным фронтом интенсивности в электрооптическом кристалле. Показано, что терагерцовое поле состоит из ближнего поля, синхронизованной волны, черенковского конуса и переходного излучения. Определены пространственные области локализации этих полей. Разработанная теория применена ДЛЯ анализа двух типичных экспериментальных ситуаций – возбуждения кристалла LiNbO₃ импульсами титансапфирового лазера (с длиной волны 0.8 мкм) при комнатной и криогенной температурах, а также для изучения перспективности новой, предложенной участниками проекта, схемы оптико-терагерцового преобразования – возбуждения кристалла GaAs на длинах волн 1.8 и 3.5 мкм. Рассчитаны параметры лазерного импульса (поперечный размер, угол наклона фронта интенсивности, длительность импульса) и размеры кристаллов, которые максимизируют терагерцовый выход. Показано, что эффективность оптико-терагерцового преобразования в GaAs может быть существенно выше, чем в обычно используемом кристалле LiNbO₃, что, однако, требует применения более толстых кристаллов.

В ходе расчетов и математического моделирования процессов оптикотерагерцового преобразования при лазерном пробое сплошных и нанодисперсных сред исследован эффект преобразования спектра оптического излучения при ионизации атомного кластера ультракороткими лазерными импульсами. Данный эффект обусловлен возбуждением собственных дипольных колебаний кластера передним фронтом лазерного импульса. Частота колебаний растет во времени по мере увеличения плотности плазмы, а их амплитуда сохраняется достаточно высокой даже после прохождения импульса через кластер. Высвечивание собственных колебаний из нестационарного плазмоида порождает свободное электромагнитное излучение с изменяющейся во времени частотой. Таким образом, возбуждение свободных плазмонных колебаний ультракоротким лазерным импульсом при ионизации газового кластера приводит к увеличению передаваемой образующейся плазме энергии и сильному изменению спектра рассеянного излучения.

Исследовано также явление возбуждения низкочастотного (на терагерцовых частотах) остаточного тока в плазме, создаваемой при ионизации газа интенсивным предельно коротким (в несколько колебаний светового поля) лазерным импульсом циркулярной поляризации. Показано, что данное явление играет важную роль в процессе оптико-терагерцового преобразования, поскольку остаточный ток служит начальным толчком к возникновению поляризации в нестационарном плазменном образовании и к возбуждению в нем свободных колебаний, частоты которых определяются плотностью и геометрическими размерами плазмоида, а также частотой столкновений электронов с тяжелыми частицами и в широкой области параметров лазерного импульса и давлений ионизуемого газа лежат в терагерцовом Ha полуклассического разработана диапазоне частот. основе подхода аналитическая модель и получены приближенные аналитические формулы,

позволяющие определить зависимость плотности остаточного тока от параметров лазерного импульса (интенсивности, длительности, длины волны) и потенциала ионизации атомов газа, с которым взаимодействует лазерный импульс. Проведенные численные расчеты по исследованию зависимости эффективности возбуждения остаточного тока от длительности и пиковой интенсивности лазерного импульса показали хорошее совпадение с результатами аналитического исследования. Исследованы спектрально-угловые и амплитудные характеристики терагерцового излучения, генерируемого остаточными токами, при различной геометрии плазменного образования.

Важный результат 2 этапа - разработка и внедрение новых аналитических методов математического моделирования нелинейных волновых процессов, а также новых численных методов распараллеливания расчетов на современных многопроцессорных вычислительных кластерах.

В рамках проведенных исследований по генерации высоких гармоник лазерного излучения мультитераваттного уровня мощности в газах рассмотрено преобразование монохроматического излучения при резонансном взаимодействии квантовой системой в условиях гармонической модуляции частоты С И неоднородного уширения ЛИНИИ резонансного квантового перехода. Гармоническая модуляция частоты перехода создается дополнительным нерезонансным излучением, благодаря эффектам Штарка и Зеемана. Показано, что падающее резонансное излучение при определённых условиях преобразуется в последовательность ультракоротких импульсов, длительность которых обратно пропорциональна глубине модуляции частоты квантового перехода, период повторения равен периоду модулирующего излучения, а пиковая интенсивность может многократно превышать интенсивность падающей волны. Показана возможность компрессии сформированных импульсов посредством компенсации внутриимпульсной частотной модуляции. Численно исследована компрессия импульсов в среде с квадратичной дисперсией и среде с программируемой дисперсией. Показано, что компенсация линейной и нелинейной составляющих девиации частоты позволяют существенно увеличить пиковую интенсивность и длительность импульсов. Произведена численная уменьшить оптимизация формирования импульсов и определены оптимальные значения параметров

взаимодействия излучения с веществом. Показана возможность формирования фемтосекундных импульсов излучения, квазирезонансного δ -переходу серии Бальмера атомарного водорода. Предложенный подход к формированию импульсов электромагнитного излучения применим в широкой частотной области и перспективен в традиционно труднодоступных частотных диапазонах, таких как далёкий ИК, ВУФ и рентгеновский диапазоны.

В рамках работ по генерации мягкого рентгеновского излучения при нелинейном взаимодействии релятивистки сильного оптического излучения с резкой границей плазмы проведено исследование обнаруженного нами ранее процесса хаотизации колебаний резкой плазменной границы в поле релятивистскиинтенсивного линейно поляризованного лазерного импульса. Путем одномерного численного моделирования показано, что имеется пороговая интенсивность лазерного излучения, при которой происходит качественное изменение динамики взаимодействия. Если при малых интенсивностях колебания плазменной поверхности регулярны и когерентны с осцилляциями пондеромоторной силы в падающей волны, то при превышении пороговой интенсивности наблюдается хаотизация этих колебаний и, как следствие, потеря ими когерентности. Причиной наступления хаотизации является нелинейный резонанс, наступающий в силу зависимости частоты плазменных колебаний от амплитуды импульса в силу лоренцевского увеличения массы электронов. При доступных на данный момент интенсивностях описываемый эффект может наблюдаться только в нестандартных мишенях таких, как, например, нанопористые материалы. Однако, планируемое в ближайшие годы увеличение мощности лазерных установок может дать возможность экспериментального наблюдения эффекта хаотизации в обычных твердотельных мишенях. Хаотизация колебаний плазменной границы приводит к гармоники, генерируемые на поверхности слоя, теряют свою тому, что когерентность, в результате аттосекундные импульсы в хаотическом режиме имеют меньшую длительность и амплитуду по сравнению с регулярным режимом.

В ходе проведения теоретических оценок по разработке установки по когерентной генерации мягкого рентгеновского излучения при накачке многозарядных ионов инертных газов оптическим излучением фемтосекундного лазера тераваттного уровня мощности, была расчитана ФРЭЭ при ионизации Хе

фемтосекундными лазерными импульсами с пиковой интенсивностью 1017 Вт/см² и длительностью 100 фс. Показано, что около 50% электронов обладают после прохождения лазерного импульса энергией, превышающей порог накачки ионов Хе ІХ. Также показано, что данная интенсивность излучения пятикратно превышает интенсивность насыщения ФРЭЭ, что позволит создать однородную область накачки по всей длине капилляра (5 см) и обеспечит эффективную генерацию рентгеновского излучения. Расчеты динамики населенности уровней, участвующих в лазерной генерации, и динамики числа фотонов рентгеновской моде, выполненные путем решения скоростных уравнений для лазерной среды, позволили получить зависимость интенсивности генерируемого рентгеновского лазерного импульса от времени. Длительность рентгеновского импульса определяется как протяженностью активной среды (длиной капилляра с ионизированным газом), так и свойствами самой активной среды (временем излучательной релаксации верхнего лазерного уровня). Для активной среды Хе IX и капилляра длиной 5 см длительность рентгеновского импульса составляет порядка 190 пс.

В ходе разработки компактных импульсных параметрических генераторов света (ПГС) среднего ИК диапазона (3,5мкм) с пиковой мощностью 5,5 кВт на основе твердотельных лазеров с диодной накачкой было показано, что эффективность преобразования мощности накачки (на 2,1 мкм) в мощность параметрической генерации (на 3,5-5 мкм) определяется как частотой следования импульсов накачки, так и интенсивностью её пучка. Ожидается получение эффективности преобразования порядка 40% при качестве пучка близком к дифракционному пределу с нестабильностью энергии импульсов генерации ПГС не хуже 5%.

В рамках работ по созданию лабораторной установки для анализа состава газовых смесей на основе ПГС среднего ИК диапазона были проведены экспериментальные исследования регистрации паров воды методом ВРЛС с использованием лазера на кристалле Tm:YLF с продольной диодной накачкой и селективным резонатором в диапазоне 1860-1940 нм с шириной линии генерации не более 1 нм, показавшие возможность применения данного метода в ИК диапазоне спектра.

В ходе разработки гетероструктур на основе соединений InGaP-GaAs и InGaAlAs-GaAs для нелинейного преобразования частоты в полупроводниковых гетеролазерах с вертикальным резонатором и оптической накачкой были рассчитаны и проанализированы спектральные и энергетические характеристики излучения для полосковой И вертикально-излучающей конфигураций полупроводниковых лазеров. Было проведено сравнение эффективностей этих схем для нелинейного преобразования излучения ближнего ИК диапазона в средний ИК. преимущество вертикально-излучающей конфигурации. Проведена Показано оптимизация вертикально-излучающей структуры при технологически достижимых значениях её параметров. Оцененное значение выходной мощности на разностной частоте на уровне десятков микроватт в вертикально излучающих лазерах может быть увеличено за счет повышения площади лазерной моды для больших мощностей накачки.

В ходе проведения расчетов по разработке лабораторной установки на основе оптического волокна для преобразования излучения импульсных лазеров ближнего ИК диапазона в средний ИК диапазон была установлена пригодность высоконелинейного германатного (GeO2) оптического волокна для преобразования ультракоротких импульсов ближнего ИК-диапазона (1,56 мкм) от эрбиевого волоконного лазера в средний ИК-диапазон (вплоть до 2–2,6 мкм).

1 Проведение расчетов и математического моделирования для разработки теории генерации широкополосного терагерцового излучения в электрооптических кристаллах лазерными импульсами с наклонным фронтом интенсивности

1.1 Введение

На сегодняшний момент метод оптического выпрямления лазерных импульсов с наклонным фронтом интенсивности в электрооптических кристаллах обеспечивает рекордные эффективности оптико-терагерцовой конверсии. В этом методе оптический импульс накачки с фронтом интенсивности, наклоненным под углом α к фазовому фронту, распространяется с оптической групповой скоростью V по нормали к фазовым фронтам, при этом проекция скорости в направление перпендикулярное фронту интенсивности равно $V \cos \alpha$. Подбирая угол наклона, проекция скорости может быть равной фазовой скорости терагерцовых волн с некоторой частотой ω : $V \cos \alpha = v_{TH_z}(\omega)$ [1]. Таким образом, можно достичь фазового синхронизма с квази-плоской терагерцовой волной, распространяющейся в направлении нормали к фронту интенсивности. В частности, использование метода наклонна фронта интенсивности лазерного импульса позволяет преодолеть большой разброс скоростей между оптическим импульсом и терагерцовыми волнами в материалах с высокой нелинейностью LiNbO₃ и LiTaO₃.

Принцип метода генерации ТГц излучения лазерными импульсами с наклонным фронтом интенсивности был продемонстрирован в работе [2]. В данной работе в кристалле стехиометрического LiNbO₃ (sLN) легированного 2% Mg были получены субпикосекундные терагерцовые импульсы с энергией 30 пДж при комнатной температуре и 100 пДж при охлаждении кристалла до 77 К. Учитывая, что для возбуждения использовались лазерным импульсы с энергией 2.3 мкДж (на длине волны $\lambda \sim 0.8$ мкм); эффективность конверсии составила 1.3×10^{-5} и 4.3×10^{-5} , соответственно. При использовании кристалла sLN легированного 0.6% Mg, обладающего меньшим поглощением на ТГц частотах, эффективность была увеличена до 1.7×10^{-4} при 77 К (с энергией терагерцового импульса 400 пДж) [3]. Также было продемонстрировано изменение центральной частоты терагерцового спектра между 1 ТГц и 4.4 ТГц при изменении угла наклона α в диапазоне 59⁰ –

 64^{0} при 10 К [3]. Используя большие энергии лазерного импульса (вплоть до 0.5 мДж) и одновременно увеличивая размер лазерного пучка, энергия терагерцовых импульсов была увеличена до 240 нДж при комнатной температуре; максимальная эффективность конверсии 5×10^{-4} была получена при 0.3 мДж энергии лазерного импульсах [4]. Дальнейшее увеличение энергии лазерной накачки до 20 мДж привело к генерации 10 мкДж терагерцовых импульсов с эффективностью конверсии 6×10^{-4} [5]. Ещё большая эффективность конверсии 7×10^{-4} была получена с 6 мДж импульсами накачки [6]. Недавно, 30 мкДж терагерцовые импульсы с одним периодом колебаний поля были сгенерированы, используя импульсы с наклонным фронтом от 28 мДж титан–сапфирового лазера с рекордной эффективностью конверсии $\sim 10^{-3}$ [7]. В другом недавнем эксперименте [8] для лазерной накачки были использованы импульсы Yb–лазера ($\lambda = 1.035$ мкм) и методом наклонного фронта в кристалле sLN при комнатной температуре были сгенерированны ТГц импульсы с шириной спектра до 2.5тГц и энергией 400 мДж при эффективности оптико-терагерцовой конверсии 2.5×10^{-4} .

Несмотря на большие значения эффективности оптико-терагерцовой конверсии, полученные С использованием наклонных фронтов, теория терагерцового излучения для таких импульсов до сих пор не была достаточно разработана. В работах [3, 4, 9, 10], были использованы две простые модели, чтобы проиллюстрировать механизм возбуждения наклонным фонтом и рассчитать генерируемое терагерцовое поле. Одна из моделей – двухмерная (2D); представляет генерируемое терагерцовое поле как свёртку распределения оптической интенсивности двумерного импульса с наклонным фронтом и известного аналитического решения для черенковского излучения от движущегося линейного источника [4, 10]. Однако данная модель не учитывает дисперсии терагерцового излучения, и не может принципиально описать основы метода использования наклонного фронта интенсивности, т.е. синхронное возбуждение терагерцовой волны на заданной частоте ω . В другой, одномерной (1D) эвристической модели [3, 9, 10], терагерцовое поле рассчитывается не через решение уравнений Максвелла с нелинейным источником, но представляется как сумма плоских волн приходящих к выходной границы кристалла из различных частей кристалла. Амплитуды плоских волн не рассчитаны строго и поэтому

результаты представлены в условных единицах. Более того, одномерная модель не учитывает поперечный размер пучка и не может различить импульс с наклонным фронтом и обычный импульс с приведённой групповой скоростью. Вдобавок к этому, работы [3, 9, 10] не рассматривают прохождение терагерцового поля сгенерированного внутри кристалла через выходную границу этого кристалла. Трёхмерные расчёты в работе [11] также не включают ни наличие границ, ни такие важные эффекты как дисперсия и поглощения терагерцовых волн.

Строгая теория генерации терагерцового излучения лазерными импульсами с наклонным фронтом интенсивности была недавно разработана для стационарного режима в бесконечном электрооптическом кристалле [12]. В теории также учитывается прохождение сгенерированного терагерцового поля через выходную границу кристалла. Теория основывается на строгом решении уравнений Максвелла и включает как конечные поперечные размеры двумерного оптического импульса, так и дисперсию материала и поглощение в терагерцовом диапазоне. Согласно теории, стационарная диаграмма направленности в общем случае представляет собой суперпозицию черенковского конуса, синхронизованной волны и ближнего поля нелинейного источника. Применение теории к типичным экспериментам с LiNbO₃ показало, что вклады в энергию терагерцовой волны от черенковского конуса и ближнего поля могут быть сравнимы или даже больше вклада от синхронизованной волны. Этот результат не мог быть получен в рамках простой одномерной модели [3, 9, 10]. Были получены определённые рекомендации как оптимизировать параметры оптической накачки и размер кристалла для увеличения эффективности терагерцовой генерации.

С общей точки зрения, стационарная теория [12] применима только для достаточно толстых кристаллов – с толщиной много большей длины, на которой спадает переходное излучение, сгенерированное на входной границы кристалла. Для более тонких кристаллов, очевидно, переходное излучение будет играть значительную роль в процессе формирования терагерцового поля, как это известно для терагерцовой генерации импульсами с не наклонным фронтом [13]. В LiNbO₃ при комнатной температуре терагерцовое поглощение значительно (~20 см⁻¹ на 1 ТГц [10, 14, 15]) и ослабление переходного излучения происходит на длинах ~ 1 мм. Таким образом, при комнатной температуре можно ожидать применимость

стационарной теории к экспериментам начиная с толщины кристалла LiNbO₃ 2 мм [2-8]. Однако стационарная теория становится неадекватной для экспериментов [2, 3] с криогенно охлаждёнными кристаллами LiNbO₃, в которых терагецовое поглощение почти на два порядка меньше чем при комнатной температуре [14]. Для описания этих экспериментов требуется динамическая теория, которая учитывает переходные процессы на границе кристалла. Необходимость в такой теории также возрастает из-за возможности применения метода генерации наклонным фронтом интенсивности для других кристаллов, обладающих малым поглощением, в частности, GaAs.

Кристалл GaAs является одним из немногих электрооптических кристаллов, обладающих малым поглощением на ТГц частотах. В данном кристалле коэффициент поглощения равен ~1 см⁻¹ на 1-2 ТГц при комнатной температуре [10, 14, 15]. Кроме того, GaAs имеет дополнительное преимущество, обусловленное большой восприимчивостью второго порядка и большой теплопроводностью [15]. Граница двух-фотонного поглощения в GaAs около лежит около 1.75 мкм, поэтому для более эффективной оптико-терагерцовой конверсии требуется длинноволновое излучение лазерной накачки. Для длины волны накачки $\lambda \sim 2-4$ мкм, разница между оптическим групповым индексом n_g ($n_g \approx 3.4$ при $\lambda = 2$ мкм) и показателем преломления на терагерцовых частотах $n_{THz} \approx 3.6$ мала. Таким образом, для достижения фазового синхронизма достаточны существенно меньшие, в сравнении с LiNbO₃, углы наклона фронта интенсивности накачки ($\alpha \sim 10^{\circ} - 20^{\circ}$ для λ~2-4 мкм). Импульсы с меньшими углами наклона испытывают меньшие дифракционные искажения при распространении и, поэтому, могут действовать как эффективные источники терагерцовых волн на больших расстояниях (в LiNbO₃, для $\alpha \sim 60^{\circ}$ это расстояние ограничено несколькими миллиметрами). Все вышеупомянутые преимущества GaAs делают его хорошим кандидатом для терагерцовой генерации импульсами ближнего ИК диапазона с наклонным фронтом интенсивности.

В методе генерации наклонным фронтом интенсивности для эффективного вывода сгенерированной терагерцовой волны из кристалла выходную границу кристалла срезают параллельно терагерцовому волновому фронту, т.е. под углом *а* к входной границе [2-8]. В теории метода учитывается призмоподобная форма кристалла.

Мы развиваем полную динамическую теорию терагерцовой генерации импульсами с наклонным фронтом в призмоподобном кристалле произвольной толщины. Рассмотрены две типичные экспериментальный ситуации: генерация ТГц излучения в кристалле LiNbO₃ при накачке волны $\lambda = 0.8$ мкм при комнатной и криогенной температурах (10 K), а также в кристалле GaAs при накачке фемтосекундным лазерным импульсом на центральной длине $\lambda = 1.8$ мкм или $\lambda = 3.5$ мкм.

Здесь, как и в работе [12], будем рассматривать двумерный случай, когда оптический импульс накачки бесконечен в одном направлении и имеет конечную ширину в другом. Двумерный случай не требует громоздких расчетов как трёх мерный случай фокусировки в пятно. В тоже время это позволяет изучить влияние поперечного размера импульса на динамику процесса формирования терагерцового поля и эффективность конверсии. На практике, импульс накачки сфокусированный в линию цилиндрической линзой часто используется из-за ряда преимуществ по сравнению с фокусировкой в пятно [13].

1.2 Модель и основные уравнения генерации терагерцового поля лазерным импульсом с наклонным фронтом интенсивности

Будем предполагать, что фемтосекундный лазерный импульс с наклонным фронтом интенсивности распространяется вдоль оси x и падает нормально на входную границу x = 0 электрооптического кристалла призмоподобной формы (рисунок 1.1). Так как групповая скорость импульса в кристалле $V = c/n_g$ меньше, чем скорость света c, угол наклона импульса уменьшается при прохождении импульса в глубь кристалла. Будем считать, что внутри кристалла угол наклона равен α (рисунок 1.1). Выходная граница кристалла наклонена под тем же углом α , а толщина кристалла (вдоль центральной линии лазерного луча) равна L(рисунок 1.1).



Рисунок 1.1 — Геометрия задачи. Фемтосекундный лазерный импульс со скошенным фронтом интенсивности проникает в электрооптический кристалл и генерирует ТГц излучение.

Будем пренебрегать искажениями импульса вследствие линейного поглощения, многофотонных процессов, дифракции и дисперсии. В этих приближениях, нелинейную поляризацию, наведённую в кристалле через оптическое выпрямление можно записать в виде

$$\mathbf{P}^{\mathsf{NL}} = \mathbf{p}F(t - x/V - y/V_y)G(y), \qquad (1.1)$$

где $V_y = V \cot \alpha$, функции $F(\xi)$ и G(y) описывают временную огибающую и поперечный профиль оптической интенсивности, соответственно. Для определенности будем использовать функции Гаусса

$$F(\xi) = e^{-\xi^2/\tau^2}, \ G(y) = e^{-y^2/l_{\perp}^2},$$
(2.1)

где τ длительность импульса [длительность на уровне половины амплитуды (FWHM) $\tau_{FWHM} = 2\sqrt{\ln 2\tau}$] и l_{\perp} поперечный размер импульса ($l_{\perp FWHM} = 2\sqrt{\ln 2}l_{\perp}$). Абсолютное значение вектора **p** определяется выражением $p = d_{eff} E_0^2$, где d_{eff} – эффективный нелинейный коэффициент кристалла и E_0 - максимум огибающей оптического поля в кристалле. Ориентация **p** определяется поляризацией оптического импульса и ориентацией кристаллографических осей в кристалле. Далее будем рассматривать типичную экспериментальную конфигурацию: $p_x = p_y =$ 0 и $p_z \neq 0$ [2-8]. В электрооптических материалах, таких как LiNbO₃, такая конфигурация реализуется если оптическая ось кристалла и лазерная поляризация направлены вдоль оптической оси, таким образом $d_{eff} = d_{33}$. Для LiNbO₃, мы будем считать $d_{33} = 168$ пм/В [10]. Для электрооптических кристаллах, как GaAs, максимум p_z (при $p_{x,y} = 0$) достигается для $\langle 110 \rangle$ среза кристалла с [001] кристаллографической осью ориентированной под углом $\approx 55^{\circ}$ к электрическому полю лазерного импульса, которое параллельно оси z [16]. Максимальное значение p_z определяется $d_{eff} = (4/3)^{1/2} d_{14}$ [16]. Для GaAs, мы будем считать $d_{eff} = 78$ пм/В.

Для описания кристалла на терагерцовых частотах, будем использовать формулу с одним фононным резонансом

$$\varepsilon = \varepsilon_{\infty} + \frac{(\varepsilon_0 - \varepsilon_{\infty})\omega_{TO}^2}{\omega_{TO}^2 - \omega^2 + i\gamma\omega},$$
(1.3)

где ε_0 и ε_{∞} низкочастотная и высокочастотная диэлектрические константы, ω_{TO} частота поперечного фононного резонанса, и γ - частота столкновений. Для LiNbO₃ при 10 К, будем использовать параметры 0.68 mol% SLN [3, 14, 17]: $\omega_{TO}/(2\pi) = 7.44$ Тгц, $\varepsilon_0 = 22.4$, $\varepsilon_{\infty} = 10$, и $\gamma/(2\pi) = 0.08$ ТГц. Для GaAs, будем считать $\omega_{\tau 0}/(2\pi) = 8.2$ Тгц, $\varepsilon_0 = 12.9$, $\varepsilon_{\infty} = 11$, и $\gamma/(2\pi) = 0.07$ ТГц [18]. В LiNbO₃ при 300 К терагерцовое поглощение имеет более сложную частотную зависимость, чем это выражено в модели с одним фононным резонансом (1.3). Для описания поглощение более точно, мы будем использовать более реалистичные формулы для коэффициента коэффициента терагерцового преломления И поглощения полученные сопоставлением с экспериментальными данными [14] для 0.68 mol% SLN при 300 К.

В оптическом диапазоне, кристалл описывается наряду с групповым индексом преломления n_g ещё и фазовым индексом преломления n_{opt} . Для SLN на $\lambda = 0.8$ мкм, мы будем считать $n_g = 2.23$ и $n_{opt} = 2.16$ [3]. Для GaAs, $n_g = 3.5$ и $n_{opt} = 3.4$ при $\lambda = 1.8$ мкм и $n_g = 3.4$ и $n_{opt} = 3.3$ при $\lambda = 3.5$ мкм [18]. Для краткости мы будем записывать два последних случая в виде GaAs^(1.8) и GaAs^(3.5), соответственно.

Для нахождения терагерцового излучения генерируемого движущейся нелинейной поляризацией (1.1), будем использовать уравнения Максвелла

$$\frac{\partial E_z}{\partial y} = -\frac{1}{c} \frac{\partial B_x}{\partial t}, \quad \frac{\partial E_z}{\partial x} = \frac{1}{c} \frac{\partial B_y}{\partial t}, \quad (1.4a)$$

$$\frac{\partial B_{y}}{\partial x} = -\frac{1}{c} \frac{\partial B_{x}}{\partial y} = \frac{1}{c} \frac{\partial D_{z}}{\partial t} + \frac{4\pi}{c} \frac{\partial P_{z}^{NL}}{\partial t}.$$
 (1.4b)

Отношение между D_z и электрическим полем E_z в терагерцовом диапазоне можно легко записать в частотной области используя выражение (1.3).

Так как на практике (для L > 100 мкм) длительность сгенерированного терагерцового импульса обычно меньше, чем время полного обхода лазерного импульса в кристалле, удобно рассматривать последовательно процессы на входной и выходной границе кристалла. Для этого, мы сначала рассматриваем полубесконечный кристалл ($0 < x < \infty$). Применяя преобразование Фурье по отношению к *t* и *y* (ω и g соответствующие Фурье переменные; будут отмечены величины в Фурье области) и исключая магнитное поле, мы получим выражение для образа электрического поля $\tilde{E}_z(\omega)$

$$\frac{\partial^2 \widetilde{E}_z}{\partial x^2} + \kappa^2(x) \widetilde{E}_z = -\frac{4\pi\omega^2 p}{c^2} \widetilde{F}(\omega) \widetilde{G}\left(g - \frac{\omega}{V_y}\right) \eta(x) e^{-i\omega x/V}, \qquad (1.5)$$

где $\kappa^2 = \kappa_v^2 \equiv (\omega/c)^2 - g^2$ для x < 0 и $\kappa^2 = \kappa_c^2 \equiv (\omega/c)^2 \varepsilon - g^2$ при x > 0, $\widetilde{F}(\omega) = \tau (2\sqrt{\pi})^{-1} e^{-\omega^2 \tau^2/4}$ и $\widetilde{G}(g) = l_{\perp} (2\sqrt{\pi})^{-1} e^{-g^2 l_{\perp}^2/4}$ Фурье образы $F(\xi)$ и G(y), соответственно, и $\eta(x)$ функция Хевисайда. Для решения уравнения (1.5) найдем вначале решения в однородных областях x < 0 и x > 0, а затем сошьем эти решения граничными условиями непрерывности \widetilde{E}_z и $\widetilde{B}_y = -(ic/\omega)\partial\widetilde{E}_z/\partial x$ при x = 0. Это даёт

$$\widetilde{E}_{z}(\omega, g, x) = A \begin{cases} \frac{\kappa_{c} - \omega/V}{\kappa_{v} + \kappa_{c}} e^{i\kappa_{v}x}, & -x < 0, \\ e^{-i\omega x/V} - \frac{\kappa_{v} + \omega/V}{\kappa_{v} + \kappa_{c}} e^{-i\kappa_{c}x}, & -x > 0, \end{cases}$$
(1.6)

где $A = 4\pi p \tilde{F}(\omega) \tilde{G}(g - \omega/V_y) / (n_g^2 - \varepsilon + c^2 g^2 / \omega^2)$. Решение (1.6) в Фурье области может быть преобразовано в (*t*, *y*) область путем вычисления обратного преобразования в виде

$$E_{z}(t, y, x) = \int_{-\infty}^{\infty} d\omega \int_{-\infty}^{\infty} dg \widetilde{E}_{z}(\omega, g, x) e^{i\omega t - igy} .$$
(1.7)

В выражении (1.6) первое слагаемое справа для случая x > 0 – отклик на вынужденной волне, которая изучалась в работе [12]. Отклик на вынужденной волне распространяется без изменения формы и, физически, это ближнее поле волны возбуждённые посредством нелинейного источника И фазового синхронизма. Второе слагаемое справа в выражении (1.6) для x > 0 – отклик на свободной волне, т.е. переходное излучение распространяющееся от входной границы кристалла. Отклик на свободной волне изменяется по форме и уменьшается по амплитуде из-за наличия дисперсии и поглощения. Он может интерферировать с откликом на вынужденной волне и таким образом значительно влиять на общее терагерцовое поле и терагерцовый выход.

Чтобы описать эмиссию сгенерированного терагерцового излучения через выходную границу кристалла, введем вместо переменных *x*, *y* в выражениях (1.6) и (1.7) новые координаты *x*'(нормаль к границе) и *y*' (касательная к границе) (рисунок 1.1). Исходя из развитого ранее подхода [19], введем обычный Френелевский коэффициент прохождения

$$T_F = 2\kappa_c' \left(\kappa_v' + \kappa_c'\right)^{-1} \tag{1.8}$$

для свободного излучения и новый коэффициент пропускания, представленный в [12],

$$T_N = \left[\omega n_g (c\cos\alpha)^{-1} + \kappa'_c + g'\tan\alpha\right] (\kappa'_v + \kappa'_c)^{-1}$$
(1.9)

для вынужденного излучения. В выражении (1.8) и (1.9), g' тангенциальная к выходной границе составляющая волнового вектора, $\kappa'_c = (\omega/c)(\varepsilon - c^2 g'^2/\omega^2)^{1/2}$ и $\kappa'_v = (\omega/c)(1 - c^2 g'^2/\omega^2)^{1/2}$ нормальные компоненты волнового вектора в кристалле и вакууме, соответственно. В результате, поле, проходящее в вакуум, можно записать в виде

$$E_{z}^{(t)}(t, y', x') = \int_{-\infty}^{\infty} d\omega \int_{-\infty}^{\infty} dg' \widetilde{E}_{z}^{(t)} e^{i\omega t - ig' y' - i\kappa'_{\nu} x'}, \qquad (1.10)$$

где

$$\widetilde{E}_{z}^{(t)}(\omega,g') = T_{N}A_{1}(\omega,g') - T_{F}A_{2}(\omega,g')\frac{\kappa_{\nu} + \omega/V}{\kappa_{\nu} + \kappa_{c}}, \qquad (1.11)$$

 $A_{1,2}(\omega, g')$ – это $A(\omega, g)/\cos \alpha$ взятое с $g = g'/\cos \alpha + (\omega n_g/c)\tan \alpha$ и $g = g'\cos \alpha + \kappa'_c \sin \alpha$, соответственно; последняя формула также используется для выражения g через переменную g' в κ_v и κ_c .

Для расчёта терагерцовой энергии *W* излучаемой от выходной границы кристалла в свободное пространство (на единицу длины вдоль оси *z*), проинтегрируем *x'* компоненту вектора Пойтинга $S_{x'}$ в вакууме (при x' = 0 +) на бесконечном интервале времени (- $\infty < t < \infty$). Для нахождения $S_{x'} = -c(4\pi)^{-1}E_z^{(t)}B_{y'}^{(t)}$, используем соотношение между электрическим и магнитным полем в вакууме $\widetilde{B}_{y'}^{(t)}(\omega, g') = (c\kappa'_v/\omega)\widetilde{E}_z^{(t)}(\omega, g')$ и обратное преобразование от $\widetilde{B}_{y'}^{(t)}$. После интегрирования $S_{x'}$ получаем выражение для энергии

$$W = \int_{0}^{\infty} d\omega w_{\omega}(\omega), \qquad (1.12)$$

где спектральная плотность энергии

$$w_{\omega}(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} dg' \frac{\operatorname{Re} \kappa_{\omega}'}{\omega} \left| \widetilde{E}_{z}^{(t)}(\omega, g') \right|^{2}.$$
(1.13)

1.3 Генерация терагерцового излучения в приближении планарного оптического импульса

Для того чтобы аналитически получить данные о динамике формирования терагерцовых импульсов, рассмотрим случай плоского оптического импульса $\ell_{\perp} \to \infty$. В этом приближении, функция $\overline{G}(g - \omega/V_y)$ преобразуется в дельта функцию $\delta(g - \omega/V_y)$. Подстановка $\delta(g - \omega/V_y)$ в уравнение (1.8) дает для x > 0:

$$E_{z}(t, y, x) = 4\pi p \int_{-\infty}^{\infty} d\omega \frac{F(\omega) e^{i\omega(t-y/V_{y})}}{(n_{g}/\cos\alpha)^{2} - \varepsilon(\omega)} \times (e^{-i\omega x/V} - \frac{n_{v} + n_{g}}{n_{v} + n_{c}} e^{-in_{c}\omega x/c}), \qquad (3.14)$$

где $n_v = (1 - n_g^2 \tan^2 \alpha)^{1/2}$ и $n_c = (\varepsilon - n_g^2 \tan^2 \alpha)^{1/2}$; знаки Іт $n_{v,c}$ выбраны так, чтобы удовлетворить условию на излучение $\omega Imn_{v,c} < 0$. Согласно уравнению (3.14) суммарное терагерцовое поле в планарном переделе зависит только от x и комбинации переменных $\xi = t - y/V_y$: $E_z(t, y, x) = E_z(\xi, x)$. Это означает, что динамика формирования терагерцового поля при разных y развивается одинаково – отличие состоит только во временной задержке y/V_y . Динамика сильно зависит

от того, является ли α больше или меньше критического угла $\alpha_{cr} = \arccos(n_g / \sqrt{\varepsilon_0})$ [12]. Этот критический угол равен $\alpha_{cr} \approx 61.9^\circ$, 20.7°, 13° для образцов 10 K LSN, GaAs^(3.5) и GaAs^(1.8) соответственно.

Для $\alpha < \alpha_{cr}$ (режим отсутствия фазового синхронизма) подынтегральное выражение (1.14) не имеет сингулярности. Следовательно, в первом приближении можно пренебречь дисперсией и поглощением в терагерцовом диапазоне и рассматривать $\varepsilon(\omega)$ как вещественную постоянную ε_0 . Из аппроксимации получаем

$$E_{z}(\xi, x) = \frac{4\pi p}{n_{c0}^{2} - n_{g}^{2}} \left[\frac{n_{v} + n_{g}}{n_{v} + n_{c0}} \times F(\xi - \frac{xn_{c0}}{c}) - F(\xi - \frac{x}{V})\right],$$
(1.15)

- в случае вещественного n_v , т.е. для $0 < \alpha < \alpha_1$ где $\alpha_1 = \arctan n_g^{-1}$ и

$$E_{z}(\xi, x) = \frac{4\pi p}{n_{c0}^{2} - n_{g}^{2}} \{ F(\xi - \frac{xn_{c0}}{c}) \times [\frac{n_{g}n_{c0} + |n_{v}|^{2}}{n_{c0}^{2} + |n_{v}|^{2}} + |n_{v}| \frac{n_{c0} - n_{g}}{n_{c0}^{2} + |n_{v}|^{2}} \operatorname{erfi}(\xi - \frac{xn_{c0}}{c})] - F(\xi - \frac{x}{V}) \}$$
(1.16)

- в случае мнимого n_v т.е. для $\alpha_1 < \alpha < \alpha_{cr}$. В уравнениях (1.15) и (1.16), n_{c0} это n_c взятое при $\varepsilon(\omega) = \varepsilon_0$, в уравнении (1.16), erfi(ξ) это мнимая функция ошибок. Для образцов 10 K SLN и GaAs^(3.5), $\alpha_1 \approx 24^\circ$ и 16.6° соответственно, то есть $\alpha_1 < \alpha_{cr}$. Для образца GaAs^(1.8), $\alpha_1 \approx 16^\circ$, т.е. $\alpha_1 > \alpha_{cr}$ и, следовательно, выражение (1.15) справедливо для всего диапазона $\alpha < \alpha_{cr}$.

Для $\alpha < \alpha_1$ выражение (1.15) дает генерациях двух терагерцовых импульсов одного профиля (гауссова), которые повторяют огибающую оптической интенсивности, однако они имеют разные амплитуды и противоположные поляризации. Импульсы распространяются с разными скоростями в направлении оси *x*: вынужденный волновой отклик (второй член в квадратных скобках) распространяется со скоростью лазера накачки *V*, а отклик свободной волны (первый член) распространяется со скоростью *c* / n_{c0} . Вспоминая, что оба импульса имеют одну и ту же скорость V_y вдоль оси *y*, можно заключить, что импульсы ориентированы в плоскости *xy* под разными углами по отношению к оси *y*, т.е. α и $\beta = \arctan(n_g n_{c0}^{-1} \tan \alpha)$, $\beta < \alpha$ для вынужденной и свободной волны соответственно. С физической точки зрения, вынужденный волновой импульс это ближнее поле, а

свободный волновой импульс это излучение в свободном пространстве. Рядом с входной плоскостью кристалла x=0 импульсы совпадают во времени и частично компенсируют друг друга, по мере распространения они разделяются и, следовательно, результирующее терагерцовое поле увеличивается. Следовательно, удобно ввести длину разбегания как расстояние от входной грани по оси x, при которой результирующее терагерцовое поле имеет два раздельных по времени импульса. Длина разбегания определяется формулой:

$$L_{w} = \frac{c\tau_{FWHM}}{n_{c0} - n_{g}} = \frac{c\tau_{FWHM}}{(\varepsilon_{0} - n_{g}^{2} \tan^{2} \alpha)^{1/2} - n_{g}}.$$
 (1.17)

Для $\alpha = 0$, L_w совпадает с длиной разбегания введенной в [13] и увеличивается с ростом α

Для $\alpha_1 < \alpha < \alpha_{cr}$ динамика генерации терагерцового поля, данная выражением (1.16), похожа на вышеописанную. Единственным отличием является немного негауссова форма свободного волнового импульса (первый член в фигурных скобках) из-за компоненты с нечетной функцией $erfi(\xi - xn_{c0}/c)$. С физической точки зрения, эта компонента связана с затеканием затухающих (с мнимым κ_v и вещественным κ_c) терагерцовых волн из вакуума в кристалл. Для образца 10 К SLN относительный вклад нечетной компоненты свободного волнового импульса невелик: он достигает максимума ≈ 0.3 при $\alpha = 45^{\circ}$.

Для α чуть меньшего чем α_{cr} , когда $n_{c0} \approx n_g$ свободные и вынужденные импульсы имеют, согласно выражениям (1.15) и (1.16), почти одинаковые амплитуды и практически компенсируют друг друга около x = 0. Результирующее терагерцовое поле постепенно растет при увеличении координаты x от нуля до момента разделения импульсов, т.е. на протяжении длины разбегания L_w Последняя сравнительно велика в данном режиме из-за маленькой разницы между n_{c0} и n_g (см. уравнение (1.17)). Для $0 < x < L_w$ выражение (1.16) может быть упрощено:

$$E_{z}(\xi, x) \approx -2\pi p x (c n_{e})^{-1} dF / d\eta, \qquad (1.18)$$

где $\eta = \xi - x/V$. Для $x > L_w$ свободный и вынужденный волновые импульсы становятся полностью отделенными, их амплитуды, согласно выражениям (1.15) и (1.16) равны:

$$E_{\rm max} = 4\pi p (n_{c0}^2 - n_g^2)^{-1}.$$
 (1.19)

В переделе $n_{c0} \rightarrow n_g$ приближенные формулы (1.15)-(1.16) перестают быть применимыми – необходимо учитывать дисперсию и поглощение для терагерцового поля.



Рисунок 1.2 – Мгновенные снимки электрического поля $E_z(t, y, x)$ при y = 0 для различных *x* при возбуждении в (а) режиме без фазового синхронизма ($\alpha = 61.4^\circ$) и (b) при фазовом синхронизме ($\alpha = 62.4^\circ$) для 10 K SLN при помощи титан-сапфирового лазера($\lambda = 0.8$ мкм, $\tau_{FWHM} = 200$ фс и пиковая интенсивность $I_0 = c(8\pi)^{-1}n_{opt}E_0^2 = 10$ ГВт/см²)

Описанная динамика генерации терагерцового излучения проиллюстрирована на рисунках 1.2(а) и 1.3(а) на образце 10 К SLN, возбужденного титан-сапфировым лазером с $\lambda = 0.8$ мкм, $\tau_{FWHM} = 200$ фс и $\alpha = 61.4^{\circ}$ (чуть меньше чем $\alpha_{cr} \approx 61.9^{\circ}$). Для этого образца $\beta = 59.8^{\circ}$ и $L_{w} \approx 0.4$ мм. Мгновенные снимки поля излучения (рисунок 1.2(a)) и осциллограммы при разных x (рисунок 1.3(a)) были получены, численно решая уравнение (1.14), и они хорошо согласуются с предположениями, сделанными при помощи приближенных выражений (1.15) и (1.16). Структура поля излучения (рисунок 1.2(а)) включает в себя в основном два пространственных импульса ориентированных под углами $\alpha = 61.4^{\circ}$ (вынужденный волновой импульс), $\beta = 59.8^{\circ}$ (свободный волновой импульс). С течением времени поле излучения смещается как целое со скоростью V_v в направлении у, следовательно, импульсы распространяются с разными скоростями в направлении *x*. На рисунке 1.3(а) терагерцовое поле сначала растет по х, в соответствии с уравнением (1.18), пока свободный и вынужденной волновые импульсы не станут разделенными при $L_w \approx 0.4$ мм. При x > 0.4 мм ведущий вынужденный волновой (положительный) импульс не испытывает никаких изменений, а свободный волновой (положительный) импульс испытывает поглощение и дисперсию, которые не учитываются в приближенном уравнении (1.16).



Рисунок 1.3 – (a),(c) Осциллограммы $E_{z}(t)$ при y=0 и разных x

(показаны в мм вблизи соответствующих кривых) для возбуждения 10К SLN титан сапфировым лазером ($\tau_{FWHM} = 200 \, \text{фc}$) при (a) отсутствии фазового синхронизма($\alpha = 61.4^{\circ}$), (c) наличии фазового синхронизма ($\alpha = 62.4^{\circ}$). (b),(d) $|E_z|^{\max}$ как функция x для разных τ_{FWHM} (подписи рядом с кривыми) для режимов (b) отсутствия фазового синхронизма, (d) наличия фазового синхронизма. Горизонтальными линиями отмечены $|E_{\max}|$, полученные из уравнений (1.19) – штрихи с точками, уравнений (1.20) –штрихи. Вертикальные линии изображают (b) длину выбегания и (d) длину формирования.

Для более подробного исследования эффектов дисперсии и поглощения мы построили на рисунке 3(b) максимальное терагерцовое поле в созданном импульсе $|E_z|^{\max}$, полученное численно на базе уравнения (1.14) как функция расстояния x для трёх разных τ_{FWHM} . Согласно рисунку 3(b), предельное значение | E_z |^{max} при больших х (амплитуда отрицательного свободного волнового импульса) меньше, чем получаемая из уравнения (1.19) в приближении отсутствия дисперсии: чем короче длительность лазерного импульса au_{FWHM} , тем меньше предельное значение. Это можно объяснить уширением спектра сгенерированного терагерцового импульса с уменьшением τ_{FWHM} и, следовательно, увеличением $\varepsilon(\omega)$ в знаменателе уравнения (1.14) для высших спектральных компонент. Строго говоря, бездисперсионное приближение $\varepsilon(\omega) \approx \varepsilon_0$ применимо для длинных лазерных импульсов $\tau >> (2/\omega_{TO})[1 + (\varepsilon_0 - \varepsilon_{\infty})/(n_{c0}^2 - n_g^2)]^{1/2}$. Для параметров соответствующих рисунку 3(b) это условие дает τ_{FWHM} ? 250 фс, что хорошо согласуется с рисунком 3(b). Точно также можно ожидать, что для *т* _{*FWHM*} € 250 фс учет дисперсии должен приводить к уменьшению длины сноса L_{w} в сравнении с величиной, получаемой из уравнения (1.17). Однако этот эффект не заметен на рисунке 3(b) и становится ощутим только для $\tau_{FWHM} \in 50$ фс.

Будем рассматривать случай $\alpha > \alpha_{cr}$ (режим фазового синхронизма). В этом случае, есть особенность в подынтегральном выражении в уравнении (1.14)

 $(n_g / \cos \alpha)^2 - \varepsilon(\omega) = 0$ и, следовательно, дисперсией пренебречь нельзя. С физической точки зрения, особенность связана с возбуждением режима фазового синхронизма. Стационарная форма волны при больших *x*, где свободный член уравнения (1.14) (второй член в квадратных скобках) полностью исчезает из-за поглощения, может быть оценена аналитически. Стационарная форма определяется остаточными вкладами полюсов $(n_g / \cos \alpha)^2 - \varepsilon(\omega) = 0$ и для $\varepsilon(\omega)$ из уравнения (1.3) может быть написано как в [12]:

$$E_{z}(\eta) = \frac{4\pi^{3/2} p \tau (\omega_{TO}^{2} - \omega_{0}^{2} - \gamma^{2} / 4)^{2}}{\omega_{0} \omega_{TO}^{2} (\varepsilon_{0} - \varepsilon_{\infty})} e^{-(\omega_{0}^{2} - \gamma^{2} / 4)\tau^{2} / 4} \times e^{-\gamma \eta / 2} \sin[\omega_{0}(\eta - \gamma \tau^{2} / 4)]$$
(1.20)

где

$$\omega_0 = \omega_{\rm TO} \sqrt{\frac{n_g^2 - \varepsilon_0 \cos^2 \alpha}{n_g^2 - \varepsilon_\infty \cos^2 \alpha} - \frac{\gamma^2}{4\omega_{\rm TO}^2}}.$$
 (1.21)

Уравнение (1.20) описывает квазимонохроматический волновой пакет, распространяющийся позади оптического импульса со скоростью $V \cos \alpha$ в направлении перпендикулярном фронту интенсивности оптического импульса (под углом α к оси y) и затухающий с декрементом $\gamma/(2V)$ с увеличением расстояния от импульса. Зависимость частоты ω_0 от $\alpha - \alpha_{cr}$ для образцов 10 K SLN, GaAs^(3.5) и GaAs^(1.8) показана на рисунке 1.4(а).



Рисунок 1.4 – (а) Частота синхронизованной волны ω_0 как функция $\alpha - \alpha_{cr}$ для 10 K SLN при лазерной накачке на длине волны 0.8 мкм

(штриховая кривая), GaAs при лазерной накачке на длине волны 3.5 мкм (сплошная кривая) и 1.8 мкм (точечная кривая). (b) Спектр $|E_z(\omega)|$ при различных *x* (указан в мм рядом с кривыми) для таких же параметров, как и на рисунке 1.3 (c).

Для изучения динамики формирования предельного поля (1.20) в зависимости от *x*, свободная и вынужденная волновые части уравнения (1.14) должны быть учтены. Так как это невозможно сделать аналитически, мы исследовали интеграл (1.14) численно. Мы использовали те же параметры что и для режима при отсутствии фазового синхронизма за исключением $\alpha = 62.4^{\circ}$. Соответствующие структура поля и осциллограммы при различных *x* изображены на рисунках 1.2(b) и 1.3(b), соответственно.

Пространственная структура поля (рисунок 1.2(b))) включает в себя синхронизованную волну (которая распространяется под углом $\alpha = 62.4^{\circ}$ к оси у и становиться более выделенной с расстоянием x), ближнее поле нелинейного источника (который находится в области переднего фронта синхронизованной волны) и переходное излучение. Различные частотные компоненты переходного излучения распространяются под разными углами $\beta = \arctan[n_{g}n_{c}^{-1}(\omega)\tan\alpha]$ к оси y, согласно уравнению (1.14). Фронт излучения, сформированный низкочастотными компонентами с $\beta = \arctan(n_{g}n_{c0}^{-1}\tan\alpha) \approx 64.3^{\circ}$, распространяется впереди лазерного импульса (это отличается от режима отсутствия синхронизма на рисунке 1.2(a)). Остальные частотные компоненты переходного излучения и взаимодействуют с синхронизованной волной. Переходное излечением затухает с x в связи с поглощением и дисперсионным расплыванием, следовательно, постепенно формируется предельная форма синхронизованной волны.

Осциллограммы при различных x (рисунок 1.3(с)) более подробно показывают динамику формирования терагерцового импульса. Согласно рисунку 1.3(с), динамика может быть разделена на два этапа. Во время первого этапа, у импульса растет амплитуда и нет заметных изменений в его форме (смотри осциллограммы при x = 0.05, 0.25, и 0.6 мм). Во время второго этапа, импульс удлиняется без заметных изменений в амплитуде (смотри осциллограммы для

x = 1.2 и 2 мм). Для того чтобы понять динамику этих двух этапов и определить расстояние, при котором происходит переход от первой стадии ко второй, мы построили спектр поля $|E_z(\omega)|$ на рисунке 1.4(b) в нескольких точках по оси х. Для *x* < 1.2 мм главная часть спектра растет с *x*. Это означает, что импульс также растет по ходу распространения без изменения формы. После x = 1.2 мм часть спектра в окрестности определенной частоты $\omega_h / (2\pi) \approx 1$ начинает уменьшаться с ростом *x*, в то время как другие частоты продолжают расти (наиболее быстро в окрестности частоты $\omega_0 / (2\pi) \approx 1.8$ ТГц, для которой выполняется условие синхронизма). Следовательно, спектр начинает деформироваться. Соответственно, профиль импульса тоже меняется. Расстояние, на котором это начинает происходить было введено в [13] как длина формирования L_b Эта длина характеризует динамку генерации терагерцового излучения в режиме фазового синхронизма для обыкновенных оптических импульсах (без наклона фронта интенсивности) в субсветовых $(n_e > \sqrt{\varepsilon_0})$ кристаллах. Мы обобщаем эту характеристическую длину на случай импульса с наклонным фронтом интенсивности. Аналитически, *L*_{*b*} может быть получена из уравнения $\partial |\vec{E}_z(\omega, x)| / \partial x = 0$. Это уравнение определяет длину когерентности $L_{coh}(\omega)$ как расстояние *x*, при котором произвольная спектральная компонента ω достигает максимума. Используя зависимость $L_{coh}(\omega)$ можно найти частоту ω_h , которая дает минимальное значение $L_{coh}(\omega)$ и определяет соответствующую ЛЛИНV формирования $L_b = \min L_{coh}(\omega) = L_{coh}(\omega_b)$ (частоты в части спектра $\omega \in \omega_0$ играют основную роль). Для выражения $|E_z(\omega, x)|$, взятое из уравнения (1.14) получаем:

$$L_{b} = \pi c \omega_{b}^{-1} |n_{c}(\omega_{b}) - n_{g}|^{-1}$$
(1.22)

и $L_b \approx 1.2$ мм при $\omega_b \approx 1$ для $\alpha = 62.4^\circ$ и параметров 10 K SLN.

Для α ,чуть большего чем α_{cr} , $n_{c0} \approx n_g$ и для $0 < x = L_b$ уравнение (1.14) может быть оценено аналитически. Действительно, аппроксимируя $(n_v + n_g)/(n_v + n_c) \approx 1$ и $\exp[-ix\omega(n_c - n_g)/c] \approx 1 - ix\omega(n_c - n_g)/c$ в уравнении (1.14) мы приходим к потому же уравнению (1.18), как и без режима фазового синхронизма для $0 < x = L_w$. Следовательно, динамика формирования терагерцового поля при
маленьких расстояниях *x* схожа для $\alpha \in \alpha_{cr}$ и $\alpha \% \alpha_{cr}$. Эта схожесть четко прослеживается на рисунках 1.3(a) и 1.3(c).

Если α существенно больше чем α_{cr} (частота синхронизованной волны ω_0 достаточно велика, рисунок 1.4(а)) и импульс лазера достаточно длинный для того чтобы выполнялось условие $\omega_0 \tau$? 2, то вклады от полюсов в уравнении (1.14) не спектральной плотности существенны ввиду зарезания функцией $F(\omega)$. Следовательно, волна фазового синхронизма почти не возбуждается и её амплитудой можно пренебречь (см. уравнение (1.20)). Если дополнительно выполняется $\tau >> (2/\omega_{TO})[1 + (\varepsilon_0 - \varepsilon_{\infty})/(n_g^2 - n_{cO}^2)]^{1/2}$, то можно пренебречь также и дисперсией, тогда уравнение (1.14) сводится к одному из уравнений (1.15) или (1.16) в зависимости от того $\alpha < \alpha_1$ или $\alpha > \alpha_1$, соответственно. Этот ограничивающий случай является аналогом сильно-досветового режима терагерцовой генерации обычным лазерным импульсом [20]. В этот режиме динамика формирования терагерцового поля характеризуется длиной сноса L_w, получаемой из уравнения (1.17) с переставленными членами n_{c0} и n_g , а не длиной формирования L_b [20].

Рисунок 1.3(d) демонстрирует зависимость от *х* максимального поля в терагерцовом импульсе $|E_z|^{max}$, полученную численно при помощи уравнения (1.14), для 10 K SLN, $\alpha = 62.4^{\circ}$, и разных τ_{FWHM} . Для $\tau_{FWHM} = 100$ фс и для 200 фс зависимость согласуется с описанной выше динамикой: $|E_z|^{max}$ растет с *x*, пока *x* меньше чем L_b , получаемая из уравнения (1.22), и для $x > L_b$ практически совпадает с амплитудой в режиме фазового синхронизма, получаемой из уравнения (1.20). Для $\tau_{FWHM} = 600$ фс зависимость соответствует сильно досветовому режиму терагерцовой генерации: длина роста $|E_z|^{max}$ равна $L_w \approx 1.2$ мм, а не L_b , и стационарное значение $|E_z|^{max}$ для $x > L_w$ совпадет амплитудой ближнего поля E_{max} , получаемой из уравнения (1.20) (с поменянными местами членами ε_0 и $(n_g / \cos \alpha)^2$), а не с амплитудой волны фазового синхронизованной волны можно пренебречь в этом случае).

Интересно, что для $\alpha > \alpha_2$ с $\alpha_2 = \arctan(\sqrt{\varepsilon_0} / n_g)$ и $\tau >> (2/\omega_{TO})[1 + (\varepsilon_0 - \varepsilon_{\infty})/(n_g^2 \tan^2 \alpha - \varepsilon_0)]^{1/2}$, n_c в уравнении (1.14) чисто мнимые для всех спектральных компонент внутри гауссова множителя $F(\omega)$ и ,следовательно, переходное излучение в кристалле почти не возбуждается (нет излучения в вакуум также из-за $\alpha_2 > \alpha_1$). Для образцов 10 K SLN, GaAs^(3.5), и GaAs^(1.8) мы получаем $\alpha_2 \approx 64.8^\circ$, 46.9° и 45.7° соответственно.



Рисунок 1.5 – (a) $|E_z|^{max}$ как функция $\alpha - \alpha_{cr}$ для 10 K SLN, GaAs^(3.5) и GaAs^(1.8) .Пиковая интенсивность лазера $I_0 = 1 \Gamma B T/cm^2$ и $\tau_{FWHM} = 200 \, \varphi c$. (b) Линии изображают L_w ($\alpha - \alpha_{cr} < 0$) и L_b ($\alpha - \alpha_{cr} > 0$) как функции $\alpha - \alpha_{cr}$ (L_w при $\tau_{FWHM} = 200 \, \varphi c$).

Сравним теперь возможности генерации терагерцового излучения в случаях 10 K SLN, GaAs^(1.8) и GaAs^(3.5). Рисунок 1.5 изображает максимальное поле в сгенерированном терагерцовом импульсе $|E_z|^{max}$ (рисунок 1.5(a)), полученное численно на базе уравнения (1.14), а также длины выбегания и формирования (рисунок 1.5(b)), полученные из уравнения (1.17) и (1.22) соответственно, как функции $\alpha - \alpha_{cr}$ для трех случаев. Несколько выводов можно сделать на основе рисунка 1.5. Во-первых, при одинаковой расстройке угла $|\alpha - \alpha_{cr}|$, $|E_z|^{max}$ больше в режиме фазового синхронизма ($\alpha - \alpha_{cr} > 0$), чем при отсутствии синхронизма ($\alpha - \alpha_{cr} < 0$), см. также рисунок 3(a),(b). Во-вторых, $|E_z|^{max}$ увеличивается с уменьшением $|\alpha - \alpha_{cr}|$. Так как длины L_b и L_w также увеличиваются с уменьшением $|\alpha - \alpha_{cr}|$, более толстые кристаллы необходимы для получения больших полей. В третьих, существенно большие поля | E_z |^{max} могут быть получены в GaAs чем в SLN при одинаковой интенсивности лазерной накачки. Это выглядит неожиданным, т.к. нелинейный коэффициент GaAs в 2.2 раза меньше чем у SLN. Для примера, L_b paвен 10 мм в GaAs^(1.8) и только 0.3 мм в SLN при $\alpha - \alpha_{cr} = 1^{\circ}$ (рисунок 1.5(b)). Следует заметить, что для расстояний больших нескольких миллиметров дифракция и дисперсия лазерного импульса с наклонным фронтом интенсивности может привести к уменьшению поля $|E_z|^{max}$ в GaAs . Для оценки этого эффекта требуются более общие соображения, выходящие за пределы модели фиксированной нелинейной поляризации (1.1). В-четвертых, согласно рисунку 1.5(а) GaAs^(1.8) может обеспечивать большие $|E_z|^{max}$ по сравнению с GaAs^(3.5), но опять при больших длинах взаимодействия между лазером накачки и терагерцовым пучком. Кроме того, значения на рисунке 1.5 (а) получены для фиксированной величины пика лазерной интенсивности I₀. В тоже время, т.к. многофотонное поглощение менее значимо для GaAs^(3.5) чем для GaAs^(1.8), GaAs^(3.5) может быть лучшим кандидатом для получения больших $|E_z|^{max}$ с большими I_0 .

1.4 Структура терагерцового поля и эффективность оптико-терагерцовой конверсии для лазерного импульса конечного поперечного размера

Для лазерного пучка конечного поперечного размера динамика формирования терагерцового поля в кристалле описывается уравнениями (1.6) и (1.7). Перед численными расчетами с использованием этих уравнений, рассмотрим качественно особенности конечного поперечного размера лазерного пучка. Можно выделить две основные особенности. Во-первых, лазерный импульс конечного поперечного размера генерирует черенковский клин терагерцовых волн (в двумерном приближении). Этот эффект отсутствует в планарном приближении. Во-вторых, генерируемое терагерцовые излучение испытывает поперечный вынос из области генерации, т.е. с течением времени выходит из области $-\ell_{\perp} < y < \ell_{\perp}$,

где распространяется лазерный импульс. Для описания данного эффекта введем новый параметр – длину поперечного выбегания.

Для переходного излучения эффект поперечного выбегания проиллюстрирован на рисунке 1.6(а). Поскольку импульс переходного излучения распространяется под углом β к оси *x*, этот импульс покидает область $-\ell_{\perp} < y < \ell_{\perp}$ при $x = L_{tw}^{trans}$, где $L_{tw}^{trans} = 2\ell_{\perp}\cos\beta$ - длина поперечного выбегания переходного излучения. Закрашенная треугольная область на рисунке 1.6(а) отображает область, где генерируемое ТГц поле (исключая черенковское излучение) может быть описано в планарном приближении. В области правее линии АВ, терагерцовое поле описывается развитой ранее стационарной теорией [12]. Если $L_{tw}^{trans} < L_w$, то динамика разделения ближнего поля и переходного излучения определяется поперечной длиной выбегания L_{tw}^{trans} , а не длиной L_w , определяющей их продольное разделение.



Рисунок 1.6 – Пояснение поперечного выбегания (а) переходного излучения и (б) синхронизованной волны.

Синхронизованная волна (с частой ω_0) также испытывает эффект поперечного выбегания (см. рисунок 1.6(б)). В отличие от переходного излучения, синхронизованная волна генерируется лазерным импульсом непрерывно, не только на границе кристалла. Согласно принципу Гюйгенса, синхронизованная волна в определенный момент времени может быть представлена в виде суперпозиции

парциальных волн, излученный из точек, которые были пройдены лазерным В предыдущий момент времени. Благодаря интерференции, импульсом парциальные волны только с волновым вектором, перпендикулярным фронту лазерного импульса формируют интенсивности сохраняются И Поскольку синхронизированную волну. синхронизированная волна распространяется под углом α к оси *x*, парциальные волны, генерируемые правым нижнем концом лазерного импульса покидают область $-\ell_{\perp} < y < \ell_{\perp}$ после прохождения расстояния $L_{tw}^{ph-m} = 2\ell_{\perp} \cos \alpha$ вдоль оси *х*. Длина L_{tw}^{ph-m} является поперечной длиной выбегания синхронизованной волны. При $x < L_{nw}^{ph-m}$ парциальная волна на частоте ω_0 распространяется синхронно с лазерным импульсом по нормали к фронту интенсивности и постепенно дрейфует к верхнему краю импульса. Амплитуда парциальной волны растет линейно вследствие взаимодействия с лазерным импульсом. Когда парциальная волна покидает область $-\ell_{\perp} < y < \ell_{\perp}$, она испытывает поглощение и дифракционное расплывание. Если $L_{tw}^{pm-m} < L_b$, то первая стадия формирования синхронизованной волны не успевает закончиться, в результате чего амплитуда лазерного импульса не достигнет предельного значения, определяемого выражением (1.20).

На практике, наибольший интерес представляют углы наклона фронта интенсивности вблизи критического значения $\alpha \approx \alpha_{cr}$. При таких углах $\beta \approx \alpha \approx \alpha_{cr}$, следовательно можно ввести одну поперечную длину выбегания

$$L_{tw} = 2\ell_{\perp} \cos \alpha_{cr} = \frac{n_g}{\sqrt{\varepsilon_0}}.$$
(1.23)

вместо двух длин L_{tw}^{pm-m} и L_{tw}^{trans} .

Структура терагерцового поля, рассчитанная по точным формулам (1.6), (1.7), приведена на рисунке 1.7 и иллюстрирует рассмотренный выше качественный анализ. На рисунке можно выделить переходное излучение, распространяющееся под углом β относительно направления распространения лазерного импульса, ближнее поле, локализованное в области огибающей лазерного импульса, синхронизированную волну, распространяющуюся за лазерным импульсом, и черенкосвкий конус низкочастотного излучения. Видно, что часть синхронизованной волны, вышедшей из области распространения

лазерного импульса, испытывает затухание. Максимальное значение поля синхронизованной волны достигается около верхней границы лазерного пучка.



Рисунок 1.7 – Структура генерируемого терагерцового поля при конечном поперечном размере лазерного пучка. Поперечный размер $\ell_{\perp FWHM} = 4$ мм, интенсивность лазерного импульса 10 ГВт/см², длительность 200 фс, угол наклона фронта интенсивности $\alpha = 62.9^{\circ}$.

Ha эффективность рисунке 1.8 показана генерации терагерцового рассчитанная по формулам (1.12), (1.13) для кристаллов GaAs и LiNbO₃. Расчет выполнен для лазерного пучка с поперечным размером 5 мм и фиксированной Видно, что эффективность оптико-терагерцовой конверсии интенсивности. выходит на насыщение при некоторой длине кристалла, при этом для каждого угла α длина, на которой это насыщение происходит, различна. Для случаев со слабым поглощением на терагерцовых частотах (рисунки 1.8(а) и 1.8(б)), максимум эффективности достигается при угле α, немного превышающем критический угол α_{cr} . При сильном поглощении (рисунок 1.8(в)) эффективность максимальна при $\alpha =$ α_{ст}. Можно отметить, что эффективность генерации ТГц излучения в GaAs в два раза превышает LiNbO₃ (при одинаковой интенсивности) и достигает 2 %. Однако для достижения такой эффективности требуются длинные кристаллы, порядка несколько сантиметров. Эффективность генерации в LiNbO₃ при комнатной температуре в 50 раз меньше, по сравнению с охлажденным кристаллом.



Рисунок 1.8 – Эффективность оптико-терагерцовой конверсии в зависимости от расстройки угла $\alpha - \alpha_{cr}$ и длины кристалла *L* для (а) GaAs при накачке лазерным излучением на длине волны 1.8 мкм, (б) и (в) LiNbO₃ при накачке лазерным излучением на длине волны 0.8 мкм при 10 К и комнатной температурах, соответственно. Поперечный размер лазерного пучка $\ell_{\perp FWHM} = 5$ мм.

1.5 Выводы

Развита теория генерации терагерцовых волн фемтосекундным лазерным импульсом с наклонным фронтом интенсивности, распространяющимся через электрооптический кристалл конечной толщины. Теория объясняет переходные процессы на входной границы кристалла и позволяет исследовать динамику терагерцовой генерации в кристалле. В теории введены продольные длины выбегания и формирования терагерцового поля, а также поперечная длина выбегания, являющиеся важными параметрами для понимания процесса генерации терагерцового поля. Рассмотрены две типичные экспериментальный ситуации генерации ТГц излучения: кристалл LiNbO₃ при накачке импульсами титан-

сапфирового лазера (длина волны 0.8 мкм) при комнатной и криогенной температурах, также предложена и исследована новая схема, в которой GaAs накачивается лазерными импульсами на длинах волн 1.8 и 3.5 мкм. Рассчитаны параметры лазерного импульса (поперечный размер, угол наклона и длительность импульса) и размер кристалла, которые максимизируют терагерцовое излучение.

2 Проведение расчетов и математического моделирования для разработки метода генерации терагерцового излучения при оптическом пробое сплошных и нанодисперсных сред

2.1 Исследование процессов возбуждения и последующего переизлучения собственных дипольных колебаний атомного кластера, ионизируемого лазерными импульсами высокой интенсивности

2.1.1 Введение

Резонансы плазменных тел малых размеров в электромагнитных полях различных частотных диапазонов исследуются теоретически и экспериментально начиная с середины прошлого века. Эти исследования были связаны с разнообразными проблемами взаимодействия волн с плазмой: такими как резонансное рассеяние от ионизированных метеорных следов и лабораторной газоразрядной плазмы (так называемые резонансы Тонкса-Даттнера) [21-23], каналирование волн плазменными волноводами [24], оптические свойства малых металлических частиц [25] и так далее. В последнее десятилетие плазменный резонанс привлекают внимание как возможный физический механизм гигантской концентрации энергии оптического поля И ee эффективного вклада (сопровождаемого генерацией рентгеновского излучения высокоэнергичных частиц) в атомные кластеры, ионизируемые интенсивными лазерными импульсами [26]. Различные аспекты лазерно-кластерного резонансного взаимодействия исследовались на основе как линейного, так и нелинейного подходов в целом ряде работ (смотри [27-34] и цитированные там статьи). В исходных (линейных) теоретических моделях, рассматривавшихся до настоящего времени, резонанс проявляется как резкое возрастание амплитуды вынужденных колебаний поля

скорости электронов при прохождении частоты собственных дипольных колебаний кластера ω_s (пропорциональной квадратному корню из плотности плазмы N(t)), через значения, близкие к несущей частоте ω_0 лазерного импульса. Как правило, резонанс возникает и существует в течение достаточно большого промежутка времени только в сравнительно длинных импульсах на поздних стадиях эволюции кластера, когда плотность плазмы медленно снижается вследствие его расширения.

Однако описанная общая картина явления резонанса недостаточна полна. В частности, она не принимает во внимание *свободные* (собственные) колебания кластера, возбуждаемые в момент перехода плотности плазмы через точку резонанса. В случае не слишком сильного затухания эти колебания сохраняются в кластере сравнительно долго и после прохождения через резонанс и могут сильно повлиять на спектр рассеянного излучения и величину энергии, вкладываемой в кластерную плазму. Весьма существенно, что эти явления могут иметь место в импульсах малой длительности благодаря эффективному возбуждению свободных колебаний на короткой начальной стадии ионизации кластера.

Родственные ионизационно-индуцированного возбуждения явления низкочастотных плазменных колебаний лазерным импульсом сверхмалой длительности (содержащим лишь несколько периодов оптических колебаний) в газе низкой плотности в настоящее время привлекают внимание в связи с возможностью их использования для оптико-терагерцовой конверсии и фазовой диагностики оптических полей [32-33]. В применении к кластерной плазме (имеющей твердотельную плотность $N \sim 10^{22} \text{ cm}^{-3}$) рассматриваемый эффект может очевидно обеспечить эффективную конверсию волн в широком диапазоне оптического спектра. Как показано ниже на основании простой плазменнополяризационной модели, ионизация ксенонового кластера малоцикловым лазерным импульсом умеренной интенсивности может сопровождаться очень большим (от ближнего инфракрасного до ультрафиолетового) сдвигом частоты излучения, рассеиваемого одиночным кластером, и сравнительно большим энерговкладом в плазму.

2.1.2 Преобразование электромагнитного излучения в процессе пробоя атомного кластера ультракоротким лазерным импульсом

45

В рамках рассматриваемой модели исходные уравнения для внутреннего электрического поля $\mathbf{E}(t)$ и дипольного момента $\mathbf{p}(t)$ однородного сферического кластера малых размеров имеют вид

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_L - (\mathbf{p} / a^3) + (2\mathbf{\ddot{p}} / 3c^3), \qquad (2.1)$$

$$\ddot{\mathbf{p}} + v_{eff} \, \dot{\mathbf{p}} + \omega_s^2(t) \mathbf{p} = a^3 \omega_s^2(t) \Big(\mathbf{E}_L(t) + (2\ddot{\mathbf{p}} / 3c^3) \Big). \tag{2.2}$$

Здесь $\mathbf{E}_{L} = \mathbf{e}_{x} E_{0} \cos(\omega_{0} t + \varphi_{0}) \exp(-t^{2}/\tau^{2})$ – заданное (невозмущенное) электрическое поле падающего (гауссового) лазерного импульса, $\tau = \tau_{p}/\sqrt{2 \ln 2}$, τ_{p} – длительность импульса (полная ширина на уровне половины максимума интенсивности I(t)), φ_{0} – сдвиг фаз между несущей и огибающей; $\omega_{s} = \omega_{p}/\sqrt{3}$ – собственная частота поверхностного плазмона для шара (частота Ми), $\omega_{p} = (4\pi e^{2} N/m)^{1/2}$, *e* и *m* – заряд и масса электрона соответственно, *c* – скорость света в вакууме. Эффективная частота соударений v_{eff} определяется соударениями электронов с ионами и с границами кластера [25, 34]. Радиус кластера *a* предполагается малым по сравнению с длинами волн λ , отвечающими характерным частотам процесса ($\omega a/c \ll 1$, $\omega \sim \omega_{0}, \omega_{s}$), но большим по сравнению амплитудой $x_{\sim} = eE/m\omega^{2}$ электронных колебаний, вызванных электрическим полем.

Интересующие процессы возбуждения, переизлучения в окружающее пространство и поглощения свободных колебаний длятся только очень малое время (~3–10 фс) после начала процесса ионизации, в течение которого столкновительный нагрев электронов и последующая ионизация атомов электронным ударом еще не существенны. Поскольку тепловая скорость электронов V_T в это время остается порядка (или меньше) амплитуды их осцилляторной скорости $u_{\sim} \sim x_{\sim} / \omega_0$ [35], второе из сформулированных выше ограничений ($x_{\sim} << a$) означает, что дебаевская длина $\lambda_D \sim V_T / \omega_p$ на основной стадии процесса (исключая самое его начало, когда выполнено условие $\omega_p << \omega_0$, т.е. плазма фактически еще не образовалась) также мала по сравнению с радиусом *a*. Отсюда следует, что в интересующих нас условиях преобладающая часть электронов не может покинуть кластер и временная эволюция плотности плазмы

N(t) определяется в основном внутренней ионизацией, скорость которой определяется величиной самосогласованного электрического полям внутри плазмы |E(t)|, подчиненным уравнению (2.1). Заметим, что существование подобного ионизационного режима на начальной стадии эволюции кластеров больших размеров (при выполнении условий x_{\sim} , $\lambda_D << a$) подтверждается результатами детальных аналитических расчетов численного моделирования (смотри, например, [27, 36]). Следуя хорошо известной модельной аппроксимации, использовавшейся ранее для описания таких режимов [26, 27, 36], рассчитывалась функция N(t), основываясь на теории Переломова, Попова, Терентьева и Амосова, Делоне, Крайнова с учетом как однократной, так множественной (двух- и трехкратной) туннельной ионизации атомов. Соответствующие уравнения для скорости ионизации dN/dt интегрировались численно совместно с уравнениями (2.1), (2.2) для ксенонового кластера (атомная плотность $N_a \approx 1.6 \times 10^{22} \, \mathrm{cm}^{-3}$) с радиусом *а* ~ 10-30 нм, облучаемого лазерным импульсом ближне-инфракрасного диапазона ($\lambda_0 = 2\pi c / \omega_0 = 800$ нм) с длительностью $\tau_p \sim 3 - 20$ фс и интенсивностью $I \sim 3 \cdot 10^{14} - 2 \cdot 10^{15} \text{Bt/cm}^2$. Полное число атомов в кластере для указанных значений радиуса $N_{\Sigma} = (4\pi/3)N_a a^3 \sim 10^5 \cdot 10^6$. Величина v_{eff} в уравнении (2.2) рассчитывалась как сумма частот соударений электронов с ионами ($v_{ei} \propto V_T^{-3}$) и с кластера ($v_h = V_T / 2a$) при тепловой скорости электронов, границей аппроксимируемой выражением $V_T = eE_0 / (\sqrt{2}m\omega_0)$ [34]. Величины V_T и v_{eff} , вычисленные таким образом, слабо отличаются от соответствующих значений, рассчитанных в работе [37] с учетом эффектов, обусловленных неидеальностью плазмы. Фактически, в нашем случае эти эффекты ослаблены благодаря меньшим значениям максимальной электронной плотности (N_{max} < 2N_a). Интервал значений параметров, использованных в расчетах, примерно соответствует области применимости использованной модели. Результаты расчетов представлены на рисунках 2.1-2.3.

Общий сценарий эволюции поля и плазмы иллюстрируется кривыми на рисунке 2.1, где E, E_L и p обозначают x-компоненты соответствующих векторов, N_2 - плотность дважды ионизированных атомов (плотность однократной

ионизации $N_1 = N - N_2$ не показана; трехкратная ионизация в рассмотренном примере пренебрежимо мала). Ионизация начинается фактически в некоторый момент времени t_c, когда величина электрического поля на переднем фронте импульса достигает значения $E_c \approx 0.1 E_a$, где $E_a = 5.14 \times 10^9 \,\text{B/cm}$ – атомная единица напряженности поля. При *t* > *t*_c плотность плазмы быстро увеличивается и в некоторый момент времени t₁ (приблизительно через один оптический период) достигает своего верхнего предела (здесь $N_{\text{max}} \approx 1.6 N_a$). Поскольку собственная частота ω_s поверхностного плазмона изменяется на этом временном интервале от нуля до значения $\omega_{s \max} = \omega_p (N_{\max}) / \sqrt{3} \approx 5.2 \cdot 10^{15} \text{ c}^{-1}$, превышающего несущую частоту импульса $\omega_0 = 2.35 \times 10^{15} \,\mathrm{c}^{-1}$, ионизация сопровождается большими отклонениями самосогласованного поля от невозмущенного поля $E_L(t)$ и происходит эффективное возбуждение колебаний дипольного момента. Сразу по завершении полевой ионизации (при $t \ge t_1$) эволюция поля и дипольного момента описывается аналитическим решением, легко определяемым из уравнений (1) и (2) как суперпозиция вынужденных и свободных (собственных) колебаний (здесь и далее



Рисунок 2.1 - Временные зависимости: (а) электрического поля E_L / E_0 и его огибающей (пунктирная кривая) в невозмущенном лазерном импульсе; (b) самосогласованного электрического поля E/E_0 в кластере; (c) дипольного момента кластера $p(t) / p_0$ ($p_0 = a^3 E_0$), полной плотности плазмы N / N_a и плотности дважды ионизированных атомов N_2 / N_a для ксенонового кластера радиуса a = 20 нм, облучаемого лазерным импульсом с длиной волны 800 нм, длительностью 2.7 фс и максимальной интенсивностью 7×10^{14} BT/cm².

помечаемых индексами f и n, соответственно): $p = p_f + p_n$, $E = E_f + E_n$. При условиях $\omega_0 \tau_p >> 1$, $\omega_s >> \gamma_n$ приближенно имеем

$$p_{f} = \operatorname{Re}\left[\frac{\omega_{s}^{2}a^{3}E_{0}}{\omega_{s}^{2} - \omega_{0}^{2} - 2i\omega_{0}\gamma_{f}}\exp(-\frac{t^{2}}{\tau^{2}} - i\omega_{0}t)\right],$$
(2.3)

$$p_n = p_1 \cos(\omega_s t + \varphi_1 - \frac{2\gamma_n}{\omega_s}) \exp(-\gamma_n t), \qquad (2.4)$$

где $\gamma_n = \gamma_a + \gamma_r$ – суммарная константа затухания свободных колебаний, $\gamma_a = v_{eff} / 2$ и $\gamma_r = \omega_s^4 a^3 / (3c^3)$ – константы столкновительного и радиационного затухания соответственно, $\gamma_f = (v_{eff} / 2) + \gamma_r (\omega_0 / \omega_s)^2$, p_1 и φ_1 – начальные амплитуда и фаза, которые могут быть найдены путем численного интегрирования исходных уравнений. Вообще говоря, детали кривых E(t), p(t) и положения крутых и пологих участков кривой N(t) зависят от фазы несущей импульса φ_0 . Однако соответствующие огибающие и средние кривые, так же как описанные ниже спектры рассеянного излучения и поглощенная плазмой энергия в рассмотренной области параметров слабо зависят от этой фазы. Поэтому результаты расчетов представлены для её единственного значения $\varphi_0 = 0$.

Анализ представленных кривых показывает, что в рассмотренном случае амплитуды поля вынужденных и свободных колебаний сразу после завершения ионизации по порядку величины одинаковы ($E_1 \sim |E_f|$), однако их дальнейшее поведение (при $t > t_1$) существенно различно. Вынужденные колебания следуют огибающей гауссового импульса и существуют только в течение времени $t \sim \tau_p$. Амплитуды свободных колебаний уменьшаются в соответствии с выражением (2.4) благодаря их затуханию, вызванному потерями энергии и, будучи однажды возбужденными, не зависят от поля лазерного импульса Е_L. Относительный вклад вынужденных и свободных колебаний в формирование спектров рассеянного излучения и в величины переизлученной и поглощенной энергии определяется очевидно значением параметра $\alpha = \gamma_n \tau_p$: чем меньше этот параметр, тем больше роль свободных колебаний. В интересующей нас области скорость затухания то определяется В основном внутренними потерями, есть равна $\gamma_n \approx v_{eff} / 2 \sim \omega_s / 10 \sim 0.5 \times 10^{15} \text{ c}^{-1}$, так что параметр α оказывается сравнительно небольшим лишь для малоцикловых импульсов. Кривые на рисунке 2.1



1. Рисунок 2.2 - Спектры энергии J_{ω}/J_0 (жирные сплошные линии), рассеянной ксеноновым кластером при тех условиях, как на рисунке 1, для двух длительностей импульса: 5.4 фc (a) и 2.7 фc (b). На рисунке также показаны аналогичные спектры, формируемые в случае, когда импульсы рассеиваются кластером с постоянной плотностью плазмы $N = N_a$ (пунктирные линии) и идеально проводящим шаром (тонкие сплошные линии) того же радиуса. Все спектры нормированы на максимум тонкой сплошной кривой в случае (a).

длительностью $\tau_p = 2.7$ фс, которая близка к минимальным значениям, достигнутым в настоящее время методами импульсной компрессии [38, 39]. В этом случае ($\alpha = 1.4$) свободные колебания достаточно существенны: поле внутри кластера и его дипольный момент сохраняются в течение достаточно большого промежутка времени после прохождения импульса.

Вычисление дипольного момента p(t) позволяет найти основные энергетические характеристики процесса: переизлучённую (то есть рассеянную кластером) мощность $P(t) = 2(\ddot{p})^2 / (3c^3)$, ее частотный спектр J_{ω} , рассеянную

энергию $W_r = \int J_{\omega} d\omega$, полную энергию, потерянную импульсом $W_t = \int_{-\infty}^{+\infty} \dot{p} E_J dt$, и энергию, поглощенную плазмой $W_a = W_t - W_r$. Спектры оптического излучения J₀₀, рассеянного кластером, изображены для двух значений длительности импульса на рисунке 2 (сплошные кривые). Кривая на рисунке 2.2 (а) демонстрирует наличие двух пиков рассеянного спектра вблизи частот ω_s и ω_0 . Отношение их высот $J_{\omega s}$ / $J_{\omega 0}$ увеличивается с уменьшением длительности импульса. При $\tau_p = 2.7$ фс (рисунок 2.2 (b) второй пик фактически исчезает и рассеянное излучение концентрируется в основном в сравнительно узкой спектральной полосе (~ γ_n) вблизи частоты ω_s , то есть кластер, облучаемый импульсом ближнеинфракрасного диапазона (800 нм), рассеивает в основном как источник ультрафиолетового излучения (360 нм). Чтобы убедиться в том что этот сильный сдвиг частоты вверх действительно вызван изменением плотности плазмы в процессе ионизации (а не просто уширением спектра импульса при уменьшении его длительности), были рассчитаны спектры рассеянного излучения (смотри рисунок 2), формируемые тем же самым падающим импульсом, облучающим кластер с постоянной плотностью плазмы $N = N_{\text{max}}$ (пунктирные кривые) и идеально проводящий шар (тонкие сплошные линии) того же радиуса. Оба эти спектра близки друг к другу и к спектру падающего импульса.

Подобные описанным выше спектры рассеяния малоцикловых лазерных импульсов умеренной интенсивности были получены недавно в результате моделирования лазерно-кластерного взаимодействия методом частиц в ячейках в работе [31], где эти спектры не вполне обоснованно связывались с явлением генерации гармоник несущей частоты лазерного импульса. По-видимому, близость первого (сильнейшего из наблюдаемых) спектральных пиков ко второй гармонике лазера при интенсивности ~ 10^{14} Вт/см² была в этом моделировании чисто случайной, поскольку ангармонизм колебаний электронов в этом случае слишком слаб (нелинейный параметр $x_{\sim} / a \sim 0.1$). В то же время, наблюдавшиеся в [31] спектры могут быть легко объяснены и рассчитаны на основании описанной выше линейной схемы без привлечения нелинейных механизмов генерации гармоник. Следует также отметить, что рассмотренные нами эффекты частотной конверсии принципиально



2. Рисунок 2.3 - Зависимости (а) максимальной плотности плазмы N / N_a и (b) доли конвертируемой в ультрафиолетовую область энергии рассеянного излучения $\eta = \Delta W_r / W_r$ в полосе $\Delta \omega / \omega_s = \pm 15\%$ для кластеров радиуса 20 нм (жирные кривые) и 30

отличаются от тех, которые обусловлены явлением фазовой в длинном импульсе, распространяющемся в однородной среде с переменным показателем преломления. В применении к кластеризованной среде данное явление дает наблюдаемый, но весьма малый (~1%) сдвиг частоты вверх [28].

На рисунке 2.3 представлены зависимости (а) максимальной плотности плазмы N_{max} и (b) относительной доли энергии $\eta = \Delta W_r / W_r$, рассеянной внутри узкого спектрального интервала (±15%) вблизи частоты ω_s , от длительности импульса. Малые квазипериодические колебания на этих кривых являются проявлением упомянутой выше слабого влияния фазы поля φ_0 . Примечательно, что уменьшение длительности импульса при постоянной интенсивности падающего излучения приводит не только к увеличению энергетической эффективности конверсии (пропорциональной доле конвертируемого сигнала η), но также и росту ионизирующей способности импульса N_{max} / N_a , и, как

следствие, к росту коэффициента преобразования частоты ω_s / $\omega_0 \propto \sqrt{N_{\rm max}}$. Причиной этого является увеличение начальной амплитуды $E_1 = -p/a^3$ свободных колебаний. Оценивая эту амплитуду в рамках использованной приближенной модели как величину максимума лазерного поля E_L в момент времени, когда плотность плазмы проходит через резонансное значение $N = 3m\omega^2 / (4\pi e^2)$, находилась величина $E_1 = E_c \exp(\tau_0 / \tau_p)$, где $\tau_0 = (2\pi / \omega_0) \sqrt{2 \ln 2 \ln(E_0 / E_c)}$. Далее, используя очевидные аппроксимации $\Delta W_r \sim \omega_s^4 a^6 E_1^2 / (\gamma_t c^3), \quad W_r \sim \Delta W_r + \omega_0^4 a^6 E_0^2 \tau_p / c^3,$ получалось скейлинговое соотношение для эффективности конверсии: $\eta \propto \tau_p^{-1}$ при $\tau_p >> \tau_0$. Для одноциклового импульса (при $au_p \sim au_0$) коэффициент η , в согласии с кривыми, показанными на рисунке 2(b), приближается к единице; рассеянная и поглощенная энергии могут быть оценены в этом случае как $W_{r,a} \sim [\gamma_{r,a} / (\gamma_r + \gamma_a)] W_1$, где величина $W_1 \sim |p_1 E_1| / 2 \sim a^3 E_1^3 / 2$ есть энергия, закачанная в собственные колебания. В рассмотренных примерах отношение $W_r / W_a \sim \gamma_r / \gamma_a$ весьма мало (~0.01 и 0.1), но оно быстро возрастает (~ a³) с увеличением радиуса кластера и приближается к единице при $a \approx 40$ нм ($\omega_s a / c = 0.7$), вблизи границы области применимости нашей квазистатической модели. Заметим, что даже для рассмотренных нами предельно коротких импульсов умеренной интенсивности (I₀ ~10¹⁵ Вт/см²) поглощенная плазмой энергия, приходящаяся на один электрон, не очень мала: в конце рассмотренного процесса она составляет $W_a / N_{\Sigma} \sim 0.1$ -0.3 КэВ, предопределяя с неизбежностью дальнейшую ионизацию кластера на последующих стадиях его эволюции.

2.1.3 Выводы

1. Найдено, что быстрая ионизация многоатомного ксенонового кластера предельно коротким (малоцикловым) лазерным импульсом должна сопровождаться возникновением свободных (собственных) колебаний, игнорировавшихся в предыдущих исследованиях лазерно-кластерного взаимодействия. Частота этих колебаний (возбуждаемых

благодаря росту плотности плазмы на переднем фронте импульса) равна собственной частоте поверхностного плазмона ионизированного кластера. Благодаря их сравнительно медленному затуханию свободные колебания продолжаются и после прохождения импульса через кластер, увеличивая таким образом энерговклад в образовавшуюся плазму и сильно воздействуя на спектр рассеянного излучения. Заметим, что генерация лазерных импульсов с длительностью около одного оптического периода в настоящее время является практически решенной задачей, так что возможность экспериментального наблюдения предсказанных эффектов представляется достаточно реалистичной.

2.2 Исследование процессов ускорения электронов и возбуждения низкочастотных терагерцовых токов в плазме оптического разряда, создаваемой в газе предельно короткими лазерными импульсами

2.2.1 Введение

В настоящее время уделяется достаточно большое внимание исследованиям явления возбуждения остаточного тока в плазме, создаваемой предельно короткими (содержащим малое число периодов оптического поля) лазерными импульсами [32, 33, 35, 36]. Интерес к этому явлению обусловлен проблемой эффективного преобразования интенсивных лазерных импульсов в более низкочастотное излучение, в частности, в излучение терагерцового диапазона [32, 33, 40-42], остающегося в настоящее время достаточно труднодоступным и освоение которого является весьма актуальной задачей. Остаточная плотность тока является начальным толчком к поляризации созданной плазмы и возбуждению в ней излучающих колебаний, частоты которых определяются, в общем случае, плотностью и геометрическими размерами плазмы, частотой столкновений электронов с тяжелыми частицами и в широкой области параметров лазерных импульсов и давлений ионизируемого газа лежат в терагерцовом диапазоне частот.

В ходе выполнения проекта были проведены аналитические и численные исследования процессов ускорения электронов и возбуждения низкочастотных токов в плазме оптического разряда, создаваемой в газе предельно короткими

55

Рассчитываются циркулярно поляризованными лазерными импульсами. зависимости остаточной плотности тока от длительности и пиковой интенсивности лазерного импульса. На основе полуклассического подхода разрабатывается аналитическая модель и выводятся приближенные аналитические формулы, позволяющие рассчитать зависимости остаточной плотности тока OT интенсивности, длительности, и длины волны лазерного импульса, а также от потенциала ионизации атомов газа, с которым взаимодействует лазерный импульс.

2.2.2 Постановка задачи

Предполагалось, что электрическое поле лазерного импульса $\mathbf{E}(t)$, действующее на атом, имеет циркулярную поляризацию в плоскости декартовых координат *x* и *y* и зависит от времени *t* следующим образом:

$$\mathbf{E}(t) = E_0 \left(\mathbf{x}_0 \sin(\omega_L t) + \mathbf{y}_0 \cos(\omega_L t) \right) H \left(t / \tau_p \right), \tag{2.5}$$

где $H(t/\tau_p)$ - некоторая плавная функция, которая описывает огибающую лазерного импульса. Эта функция удовлетворяет следующим условиям: она имеет единственный максимум при t = 0,

$$H(0) = 1, \ H(1) = H(-1) = 1/\sqrt{2}, \ H(+\infty) = H(-\infty) = 0.$$
 (2.6)

В формуле (2.5), ω_L - центральная частота, τ_p - полная длительность импульса по уровню интенсивности ½, E_0 - максимум огибающей. Предполагалось, что пиковая интенсивность лазерного импульса $I = cE_0^2/4\pi$ (здесь *c* - скорость света) имеет сравнительно низкие значения $I \sim 10^{13} - 10^{16}$ Вт/см² и длина волны $\lambda_L = 2\pi c/\omega_L \sim 1$ мкм. При таких параметрах лазерного импульса можно пренебречь влиянием магнитного поля на движение электрона [43]. Предполагалось также, что создаваемая плазма имеет достаточно малую плотность, что позволяет пренебречь влиянием плазмы на лазерное поле, заданное в форме (2.5). Целью исследования было создание аналитического подхода к расчёту плотности электронного тока **ј**_{RCD}, остающегося в образованной плазме после прохождения ионизирующего лазерного импульса.

2.2.3 Полуклассический подход

Полуклассический подход к расчету остаточной плотности тока свободных электронов \mathbf{j}_{RCD} основан на следующих трёх предположениях: (а) электрон переходит из основного состояния атома в состояние континуума за время, много меньше времени характерного изменения напряженности электрического поля, (б) в момент отрыва от иона, электрон имеет нулевую скорость (или распределение электронов по скоростям изотропно), (в) движение свободного электрона под действием электрического поля лазерного импульса происходит по классическому закону, причем влиянием поля родительского иона пренебрегается. Поскольку в полуклассическом подходе не учитываются переходы электрона в возбуждённые состояния, полная плотность тока совпадает с плотностью тока свободных электронов. Величина остаточной плотности тока \mathbf{j}_{RCD} находится из решения классического уравнения для плотности тока электронов в плазме с переменным числом частиц,

$$\mathbf{j}_{\text{RCD}} = \frac{e^2}{m} \int_{-\infty}^{\infty} N(t) \mathbf{E}(t) dt , \qquad (2.7)$$

где

$$N(t) = N_g \left\{ 1 - \exp\left[-\int_{-\infty}^t w \left(|\mathbf{E}(t')| \right) dt' \right] \right\}$$
(2.8)

есть концентрация свободных электронов. В формуле (2.8) w есть вероятность ионизации атома в единицу времени в статическом электрическом поле [27, 30], совпадающим с мгновенным значением поля **E**(t).

2.2.4 Аналитическая модель

Для удобства вывода приближённого аналитического выражения для остаточной плотности тока, вводилась комплексная нормированная плотность тока j_c :

$$j_c = \left(j_{\text{RCD}x} + ij_{\text{RCD}y}\right) / j_{\text{osc}}$$
(2.9)

где *i* - мнимая единица, j_{RCDx} и j_{RCDy} - проекции \mathbf{j}_{RCD} на оси *x* и *y*. Модуль величины j_c совпадает с модулем нормированной плотности тока

$$\mathbf{j}_{\text{norm}} = \mathbf{j}_{\text{RCD}} / j_{\text{osc}}, \qquad (2.10)$$

где

$$j_{\rm osc} = e N_g V_{\rm osc} = \sqrt{2} e^2 N_g E_0 / m \omega_L \tag{2.11}$$

есть максимально возможное значение осцилляторной плотности тока. Нормированная плотность тока не зависит от начальной плотности атомов N_g и является безразмерным фактором, квадрат которого характеризует эффективность преобразования энергии лазерного импульса в энергию, запасённую в остаточном токе [32, 45, 46].

Делалась замена $\tilde{t} = t/\tau_p$ и $\eta = \omega_L \tau_p$, где \tilde{t} - безразмерное время, η - безразмерная длительность импульса. Вводилась функция

$$f(\tilde{t}) = i\tilde{t} - \frac{1}{\omega_L} \int_{-\infty}^{\tilde{t}} w \left(\left| E_0 H(t') \right| \right) dt'$$
(2.12)

Используя (2.7)-(2.9) и (2.12) получалось следующее выражение для комплексной нормированной плотности тока *j*_c:

$$j_{c} = \frac{\eta}{\sqrt{2}} \left(-\int_{-\infty}^{\infty} e^{\eta f(\tilde{t})} H(\tilde{t}) d\tilde{t} + \int_{-\infty}^{\infty} e^{i\eta \tilde{t}} H(\tilde{t}) d\tilde{t} \right) =$$

$$= \frac{\eta}{\sqrt{2}} \left(-I_{1}(\eta) + I_{2}(\eta) \right)$$
(2.13)

Делалась асимптотическая оценка интеграла $I_1(\eta)$ при $\eta >> 1$. Вводилась комплексная переменная ξ , такая, что $\operatorname{Re} \xi = \tilde{t}$. Вводились функции $f(\xi)$ и $H(\xi)$, являющиеся аналитическим продолжением функций $f(\tilde{t})$ и $H(\tilde{t})$ на плоскость комплексной переменной ξ . Предполагалось, что у функции $U(\xi) = \operatorname{Re} f(\xi)$ в верхней полуплоскости переменной ξ имеются седловые точки ξ_k , где k - номер седловой точки. Контур интегрирования в интеграле $I_1(\eta)$ проходит по оси $\operatorname{Im} \xi = 0$. Этот контур деформировался таким образом, чтобы новый контур C проходил через седловые точки ξ_k в направлении наибыстрейшего изменения функции $U(\xi)$. При этом требовалось, чтобы все особые точки функции $H(\xi)$ лежали вне области комплексной плоскости, образованной новым и старым контуром. Предполагалось также, что точки ξ_k расположены на достаточно большом расстоянии друг от друга. Тогда, пользуясь методом перевала, получалась следующая асимптотическая оценка интеграла $I_1(\eta)$ при $\eta >> 1$:

$$I_{1}(\eta) = \sqrt{\frac{2\pi}{\eta}} \sum_{k} e^{\eta f(\xi_{k})} \left\{ \frac{H(\xi_{k})}{\sqrt{\left|f''(\xi_{k})\right|}} e^{i\varphi_{k,m}} + O(\eta^{-3/2}) \right\}.$$
 (2.14)

В этой формуле,

$$\varphi_{k,m} = \left(\pi - \arg f''(z_k)\right) / 2 + m_k \pi , \qquad (2.15)$$

где m_k может принимать значения $m_k = 0, 1$ в зависимости от направления интегрирования вдоль контура C в точке ξ_k .

Далее рассматривался интеграл $I_2(\eta)$, стоящий в формуле (2.13). Фактически, $I_2(\eta)$ есть Фурье преобразование от огибающей электрического поля $H(\tilde{t})$, которая является гладкой функцией. Следовательно, спектр функции $H(\tilde{t})$ спадает достаточно быстро. Далее считалось, что при $\eta >> 1$, $I_2(\eta) << I_1(\eta)$. Таким образом, окончательное выражение для j_c при $\eta >> 1$ есть

$$j_c \approx -\sqrt{\pi\eta} \sum_k e^{\eta f(\xi_k)} \frac{H(\xi_k)}{\sqrt{\left|f''(\xi_k)\right|}} e^{i\varphi_{k,m}}.$$
(2.16)

Полученная формула справедлива, вообще говоря, для произвольной огибающей электрического поля $H(\tilde{t})$ и произвольной зависимости вероятности ионизации от напряжённости поля $w(|\mathbf{E}|)$. Однако, далеко не для любых функций $H(\tilde{t})$ и $w(|\mathbf{E}|)$ удаётся получить аналитические выражения для $f(\tilde{t})$ и седловых точек ξ_k , и, следовательно, для величины j_c . Был найден пример функций $H(\tilde{t})$ и $w(|\mathbf{E}|)$, которые способны довольно точно аппроксимировать огибающую электрического поля и вероятность ионизации атома в единицу времени, и для которых получить окончательную аналитическую формулу удаётся ДЛЯ комплексной нормированной плотности тока j_c . Для этого предполагалось, что огибающая электрического поля лазерного импульса задаётся функцией Лоренца

$$H(\tilde{t}) = \frac{1}{1 + \chi \ \tilde{t}^2}, \qquad (2.17)$$

где $\chi = 4(\sqrt{2} - 1)$, а вероятность ионизации атома в единицу времени задаётся формулой

$$w(|\mathbf{E})|) = a\Omega_a \frac{E_a}{|\mathbf{E}|} \exp\left(-b\frac{E_a}{|\mathbf{E}|}\right), \qquad (2.18)$$

где $E_a = m^2 e^5 / \hbar^4 = 5.14 \times 10^9$ В/см - атомная напряженность поля, $\Omega_a = me^4 / \hbar^3 = 4.13 \times 10^{16} c^{-1}$ - атомная частота, *а* и *b* - безразмерные коэффициенты, значения которых зависят от ионизируемого атома. При $a = 4(I_p / I_H)^{5/2}$ и $b = 2(I_p / I_H)^{3/2} / 3$, где I_p - потенциал ионизации атома, формула (2.18) совпадает с известной туннельной формулой для водородоподобных атомов [44-46]. Однако, как показывает сравнение с точными численными расчетами для атома водорода, туннельная формула обеспечивает количественную точность только при очень малых напряжённостях электрического поля, $|\mathbf{E}| \ll 0.1E_a$. Поэтому были вычислены коэффициенты *a* и *b*, исходя из требования, чтобы w(|E|) даваемая формулой (2.18), совпадала с точной зависимостью, найденной численно из решения стационарного уравнения Шредингера [47] для атома водорода в широком диапазоне напряженностей электрического поля $|\mathbf{E}| \le 0.3E_a$. Значения этих коэффициентов равны a = 0.35 и b = 0.55, соответственно. Далее для задания вероятности ионизации атома в единицу времени использовалась формула (2.18) с найденными значениями коэффициентов а и b.

При задании функций $H(\tilde{t})$ и $w(|\mathbf{E}|)$ в виде (2.17) и (2.18),

$$f(\xi) = i\xi - \frac{1}{\omega_L} \int_{-\infty}^{\xi} w \left(\left| E_0 H(\xi') \right| \right) d\xi' =$$

$$= i\xi + c\xi e^{-b\chi \frac{E_a}{E_0} \xi^2} - d \left(\operatorname{erf} \left(\sqrt{b\chi \frac{E_a}{E_0}} \xi \right) + 1 \right), \qquad (2.19)$$

где

$$c = (a/2b)(\Omega_a/\omega_L)\exp(-bE_a/E_0), \qquad (2.20)$$

$$d = \frac{a\sqrt{\pi}}{4\sqrt{\chi}b^{3/2}} \frac{\Omega_a}{\omega_L} \sqrt{\frac{E_a}{E_0}} \left(2b + \frac{E_0}{E_a}\right) e^{-b\frac{E_a}{E_0}}.$$
 (2.21)

Седловые точки ξ_k функции $U(\xi) = \operatorname{Re} f(\xi)$ есть

$$\xi_{k} = \frac{1}{\sqrt{\chi}} \sqrt{-1 - \frac{1}{b} \frac{E_{0}}{E_{a}}} W\left(k, -i \frac{b}{a} \frac{\omega_{L}}{\Omega_{a}}\right).$$
(2.22)

60

где W (k,ξ) есть W-функция Ламберта [48], обладающая бесконечным числом ветвей k. Поскольку нужно, чтобы точки ξ_k находились в верхней полуплоскости комплексной переменной, необходимо выбирать правильную ветвь при вычислении квадратного корня в формуле (2.22).

Можно показать, что при умеренно высоких значениях пиковой напряженности E_0 , вкладом в сумму (2.16) седловых точек с $k \neq 1$ можно пренебречь. Поскольку



Рисунок 2.4 - Зависимости $|\mathbf{j}_{norm}|$ от количества периодов поля в лазерном импульсе $K = \omega_L \tau_p / 2\pi$ для интенсивности $I = 7 \times 10^{14} \text{ Вт/см}^2$ при длине волны $\lambda_L = 800 \text{ нм}$.

члены суммы содержат множитель $e^{\eta f(\xi_k)}$, при достаточно большом значении η доминирующий вклад обеспечивается наибольшим значением Re $f(\xi_k)$. При анализе функции $f(\xi)$ было установлено, что при $E_0 \ge 0.05E_a$,

$$\operatorname{Re} f(\xi_{k=1}) > \operatorname{Re} f(\xi_{k\neq 1}), \qquad (2.23)$$

Следовательно, для данных значений E_0 справедливо, что

$$|j_{c}| \approx \sqrt{\pi \eta} e^{\eta \operatorname{Re} f(\xi_{1})} \frac{|H(\xi_{1})|}{\sqrt{|f''(\xi_{1})|}},$$
(2.24)



Рисунок 2.5 - Зависимости модуля нормированной плотности тока $|\mathbf{j}_{norm}|$ от интенсивности / при количестве периодов $K = \omega_L \tau_p / 2\pi = 2$.

где

$$f''(\xi_1) = \frac{2a\chi E_a}{E_0} \frac{\Omega_a}{\omega_L} \xi_1 \left(\frac{bE_a}{E_0} (1 + \chi \xi_1^2) - 1 \right) e^{-b\frac{E_a}{E_0} \left(1 + \chi \xi_1^2\right)}.$$
 (2.25)

На рисунках 2.4, 2.5 показано сравнение результатов, даваемых аналитической формулой (2.24) с результатами численного решения уравнений

(2.5) и (2.6), в которых вероятность ионизации и огибающая лазерного импульса задаётся с помощью формулы (2.17) при a = 0.35 и b = 0.55. На рисунке 2.4 показаны зависимости $|\mathbf{j}_{norm}| = |j_c|$ от количества периодов поля в лазерном импульсе $K = \eta/2\pi$ при максимуме огибающей $E_0 = 0.1E_a$ ($I = 7 \times 10^{14}$ BT/cm²) и длине волны $\lambda_L = 800$ нм. Как видно, результаты аналитических и численных расчётов совпадают с высокой точностью для $K \ge 0.5$, и отличаются при меньших длительностях лазерных импульсов, когда значение параметра $\eta < 3$. На рисунке 2.5 показаны зависимости $|\mathbf{j}_{norm}|$ от интенсивности I для импульса с числом периодов поля K = 2 и такой же длиной волны. Существенные отличия аналитических и численных результатов видны только при низких значениях интенсивности, $I < 2 \times 10^{14}$ BT/cm², когда становится важным вклад от седловых точек с $k \neq 1$ в сумму (24).

2.2.5 Выводы

Было исследовано явление возбуждения остаточного тока в плазме, создаваемой предельно коротким циркулярно поляризованным лазерным импульсом. Построена аналитическая модель рассматриваемого явления и показано хорошее согласие даваемых ею результатов с результатами численных расчётов. Показано, что эффективность генерации остаточного тока в оптимальных условиях может достигать значений порядка 10%, при использовании лазерных импульсов, содержащих менее двух периодов оптического поля.

Проведение 3 расчетов математического моделирования И для разработки метода формирования коротких импульсов излучения В ультрафиолетовом и мягком рентгеновском спектральных вакуумном генерации высоких гармоник диапазонах при лазерного излучения мультитераваттного уровня мощности в газах

Получение ультракоротких импульсов электромагнитного излучения является на протяжении многих лет одной из важнейших задач лазерной физики. Первые

лазеры, созданные в начале 60-х г.г., обеспечивали длительности импульсов порядка десятков-сотен микросекунд. К настоящему времени для лазеров ближнего ИК и видимого диапазонов достигнуты практически предельно малые длительности, составляющие величину порядка одного периода электромагнитного поля. В частности, для широко используемого титан-сапфирового лазера с длиной волны около 800 нм рекордные длительности импульсов составляют около 3.5 фемтосекунд (1 $\phi c = 10^{-15}$ с), что меньше 1.5 периода поля.

Одно из основных применений ультракоротких импульсов – исследование динамики быстропротекающих процессов в веществе. Обычно для этого используется метод накачка–зондирование. Очевидно, что для получения временного разрешения, необходимого для исследования данного процесса, длительности импульсов накачки и зондирования должны быть меньше или хотя бы сравнимы с характерным временем развития исследуемого процесса.

Характерные времена колебаний атомов в молекулах составляют от десятков пикосекунд (для тяжелых молекул) до примерно 15 фемтосекунд (для молекул, содержащих легчайшие ядра – протоны). Именно поэтому фемтосекундные лазеры стали инструментом, нашедшим широкое применение для исследований процессов в веществе, связанных с движением ядер.

Поскольку электрон легче протона примерно в 2000 раз, характерные временные масштабы процессов, обусловленных движением электронов, на порядки величины меньше соответствующих времен для ядерной подсистемы. Наименьший период обращения электрона вокруг протона, согласно боровской модели атома водорода, составляет $2\pi t_a \approx 152$ аттосекунды (1 ас= 10^{-18} с), где $t_a = \hbar^3/(m_e e^4) \approx 24.2$ ас – атомная единица времени (здесь \hbar – постоянная Планка, m_e и e – соответственно масса и заряд электрона). Это означает, что для зондирования электронной динамики методом накачка–зондирование требуется использование электромагнитных импульсов аттосекундной длительности.

Поскольку минимальная длительность импульса для данной длины волны λ ограничена одним периодом поля, то для получения субфемтосекундных импульсов необходимо ультрафиолетовое излучение с λ <300 нм, а для продвижения к субатомным временам ($\Delta t \leq t_a$) требуется использовать излучение вакуумного ультрафиолетового (ВУФ) или мягкого рентгеновского диапазона.

Несмотря на недавний серьезный прогресс в создании лазеров на свободных электронах, позволивший значительно продвинуться в освоении рентгеновского диапазона, эти источники, в силу их огромных габаритов и дороговизны, а также из-за невысокой степени временной когерентности генерируемых импульсов, пока не могут рассматриваться как реальные устройства для осуществления широких исследований в области аттосекундной физики. Основные успехи в получении атосекундных импульсов связаны с реализацией другого подхода, состоящего в использовании сильно нелинейных процессов генерации высоких гармоник или смешения частот лазерного излучения.

Проведенные в рамках данного проекта теоретические исследования направлены на решение следующих актуальных задач, связанных с генерацией коротких импульсов излучения в ВУФ и мягком рентгеновском спектральных диапазонах:

 Высокоэффективная генерация перестраиваемого по частоте излучения в мягком рентгеновском диапазоне

2) Управление состоянием поляризации излучения высоких гармоник

3) Разработка методов формирования предельно коротких импульсов в ВУФ и рентгеновском диапазоне.

В разделах 3.1–3.3 изложены результаты проведенных исследований по этим направлениям.

3.1 Квантовая интерференция при ионизации возбужденных молекул: управление спектром генерируемого рентгеновского излучения

3.1.1 Введение

Эффект генерации гармоник высокого порядка при взаимодействии мощного лазерного излучения с газами представляет большой интерес с точки зрения получения аттосекундных импульсов [49, 50]. Недавно была продемонстрирована возможность генерации одиночных импульсов длительностью менее 100 аттосекунд в процессе ГГВП под действием предельно коротких лазерных импульсов [51]. Первые демонстрационные эксперименты показали возможность использования аттосекундных импульсов для измерений с высоким временным

65

разрешением процессов, протекающих в атомах и молекулах, а также управления этими процессами (см., например, обзоры [52, 53]).

Возможности применения ГГВП в сверхбыстрой рентгеновской спектроскопии и квантовом контроле значительно расширятся при условии осуществления управления спектром генерируемого высокочастотного излучения [54]. Также большое значение для рентгеновской спектроскопии с временным разрешением [55] (Seres et al. 2009) имеет доступность излучения с энергией фотонов около или более 1 КэВ, возможность генерации которого при помощи ГГВП была недавно продемонстрирована [56]. Ключевым моментом для внедрения таких источников предельно коротких импульсов мягкого рентгеновского излучения в практику является повышение эффективности процесса ГГВП и, как следствие, яркости генерируемого высокочастотного излучения.

Последнее время все больший интерес вызывают молекулярные системы как более сложные по сравнению с атомными, что предоставляет дополнительные возможности для управления процессом ГГВП [57-62], недоступные при использовании атомарных газов в качестве рабочей среды. Множество возможностей для повышения эффективности процесса ГГВП и генерации аттосекундных импульсов и управления их спектральными и временными характеристиками открывается при использовании возбужденных переходных состояний молекул. Такое управление, часто основанное на использовании различных интерференционных явлений, может быть реализовано путем специальной подготовки вращательных [63, 64], колебательных [65, 66] или диссоциативных [67] молекулярных волновых пакетов.

Ниже представлены результаты нашего теоретического исследования генерации одиночного аттосекундного импульса в процессе ионизации возбужденных молекул мощным коротким лазерным импульсом. Исследование проведено для режима быстрой (надбарьерной) ионизации, особенности которого предварительно рассмотрены на простейшем примере атомарного водорода.

3.1.2 Генерация аттосекундных импульсов при ионизации атомов и молекул из возбужденных электронных состояний

66

Если электрическое поле в коротком лазерном импульсе или на переднем фронте мощного лазерного импульса быстро нарастает и превышает некоторое критическое значение, то атомы полностью ионизуются на одном периоде лазерного поля (см., напр., [68]). После отрыва от атома свободный электронный волновой пакет сильно локализован. Он имеет эллипсоидальную форму, которая сохраняется при его ускорении лазерным полем и в процессе свободной диффузии [69]. При возврате к родительскому иону такой компактный волновой пакет генерирует короткий всплеск излучения в соответствии с классическим тормозным механизмом. В отличие от обычно рассматриваемого режима генерации высоких гармоник [70, 71], при котором каждые полпериода лазерного поля ионизуется лишь небольшая доля атомов, в случае быстрого истощения основного состояния (в так называемом режиме подавления кулоновского барьера) высокочастотные кванты генерируются не вследствие свободно-связанных, а вследствие свободносвободных электронных переходов.

В численных расчетах, результаты которых изложены ниже, на примере атома водорода проведено сравнение потенциальных возможностей двух упомянутых выше режимов генерации – основанных (i) на свободно-связанных и (ii) на свободно-свободных электронных переходах – с точки зрения генерации наиболее коротких и интенсивных одиночных аттосекундных импульсов.

Для численного решения трехмерного нестационарного уравнения Шредингера в данном разделе, как и в разделе 3.2, применялся метод операторного расщепления с использованием быстрого преобразования Фурье [72]. Нелинейный атомный отклик рассчитывался как математическое ожидание дипольного ускорения [73]

$$R(t) = \iiint |\Psi(x, y, z, t)|^2 \frac{\partial V}{\partial z} dx dy dz \qquad (3.1)$$

в соответствии с теоремой Эренфеста (здесь V – атомный потенциал). Интенсивность генерируемых гармоник находилась из Фурье-преобразования данной величины.

Для первого из рассматриваемых механизмов важно, чтобы к моменту столкновения электрона с ионом существенная часть электронного волнового пакета оставалась в связанном состоянии (излучение в данном механизме является следствием интерференции свободной и связанной частей волнового пакета). Поэтому оптимальным начальным состоянием является состояние с максимальной энергией связи, то есть основное состояние атома. Для данного механизма предполагалась схема генерации аттосекундного всплеска под действием предельно короткого лазерного импульса с последующей спектральной селекцией наиболее высокочастотных гармоник [50]. В этом случае оптимальным с точки зрения генерации одиночного аттосекундного всплеска оказывается косинусное заполнение лазерного импульса [74]. Из указанных соображений в численных расчетах мы рассматривали атом в основном (1s) состоянии под действием 5-фс лазерного импульса

$$E(t) = E_0 \exp\left[-\ln\left(4\right) \frac{\left(t - 8\pi/\omega_0\right)^2}{\tau^2}\right] \cos\left(\omega_0 t\right), \qquad (3.2)$$

где $\omega_0 = 0.057$ (в этом и следующих параграфах будут, как правило, использоваться атомные единицы), что соответствует длине волны $\lambda = 800$ нм. Пиковая амплитуда электрического поля E_0 использовалась в качестве подгоночного параметра в процедуре оптимизации. В процессе исследования было получено, что оптимальная интенсивность лежит в диапазоне $(3-5)\times10^{14}$ Вт/см². При такой интенсивности большая часть электронного волнового пакета остается связанной, то есть основной вклад в излучение определяется свободно-связанными переходами.

В расчетах для второго рассматриваемого механизма генерации использовалось первое возбужденное состояние атома (2s) и лазерный импульс

$$E(t) = E_0 \exp\left[-5\left(\omega_0 t/2\pi - 1\right)^4\right] \sin \omega_0 t , \qquad (3.3)$$

где $\omega_0 = 0.114$, что соответствует длине волны $\lambda = 400$ нм. В данном случае никакой оптимизации не производилось, в качестве пиковой амплитуды использовалось фиксированное значение $E_0 = 1$. В лазерном поле (3.3) атом ионизуется практически мгновенно, вследствие чего атомный отклик в процессе дальнейшей эволюции полностью определяется свободно-свободными электронными переходами.

Для первого (рекомбинационного) механизма было получено, что значение пиковой интенсивности $I_0 \approx 3.5 \times 10^{14} \text{ Bt/cm}^2$ является оптимальным с точки зрения получения наиболее интенсивного одиночного аттосекундного импульса, а $I_0 \approx 4.25 \times 10^{14} \text{ Bt/cm}^2$ – оптимальным для получения наиболее короткого (115 ас) аттосекундного всплеска. Спектральная фильтрация в каждом случае производилась исходя из условия получения одиночного всплеска излучения с сохранением максимально возможного числа гармоник.

В случае второго (тормозного) механизма генерации в спектре излучения наблюдаются две четко выделенные части – низкочастотная, генерируемая при отрыве электрона от атома, и высокочастотная, соответствующая моменту возвратного столкновения электрона с ядром. Два этих события разнесены во времени, поэтому спектральной фильтрации для выделения одиночного аттосекундного всплеска не требуется. Длительность импульса, полученного в расчетах для данного механизма генерации, составила 63 ас, что почти вдвое короче, чем для рекомбинационного механизма. При этом интенсивность данного всплеска примерно в 6.5 раз больше полученного на свободно-связанных электронных переходах.

Стоит еще раз отметить, что для тормозного механизма генерации в данном случае никакой оптимизации не производилось. Но ранее нами было показано, что интенсивность генерируемого всплеска может быть еще значительно повышена [69, 75], а длительность сокращена вплоть до 10 ас.

3.1.3 Квантовая интерференция при ионизации вытянутых молекул: использование для управления параметрами генерируемого рентгеновского излучения

При ионизации молекул из-за наличия нескольких ядер существует несколько источников волн де Бройля, которые при последующем распространении могут интерферировать. В частности, при быстрой ионизации вытянутой двухатомной молекулы на фронте мощного лазерного импульса образующийся электронный волновой пакет имеет четкую регулярную структуру (зависящую от геометрии системы), которая находит отражение в спектре генерируемого излучения. Как было показано выше на примере атома водорода (этот вывод остается в силе и для

молекул), такой механизм генерации аттосекундного импульса в режиме ионизации с подавлением кулоновского барьера оказывается предпочтительным, потому далее именно он и рассматривается.

Ниже представлены результаты трехмерного численного исследования динамики электронных волновых пакетов, образующихся при ионизации молекулярного иона H_2^+ лазерным полем (3.3) с пиковой амплитудой $E_0=2$. Расчеты производились для фиксированных значений межъядерного расстояния Dи угла ориентации молекулярной оси θ по отношению к электрическому полю линейно поляризованного лазерного импульса. На рисунках 3.1 и 3.2 показаны сечения в плоскости y=0 электронных волновых пакетов, образовавшихся при ионизации молекулярного иона H_2^+ лазерным полем (3.3), в момент перед столкновением с родительским ионом. Распределения электронной плотности представлены на сетке 512×128 точек с шагом сетки dx=dz=0.4 атомных единицы.



Рисунок 3.1 – Мгновенные снимки электронных волновых пакетов, образовавшихся при ионизации молекулярного иона H_2^+ лазерным полем (3.3), в момент перед столкновением с родительским ионом при межьядерном расстоянии D=20 и различных углах ориентации: (a) $\theta=90^\circ$, (b) $\theta=45^\circ$, (c) $\theta=0^\circ$.



Рисунок 3.2 – Мгновенные снимки электронных волновых пакетов, образовавшихся при ионизации молекулярного иона H_2^+ лазерным полем (3.3), в момент перед столкновением с родительским ионом при $\theta=0^\circ$ и различных значениях межъядерного расстояния: (a) D=14, (b) D=20, (c) D=28.

Как видно из рисунков 3.1 и 3.2, электронный волновой пакет из-за интерференции его различных частей между собой в процессе свободной эволюции приобретает вид периодической структуры. Период данной структуры зависит от межъядерного расстояния в ионе, а направление модуляции совпадает с направлением молекулярной оси. Из построенной нами аналитической теории [76] было получено выражение для периода образующейся в электронном волновом пакете структуры:

$$\Lambda = 2\pi\tau/D, \qquad (3.4)$$

где *т* – время свободного движения электрона после отрыва от иона. Данное выражение хорошо согласуется с результатами численных расчетов.

В соответствии с выражением (3.1) пространственная модуляция электронного волнового пакета (рисунки 3.1 и 3.2) отражается в виде модуляции нелинейного молекулярного отклика во времени (рисунок 3.3). На рисунке 3.3 представлены фрагменты нелинейного отклика, соответствующие генерации аттосекундного импульса в момент возвратного столкновения электрона с родительским ионом.



Рисунок 3.3 – Профиль аттосекундного всплеска в поляризационном отклике иона H_2^+ в случае продольной (пунктирная линия) и поперечной (сплошная линия) ориентации молекулярной оси по отношению к электрическому полю лазерного импульса. Межъядерное расстояние (а) D=14, (b) D=29.

Из рисунка 3.3 видно, что в результате взаимодействия молекулярного иона H_2^{+} с лазерным полем (3.3) генерируется аттосекундный всплеск излучения длительностью порядка 100 ас. В случае поперечной ориентации иона продольный по отношению к полю профиль электронного волнового пакета гладкий; соответственно, и в поляризационном отклике никакой модуляции не наблюдается. При ориентации иона вдоль поля продольный профиль электронного волнового пакета имеет квазипериодический вид, что отражается в виде модуляции поляризационного отклика во времени. В случае более вытянутой молекулы период данной модуляции уменьшается, так как электронный волновой пакет оказывается изрезан более мелко. Для частоты модуляции нелинейного отклика нами было получено аналитическое выражение [76]:

$$\Omega = 2\pi V \cos\theta / \Lambda = V D \cos\theta / \tau, \qquad (3.5)$$

где V – скорость электронного волнового пакета в момент столкновения с родительским ионом.

Как результат интерференционной модуляции электронного волнового пакета, в спектре генерируемого излучения наблюдается четко выраженный
максимум, положение которого задается выражением (3.5). То есть, изменяя значения θ или D путем возбуждения вращательного или колебательного молекулярного волнового пакета, можно управлять несущей частотой генерируемого аттосекундного импульса. Так как параметры V и τ зависят от лазерного поля, спектр излучения может контролироваться также с помощью параметров ионизующего импульса.

Рисунок 3.4 демонстрирует широкие возможности по управлению спектром генерируемого излучения. На данном рисунке построена интенсивность генерируемых гармоник в плоскостях (ω , θ) и (ω , D) при ионизации иона ${\rm H_2}^+$ лазерным импульсом (3.3).



Рисунок 3.4 – Интенсивность гармоник, генерируемых при ионизации иона H_2^+ лазерным импульсом (3.3), построенная в плоскостях: (а) (ω , θ), межъядерное расстояние D=29 и (b) (ω , D), угол ориентации $\theta=0^\circ$.

Как видно из рисунка 3.4, результаты численных расчетов находятся в прекрасном соответствии с аналитической формулой (3.5). Действительно, положение максимума в спектре генерируемого излучения линейно зависит от величины межъядерного расстояния D и по закону косинуса от угла ориентации θ .

С помощью выражения (3.5) можно оценить необходимые параметры для генерации излучения с энергией фотона порядка 1 КэВ. Например, для λ =400 нм, с учетом того, что $\tau < T \approx 55$ (=1.333 фс) и V < c =137, из формулы (3.5) следует, что можно получить излучение с энергией фотона 3 КэВ, растянув молекулу до D=30 боровских радиусов.

3.1.4 Выводы

Наши исследования показали, что квантовая интерференция при ионизации возбужденных молекул может быть эффективно использована для управления спектром генерируемого рентгеновского излучения. В рассмотренном режиме надбарьерной ионизации форма электронного волнового пакета в момент столкновения с родительским ионом чрезвычайно чувствительна к ориентации молекулы и межъядерному расстоянию. Это позволяет увеличить эффективность конверсии энергии лазерного импульса в излучение высоких гармоник на несколько порядков и дает возможность перестройки спектра генерируемого аттосекундного импульса в широком диапазоне частот вплоть до энергии фотонов порядка нескольких КэВ.

3.2 Генерация высоких гармоник в интенсивном эллиптически поляризованном лазерном поле и управление состоянием поляризации генерируемого излучения

3.2.1 Введение

Как уже отмечалось выше, основные достижения в получении аттосекундных импульсов излучения в ВУФ и мягком рентгеновском спектральных диапазонах связаны с использованием сильно нелинейного процесса генерации высоких гармоник лазерного излучения в газах (см., например, обзоры [52, 77]). Согласно полуклассической модели, предложенной в работе [71], в основе эффекта ГГВП интенсивного линейно поляризованного оптического излучения лежит синхронизованное лазерным полем излучение электронов в ходе трехступенчатого процесса, состоящего из элементарных актов: (1) отрыва электрона от атома вследствие лазерно-индуцируемой ионизации, (2) его ускорения оптическим полем и (3) соударения электрона с родительским ионом.

Доминирующий механизм излучения на третьем этапе этого трехступенчатого процесса зависит от характеристик лазерного импульса. Для короткого импульса с пиковой амплитудой порядка или больше характерного внутриатомного поля $(E_a \approx 5.14 \cdot 10^9 \text{ B/cm}, \text{ что соответствует пиковой интенсивности } I_0 \approx 3.5 \cdot 10^{16} \text{ Br/cm}^2)$ ионизация происходит за время, меньшее полупериода лазерного поля, и

высокочастотное излучение генерируется в основном за счет свободно-свободных переходов (см. раздел 3.1). При более умеренных интенсивностях процесс ионизации более растянут во времени, и доминирующим оказывается механизм излучения за счет свободно-связанных переходов. На языке динамики электронных волновых пакетов этому, как пояснялось в разделе 3.1, соответствует интерференция свободной части волнового пакета (электрон, оторванный от атома), и его связанной части (электрон, локализованный в атомном потенциале). Исследование, представленное в данном разделе, относится именно к этому режиму ГГВП. Отметим, что именно к этому режиму относится и подавляющее большинство проведенных настоящему К времени экспериментальных исследований.

Важным для получения аттосекундных импульсов обстоятельством является типичное свойство спектра гармоник, генерируемых при туннельной ионизации газов в поле линейно поляризованных лазерных импульсов: в этих спектрах, помимо резко спадающего участка в области низких частот, наблюдается широкое платообразное распределение, простирающееся в область высоких частот. Это плато резко обрывается при частотах, в несколько десятков или даже сотен раз превышающих частоту падающего излучения. Максимальный номер гармоники, соответствующий краю плато, определяется соотношением $N_{\text{max}} \approx (I_p + 3.17 U_p) / \omega$ (здесь I_p – потенциал ионизации атома, $U_p = E_0^2 / 4\omega^2$ – средняя осцилляторная энергия электрона в синусоидальном электрическом поле с амплитудой E₀ и частотой ω). В рамках полуклассической модели [71] эта величина $N_{\rm max}$ соответствует максимальной кинетической энергии $E_{\rm max}$, которую может иметь электрон в момент соударения с ионом. В результате электронионной рекомбинации электрон может перейти в основное состояние в атоме, испустив фотон с энергией $\omega_{\text{max}} = I_p + E_{\text{max}}$. Повторяемость описанных выше событий с периодом повторения, равным полупериоду лазерного поля, приводит к формированию квазидискретного спектра излучения с интервалом между гармониками, равным 2ω Синхронное суммирование гармоник в широком спектральном интервале приводит К получению последовательности аттосекундных импульсов [78, 79].

Физический механизм, лежащий в основе ГГВП в газах, очень чувствителен к поляризации падающего на среду лазерного излучения. С другой стороны, поляризационные свойства высоких гармоник демонстрируют очень сильную зависимость от состояния частиц среды. Всем этим объясняется проявляющийся в последнее время большой интерес к исследованию процесса ГГВП в лазерном поле произвольной поляризации. Среди важных прикладных аспектов можно отметить следующие. (і) В результате искривления электронных траекторий в поле с эллиптической поляризацией эффективность процесса ГГВП резко уменьшается с ростом эллиптичности падающего излучения. Это обстоятельство легло в основу идеи селекции одиночного импульса из последовательности аттосекундных импульсов, получаемых при ГГВП, с помощью поляризационного стробирования [80, 81]. Идея состоит в использовании лазерного импульса с зависящей от времени эллиптичностью. Если интервал времени, в течение которого поляризация лазерного излучения близка к линейной, составляет лишь долю одного периода, временной профиль генерируемого излучения будет представлять собой одиночный субфемтосекундный импульс. Техника поляризационного стробирования успешно развивается В последнее время [82 - 84].(ii) Поляризационные измерения в спектроскопии высокого временного разрешения могут давать богатую информацию для изучения динамики внутриатомных и внутримолекулярных процессов. Так, поскольку симметрия молекулярных орбиталей, вовлеченных в процесс ГГВП, оказывает влияние на состояние поляризации генерируемых гармоник [85], поляризационные измерения в схеме накачка-зондирование могут стать мощным средством исследования эволюции электронной подсистемы в ходе химической реакции. (iii) Возможность генерации эллиптически и циркулярно поляризованного излучения ВУФ и рентгеновского диапазонов представляет интерес для ряда перспективных приложений в науке о материалах и молекулярной физике. Это подтверждает актуальность задачи управления состоянием поляризации излучения, генерируемого в процессе ГГВП. Среди недавних экспериментальных результатов в этой области следует отметить наблюдение эллиптически поляризованного излучения гармоник при воздействии на молекулы азота интенсивным линейно поляризованным лазерным излучением [62].

3.2.2 Результаты расчетов

Данное теоретическое исследование проводилось для атомов как более простого для изучения объекта. Теоретически и с помощью численного решения трехмерного нестационарного уравнения Шредингера изучены поляризационные свойства высоких гармоник лазерного излучения в атомарных газах. Основная часть исследования проводилась для атома аргона, для которого известен эффективный модельный потенциал [86], позволяющий с хорошей точностью описывать процессы взаимодействия с высокоинтенсивным лазерным излучением в одноэлектронном приближении.



Рисунок 3.5 – Спектр дипольного отклика атома, ионизуемого линейно поляризованным лазерным импульсом. Приведенные спектры получены в результате численных квантовомеханических расчетов для атома аргона в поле лазерного импульса с пиковой интенсивностью 2×10¹⁴ Вт/см² и длиной волны 1.3 мкм. Рисунок (а) соответствует полному отклику, (б) – вкладу

только «коротких» траекторий электронов.

На рисунке 3.5 (а) приведен спектр дипольного отклика атома под действием линейно поляризованного лазерного импульса с пиковой интенсивностью 2×10^{14} BT/cm² и длиной волны 1.3 мкм. Спектр имеет типичную платообразную структуру с резкой отсечкой в высокочастотной области.

Важной особенностью спектра на рисунке 3.5 (а) является ярко выраженная спектральная модуляция (интенсивности соседних гармоник могут различаться более чем на порядок). Причина этой модуляции состоит в интерференции вкладов различных источников в отклик на данной частоте. В полуклассической модели ГГВП такими источниками являются различные траектории, при движении по которым электрон приобретает одну и ту же кинетическую энергию к моменту возврата к родительскому иону. Квантовые теории ГГВП дают фактически аналогичную интерпретацию этого явления, сформулированную в терминах квантовых траекторий электрона [87, 88].

В низкочастотной части плато спектральная модуляция имеет квазислучайный характер, что является следствием интерференции вкладов многих электронных траекторий. В высокочастотной части спектральная модуляция приобретает регулярный характер. Объяснением этого факта является то, что в генерации высших гармоник участвуют только две электронных траектории. Это так называемые «длинная» и «короткая» траектории, соответствующие электрону, оторванному от атома до и после начального момента для траектории, отвечающей максимальной энергии электрона в момент возврата к родительскому иону (см. рисунок 3.6).



Длинные траектории

Рисунок 3.6 – Осциллограммы (а) и фазовый портрет (б) семейства траекторий электронов, оторванных классических ОТ атома В линейно поляризованном Разные синусоидальном лазерном поле. траектории соответствуют разным фазам поля в момент отрыва электрона. Синие кривые соответствуют «коротким» траекториям ($\omega_0 t_0 > 108^\circ$), красные – «длинным» траекториям ($\omega_0 t_0 < 108^\circ$). Зеленая кривая – сепаратриса $(\omega_0 t_0 = 108^\circ),$ соответствующая максимальной энергии электрона в момент возврата к родительскому иону.

Развитая в работе [89] теория показывает, что вклады в суммарное излучение гармоник от различных типов траекторий при эллиптически поляризованной накачке обладают существенно различающимися поляризационными свойствами. Угол поворота эллипса поляризации гармоник и их эллиптичность зависят от номера гармоники; при этом направления поворота эллипса поляризации для вклада «короткой» и «длинной» траекторий противоположны, а эллиптичность поляризации для «короткой». Как результат, интерференция вкладов различных траекторий может оказывать значительное влияние не только на спектральные интенсивности гармоник (рисунок 3.5), но и на их поляризационные свойства.

Для проверки основных выводов теории [89] и детального изучения влияния интерференции траекторий на поляризационные свойства гармоник нами были

проведены численные расчеты, в которых использована процедура селекции вкладов различных квантовых траекторий в атомный дипольный отклик. Селекция траекторий осуществлялась путем искусственного введения поглощающих зон в пределах области интегрирования при численном решении нестационарного уравнения Шредингера. В отличие от метода мнимого потенциала, широко используемого для введения поглощающих границ в координатном пространстве, нами был использован импульсно-селективный поглотитель на базе разработанной участниками проекта техники [90], которая учитывает спектральный состав падающего на данную границу электронного волнового пакета. Эта техника позволяет вводить поглощение не только в координатном, но и в импульсном пространстве или вообще в произвольной области фазового пространства. Возможные конфигурации поглощающих зон в фазовом пространстве, которые могут использоваться для выделения вклада «коротких» траекторий, видны из рисунка 3.6 (б) (см. пунктирные линии): (1) $x/x_{\rm osc} < -1.1273;$ (2) $(x/x_{\rm osc} < -0.2778) \land (v/v_{\rm osc} < -0.6917)$ (здесь $x_{\rm osc} = E_0/\omega^2$ и $v_{\rm osc} = E_0/\omega$ соответственно средние осцилляторные радиус и скорость электрона В синусоидальном электрическом поле).

0 высокой степени подавления траекторий вклада длинных В высокочастотный атомный отклик с помощью использованной нами процедуры свидетельствуют рисунки 3.5 (б) и 3.7. Спектр на рисунке 3.5 (б) не содержит интерференционной модуляции, наблюдавшейся на рисунке 3.5 (a). что подтверждает наличие в данном случае только одного источника нелинейного отклика («короткая» траектория). Еще более наглядное представление о спектрально-временной структуре сигнала гармоник дают приведенные на рисунке 3.7 спектрограммы (построенные как скалограммы вейвлет-преобразования [91, 92] дипольного отклика атома).



Рисунок 3.7 – Скалограмма вейвлет-преобразования дипольного отклика атома, ионизуемого линейно поляризованным лазерным импульсом. Верхний рисунок соответствует полному отклику, нижний – вкладу только «коротких» траекторий.

Спектрограмма в верхней части рисунка 3.7 построена для полного сигнала атомного отклика. Растущие (положительный чирп) и спадающие (отрицательный области чирп) участки В высокочастотной спектрограммы отвечают, соответственно, «коротким» и «длинным» траекториям; аналогичные структуры в области более низких частот отвечают еще более длинным траекториям (с длительностью более периода лазерного поля). Спектрограмма в нижней части рисунка 3.7 построена для сигнала, полученного в случае, когда осуществлялась описанная выше селекция траекторий. Хорошо видно, что в этом случае в анализируемом сигнале на всех гармониках, кроме самых низких, присутствует вклад только самой короткой траектории.

Результаты проведенного нами теоретического и численного исследования роли различных электронных траекторий в формировании поляризационных свойств высоких гармоник представлены на рисунках 3.8 и 3.9. Вычисления угла поворота главных осей эллипса поляризации и ее эллиптичности производились на основе расчета параметров Стокса [93, 94] для вектора индуцированного дипольного ускорения.



Рисунок 3.8 – Зависимость угла поворота эллипса поляризации атомного отклика от номера гармоники для вкладов «короткой» (нижняя ветвь) и «длинной» (верхняя ветвь) электронных траекторий. Пунктирная кривая – результат расчетов из анализа классических траекторий; сплошная кривая – результат квантовомеханических расчетов в рамках теории [89]; черные прямоугольники – результаты численных расчетов для вклада «коротких» траекторий. Расчеты проведены для атома аргона. Интенсивность лазерного излучения 2×10^{14} Bt/cm², длина волны 1.3 мкм, эллиптичность $\varepsilon = E_{0y}/E_{0x} = 0.1$.

На рисунке 3.8 изображена зависимость угла поворота эллипса поляризации атомного отклика от номера гармоники для вкладов «короткой» и «длинной» электронных траекторий. Наряду с квантовомеханическим рассмотрением этот угол может быть приближенно получен также из анализа классических траекторий как угол, под которым электрон с энергией, соответствующей данной гармонике, налетает на родительский ион при возвращении к нему; результат классического расчета также приведен на рисунке 3.8.

Из рисунка 3.8 видно, что классическое приближение дает для угла поворота эллипса поляризации результаты, вполне удовлетворительно согласующиеся с результатами численных расчетов. Вместе с тем для всех гармоник, начиная с 31-й,

численные расчеты дают заметную квантовую поправку, которая достаточно адекватно учитывается квантовой теорией.



Рисунок 3.9 – Зависимость эллиптичности поляризации атомного отклика от номера гармоники для вкладов «короткой» (верхняя ветвь) и «длинной» (нижняя ветвь) электронных траекторий. Сплошная кривая – результаты квантовомеханических расчетов в рамках теории [89]; черные прямоугольники – результаты численных расчетов для вклада «коротких» траекторий. Параметры – те же, что на рисунке 3.8.

На рисунке 3.9 представлена зависимость эллиптичности поляризации атомного отклика от номера гармоники для вкладов «короткой» и «длинной» электронных траекторий. Эллиптичность гармоник в классическом приближении оказывается ненулевой лишь при квантовомеханическом равна нулю И рассмотрении. Она, как показывает анализ полученных нами результатов, является квантовомеханической неопределенности компоненты импульса следствием электрона, поперечной по отношению к направлению его движения при возврате к родительскому иону, и поперечной неоднородности свободной части электронного волнового пакета в области его перекрытия с волновой функцией связанного состояния. Квантовомеханическая теория [89] дает удовлетворительное описание изменения эллиптичности поляризации гармоник с ростом их номера. Расхождение между результатами аналитических и численных расчетов для низких (N<39) гармоник может быть объяснено ухудшением качества селекции электронных траекторий при численных расчетах для области низких энергий.

Важный вывод, следующий из проведенного рассмотрения, состоит в том, что, как и предсказывалось теорией [89], вклады различных типов электронных траекторий в состояние поляризации гармоник сильно различаются. Углы поворота эллипса поляризации, даваемые «короткой» И «длинной» траекториями, противоположны по знаку, а разность углов поворота может быть очень значительной: даже в представленном на рисунке 3.8 случае небольшой ($\varepsilon = 0.1$) эллиптичности поляризации падающего излучения эта разность достигает 25°. Эллиптичность поляризации гармоник для «короткой» траектории значительно выше, чем для «длинной»: так, для случая, представленного на рисунке 3.9, отношение соответствующих величин достигает 2–2.5. Поскольку в суммарном нелинейном отклике, вообще говоря, присутствуют вклады всех траекторий, важно выяснить, как интерференция этих вкладов сказывается на итоговом состоянии поляризации генерируемых гармоник.

Ниже представлены зависимости угла поворота эллипса поляризации атомного отклика (рисунок 3.10) и ее эллиптичности (рисунок 3.11) от номера гармоники, вычисленные с учетом вкладов всех электронных траекторий. Для сравнения представлены также соответствующие зависимости для вклада только «короткой» траектории.

Как видно из представленных рисунков, на состояние поляризации излучения высоких гармоник сильное влияние оказывает эффект интерференции квантовых траекторий, проявляющийся в сильно немонотонных зависимостях угла поворота главных осей эллипса поляризации и эллиптичности атомного нелинейного отклика от номера генерируемой гармоники. Хотя общей тенденцией изменения обеих этих величин является, как и предсказывает теория [89], уменьшение их абсолютных значений с увеличением номера гармоники, отклонения этих значений от средних могут быть очень значительными. Как результат квантовой интерференции, для соседних гармоник разность углов поворота эллипса поляризации может достигать нескольких десятков градусов, а эллиптичность поляризации может различаться по абсолютной величине в несколько раз (при этом направления вращения поля соседних гармоник могут даже быть противоположными).



Рисунок 3.10 – Зависимость угла поворота эллипса поляризации атомного отклика от номера гармоники. Черные точки (изрезанные кривые) – результаты расчета для полного отклика, синие точки (гладкие кривые) – для вклада только «коротких» траекторий электронов. Расчеты проведены для атома аргона. Интенсивность лазерного излучения 2×10^{14} BT/cm², длина волны 1.3 мкм, эллиптичность $\varepsilon = E_{0y}/E_{0x} = 0.1$ (левый рисунок) и 0.2 (правый рисунок).



Рисунок 3.11 – Зависимость эллиптичности поляризации атомного отклика от номера гармоники. Обозначения и параметры – те же, что на рисунке 3.10.

Проведенное исследование показывает, что для генерации высоких гармоник и аттосекундных импульсов с хорошо контролируемым состоянием поляризации необходимо осуществлять эффективный контроль вкладов различных электронных траекторий в суммарный сигнал гармоник. Одна из возможностей осуществления такого контроля обеспечивается тем, что макроскопические поля гармоник, порождаемые различными квантовыми траекториями, обладают сильно различающимися пространственно-временными характеристиками [95–97]. Известно, что фаза обусловленного «длинной» траекторией вклада в заданную гармонику меняется с изменением интенсивности лазерного излучения гораздо быстрее, чем фаза вклада от «короткой» траектории [96]. Поскольку интенсивность поля в лазерном пучке зависит от координат и времени, сильно различающееся поведение основных источников высокочастотного атомного отклика с изменением лазерной интенсивности обуславливает сильные пространственные и спектральные различия порождаемых ими вкладов в суммарное макроскопическое поле гармоник. В частности, компонента излучения гармоник, соответствующая «длинным» траекториям, имеет значительно большую пространственную расходимость, чем в случае «коротких» траекторий. Это позволяет за счет пространственной селекции (с помощью диафрагм и/или изменения условий фокусировки) выделять вклады тех или иных траекторий. Недавний прогресс в осуществлении макроскопического контроля вкладов электронных квантовых траекторий в суммарное поле гармоник и их интерференции [98, 99] позволяет заключить. ЧТО такой контроль может стать эффективным средством манипулирования поляризационным состоянием генерируемых высоких гармоник и аттосекундных импульсов.

3.2.3 Выводы

Проведенные исследования показали, что состояние поляризации высоких гармоник, генерируемых в лазерном поле произвольной поляризации, сильно зависит от соотношения вкладов разных групп электронов, участвующих в ГГВП, в суммарное поле гармоник. Эта зависимость обусловлена тем, что вклады в суммарное излучение гармоник от различных типов электронных траекторий обладают существенно различающимися поляризационными свойствами. Пространственная селекция вкладов разных траекторий (с помощью диафрагм и/или изменения условий фокусировки) может позволить осуществлять управление состоянием поляризации излучения высоких гармоник. В частности, такая селекция позволяет подавить эффект интерференции квантовых траекторий электронов, сильно влияющий на поляризационные свойства высоких гармоник. Эта интерференция приводит, в частности, к сильно нерегулярным зависимостям угла поворота эллипса поляризации и эллиптичности атомного нелинейного

отклика от номера генерируемой гармоники. Как показывают проведенные исследования, селекция вкладов электронных траекторий позволяет регуляризовать эти зависимости, что в свою очередь важно для получения аттосекундных импульсов с контролируемым состоянием поляризации.

3.3 Получение предельно коротких импульсов излучения посредством периодически резонансного взаимодействия со средой

3.3.1 Введение

В данном разделе представлены результаты исследований, посвященных поиску и разработке перспективных методов формирования предельно коротких импульсов излучения при воздействии мощного лазерного или микроволнового излучения на атомы газа. Предложенный подход в принципе применим к широкому частотному диапазону, охватывающему как ВУФ и рентгеновское излучение, так и излучение ультрафиолетового (УФ), видимого и инфракрасного (ИК) диапазонов, включая далёкий ИК диапазон. В качестве первого примера рассмотрено формирование фемтосекундных импульсов видимого диапазона в атомарном водороде в поле мощного микроволнового излучения. В силу универсальности рассматриваемого подхода полученные результаты могут быть перенесены на другие частотные диапазоны, включая ВУФ и рентгеновский диапазон.

Техника генерации лазерных импульсов методом синхронизации мод в настоящее время приобрела практически завершённый вид [100]. Продвижение в область меньших длительностей И больших пиковых интенсивностей, импульсов далёкого ИК и ВУФ формирование диапазонов, импульсов рентгеновского и гамма-излучения основаны на новых физических методах. К этим методам относятся: сжатие лазерных импульсов при солитонном режиме распространения в двухуровневой среде [101, 102]; сжатие оптических солитонов в плазменных каналах, созданных в газе [103, 104]; самовоздействие жёстко сфокусированных лазерных импульсов в прозрачной конденсированной среде [105]; генерация импульсов в оптических волокнах с переменной по длине дисперсией [106]; формирование предельно коротких импульсов далёкого ИК и терагерцового диапазонов при взаимодействии излучения с релятивистским

пучком электронов [107, 108]; генерация широкого спектра и формирование субфемтосекундных оптических импульсов при вынужденном комбинационном рассеянии (ВКР) на колебательных или/и вращательных переходах молекул [109-113]. При возбуждении когерентности в ВКР-среде экспериментально получена последовательность фемтосекундных импульсов [114], теоретически показана возможность формирования одиночного импульса длительностью 1 фс [115]. Уменьшение частоты повторения импульсов возможно при ВКР на когерентности между сверхтонкими подуровнями [116, 117]. Формирование аттосекундных импульсов длительностью менее 100 ас достигается при генерации и синфазном сложении высоких гармоник лазерного излучения в газах [118-123]. Ещё более короткие импульсы могут быть получены при ионизации твёрдой мишени в сверхсильном оптическом поле [124-128]. Нами предложен метод формирования ультракоротких импульсов электромагнитного излучения [129-132], основанный на глубокой амплитудно-частотной модуляции монохроматической волны за счет резонансного взаимодействия с квантовой системой в условиях гармонической модуляции частоты резонансного квантового перехода. Он применим для генерации ультракоротких импульсов в различных спектральных диапазонах, начиная от микроволнового и заканчивая гамма-диапазоном. В отличие от большинства перечисленных подходов, эффективных в области прозрачности вещества, этот метод позволяет использовать сильное резонансное взаимодействие для генерации широкого спектра и компенсации разности фаз возникающих гармоник. Нами рассмотрено применение указанного метода для формирования ультракоротких импульсов оптического излучения при резонансном взаимодействии с квантовой системой в условиях неоднородного уширения спектральной линии резонансного перехода. Гармоническая модуляция частоты квантового перехода достигается благодаря осцилляциям положений атомных уровней под действием дополнительного нерезонансного излучения вследствие эффектов Штарка или Зеемана.

3.3.2 Формулировка задачи и аналитическое решение

Мы рассматриваем преобразование плоской монохроматической электромагнитной волны в плоском диэлектрическом слое вещества при условии

гармонической модуляции частоты резонансного квантового перехода низкочастотным электромагнитным полем за счет эффектов Штарка или Зеемана.

Электрическое поле падающей волны имеет вид

$$\vec{E}_{in} = \frac{1}{2}\vec{x}_0 E_0 \exp(ik_0 z - i\omega_0 t) + \hat{E}.\tilde{N}.$$
(3.6)

Здесь \vec{x}_0 – единичный вектор поляризации, ω_0 – частота падающей волны, $k_0 = \omega_0/c$ – волновое число падающей волны, c – скорость света в вакууме.

Поле в среде удовлетворяет волновому уравнению

$$\frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial z^2} - \frac{\varepsilon}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = \frac{4\pi}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{P}}{\partial t^2},\tag{3.7}$$

где \vec{P} – вектор резонансной поляризации среды, ε – нерезонансная диэлектрическая проницаемость.

Частоты ω_{21} квантового перехода частиц спектрально неоднородной среды характеризуются распределением $p(\omega_{21})$ и средним значением $\omega_{21}^0 = \int \omega_{21} p(\omega_{21}) d\omega_{21}$. Вектор резонансной поляризации изотропной среды имеет вид

$$\vec{P} = \vec{x}_0 N \cdot \int \rho_{21}(\omega_{21}) \cdot d_{12} \cdot p(\omega_{21}) d\omega_{21} + \hat{E}.\tilde{N}., \qquad (3.8)$$

где d_{12} – средний дипольный момент квантового перехода, ρ_{21} – недиагональный элемент матрицы плотности, N – концентрация резонансных частиц.

Величина ho_{21} зависит от ω_{21} как от параметра и удовлетворяет уравнению

$$\frac{\partial \rho_{21}}{\partial t} + (i\omega_{21} + \gamma_{21})\rho_{21} = \frac{i}{\hbar}n_{12}d_{21} \cdot E, \qquad (3.9)$$

где γ_{21} – полуширина однородной составляющей спектральной линии перехода, $n_{12} = \rho_{11} - \rho_{22}$ – разность населённостей нижнего и верхнего уровней квантового перехода. В дальнейшем мы ограничиваемся линейным по полю приближением, когда разность населённостей можно считать невозмущенной, $n_{12} = n_{12}^0$. Полагаем $n_{12}^0 > 0$, что соответствует резонансному поглощению поля.

В присутствии дополнительного нерезонансного излучения частоты Ω, которое ниже мы называем модулирующим, атомные энергетические уровни начинают осциллировать с этой частотой вследствие эффектов Штарка или

Зеемана, что приводит к модуляции частоты $\omega_{21}(t)$. Если толщина среды *h* мала по сравнению с длиной волны модулирующего излучения, $h \ll 2\pi c/\Omega$, то частоты квантовых переходов всех частиц изменяются синфазно

$$\omega_{21}(t) = \overline{\omega}_{21} + \Delta \cos(\Omega t) \,. \tag{3.10}$$

Здесь $\omega_{21}(t)$ – частота перехода в присутствии модулирующего поля, $\overline{\omega}_{21}$ – частота перехода в отсутствие модулирующего поля, Δ – глубина модуляции частоты квантового перехода.

Уравнение (3.9) для недиагонального элемента матрицы плотности в присутствии модулирующего поля принимает вид

$$\frac{\partial \rho_{21}}{\partial t} + \left(i\overline{\omega}_{21} + \gamma_{21}\right)\rho_{21} + i\Delta\cos(\Omega t)\rho_{21} = \frac{i}{\hbar}n_{12}d_{21} \cdot E.$$
(3.11)

Далее считаем диэлектрическую проницаемость вещества близкой к единице, $\varepsilon \approx 1$, так что граничные условия на торцах образца сводятся к равенству напряжённостей электрического поля в среде и за ее границами, $\vec{E}\Big|_{z=0} = \vec{E}_{in}\Big|_{z=0}$ и

$$\left. \vec{E}_{tr} \right|_{z=h} = \left. \vec{E} \right|_{z=h}.$$

После преобразования в среде поле приобретает вид:

$$\vec{E} = \frac{1}{2}\vec{E}_0 \exp(ikh) \times$$

$$\times \sum_{m=-\infty}^{+\infty} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} (-1)^m J_n(P) J_{n-m}(P) \exp(-g_n h) \exp(ik_m(z-h) - i\omega_m t) + \hat{E}\tilde{N}., \qquad (3.12)$$

где $k = \sqrt{\varepsilon}\omega_0/c$ – волновое число в среде, $P = \Delta/\Omega$ – индекс модуляции, $J_n(P)$ – функции Бесселя первого рода, $\omega_m = \omega_0 + m\Omega$, $k_m = \omega_m/c$, $g_n \equiv g(\omega_n)$ – комплексные декременты гармоник поля.



Рисунок 3.12 – Спектр поля (3.12), преобразованного при резонансном взаимодействии с квантовой системой при значениях параметров P = 2.0, $\eta = 10$, $\xi = -12.5$, G = 10. Обозначения: 1 – амплитуды, 2 – фазы спектральных компонент поля (3.12).

Амплитуды и фазы гармоник поля (3.12) и его временную зависимость, определяют четыре безразмерных параметра

$$P = \frac{\Delta}{\Omega}, \quad \eta \equiv \frac{\Omega}{\sigma}, \quad \xi \equiv \frac{\omega_0 - \omega_{21}^0}{\sigma}, \quad G \equiv \operatorname{Re} g_{\max} h, \quad (3.13)$$

где P – глубина модуляции частоты квантового перехода, отнесённая к частоте модуляции, η – частота модуляции, отнесённая к неоднородной ширине линии квантового перехода, ξ – отстройка частоты падающей волны от частоты квантового перехода, отнесённая к неоднородной ширине линии перехода, G – оптическая толщина среды.

В резонансном приближении, $|\omega_0 - \overline{\omega}_{21}| << \overline{\omega}_{21}$, и приближении медленно меняющихся амплитуд, $\max |g_n| << k$, $\Delta << \overline{\omega}_{21}$

$$g_n = \frac{2\pi N n_{12}^0 \omega_0 |d_{12}|^2}{\sqrt{\varepsilon}\hbar c} \int \frac{p(\overline{\omega}_{21}) d\overline{\omega}_{21}}{\gamma_{21} + i(\overline{\omega}_{21} - \omega_n)}.$$
(3.14)

Если распределение резонансных частот частиц среды близко к распределению Гаусса, $p(\overline{\omega}_{21}) = \frac{1}{\sqrt{\pi}\sigma} \exp\left\{-\frac{(\overline{\omega}_{21} - \omega_{21}^0)^2}{\sigma^2}\right\}$, и $\sigma >> \gamma_{21}$, получаем

$$g_n = \frac{2\pi^{\frac{5}{2}} N n_{12}^0 \omega_0 |d_{12}|^2}{\sqrt{\varepsilon} \hbar c \sigma} \bigg[\exp(-\delta_n^2) - \frac{i}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{e^{-(z+\delta_n)^2} - e^{-\delta_n^2}}{z} dz \bigg],$$
(3.15)
где $\delta_n = \frac{\omega_n - \omega_{21}^0}{\sigma}.$

Резонансное взаимодействие монохроматического излучения со средой в условиях гармонической модуляции частоты квантового перехода может приводить к качественному изменению спектра излучения. Соответственно изменяется временная зависимость, которая в общем случае соответствует амплитудно-частотной модуляции поля.

3.3.3 Формирование импульсов

Ниже представлены результаты численного поиска оптимальных значений параметров (3.13), при которых преобразованное в среде поле принимает вид импульсной последовательности, и импульсы поля на выходе из среды имеют максимальное значение пиковой интенсивности по отношению к интенсивности падающей волны, $I_{\text{max}}/I_0 \rightarrow \text{max}$. Нами найдено несколько оптимальных наборов значений параметров, окончательный выбор которых определяется возможностями экспериментальной реализации. Одним из оптимальных является следующий набор: P = 2.0, $\eta = 10$, $\xi = -12.5$, G = 10. Спектр излучения, соответствующий указанным значениям параметров, имеет вид, изображённый на рисунке 3.12. Зависимость интенсивности поля от времени изображёна на рисунке 3.13.



Рисунок 3.13 – Зависимость интенсивности сформированных импульсов от времени при значениях параметров, указанных на рисунке 3.12. Обозначения: 1 – мгновенная интенсивность, 2 – средняя интенсивность резонансного излучения.

Согласно результатам численного исследования, оптимальной ЛЛЯ формирования интенсивных импульсов является область значений параметров *Р*η >>1, в которой ширина спектра излучения (3.12) существенно превышает ширину линии перехода. Подбор оптимальных значений параметров сводится к тому, чтобы минимизировать потери энергии поля вследствие резонансного поглощения и, вместе с тем, наилучшим образом синхронизовать спектральные компоненты на выходе из среды за счет резонансного набега фаз. В результате средняя интенсивность поля на выходе почти не уменьшается, а перераспределение интенсивности во времени за счет синхронизации спектральных компонент приводит к глубоким провалам и мощным всплескам, существенно превышающим интенсивность на входе в среду. При выбранных значениях параметров (3.13) пиковая интенсивность импульсов превышает интенсивность падающей волны более чем в четыре раза. Длительность импульсов составляет 1/6 периода повторения. Сформированные импульсы являются частотно модулированными, внутриимпульсная частотная модуляция проиллюстрирована на рисунке 3.14.

Компенсация частотной модуляции даёт возможность сжатия сформированных импульсов и увеличения пиковой интенсивности.



Рисунок 3.14 – Зависимость мгновенной фазы и мгновенной частоты сформированных импульсов от времени при значениях параметров, указанных на рисунке 3.12. Обозначения: 1 – мгновенная фаза, 2 – мгновенная частота резонансного излучения.

3.3.4 Компрессия сформированных импульсов

Далее рассмотрена возможность преобразования излучения, испытавшего резонансное взаимодействие с частотно модулированной средой, в прозрачной диспергирующей среде. По мере распространения излучения в диспергирующей среде изменяются относительные фазы гармоник. В среде с квадратичной дисперсией $k(\omega + n\Omega) \cong k(\omega) + k'_{\omega}n\Omega + \frac{1}{2}k''_{\omega\omega}n^2\Omega^2$. При прохождении сквозь слой диспергирующей среды с квадратичной дисперсией толщины L поле (3.12) принимает вид

$$\vec{E} = \frac{1}{2}\vec{E}_0 \exp(i\varphi_0(h,L)) \sum_{m=-\infty}^{+\infty} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} (-1)^m \exp\left(i\frac{1}{2}k_{\omega\omega}^{"}m^2\Omega^2L\right) \times J_n(P)J_{n-m}(P)\exp\left(-g_nh\right)\exp\left(ik_mz - i\omega_m(t-t_0)\right) + \hat{E}.\tilde{N}.$$
(3.16)

Подбор оптимального значения параметра $k_{\omega\omega}^{"}\Omega^{2}L$, характеризующего дисперсию среды, позволяет полностью скомпенсировать линейную составляющую девиации частоты поля (3.16). Одному из оптимальных решений соответствуют значения P = 6.8, $\eta = 1.4$, $\xi = -4.8$, G = 7.8, $k_{\omega\omega}^{"}\Omega^{2}L = -2.800$. Зависимость интенсивности поля от времени приведена на рисунке 3.15. Пиковая интенсивность превышает интенсивность падающей волны более чем в семь раз, длительность импульсов составляет 1/15 от периода повторения.



Рисунок 3.15 – Зависимость интенсивности импульсов, сформированных при резонансном взаимодействии с квантовой системой и прошедших компрессию в среде с квадратичной дисперсией, от времени, при P = 6.8, $\eta = 1.4$, $\xi = -4.8$, G = 7.8, $k_{\omega\omega}^{"}\Omega^{2}L = -2.800$. Обозначения: 1 – мгновенная интенсивность, 2 – средняя интенсивность резонансного излучения.

Компенсация нелинейной составляющей девиации частоты, достигающаяся в призменных компрессорах и зеркалах с программируемой дисперсией, дает возможность дальнейшей компрессии импульсов. При полной компенсации разности фаз гармоник поле (3.12) принимает вид

$$\vec{E} = \frac{1}{2}\vec{E}_0 e^{i\phi_0} \sum_{m=-\infty}^{+\infty} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} |J_n(P)J_{n-m}(P)| \exp\{-\operatorname{Re}(g_n)h\} e^{ik_m(z-h)-i\omega_m t} + \hat{E}\tilde{N}.$$
 (3.17)

Временная зависимость интенсивности импульсов, сформированных при значениях параметров P = 16, $\eta = 22.4$, $\xi = -291.2$, G = 80 и полной компенсации разности фаз гармоник изображена на рисунке 3.16. Пиковая интенсивность превышает интенсивность падающей волны в четырнадцать раз, длительность импульсов составляет 1/34 от периода повторения.



Рисунок 3.16 – Зависимость интенсивности импульсов, сформированных при резонансном взаимодействии с квантовой системой после компенсации разности фаз гармоник, от времени, при P = 16, $\eta = 22.4$, $\xi = -291.2$, G = 80. Обозначения: 1 – мгновенная интенсивность, 2 – средняя интенсивность резонансного излучения.

Изложенный подход к формированию импульсов электромагнитного излучения не ограничен конкретным частотным диапазоном ни в отношении исходного резонансного, ни в отношении модулирующего излучения. Очевидно, экспериментальная реализация изложенного метода допускает использование импульсных полей, если их длительность превышает время релаксации резонансной поляризации среды. Как видно из рисунков 3.15 и 3.16, длительность сформированных импульсов может составлять менее одной тридцатой периода модулирующего поля и менее одной шестисотой времени релаксации резонансной поляризации среды. Оптимальный подбор среды и источников модулирующего и

обеспечить резонансного излучения может возможность формирования ультракоротких импульсов в различных частотных диапазонах, начиная с далекого ИК и заканчивая ВУФ и рентгеновским излучением. В качестве примера рассмотрим кювету продольного размера h = 1 мм, заполненную атомарным водородом с давлением p = 20 тор и температурой 400 К, в условиях тлеющего разряда. Квазирезонансное излучение второй гармоники титан-сапфирового лазера $\lambda_0 = 409,45$ HM взаимодействует с δ -переходом серии Бальмера $\lambda_{21} = 410,17$ нм, который имеет гауссов профиль линии поглощения с шириной 5 ГГц. Разность населённостей n_{12} между энергетическими уровнями δ -перехода (с главными квантовыми числами n = 2 и n = 6) поддерживается равной 0,02. Модуляция частоты б-перехода за счет эффекта Штарка обеспечивается излучением гиротрона с частотой $\Omega/2\pi = 80$ ГГц, сфокусированного в пучок эффективной площадью S = 1 см². При импульсной мощности гиротрона P = 770 КВт оптические импульсы, сформированные в среде с модулированной частотой резонансного квантового перехода, после компенсации частотной модуляции будут иметь вид, изображенный на рисунке 3.16. Длительность импульсов составит $\tau = 370$ фс, а период их повторения – T = 12.5 пс. Если в качестве источника модулирующего излучения выбрать СО₂-лазер, существует возможность формирования импульсов ВУФ излучения длительностью порядка одной фемтосекунды.

3.3.5 Выводы

В рамках проведенного исследования рассмотрено преобразование монохроматического излучения при резонансном взаимодействии с квантовой системой в условиях гармонической модуляции частоты и неоднородного уширения линии резонансного квантового перехода. Гармоническая модуляция частоты перехода создается дополнительным нерезонансным излучением, благодаря эффектам Штарка и Зеемана. Показано, что падающее резонансное излучение при определённых условиях преобразуется в последовательность ультракоротких импульсов, длительность которых обратно пропорциональна глубине модуляции частоты квантового перехода, период повторения равен

периоду модулирующего излучения, а пиковая интенсивность может многократно превышать интенсивность падающей волны. Показана возможность компрессии сформированных импульсов посредством компенсации внутриимпульсной частотной модуляции. Численно исследована компрессия импульсов в среде с квадратичной дисперсией и среде с программируемой дисперсией. Показано, что компенсация линейной и нелинейной составляющих девиации частоты позволяют существенно увеличить пиковую интенсивность и уменьшить длительность импульсов. Произведена численная оптимизация формирования импульсов и определены оптимальные значения параметров взаимодействия излучения с веществом. Показана возможность формирования фемтосекундных импульсов излучения, квазирезонансного δ -переходу серии Бальмера атомарного водорода. Предложенный подход к формированию импульсов электромагнитного излучения применим в широкой частотной области и перспективен в традиционно труднодоступных частотных диапазонах, таких как далёкий ИК, ВУФ и рентгеновский диапазоны.

4 Проведение расчетов и математического моделирования для разработки теории генерации мягкого рентгеновского излучения при нелинейном взаимодействии релятивистки сильного оптического излучения с резкой границей плазмы (Анализ режима хаотических колебаний резкой границы плазмы в поле сверхсильного излучения и его влияния на процесс генерации высоких гармоник)

4.1 Введение

Хорошо известно, что при взаимодействии релятивистски-интенсивного лазерного излучения с границей непрозрачной для него плазмы в отражённом сигнале возможно наблюдение высоких гармоник в области мягкого рентгеновского диапазона [133]. Было предложено несколько возможных механизмов генерации высоких гармоник на твердотельной плазме. Среди них особенно известны механизм осциллирующего релятивистского зеркала [134] и механизм когерентного излучения кильватерной волны [135]. При этом при одних и тех же параметрах импульса и среды возможна генерация как по первому, так и по второму механизмам. Однако в случае резкой границы плазмы механизм когерентного излучения кильватерной волны не работает. Известно также, что в общем случае механизм осциллирующего зеркала более эффективен [136], поэтому в рамках данного проекта исследовалось взаимодействие сверхсильного лазерного излучения с резкой границей плазмы.

Для простоты был рассмотрен случай нормального падения в одномерной геометрии. Первоначально плазма считается однородно распределённой в полупространстве. Динамикой ионов пренебрегается в силу того, что рассматриваются времена, много меньшие характерного времени отклика ионов – обратной ионной плазменной частоты. Для анализа происходящих процессов был использован одномерный код, численно решающий систему уравнений Максвелла – Власова.

В ходе исследований были проведены расчёты в широком интервале параметров плазмы и лазерного импульса. В процессе расчётов были использованы следующие параметры численной сетки. В пространственном направлении использовалось 256 точек на период лазерной волны (или порядка 50-100, в зависимости от плотности, точек на период плазменной волны). Численный домен занимал пространство в 8 мкм. Импульс электронов лежал в пределах от -20mc до 20*тс*, где т – масса электрона, с – скорость света. Сетка содержала 1024 шага по импульсному направлению. Ионы в расчётах, представленных в данной работе, считались неподвижными. Моделирование с подвижными тяжёлыми ионами (имеющих большое отношение массы к их заряду, в частности, использовались ионы Au⁶⁺) показал, что на рассматриваемых временах (порядка 100 фс) их движение не оказывает заметного влияния на динамику процессов. В качестве лазерного импульса был использован импульс трапецеидальной формы длительностью в 10 периодов поля с характерным временем нарастания амплитуды от нуля до максимального значения – два периода поля.

Нами было проведено комплексное исследование динамики взаимодействия лазерного излучения с закритической плазмой в следующем интервале параметров. Амплитуда импульса $a_0 = eE_0/m\omega c$ (e – элементарный заряд, E_0 – амплитуда электрического поля в волне, ω — частота поля) изменялась от 0 до 20 с шагом 0,5, параметр закритичности плазмы $n_0 = N_e/N_{cr}$ (N_e — первоначальная концентрация

электронов, $N_{cr} = m\omega^2/4\pi e^2$ – критическая для данной частоты плотность плазмы) изменялся от 10 до 30 с шагом 1. Таким образом, в общей сложности было проведено 820 расчётов, которые позволили получить сравнительно полную картину взаимодействия в указанном интервале параметров.

4.2 Описание и анализ хаотического режима колебаний

Главной особенностью исследуемой области параметров, которая была обнаружена в процессе исследований, является наличие режима хаотических колебаний плазменной границы в поле лазерной волны. При чём переход к этому режиму осуществлялся резко – уже при небольшом изменении одного из параметров вблизи порогового значения. В частности, на рис. 4.1 приведено сравнение двух расчётов, проведённых при одинаковой амплитуде $a_0 = 5$, но слегка различных плотностях плазмы $n_0 = 12$ (слева) и $n_0 = 11$ (справа). Можно отметить, что несмотря на различается существенно. При меньшей плотности происходит заметное увеличение амплитуды колебаний плазменной границы с одновременной хаотизацией этих колебаний (рис. 4.1). И то, и другое вкупе с резкой границей режима говорит о том, что наблюдается нелинейный резонанс, природа которого, по всей видимости, заключается в нелинейной зависимости массы электронов от амплитуды колебаний, вызванной эффектом лоренцевского увеличения массы.



Рисунок 4.1 – Сравнение пространственно временной динамики границы закритической плазмы в поле сверхсильного лазерного импульса амплитуды $a_0 = 5$ для значения параметра закритичности $n_0 = 12$ (слева) и $n_0 = 11$ (справа).

Качественно эффект хаотизации колебаний может быть объяснён нелинейным резонансом, который может наблюдаться в рассматриваемой системе. Действительно, рассмотрим выражение для частоты свободных колебаний электронов в плазме:

$$\omega_e^2 = 4\pi e^2 N_e/m \tag{4.1}$$

Во время взаимодействия релятивистски-интенсивного лазерного излучения с плазмой возможно наблюдение двух основных эффектов, оказывающих влияние на эффективное значение плазменной частоты ω_e^* : первый связан с релятивистским увеличением эффективной массы электрона $m^* = \gamma m$ (где γ – гамма-фактор электронов), второй – с перераспределением электронов пондеромоторной силой, что приводит к изменению локальной концентрации электронов. Если первый эффект преобладает, то в ультрарелятивистском режиме имеем следующие характерные зависимости:

$$\omega_e^{*^2} \sim 1/m^* \sim 1/\gamma \sim 1/a_0 \tag{4.2}$$

Из выражения (4.2) следует, что с увеличением амплитуды лазерного излучения эффективная плазменная частота падает, следовательно, при достаточно большом значении амплитуды она может сравняться с частотой пондеромоторной силы, раскачивающей граничные электроны. В этом случае будет наблюдаться нелинейный резонанс. Приравнивая эффективную частоту нелинейных собственных колебаний электронов и частоту вынуждающей силы, имеем:

$$\omega_e^{*^2} = (2\omega)^2$$
$$A\omega_e^{*^2/a_0} = 4\omega^2$$
$$An_0/4a_0 = 1$$

где A – некая константа, определяющая точную функцию зависимости эффективной плазменной частоты от амплитуды импульса в соотношении (4.2). Несмотря на то, что точное значение коэффициента A нельзя определить из подобных качественных рассуждений, можно предполагать, что он порядка единицы. Более точное сравнение приведённой модели с результатами численных расчётов даёт значение $A \approx 2$, однако точное его значение слегка варьируется в зависимости от параметров системы.

4.3 Нарушение когерентности генерируемых высоких гармоник

Важным аспектом хаотического режима взаимодействия лазерного излучения с твердотельной плазмой является то, что генерируемые на плазме гармоники

теряют свою когерентность. При регулярных колебаниях все поверхностные электроны двигаются когерентно с лазерным импульсом и, следовательно, между собой. Однако, при переходе когерентны К xaocy электроны перемешиваются, и их движение теряет когерентность. Это может иметь значение в приложении к генерации аттосекундных импульсов. На рис. 4.2 сверху приведены спектры отражённых от плазмы импульсов для случая регулярной (слева) и хаотической (справа) динамики границы. Видно, что при переходе к хаосу линейчатый спектр становится, фактически, сплошным, что косвенно подтверждает декогеренцию гармоник. Чтобы подтвердить факт уменьшения когерентности, ниже на том же рисунке приведён отражённый сигнал, пропущенный через высокочастотный фильтр. Сигнал представляет собой последовательность аттосекундных всплесков, идущих в регулярном режиме с постоянным периодом, равным удвоенному периоду лазерного излучения. В хаотическом же режиме можно отметить две особенности: во-первых, нарушается строгая периодичность импульсов, а во-вторых, заметно понижается их амплитуда. Оба факта без сомнения указывают на то, что гармоники, генерируемые в хаотическом режиме, обладают меньшей когерентностью. Это является важным, поскольку, вообще говоря, понижение плотности мишени должно приводить к увеличению числа генерируемых гармоник. Это связано с тем, что, как известно, чем меньше плотность плазмы, тем сильнее амплитуда колебаний границы и, следовательно, выше энергия колеблющихся частиц. В недавних работах [137, 138] было показано, что излучение гармоник хорошо описывается синхротронным механизмом, для которого максимальный номер генерируемой гармоники пропорционален кубу энергии электронов. Таким образом, мы получаем, что уменьшение плотности плазмы приводит к увеличению количества гармоник. И, действительно, на рис. 4.2 хорошо видно, что амплитуда высоких гармоник в хаотическом режиме практически на порядок выше, чем в регулярном. Однако, для получения аттосекундного импульса необходимо, чтобы генерируемые гармоники были жёстко связаны по фазе, что обычно достигается когерентностью движения электронов в плазме, обеспечиваемой их когерентностью с падающим лазерным импульсом. Однако, в режиме хаотических колебаний генерируемые гармоники некогерентны и, следовательно, порог хаотического режима является оптимальным

значением плотности плазмы с точки зрения генерации аттосекундных импульсов максимальной амплитуды и минимальной длительности.



Рисунок 4.2 – Сравнение отражённых сигналов при взаимодействии лазерного импульса амплитуды $a_0 = 5$ с плазменными слоями плотностью $n_0 = 12$ (слева) и $n_0 = 11$ (справа). Сверху приведены спектры отражённых сигналов, снизу – вид сигнала после наложения высокочастотного фильтра

4.4 Выводы

В рамках проекта проведено исследование обнаруженного в нашей группе процесса хаотизации колебаний резкой плазменной границы в поле релятивистскиинтенсивного линейно поляризованного лазерного импульса. Путём одномерного численного моделирования показано, что имеется пороговая интенсивность лазерного излучения, при которой происходит качественное изменение динамики взаимодействия. Если при малых интенсивностях колебания плазменной поверхности регулярны и когерентны с осцилляциями пондеромоторной силы в падающей волны, то при превышении пороговой интенсивности наблюдается хаотизация этих колебаний и, как следствие, потеря ими когерентности. Причиной наступления хаотизации является нелинейный резонанс, наступающий в силу зависимости частоты плазменных колебаний от амплитуды им пульса в силу лоренцевского увеличения массы электронов. При доступных на данный момент интенсивностях описываемый эффект может наблюдаться только в нестандартных мишенях таких, как, например, нанопористые материалы. Однако, планируемое в ближайшие годы увеличение мощности лазерных установок может дать возможность экспериментального наблюдения эффекта хаотизации в обычных твердотельных мишенях.

Хаотизация колебаний плазменной границы приводит к тому, что гармоники, генерируемые на поверхности слоя, теряют свою когерентность, в результате аттосекундные импульсы в хаотическом режиме имеют меньшую длительность и амплитуду по сравнению с регулярным режимом.

5 Проведение расчетов и математического моделирования для разработки установки по когерентной генерации мягкого рентгеновского излучения при накачке многозарядных ионов инертных газов оптическим излучением фемтосекундного лазера тераваттного уровня мощности.

Целью данного этапа НИР было исследование генерации когерентного рентгеновского излучения при накачке многозарядных ионов инертных газов фемтосекундными лазерными импульсами тераваттного уровня мощности. Проведенные теоретические исследования состояли из двух частей. Во-первых, была рассчитана функция распределения электронов по энергии (ФРЭЭ) в лазерной плазме, образующейся лазерными при накачке мощными импульсами диэлектрического капилляра, заполненного инертным газом. Активной средой рентгеновского лазера являются восьмизарядные ионы инертного газа, в которых присутствуют энергетическом спектре переходы с энергиями, соответствующими рентгеновскому диапазону. Возбуждение верхнего лазерного уровня происходит за счет соударений атомов с высокоэнергетичными (~100эВ) электронами, освободившимися при ионизации (столкновительная накачка). Расчет ФРЭЭ показывает, какая часть электронов имеет достаточные для возбуждения

лазерных уровней энергии, т.е. насколько эффективной будет столкновительная накачка. Вторая часть теоретического исследования заключалась в моделировании лазерной генерации в активной среде (Xe IX) и получении временной зависимости интенсивности рентгеновского импульса.

5.1 Вычисление функции распределения электронов по энергии (ФРЭЭ)

ФРЭЭ была вычислена аналитически на основе полуклассического представления, в котором вероятность ионизации атомов и атомных ионов рассчитывается на основе модели водородоподобного атома, а движение электрона после ионизации рассматривается как классическое В нерелятивистском приближении [35,71]. Такая модель применима при оптических интенсивностях 10¹⁶-10¹⁷ Вт/см². ФРЭЭ определяется энергией, приобретаемой оторванным от атома электроном после взаимодействия с лазерным импульсом, и количеством электронов, отрываемых В единицу времени (скоростью ионизации). Предполагалось, что длительность лазерного импульса (~100 фс) мала по сравнению со временем рекомбинации электронов и ионов (~0.1 – 10 нс) и средним временем между соударениями, и, следовательно, соударения и рекомбинация не влияют на формирование ФРЭЭ. Для циркулярно поляризованного лазерного импульса асимптотическое значение энергии электрона после прохождения лазерного импульса равно удвоенной осцилляторной энергии в момент ионизации. Также предполагалось, что электрон в момент ионизации появляется с нулевой начальной скоростью. Скорость ионизации в зависимости от времени была рассчитана путем решения балансных уравнений для концентрации атомов и ионов с различным зарядом на основе известной зависимости вероятности ионизации от интенсивности. Для интенсивностей >10¹⁶ Вт/см² параметр Келдыша $\gamma << 1$ и преобладает туннельная ионизация [139], поэтому вероятность ионизации атомов (ионов) в зависимости от величины электрического поля лазерного импульса можно вычислить на основе модели Аммосова-Делоне-Крайнова для туннельной ионизации [139,140]:

$$W(t) = 4\omega_{at} \left[\left(\frac{U_i}{U_H} \right)^{\frac{5}{2}} \frac{E_{at}}{E(t)} \right] \times \exp \left[-\frac{2}{3} \left(\frac{U_i}{U_H} \right)^{\frac{3}{2}} \frac{E_{at}}{E(t)} \right], \quad (5.1)$$

где U_i - потенциал ионизации атомов или ионов исследуемого газа, U_H - потенциал ионизации водорода, ω_{at} =41.6 фс⁻¹ и E_{at}=5.142 ГВ/см –атомные единицы частоты и электрического поля, соответственно.

Функция распределения электронов по скоростям находится из решения кинетического уравнения. Воспользуемся предположением, что в процессе ионизации электроны рождаются с нулевой начальной скоростью (энергией). Тогда правая часть кинетического уравнения, описывающая источники, будет представлять собой произведение дельта-функции ($\delta(v-v_0)$, где $v_0=0$) на вероятность рождения электронов в единицу времени. Кинетическое уравнение

$$\frac{\partial f}{\partial t} + A(t)\frac{\partial f}{\partial v} = \delta(v)I(|A(t)|), \qquad (5.2)$$

где f = f(v,t) - функция распределения электронов по скоростям, $A(t) = \frac{e}{m}E(t)$ - мгновенное ускорение электрона, E(t) -мгновенное значение электрического поля, I(|A(t)|) - вероятность рождения электронов (с нулевой начальной скоростью) в единицу времени.

Решение уравнения (5.2) можно представить в виде

$$f(v,t) = F(v - V(t), t),$$
(5.3)

где

$$V(t) = -\int_{t}^{\infty} A(t') dt'$$
 (предполагается, что $A(t) \rightarrow 0$ при $t \rightarrow \infty$ и

интеграл $\int_{t}^{\infty} A(t') dt'$ существует). Вводя новую переменную

$$u = v - V(t), \qquad (5.4)$$

исходное уравнение (5.2) можно свести к виду:

$$\partial_t F(u,t) = \delta(u+V(t))I(|A(t)|)$$
(5.5)

При условии, что

$$f(v,t) = 0 \quad \text{при} \quad t \to -\infty, \tag{5.6}$$

решение (5.5) записывается через интеграл:

$$F(u,t) = \int_{-\infty}^{t} \delta(u + V(t')) I(|A(t')|) dt'.$$
 (5.7)

При $t \to \infty$ получим:

$$F(u,\infty) = \int_{-\infty}^{\infty} \delta(u + V(t')) I(|A(t')|) dt'.$$
(5.8)

Следовательно, поскольку $V(+\infty) = 0$,

$$f(v,\infty) = F(v,\infty) = \int_{-\infty}^{\infty} \delta(v + V(t')) I(|A(t')|) dt', \qquad (5.9)$$

где $V(t) = -\int_{t}^{\infty} A(t')dt'$, т.е. $V'_{t}(t) = A(t)$.

Если перейти к распределению по кинетической энергии $\mathcal{E} = \frac{mv^2}{2}$, то соответствующая функция распределения после окончания импульса будет вычисляться как:

$$\Phi(\varepsilon) = \int f(v,\infty)\delta(\varepsilon - \frac{mv^2}{2})dv =$$
$$= \int_{-\infty}^{\infty} dt \int \delta(\varepsilon - \frac{mv^2}{2})\delta(v + V(t))I(|A(t)|)dv =$$

$$= \int_{-\infty}^{\infty} \delta(\varepsilon - \frac{mv^2}{2}) I(|A(t)|) dt =$$
$$= \sum_{i} \frac{I_i}{m |V_i A_i|}, \qquad (5.10)$$

где $I_i = I(|A_i|)$, $A_i = A(t_i)$, $V_i = V(t_i)$, а моменты времени t_i

определяются из условия: $\varepsilon = \frac{mV_i^2}{2}$.

Вероятность рождения свободных электронов в единицу времени I_i(t) при последовательной ионизации (т.е. последовательном образовании ионов с зарядом от 1 до *Q*) будет складываться из произведений вероятности ионизации на концентрацию ионов каждого заряда:

$$I_{i}(t) = \sum_{q=0}^{Q} W_{q}(t) \rho_{q}(t), \qquad (5.11)$$

где $\rho_q(t)$ - концентрация ионов с зарядом q, а W_q – вероятность ионизации иона с зарядом q-1 в единицу времени. До взаимодействия с импульсом газ находится в нейтральном состоянии с начальной плотностью атомов $\rho_0(t \to -\infty) = \rho_{at}$. В процессе взаимодействия с импульсом в газе образуются многозарядные ионы, плотность которых определяется системой балансных уравнений [141]:

$$\partial_{t} \rho_{0} = -W_{0} \rho_{0}$$

$$\partial_{t} \rho_{1} = W_{0} \rho_{0} - W_{1} \rho_{1}$$

$$\cdots$$

$$\partial_{t} \rho_{q} = W_{q-1} \rho_{q-1} - W_{q} \rho_{q} , \qquad (5.12)$$

$$\cdots$$

$$\partial_{t} \rho_{Q} = W_{Q-1} \rho_{Q-1}$$

где Q – максимальный заряд ионов. Вероятность ионизации W_q для атомов и ионов является функцией интенсивности лазерного излучения. Общая формула для вероятности ионизации была получена Келдышем [142]. Она справедлива как для многофотонного (в случае слабых полей, $<10^{14}$ BT/см²), так и для туннельного (в случае сильных полей, $>10^{14}$ BT/см²) режимов ионизации.

Туннельный режим ионизации является преобладающим при интенсивностях свыше 10¹⁴ Вт/см² для лазерного излучения с длиной волны порядка 1мкм. Воспользуемся моделью ADK (Аммосова-Делоне-Крайнова) [139, 140], но в отличие от формулы (5.1), в формулу Келдыша [142] для вероятности ионизации войдут поправочные коэффициенты, учитывающие состояние ионов:

$$W_{q} = \frac{\omega_{at}}{2} C_{n}^{2} \frac{U_{q}}{U_{H}} \sqrt{\frac{3}{\pi}} 2^{2n^{*}-1} \left[\left(\frac{U_{q}}{U_{H}} \right)^{\frac{3}{2}} \frac{\sqrt{1.7}E_{at}}{E(t)} \right]^{2n^{*}-3/2} \times \exp \left[-\frac{2}{3} \left(\frac{U_{q}}{U_{H}} \right)^{\frac{3}{2}} \frac{\sqrt{1.7}E_{at}}{E(t)} \right].$$
(5.13)
Здесь U_q - потенциал ионизации уровня q, для которого определяется вероятность ионизации, U_H - потенциал ионизации водорода, ω_{at} =41.6 фс⁻¹ и E_{at} =5.142 ГВ/см – атомные единицы частоты и электрического поля, $n^* = Z(U_H/U_q)^{1/2}$ - эффективное квантовое число, Z = q + 1 – заряд иона и $C_{n^*} = \left(2\exp(1)/n^*\right)^{n^*}/\sqrt{2\pi n^*}$ - постоянная порядка 2. Кроме того, в формуле (5.13) учтена поправка к атомному полю, введенная Огстом [143, 144] из сравнения с экспериментом. Для Ar эта поправка составляет $\sqrt{1.7}$, для Xe – 1. Данная



поправка приводит к существенному изменению функции распределения, однако в более ранних работах эта поправка не учитывалась [145-147].

Расчеты ФРЭЭ проведены путем численного решения системы (5.12) для различных длительностей и пиковых интенсивностей лазерного импульса и для пяти благородных газов (He, Ne, Kr, Ar, Xe). На рис. 5.1 представлена функция распределения электронов по энергии (нормирована на плотность атомов газа) в Хе для циркулярно поляризованного лазерного импульса с гауссовской огибающей длительностью 100 фс (FWHM) для двух различных пиковых интенсивностей лазерного поля. Наблюдается восемь максимумов функции распределения по энергии, соответствующих последовательному освобождению всех электронов внешней электронной оболочки. Как видно из графика, при увеличении пиковой

интенсивности в пять раз (с $2 \cdot 10^{16}$ Вт/см² до 10^{17} Вт/см²) функция распределения почти не меняется, т.е. при таких пиковых интенсивностях ионизация происходит в режиме насыщения. Это объясняется тем, что в режиме насыщения ионизация атомов (ионов до заряда +8) происходит приблизительно при одних и тех же мгновенных значениях интенсивности, и поэтому приобретаемая электроном энергия не зависит от пиковой интенсивности лазерного импульса. Данный факт насыщения ФРЭЭ благоприятствует созданию однородной по длине капилляра среды, которая будет использоваться в качестве активной при генерации когерентного рентгеновского излучения. Энергия верхнего лазерного уровня в Хе IX составляет 106 эВ. Как видно из рис. 5.1, при ионизации Хе в режиме насыщения примерно половина электронов имеет более высокие значения энергии.

5.2. Моделирование лазерной генерации в Xe IX и получение временной зависимости интенсивности рентгеновского импульса

Энергетическая диаграмма Xe IX представлена на рис. 5.2 [145]. Лазерный переход 4->2 соответствует длине волны 41.8 нм. Данный переход является самоограниченным, т.к. присутствует захват излучения на длине волны 16.5 нм, соответствующего нижней паре уровней (1 и 2). В модели учитывается пять уровней (с населенностями N_i) и две излучательные моды (число фотонов Q₂ и Q₄). Скоростные коэффициенты безызлучательного перехода с уровня і на уровень ј R_{ij}, времена жизни уровней τ_2 и τ_4 и сечения переходов 4->2 σ_4 и 2->1 σ_2 известны [145].



Рисунок 5.2 - Схема энергетических уровней иона Xe IX. Скоростные коэффициенты приведены в см3/с.

Следует отметить, что скорость накачки (переход 1->4) слабо зависит от точного вида ФРЭЭ [145]. Например, для электрона, энергия которого превышает минимально необходимое для накачки значение, десятикратное увеличение энергии ведет только к двукратному увеличению скорости накачки [145].

Соответствующие скоростные уравнения, записанные для малого (в масштабах неоднородности накачки) объема среды

$$\begin{split} \dot{N}_{1} &= -(R_{12} + R_{14})N_{1}N_{t} + \sigma_{2}c_{0}(N_{2}/3 - N_{1})Q_{2} \\ \dot{N}_{2} &= R_{42}N_{4}N_{t} + R_{12}N_{1}N_{t} + \sigma_{4}c_{0}(N_{4} - N_{2}/3)Q_{4} - \sigma_{2}c_{0}(N_{2}/3 - N_{1})Q_{2} - N_{2}/\tau_{2} \\ \dot{N}_{3} &= R_{43}N_{t}N_{4} \\ \dot{N}_{4} &= R_{14}N_{t}N_{4} - (R_{45} + R_{43} + R_{42})N_{t}N_{4} - \sigma_{4}c_{0}(N_{4} - N_{2}/3)Q_{4} - N_{4}/\tau_{4} \\ \dot{N}_{5} &= R_{45}N_{t}N_{4} \\ \dot{Q}_{2} &= \sigma_{2}c_{0}Q_{2}(N_{2}/3 - N_{1}) \\ \dot{Q}_{4} &= \sigma_{4}c_{0}Q_{4}(N_{4} - N_{2}/3) \end{split}$$

(с₀ - скорость света в вакууме, N_i – концентрация ионов) были решены численно. В результате была получена зависимость инверсии населенностей и интенсивности в рентгеновской моде от времени для малого объема среды (рис. 5.3). Отметим, что нижний лазерный уровень (5.2) имеет трехкратное вырождение, поэтому в скоростные уравнения и в выражение для инверсии населенностей входит член $N_2/3$. Захват излучения, соответствующего 2->1, приводит к эффективному увеличению t_2 . Как видно из рис. 5.3а, длительность импульса инверсии населенностей составляет величину порядка 2 пс. За это время достигается необходимая инверсия для начала лазерной генерации, которая затем постепенно уменьшается в результате роста числа фотонов вынужденного излучения. Длительность рентгеновского импульса (рис. 5.36) определяется временем релаксации верхнего лазерного уровня (порядка 30 фс). После этого населенности уровней 1 и 2 выравниваются в результате захвата моды Q_2 и генерация прекращается, т.к. инверсия перехода 4 -> 2 при этом стремится к нулю.

Приведенное локальное (в малом объеме среды) рассмотрение позволяет оценить длительность рентгеновского импульса при распространении в капилляре как длительность свертки полученного локального импульса (рис. 5.3б) и концентрации лазерных ионов как функции локального времени импульса накачки.

(5.14)

Для капилляра длиной 5 см с однородной концентрацией газа время распространения лазерного импульса накачки в капилляре составляет ~ 165 пс, а длительность рентгеновского импульса ~ 190 пс.



Рисунок 5.3 - Инверсия населенностей (а) и число фотонов в лазерной моде (б), нормированные на концентрацию, в зависимости от времени. Расчет приведен для ионов Xe IX.

5.3 Выводы

Таким образом, проведенные расчеты ФРЭЭ при ионизации Хе фемтосекундными лазерными импульсами с пиковой интенсивностью 10¹⁷ Вт/см² и длительностью 100 фс показали, что около 50% электронов обладают после прохождения лазерного импульса энергией, превышающей порог накачки ионов Хе IX. Также показано, что данная интенсивность излучения пятикратно превышает интенсивность насыщения ФРЭЭ, что позволит создать однородную область накачки по всей длине капилляра (5 см) и обеспечит эффективную генерацию рентгеновского излучения.

Расчеты динамики населенности уровней, участвующих в лазерной генерации, и динамики числа фотонов рентгеновской моде, выполненные путем решения скоростных уравнений для лазерной среды, позволили получить зависимость интенсивности генерируемого рентгеновского лазерного импульса от

времени. Длительность рентгеновского импульса определяется как протяженностью активной среды (длиной капилляра с ионизированным газом), так и свойствами самой активной среды (временем излучательной релаксации верхнего лазерного уровня). Для активной среды Xe IX и капилляра длиной 5 см длительность рентгеновского импульса составляет порядка 190 пс.

6 Проведение расчетов по разработке лабораторных макетов компактных импульсных ПГС среднего ИК диапазона (3–5 мкм) с пиковой мощностью 5– 50 кВт на основе твердотельных лазеров с диодной накачкой

Недостатком систем, основанных на использовании наиболее распространенных лазеров на основе кристаллов Nd:YAG (или Yb:YAG), генерирующих пучки на длине волны 1064 нм (или 1030 нм), и двух каскадов ПГС, преобразующих длину волны излучения в диапазон 3...5 мкм [148], является низкая эффективность духкаскадного параметрического преобразования, которая снижает КПД и затрудняет получение необходимой энергии импульсов и мощности излучения в заданном диапазоне длин волн.

Другой возможный подход связан с использованием лазеров на кристаллах, содержащих ионы Tm³⁺ (Tm:YLF и Tm:YAG) с диодной накачкой, генерирующих излучение на длине волны 1.9-2.0 мкм [149]. В свою очередь, это излучение используется для накачки кристаллов, содержащих ионы Ho³⁺ (таких как Ho:YAG), которые излучают свет на длине волны 2.1 мкм. При этом достигается достаточно высокая эффективность (50-60%) преобразования излучения накачки в пучок импульсно-периодической генерации на 2.1 мкм. Наконец, двухмикронное излучение преобразуется с помощью ПГС в средний ИК диапазон [150]. Одним из наиболее привлекательных нелинейных кристаллов для параметрического преобразования в этом случае является кристалла ZnGeP₂, к достоинствам которого относят высокую нелинейность (75 пм/В), большую теплопроводность (360 мВт/см К) и хорошее пропускание в широком диапазоне длин волн (2-12 мкм). В результате исследований были проведены необходимые расчеты для реализации ПГС на базе кристалла ZnGeP2 с переносом частоты в диапазон 3,5 мкм. Для

осуществления первого типа трехволнового взаимодействия был изготовлен ZnGeP₂ с геометрическими размерами 5х5х25 мм (Рисунок 6.1).



Такой нелинейный элемент характеризуется следующими параметрами:

плоскости WxL – базовые (штрихованные), инвариантные относительно подстройки под условия синхронизма – при вращении кристалла переходят сами в себя (полируются только для контроля оптического качества исходного кристалла);
 плоскости HxW – рабочие, апертурные;

- плоскости HxL – направляющие (параллельные направлению синхронизма), определяют номинальный угол синхронизма элемента θ в отсутствие перестройки. Положение оптической оси кристалла обозначено как Z(C) [001]; поляризация обыкновенного и необыкновенного лучей обозначена векторами \bar{E}_0 и \bar{E}_e , соответственно. Оптический элемент имеет следующие геометрические размеры, в мм: H = 5 мм, W = 5 мм, L =20 мм, где высота (H) - размер между базовыми плоскостями элемента (плоскости, инвариантные при подстройке элемента под синхронизм, т.е. перпендикулярные оси вращения); ширина (W) - размер между направляющими плоскостями элемента; длина (L) – размер элемента в направлении распространения луча накачки, т.е. между рабочими оптическими поверхностями. В области 0.7- 2.5 мкм типичные значения оптического пропускания и коэффициенты поглощения обыкновенного и необыкновенного лучей в монокристаллах ZnGeP₂ могут быть представлены следующей Таблицей 1:

λ,	Пропускание,	α,	α _e ,
МКМ	%	-1 см	-1 см
0,88	4,2	4,6	5,1
0,92	6,9	3,7	4,1
0,95	9,0	3,3	3,6
0,99	11,8	2,8	3,0
1,03	14,9	2,3	2,6
1,08	18,4	1,95	2,15
1,12	21,0	1,72	1,90
1,18	25,2	1,39	1,54
1,24	30,4	1,05	1,17
1,3	36,3	0,74	0,83
1,38	42,7	0,47	0,53
1,46	46,6	0,32	0,37
1,54	50,2	0,20	0,24
1,64	52,3	0,13	0,17
1,76	54,1	0,07	0,12
1,9	55,0	0,05	0,08
2,06	55,8	0,03	0,05
2,24	56,3	0,01	0,03

Таблица	1	•
---------	---	---

В области 2.5 – 12.5 мкм типичное оптическое пропускание кристалла ZnGeP₂ представлено рисунком 6.2:



Перестройка частоты генерации определяется углом θ относительно оптической оси кристалла, который можно найти согласно формуле для величины угла синхронизма:

$$\theta_{c} = \arcsin\{\frac{\frac{w_{3}^{2}n_{o}^{2}(w_{3})n_{e}^{2}(w_{3})}{\left[w_{1}n_{o}(w_{1}) + w_{2}n_{o}(w_{2})\right]^{2}} - n_{e}^{2}(w_{3})}{n_{o}^{2}(w_{3}) - n_{e}^{2}(w_{3})}\}^{\frac{1}{2}}$$
(6.1)

Главные значения показателей преломления n_o и n_e для разных длин волн находятся по дисперсионным зависимостям. Значение показателя преломления необыкновенного луча для разных углов распространения лазерного луча относительно оптической оси кристалла находится согласно выражению

$$n^{e}(\theta) = \frac{n_{o}n_{e}}{\sqrt{n_{o}^{2}\sin^{2}\theta + n_{e}^{2}\cos^{2}\theta}}$$
(6.2)

Реализовывался скалярный синхронизм типа оое : $\vec{k_1}^o + \vec{k_2}^o = \vec{k_3}^e$, где индексы 1,2,3 обозначают сигнальную, холостую волны и волну накачки. При реализации скалярного о-ее синхронизма волна накачки должна быть обыкновенной, сигнальная ($w_c = w_1$) и холостая ($w_x = w_2$) волна – необыкновенные. Название волн сигнальная и холостая – условны. Перестройка частот w_1 и w_2 при заданной w_3 в заданном направлении $\vec{k_3}$ осуществляется поворотом нелинейного кристалла относительно пучка накачки (изменением θ_c). На торцы кристалла нанесены просветляющие покрытия на длины волн $\lambda = 2,09$ мкм; 3÷5мкм.

В эксперименте планируется реализовывать однорезонаторный ПГС. Величину пороговой плотности мощности накачки можно оценить из выражения:

$$I_{3nop} = (P_0/L^2)(1-R_1^2)/R_1^2$$
(6.3)

Здесь $P_0=c^3n_1n_2n_3/8(2\pi)^3\omega_1 \omega_2D_1D_2D_3$ имеет размерность мощности, D - коэффициенты нелинейной связи. $R_1^2=R_1(0)R_1(L)\exp(-4\delta L)$, 2 δ L-нерезонансные потери, L – длина кристалла. Численные значения нелинейных коэффициентов дисперсионных зависимостей брались из справочной литературы [151]. Сделанные оценки для ПГС с выходным зеркалом T=1% на холостой волне дают величину пороговой плотности мощности накачки порядка 6·10⁵ Вт/см². Измерение спектра выходного излучения ПГС проводится с помощью монохроматора МДР-2 со спектральным разрешением порядка 0,5 нм. Для автоматизации спектрального измерительного комплекса на базе МДР-2 используется многофункциональная плата сбора данных NI PCI-6251 и среда LabVIEW 7.1. Программа позволяет прописывать спектры излучения и считывать значения как с помощью платы NI PCI-6251, так и синхронного детектора SR-810.

Исследуемая система состояла из трёх основных частей – Tm:YLF лазера, Но:YAG лазера и ПГС (Рисунок 6.3).



В качестве первого каскада в схеме используется лазер на основе кристалла Tm:YLF с диодной накачкой. Данный кристалл является привлекательной лазерной средой благодаря слабой наводимой накачкой линзе и высокому коэффициенту поглощения на длине волны 0,8 мкм, позволяющему использовать для накачки коммерческие диодные линейки. Кроме того, Tm:YLF лазер может позволить получить генерацию на длине волны 1908 нм, что соответствует одному из максимумов поглощения кристалла Ho:YAG. Высокая эффективность преобразования излучения накачки в излучение генерации на длине волны 1,9 мкм достигается в кристалле Tm:YLF, в основном, благодаря кросс-релаксационным процессам, обусловленных взаимодействием ионов Tm³⁺ между собой. Квантовый выход перехода с верхнего уровня ${}^{3}F_{4}$ перехода накачки на верхний уровень лазерного перехода ${}^{3}H_{6}$ (при накачке с ${}^{3}H_{6}$ на ${}^{3}H_{4}$) близок к 2 (и составляет ~1.84 для концентрации активирующих ионов Tm³⁺ в 3 атомных процентах). Для накачки кристалла Tm:YLF использовались две непрерывные диодные линейки с волоконным выходом, генерирующие неполяризованное излучение на длине волны 792 нм мощностью до 40 Вт. Вариация и стабилизация длины волны генерации диодных лазеров обеспечивается путём использования систем охлаждения на элементах Пельтье с электронным контролем температуры. Пучок излучения диодных линеек, выходящий из торца многомодового волокна (с диаметром сердцевины 800 мкм и числовой апертурой Θ ~0,13), фокусируется с помощью линзового телескопа, состоящего из набора сферических линз, внутрь кристалла Tm:YLF через дихроичное зеркало.

В исследуемой схеме обеспечивается непрерывная генерация с мощностью не мене 27 Вт и дифференциальной эффективностью порядка 50% Длина волны ориентацией оптической оси анизотропного кристалла генерации определяется Tm:YLF. Излучение Tm:YLF лазера используется для накачки лазера на основе кристалла Ho:YAG. Лазерный кристалл Ho:YAG выращивается методом Чохральского (содержание ионов Но³⁺ - 1 атомарный процент) и вырезается в виде цилиндра (с ориентацией [001] относительно кристаллографических осей) длиной 30 мм и диаметром 4 мм. Кристалл помещается в радиатор, температура которого поддерживается на постоянном уровне (около 15° C). Пучок генерации Tm:YLF лазера фокусируется системой сферических линз Л1 внутрь кристалла Ho:YAG через дихроичное зеркало М2. Резонатор Г-образной формы с поворотом формируется тремя зеркалами: М1 – плоское зеркало с высоким коэффициентом отражения на длинах волн генерации 2,1 мкм и накачки 1,9 мкм, М2 – дихроичное зеркало с высоким отражением на генерацию и высоким пропусканием на накачку, МЗ –выходное сферическое полупрозрачное на генерацию зеркало. В короткое плечо между зеркалами M1-M2 был помещен кристалл Ho:YAG, в плечо резонатора между зеркалами М2-МЗ для получения импульсно-периодического режима генерации помещался акусто-оптических модулятор (АОМ). АОМ на кварце длиной 40 мм и торцами, срезанными под углом Брюстера, ориентирован на прохождение с минимальными потерями горизонтально поляризованного излучения. В такой схеме реализуется как непрерывная, так и импульснопериодическая генерация со средней мощностью до 13 Вт с эффективностью преобразования излучения накачки в излучение генерации 50% при высоком качестве пучка генерации ($M^2 < 1, 1$).

Пучок генерации Ho:YAG лазера после прохождения коллимирующей линзы L2 направляется на нелинейный кристалл ZnGeP₂ (рис. 6.3). Изменение параметров линзы L₂ (от F=350 мм и до F=750 мм) позволяет варьировать

119

интенсивность пучка накачки ПГС. Накачка ПГС осуществляется через зеркало M5 с высоким пропусканием на 2,1 мкм и диапазон сигнальной волны. В спектральном диапазоне холостой волны коэффициент отражения максимально большой. Выходне зеркало M6 имеет высокий коэффициент отражения на длинах волн накачки и холостой. На длинах волн инжектируемого излучения He-Ne лазера и сигнальной волны коэффициент отражения не превышает 20%.

Наименьший порог генерации получается в случае двухрезонаторного ПГС, имеющего высокие коэффициенты отражения выходного зеркала и на сигнальную и на холостую волну. Однако спектр генерации обладает кластерной структурой, отличающейся частотной и амплитудной нестабильностью. Спектральная ширина линий сигнальной и холостой волн в области их центров составляет величину от 50 нм до 150 нм (при генерации от 3 мкм до 5 мкм).

Время нарастания параметрически генерируемого излучения существенно зависит от уровня, с которого начинается генерация, обычно это уровень квантовых шумов. Инжекция в ПГС внешнего излучения (He-Ne лазер, длина волны 3,39 мкм, мощность ~ 7 мВт, модель ГНИК-3-2), уровень которого значительно превышает уровень квантовых шумов, уменьшает время переходных процессов и ведёт к увеличению эффективности преобразования мощности накачки. Спектр генерации ПГС конденсируется в области линии инжектируемого излучения. Ожидается сужение спектра до величины, сравнимой с шириной спектра излучения внешнего лазера. Использование в качестве внешнего источника диодного лазера позволяет осуществлять перестройку частоты генерации.

Эффективность преобразования мощности накачки (на 2,1 мкм) в мощность параметрической генерации (на 3,5-5 мкм) определяется как частотой следования импульсов накачки, так и интенсивностью её пучка. Ожидается получение эффективности преобразования порядка 40% при качестве пучка, близком к дифракционному пределу с нестабильностью энергии импульсов генерации ПГС не хуже 5%.

7 Проведение расчетов по разработке лабораторной установки для анализа состава газовых смесей на основе ПГС среднего ИК диапазона

120

7.1. Метод газового анализа в случае расположения поглощающего вещества вне лазерного резонатора

В классической абсорбционной спектроскопии сравнивают интенсивности I_{np} света, прошедшего через ячейку с исследуемым газом от широкополосного источника, с интенсивностью I_0 опорного пучка. Величина поглощённой мощности равна

$$I_{nozn}(\lambda) = a[I_0(\lambda) - I_{np}(\lambda)], \qquad (7.1)$$

где постоянная *а* учитывает не зависящие от длины волны потери (например, отражение от стенок ячейки). Спектральное разрешение обычно ограничивается разрешающей способностью спектрометра. Доплеровский предел можно достичь только в фурье-спектрометрах. Минимальный коэффициент пропускания, который можно регистрировать промышленным спектрометром, имеет величину порядка 0,1%.

Объёмная концентрация N поглощающего вещества для малой оптической плотности, согласно закона Бугера – Ламберта, находится из выражения

$$N = \left[\ln(1/T) \right] / \sigma l \tag{7.2}$$

Для стандартной ячейки длиной 10cm, $N = 10^{-4} / \sigma$. Если сечение поглощения $\sigma = 10^{-18} cm^2$ (например, для молекул HF), то наименьшая величина объёмной концентрации $N = 10^{14} cm^{-3}$.

Используемый В спектроскопии газов метод дифференциального поглощения и рассеяния (ДПР) [152] заключается в посылке в исследуемую область атмосферы лазерных импульсов и регистрации излучения, приходящего на приёмник локатора в результате рэлеевского и Ми-рассеяния. Путём применения стробирования принимаемого сигнала можно определять интенсивность излучения, рассеянного на определённом расстоянии r. При этом мощность P(r), регистрируемая приёмником лидара в момент t=2r/c предполагается равной

$$P(r) = \frac{ETA\beta(r)c}{2r^2} \exp\left[\int_0^r 2\alpha(r')dr'\right],$$
(7.3)

где T – оптическая эффективность телескопической системы, A – площадь зеркала телескопа, E – энергия посылаемого импульса, $\beta(r)$ – коэффициент обратного рассеяния, $\alpha(r)$ – коэффициент ослабления излучения в атмосфере [153].

$$\alpha(r) = \alpha_m(r) + \alpha_r(r) + \alpha_{re}(r) + \sigma(\lambda)n(r)$$
(7.4)

 $\alpha_m(r)$, $\alpha_r(r)$ и $\alpha_{re}(r)$ - коэффициенты, определяющие вклад релеевского, Ми- и комбинационного рассеяния, соответственно; n(r)- объёмная концентрация газа (число молекул в см³), $\sigma(\lambda)$ - сечение поглощения, см².

Путём проведения измерений на двух длинах волн λ_0 и λ , первая из которых соответствует центру линии поглощения газа, а вторая – крылу этой линии, можно определить интегральную концентрацию газа в атмосфере вдоль трассы лазерного пучка

$$\int_{0}^{r} n(r')dr' = \frac{1}{2\sigma(\lambda)} \log_{e} \left[\frac{P(r)}{P_{o}(r)} \bullet \frac{E_{o}}{E} \right]$$
(7.5)

и её локальную концентрацию на расстоянии r от места расположения лидара

$$n(r) = \frac{1}{2\sigma(\lambda)} \bullet \frac{d}{dr} \ln\left[\frac{P(r)}{P_o(r)}\right].$$
(7.6)

Введём коэффициент У, учитывающий относительное изменение мощности регистрируемого излучения

$$y = \frac{P - P_0}{P} \tag{7.7}$$

Это позволит оценить минимальную величину концентрации газа, которую можно зарегистрировать лидаром

$$\langle C_{\min} \rangle = \frac{1}{2\alpha(\lambda_o)r} \ln \left[\frac{1}{1 - y_{\min}} \right]$$
(7.8)

 $\langle C_{min} \rangle$ - средняя концентрация поглощающего газа (атм⁻¹), $\alpha(\lambda_o)$ –коэффициент поглощения для 100% концентрации (атм⁻¹·см⁻¹), (поглощение газа в этом случае пропорционально *exp(-apl)*, где *p* – давление при заданной температуре, а *l* – длина поглощающего слоя в см)

$$\alpha(\lambda_0) = N_{\rm H} \cdot \sigma(\lambda) \tag{7.9}$$

 $N_{\rm H} \approx 2,68 \cdot 10^{19} \ cm^{-3} amm^{-1}$ – концентрация молекул при нормальных условиях (давление газа $P_{\rm H} = 101,325 \ \kappa \Pi a$ (760 mop), температура газа $T_{\rm H} = 273 \ K$). Нормальная плотность газа

$$\rho_{\rm H} = M/V_{\rm H},\tag{7.10}$$

где М – молярная масса (г·моль⁻¹). Плотность газа при заданной температуре T и давлении P находится согласно выражению

$$\rho = \rho_{"} \frac{T_{"} \square P}{T \square P_{"}}$$
(7.11)

Объёмная концентрация

$$N = N_a \rho / M, \tag{7.12}$$

где N_a – число Авогадро, либо

$$N = N_a P/RT, (7.13)$$

где R – газовая постоянная.

Наиболее сложным в определении параметром является коэффициент обратного рассеяния. В работе [153] для её нахождения используется формула

$$\beta = (3, 9/8\pi V) \cdot (0, 55/\lambda), \tag{7.14}$$

где V_{M} – метеорологическая видимость в метрах, а λ -длина волны в мкм. Однако, экспериментальное определение β даёт величину в несколько раз отличающуюся от оценочного значения, найденного с помощью выражения (7.14) [154,155]. Поэтому в работе [156] наиболее вероятной величиной в области длин волн $\lambda \approx 2 \ MKM$ принято значение $\beta \approx 0,017/V_{M}$, $M^{-1}cmep^{-1}$.

Сделаем оценку минимальной концентрации (частиц на миллион) молекул НF (сечение поглощения линий колебательно-вращательных переходов в области частот $4000 cm^{-1}$, $\sigma \approx 2 \cdot 10^{-18} cm^2$), которую можно обнаружить на расстоянии 100м, если Y_{min} принять равным 5%. Согласно (8) $C_{min} \approx 0.05 ppm$.

Сделаем оценку минимальной величины E_{min} энергии импульса лазерного излучения. Из выражения (7.3), при условии отсутствия поглощения $E_{min} = P(r)2r^2/TA\beta c$ (7.15) Если $P(r)\approx 10^{-9}$ Bm, то при $r = 10^3$ м, $T \approx 0,05$, $A \approx 0,25$ м² и $V_{M} = 5 \cdot 10^3$ м, $E_{min} \approx 0,15$ мДж. Это означает, что при следовании импульсов излучения зондирующего лазера с частотой f = 1000 Гµ достаточно средней мощности $P \approx 150$ мВт.

В настоящее время указанным выше параметрам излучения удовлетворяют параметрические генераторы света (ПГС) на периодически поляризованном ниобате лития (PPLN) с накачкой твердотельными лазерами на кристаллах, легированных ионами неодима Nd⁺³ с накачкой диодными линейками [157]. В спектральном диапазоне $3 \div 5$ мкм можно использовать также ПГС на кристалле ZnGeP₂.

Требования к спектральной ширине излучения лазера Δv_{n} такие же, как и к спектральному разрешению спектрометра Δv_{cn} в однопроходовой абсорбционной спектроскопии: ширина Δv_{n} ($\Delta v_{C\Pi}$) не должна превышать ширину линии поглощения δv . Можно показать, что чувствительность регистрации при измерении спектров поглощения возрастает с увеличением спектрального разрешения:

$$\frac{\Delta I}{I} = \frac{1}{\Delta \nu} \int_{\nu_0 - \delta \nu/2}^{\nu_0 + \delta \nu/2} k_{no2}(\nu) d\nu \approx \overline{k}_{no2} \Box \frac{\delta \nu}{\Delta \nu}$$
(7.16)

В ближней ИК области спектры поглощения простых молекул состоят из отдельных колебательно-вращательных линий с однородно уширенным контуром за счёт столкновений [158]:

$$\delta v = 4\sigma^2 N_a p/c (\pi MRT)^{1/2}, \qquad (7.17)$$

При атмосферном давлении ширина линий имеет величину порядка $\delta v \approx 0, 1 - 0, 2$ cm^{-1} . Таким образом, спектральное разрешение спектрометра $\Delta v_{C\Pi}$ и ширина линии излучения лазера Δv_{π} не должны превышать этой величины.

Согласно таблице спектральных линий [159] атомы *Xe* имеют интенсивные резонансные линии поглощения в области ближнего ИК диапазона. Вероятности спонтанного излучения *A* были взяты из работы [160].

Сечение перехода можно найти из выражения

$$\sigma = \frac{\pi^2 c^2 A}{\omega^2 \Delta \omega} = \frac{A}{8\pi c \tilde{v}^2 \Delta \tilde{v}}$$
(7.18)

Спектральное смещение комбинационного рассеяния излучения в обратном направлении специфично для разных молекул. Комбинационное смещение для большинства молекул газа, содержащегося в воздухе, находится в диапазоне 400 ÷ 4000 см⁻¹ (соответствующее переходу из основного колебательного состояния на первое возбуждённое) [152]. Интенсивность сигнала КР пропорциональна концентрации рассеивающих свет молекул. Для одновременного получения спектров КР различных молекул требуется только один лазер, генерирующий на одной частоте, что является несомненным достоинством данного метода. Величина сечения рассеяния $\sigma_{\kappa p}$ зависит от частоты как ω^4 , поэтому в качестве зондирующего источника лучше использовать лазеры, работающие в видимом или ближнем УФ диапазоне спектра, например, на гармониках Nd^{+3} ($\lambda = 532hm; 354hm; 266hm$). Одним из существенных недостатков метода является малая величина сечения дифференциального рассеяния ~ 10^{-30} $cm^2/cmep$. Это требует более высокой импульсной мощности излучения лазера и энергии импульса генерации, чем в методе ДПР, а также большей апертуры приёмной оптики.

Спектроскопические характеристики фтористого водорода для оценки возможности обнаружения с использованием пассивного ИК спектрометра, а также лидара дифференциального поглощения взяты в справочной литературе и приведены в таблицах №1-3.

Таблица 1. Наиболее интенсивные линии молекулы $H^{19}F$.

переход 0 – 1 (давление P = 1 *атм.*; относительная концентрация 100%; температура T = 296 K; длина слоя $L = 1_M$)

N⁰	Длина волны	Волновое	Коэффициент поглощения	Сечение
	поглощения	число,	К,см ⁻¹	поглощения,
	λ_0 ,мкм	v,cm ⁻¹		σ_0, m^2
	2,7075	3693,4	6,289	1,8×10 ⁻²²
	2,7075	3741,5	10,297	4,8×10 ⁻²²
	2,6727	3788,2	14,684	1,0×10 ⁻²²
	2,6397	3833,6	18,072	1,6×10 ⁻²²
	2,5788	3877,7	20,411	1,9×10 ⁻²²
	2,5508	3920,3	16,225	1,3×10 ⁻²²
	2,4994	4000,9	19,877	1,5×10 ⁻²²
	2,4759	4038,9	28,070	2,4×10 ⁻²²
	2,4538	4075,3	27,470	2,3×10 ⁻²²
	2,4331	4109,9	23,450	1,6×10 ⁻²²
	2,4138	4142,8	17,459	8,5×10 ⁻²²
	2,3958	4173,9	11,467	3,6×10 ⁻²²
	2,3790	4203,3	5,900	1,2×10 ⁻²²

Таблица 2. Наиболее интенсивные линии молекулы $H^{19}F$.

переход 0 – 2 (давление P = 1 *атм.*; относительная концентрация 100%; температура T = 296 K; длина слоя $L = 1_M$)

N⁰	Длина волны	Волновое	Коэффициент поглощения	Сечение
	поглощения	число,	К,см ⁻¹	поглощения,
	λ_0 ,мкм	v,cm ⁻¹		σ ₀ , м ²
	1,330	7515,8	0,271	1,3×10 ⁻²²
	1,321	7568,7	0,466	2,9×10 ⁻²²
	1,313	7618,5	0,633	4,8×10 ⁻²²
	1,305	7665,6	0,741	5,7×10 ⁻²²
	1,297	7709,8	0,628	4,0×10 ⁻²²
	1,284	7788,9	0,814	4,8×10 ⁻²²
	1,278	7823,8	1,165	7,9×10 ⁻²²
	1,273	7855,6	1,123	7,7×10 ⁻²²
	1,268	7884,3	0,914	5,6×10 ⁻²²
	1,264	7909,7	0,609	3,0×10 ⁻²²
	1,261	7931,8	0,338	1,4×10 ⁻²²
	1,258	7950,7	0,170	0,5×10 ⁻²²

Таблица 3. Наиболее интенсивные линии молекулы $H^{19}F$.

переход 0 – 3 (давление P = 1 *атм.*; относительная концентрация 100%; температура T = 296 K; длина слоя $L = 1_M$)

N⁰	Длина волны	Волновое	Коэффициент поглощения	Сечение
	поглощения	число,	К, см ⁻¹	поглощения,
	λ ₀ , мкм	ν, cm ⁻¹		σ_0, m^2
	0,894	11181,8	0,011	6,9×10 ⁻²⁴
	0,889	11236,1	0,015	1,1×10 ⁻²³
	0,886	11286,1	0,018	1,4×10 ⁻²³
	0,882	11331,6	0,015	1,0×10 ⁻²³
	0,876	11409,4	0,020	1,2×10 ⁻²³
	0,874	11441,4	0.029	2,0×10 ⁻²³
	0,871	11468,8	0.028	1,9×10 ⁻²³
	0,870	11491,6	0,023	1,4×10 ⁻²³

0,868	11509,1	0,015	0,8×10 ⁻²³
0,867	11523,0	0,009	0,4×10 ⁻²³

При вычислении величины дифференциального сечения комбинационного рассеяния $\sigma_{\kappa p}$ необходимо знать экспериментально измеренные значения таких параметров, как «активность рассеяния» и «степень деполяризации» [152]. Более достоверные значения величины дифференциального комбинационного рассеяния определяют экспериментально. Так, например, сечение комбинационного рассеяния газообразных молекул фтористого водорода (НF) имеет величину, одинаковую с величиной эталонного сечения КР Q-полосы молекулы азота N_2 с колебательной частотой 2331 см⁻¹ - порядка $10^{-29} cm^2/cp$ (длина волны возбуждения $\lambda = 266 \mu M$) [161].

7.2. Внутрирезонаторный метод газового анализа

Одним из высокочувствительных методов абсорбционной лазерной спектроскопии является внутрирезонаторный метод (ВРЛС) [162]. Нами разработан макет установки на базе Tm:YLF-лазера с диодной накачкой, размещённого в герметичном боксе с возможностью откачки воздуха и наполнением исследуемой газовой смесью.

Резонатор лазера состоит из плоского «глухого» (1) и сферического выходного зеркала (2) с коэффициентом пропускания на длине волны генерации $T\sim11\%$ и радиусом кривизны 200 мм, длина резонатора $L_p\sim120$ мм (Рисунок 7.1). Накачка кристалла (3) Tm:YLF на длине волны 793 нм (содержание ионов $Tm^{3+} \sim 2.5$ вес. %, длина 18 мм, диаметр 3 мм), помещенного в медный радиатор со стабилизацией температуры около 15 ⁰C, осуществлялась диодными линейками (Coherent FAP-800) с волоконным выводом (4). Излучение накачки вводится через дихроичные зеркала (5), расположенные внутри резонатора под углом Брюстера и имеющие высокий коэффициент отражения на длине волны накачки, система линз (6) обеспечивающие перенос изображения в соотношении 1:1 с торца волокна (4) в кристалл Tm:YLF.

Кристалл Tm:YLF является одноосным анизотропным, имеет интенсивные широкие линии излучения в спектральном диапазоне 1.75 – 1.95 мкм на π и σ поляризациях. Для достижения генерации на длине волны 1908 нм оптическая ось кристалла Tm:YLF ориентируется перпендикулярно плоскости схемы. При этом дихроичные зеркала вносили наименьшие потери для необходимой нам о поляризации. Для перестройки спектра генерации лазера внутрь схемы резонатора помещается сапфировая фазовая пластинка (7) толщиной 5 мм, закрепленная на моторизированном поворотном столике.



Рисунок 7.1 - Схема экспериментальной установки: 1 – «глухое» зеркало, 2 – выходное зеркало, 3 – кристалл Tm:YLF, 4 – волоконные выводы диодных лазеров, 5 – дихроичные зеркала, 6 – оптические конденсоры, 7 – фазовая пластинка, 8 – полупрозрачное зеркало, 9 – измеритель мощности, 10 – спектрограф МДР-41, 11 – фотоприемник ФСА-Г1, 12 – бокс с прокачкой азотом.

МДР-41 Спектр лазерного излучения измеряется спектрографом с минимальным спектральным разрешением $\delta \lambda \sim 0.1$ *нм* в диапазоне длин волн 1.8 - 2*мкм*. На выходной щели спектрографа устанавливается фоторезистор PbS (модель ФСА-Г1). Дистанционное управление двигателями спектрографа и поворотного столика с фазовой пластинкой (ФП), источником тока диодной линейки, а также сбор и обработка данных обеспечивается компьютерной системой, основанной на NI_PCI_6251; программа управления, обработки графического плате И отображения данных написана в среде программирования LabVIEW. По своей сути экспериментальная установка представляет собой широкополосный вариант внутрирезонаторного лазерного спектрометра, роль поглощающей ячейки в котором играет свободное пространство резонатора. Чувствительность установки была проверена на регистрации поглощения лазерного излучения парами молекул воды в атмосфере. Концентрация молекул изменялась вытеснением воздуха из бокса азотом, с контролем величины влажности.



Рисунок 7.2 - Спектр люминесценции кристалла Tm:YLF (спектральное разрешение δλ~1 нм).

В ближней ИК области спектр поглощения молекул воды состоит из отдельных колебательно-вращательных линий с однородно уширенным контуром за счет столкновений. При атмосферном давлении ширина наблюдаемых линий поглощения паров воды $\Delta\lambda_{norn}\sim0.05$ нм [152], что в два раза уже ширины аппаратной функции спектрометра, использованного в экспериментальной установке. Измеряемый провал в спектре генерации (Рисунок 7.3) представляет



Рисунок 7.3 - Спектр генерации Tm:YLF лазера при различной относительной влажности воздуха (P_{zeh} =7.5 Bt): 1 – φ =23%, 2 – φ =9%, 3 – φ =2%, 4 – спектр пропускания 1 м стандартной атмосферы T_{amm} [153].

собой интеграл свертки аппаратной функции и реальной ширины линии поглощения, что снижает чувствительность установки [152].

Следует отметить, что межмодовый интервал резонатора имеет величину $\Delta\lambda_p \sim 0.015$ нм, т.е. в полосу поглощения попадает несколько продольных мод резонатора. Сделаем оценки чувствительности регистрации паров воды по линии с длиной волны λ =1908.97 нм (Таблица 4).

Таблица 4. Наиболее интенсивные линии поглощения воды в спектральном диапазоне 1905–1914 нм.

Перехол	Длина волны,	Сечение	Ширина
Переход	НМ	поглощения, см ²	линии, см ⁻¹
	1913,76	$1,56 \times 10^{-20}$	0,087
	1911,75	5,06×10 ⁻²¹	0,09
	1910,61	3,27×10 ⁻²¹	0,087
011-000	1906,98	8,78×10 ⁻²¹	0,085
	1906,73	6,76×10 ⁻²¹	0,091
	1905,38	$1,94 \times 10^{-20}$	0,091
	1903,02	$1,77 \times 10^{-20}$	0,094
110-000	1908,97	1,94×10 ⁻²¹	0,085

Так как в эксперименте измеряется относительная влажность воздуха φ , то объемная концентрация паров воды N оценивается согласно выражению:

$$N = 6.02 \times 10^{23} \varphi \frac{\rho_{\text{max}}}{M.e.} \text{ cm}^{-3}, \tag{7.19}$$

где ρ_{Mak} — максимальная влажность водяного пара при заданной температуре воздуха, которая находится из табличных данных; *М.е.* — молекулярный вес воды.



Рисунок 7.4 - Спектры генерации Tm:YLF лазера с ФП при настройке на линию паров воды λ =1908.9 нм (P_{zeh} =2.2 Вт, P_{hak} =16 Вт при пороговой мощности $P_{hak}^{nop} = 8$ Вт) при различной относительной влажности: 1 – φ =12%, 2 – φ =2%.

По провалу в спектре генерации находится эффективная длина $l_{9\phi}$ слоя паров воды, образующих наблюдаемую величину пропускания $T=I_{Muh}/I_{Makc}$ (для $\varphi = 2\%$, $N = 1.2 \times 10^{16}$ см⁻³) (Рисунок 7.4):

$$l_{2\phi} = [ln(1/T)] / [\sigma \times N] \approx 10^5 \text{ cm.}$$
(7.20)

Эта величина коррелирует с другим методом оценки эффективной длины поглощающего слоя, пропорциональной времени *T* стабильной генерации в окрестности линии поглощения, если за время *T* брать длительность пичка генерации ~ 5 мкс [152]:

$$l_{\mathfrak{b}d.T} = c \times T \times \mu \approx 10^5 \,\mathrm{cm},\tag{7.21}$$

где μ - коэффициент заполнения резонатора поглощающей средой. Отношение сигнал/шум нашей измерительной системы позволяет уверенно регистрировать величину относительной глубины провала ($\Delta I/I_0$)_{*B.P.*}~0.1. При этом пороговая чувствительность, т.е. наименьший коэффициент поглощения, соответствующий минимально регистрируемой глубине провала, может составлять величину ~ 10^{-6} с m^{-1} .

Поглощение лазерного излучения, дополнительное к внутрирезонаторному, также происходит на пути L от выходного зеркала резонатора через спектрометр до фотоприёмника. Оценки показывают, что при влажности 2% коэффициент поглощения паров воды на длине L=1 м не превышает 0.3%, вследствие чего этим поглощением можно пренебречь.

Таким образом, проведены экспериментальные исследования регистрации паров воды методом ВРЛС с использованием лазера на кристалле Tm:YLF с продольной диодной накачкой и селективным резонатором в диапазоне 1860-1940 нм с шириной линии генерации не более 1 нм, показавшие возможность применения данного метода в ИК диапазоне спектра.

8 Проведение расчетов и математического моделирования для разработки гетероструктур на основе соединений InGaP–GaAs и InGaAlAs-GaAs для нелинейного преобразования частоты в полупроводниковых

гетеролазерах с вертикальным резонатором и оптической накачкой диодными и твердотельными лазерами

8.1 Введение

Как уже отмечалось, получение непрерывного излучения в среднем инфракрасном (ИК) диапазоне при комнатной температуре с использованием нелинейных преобразований лазерных пучков с целью расширения доступного спектрального диапазон лазерного излучения является одной из важных современных задач в области лазерной техники [163]. В настоящее время существуют различные методы, позволяющие реализовать прямую генерацию ИКизлучения в полупроводниковых лазерных структурах: на внутризонных переходах в квантовых каскадных лазерах, либо на прямых межзонных переходах в полупроводниковых материалах с малой шириной запрещенной зоны. Однако, несмотря на значительный прогресс в развитии подобных излучающих структур, изучение и поиск альтернативных источников излучения в среднем инфракрасном диапазоне по-прежнему стимулируется трудностью и дороговизной их изготовления. Нелинейное преобразование излучения в процессе генерации разностной гармоники является одним из таких способов [164]. Полупроводниковые материалы, широко используемые в лазерной технике, обладают значительной квадратичной нелинейностью и имеют широкую полосу прозрачности в среднем ИК диапазоне. Из широкого арсенала активных полупроводников легко подобрать излучатели, разностная частота которых лежит в требуемом участке спектра среднего ИК.

В данном разделе представлены результаты теоретических исследований возможности генерации разностной частоты в полупроводниковых лазерах с оптической накачкой, а также условий эффективной реализации этого преобразования. В рассматриваемой модели разностная частота рождается в результате смешения лазерного поля накачки и возникающей непосредственно в структуре лазерной волны в соответствии с законом сохранения энергии:

$$\frac{1}{\lambda_P} - \frac{1}{\lambda_L} = \frac{1}{\lambda_d}$$
(8.1)

132

где λ_P , λ_L , λ_d – длины волн накачки, лазерной генерации и разностной частоты соответственно, и законом сохранения импульса в плоскости эпитаксиальных слоёв структуры:

$$k_P^z - k_L^z = k_d^z \tag{8.2}$$

где k_P^z, k_L^z, k_d^z – соответствующие проекции волновых векторов на ось z (z – направление распространения волны разностной частоты).

Предложенный подход позволяет эффективно обеспечивать условие продольного фазового синхронизма непосредственно за счёт изменения угла падения поля накачки. При этом отсутствие фазового синхронизма в направлении роста эпитаксиальных слоёв структуры принимается во внимание в виде вычисляемого интегрального вклада в результирующий отклик, и данная величина может быть оптимизирована. Путём независимой температурной перестройки длин волн излучения обоих лазеров появляется возможность изменять в пределах некоторого диапазона длину волны разностной компоненты вблизи значения, определяемого выбранными исходными длинами волн лазера накачки и лазерной генерации. При этом для реализации условия фазового синхронизма необходимо дополнительно обеспечить подстройку угла падения накачки. В соответствии с выражением (8.1) изменение длины волны разностной гармоники будет определяться выражением:

$$\Delta \lambda_d = \frac{\lambda_L^2 \Delta \lambda_P - \lambda_P^2 \Delta \lambda_L}{(\lambda_L - \lambda_P)^2}$$
(8.3)

Исходя из приведенного соотношения при $\lambda_L = 1$ *мкм*, соответствующей хорошо освоенному диапазону длин волн полупроводниковых лазеров на подложках GaAs, и типичной длине волны лазера накачки $\lambda_p = 0.8$ *мкм*, доступной для мощных полупроводниковых лазеров, можно обеспечить перестройку центральной длины волны разностного излучении в диапазоне 100 *нм* вблизи несущей $\lambda_d \approx 4$ *мкм*.

8.2 Схемы генерации разностной частоты

Для реализации приведенного выше алгоритма получения разностной частоты можно предложить две различные схемы с использованием полупроводниковых

лазерных структур с оптической накачкой: с использованием лазеров полосковой геометрии и вертикально-излучающих лазеров (рисунок 8.1).



Рисунок 8.1 - Принципиальные схемы генерации излучения разностной частоты в полупроводниковых лазерах с оптической накачкой для а) полосковой геометрии, б) вертикально-излучающей геометрии. $\mathbf{e}_{\mathbf{p}}$, $\mathbf{e}_{\mathbf{L}}$, $\mathbf{e}_{\mathbf{d}}$ – единичные вектора поляризации накачки, лазерного излучения и излучения на разностной частоте. L_{abs} – толщина поглощающего накачку (волноводного для разностной частоты) слоя.

В обоих случаях волна разностной частоты распространяется в плоскости эпитаксиальных слоёв структуры, и её проекция на направление взаимодействия определяется эффективным показателем распространения волноводной моды. Следует отметить, что для существования ненулевого квадратичного отклика в полупроводниковых структурах с кристаллической решеткой типа цинковой обманки, к которым относится GaAs, необходимо, чтобы векторы поляризации участвующих BO взаимодействии волн имели ненулевые проекции на направляющие оси кристалла. Принимая кристаллографическое направление [110] в качестве направления естественных сколов, получаем поляризации волн накачки и лазерной генерации в плоскости слоёв структуры (ТЕ – поляризация) и ТМ – поляризацию для волны разностной частоты. Следует отметить, что возможно и другое соотношение поляризаций волн накачки и разностной частоты: ТМ и ТЕ соответственно. Лазерное поле в обоих случаях имеет поляризацию в плоскости слоёв структуры в силу требования правил отбора в дипольном приближении для оптических переходов. Критерием для выбора ТЕ-ТМ поляризации для полей накачки и разностной частоты является проекция поляризации накачки на

кристаллографические оси структуры. Проекция принимает большие значения для TE-TM поляризации по причине малых углов распространения волны накачки в структуре в силу значительного скачка показателя преломления на границе воздухполупроводник.

В случае модели с полосковой геометрией лазерное излучение распространяется в плоскости слоёв структуры. Тогда, в соответствии с выражением (8.2), для обеспечения продольного фазового синхронизма необходимо, чтобы проекция коротковолновой накачки на направление взаимодействия компенсировала разницу в волновых векторах лазерной волны и волны разностной частоты:

$$\frac{n'_{L}}{\lambda_{L}} - \frac{\sin\theta}{\lambda_{P}} = \frac{n'_{d}}{\lambda_{d}};$$
(8.4)

где θ – угол падения накачки в воздухе; n'_L , n'_d – эффективные показатели распространения волноводной моды лазерной и разностной частоты соответственно. При этом волна разностной частоты распространяется навстречу по отношению к направлению накачки. Подобная схема была предложена ранее для генерации излучения в телекоммуникационном диапазоне длин волн [165].

Оценим возможность расширения результирующего диапазона длин волн разностной генерации в область среднего ИК диапазона. В соответствии с выражениями (8.1) и (8.4) для разностной длины волны справедливо следующее соотношение:

$$\lambda_d = \lambda_L \frac{n'_d + \sin\theta}{n'_L - \sin\theta}$$
(8.5)

Подставив для оценки значения входящих в выражение величин - $\theta = \pi/2$ и $n'_L \approx n'_d \approx 3.5$ - получим пропорциональное соотношение для длины волн накачки, лазерного излучения и разностной частоты $\lambda_p:\lambda_L:\lambda_d = 1:1,6:2,8$. Так, при использовании доступных полупроводниковых лазеров (например, $\lambda_p = 1,064$ мкм, что соответствует также частоте излучения твердотельного неодимового лазера) можно получить разностную длину волны в спектральном интервале, достигающем $\lambda_d=3$ мкм. Диапазон возможных разностных длин волн может быть расширен (до 4-5 мкм) за счёт использования для улучшения условий накачки дополнительных

согласующих элементов на поверхности эпитаксиальных слоёв, таких, например, как призма или дифракционная решётка.

Альтернативным способом получения длинноволнового излучения представляется генерация разностной частоты в полупроводниковых лазерах вертикально-излучающей геометрии. Полупроводниковые вертикальноизлучающие лазеры (VECSEL – vertical external cavity surface emitting lasers seniconductor disk lasers) – SDL – относительно новый или ТИП полупроводниковых лазеров [166-168]. Основными преимуществами вертикально излучающих структур ПО сравнению с традиционными инжекционными лазерами полосковой конструкции являются слабая угловая при симметричной диаграмме направленности расходимость выходного излучения, а также большие значения выходной мощности при сохранении качества пучка и компактных геометрических размеров источников излучения. В отличие от полосковых лазеров со сколотыми гранями в качестве зеркал резонатора В вертикальных структурах используются распределенные брэгговские отражатели (РБО), сформированные на основе чередующихся слоев материалов с отличающимися показателями оптического преломления, каждый толщиной в одну четверть резонансной длины волны.

В рассматриваемой нами модели нелинейного преобразования частот излучение вертикально-излучающего лазера и волна разностной частоты распространяются во взаимно перпендикулярных направлениях, и выполнение условий фазового синхронизма определяется только углом падения накачки (проекция волнового вектора накачки в плоскости структуры равна эффективному волновому вектору волноводной моды разностной частоты):

$$\frac{\sin\theta}{\lambda_p} = \frac{n'_d}{\lambda_d}; \tag{8.6}$$

В зависимости от конкретных параметров проектируемой структуры и исходных задач в модели вертикального лазера можно получить генерацию разностной частоты на длинах волн более 3 мкм. Коротковолновая область диапазона перестройки покрывается при использовании структур с более короткими длинами волн накачки и лазерного излучения или минимизации эффективного показателя распространения разностной моды при соответствующих

136

параметрах волновода. Расширение в длинноволновую область может быть обеспечено при проектировании структуры с учетом возможности накачки в верхние уровни размерного квантования активного слоя лазера [168].

Произведём оценку ширины спектра разностной частоты для двух предложенных геометрических конфигураций. В общем случае известно [169], что зависимость мощности нелинейного преобразования от величины рассогласования волновых векторов участвующих во взаимодействии волн $P_d \propto (\frac{\sin x}{x})^2$, где $x = \Delta k_{NL}L_z/2$, $\Delta k_{NL} = k_L^z - k_R^z - величина$ нелинейного рассогласования, $L_z - длина$ нелинейного взаимодействия. Под шириной спектра генерации разностной частоты будем понимать ширину последней зависимости по уровню 0,5 от мощности. Таким образом, получим $\Delta k_{NL}L_z/2\approx 2,8$. Запишем Δk_{NL} в виде разложения в ряд по степеням ширины спектра разностной частоты $\Delta \lambda_d$:

$$\Delta k_{NL} = \Delta k_{NL} \left|_{\lambda_{P}^{0}, \lambda_{L}^{0}} + \frac{\partial \Delta k_{NL}}{\partial \lambda_{d}} \right|_{\lambda_{P}^{0}, \lambda_{L}^{0}} d\lambda_{d} + \frac{1}{2} \frac{\partial^{2} \Delta k_{NL}}{\partial^{2} \lambda_{d}} \left|_{\lambda_{P}^{0}, \lambda_{L}^{0}} (d\lambda_{d})^{2} + O^{3} \right|_{(8.7)}$$

Первое слагаемое в выражении (8.7) соответствует условию фазового синхронизма на центральной частоте исходных спектров и обсуждалось выше. Второе слагаемое (а в случае равенства его нулю – третье) определяет ширину спектра разностной частоты. Запишем выражение для первой степени разложения нелинейного рассогласования волнового вектора для лазера вертикально-излучающей геометрии:

$$\frac{1}{2\pi} \frac{\partial \Delta k_{NL}^{VCSEL}}{\partial \lambda_d} \bigg|_{\lambda_p^0, \lambda_L^0} = \frac{1}{\lambda_d^2} \left(n'_d - n'_d \frac{\lambda_p}{\lambda_d} - \lambda_d \frac{\partial n'_d}{\partial \lambda_d} \right)$$
(8.8)

В выражении (8) необходимо учитывать дисперсию эффективного показателя преломления от длины волны, которая складывается из материальной и волноводной составляющих, и имеет отрицательный знак для полупроводниковых соединений группы A3B5. Представленное выражение может быть использовано для оптимизации результирующего спектра и оценки эффективной ширины спектра исходных взаимодействующих волн при расчете результирующей эффективности нелинейного преобразования. Аналогичное выражение для лазера полосковой геометрии может быть записано в виде:

$$\frac{1}{2\pi} \frac{\partial \Delta k_{NL}^{stripe}}{\partial \lambda_d} \bigg|_{\lambda_p^0, \lambda_L^0} = \frac{1}{\lambda_d^2} \left[\frac{n'_L (\lambda_L + \lambda_P) + n'_d \lambda_P}{\lambda_L} - \left(\lambda_L \frac{\partial n'_L}{\partial \lambda_L} + \lambda_d \frac{\partial n'_d}{\partial \lambda_d} \right) \right]$$
(8.9)

Сопоставление результатов для полосковой и вертикально излучающей геометрии в соответствии с выражениями (8.8) и (8.9) даёт несколько большее значение ширины результирующего спектра разностной частоты для вертикально излучающей геометрии. При условии равенства нулю выражения в скобках в (8.8) И (8.9) для соответствующих значений параметров можно исследовать возможность генерации широкополосного излучения на разностной частоте. Отметим, что обращение в нуль первой производной по разностной длине волны возможно только при положительной дисперсии показателя преломления ~ 0,5 мкм⁻¹, что может быть реализовано в подобных структурах при модуляции свойств среды в плоскости эпитаксиальных слоев.

Таким образом, приведенные выше соотношения позволяют произвести сравнение спектральных характеристик двух схем генерации разностной частоты и обеспечения предложить способы фазового синхронизма для увеличения мощности разностной частоты. Поскольку интересным с точки зрения практического применения в первую очередь представляется диапазон 3-4 мкм, не доступный в непрерывном излучении при комнатной температуре квантовым каскадным лазерам [170], то в приведенном далее анализе основное внимание будет сосредоточено на вертикально излучающих лазерах. В частности, будут исследованы критерии оптимизации параметров и проведено сравнение различных типов вертикально излучающей структуры для увеличения эффективности нелинейного преобразования.

8.3 Эффективность нелинейного преобразования

Известно, что в общем случае возможны две схемы формирования излучения на разностной частоте в структуре: случай волноводного распространения и излучение в подложку (аналог Черенковского излучения). Поскольку эффективность первого варианта в случае синхронизма пропорциональна квадрату длины взаимодействия, а второго – первой степени, то в настоящей работе рассматривается только случай волноводного распространения моды разной частоты, как более перспективный. Для оценки эффективности преобразования излучения двух исходных волн в волну разностной частоты решим двумерное неоднородное волновое уравнение для компоненты $E_d = E_d(y, z)$ напряженности электромагнитного поля на разностной частоте [169]:

$$\frac{\partial^2 E_d}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 E_d}{\partial z^2} + k_d^2 n_d^2 E_d = -4\pi k_d^2 \mathbf{P}_{NL}$$
(8.10)

где $k_d = \frac{2\pi}{\lambda_d}$ – модуль волнового вектора разностной частоты в вакууме; $n_d = n_d(y)$ – зависимость коэффициента преломления слоёв структуры на разностной частоте; $P_{NL} = P_{NL}(y, z)$ – проекция нелинейной поляризации Рассматриваем ТМ поляризацию разностной частоты. Методом медленно меняющихся амплитуд в приближении неистощимости накачки и лазерного поля получим выражение для мощности на разностной частоте для нулевой возбуждаемой волноводной моды:

$$P_{d}^{TM} = \frac{2\pi^{3}c}{\lambda^{2}n_{d}^{'2}} L_{x}L_{z}^{2} \left| \int \frac{\mathbf{P}_{NL}Y_{d}^{*}}{\eta_{TM}} dy \right|^{2} / \int \frac{|Y_{d}|^{2}}{\eta_{TM}} dy$$
(8.11)

где *c* – скорость света; L_x – поперечный размер области взаимодействия; L_z – длина взаимодействия; Y_d – поперечный профиль распределения моды разностной частоты, который для случая многослойной структуры может быть получен из решения однородного волнового уравнения [171]; η – поперечный характеристический импеданс, $\frac{1}{\eta_{TM}} = \frac{n_d^2}{n'_d}$. В свою очередь выражение для нелинейной поляризации определятся поперечным распределением накачки и лазерного поля:

$$P_{NL}(y) = \chi_{NL} : E_{P}^{0}Y_{P}(y)E_{L}^{0}Y_{L}^{*}(y) = \chi_{NL} : E_{P}^{0}E_{L}^{0}e^{-ik_{P}\cos\theta_{L}y}e^{-\alpha_{P}y/\cos\theta_{L}}Y_{L}^{*}(y)$$
(8.12)

где χ_{NL} – квадратичная нелинейная восприимчивость; E^0_{P} , E^0_{L} – амплитуды напряженностей полей накачки и лазерного излучения соответственно; θ_t – угол, под которым распространяется накачка в структуре; α_P – коэффициент поглощения накачки; $Y_L(y)$ – профиль лазерного поля в продольном резонаторе или вертикальном резонаторе.

В выражение (8.12) входят абсолютные значения амплитуды напряженности электрического поля. Для удобства последующего обсуждения выразим мощность

на разностной частоте через выходную мощность лазерного излучения в полосковой и вертикально-излучающей геометрии соответственно:

$$P_{d}^{stripe} = \frac{16\pi^{4}}{\lambda_{d}^{2}n_{d}^{'2}n_{L}^{'}}L_{z}^{2}\frac{P_{L}^{out}}{\left(1-r_{stripe}^{2}\right)\int\left|Y_{d}\right|^{2}dy}E_{p}^{0}\left|\int\frac{\chi_{NL}Y_{p}Y_{L}^{*}Y_{d}^{*}}{\eta_{TM}}dy\right|^{2}/\int\frac{\left|Y_{d}\right|^{2}}{\eta_{TM}}dy$$
(8.13a)

$$P_{d}^{VECSEL} = \frac{16\pi^{4}}{\lambda_{d}^{2}n_{d}^{*2}}L_{z}\frac{P_{L}^{out}}{(1+r_{EM})^{2}}E_{P}^{0^{2}}\left|\int\frac{\chi_{NL}Y_{P}Y_{L}^{*}Y_{d}^{*}}{\eta_{TM}}dy\right|^{2}\left/\int\frac{|Y_{d}|^{2}}{\eta_{TM}}dy$$
(8.136)

В силу различной геометрии рассматриваемых схем в последних двух выражениях для удобства используются два различных способа пересчета мощности излучения, отраженной от зеркала. Для полосковой геометрии применяется коэффициент прохождения излучения по мощности, выходящей с торца структуры, $1-r_{stripe}^2$, тогда как для вертикальной используется пересчет амплитуды электрического поля: $1+r_{EM}$, r_{EM} – коэффициент отражения внешнего зеркала по амплитуде, и последующее вычисление выходной мощности. При этом напряженность электрического поля волны накачки в воздухе находится непосредственно из мощности накачки $E_p^0 = \sqrt{\frac{8\pi P_p}{cL_xL_y}}$ и далее пересчитывается

методом матриц прохождения во все последующие слои структуры.

Исключив на данном этапе из рассмотрения влияние интеграла перекрытия на мощность разностной частоты, для отношения мощностей на разностной частоте, определяемых выражениями (8.13а) и (8.13б), будем иметь:

$$\frac{P_d^{stripe}}{P_d^{VECSEL}} = \frac{L_z (1 + r_{EM})^2}{L_y n'_L (1 - r_{stripe}^2)}$$
(8.14)

Оценка этого отношения при параметрах структур, соответствующих одинаковым выходным мощностям лазерного излучения, показывает, что мощность на разностной частоте в вертикально-излучающих лазерах от одного до трёх порядков превышает генерируемую мощность в полосковых лазерах.

Также отметим, что наряду с нелинейным преобразованием энергии исходных волн в разностную частоту существует противоположный процесс, причиной которого является материальное поглощение на свободных (обусловленных остаточной степенью легирования слоёв структуры) и инвертированных (вследствие действия накачки) носителях. Чтобы учесть поглощение, в уравнение (8.10) вместо квадрата показателя преломления необходимо подставить комплексную диэлектрическую проницаемость. Для оценки соотношения величины поглощения и длины взаимодействия (при котором эффективность нелинейного преобразование уменьшается в два раза) модифицируем решение волнового уравнения. В случае плоских волн при условии точного фазового синхронизма отношение результирующей мощности на разностной частоте с учётом поглощения к мощности без учёта поглощения примет следующий вид:

$$\frac{P_d^{\alpha\neq0}}{P_d^{\alpha=0}} = \left(\frac{1 - e^{-\alpha z/2}}{-\alpha z/2}\right)^2$$
(8.15)

Из этого выражения с учётом обозначенного выше критерия получим условие на область допустимых значений для длины взаимодействия и коэффициента поглощения:

$$\alpha_{dZ} < 1.5 \tag{8.16}$$

8.4 Расчёт и оптимизация параметров структуры

Для реализации эффективной генерации разностной частоты при проектировании полупроводниковой структуры необходимо учитывать следующие принципы: во-первых, следует максимизировать выходную мощность лазерной генерации и, во-вторых, важным является оптимизация интеграла нелинейного взаимодействия, входящего в выражение (8.13). Согласно этим критериям, был проведен расчёт для вертикально-излучающей структуры: оптимизировалось число квантовых ям с учетом их расположения в узлах поля, а также толщина поглощающего накачку слоя (отметим, что он отличается от длины резонатора в случае вертикально излучающего лазера с внешним резонатором), который является волноводным слоем для разностной частоты. Одновременно с этим для получающихся параметров структуры с учётом её пороговых и выходных характеристик необходимо следить за выполнением условия (8.16) для суммарного поглощения на разностной частоте.

В качестве источника накачки в расчётах рассматривается полупроводниковый лазер с волоконным выходом, длиной волны генерации $\lambda_P \approx 0.81$ мкм и выходной мощностью $P_P = 3$ Bm. Диаметр пятна накачки

предполагается равным диаметру *d* волокна – 200 мкм. Рассматриваемая длина волны лазерной генерации $\lambda_L \approx 1.06$ мкм может быть получена с использованием напряженных квантовых ям (КЯ) на основе InGaAs. В результате длина волны разностной частоты составляет $\lambda_L \approx 3.43$ мкм и (в зависимости от параметров структуры) соответствует условию фазового синхронизма для накачки по углу не более 50°. Такое значение угла накачки не приводит к значительным потерям мощности в результате френелевского отражения. Конфигурация резонатора с внешним зеркалом для лазерного излучения была проанализирована для двух пар материалов нижнего распределенного брегговского отражателя (РБО): пара AlAs/GaAs и случай с окислением арсенида алюминия – AlO_x/GaAs, при различных значениях коэффициента отражения внешнего зеркала.

Для возникновения лазерной генерации необходимо выполнение пороговых условий, которые запишем в следующем виде:

$$g_{th} = \begin{bmatrix} \alpha \left(L_{abs} - L_{QW} N_{QW} \right) + \ln \frac{1}{r_i r_g} \end{bmatrix} \beta L_{QW} N_{QW}$$
(8.17)

где в качестве усиливающей среды предполагается N_{QW} квантовых ям геометрической толщиной $L_{QW}=10$ нм; β – фактор стоячей волны (в расчетах $\beta=2$, что является справедливым для квантовых ям при размещении их в узлах поля стоячей волны); r_1 и r_g – эффективные коэффициенты отражения верхнего составного зеркала и нижнего РБО (везде в расчетах используются коэффициенты отражения по амплитуде); $\alpha=2$ см⁻¹ – поглощение на длине волны генерации. Согласно [172] можно записать $r_g = r'_g e^{-\alpha L_{eff}}$, где r'_g – коэффициент отражения без учёта поглощения, L_{eff} – эффективная толщина проникновения поля в РБО; (1 - 2)

 $r_1 = r_i - \frac{(1 - r_i^2)r_{EM}}{1 - r_i r_{EM}}$, где r_i – коэффициент отражения границы полупроводник-воздух

в составном резонаторе, r_{EM} – коэффициент отражения внешнего зеркала. Количество слоёв нижнего РБО подбиралось таким образом, чтобы обеспечить равные и технологически доступные для обеих пар материалов по значению коэффициенты отражения [173]. Для 22,5 пар слоёв AlAs/GaAs и 4,5 пар AlO/GaAs значения коэффициентов отражения составляют ~99,91%. Эффективный коэффициент отражения верхнего составного зеркала ~99,91% соответствует коэффициенту отражения внешнего зеркала ~99,7%.

Для расчета пороговых условий по плотности мощности оптической накачки и выходной мощности лазерного излучения использовались [172]: логарифмическая зависимость усиления от концентрации носителей $g = g_0 \ln \frac{n}{n_0}$ и следующие материальные параметры среды: параметр усиления $g_0=2100 \text{ cm}^{-1}$, просветляющая концентрация $n_0=1.8 \cdot 10^{-18} \text{ cm}^{-3}$, безызлучательное время жизни носителей $\tau_N=5 \cdot 10^{-9} \text{ сек}$ и коэффициент излучательной рекомбинации $B=10^{-10} \text{ сек/сm}^{-3}$. Учитывается френелевское отражение и двукратное (отражение от границы с РБО) прохождение волны накачки. Вероятность захвата поглощенных носителей ямой полагается равной единице, концентрация носителей считается равномерно распределенной между ямами.

На данном этапе оптимизации рассчитывается число КЯ, обеспечивающих максимальную выходную мощность при заданных параметрах структуры, и значение выходной мощности через внешнее зеркало резонатора при заданной мощности накачки. В зависимости от оптимального числа КЯ в соответствии с выражением $L_{abs} = \frac{\lambda_L}{2n_L} (N_{QW} + 1)$ может быть определена минимальная толщина волновода для разностной частоты. Далее независимо решаются задачи о распределении профиля полей накачки, лазерной генерации и разностной длины волны, входящий в выражение (8.13) для мощности на разностной длине волны. Поскольку нас интересуют решения только для распространяющихся волноводных мод разностной частоты, то для обоих типов нижнего РБО устанавливается ограничение на минимальную толщину волновода, определяемую частотой отсечки. Также этот факт позволяет осуществить интегрирование по конечной области взаимодействия В поперечном направлении роста структуры, обусловленного шириной профиля моды разностной частоты.

В силу знакопеременного (отсутствие фазового синхронизма в поперечном направлении) характера подынтегральной зависимости в числителе выражения (8.13), который определяется произведением лазерного поля и поля накачки, зависимость мощности на разностной частоте от толщины волноводного

для разностной моды слоя носит осциллирующий характер. Оптимальная толщина волноводного слоя, соответствующая половине периода осцилляций, В Ha рассматриваемой конфигурации составляет величину около 0,4 мкм. осциллирующую зависимость с увеличением толщины волноводного слоя накладывается монотонное затухание (вне области отсечки моды разностной частоты), вызванное перекрытием экспоненциальной зависимости накачки вглубь структуры с профилем разностной моды. Вблизи отсечки разностной моды также существует падающий участок в зависимости мощности разностной частоты. Это обусловлено малым значением фактора оптического ограничения для моды

разностной частоты.

Рассчитанная зависимость мощности на разностной частоте приведена на рисунке 8.2. Выигрыш в мощности для AlO_x/GaAs пары материалов PEO главным образом обусловлен более симметричным распределением и лучшим перекрытием накачки и разностной моды. Для разностной моды в случае нижнего PEO на основе пары материалов AlAs/GaAs характерно сильно ассиметричное распределение профиля амплитуды поля. При этом большая по сравнению с предыдущим



Рисунок 8.2 - Зависимость мощности излучения на разностной частоте для ТМ поляризации от толщины волноводного (поглощающего накачку) слоя для двух пар материалов нижнего РБО (синие зависимости – 4,5 пары AlO_x/GaAs; красная – 22,5 пары AlAs/GaAs)
вариантом часть мощности распространяется в нижней обкладке. Осциллирующий участок зависимости не показан на приведенном рисунке, поскольку он не имеет практической значимости.

Также на рисунке 8.2 пунктирной обозначена зависимость для пар материалов AlO_x/GaAs нижнего PEO с диэлектрическим покрытием на границе раздела полупроводник-воздух. Такое покрытие обеспечивает уменьшение частоты отсечки разностной волноводной моды, приводит к более симметричному распределению профиля разностной моды в области оптимальных малых значений толщин волноводного слоя и, как следствие, увеличению мощности разностной частоты.

Для численной оценки мощности на разностной частоте возьмем обозначенные выше значения параметров накачки в оптимальной точке зависимости, приведенной на рисунке 8.2. Область нелинейного взаимодействия в плоскости слоёв структуры будет представлять собой прямоугольник размером $20 \times 200 \ \mu m^2$, а $r_{EM} = 99,7\%$. Размеры области взаимодействия определяются в нашем случае параметрами пятна накачки и технологическими требованиями к окислению зеркал. Таким образом, оценка мощности при учете нелинейности сплошного полупроводникового материала (величина $\chi_{NL} = 5 \cdot 10^{-7} C\Gamma C \Im^{-1}$ – характерна для полупроводниковых материалов семейства АЗВ5) даёт величину на уровне нескольких десятков микроватт.

Исходя из данных по спектрам поглощения [174] на свободных носителях для арсенида галлия оценка суммарного поглощения на свободных носителях не превышает $2 cm^{-1}$. Основным является потеря мощности разностной частоты, связанная с вытеканием излучения в подложку. Для полученных оптимальных значений толщин слоёв структуры значение потерь на вытекание составляют *3,4 сm⁻¹* и *1,4 сm⁻¹* для AlO_x/GaAs и AlAs/GaAs PEO отражателей соответственно. Таким образом, согласно условию (8.16) поглощение на разностной частоте существенно не сказывается на мощности разностной частоты вплоть до длин нелинейного взаимодействия ~*3 мм*.

145



коэффициента отражения внешнего зеркала (коэффициент отражения РБО 99,91%)

Важным для увеличения мощности на разностной частоте являются значения коэффициентов отражения зеркал. В пределе – при использовании глухих зеркал для лазерного излучения – обеспечивается максимум выходной мощности на разностной частоте, когда вся мощность на лазерной длине волны циркулирует внутри резонатора. Приведённая на рисунке 8.3 зависимость выходной мощности от коэффициента отражения внешнего зеркала построена для используемого в расчетах значения коэффициента отражения нижнего РБО при оптимальных параметрах структур, полученных из предыдущих результатов. Характер этих зависимостей определяется, в первую очередь, обратной зависимостью амплитуды лазерного поля внутри резонатора от коэффициента пропускания внешнего зеркала. Отличие проявляется при больших значениях коэффициента отражения, что показано на рисунке 8.3 пунктирной зависимостью и вызвано уменьшением излучаемой лазерной мощности с уменьшением излучательных потерь.

8.5 Выводы

Таким образом, на основе анализа и расчетов спектральных и энергетических характеристик излучения для полосковой и вертикально-излучающей конфигураций полупроводниковых лазеров было произведено сравнение эффективностей двух предлагаемых схем для нелинейного преобразования излучения ближнего ИК диапазона в средний ИК. Показано преимущество вертикально-излучающей конфигурации для увеличения эффективности нелинейного преобразования. Произведена оптимизация вертикально-излучающей структуры при технологически достижимых значениях её параметров. Оцененное значение выходной мощности на разностной частоте на уровне десятков микроватт в вертикально-излучающих лазерах может быть увеличено за счет увеличения мощности генерации в вертикально излучающих лазерах при увеличении площади лазерной моды для больших мощностей накачки.

9. Проведение расчетов разработке лабораторной по основе преобразования установки на оптического волокна для излучения импульсных лазеров ближнего ИК диапазона В средний ИК диапазон

В ходе теоретического и экспериментального анализа проблемы была установлена пригодность высоконелинейного германатного (GeO2) оптического волокна для преобразования ультракоротких импульсов ближнего ИК-диапазона (1,56 мкм) от эрбиевого волоконного лазера в средний ИК-диапазон (вплоть до 2– 2,6 мкм). Преобразование спектра импульсов достигалось за счёт нелинейных эффектов, в первую очередь, рамановского эффекта (ВКР), приводящего к красному самосдвигу спектра солитонов, подаваемых на вход германатного волокна с фемтосекундного волоконного лазера. Достаточная эффективность преобразования спектра в средний ИК-диапазон достигается за счёт высокой пиковой мощности P=20 кВт и интенсивности $I=1,7\cdot 10^{19}$ Вт/см² подаваемых ультракоротких лазерных импульсов, а также благодаря малому коэффициенту поглощения В среднем ИК-диапазоне и высокой степени нелинейности германатного волокна, в сравнении с кварцевыми волокнами. Наконец, высокая эффективность преобразования спектра достигается за счёт большой эффективной длины нелинейного взаимодействия излучения со средой: эта длина за счёт малого диаметра сердцевины германатного волокна (порядка 4 мкм), по сути, соответствует длине волокна, составляя несколько метров, в то время как при

фокусировании света в нелинейную среду, в области перетяжки светового пучка эффективная длина составила бы доли сантиметра.

Как показали количественные оценки, мощность, подаваемая с лазера на вход германатного волокна, достаточна для проявления ВКР и красного самосдвига спектра солитона в средний ИК-диапазон, превосходя пороговое значение мощности по ВКР в несколько раз. Это подтвердил и эксперимент, в ходе которого исследовался спектр сигнала на выходе германатного волокна. На спектре были отчётливо видны типичные солитонные спектры, с максимумом сдвинутым до 2-2,6 мкм, в зависимости от подаваемой мощности и длины волокна. Средняя импульса мощность результирующего В ЭТОМ диапазоне, находимая интегрированием по спектру, составляла 1–5 мВт, пиковая мощность – 1 кВт, исходя из длительности импульса порядка 200 фс, найденной по АКФ.

Заключение

Поставленные на 2 этап задачи выполнены полностью.

Разработана теория генерации широкополосного терагерцового излучения в электрооптических кристаллах лазерными импульсами с наклонным фронтом интенсивности. Описана динамика формирования терагерцового поля в кристалле. Проведены расчеты оптико-терагерцовой конверсии для кристаллов GaAs и LiNbO₃. Показано, что эффективность конверсии может достигать нескольких процентов.

Разработан метод генерации терагерцового излучения при оптическом пробое сплошных и нанодисперсных сред, в основе которого лежит механизм возбуждения низкочастотного (на терагерцовых частотах) остаточного тока в образующейся при ионизации плазме. Построена аналитическая модель явления и получены приближенные формулы, позволяющие определить зависимость величины плотности остаточного тока от параметров лазерного импульса и потенциала ионизации атомов газа.

Разработан метод формирования коротких импульсов излучения в вакуумном ультрафиолетовом и мягком рентгеновском спектральных диапазонах на основе

148

преобразования оптического излучения при резонансном взаимодействии с квантовой системой в условиях гармонической модуляции частоты И неоднородного уширения линии резонансного квантового перехода. Показано, что излучение при определённых условиях преобразуется оптическое В последовательность ультракоротких импульсов, длительность которых обратно пропорциональна глубине модуляции частоты квантового перехода, период повторения равен периоду модулирующего излучения, а пиковая интенсивность может многократно превышать интенсивность оптической волны. Показана возможность компрессии сформированных импульсов посредством компенсации внутриимпульсной частотной модуляции.

Разработана теория генерации мягкого рентгеновского излучения при нелинейном взаимодействии релятивистки сильного оптического излучения с резкой границей плазмы. Показано, что генерация обусловлена возбуждением хаотических колебаний плазменной границы. Обоснована возможность наблюдения эффекта в нанопористых мишенях.

Разработана установка по когерентной генерации мягкого рентгеновского излучения при накачке многозарядных ионов инертных газов оптическим излучением фемтосекундного лазера тераваттного уровня мощности. Конкретные расчеты для случая ионизации Хе лазерными импульсами с пиковой интенсивностью 10^17 Вт/см² и длительностью 100 фс показали возможность эффективной генерации рентгеновского лазерного импульса.

Разработаны лабораторные макеты компактных импульсных ПГС среднего ИК диапазона (3,5 мкм) с пиковой мощностью 5,5 кВт на основе твердотельных лазеров с диодной накачкой. Предсказана эффективность преобразования мощности накачки в мощность параметрической генерации порядка 40%.

Разработана лабораторная установка для анализа состава газовых смесей на основе ПГС среднего ИК диапазона. С помощью лазера на кристалле Tm:YLF с продольной диодной накачкой и селективным резонатором в диапазоне 1860-1940 нм с шириной линии генерации не более 1 нм экспериментально продемонстрирована возможность регистрации паров воды.

Разработаны гетероструктуры на основе соединений InGaP–GaAs и InGaAlAs-GaAs для нелинейного преобразования частоты в полупроводниковых

149

гетеролазерах с вертикальным резонатором и оптической накачкой диодными и твердотельными лазерами. Показано преимущество вертикально-излучающей конфигурации для увеличения эффективности нелинейного преобразования. Указан способ повышения выходной мощности на разностной частоте за счет увеличения мощности генерации в вертикально излучающих лазерах при увеличении площади лазерной моды для больших мощностей накачки.

Разработана лабораторная установка на основе оптического волокна для преобразования излучения импульсных лазеров ближнего ИК диапазона в средний ИК диапазон. Продемонстрирована пригодность высоконелинейного германатного (GeO2) волокна для преобразования импульсов эрбиевого волоконного лазера (длина волны 1,56 мкм) в средний ИК-диапазон (вплоть до 2–2,6 мкм).

СПИСОК ИСПОЛЬЗУЕМЫХ ИСТОЧНИКОВ

1 **Hebling, J.** Velocity matching by pulse front tilting for large area THz-pulse generation / J. Hebling, G. Almási, I. Z. Kozma, and J. Kuhl // Opt. Express – 2002. – Vol. 10. – Issue 21 - P. 1161-1166.

2 **Stepanov, A.G.** Efficient generation of subpicosecond terahertz radiation by phasematched optical rectification using ultrashort laser pulses with tilted pulse fronts / A.G. Stepanov, J. Hebling, J. Kuhl // Appl. Phys. Lett. – 2003 – Vol. 83 – Issue 15 – P. 3000-3002.

3 **Hebling, J.** Tunable THz pulse generation by optical rectification of ultrashort laser pulses with tilted pulse fronts / J. Hebling, A. G. Stepanov, G. Almási, B. Bartal, J. Kuhl // Appl. Phys. B – 2004 – Vol. 78 – Number 5 – P. 593-599.

4 **Stepanov, A. G.** Scaling up the energy of THz pulses created by optical rectification / A. G. Stepanov, J. Kuhl, I. Z. Kozma, E. Riedle, G. Almási, J. Hebling // Opt. Express – 2005 – Vol. 13 – Issue 15 – P. 5762-5768.

5 Yeh, K.-L. Generation of 10 μ J ultrashort terahertz pulses by optical rectification / K.-L. Yeh, M. C. Hoffman, J. Hebling, and K. A Nelson // Appl. Phys. Lett. – 2007 – Vol. 90 – 171121.

6 Yeh, K.-L. Generation of high average power 1 kHz shaped THz pulses via optical rectification / K.-L. Yeh, J. Hebling, M. C. Hoffmann, K. A. Nelson // Opt. Commun. – 2008 – Vol. 281 – Issue 13 - P. 3567-3570.

7 **Stepanov, A. G.** Generation of 30 μJ single-cycle terahertz pulses at 100 Hz repetition rate by optical rectification / A.G. Stepanov, L. Bonacina, S. V. Chekalin, J.-P. Wolf // Opt. Lett. – 2008 – Vol. 33 – Issue 21 - P. 2497-2499.

8 Hoffmann, M. C. Efficient terahertz generation by optical rectification at 1035 nm / M.C. Hoffmann, K.-L. Yeh, J. Hebling, and K. A. Nelson // Opt. Express – 2007 – Vol. 15 - Issue 18 – P. 11706-11713.

9 Bartal, B. Toward generation of μJ range sub-ps THz pulses by optical rectification /
B.I. Bartal, Z. Kozma, A. G. Stepanov, G. Almási, J. Kuhl, E. Riedle, J. Hebling // Appl.
Phys. B – 2006 - Vol. 86 - Number 3 – P 419-423.

Hebling, J. Generation of high-power terahertz pulses by tilted-pulse-front excitation and their application possibilities / J. Hebling, K.-L. Yeh, M. C. Hoffmann, B. Bartal K. A. Nelson // J. Opt. Soc. Am. B – 2008 – Vol. 25 – Issue 7 - P.B6-B19.

Shuvaev, A. V. Čerenkov radiation excited by an ultrashort laser pulse with oblique amplitude front / A.V. Shuvaev, M. M. Nazarov, A. P. Shkurinov, A. S. Chirkin // Radiophys. Quantum Electron. – 2007 - Vol. 50 – P. 922-928.

Bakunov, M. I. Terahertz emission from a laser pulse with tilted front: Phasematching versus Cherenkov effect / M.I. Bakunov, S. B. Bodrov M. V. Tsarev // J. Appl. Phys. – 2008 – Vol. 104 – 073105.

Bakunov, M. I. Theory of terahertz generation in a slab of electro-optic material using an ultrashort laser pulse focused to a line / M.I. Bakunov, S. B. Bodrov, A. V. Maslov, M. Hangyo // Phys. Rev. B – 2007 – Vol. 76 – 085346.

14 Pálfalvi, L.. Temperature dependence of the absorption and refraction of Mg-doped congruent and stoichiometric LiNbO₃ in the THz range / L. Pálfalvi, J. Hebling, J. Kuhl, Á. Péter, K. Polgár // J. Appl. Phys. – 2005 – Vol. 97 – 123505.

Vodopyanov, K. L. Optical THz-wave generation with periodically-inverted GaAs // Laser Photon. Rev. – 2008 – Vol. 2 – Issue 1-2 - P. 11-25.

Chen, Q. Electro-optic transceivers for terahertz-wave applications / Q. Chen, M. Tani, Z. Jiang, X.-C. Zhang // J. Opt. Soc. Am. B – 2001 – Vol. 18 – Issue 6 - P. 823-831.

17 Stoyanov, N. S. Direct Visualization of a Polariton Resonator in the THz Regime / N.
S. Stoyanov, T. Feurer, D. W. Ward, E. R. Statz, K. A. Nelson // Opt. Express – 2004 – Vol. 12 – Issue 11 - P. 2387-2396.

Nagai, M. Generation and detection of terahertz radiation by electro-optical process in GaAs using 1.56 μm fiber laser pulses / M. Nagai, K. Tanaka, H. Ohtake, T. Bessho, T. Sgiura, T. Hirosumi, M. Yoshida // Appl. Phys. Lett. – 2004 – Vol. 85 – 3974.

Bakunov, M. I. Fresnel Formulas for the Forced Electromagnetic Pulses and Their Application for Optical-to-Terahertz Conversion in Nonlinear Crystals / M.I. Bakunov, A. V. Maslov S. B. Bodrov // Phys. Rev. Lett. – 2007 - Vol. 99 – 203904.

20 **Bakunov, M. I.** Strongly subluminal regime of optical-to-terahertz conversion in GaP / M. I. Bakunov, M. V. Tsarev, S. B. Bodrov, M. Tani // J. Appl. Phys. – 2009 – Vol. 105 – 083111.

21 **Tonks, L.** Plasma-Electron Resonance, Plasma Resonance and Plasma Shape / L. Tonks // Physical Review. - 1931. – Vol. 38. - P. 1219-1223.

22 Гильденбург, В. Б. О резонансных свойствах неоднородных плазменных объектов / В.Б. Гильденбург // Журнал экспериментальной и теоретической физики. – 1963. – Т. 45. – С. 1978-1987.

23 Nickel, J. C. Resonance Oscillations in a Hot Non-uniform Plasma Columns / J. C. Nickel, J. V. Parker, R. W. Gould // Physical Review Letters. – 1963. – Vol. 11. – P. 183-185.

24 Shlüter, H. Travelling wave-sustained discharges / H. Shlüter, A. Shivarova // Physics Reports. – 2007. – Vol. 443. – P. 121-255.

25 **Kreibig, U.** Optical Properties of Metal Clusters / U. Kreibig, M. Vellmer - Springer, Berlin, 1995. - P. 1-530.

26 **Ditmire, T.** Interaction of intense laser pulses with atomic clusters / T. Ditmire, T. Donnelly, A. M. Rubenchik, R. W. Falcone, M. D. Perry // Physical Review A. - 1996. – Vol. 53. – P. 3379–3402.

27 Milchberg, H. M. Plasma hydrodynamics of the intense laser-cluster interaction /
H. M. Milchberg, S. J. McNaught, E. Parra // Physical Review E. - 2001. – Vol. 64. –
P. 564021–564027.

28 Singhal, H. Spectral blueshifts in laser light scattered from argon-gas-cluster plasmas
/ H. Singhal, V. Arora, P. A. Naik, P. D. Gupta // Physical Review A. – 2005. – Vol. 72.
– P. 0432011–0432017.

29 Liu, J. Modified hydrodynamics model and its application in investigation of lasercluster interaction // J. Liu, R. Li, P. Zhu, Z. Xu, J. Liu // Physical Review A. – 2001. -Vol. 64. – P. 033426-1-7.

30 Mulser, P. Two Very Efficient Nonlinear Laser Absorption Mechanizms in Clusters /
P. Mulser, M. Kanapathipillai, D. H. H. Hoffmann // Physical Review Letters. – 2005. Vol. 95. - P. 103401-1-4.

31 **Kundu, M.** Harmonic generation from laser–irradiated clusters / M. Kundu, S. V. Popruzhenko, D. Bauer // Physical Review A. – 2007. – Vol. 76. – P. 0332011–0332015.

32 **Gildenburg, V. B.** Optical–to–THz Wave Conversion via Excitation of Plasma Oscillations in the Tunneling-Ionization Process / V. B. Gildenburg, N. V. Vvedenskii // Physical Review Letters.– 2007. – Vol. 98. - P. 245002–1–4.

33 **Wu, H.-C.** Phase-sensitive terahertz emission from gas targets irradiated by few-cycle laser pulses / H.-C. Wu, J. Meyer-ter-Vehn, Z.-M. Sheng // New Journal of Physics. – 2008. – Vol. 10. - P. 043001–1–10.

34 Быстров, А. М. Генерация терагерцового излучения при оптическом пробое газа / А. М. Быстров, Н. В. Введенский, В. Б. Гильденбург // Письма в ЖЭТФ. – Т. 82. – Вып. 12. – С. 852–857.

35 **Corkum, P. B.** Above-threshold ionization in the long-wavelength limit / P. B. Corkum, N. H. Burnett, F. Brunell // Physical Review Letters. – 1989. – Vol. 62. – P. 1259-1262.

36 Jungreuthmayer, C. Microscopic Analysis of Large–Cluster Explosion in Intense Laser Fields / C. Jungreuthmayer, M. Geissler, J. Zanghellini, T. Brabec // Physical Review Letters. – 2004. – Vol. 92. – P. 1334011–1334014.

37 **Ramunno, L.** Probing attosecond kinetic physics in strongly coupled plasmas / L. Ramunno, C. Jungreuthmayer, H. Reinholz, T. Brabec // Journal of Physics B. – 2006. – Vol. 39. - P. 4923-4931.

38 Cavalieri, A. L. Intense 1.5-cycle near infrared laser waveforms and their use for the generation of ultra-broadband soft-x-ray harmonic continua / A. L. Cavalieri, E. Goulielmakis, B. Horvath, W. Heiml, M. Schultze, M. Fies, V. Pervak, L. Veisz, V. S. Yakovlev, M. Uiberacker, A. Apolonski, F. Krausz, R. Kienberger // New Journal of Physics. – 2007. - Vol. 9. - P. 242-1-12.

39 Mysyrowicz, A. Self-compression of optical laser pulses by filamentation / A. Mysyrowicz, A. Couarion, U. Keller // New Journal of Physics. – 2008. - Vol. 10. - P. 025023-1-14.

Silaev, A. A. Residual–current excitation in plasmas produced by few–cycle laser pulses / A. A. Silaev, N. V. Vvedenskii // Physical Review Letters. – 2009. – Vol. 102. – P. 115005–1–4.

Silaev, A. A. Quantum-mechanical approach for calculating the residual quasi-dc current in a plasma produced by a few-cycle laser pulse/ A. A. Silaev, N. V. Vvedenskii // Physica Scripta. – 2009. – Vol. T135. – P.014024–1–5.

Kreß, M. Determination of the carrier-envelope phase of few-cycle laser pulses with terahertz–emission spectroscopy / M. Kreß, T. Löffler, M. D. Thomson, R. Dörner, H. Gimpel, K. Zrost, T. Ergler, R. Moshammer, U. Morgner, J. Ullrich, H. G. Roskos // Nature Physics. – 2006. – Vol. 2. - P. 327–331.

Reiss, H. R. Dipole–approximation magnetic fields in strong laser beams / H. R. Reiss // Physical Review A. – 2000. – Vol. 63. – P. 013409–1–4.

44 Ландау, Л. Д. Квантовая механика (нерелятивистская теория) / Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. – М.:Физматлит, 1989. – 768 с.

Келдыш, Л. В. Ионизация в поле сильной электромагнитной волны / Л. В. Келдыш // Журнал экспериментальной и теоретической физики. – 1964. - Т. 47. - С. 1945-1956.

46 Амосов, М. В. Туннельная ионизация сложных атомов и атомарных ионов в переменном электромагнитном поле / М. В. Аммосов, Н. Б. Делоне, В. П. Крайнов // Журнал экспериментальной и теоретической физики. - 1986. - Т. 91. С. 2008–2013.

47 Ivanov, M. V. Complex rotation in two-dimensional mesh calculations for quantum systems in uniform electric fields / M. V. Ivanov // Journal of Physics B. – 2001. Vol. 34.
- P. 2447-2473.

Дубинов, А. Е. W-функция Ламберта и её применение в математических задачах физики / А. Е. Дубинов, И. Д. Дубинова, С. К. Сайков - Саров: ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», 2006. - 160 с.

49 Paul, P. M. Observation of a train of attosecond pulses from high harmonic generation / P. M. Paul, E. S. Toma, P. Breger, G. Mullot, F. Augé, Ph. Balcou, H. G. Muller, P. Agostini // Science. – 2001. – Vol. 292. – P. 1689—1692.

50 Hentschel, M. Attosecond metrology / M. Hentschel, R. Kienberger, Ch. Spielmann,
G. A. Reider, N. Milosevic, T. Brabec, P. Corkum, U. Heinzmann, M. Drescher,
F. Krausz // Nature. – 2001. – Vol. 414. – P. 509–513.

51 Goulielmakis, E. Single-cycle nonlinear optics / E. Goulielmakis, M. Schultze, M. Hofstetter, V. S. Yakovlev, J. Gagnon, M. Uiberacker, A. L. Aquila, E. M. Gullikson, D. T. Attwood, R. Kienberger, F. Krausz, U. Kleineberg // Science. – 2008. – Vol. 320. – P. 1614—1617.

52 **Krausz, F.** Attosecond physics / F. Krausz, M. Ivanov // Rev. Mod. Phys. – 2009. – Vol. 81. – P. 163–234.

53 Nisoli, M. New frontiers in attosecond science / M. Nisoli, G. Sansone // Prog. Quant. Electron. – 2009. – Vol. 33. – P. 17–59.

54 **Pfeifer, T.** Femtosecond x-ray science / T. Pfeifer, C. Spielmann, G. Gerber // Rep. Prog. Phys. – 2006. – Vol. 69. – P. 443—505.

55 Seres, E. Time resolved spectroscopy with femtosecond soft-x-ray pulses / E. Seres, J. Seres, C. Spielmann // Appl. Phys. A. – 2009. – Vol. 96. – P. 43–50.

56 **Seres, E.** Generation of coherent soft-x-ray radiation extending far beyond the titanium L edge / E. Seres, J. Seres, F. Krausz, C. Spielmann // Phys. Rev. Lett. – 2004. – Vol. 92. – P. 163002.

57 Velotta, R. High-order harmonic generation in aligned molecules / R. Velotta, N.
Hay, M. B. Mason, M. Castillejo, J. P. Marangos // Phys. Rev. Lett. – 2001. – Vol. 87. –
P. 183901.

58 Lein, M. Role of the intramolecular phase in high-harmonic generation / M. Lein, N. Hay, R. Velotta, J. P. Marangos, P. L. Knight // Phys. Rev. Lett. – 2002. – Vol. 88. –
P. 183903.

59 Емелин, М. Ю. О генерации аттосекундных всплесков и высоких гармоник излучения при ионизации молекул сверхкоротким лазерным импульсом /
М. Ю. Емелин, М. Ю. Рябикин, А. М. Сергеев, М. Д. Чернобровцева, Т. Пфайфер, Д. Вальтер, Г. Гербер // Письма в ЖЭТФ. – 2003. – Т. 77, № 5. – С. 254—259.

60 **Gonoskov, I. A.** High-order harmonic generation in light molecules: moving-nuclei semiclassical simulations / I. A. Gonoskov, M. Y. Ryabikin, A. M. Sergeev // J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. – 2006. – Vol. 39. – P. S445–S455.

61 Bandrauk, A. D. Signatures of nuclear motion in molecular high-order harmonics and in the generation of attosecond pulse trains by ultrashort intense laser pulses /
A. D. Bandrauk, S. Chelkowski, H. Lu // J. Phys. B At. Mol. Opt. Phys. – 2009. –
Vol. 42. – P. 075602.

62 Zhou, X. Elliptically polarized high-order harmonic emission from molecules in linearly polarized laser fields / X. Zhou, R. Lock, N. Wagner, W. Li, H. C. Kapteyn, M. M. Murnane // Phys. Rev. Lett. – 2009. – Vol. 102. – P. 073902.

63 **Kaku, M.** Observation of revival structure in femtosecond-laser-induced alignment of N₂ with high-order harmonic generation / M. Kaku, K. Masuda, K. Miyazaki // Jpn. J. Appl. Phys. – 2004. – Vol. 43. – P. L591–L593.

64 **Itatani, J.** Controlling high harmonic generation with molecular wave packets / J. Itatani, D. Zeidler, J. Levesque, M. Spanner, D. M. Villeneuve, P. B. Corkum // Phys. Rev. Lett. – 2005. – Vol. 94. – P. 123902.

65 **Pfeifer, T.** Transient enhancement of high-order harmonic generation in expanding molecules / T. Pfeifer, D. Walter, G. Gerber, M. Y. Emelin, M. Y. Ryabikin,

M. D. Chernobrovtseva, A. M. Sergeev // Phys. Rev. A. - 2004. - Vol. 70. - P. 013805.

66 **Emelin, M. Yu.** Monitoring long-term evolution of molecular vibrational wave packet using high-order harmonic generation / M. Yu. Emelin, M. Yu. Ryabikin, A. M. Sergeev // New J. Phys. – 2008. – Vol. 10, no. 2. – P. 025026.

67 Numico, R. High-order harmonic generation after photodissociation / R. Numico,
P. Moreno, L. Plaja, L. Roso // J. Phys. B At.Mol. Opt. Phys. – 1998. – Vol. 31. –
P. 4163—4172.

68 Protopapas, M. Atomic physics with super-high intensity lasers / M. Protopapas,
C. H. Keitel, P. L. Knight // Rep. Prog. Phys. – 1997. – Vol. 60. – P. 389–486.

69 Emelin, M. Yu. High-efficiency generation of attosecond pulses during atomic ionization from excited electronic states / M. Yu. Emelin, M. Yu. Ryabikin,

A. M. Sergeev, M. D. Chernobrovtseva, T. Pfeifer, D. Walter, G. Gerber // Europhys. Lett. – 2005. – Vol. 69, no. 6. – P. 913–919.

70 **Krause, J. L.** High-order harmonic generation from atoms and ions in the high intensity regime / J. L. Krause, K. J. Schafer, K. C. Kulander // Phys. Rev. Lett. – 1992. – Vol. 68. – P. 3535–3538.

71 Corkum, P. B. Plasma perspective on strong-field multiphoton ionization // Phys.
Rev. Lett. – 1993. – Vol. 71. – P. 1994—1997.

72 Feit, M. D. Solution of the Schrödinger equation by a spectral method / M. D. Feit,
J. A. Fleck, Jr., A. Steiger // J. Comp. Phys. – 1982. – Vol. 47. – P. 412–433.

73 Burnett, K. Calculation of the background emitted during high-harmonic generation /
K. Burnett, V. C. Reed, J. Cooper, P. L. Knight // Phys. Rev. A. – 1992. – Vol. 45. –
P. 3347—3345.

74 Baltuška, A. Attosecond control of electronic processes by intense light fields /
A. Baltuška, Th. Udem, M. Uiberacker, M. Hentschel, E. Goulielmakis, Ch. Gohle,
R. Holzwarth, V. S. Yakovlev, A. Scrinzi, T. W. Hänsch, F. Krausz // Nature. – 2003. –
Vol. 421. – P. 611–615.

75 Емелин, М. Ю. Генерация одиночного аттосекундного всплеска при ионизации возбужденных атомов мощным сверхкоротким лазерным импульсом /
М. Ю. Емелин, М. Ю. Рябикин, А. М. Сергеев // ЖЭТФ. – 2008. – Т. 133, вып. 2. – С. 243—259.

76 Emelin, M. Yu. Quantum interference in ionization of excited molecules: X-ray emission control and dynamic imaging / M. Yu. Emelin, M. Yu. Ryabikin, A. M. Sergeev // Chapter in: Progress in Ultrafast Intense Laser Science VI, Springer Series in Chemical Physics. – 2011. – Vol. 99 – P. 75–88.

77 Agostini, P. The physics of attosecond light pulses / P. Agostini, L. F. DiMauro // Rep. Prog. Phys. – 2004. – Vol. 67, no. 6. – P. 813–855.

78 Mairesse, Y. Attosecond synchronisation of high-harmonic soft x-rays / Y. Mairesse,
A. de Bohan, L. J. Frasinski, H. Merdji, L. C. Dinu, P. Monchicourt, P. Breger,
M. Kovačev, R. Taïeb, B. Carré, H. G. Muller, P. Agostini, P. Salières // Science. – 2003.
– Vol. 302, no. 5650. – P. 1540—1543.

79 López-Martens, R. Amplitude and phase control of attosecond light pulses /
R. López-Martens, K. Varjú, P. Johnsson, J. Mauritsson, Y. Mairesse, P. Salières,
M. B. Gaarde, K. J. Schafer, A. Persson, S. Svanberg, C.-G. Wahlström, A. L'Huillier //
Phys. Rev. Lett. – 2005. – Vol. 94, no. 3. – P. 033001.

80 **Corkum, P. B.** Subfemtosecond pulses / P. B. Corkum, N. H. Burnett, M. Y. Ivanov // Opt. Lett. – 1994. – Vol. 19, no. 22. – P. 1870—1872.

81 Платоненко, В. Т. Генерация одиночного аттосекундного рентгеновского импульса / В. Т. Платоненко, В. В. Стрелков // Квантовая электроника. – 1998. – Т. 25, вып. 9. – С. 771—772.

82 Tcherbakoff, O. Time gated high order harmonic generation / O. Tcherbakoff,
E. Mével, D. Descamps, J. Plumridge, E. Constant // Phys. Rev. A. – 2003. – Vol. 68,
no. 4. – P. 043804.

83 Sansone, G. Isolated single-cycle attosecond pulses / G. Sansone, E. Benedetti,
F. Calegari, C. Vozzi, L. Avaldi, R. Flammini, L. Poletto, P. Villoresi, C. Altucci,
R. Velotta, S. Stagira, S. De Silvestri, M. Nisoli // Science. – 2006. – Vol. 314. –
P. 443—446.

84 Mashiko, H. Double optical gating of high-order harmonic generation with carrier-envelope phase stabilized lasers / H. Mashiko, S. Gilbertson, C. Li, S. D. Khan,
M. M. Shakya, E. Moon, Z. Chang // Phys. Rev. Lett. – 2008. – Vol. 100, no. 10. –
P. 103906.

85 Levesque, J. Polarization state of high-order harmonic emission from aligned molecules / J. Levesque, Y. Mairesse, N. Dudovich, H. Pépin, J. C. Kieffer,
P. B. Corkum, D. M. Villeneuve // Phys. Rev. Lett. – 2007. – Vol. 99, no. 24. –
P. 243001.

86 **Muller, H. G.** Numerical simulation of high-order above-threshold-ionization enhancement in argon // Phys. Rev. A. – 1999. – Vol. 60, no. 2. – P. 1341–1350.

87 Lewenstein, M. Theory of high-harmonic generation by low-frequency laser fields /
M. Lewenstein, Ph. Balcou, M. Yu. Ivanov, A. L'Huillier, P. B. Corkum // Phys. Rev. A. – 1994. – Vol. 49, no 3. – P. 2117—2132.

88 Платоненко, В. Т. Интерференция электронных траекторий и генерация высоких гармоник света в кулоновской системе // Квантовая электроника. – 2001. Т. 31, вып. 1. – С. 55—60.

89 **Strelkov, V. V.** Theory of high-order harmonic generation and attosecond pulse emission by a low-frequency elliptically polarized laser field // Phys. Rev. A. – 2006. – Vol. 74, no. 1. – P. 013405.

90 **Gonoskov, A. A.** Suppression of reflection from the grid boundary in solving the time-dependent Schrödinger equation by split-step technique with fast Fourier transform / A. A. Gonoskov, I. A. Gonoskov // arXiv:physics/0607120v1 [physics.atom-ph].

91 Астафьева, Н. М. Вейвлет-анализ: основы теории и примеры применения // УФН. – 1996. – Т. 166, вып. 11. – С. 1145—1170.

92 **Tong, X.-M.** Probing the spectral and temporal structures of high-order harmonic generation in intense laser pulses / X.-M. Tong, S.-I. Chu // Phys. Rev. A. – 2000. – Vol. 61, no. 2. – P. 021802(R).

93 Борн, М. Основы оптики, издание 2-е / М. Борн, Э. Вольф // Пер. с англ. – М.: Наука, 1973. – 713 с.

94 Antoine, P. Theory of high-order harmonic generation by an elliptically polarized laser field / P. Antoine, A. L'Huillier, M. Lewenstein, P. Salières, B. Carré // Phys. Rev. A. – 1996. – Vol. 53, no. 3. – P. 1725—1745.

95 Bellini, M. Temporal coherence of ultrashort high-order harmonic pulses / M. Bellini,
C. Lyngå, A. Tozzi, M. B. Gaarde, T. W. Hänsch, A. L'Huillier, G. Wahlström // Phys.
Rev. Lett. – 1998. – Vol. 81, no. 2. – P. 297—300.

96 Gaarde, M. B. Spatiotemporal separation of high harmonic radiation into two quantum path components / M. B. Gaarde, F. Salin, E. Constant, Ph. Balcou,
K. J. Schafer, K. C. Kulander, A. L'Huillier // Phys. Rev. A. – 1999. – Vol. 59, no 2. – P. 1367—1373.

97 Salières, P. Feynman's path-integral approach for intense-laser-atom interactions /
P. Salières, B. Carré, L. Le Déroff, F. Grasbon, G. G. Paulus, H. Walther, R. Kopold,
W. Becker, D. B. Milošević, A. Sanpera, M. Lewenstein // Science. – 2001. – Vol. 292,
no. 5518. – P. 902—905.

98 Merdji, H. Macroscopic control of high-order harmonics quantum-path components for the generation of attosecond pulses / H. Merdji, M. Kovačev, W. Boutu, P. Salières, F. Vernay, B. Carré // Phys. Rev. A. – 2006. – Vol. 74, no. 4. – P. 043804.

99 Zaïr, A. Quantum path interferences in high-order harmonic generation / A. Zaïr,
M. Holler, A. Guandalini, F. Schapper, J. Biegert, L. Gallmann, U. Keller, A. S. Wyatt,
A. Monmayrant, I. A. Walmsley, E. Cormier, T. Auguste, J. P. Caumes, P. Salières //
Phys. Rev. Lett. – 2008. – Vol. 100, no. 14. – P. 413902.

100 Brabec, T. Intense few-cycle laser fields: Frontiers of nonlinear optics / T. Brabec,
F. Krausz // Rev. Mod. Phys. – 2000. – Vol. 72, no. 2. – P. 545–591.

101 Высотина, Н. В. Предельно короткие импульсы усиленной
самоиндуцированной прозрачности / Н. В. Высотина, Н. Н. Розанов, В. Е. Семенов
// Письма в ЖЭТФ. – 2006. – Т. 83, вып. 7. – С. 337—591.

102 **Kalosha, V. P.** Formation of optical subcycle pulses and full Maxwell-Bloch solitary waves by coherent propagation effects / V. P. Kalosha, J. Herrmann // Phys. Rev. Lett. – 1999. – Vol. 83, no. 3. – P. 544—547.

103 **Théberge, F.** Tunable ultrashort laser pulses generated through filamentation in gases / F. Théberge, N. Aközbek, W. Liu, A. Becker, S. L. Chin // Phys. Rev. Lett. – 2006. – Vol. 97, no. 2. – P. 023904.

104 Бабин, А. А. Ионизационная трансформация спектра и компрессия мощных фемтосекундных лазерных импульсов в экспериментах по распространению в газонаполненных диэлектрических капиллярах / А. А. Бабин, Д. В. Карташов, А. М. Киселев, В. В. Ложкарев, А. М. Сергеев, А. А. Солодов, А. Н. Степанов // Письма в ЖЭТФ. – 2002. – Т. 76, вып. 9. – С. 645—649.

105 **Чжэн, Ц.** Формирование сверхкоротких импульсов при распространении жестко сфокусированных фемтосекундных световых пакетов в прозрачной конденсированной среде / Ц. Чжэн., Ю. М. Михайлова, В.Т. Платоненко // Письма в ЖЭТФ. – 2007. – Т. 85, вып. 8. – С. 452—457.

106 Андрианов, А. В. Генерация плавно перестраиваемых в широком частотном диапазоне оптических солитонных импульсов в кварцевых световодах с

переменной дисперсией / А. В. Андрианов, С. В. Муравьев, А. В. Ким, А. А. Сысолятин // Письма в ЖЭТФ. – 2007. – Т. 85, вып. 8. – С. 446—451.

107 Knippels, G. M. H. Generation and complete electric-field characterization of intense ultrashort tunable far-infrared laser pulses / G. M. H. Knippels, X. Yan,
A. M. MacLeod, W. A. Gillespie, M. Yasumoto, D. Oepts, A. F. G. van der Meer // Phys. Rev. Lett. – 1999. – Vol. 83, no. 8. – P. 1578—1581.

108 Барышев, В. Р. Генерация «гигантских» импульсов рассеянного излучения на движущемся фронте волны накачки / В. Р. Барышев, Н. С. Гинзбург, И. В. Зотова, А. С. Сергеев // Письма в ЖЭТФ. – 2008. – Т. 87, вып. 3. – С. 150—153.

109 Sokolov, A. V. Subfemtosecond pulse generation by rotational molecular modulation
/ A. V. Sokolov, D. D. Yavuz, S. E. Harris // Opt. Lett. – 1999. – Vol. 24, no. 8. –
P. 557—559.

110 Sokolov, A. V. Light modulation at molecular frequencies / A. V. Sokolov,
D. D. Yavuz, D. R. Walker, G. Y. Yin, S. E. Harris // Phys. Rev. A. – 2001. – Vol. 63,
no. 5. – P. 051801(R).

111 Yavuz, D. D. Quasiperiodic Raman technique for ultrashort pulse generation /
D. D. Yavuz, D. R. Walker, M. Y. Shverdin, G. Y. Yin, S. E. Harris // Phys. Rev. Lett. –
2003. – Vol. 91, no. 23. – P. 233602.

112 Sokolov, A. V. Femtosecond light source for phase-controlled multiphoton
ionization / A. V. Sokolov, D. D. Yavuz, D. R. Walker, G. Y. Yin, S. E. Harris // Phys.
Rev. Lett. – 2001. – Vol. 87, no. 3. – P. 033402.

113 Shverdin, M. Y. Generation of a single-cycle optical pulse/ M. Y. Shverdin,
D. R. Walker, D. D. Yavuz, G. Y. Yin, S. E. Harris // Phys. Rev. Lett. – 2005. – Vol. 94,
no. 3. – P. 033904.

114 Wittmann, M. fs-pulse synthesis using phase modulation by impulsively excited molecular vibrations / M. Wittmann, A. Nazarkin, G. Korn // Phys. Rev. Lett. – 2000. – Vol. 84, no. 24. – P. 5508—5511.

115 Kalosha, V. Generation of single dispersion precompensated 1-fs pulses by shaped-pulse optimized high-order stimulated Raman scattering / V. Kalosha, M. Spanner,
J. Herrmann, M. Ivanov // Phys. Rev. Lett. – 2002. – Vol. 88, no. 10. – P. 103901.

116 Huss, A. F. Efficient Raman sideband generation in a coherent atomic medium /
A. F. Huss, N. Peer, R. Lammegger, E. A. Korsunsky, L. Windholz // Phys. Rev. A. –
2000. – Vol. 63, no. 1. – P. 013802.

117 Kolesov, R. Ultrashort pulse generation in a solid medium with long-lived spin coherence / R. Kolesov, O. Kocharovskaya // Phys. Rev. A. – 2003. – Vol. 67, no. 2. – P. 023810.

118 Antoine, P. Attosecond pulse trains using high-order harmonics / P. Antoine,
A. L'Huillier, M. Lewenstein // Phys. Rev. Lett. – 1996. – Vol. 77, no. 7. – P. 1234–
1237.

119 Antoine, P. Generation of ultrashort pulses of harmonics / P. Antoine, B. Piraux,
D. B. Milošević, M. Gajda // Phys. Rev. A. – 1996. – Vol. 54, no. 3. – P. R1761—R1764.

120 Drescher, M. X-ray pulses approaching the attosecond frontier / M. Drescher,
M. Hentschel, R. Kienberger, G. Tempea, Ch. Spielmann, G. A. Reider, P. B. Corkum,
F. Krausz // Science. – 2001. – Vol. 291. – P. 1923—1927.

121 **Reider, G. A.** XUV attosecond pulses: generation and measurement // J. Phys. D: Appl. Phys. – 2004. – Vol. 37. – P. R37—R48.

122 **Carrera, J. J.** Creation and control of a single coherent attosecond xuv pulse by few-cycle intense laser pulses / J. J. Carrera, X. M. Tong, S.-I. Chu // Phys. Rev. A. – 2006. – Vol. 74, no. 2. – P. 023404.

123 Seres, J. Generation of coherent keV x-rays with intense femtosecond laser pulses /
J. Seres, P. Wobrauschek, Ch. Streli, V. S. Yakovlev, E. Seres, F. Krausz, Ch. Spielmann
// New Journal of Physics. – 2006. – Vol. 8, no. 10. – P. 251.

124 **Milchberg, H. M.** Factors controlling the x-ray pulse emission from an intense femtosecond laser-heated solid / H. M. Milchberg, I. Lyubomirsky, C. G. Durfee, III // Phys. Rev. Lett. – 1991. – Vol. 67, no. 19. – P. 2654—2657.

125 Murnane, M. M. Ultrashort X-ray pulses / M. M. Murnane, H. C. Kapteyn,
S. P. Gordon, R. W. Falcone // Appl. Phys. B: Las. Opt. – 1994. – Vol. 58, no. 3. –
P. 261—266.

126 Bauer, D. Generation of ultrashort light pulses by a rapidly ionizing thin foil /
D. Bauer, R. R. E. Salomaa, P. Mulser // Phys. Rev. E. – 1996. – Vol. 54, no. 3. –
P. 2436—2440.

127 **Shen, B.** Pair and γ -photon production from a thin foil confined by two laser pulses / B. Shen, J. Meyer-ter-Vehn // Phys. Rev. E. – 2001. – Vol. 65, no. 1. – P. 016405.

128 Dromey, B. Bright multi-keV harmonic generation from relativistically oscillating plasma surfaces / B. Dromey, S. Kar, C. Bellei, D. C. Carroll, R. J. Clarke, J. S. Green, S. Kneip, K. Markey, S. R. Nagel, P. T. Simpson, L. Willingale, P. McKenna, D. Neely, Z. Najmudin, K. Krushelnick, P. A. Norreys, M. Zepf // Phys. Rev. Lett. – 2007. – Vol. 99, no. 8. – P. 085001.

129 **Radeonychev, Y. V.** Acoustically induced transparency in optically dense resonance medium / Y. V. Radeonychev, M. D. Tokman, A. G. Litvak, O. Kocharovskaya // Phys. Rev. Lett. – 2006. – Vol. 96, no. 9. – P. 093602.

130 Radeonychev, Y. V. Pulse shaping via modulation of resonant absorption /
Y. V. Radeonychev, V. A. Polovinkin, O. Kocharovskaya // Laser Physics. – 2009. –
Vol. 19, no. 5. – P. 769–775.

131 Половинкин, В. А. Формирование оптических импульсов посредством модуляции частоты резонансного квантового перехода в спектральнонеоднородной среде // Квантовая электроника. – 2010. Т. 40, вып. 2. – С. 115—120.

132 Radeonychev, Y. V. Extremely short pulses via Stark modulation of the atomic transition frequencies / Y. V. Radeonychev, V. A. Polovinkin, O. Kocharovskaya // Phys. Rev. Lett. – 2010. – Vol. 105, no. 20.

133 Teubner, U. High-order harmonics from laser-irradiated plasma surfaces /
U. Teubner, P. Gibbon // Rev. Mod. Phys. – 2009. – Vol. 81, No. 2. – P. 445–479.

134 **Bulanov, S. V.** Interaction of an ultrashort, relativistically strong laser pulse with an overdense plasma / S. V. Bulanov, N. M. Naumova, F. Pegoraro // Physics of Plasmas. – 1994. – Vol. 1, No. 3. – P. 745–757.

135 Quéré, F. Coherent Wake Emission of High-Order Harmonics from Overdense Plasmas / F. Quéré, C. Thaury, P. Monot, S. Dobosz, P. Martin, J.-P. Geindre, P. Audebert // Phys. Rev. Lett. – 2006. – Vol. 96, No. 12. – P. 125004. 136 **Tarasevitch, A**. Transition to the Relativistic Regime in High Order Harmonic Generation / A. Tarasevitch, K. Lobov, C. Wunsche, D. von der Linde // Phys. Rev. Lett. – 2007. – Vol. 98, No. 10. – P. 103902.

137 Gordienko, S. Relativistic Doppler Effect: Universal Spectra and Zeptosecond Pulses / S. Gordienko, A. Pukhov, O. Shorokhov, T. Baeva // Phys. Rev. Lett. – 2004. – Vol. 93, No. 11. – P. 115002.

138 **Baeva, T.** Theory of high-order harmonic generation in relativistic laser interaction with overdense plasma / T. Baeva, S. Gordienko, A. Pukhov // Phys. Rev. E. – 2006. – Vol. 74, No. 4. – P. 046404.

139 Ammosov, M.V. Tunnel ionization of complex atoms and of atomic ions in an alternating electromagnetic field / M. V. Ammosov, N. B. Delone, V. P. Krainov // Sov. Phys. JETP. – 1986. – Vol. 64. – P.1191–1194.

140 **Ilkov, F.A.** / F.A.Ilkov, J.E.Decker, S.L.Chin // J. Phys. B: At. Mol.Opt.Phys. - 1992. – Vol. 25. – P. 4005.

141 **Courtois C.** / C.Courtois, A.Couairon, B.Cros, J.R.Marques, G.Matthieussent // Phys.Rev.Lett. – 1999. – Vol. 82- P. 4659.

142 Keldysh, L.V. Zh. Eksp. Teor. Phys. – 1964. – Vol. 47. – P. 1945.

143 Augst, S. Phys. Rev. Lett. – 1989. – Vol. 63. – P. 2212.

144 Augst, S. / S. Augst, D. D. Meyerhofer, D. Strickland et al. // J. Opt. Soc. Am. B. – 1991. – Vol. 8. P. 858-867.

145 Lemoff, B.E. / B.E. Lemoff, C. P. J. Barty, and S. E. Harris // Opt. Lett. – 1994. – Vol. 98. P. 569 -571.

146 **Hooker, S.M.** / S.M. Hooker, S. E. Harris // Opt. Lett. – 1995. – Vol. 20. – P. 1994-1996.

147 Hafizi, B. / B. Hafizi, P. Sprangle, J. R. Penano, D. F. Gordon // Phys. Rev. E. -2003. - Vol. 67. - P. 056407-1-056407-7.

148 **Vodopyanov, K. L.** Broadly tunable noncritically phase-matched ZnGeP₂ optical parametric oscillator with a 2-μJ pump threshold / K. L. Vodopyanov, P. Schunemann // Optics Letters. – 2003. - Vol. 28. - P.441-443.

Budni, P.A. High-power/high-brightness diode-pumped 1.9-μm thulium and resonantly pumped 2.1-μm holmium lasers / P.A. Budni, M.L. Lemons, J.R. Mosto, E.P. Chicklis // IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron. – 2000. – Vol.6. - P.629-634.

150 Lippert, E. Fibre laser pumped midinfrared source / E. Lippert, G. Rustad, S.
Nicolas, G. Arisholm, K. Stenersen // in *SolidState Laser Technologies and Femtosecond Phenomena*, J. A. C. Terry ,W. A. Clarkson, eds. Proc. SPIE. – 2004. – Vol.5620. - P.56-62.

Гурзадян Г.Г. «Нелинейно-оптические кристаллы. Свойства и применение в квантовой электронике» / Г.Г. Гурзадян, В.Г. Дмитриев, Д.Н. Никогосян / Справочник // М.: Радио и связь - 1991.- 160 с.

152 Оменетто, Н. Аналитическая лазерная спектроскопия / Н. Оменетто.- М.: «Мир», 1982. - 606 с.

Brassington, D.J. Differential absorption lidar mtasurements of atmospheric water vapor using an optical parametric oscillator source / D.J.Brassington // Appl. Optics - 1982. - Vol. 21. –P. 4411 – 4416.

Fenn, R.W. Correlation between atmospheric backscattering and meteorological visual range / Robert W. Fenn // Appl. Optics – 1966. – Vol.5, N.2. - P. 293 – 295.

Twomey, S. The relative of white and monochromatic light for the determination of visibility by backscattering measurements / S. Twomey, H.B. Howel // Appl. Optics - 1965. –Vol.4, N.4. -P. 501 – 506.

Livingston, P.M. Comparison of measured $3.8-\mu m$ scattering from naturally occurring aerosols with that predicted by measured particle size statistics / P.M. Livingston // Appl. Optics -1978. - Vol.17, N.5. -P. 818 – 826.

Kulp, T.J. The application of quasi-phase-matched parametric light sources to practical infrared chemical sensing systems / T. J. Kulp et. al. // Appl. Phys.B – 2002. – Vol.75. - P.317 – 327.

Фриш, С.Э. Оптические спектры атомов / С.Э. Фриш // М.: «Физ.-мат. лит-ра», -1963. - 640 с.

159 Зайдель А.Н. Таблицы спектральных линий / А.Н. Зайдель и др. // М.: «Наука» - 1969. - 783 с.

160 Радциг, А.А. Параметры атомов и атомных ионов/ Справочник / А.А.Радциг, Б.М.Смирнов // М.: Энергоатомиздат - 1986. - 344 с.

161 **Вебер, А.** Спектроскопия комбинационного рассеяния в газах и жидкостях / A.Вебер // M.: Мир 1982.

162 **Лукьяненко, С.Ф.** Внутрирезонаторная лазерная спектроскопия. Основы метода и применения / С.Ф. Лукьяненко, М.М.Макогон, Л.Н.Синица // Новосибирск: Наука – 1985. - 121 с.

163 **Krier, A.** (ed.) Mid-infrared Semiconductor Optoelectrinics / Krier, A. (ed.) // London: Springer. – 2006. – 428 p.

164 Ebrahim-Zadeh, M. Mid-infrared Coherent Sources and Application / M.Ebrahim-Zadeh, I.T.Sorokina // Dordrecht: Springer. – 2008. – P.511-544.

165 Ravaro, M. Nonlinear AlGaAs waveguide for the geneartion of counterpropogating twin photons in the telecom range / M.Ravaro, Y.Seurin, S.Ducci, G.Leo, V.Berger,
A.De Rossi, G.Assanto// J.Appl.Phys. – 2005. – Vol. 98. – P.063103.

166 **Okhotnikov, O.G.**(ed) Semiconductor disc laesrs: physics and technology / O.G.Okhotnicov // Darmstadt: Wiley-VCH. – 2010. – 330 p.

167 Малеев, Н.А. Сравнительный анализ длинноволновых (1.3 мкм) вертикальноизлучающих лазеров на подложках арсенида галлия / Н.А.Малеев, А.Ю.Егоров, А.Е.Жуков, А.Р.Ковш, А.П.Васильев, В.М.Устинов, Н.Н.Леденцов, Ж.И.Алфёров // ФТП. – 2001. – том 25, № 7. – с.881-888.

168 Shultz, N. High-britness long-wavelength semiconductor disk lasers / N.Shultz,
J.M.Hopkins, M.Rattunde, D.Burns, J.Wagner // Laser & Photon. Rev. – 2008. – Vol. 2,
№ 3 – P.160–181.

169 Бломберген, Н. Нелинейная оптика / Н.Бломберген // М.: Мир. – 1966. – 424 с.

170 **Bonetti, Y.** Quantum cascade lasers entering the mid-infrared / Y.Bonetti and J.Faist // Nature photonics. – 2009. – Vol.3. – P.32-34.

171 Богатов, А.П. Расчет постоянной распространения лазерной моды в многослойных квантоворазмерных гетероструктурах с помощью метода

«набегающей» волны / А.П.Богатов, А.Е.Дракин, В.Р.Медведев, А.В.Устинов // Квантовая электроника – 1998. – 25, № 6. – с.488-492.

172 **Coldren, L.A.** Diode laser and photonic integrated circuit // L.A.Coldren and S.W.Corzine. New York: Wiley. – 1995. – 594 p.

173 Блохин, С.А. Вертикально-излучающие лазеры на основе массивов субмонослойных квантовых точек InGaAs / С.А.Блохин, Н.А.Медведев,

А.Г.Кузьменков, Ю.М.Шерняков, И.И.Новиков, Н.Ю.Гордеев // ФТП. – 2006. – том
40, № 5. – с.633-638.

174 **Spitzer, W.G.** Infrared absorption in n-type Gallium Arsenide / W.G.Spitzer and J.M.Whelan // Phys.Rev. – 1959. – Vol. 114. – P.59-63.

Министерство образования и науки Российской Федерации

ГОСУДАРСТВЕННОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ПРОФЕССИОНАЛЬНОГО ОБРАЗОВАНИЯ «НИЖЕГОРОДСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ им. Н.И.ЛОБАЧЕВСКОГО» (ННГУ)

УДК 535 № госрегистрации 01201057461 Инв.№ 1.1.2.0563.2

УТВЕРЖДАЮ

Ректор

_____ Е. В. Чупрунов «___»____ 2010 г.

ОТЧЕТ О НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКОЙ РАБОТЕ

В рамках федеральной целевой программы «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» на 2009-2013 годы

по теме: ГЕНЕРАЦИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ИЗЛУЧЕНИЙ В НЕОСВОЕННЫХ ЧАСТОТНЫХ ДИАПАЗОНАХ НА ОСНОВЕ НЕЛИНЕЙНО-ОПТИЧЕСКИХ ПРЕОБРАЗОВАНИЙ в рамках второго этапа государственного контракта № 02.740.11.0563 от 22 марта 2010 г.

Наименование этапа: «Теоретические оценки и предварительные расчеты»

Руководитель НИР, зав. каф. общей физики ННГУ, д.ф.-м.н., профессор

М.И.Бакунов

подпись, дата

Нижний Новгород 2010

СПИСОК ИСПОЛНИТЕЛЕЙ

Руководитель темы, зав. каф. общей физики ННГУ, д.фм.н., профессор Исполнители темы	подпись, дата	М.И.Бакунов (введение, заключение)
Зав. каф. квантовой радиофизики ННГУ, д.фм.н., член-корр. РАН		Андронов А.А. (введение, разделы
Профессор каф. общей физики, д.фм.н.	подпись, дата	6-8) Грибова Е.З.
	подпись, дата	(раздел 1)
Доцент каф. общей физики ННГУ, к.ф м.н., доцент	подпись, дата	Жуков С.Н. (раздел 1)
Доцент каф. общей физики ННГУ, к.ф		Захаров Ю.Н. (раздел 1)
м.н., доцент	подпись, дата	Monupuu A P
Доцент каф. квантовой радиофизики ННГУ, к.фм.н., доцент	подпись, дата	(разделы 6-8)
Доцент каф. квантовой радиофизики		Савикин А.П. (разделы 6-8)
ппі у, к.фм.н., доцені	подпись, дата	Шарков В.В.
Ассистент каф. квантовой радиофизики ННГУ, к.фм.н.	подпись, дата	(разделы 6-8)
Старший преподаватель каф. общей физики ННГУ, к.фм.н.		Лонин А.Л. (раздед 1)
	подпись, дата	
Доцент каф. общей физики ННГУ, к.ф		Бодров С.Б. (раздел 1)
м.н. Доцент каф. электродинамики ННГУ, с.н.с. ИПФ РАН, к.фм.н.	подпись, дата	Введенский Н. В.
	подпись, дата	(раздел 2)
Ассистент каф. общей физики ННГУ, к.фм.н.		Царев М.В. (раздел 5)
Электроник каф. квантовой	подпись, дата	Еремейкин О.Н.
радпофизики, к.фм.н.	подпись, дата	
Электроник каф. квантовой ралиофизики	полнись дата	захаров Н.Г. (разделы 6-8)
Электроник каф общей физики ННГУ	поднись, дата	Лаврентьев С.А.
	подпись, дата	(раздел 1)

Аспирант ННГУ Студент ННГУ Студент ННГУ Студент ННГУ Студент ННГУ Студент ННГУ Студент ННГУ

Нормоконтролер Зав. лаб. каф. общей физики ННГУ подпись, дата

Михайловский Р.В. (раздел 1)

Машкович Е.А. (раздел 1)

Агрба П.Д. (раздел 1)

Катичев А.Р. (раздел 1)

Святошенко Д.Е. (разделы 6-8)

Железнов С.Ю. (разделы 6-8)

Павленко К.Ю. (разделы 6-8)

Семиков С.А. (раздел 9)

Трушанин А.Ю. (раздел 1)

Лобанов А.В. (раздел 1)

Ковалева Л.М. (раздел 1)

Одинцова Т.А. (раздел 1)

Вахитов Д.Н. (раздел 1)

Горелов С.Д. (раздел 1)

Краснов В.А.

3

Соисполнители:

Профессор каф. квантовой радиофизики ННГУ, лиректор Отделения нелинейной		Сергеев А М
динамики и оптики ИПФ РАН, д.фм.н., член-корр. РАН	подпись, дата	(введение)
Профессор каф. электродинамики ННГУ, д.фм.н., профессор		Гильденбург В.Б. (раздел 2)
	подпись, дата	
Зав. лаб. ИПФ РАН, д.фм.н.		Степанов А.Н.
	подпись, дата	(раздел 5)
Главный научный сотрудник ИПФ РАН,		Фрейдман Г.И.
д.фм.н.	подпись, дата	(разделы 3-4)
Ведущий научный сотрудник ИПФ РАН, к.фм.н.		Рябикин М.Ю.
	подпись, дата	(разделы 3-4)
Старший научный сотрудник ИПФ РАН,		Корытин А.И.
к.фм.н.	подпись, дата	(разделы 3-4)
Младший научный сотрудник ИПФ РАН, к.фм.н.		Емелин М.Ю. (раздел 3)
	подпись, дата	(1)
Научный сотрудник ИПФ РАН, к.ф м.н.		Быстров А.М. (раздел 2)
	подпись, дата	(pusites 2)
Младший научный сотрудник ИПФ РАН		Гоносков А.А.
	подпись, дата	(разделы 3-4)
Аспирант ИПФ РАН		Коржиманов А. В.
	подпись, дата	(разделы 3-4)
Аспирант ИПФ РАН		Половинкин В.А.
	подпись, дата	(разделы 3-4)

РЕФЕРАТ

Отчет 169 с., 1 ч., 44 рис., 4 табл., 174 источн., 0 прил.

ТЕРАГЕРЦОВОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ, ИК-ИЗЛУЧЕНИЕ, РЕНТГЕНОВСКОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ, УЛЬТРАКОРОТКИЕ ЛАЗЕРНЫЕ ИМПУЛЬСЫ, НЕЛИНЕЙНОЕ ПРЕОБРАЗОВАНИЕ ВОЛН

B отчете представлены результаты исследований по 2 этапу Государственного контракта № 02.740.11.0563 от 22 марта 2010 г. по теме: электромагнитных излучений в неосвоенных «Генерация частотных диапазонах на основе нелинейно-оптических преобразований» в рамках федеральной целевой программы «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» на 2009-2013 годы по лоту «Проведение научных исследований коллективами научно-образовательных центров в области оптики, лазерной физики и лазерных технологий» шифр «2010-1.1-122-012».

Цель работы – разработка новых высокоэффективных методов генерации терагерцового, среднего ИК, ВУФ и мягкого рентгеновского излучений на основе нелинейного преобразования мощных ультракоротких лазерных импульсов при их взаимодействии с электрооптическими кристаллами, газовыми и плазменными средами. Использование разработанных методов для создания экспериментальных образцов компактных высокоэффективных источников указанных излучений.

Компьютерное моделирование, теоретический анализ.

Вычислительный кластер (Т-Платформы T-Edge Mini).

Отчет о НИР, в том числе: расчеты и математическое моделирование следующих явлений: генерации терагерцового излучения В электрооптических кристаллах лазерными импульсами с наклонным фронтом интенсивности, генерации терагерцового излучения при оптическом пробое сплошных и нанодисперсных сред, формирования коротких импульсов вакуумном ультрафиолетовом и мягком рентгеновском излучения в спектральных диапазонах при генерации высоких гармоник лазерного излучения мультитераваттного уровня мощности в газах, генерации мягкого рентгеновского излучения при взаимодействии релятивистки сильного оптического излучения с резкой границей плазмы, когерентной генерации мягкого рентгеновского излучения при накачке многозарядных ионов излучением фемтосекундного инертных газов оптическим лазера проведение расчетов по разработке тераваттного уровня мощности, лабораторных макетов компактных импульсных ПГС среднего ИК диапазона на основе твердотельных лазеров с диодной накачкой и лабораторной

установки для анализа состава газовых смесей на основе таких ПГС, разработке гетероструктур для нелинейного преобразования частоты в полупроводниковых гетеролазерах с вертикальным резонатором и накачкой диодными и твердотельными лазерами и разработке лабораторной установки на основе оптического волокна для нелинейного преобразования излучения импульсных лазеров ближнего ИК диапазона в средний ИК диапазон.

Научные результаты: разработана теория генерации широкополосного терагерцового излучения в электрооптических кристаллах лазерными импульсами с наклонным фронтом интенсивности; разработан метод генерации терагерцового излучения при оптическом пробое сплошных и нанодисперсных сред, в основе которого лежит механизм возбуждения низкочастотного терагерцовых частотах) (на остаточного тока В образующейся при ионизации плазме; разработан метод формирования коротких импульсов излучения в вакуумном ультрафиолетовом и мягком рентгеновском спектральных диапазонах при резонансном взаимодействии оптического излучения с квантовой системой в условиях гармонической модуляции частоты и неоднородного уширения линии резонансного квантового перехода; разработана теория генерации мягкого рентгеновского излучения при возбуждении хаотических колебаний плазменной границы под действием релятивистки сильного оптического излучения; разработана установка по когерентной генерации мягкого рентгеновского излучения при накачке многозарядных ионов инертных газов (Хе) оптическим излучением фемтосекундного лазера тераваттного уровня мощности; разработаны лабораторные макеты компактных импульсных ПГС среднего ИК диапазона (3,5 мкм) с пиковой мощностью 5,5 кВт на основе твердотельных лазеров с диодной накачкой с эффективностью преобразования мощности накачки в мощность параметрической генерации порядка 40%; разработана лабораторная установка для анализа состава газовых смесей на основе ПГС ИК среднего диапазона И экспериментально продемонстрирована возможность регистрации паров воды; разработаны гетероструктуры на соединений InGaP–GaAs и InGaAlAs-GaAs основе для нелинейного преобразования полупроводниковых частоты В гетеролазерах С вертикальным резонатором И оптической накачкой диодными И твердотельными лазерами; разработана лабораторная установка на основе германатного (GeO2) волокна для преобразования импульсов излучения ближнего ИК диапазона (с длиной волны 1,56 мкм) в средний ИК (до 2–2,6 мкм).

СОДЕРЖАНИЕ

Введение	11
1 Проведение расчетов и математического моделирования для разработки теории генерации широкополосного терагерцового излучения в электрооптических кристаллах лазерными импульсами с наклонным фронтом интенсивности 1.1 Ввеление	19 19
	17
 1.2 Модель и основные уравнения генерации терагерцового поля лазерным импульсом с наклонным фронтом интенсивности 1.3 Генерация терагерцового издучения в приближении планарного 	23
оптического импульса 1.4 Структура терагерцового поля и эффективность оптико-терагерцовой	
конверсии для лазерного импульса конечного поперечного размера 1.5 Выводы	43
2 Проведение расчетов и математического моделирования для разработки метода генерации терагерцового излучения при оптическом пробое сплошных и нанодисперсных сред	44
2.1 Исследование процессов возбуждения и последующего переизлучения собственных дипольных колебаний атомного кластера, ионизируемого пазериюми импульсами высокой интенсивности	44
2.1.1 Введение	44
2.1.2 Преобразование электромагнитного излучения в процессе пробоя атомного кластера ультракоротким лазерным импульсом	45
2.1.3 Выводы	54
2.2 Исследование процессов ускорения электронов и возбуждения низкочастотных терагерцовых токов в плазме оптического разряда, создаваемой в газе предельно короткими лазерными импульсами	55
2.2.1 Введение	55
2.2.2 Постановка задачи	56
2.2.3 Полуклассический подход	56
2.2.4 Аналитическая модель	57
2.2.5 Выводы	63
3 Проведение расчетов и математического моделирования для разработки метода формирования коротких импульсов излучения в вакуумном ультрафиолетовом и мягком рентгеновском спектральных диапазонах при генерации высоких гармоник лазерного излучения мультитераваттного уровня мощности в газах	63
3.1 Квантовая интерференция при ионизации возбужденных молекул: управление спектром генерируемого рентгеновского излучения	65
3.1.1 Введение 2.1.2 Бългания сположити сталина и при ст	03
5.1.2 Генерация аггосекундных импульсов при ионизации атомов и молекул из возбужленных электронных состояний	00
3.1.3 Квантовая интерференция при ионизации вытянутых молекул: использование для управления параметрами генерируемого рентгеновского	69
314 Выволы	74
3.2 Генерация высоких гармоник в интенсивном эллиптически	74 74
поляризованном лазерном поле и управление состоянием поляризации генерируемого излучения	/+

3.2.1 Введение	74
3.2.2 Результаты расчетов	77
3.2.3 Выводы	86
3.3 Получение предельно коротких импульсов излучения посредством	87
периодически резонансного взаимодействия со средой	07
3.3.1 DBC/CHUC	0/ 00
	00
3.3.4 Компрессия сформированных импульсов	92 94
3.3.5 Выволы	97
4 Проведение расчетов и математического моделирования для разработки теории генерации мягкого рентгеновского излучения при нелинейном взаимодействии релятивистки сильного оптического излучения с резкой границей плазмы (Анализ режима хаотических колебаний резкой границы плазмы в поле сверхсильного излучения и его влияния на процесс генерации высоких гармоник)	98
4.1 Введение	98
4.2 Описание и анализ хаотического режима колебаний	100
4.3 Нарушение когерентности генерируемых высоких гармоник	101
4.4 Выводы	103
5 Проведение расчетов и математического моделирования для разработки установки по когерентной генерации мягкого рентгеновского излучения при накачке многозарядных ионов инертных газов оптическим излучением фемтосекундного лазера тераваттного уровня мощности	104
5.1 Вычисление функции распределения электронов по энергии (ФРЭЭ) 5.2. Моделирование лазерной генерации в Xe IX и получение временной	105 110
5 3 Выволы	112
6 Проведение расчетов по разработке лабораторных макетов компактных импульсных ПГС среднего ИК диапазона (3–5 мкм) с пиковой мощностью 5–50 кВт на основе твердотельных лазеров с диодной накачкой	105113
7 Проведение расчетов по разработке лабораторной установки для анализа состава газовых смесей на основе ПГС среднего ИК диапазона	120
7.1 Метод газового анализа в случае расположения поглощающего вещества вне лазерного резонатора	121
7.2 Внутрирезонаторный метод газового анализа	131
8 Проведение расчетов и математического моделирования для разработки гетероструктур на основе соединений InGaP–GaAs и InGaAlAs-GaAs для нелинейного преобразования частоты в полупроводниковых гетеролазерах с вертикальным резонатором и оптической накачкой диодными и твердотельными лазерами	132
8.1 Введение	132
8.2 Схемы генерации разностной частоты	133
8.3 Эффективность нелинейного преобразования	138
8.4 Расчёт и оптимизация параметров структуры	141
8.5 Выводы	146

9 Проведение расчетов по разработке лабораторной установки на основе	147
оптического волокна для преобразования излучения импульсных лазеров	
ближнего ИК диапазона в средний ИК диапазон	
	1.10
Заключение	148
Список использованных источников	151

ОПРЕДЕЛЕНИЯ, ОБОЗНАЧЕНИЯ И СОКРАЩЕНИЯ

В настоящем отчете применяются следующие обозначения и сокращения:

ННГУ – Государственное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского».

НИР – научно исследовательская работа

ИК – инфракрасный

ВУФ – вакуумный ультрафиолет

LN – ниобат лития, LiNbO₃

ПГС – параметрический генератор света

ФРЭЭ – функция распределения электронов по энергии

введение

В отчете представлены результаты исследований по 1 этапу Государственного контракта № 02.740.11.0563 от 22 марта 2010 г. по теме: «Генерация электромагнитных излучений в неосвоенных частотных диапазонах на основе нелинейно-оптических преобразований» в рамках федеральной целевой программы «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» на 2009-2013 годы по лоту «Проведение научных исследований коллективами научно-образовательных центров в области оптики, лазерной физики и лазерных технологий» шифр «2010-1.1-122-012».

По 2 этапу были запланированы следующие работы.

1. Проведение расчетов и математического моделирования для разработки теории генерации широкополосного терагерцового излучения в электрооптических кристаллах лазерными импульсами с наклонным фронтом интенсивности.

2. Проведение расчетов и математического моделирования для разработки метода генерации терагерцового излучения при оптическом пробое сплошных и нанодисперсных сред.

3. Проведение расчетов и математического моделирования для разработки метода формирования коротких импульсов излучения в вакуумном ультрафиолетовом и мягком рентгеновском спектральных диапазонах при генерации высоких гармоник лазерного излучения мультитераваттного уровня мощности в газах.

4. Проведение расчетов и математического моделирования для разработки теории генерации мягкого рентгеновского излучения при нелинейном взаимодействии релятивистки сильного оптического излучения с резкой границей плазмы.

5. Проведение расчетов и математического моделирования для разработки установки по когерентной генерации мягкого рентгеновского излучения при накачке многозарядных ионов инертных газов оптическим излучением фемтосекундного лазера тераваттного уровня мощности.

11

6. Проведение расчетов по разработке лабораторных макетов компактных импульсных ПГС среднего ИК диапазона (3–5 мкм) с пиковой мощностью 5–50 кВт на основе твердотельных лазеров с диодной накачкой.

7. Проведение расчетов по разработке лабораторной установки для анализа состава газовых смесей на основе ПГС среднего ИК диапазона.

8. Проведение расчетов и математического моделирования для разработки гетероструктур на основе соединений InGaP–GaAs и InGaAlAs-GaAs для нелинейного преобразования частоты в полупроводниковых гетеролазерах с вертикальным резонатором и оптической накачкой диодными и твердотельными лазерами.

9. Проведение расчетов по разработке лабораторной установки на основе оптического волокна для преобразования излучения импульсных лазеров ближнего ИК диапазона в средний ИК диапазон.

Выполнение работ было направлено на достижение следующих целей.

1. Разработка теории генерации широкополосного терагерцового излучения в электрооптических кристаллах лазерными импульсами с наклонным фронтом интенсивности.

2. Разработка метода генерации терагерцового излучения при оптическом пробое сплошных и нанодисперсных сред.

3. Разработка метода высокоэффективной генерации коротких импульсов излучения в вакуумном ультрафиолетовом и мягком рентгеновском спектральных диапазонах при генерации высоких гармоник лазерного излучения мультитераваттного уровня мощности в газах.

4. Разработка теории хаотических колебаний резкой границы плазмы в поле релятивистки сильного оптического излучения и оценка возможностей использования этих колебаний для генерации мягкого рентгеновского излучения.

5. Разработка метода генерации когерентного рентгеновского излучения при накачке многозарядных ионов инертных газов фемтосекундными лазерными импульсами тераваттного уровня мощности.

12
6. Разработка лабораторных макетов компактных импульсных параметрических генераторов света (ПГС) среднего ИК диапазона с пиковой мощностью более 5 кВт на основе твердотельных лазеров с диодной накачкой.

7. Разработка лабораторной установки для анализа состава газовых смесей на основе ПГС среднего ИК диапазона.

8. Разработка гетероструктур для нелинейного преобразования частоты в полупроводниковых гетеролазерах с вертикальным резонатором и оптической накачкой диодными и твердотельными лазерами.

9. Разработка лабораторной оптоволоконной установки для преобразования излучения импульсных лазеров ближнего ИК диапазона в средний ИК диапазон.

В результате проведенных исследований разработана теория генерации терагерцовых волн фемтосекундным лазерным импульсом с наклонным фронтом интенсивности, распространяющимся через электрооптический кристалл, имеющий типичную для экспериментов форму призмы. Разработанная теория учитывает переходные процессы на входной границе кристалла и, как следствие, позволяет описывать динамику формирования терагерцового поля в кристалле. В качестве важного параметра процесса формирования терагерцового поля в теории впервые введена новая характерная длина - длина поперечного сноса (transverse walk-off length), учитывающая неколлинеарность распространения лазерного импульса накачки и пакета генерируемых терагерцовых волн. Показано, что в ряде случаев именно эта длина является определяющей для оценки эффективности оптико-терагерцового преобразования. Также впервые выяснена структура терагерцового поля, генерируемого лазерным импульсом с наклонным фронтом интенсивности в электрооптическом кристалле. Показано, что терагерцовое поле состоит из ближнего поля, синхронизованной волны, черенковского конуса и переходного излучения. Определены пространственные области локализации этих полей. Разработанная теория применена ДЛЯ анализа двух типичных экспериментальных ситуаций – возбуждения кристалла LiNbO₃ импульсами титансапфирового лазера (с длиной волны 0.8 мкм) при комнатной и криогенной температурах, а также для изучения перспективности новой, предложенной участниками проекта, схемы оптико-терагерцового преобразования – возбуждения кристалла GaAs на длинах волн 1.8 и 3.5 мкм. Рассчитаны параметры лазерного импульса (поперечный размер, угол наклона фронта интенсивности, длительность импульса) и размеры кристаллов, которые максимизируют терагерцовый выход. Показано, что эффективность оптико-терагерцового преобразования в GaAs может быть существенно выше, чем в обычно используемом кристалле LiNbO₃, что, однако, требует применения более толстых кристаллов.

В ходе расчетов и математического моделирования процессов оптикотерагерцового преобразования при лазерном пробое сплошных и нанодисперсных сред исследован эффект преобразования спектра оптического излучения при ионизации атомного кластера ультракороткими лазерными импульсами. Данный эффект обусловлен возбуждением собственных дипольных колебаний кластера передним фронтом лазерного импульса. Частота колебаний растет во времени по мере увеличения плотности плазмы, а их амплитуда сохраняется достаточно высокой даже после прохождения импульса через кластер. Высвечивание собственных колебаний из нестационарного плазмоида порождает свободное электромагнитное излучение с изменяющейся во времени частотой. Таким образом, возбуждение свободных плазмонных колебаний ультракоротким лазерным импульсом при ионизации газового кластера приводит к увеличению передаваемой образующейся плазме энергии и сильному изменению спектра рассеянного излучения.

Исследовано также явление возбуждения низкочастотного (на терагерцовых частотах) остаточного тока в плазме, создаваемой при ионизации газа интенсивным предельно коротким (в несколько колебаний светового поля) лазерным импульсом циркулярной поляризации. Показано, что данное явление играет важную роль в процессе оптико-терагерцового преобразования, поскольку остаточный ток служит начальным толчком к возникновению поляризации в нестационарном плазменном образовании и к возбуждению в нем свободных колебаний, частоты которых определяются плотностью и геометрическими размерами плазмоида, а также частотой столкновений электронов с тяжелыми частицами и в широкой области параметров лазерного импульса и давлений ионизуемого газа лежат в терагерцовом Ha полуклассического разработана диапазоне частот. основе подхода аналитическая модель и получены приближенные аналитические формулы,

позволяющие определить зависимость плотности остаточного тока от параметров лазерного импульса (интенсивности, длительности, длины волны) и потенциала ионизации атомов газа, с которым взаимодействует лазерный импульс. Проведенные численные расчеты по исследованию зависимости эффективности возбуждения остаточного тока от длительности и пиковой интенсивности лазерного импульса показали хорошее совпадение с результатами аналитического исследования. Исследованы спектрально-угловые и амплитудные характеристики терагерцового излучения, генерируемого остаточными токами, при различной геометрии плазменного образования.

Важный результат 2 этапа - разработка и внедрение новых аналитических методов математического моделирования нелинейных волновых процессов, а также новых численных методов распараллеливания расчетов на современных многопроцессорных вычислительных кластерах.

В рамках проведенных исследований по генерации высоких гармоник лазерного излучения мультитераваттного уровня мощности в газах рассмотрено преобразование монохроматического излучения при резонансном взаимодействии квантовой системой в условиях гармонической модуляции частоты С И неоднородного уширения ЛИНИИ резонансного квантового перехода. Гармоническая модуляция частоты перехода создается дополнительным нерезонансным излучением, благодаря эффектам Штарка и Зеемана. Показано, что падающее резонансное излучение при определённых условиях преобразуется в последовательность ультракоротких импульсов, длительность которых обратно пропорциональна глубине модуляции частоты квантового перехода, период повторения равен периоду модулирующего излучения, а пиковая интенсивность может многократно превышать интенсивность падающей волны. Показана возможность компрессии сформированных импульсов посредством компенсации внутриимпульсной частотной модуляции. Численно исследована компрессия импульсов в среде с квадратичной дисперсией и среде с программируемой дисперсией. Показано, что компенсация линейной и нелинейной составляющих девиации частоты позволяют существенно увеличить пиковую интенсивность и длительность импульсов. Произведена численная уменьшить оптимизация формирования импульсов и определены оптимальные значения параметров

взаимодействия излучения с веществом. Показана возможность формирования фемтосекундных импульсов излучения, квазирезонансного δ -переходу серии Бальмера атомарного водорода. Предложенный подход к формированию импульсов электромагнитного излучения применим в широкой частотной области и перспективен в традиционно труднодоступных частотных диапазонах, таких как далёкий ИК, ВУФ и рентгеновский диапазоны.

В рамках работ по генерации мягкого рентгеновского излучения при нелинейном взаимодействии релятивистки сильного оптического излучения с резкой границей плазмы проведено исследование обнаруженного нами ранее процесса хаотизации колебаний резкой плазменной границы в поле релятивистскиинтенсивного линейно поляризованного лазерного импульса. Путем одномерного численного моделирования показано, что имеется пороговая интенсивность лазерного излучения, при которой происходит качественное изменение динамики взаимодействия. Если при малых интенсивностях колебания плазменной поверхности регулярны и когерентны с осцилляциями пондеромоторной силы в падающей волны, то при превышении пороговой интенсивности наблюдается хаотизация этих колебаний и, как следствие, потеря ими когерентности. Причиной наступления хаотизации является нелинейный резонанс, наступающий в силу зависимости частоты плазменных колебаний от амплитуды импульса в силу лоренцевского увеличения массы электронов. При доступных на данный момент интенсивностях описываемый эффект может наблюдаться только в нестандартных мишенях таких, как, например, нанопористые материалы. Однако, планируемое в ближайшие годы увеличение мощности лазерных установок может дать возможность экспериментального наблюдения эффекта хаотизации в обычных твердотельных мишенях. Хаотизация колебаний плазменной границы приводит к гармоники, генерируемые на поверхности слоя, теряют свою тому, что когерентность, в результате аттосекундные импульсы в хаотическом режиме имеют меньшую длительность и амплитуду по сравнению с регулярным режимом.

В ходе проведения теоретических оценок по разработке установки по когерентной генерации мягкого рентгеновского излучения при накачке многозарядных ионов инертных газов оптическим излучением фемтосекундного лазера тераваттного уровня мощности, была расчитана ФРЭЭ при ионизации Хе

фемтосекундными лазерными импульсами с пиковой интенсивностью 1017 Вт/см² и длительностью 100 фс. Показано, что около 50% электронов обладают после прохождения лазерного импульса энергией, превышающей порог накачки ионов Хе ІХ. Также показано, что данная интенсивность излучения пятикратно превышает интенсивность насыщения ФРЭЭ, что позволит создать однородную область накачки по всей длине капилляра (5 см) и обеспечит эффективную генерацию рентгеновского излучения. Расчеты динамики населенности уровней, участвующих в лазерной генерации, и динамики числа фотонов рентгеновской моде, выполненные путем решения скоростных уравнений для лазерной среды, позволили получить зависимость интенсивности генерируемого рентгеновского лазерного импульса от времени. Длительность рентгеновского импульса определяется как протяженностью активной среды (длиной капилляра с ионизированным газом), так и свойствами самой активной среды (временем излучательной релаксации верхнего лазерного уровня). Для активной среды Хе IX и капилляра длиной 5 см длительность рентгеновского импульса составляет порядка 190 пс.

В ходе разработки компактных импульсных параметрических генераторов света (ПГС) среднего ИК диапазона (3,5мкм) с пиковой мощностью 5,5 кВт на основе твердотельных лазеров с диодной накачкой было показано, что эффективность преобразования мощности накачки (на 2,1 мкм) в мощность параметрической генерации (на 3,5-5 мкм) определяется как частотой следования импульсов накачки, так и интенсивностью её пучка. Ожидается получение эффективности преобразования порядка 40% при качестве пучка близком к дифракционному пределу с нестабильностью энергии импульсов генерации ПГС не хуже 5%.

В рамках работ по созданию лабораторной установки для анализа состава газовых смесей на основе ПГС среднего ИК диапазона были проведены экспериментальные исследования регистрации паров воды методом ВРЛС с использованием лазера на кристалле Tm:YLF с продольной диодной накачкой и селективным резонатором в диапазоне 1860-1940 нм с шириной линии генерации не более 1 нм, показавшие возможность применения данного метода в ИК диапазоне спектра.

В ходе разработки гетероструктур на основе соединений InGaP-GaAs и InGaAlAs-GaAs для нелинейного преобразования частоты в полупроводниковых гетеролазерах с вертикальным резонатором и оптической накачкой были рассчитаны и проанализированы спектральные и энергетические характеристики излучения для полосковой И вертикально-излучающей конфигураций полупроводниковых лазеров. Было проведено сравнение эффективностей этих схем для нелинейного преобразования излучения ближнего ИК диапазона в средний ИК. преимущество вертикально-излучающей конфигурации. Проведена Показано оптимизация вертикально-излучающей структуры при технологически достижимых значениях её параметров. Оцененное значение выходной мощности на разностной частоте на уровне десятков микроватт в вертикально излучающих лазерах может быть увеличено за счет повышения площади лазерной моды для больших мощностей накачки.

В ходе проведения расчетов по разработке лабораторной установки на основе оптического волокна для преобразования излучения импульсных лазеров ближнего ИК диапазона в средний ИК диапазон была установлена пригодность высоконелинейного германатного (GeO2) оптического волокна для преобразования ультракоротких импульсов ближнего ИК-диапазона (1,56 мкм) от эрбиевого волоконного лазера в средний ИК-диапазон (вплоть до 2–2,6 мкм).

1 Проведение расчетов и математического моделирования для разработки теории генерации широкополосного терагерцового излучения в электрооптических кристаллах лазерными импульсами с наклонным фронтом интенсивности

1.1 Введение

На сегодняшний момент метод оптического выпрямления лазерных импульсов с наклонным фронтом интенсивности в электрооптических кристаллах обеспечивает рекордные эффективности оптико-терагерцовой конверсии. В этом методе оптический импульс накачки с фронтом интенсивности, наклоненным под углом α к фазовому фронту, распространяется с оптической групповой скоростью V по нормали к фазовым фронтам, при этом проекция скорости в направление перпендикулярное фронту интенсивности равно $V \cos \alpha$. Подбирая угол наклона, проекция скорости может быть равной фазовой скорости терагерцовых волн с некоторой частотой ω : $V \cos \alpha = v_{TH_z}(\omega)$ [1]. Таким образом, можно достичь фазового синхронизма с квази-плоской терагерцовой волной, распространяющейся в направлении нормали к фронту интенсивности. В частности, использование метода наклонна фронта интенсивности лазерного импульса позволяет преодолеть большой разброс скоростей между оптическим импульсом и терагерцовыми волнами в материалах с высокой нелинейностью LiNbO₃ и LiTaO₃.

Принцип метода генерации ТГц излучения лазерными импульсами с наклонным фронтом интенсивности был продемонстрирован в работе [2]. В данной работе в кристалле стехиометрического LiNbO₃ (sLN) легированного 2% Mg были получены субпикосекундные терагерцовые импульсы с энергией 30 пДж при комнатной температуре и 100 пДж при охлаждении кристалла до 77 К. Учитывая, что для возбуждения использовались лазерным импульсы с энергией 2.3 мкДж (на длине волны $\lambda \sim 0.8$ мкм); эффективность конверсии составила 1.3×10^{-5} и 4.3×10^{-5} , соответственно. При использовании кристалла sLN легированного 0.6% Mg, обладающего меньшим поглощением на ТГц частотах, эффективность была увеличена до 1.7×10^{-4} при 77 К (с энергией терагерцового импульса 400 пДж) [3]. Также было продемонстрировано изменение центральной частоты терагерцового спектра между 1 ТГц и 4.4 ТГц при изменении угла наклона α в диапазоне 59⁰ –

 64^0 при 10 К [3]. Используя большие энергии лазерного импульса (вплоть до 0.5 мДж) и одновременно увеличивая размер лазерного пучка, энергия терагерцовых импульсов была увеличена до 240 нДж при комнатной температуре; максимальная эффективность конверсии 5×10^{-4} была получена при 0.3 мДж энергии лазерного импульсах [4]. Дальнейшее увеличение энергии лазерной накачки до 20 мДж привело к генерации 10 мкДж терагерцовых импульсов с эффективностью конверсии 6×10^{-4} [5]. Ещё большая эффективность конверсии 7×10^{-4} была получена с 6 мДж импульсами накачки [6]. Недавно, 30 мкДж терагерцовые импульсы с одним периодом колебаний поля были сгенерированы, используя импульсы с наклонным фронтом от 28 мДж титан–сапфирового лазера с рекордной эффективностью конверсии $\sim 10^{-3}$ [7]. В другом недавнем эксперименте [8] для лазерной накачки были использованы импульсы Yb–лазера ($\lambda = 1.035$ мкм) и методом наклонного фронта в кристалле sLN при комнатной температуре были сгенерированны ТГц импульсы с шириной спектра до 2.5тГц и энергией 400 мДж при эффективности оптико-терагерцовой конверсии 2.5×10^{-4} .

Несмотря на большие значения эффективности оптико-терагерцовой конверсии, полученные С использованием наклонных фронтов, теория терагерцового излучения для таких импульсов до сих пор не была достаточно разработана. В работах [3, 4, 9, 10], были использованы две простые модели, чтобы проиллюстрировать механизм возбуждения наклонным фонтом и рассчитать генерируемое терагерцовое поле. Одна из моделей – двухмерная (2D); представляет генерируемое терагерцовое поле как свёртку распределения оптической интенсивности двумерного импульса с наклонным фронтом и известного аналитического решения для черенковского излучения от движущегося линейного источника [4, 10]. Однако данная модель не учитывает дисперсии терагерцового излучения, и не может принципиально описать основы метода использования наклонного фронта интенсивности, т.е. синхронное возбуждение терагерцовой волны на заданной частоте ω . В другой, одномерной (1D) эвристической модели [3, 9, 10], терагерцовое поле рассчитывается не через решение уравнений Максвелла с нелинейным источником, но представляется как сумма плоских волн приходящих к выходной границы кристалла из различных частей кристалла. Амплитуды плоских волн не рассчитаны строго и поэтому

результаты представлены в условных единицах. Более того, одномерная модель не учитывает поперечный размер пучка и не может различить импульс с наклонным фронтом и обычный импульс с приведённой групповой скоростью. Вдобавок к этому, работы [3, 9, 10] не рассматривают прохождение терагерцового поля сгенерированного внутри кристалла через выходную границу этого кристалла. Трёхмерные расчёты в работе [11] также не включают ни наличие границ, ни такие важные эффекты как дисперсия и поглощения терагерцовых волн.

Строгая теория генерации терагерцового излучения лазерными импульсами с наклонным фронтом интенсивности была недавно разработана для стационарного режима в бесконечном электрооптическом кристалле [12]. В теории также учитывается прохождение сгенерированного терагерцового поля через выходную границу кристалла. Теория основывается на строгом решении уравнений Максвелла и включает как конечные поперечные размеры двумерного оптического импульса, так и дисперсию материала и поглощение в терагерцовом диапазоне. Согласно теории, стационарная диаграмма направленности в общем случае представляет собой суперпозицию черенковского конуса, синхронизованной волны и ближнего поля нелинейного источника. Применение теории к типичным экспериментам с LiNbO₃ показало, что вклады в энергию терагерцовой волны от черенковского конуса и ближнего поля могут быть сравнимы или даже больше вклада от синхронизованной волны. Этот результат не мог быть получен в рамках простой одномерной модели [3, 9, 10]. Были получены определённые рекомендации как оптимизировать параметры оптической накачки и размер кристалла для увеличения эффективности терагерцовой генерации.

С общей точки зрения, стационарная теория [12] применима только для достаточно толстых кристаллов – с толщиной много большей длины, на которой спадает переходное излучение, сгенерированное на входной границы кристалла. Для более тонких кристаллов, очевидно, переходное излучение будет играть значительную роль в процессе формирования терагерцового поля, как это известно для терагерцовой генерации импульсами с не наклонным фронтом [13]. В LiNbO₃ при комнатной температуре терагерцовое поглощение значительно (~20 см⁻¹ на 1 ТГц [10, 14, 15]) и ослабление переходного излучения происходит на длинах ~ 1 мм. Таким образом, при комнатной температуре можно ожидать применимость

стационарной теории к экспериментам начиная с толщины кристалла LiNbO₃ 2 мм [2-8]. Однако стационарная теория становится неадекватной для экспериментов [2, 3] с криогенно охлаждёнными кристаллами LiNbO₃, в которых терагецовое поглощение почти на два порядка меньше чем при комнатной температуре [14]. Для описания этих экспериментов требуется динамическая теория, которая учитывает переходные процессы на границе кристалла. Необходимость в такой теории также возрастает из-за возможности применения метода генерации наклонным фронтом интенсивности для других кристаллов, обладающих малым поглощением, в частности, GaAs.

Кристалл GaAs является одним из немногих электрооптических кристаллов, обладающих малым поглощением на ТГц частотах. В данном кристалле коэффициент поглощения равен ~ 1 см⁻¹ на 1-2 ТГц при комнатной температуре [10, 14, 15]. Кроме того, GaAs имеет дополнительное преимущество, обусловленное большой восприимчивостью второго порядка и большой теплопроводностью [15]. Граница двух-фотонного поглощения в GaAs около лежит около 1.75 мкм, поэтому для более эффективной оптико-терагерцовой конверсии требуется длинноволновое излучение лазерной накачки. Для длины волны накачки $\lambda \sim 2-4$ мкм, разница между оптическим групповым индексом n_g ($n_g \approx 3.4$ при $\lambda = 2$ мкм) и показателем преломления на терагерцовых частотах $n_{THz} \approx 3.6$ мала. Таким образом, для достижения фазового синхронизма достаточны существенно меньшие, в сравнении с LiNbO₃, углы наклона фронта интенсивности накачки ($\alpha \sim 10^{\circ} - 20^{\circ}$ для λ~2-4 мкм). Импульсы с меньшими углами наклона испытывают меньшие дифракционные искажения при распространении и, поэтому, могут действовать как эффективные источники терагерцовых волн на больших расстояниях (в LiNbO₃, для $\alpha \sim 60^{\circ}$ это расстояние ограничено несколькими миллиметрами). Все вышеупомянутые преимущества GaAs делают его хорошим кандидатом для терагерцовой генерации импульсами ближнего ИК диапазона с наклонным фронтом интенсивности.

В методе генерации наклонным фронтом интенсивности для эффективного вывода сгенерированной терагерцовой волны из кристалла выходную границу кристалла срезают параллельно терагерцовому волновому фронту, т.е. под углом *а* к входной границе [2-8]. В теории метода учитывается призмоподобная форма кристалла.

Мы развиваем полную динамическую теорию терагерцовой генерации импульсами с наклонным фронтом в призмоподобном кристалле произвольной толщины. Рассмотрены две типичные экспериментальный ситуации: генерация ТГц излучения в кристалле LiNbO₃ при накачке волны $\lambda = 0.8$ мкм при комнатной и криогенной температурах (10 K), а также в кристалле GaAs при накачке фемтосекундным лазерным импульсом на центральной длине $\lambda = 1.8$ мкм или $\lambda = 3.5$ мкм.

Здесь, как и в работе [12], будем рассматривать двумерный случай, когда оптический импульс накачки бесконечен в одном направлении и имеет конечную ширину в другом. Двумерный случай не требует громоздких расчетов как трёх мерный случай фокусировки в пятно. В тоже время это позволяет изучить влияние поперечного размера импульса на динамику процесса формирования терагерцового поля и эффективность конверсии. На практике, импульс накачки сфокусированный в линию цилиндрической линзой часто используется из-за ряда преимуществ по сравнению с фокусировкой в пятно [13].

1.2 Модель и основные уравнения генерации терагерцового поля лазерным импульсом с наклонным фронтом интенсивности

Будем предполагать, что фемтосекундный лазерный импульс с наклонным фронтом интенсивности распространяется вдоль оси x и падает нормально на входную границу x = 0 электрооптического кристалла призмоподобной формы (рисунок 1.1). Так как групповая скорость импульса в кристалле $V = c/n_g$ меньше, чем скорость света c, угол наклона импульса уменьшается при прохождении импульса в глубь кристалла. Будем считать, что внутри кристалла угол наклона равен α (рисунок 1.1). Выходная граница кристалла наклонена под тем же углом α , а толщина кристалла (вдоль центральной линии лазерного луча) равна L(рисунок 1.1).



Рисунок 1.1 — Геометрия задачи. Фемтосекундный лазерный импульс со скошенным фронтом интенсивности проникает в электрооптический кристалл и генерирует ТГц излучение.

Будем пренебрегать искажениями импульса вследствие линейного поглощения, многофотонных процессов, дифракции и дисперсии. В этих приближениях, нелинейную поляризацию, наведённую в кристалле через оптическое выпрямление можно записать в виде

$$\mathbf{P}^{\mathsf{NL}} = \mathbf{p}F(t - x/V - y/V_y)G(y), \qquad (1.1)$$

где $V_y = V \cot \alpha$, функции $F(\xi)$ и G(y) описывают временную огибающую и поперечный профиль оптической интенсивности, соответственно. Для определенности будем использовать функции Гаусса

$$F(\xi) = e^{-\xi^2/\tau^2}, \ G(y) = e^{-y^2/l_{\perp}^2},$$
(2.1)

где τ длительность импульса [длительность на уровне половины амплитуды (FWHM) $\tau_{FWHM} = 2\sqrt{\ln 2\tau}$] и l_{\perp} поперечный размер импульса ($l_{\perp FWHM} = 2\sqrt{\ln 2}l_{\perp}$). Абсолютное значение вектора **p** определяется выражением $p = d_{eff} E_0^2$, где d_{eff} – эффективный нелинейный коэффициент кристалла и E_0 - максимум огибающей оптического поля в кристалле. Ориентация **p** определяется поляризацией оптического импульса и ориентацией кристаллографических осей в кристалле. Далее будем рассматривать типичную экспериментальную конфигурацию: $p_x = p_y =$ 0 и $p_z \neq 0$ [2-8]. В электрооптических материалах, таких как LiNbO₃, такая конфигурация реализуется если оптическая ось кристалла и лазерная поляризация направлены вдоль оптической оси, таким образом $d_{eff} = d_{33}$. Для LiNbO₃, мы будем считать $d_{33} = 168$ пм/В [10]. Для электрооптических кристаллах, как GaAs, максимум p_z (при $p_{x,y} = 0$) достигается для $\langle 110 \rangle$ среза кристалла с [001] кристаллографической осью ориентированной под углом $\approx 55^{\circ}$ к электрическому полю лазерного импульса, которое параллельно оси z [16]. Максимальное значение p_z определяется $d_{eff} = (4/3)^{1/2} d_{14}$ [16]. Для GaAs, мы будем считать $d_{eff} = 78$ пм/В.

Для описания кристалла на терагерцовых частотах, будем использовать формулу с одним фононным резонансом

$$\varepsilon = \varepsilon_{\infty} + \frac{(\varepsilon_0 - \varepsilon_{\infty})\omega_{TO}^2}{\omega_{TO}^2 - \omega^2 + i\gamma\omega},$$
(1.3)

где ε_0 и ε_{∞} низкочастотная и высокочастотная диэлектрические константы, ω_{TO} частота поперечного фононного резонанса, и γ - частота столкновений. Для LiNbO₃ при 10 К, будем использовать параметры 0.68 mol% SLN [3, 14, 17]: $\omega_{TO}/(2\pi) = 7.44$ Тгц, $\varepsilon_0 = 22.4$, $\varepsilon_{\infty} = 10$, и $\gamma/(2\pi) = 0.08$ ТГц. Для GaAs, будем считать $\omega_{\tau 0}/(2\pi) = 8.2$ Тгц, $\varepsilon_0 = 12.9$, $\varepsilon_{\infty} = 11$, и $\gamma/(2\pi) = 0.07$ ТГц [18]. В LiNbO₃ при 300 К терагерцовое поглощение имеет более сложную частотную зависимость, чем это выражено в модели с одним фононным резонансом (1.3). Для описания поглощение более точно, мы будем использовать более реалистичные формулы для коэффициента коэффициента терагерцового преломления И поглощения полученные сопоставлением с экспериментальными данными [14] для 0.68 mol% SLN при 300 К.

В оптическом диапазоне, кристалл описывается наряду с групповым индексом преломления n_g ещё и фазовым индексом преломления n_{opt} . Для SLN на $\lambda = 0.8$ мкм, мы будем считать $n_g = 2.23$ и $n_{opt} = 2.16$ [3]. Для GaAs, $n_g = 3.5$ и $n_{opt} = 3.4$ при $\lambda = 1.8$ мкм и $n_g = 3.4$ и $n_{opt} = 3.3$ при $\lambda = 3.5$ мкм [18]. Для краткости мы будем записывать два последних случая в виде GaAs^(1.8) и GaAs^(3.5), соответственно.

Для нахождения терагерцового излучения генерируемого движущейся нелинейной поляризацией (1.1), будем использовать уравнения Максвелла

$$\frac{\partial E_z}{\partial y} = -\frac{1}{c} \frac{\partial B_x}{\partial t}, \quad \frac{\partial E_z}{\partial x} = \frac{1}{c} \frac{\partial B_y}{\partial t}, \quad (1.4a)$$

$$\frac{\partial B_{y}}{\partial x} = -\frac{1}{c} \frac{\partial B_{x}}{\partial y} = \frac{1}{c} \frac{\partial D_{z}}{\partial t} + \frac{4\pi}{c} \frac{\partial P_{z}^{NL}}{\partial t}.$$
 (1.4b)

Отношение между D_z и электрическим полем E_z в терагерцовом диапазоне можно легко записать в частотной области используя выражение (1.3).

Так как на практике (для L > 100 мкм) длительность сгенерированного терагерцового импульса обычно меньше, чем время полного обхода лазерного импульса в кристалле, удобно рассматривать последовательно процессы на входной и выходной границе кристалла. Для этого, мы сначала рассматриваем полубесконечный кристалл ($0 < x < \infty$). Применяя преобразование Фурье по отношению к *t* и *y* (ω и g соответствующие Фурье переменные; будут отмечены величины в Фурье области) и исключая магнитное поле, мы получим выражение для образа электрического поля $\tilde{E}_{z}(\omega)$

$$\frac{\partial^2 \widetilde{E}_z}{\partial x^2} + \kappa^2(x) \widetilde{E}_z = -\frac{4\pi\omega^2 p}{c^2} \widetilde{F}(\omega) \widetilde{G}\left(g - \frac{\omega}{V_y}\right) \eta(x) e^{-i\omega x/V}, \qquad (1.5)$$

где $\kappa^2 = \kappa_v^2 \equiv (\omega/c)^2 - g^2$ для x < 0 и $\kappa^2 = \kappa_c^2 \equiv (\omega/c)^2 \varepsilon - g^2$ при x > 0, $\widetilde{F}(\omega) = \tau \left(2\sqrt{\pi}\right)^{-1} e^{-\omega^2 \tau^2/4}$ и $\widetilde{G}(g) = l_{\perp} \left(2\sqrt{\pi}\right)^{-1} e^{-g^2 l_{\perp}^2/4}$ Фурье образы $F(\xi)$ и G(y), соответственно, и $\eta(x)$ функция Хевисайда. Для решения уравнения (1.5) найдем вначале решения в однородных областях x < 0 и x > 0, а затем сошьем эти решения граничными условиями непрерывности \widetilde{E}_z и $\widetilde{B}_y = -(ic/\omega)\partial \widetilde{E}_z/\partial x$ при x = 0. Это даёт

$$\widetilde{E}_{z}(\omega, g, x) = A \begin{cases} \frac{\kappa_{c} - \omega/V}{\kappa_{v} + \kappa_{c}} e^{i\kappa_{v}x}, & -x < 0, \\ e^{-i\omega x/V} - \frac{\kappa_{v} + \omega/V}{\kappa_{v} + \kappa_{c}} e^{-i\kappa_{c}x}, & -x > 0, \end{cases}$$
(1.6)

где $A = 4\pi p \tilde{F}(\omega) \tilde{G}(g - \omega/V_y) / (n_g^2 - \varepsilon + c^2 g^2 / \omega^2)$. Решение (1.6) в Фурье области может быть преобразовано в (*t*, *y*) область путем вычисления обратного преобразования в виде

$$E_{z}(t, y, x) = \int_{-\infty}^{\infty} d\omega \int_{-\infty}^{\infty} dg \widetilde{E}_{z}(\omega, g, x) e^{i\omega t - igy} .$$
(1.7)

В выражении (1.6) первое слагаемое справа для случая x > 0 – отклик на вынужденной волне, которая изучалась в работе [12]. Отклик на вынужденной волне распространяется без изменения формы и, физически, это ближнее поле волны возбуждённые посредством нелинейного источника И фазового синхронизма. Второе слагаемое справа в выражении (1.6) для x > 0 – отклик на свободной волне, т.е. переходное излучение распространяющееся от входной границы кристалла. Отклик на свободной волне изменяется по форме и уменьшается по амплитуде из-за наличия дисперсии и поглощения. Он может интерферировать с откликом на вынужденной волне и таким образом значительно влиять на общее терагерцовое поле и терагерцовый выход.

Чтобы описать эмиссию сгенерированного терагерцового излучения через выходную границу кристалла, введем вместо переменных *x*, *y* в выражениях (1.6) и (1.7) новые координаты *x*'(нормаль к границе) и *y*' (касательная к границе) (рисунок 1.1). Исходя из развитого ранее подхода [19], введем обычный Френелевский коэффициент прохождения

$$T_F = 2\kappa_c' \left(\kappa_v' + \kappa_c'\right)^{-1} \tag{1.8}$$

для свободного излучения и новый коэффициент пропускания, представленный в [12],

$$T_N = \left[\omega n_g (c\cos\alpha)^{-1} + \kappa'_c + g'\tan\alpha\right] (\kappa'_v + \kappa'_c)^{-1}$$
(1.9)

для вынужденного излучения. В выражении (1.8) и (1.9), g' тангенциальная к выходной границе составляющая волнового вектора, $\kappa'_c = (\omega/c)(\varepsilon - c^2 g'^2/\omega^2)^{1/2}$ и $\kappa'_v = (\omega/c)(1 - c^2 g'^2/\omega^2)^{1/2}$ нормальные компоненты волнового вектора в кристалле и вакууме, соответственно. В результате, поле, проходящее в вакуум, можно записать в виде

$$E_{z}^{(t)}(t, y', x') = \int_{-\infty}^{\infty} d\omega \int_{-\infty}^{\infty} dg' \widetilde{E}_{z}^{(t)} e^{i\omega t - ig' y' - i\kappa'_{\nu} x'}, \qquad (1.10)$$

где

$$\widetilde{E}_{z}^{(t)}(\omega,g') = T_{N}A_{1}(\omega,g') - T_{F}A_{2}(\omega,g')\frac{\kappa_{\nu} + \omega/V}{\kappa_{\nu} + \kappa_{c}}, \qquad (1.11)$$

 $A_{1,2}(\omega, g')$ – это $A(\omega, g)/\cos \alpha$ взятое с $g = g'/\cos \alpha + (\omega n_g/c)\tan \alpha$ и $g = g'\cos \alpha + \kappa'_c \sin \alpha$, соответственно; последняя формула также используется для выражения g через переменную g' в κ_v и κ_c .

Для расчёта терагерцовой энергии *W* излучаемой от выходной границы кристалла в свободное пространство (на единицу длины вдоль оси *z*), проинтегрируем *x'* компоненту вектора Пойтинга $S_{x'}$ в вакууме (при x' = 0 +) на бесконечном интервале времени (- $\infty < t < \infty$). Для нахождения $S_{x'} = -c(4\pi)^{-1}E_z^{(t)}B_{y'}^{(t)}$, используем соотношение между электрическим и магнитным полем в вакууме $\widetilde{B}_{y'}^{(t)}(\omega, g') = (c\kappa'_v/\omega)\widetilde{E}_z^{(t)}(\omega, g')$ и обратное преобразование от $\widetilde{B}_{y'}^{(t)}$. После интегрирования $S_{x'}$ получаем выражение для энергии

$$W = \int_{0}^{\infty} d\omega w_{\omega}(\omega), \qquad (1.12)$$

где спектральная плотность энергии

$$w_{\omega}(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} dg' \frac{\operatorname{Re} \kappa_{\omega}'}{\omega} \left| \widetilde{E}_{z}^{(t)}(\omega, g') \right|^{2}.$$
(1.13)

1.3 Генерация терагерцового излучения в приближении планарного оптического импульса

Для того чтобы аналитически получить данные о динамике формирования терагерцовых импульсов, рассмотрим случай плоского оптического импульса $\ell_{\perp} \to \infty$. В этом приближении, функция $\overline{G}(g - \omega/V_y)$ преобразуется в дельта функцию $\delta(g - \omega/V_y)$. Подстановка $\delta(g - \omega/V_y)$ в уравнение (1.8) дает для x > 0:

$$E_{z}(t, y, x) = 4\pi p \int_{-\infty}^{\infty} d\omega \frac{F(\omega) e^{i\omega(t-y/V_{y})}}{(n_{g}/\cos\alpha)^{2} - \varepsilon(\omega)} \times (e^{-i\omega x/V} - \frac{n_{v} + n_{g}}{n_{v} + n_{c}} e^{-in_{c}\omega x/c}), \qquad (3.14)$$

где $n_v = (1 - n_g^2 \tan^2 \alpha)^{1/2}$ и $n_c = (\varepsilon - n_g^2 \tan^2 \alpha)^{1/2}$; знаки Іт $n_{v,c}$ выбраны так, чтобы удовлетворить условию на излучение $\omega Imn_{v,c} < 0$. Согласно уравнению (3.14) суммарное терагерцовое поле в планарном переделе зависит только от x и комбинации переменных $\xi = t - y/V_y$: $E_z(t, y, x) = E_z(\xi, x)$. Это означает, что динамика формирования терагерцового поля при разных y развивается одинаково – отличие состоит только во временной задержке y/V_y . Динамика сильно зависит

от того, является ли α больше или меньше критического угла $\alpha_{cr} = \arccos(n_g / \sqrt{\varepsilon_0})$ [12]. Этот критический угол равен $\alpha_{cr} \approx 61.9^\circ$, 20.7°, 13° для образцов 10 K LSN, GaAs^(3.5) и GaAs^(1.8) соответственно.

Для $\alpha < \alpha_{cr}$ (режим отсутствия фазового синхронизма) подынтегральное выражение (1.14) не имеет сингулярности. Следовательно, в первом приближении можно пренебречь дисперсией и поглощением в терагерцовом диапазоне и рассматривать $\varepsilon(\omega)$ как вещественную постоянную ε_0 . Из аппроксимации получаем

$$E_{z}(\xi, x) = \frac{4\pi p}{n_{c0}^{2} - n_{g}^{2}} \left[\frac{n_{v} + n_{g}}{n_{v} + n_{c0}} \times F(\xi - \frac{xn_{c0}}{c}) - F(\xi - \frac{x}{V})\right],$$
(1.15)

- в случае вещественного n_v , т.е. для $0 < \alpha < \alpha_1$ где $\alpha_1 = \arctan n_g^{-1}$ и

$$E_{z}(\xi, x) = \frac{4\pi p}{n_{c0}^{2} - n_{g}^{2}} \{ F(\xi - \frac{xn_{c0}}{c}) \times [\frac{n_{g}n_{c0} + |n_{v}|^{2}}{n_{c0}^{2} + |n_{v}|^{2}} + |n_{v}| \frac{n_{c0} - n_{g}}{n_{c0}^{2} + |n_{v}|^{2}} \operatorname{erfi}(\xi - \frac{xn_{c0}}{c})] - F(\xi - \frac{x}{V}) \}$$
(1.16)

- в случае мнимого n_v т.е. для $\alpha_1 < \alpha < \alpha_{cr}$. В уравнениях (1.15) и (1.16), n_{c0} это n_c взятое при $\varepsilon(\omega) = \varepsilon_0$, в уравнении (1.16), erfi(ξ) это мнимая функция ошибок. Для образцов 10 K SLN и GaAs^(3.5), $\alpha_1 \approx 24^\circ$ и 16.6° соответственно, то есть $\alpha_1 < \alpha_{cr}$. Для образца GaAs^(1.8), $\alpha_1 \approx 16^\circ$, т.е. $\alpha_1 > \alpha_{cr}$ и, следовательно, выражение (1.15) справедливо для всего диапазона $\alpha < \alpha_{cr}$.

Для $\alpha < \alpha_1$ выражение (1.15) дает генерациях двух терагерцовых импульсов одного профиля (гауссова), которые повторяют огибающую оптической интенсивности, однако они имеют разные амплитуды и противоположные поляризации. Импульсы распространяются с разными скоростями в направлении оси *x*: вынужденный волновой отклик (второй член в квадратных скобках) распространяется со скоростью лазера накачки *V*, а отклик свободной волны (первый член) распространяется со скоростью *c* / n_{c0} . Вспоминая, что оба импульса имеют одну и ту же скорость V_y вдоль оси *y*, можно заключить, что импульсы ориентированы в плоскости *xy* под разными углами по отношению к оси *y*, т.е. α и $\beta = \arctan(n_g n_{c0}^{-1} \tan \alpha)$, $\beta < \alpha$ для вынужденной и свободной волны соответственно. С физической точки зрения, вынужденный волновой импульс это ближнее поле, а

свободный волновой импульс это излучение в свободном пространстве. Рядом с входной плоскостью кристалла x=0 импульсы совпадают во времени и частично компенсируют друг друга, по мере распространения они разделяются и, следовательно, результирующее терагерцовое поле увеличивается. Следовательно, удобно ввести длину разбегания как расстояние от входной грани по оси x, при которой результирующее терагерцовое поле имеет два раздельных по времени импульса. Длина разбегания определяется формулой:

$$L_{w} = \frac{c\tau_{FWHM}}{n_{c0} - n_{g}} = \frac{c\tau_{FWHM}}{(\varepsilon_{0} - n_{g}^{2} \tan^{2} \alpha)^{1/2} - n_{g}}.$$
 (1.17)

Для $\alpha = 0$, L_w совпадает с длиной разбегания введенной в [13] и увеличивается с ростом α

Для $\alpha_1 < \alpha < \alpha_{cr}$ динамика генерации терагерцового поля, данная выражением (1.16), похожа на вышеописанную. Единственным отличием является немного негауссова форма свободного волнового импульса (первый член в фигурных скобках) из-за компоненты с нечетной функцией $erfi(\xi - xn_{c0}/c)$. С физической точки зрения, эта компонента связана с затеканием затухающих (с мнимым κ_v и вещественным κ_c) терагерцовых волн из вакуума в кристалл. Для образца 10 К SLN относительный вклад нечетной компоненты свободного волнового импульса невелик: он достигает максимума ≈ 0.3 при $\alpha = 45^{\circ}$.

Для α чуть меньшего чем α_{cr} , когда $n_{c0} \approx n_g$ свободные и вынужденные импульсы имеют, согласно выражениям (1.15) и (1.16), почти одинаковые амплитуды и практически компенсируют друг друга около x = 0. Результирующее терагерцовое поле постепенно растет при увеличении координаты x от нуля до момента разделения импульсов, т.е. на протяжении длины разбегания L_w Последняя сравнительно велика в данном режиме из-за маленькой разницы между n_{c0} и n_g (см. уравнение (1.17)). Для $0 < x < L_w$ выражение (1.16) может быть упрощено:

$$E_{z}(\xi, x) \approx -2\pi p x (c n_{e})^{-1} dF / d\eta, \qquad (1.18)$$

где $\eta = \xi - x/V$. Для $x > L_w$ свободный и вынужденный волновые импульсы становятся полностью отделенными, их амплитуды, согласно выражениям (1.15) и (1.16) равны:

$$E_{\rm max} = 4\pi p (n_{c0}^2 - n_g^2)^{-1}.$$
 (1.19)

В переделе $n_{c0} \rightarrow n_g$ приближенные формулы (1.15)-(1.16) перестают быть применимыми – необходимо учитывать дисперсию и поглощение для терагерцового поля.



Рисунок 1.2 – Мгновенные снимки электрического поля $E_z(t, y, x)$ при y = 0 для различных *x* при возбуждении в (а) режиме без фазового синхронизма ($\alpha = 61.4^\circ$) и (b) при фазовом синхронизме ($\alpha = 62.4^\circ$) для 10 K SLN при помощи титан-сапфирового лазера($\lambda = 0.8$ мкм, $\tau_{FWHM} = 200$ фс и пиковая интенсивность $I_0 = c(8\pi)^{-1}n_{opt}E_0^2 = 10$ ГВт/см²)

Описанная динамика генерации терагерцового излучения проиллюстрирована на рисунках 1.2(а) и 1.3(а) на образце 10 К SLN, возбужденного титан-сапфировым лазером с $\lambda = 0.8$ мкм, $\tau_{FWHM} = 200$ фс и $\alpha = 61.4^{\circ}$ (чуть меньше чем $\alpha_{cr} \approx 61.9^{\circ}$). Для этого образца $\beta = 59.8^{\circ}$ и $L_{w} \approx 0.4$ мм. Мгновенные снимки поля излучения (рисунок 1.2(a)) и осциллограммы при разных x (рисунок 1.3(a)) были получены, численно решая уравнение (1.14), и они хорошо согласуются с предположениями, сделанными при помощи приближенных выражений (1.15) и (1.16). Структура поля излучения (рисунок 1.2(а)) включает в себя в основном два пространственных импульса ориентированных под углами $\alpha = 61.4^{\circ}$ (вынужденный волновой импульс), $\beta = 59.8^{\circ}$ (свободный волновой импульс). С течением времени поле излучения смещается как целое со скоростью V_v в направлении у, следовательно, импульсы распространяются с разными скоростями в направлении *x*. На рисунке 1.3(а) терагерцовое поле сначала растет по х, в соответствии с уравнением (1.18), пока свободный и вынужденной волновые импульсы не станут разделенными при $L_w \approx 0.4$ мм. При x > 0.4 мм ведущий вынужденный волновой (положительный) импульс не испытывает никаких изменений, а свободный волновой (положительный) импульс испытывает поглощение и дисперсию, которые не учитываются в приближенном уравнении (1.16).



Рисунок 1.3 – (a),(c) Осциллограммы $E_{z}(t)$ при y=0 и разных x

(показаны в мм вблизи соответствующих кривых) для возбуждения 10К SLN титан сапфировым лазером ($\tau_{FWHM} = 200 \, \text{фc}$) при (a) отсутствии фазового синхронизма($\alpha = 61.4^{\circ}$), (c) наличии фазового синхронизма ($\alpha = 62.4^{\circ}$). (b),(d) $|E_z|^{\max}$ как функция x для разных τ_{FWHM} (подписи рядом с кривыми) для режимов (b) отсутствия фазового синхронизма, (d) наличия фазового синхронизма. Горизонтальными линиями отмечены $|E_{\max}|$, полученные из уравнений (1.19) – штрихи с точками, уравнений (1.20) –штрихи. Вертикальные линии изображают (b) длину выбегания и (d) длину формирования.

Для более подробного исследования эффектов дисперсии и поглощения мы построили на рисунке 3(b) максимальное терагерцовое поле в созданном импульсе $|E_z|^{\max}$, полученное численно на базе уравнения (1.14) как функция расстояния x для трёх разных τ_{FWHM} . Согласно рисунку 3(b), предельное значение | E_z |^{max} при больших х (амплитуда отрицательного свободного волнового импульса) меньше, чем получаемая из уравнения (1.19) в приближении отсутствия дисперсии: чем короче длительность лазерного импульса au_{FWHM} , тем меньше предельное значение. Это можно объяснить уширением спектра сгенерированного терагерцового импульса с уменьшением τ_{FWHM} и, следовательно, увеличением $\varepsilon(\omega)$ в знаменателе уравнения (1.14) для высших спектральных компонент. Строго говоря, бездисперсионное приближение $\varepsilon(\omega) \approx \varepsilon_0$ применимо для длинных лазерных импульсов $\tau >> (2/\omega_{TO})[1 + (\varepsilon_0 - \varepsilon_{\infty})/(n_{c0}^2 - n_g^2)]^{1/2}$. Для параметров соответствующих рисунку 3(b) это условие дает τ_{FWHM} ? 250 фс, что хорошо согласуется с рисунком 3(b). Точно также можно ожидать, что для *т* _{*FWHM*} € 250 фс учет дисперсии должен приводить к уменьшению длины сноса L_{w} в сравнении с величиной, получаемой из уравнения (1.17). Однако этот эффект не заметен на рисунке 3(b) и становится ощутим только для $\tau_{FWHM} \in 50$ фс.

Будем рассматривать случай $\alpha > \alpha_{cr}$ (режим фазового синхронизма). В этом случае, есть особенность в подынтегральном выражении в уравнении (1.14)

 $(n_g / \cos \alpha)^2 - \varepsilon(\omega) = 0$ и, следовательно, дисперсией пренебречь нельзя. С физической точки зрения, особенность связана с возбуждением режима фазового синхронизма. Стационарная форма волны при больших *x*, где свободный член уравнения (1.14) (второй член в квадратных скобках) полностью исчезает из-за поглощения, может быть оценена аналитически. Стационарная форма определяется остаточными вкладами полюсов $(n_g / \cos \alpha)^2 - \varepsilon(\omega) = 0$ и для $\varepsilon(\omega)$ из уравнения (1.3) может быть написано как в [12]:

$$E_{z}(\eta) = \frac{4\pi^{3/2} p \tau (\omega_{TO}^{2} - \omega_{0}^{2} - \gamma^{2} / 4)^{2}}{\omega_{0} \omega_{TO}^{2} (\varepsilon_{0} - \varepsilon_{\infty})} e^{-(\omega_{0}^{2} - \gamma^{2} / 4)\tau^{2} / 4} \times e^{-\gamma \eta / 2} \sin[\omega_{0}(\eta - \gamma \tau^{2} / 4)]$$
(1.20)

где

$$\omega_0 = \omega_{\rm TO} \sqrt{\frac{n_g^2 - \varepsilon_0 \cos^2 \alpha}{n_g^2 - \varepsilon_\infty \cos^2 \alpha} - \frac{\gamma^2}{4\omega_{\rm TO}^2}}.$$
 (1.21)

Уравнение (1.20) описывает квазимонохроматический волновой пакет, распространяющийся позади оптического импульса со скоростью $V \cos \alpha$ в направлении перпендикулярном фронту интенсивности оптического импульса (под углом α к оси y) и затухающий с декрементом $\gamma/(2V)$ с увеличением расстояния от импульса. Зависимость частоты ω_0 от $\alpha - \alpha_{cr}$ для образцов 10 K SLN, GaAs^(3.5) и GaAs^(1.8) показана на рисунке 1.4(а).



Рисунок 1.4 – (а) Частота синхронизованной волны ω_0 как функция $\alpha - \alpha_{cr}$ для 10 K SLN при лазерной накачке на длине волны 0.8 мкм

(штриховая кривая), GaAs при лазерной накачке на длине волны 3.5 мкм (сплошная кривая) и 1.8 мкм (точечная кривая). (b) Спектр $|E_z(\omega)|$ при различных *x* (указан в мм рядом с кривыми) для таких же параметров, как и на рисунке 1.3 (c).

Для изучения динамики формирования предельного поля (1.20) в зависимости от *x*, свободная и вынужденная волновые части уравнения (1.14) должны быть учтены. Так как это невозможно сделать аналитически, мы исследовали интеграл (1.14) численно. Мы использовали те же параметры что и для режима при отсутствии фазового синхронизма за исключением $\alpha = 62.4^{\circ}$. Соответствующие структура поля и осциллограммы при различных *x* изображены на рисунках 1.2(b) и 1.3(b), соответственно.

Пространственная структура поля (рисунок 1.2(b))) включает в себя синхронизованную волну (которая распространяется под углом $\alpha = 62.4^{\circ}$ к оси у и становиться более выделенной с расстоянием x), ближнее поле нелинейного источника (который находится в области переднего фронта синхронизованной волны) и переходное излучение. Различные частотные компоненты переходного излучения распространяются под разными углами $\beta = \arctan[n_{g}n_{c}^{-1}(\omega)\tan\alpha]$ к оси y, согласно уравнению (1.14). Фронт излучения, сформированный низкочастотными компонентами с $\beta = \arctan(n_{g}n_{c0}^{-1}\tan\alpha) \approx 64.3^{\circ}$, распространяется впереди лазерного импульса (это отличается от режима отсутствия синхронизма на рисунке 1.2(a)). Остальные частотные компоненты переходного излучения и взаимодействуют с синхронизованной волной. Переходное излечением затухает с x в связи с поглощением и дисперсионным расплыванием, следовательно, постепенно формируется предельная форма синхронизованной волны.

Осциллограммы при различных x (рисунок 1.3(с)) более подробно показывают динамику формирования терагерцового импульса. Согласно рисунку 1.3(с), динамика может быть разделена на два этапа. Во время первого этапа, у импульса растет амплитуда и нет заметных изменений в его форме (смотри осциллограммы при x = 0.05, 0.25, и 0.6 мм). Во время второго этапа, импульс удлиняется без заметных изменений в амплитуде (смотри осциллограммы для

x = 1.2 и 2 мм). Для того чтобы понять динамику этих двух этапов и определить расстояние, при котором происходит переход от первой стадии ко второй, мы построили спектр поля $|E_z(\omega)|$ на рисунке 1.4(b) в нескольких точках по оси х. Для *x* < 1.2 мм главная часть спектра растет с *x*. Это означает, что импульс также растет по ходу распространения без изменения формы. После x = 1.2 мм часть спектра в окрестности определенной частоты $\omega_h / (2\pi) \approx 1$ начинает уменьшаться с ростом *x*, в то время как другие частоты продолжают расти (наиболее быстро в окрестности частоты $\omega_0 / (2\pi) \approx 1.8$ ТГц, для которой выполняется условие синхронизма). Следовательно, спектр начинает деформироваться. Соответственно, профиль импульса тоже меняется. Расстояние, на котором это начинает происходить было введено в [13] как длина формирования L_b Эта длина характеризует динамку генерации терагерцового излучения в режиме фазового синхронизма для обыкновенных оптических импульсах (без наклона фронта интенсивности) в субсветовых ($n_e > \sqrt{\varepsilon_0}$) кристаллах. Мы обобщаем эту характеристическую длину на случай импульса с наклонным фронтом интенсивности. Аналитически, *L*_{*b*} может быть получена из уравнения $\partial |\vec{E}_z(\omega, x)| / \partial x = 0$. Это уравнение определяет длину когерентности $L_{coh}(\omega)$ как расстояние *x*, при котором произвольная спектральная компонента ω достигает максимума. Используя зависимость $L_{coh}(\omega)$ можно найти частоту ω_h , которая дает минимальное значение $L_{coh}(\omega)$ и определяет соответствующую ЛЛИНV формирования $L_b = \min L_{coh}(\omega) = L_{coh}(\omega_b)$ (частоты в части спектра $\omega \in \omega_0$ играют основную роль). Для выражения $|E_z(\omega, x)|$, взятое из уравнения (1.14) получаем:

$$L_{b} = \pi c \omega_{b}^{-1} |n_{c}(\omega_{b}) - n_{g}|^{-1}$$
(1.22)

и $L_b \approx 1.2$ мм при $\omega_b \approx 1$ для $\alpha = 62.4^\circ$ и параметров 10 K SLN.

Для α ,чуть большего чем α_{cr} , $n_{c0} \approx n_g$ и для $0 < x = L_b$ уравнение (1.14) может быть оценено аналитически. Действительно, аппроксимируя $(n_v + n_g)/(n_v + n_c) \approx 1$ и $\exp[-ix\omega(n_c - n_g)/c] \approx 1 - ix\omega(n_c - n_g)/c$ в уравнении (1.14) мы приходим к потому же уравнению (1.18), как и без режима фазового синхронизма для $0 < x = L_w$. Следовательно, динамика формирования терагерцового поля при маленьких расстояниях *x* схожа для $\alpha \in \alpha_{cr}$ и $\alpha \% \alpha_{cr}$. Эта схожесть четко прослеживается на рисунках 1.3(a) и 1.3(c).

Если α существенно больше чем α_{cr} (частота синхронизованной волны ω_0 достаточно велика, рисунок 1.4(а)) и импульс лазера достаточно длинный для того чтобы выполнялось условие $\omega_0 \tau$? 2, то вклады от полюсов в уравнении (1.14) не спектральной плотности существенны ввиду зарезания функцией $F(\omega)$. Следовательно, волна фазового синхронизма почти не возбуждается и её амплитудой можно пренебречь (см. уравнение (1.20)). Если дополнительно выполняется $\tau >> (2/\omega_{TO})[1 + (\varepsilon_0 - \varepsilon_{\infty})/(n_g^2 - n_{cO}^2)]^{1/2}$, то можно пренебречь также и дисперсией, тогда уравнение (1.14) сводится к одному из уравнений (1.15) или (1.16) в зависимости от того $\alpha < \alpha_1$ или $\alpha > \alpha_1$, соответственно. Этот ограничивающий случай является аналогом сильно-досветового режима терагерцовой генерации обычным лазерным импульсом [20]. В этот режиме динамика формирования терагерцового поля характеризуется длиной сноса L_w, получаемой из уравнения (1.17) с переставленными членами n_{c0} и n_g , а не длиной формирования L_b [20].

Рисунок 1.3(d) демонстрирует зависимость от *х* максимального поля в терагерцовом импульсе $|E_z|^{max}$, полученную численно при помощи уравнения (1.14), для 10 K SLN, $\alpha = 62.4^{\circ}$, и разных τ_{FWHM} . Для $\tau_{FWHM} = 100$ фс и для 200 фс зависимость согласуется с описанной выше динамикой: $|E_z|^{max}$ растет с *x*, пока *x* меньше чем L_b , получаемая из уравнения (1.22), и для $x > L_b$ практически совпадает с амплитудой в режиме фазового синхронизма, получаемой из уравнения (1.20). Для $\tau_{FWHM} = 600$ фс зависимость соответствует сильно досветовому режиму терагерцовой генерации: длина роста $|E_z|^{max}$ равна $L_w \approx 1.2$ мм, а не L_b , и стационарное значение $|E_z|^{max}$ для $x > L_w$ совпадет амплитудой ближнего поля E_{max} , получаемой из уравнения (1.20) (с поменянными местами членами ε_0 и $(n_g / \cos \alpha)^2$), а не с амплитудой волны фазового синхронизованной волны можно пренебречь в этом случае).

Интересно, что для $\alpha > \alpha_2$ с $\alpha_2 = \arctan(\sqrt{\varepsilon_0} / n_g)$ и $\tau >> (2/\omega_{TO})[1 + (\varepsilon_0 - \varepsilon_{\infty})/(n_g^2 \tan^2 \alpha - \varepsilon_0)]^{1/2}$, n_c в уравнении (1.14) чисто мнимые для всех спектральных компонент внутри гауссова множителя $F(\omega)$ и ,следовательно, переходное излучение в кристалле почти не возбуждается (нет излучения в вакуум также из-за $\alpha_2 > \alpha_1$). Для образцов 10 K SLN, GaAs^(3.5), и GaAs^(1.8) мы получаем $\alpha_2 \approx 64.8^\circ$, 46.9° и 45.7° соответственно.



Рисунок 1.5 – (a) $|E_z|^{max}$ как функция $\alpha - \alpha_{cr}$ для 10 K SLN, GaAs^(3.5) и GaAs^(1.8) .Пиковая интенсивность лазера $I_0 = 1 \Gamma B T/cm^2$ и $\tau_{FWHM} = 200 \, \varphi c$. (b) Линии изображают L_w ($\alpha - \alpha_{cr} < 0$) и L_b ($\alpha - \alpha_{cr} > 0$) как функции $\alpha - \alpha_{cr}$ (L_w при $\tau_{FWHM} = 200 \, \varphi c$).

Сравним теперь возможности генерации терагерцового излучения в случаях 10 K SLN, GaAs^(1.8) и GaAs^(3.5). Рисунок 1.5 изображает максимальное поле в сгенерированном терагерцовом импульсе $|E_z|^{max}$ (рисунок 1.5(a)), полученное численно на базе уравнения (1.14), а также длины выбегания и формирования (рисунок 1.5(b)), полученные из уравнения (1.17) и (1.22) соответственно, как функции $\alpha - \alpha_{cr}$ для трех случаев. Несколько выводов можно сделать на основе рисунка 1.5. Во-первых, при одинаковой расстройке угла $|\alpha - \alpha_{cr}|$, $|E_z|^{max}$ больше в режиме фазового синхронизма ($\alpha - \alpha_{cr} > 0$), чем при отсутствии синхронизма ($\alpha - \alpha_{cr} < 0$), см. также рисунок 3(a),(b). Во-вторых, $|E_z|^{max}$ увеличивается с уменьшением $|\alpha - \alpha_{cr}|$. Так как длины L_b и L_w также увеличиваются с уменьшением $|\alpha - \alpha_{cr}|$, более толстые кристаллы необходимы для получения больших полей. В третьих, существенно большие поля | E_z |^{max} могут быть получены в GaAs чем в SLN при одинаковой интенсивности лазерной накачки. Это выглядит неожиданным, т.к. нелинейный коэффициент GaAs в 2.2 раза меньше чем у SLN. Для примера, L_b paвен 10 мм в GaAs^(1.8) и только 0.3 мм в SLN при $\alpha - \alpha_{cr} = 1^{\circ}$ (рисунок 1.5(b)). Следует заметить, что для расстояний больших нескольких миллиметров дифракция и дисперсия лазерного импульса с наклонным фронтом интенсивности может привести к уменьшению поля $|E_z|^{max}$ в GaAs . Для оценки этого эффекта требуются более общие соображения, выходящие за пределы модели фиксированной нелинейной поляризации (1.1). В-четвертых, согласно рисунку 1.5(а) GaAs^(1.8) может обеспечивать большие $|E_z|^{max}$ по сравнению с GaAs^(3.5), но опять при больших длинах взаимодействия между лазером накачки и терагерцовым пучком. Кроме того, значения на рисунке 1.5 (а) получены для фиксированной величины пика лазерной интенсивности I₀. В тоже время, т.к. многофотонное поглощение менее значимо для GaAs^(3.5) чем для GaAs^(1.8), GaAs^(3.5) может быть лучшим кандидатом для получения больших $|E_z|^{max}$ с большими I_0 .

1.4 Структура терагерцового поля и эффективность оптико-терагерцовой конверсии для лазерного импульса конечного поперечного размера

Для лазерного пучка конечного поперечного размера динамика формирования терагерцового поля в кристалле описывается уравнениями (1.6) и (1.7). Перед численными расчетами с использованием этих уравнений, рассмотрим качественно особенности конечного поперечного размера лазерного пучка. Можно выделить две основные особенности. Во-первых, лазерный импульс конечного поперечного размера генерирует черенковский клин терагерцовых волн (в двумерном приближении). Этот эффект отсутствует в планарном приближении. Во-вторых, генерируемое терагерцовые излучение испытывает поперечный вынос из области генерации, т.е. с течением времени выходит из области $-\ell_{\perp} < y < \ell_{\perp}$,

где распространяется лазерный импульс. Для описания данного эффекта введем новый параметр – длину поперечного выбегания.

Для переходного излучения эффект поперечного выбегания проиллюстрирован на рисунке 1.6(а). Поскольку импульс переходного излучения распространяется под углом β к оси *x*, этот импульс покидает область $-\ell_{\perp} < y < \ell_{\perp}$ при $x = L_{tw}^{trans}$, где $L_{tw}^{trans} = 2\ell_{\perp}\cos\beta$ - длина поперечного выбегания переходного излучения. Закрашенная треугольная область на рисунке 1.6(а) отображает область, где генерируемое ТГц поле (исключая черенковское излучение) может быть описано в планарном приближении. В области правее линии АВ, терагерцовое поле описывается развитой ранее стационарной теорией [12]. Если $L_{tw}^{trans} < L_w$, то динамика разделения ближнего поля и переходного излучения определяется поперечной длиной выбегания L_{tw}^{trans} , а не длиной L_w , определяющей их продольное разделение.



Рисунок 1.6 – Пояснение поперечного выбегания (а) переходного излучения и (б) синхронизованной волны.

Синхронизованная волна (с частой ω_0) также испытывает эффект поперечного выбегания (см. рисунок 1.6(б)). В отличие от переходного излучения, синхронизованная волна генерируется лазерным импульсом непрерывно, не только на границе кристалла. Согласно принципу Гюйгенса, синхронизованная волна в определенный момент времени может быть представлена в виде суперпозиции

парциальных волн, излученный из точек, которые были пройдены лазерным В предыдущий момент времени. Благодаря интерференции, импульсом парциальные волны только с волновым вектором, перпендикулярным фронту лазерного импульса формируют интенсивности сохраняются И Поскольку синхронизированную волну. синхронизированная волна распространяется под углом α к оси *x*, парциальные волны, генерируемые правым нижнем концом лазерного импульса покидают область $-\ell_{\perp} < y < \ell_{\perp}$ после прохождения расстояния $L_{tw}^{ph-m} = 2\ell_{\perp} \cos \alpha$ вдоль оси *х*. Длина L_{tw}^{ph-m} является поперечной длиной выбегания синхронизованной волны. При $x < L_{nw}^{ph-m}$ парциальная волна на частоте ω_0 распространяется синхронно с лазерным импульсом по нормали к фронту интенсивности и постепенно дрейфует к верхнему краю импульса. Амплитуда парциальной волны растет линейно вследствие взаимодействия с лазерным импульсом. Когда парциальная волна покидает область $-\ell_{\perp} < y < \ell_{\perp}$, она испытывает поглощение и дифракционное расплывание. Если $L_{tw}^{pm-m} < L_b$, то первая стадия формирования синхронизованной волны не успевает закончиться, в результате чего амплитуда лазерного импульса не достигнет предельного значения, определяемого выражением (1.20).

На практике, наибольший интерес представляют углы наклона фронта интенсивности вблизи критического значения $\alpha \approx \alpha_{cr}$. При таких углах $\beta \approx \alpha \approx \alpha_{cr}$, следовательно можно ввести одну поперечную длину выбегания

$$L_{tw} = 2\ell_{\perp} \cos \alpha_{cr} = \frac{n_g}{\sqrt{\varepsilon_0}}.$$
(1.23)

вместо двух длин L_{tw}^{pm-m} и L_{tw}^{trans} .

Структура терагерцового поля, рассчитанная по точным формулам (1.6), (1.7), приведена на рисунке 1.7 и иллюстрирует рассмотренный выше качественный анализ. На рисунке можно выделить переходное излучение, распространяющееся под углом β относительно направления распространения лазерного импульса, ближнее поле, локализованное в области огибающей лазерного импульса, синхронизированную волну, распространяющуюся за лазерным импульсом, и черенкосвкий конус низкочастотного излучения. Видно, что часть синхронизованной волны, вышедшей из области распространения

лазерного импульса, испытывает затухание. Максимальное значение поля синхронизованной волны достигается около верхней границы лазерного пучка.



Рисунок 1.7 – Структура генерируемого терагерцового поля при конечном поперечном размере лазерного пучка. Поперечный размер $\ell_{\perp FWHM} = 4$ мм, интенсивность лазерного импульса 10 ГВт/см², длительность 200 фс, угол наклона фронта интенсивности $\alpha = 62.9^{\circ}$.

Ha эффективность рисунке 1.8 показана генерации терагерцового рассчитанная по формулам (1.12), (1.13) для кристаллов GaAs и LiNbO₃. Расчет выполнен для лазерного пучка с поперечным размером 5 мм и фиксированной Видно, что эффективность оптико-терагерцовой конверсии интенсивности. выходит на насыщение при некоторой длине кристалла, при этом для каждого угла α длина, на которой это насыщение происходит, различна. Для случаев со слабым поглощением на терагерцовых частотах (рисунки 1.8(а) и 1.8(б)), максимум эффективности достигается при угле α, немного превышающем критический угол α_{cr} . При сильном поглощении (рисунок 1.8(в)) эффективность максимальна при $\alpha =$ α_{ст}. Можно отметить, что эффективность генерации ТГц излучения в GaAs в два раза превышает LiNbO₃ (при одинаковой интенсивности) и достигает 2 %. Однако для достижения такой эффективности требуются длинные кристаллы, порядка несколько сантиметров. Эффективность генерации в LiNbO₃ при комнатной температуре в 50 раз меньше, по сравнению с охлажденным кристаллом.



Рисунок 1.8 – Эффективность оптико-терагерцовой конверсии в зависимости от расстройки угла $\alpha - \alpha_{cr}$ и длины кристалла *L* для (а) GaAs при накачке лазерным излучением на длине волны 1.8 мкм, (б) и (в) LiNbO₃ при накачке лазерным излучением на длине волны 0.8 мкм при 10 К и комнатной температурах, соответственно. Поперечный размер лазерного пучка $\ell_{\perp FWHM} = 5$ мм.

1.5 Выводы

Развита теория генерации терагерцовых волн фемтосекундным лазерным импульсом с наклонным фронтом интенсивности, распространяющимся через электрооптический кристалл конечной толщины. Теория объясняет переходные процессы на входной границы кристалла и позволяет исследовать динамику терагерцовой генерации в кристалле. В теории введены продольные длины выбегания и формирования терагерцового поля, а также поперечная длина выбегания, являющиеся важными параметрами для понимания процесса генерации терагерцового поля. Рассмотрены две типичные экспериментальный ситуации генерации ТГц излучения: кристалл LiNbO₃ при накачке импульсами титан-

сапфирового лазера (длина волны 0.8 мкм) при комнатной и криогенной температурах, также предложена и исследована новая схема, в которой GaAs накачивается лазерными импульсами на длинах волн 1.8 и 3.5 мкм. Рассчитаны параметры лазерного импульса (поперечный размер, угол наклона и длительность импульса) и размер кристалла, которые максимизируют терагерцовое излучение.

2 Проведение расчетов и математического моделирования для разработки метода генерации терагерцового излучения при оптическом пробое сплошных и нанодисперсных сред

2.1 Исследование процессов возбуждения и последующего переизлучения собственных дипольных колебаний атомного кластера, ионизируемого лазерными импульсами высокой интенсивности

2.1.1 Введение

Резонансы плазменных тел малых размеров в электромагнитных полях различных частотных диапазонов исследуются теоретически и экспериментально начиная с середины прошлого века. Эти исследования были связаны с разнообразными проблемами взаимодействия волн с плазмой: такими как резонансное рассеяние от ионизированных метеорных следов и лабораторной газоразрядной плазмы (так называемые резонансы Тонкса-Даттнера) [21-23], каналирование волн плазменными волноводами [24], оптические свойства малых металлических частиц [25] и так далее. В последнее десятилетие плазменный резонанс привлекают внимание как возможный физический механизм гигантской концентрации энергии оптического поля И ee эффективного вклада (сопровождаемого генерацией рентгеновского излучения высокоэнергичных частиц) в атомные кластеры, ионизируемые интенсивными лазерными импульсами [26]. Различные аспекты лазерно-кластерного резонансного взаимодействия исследовались на основе как линейного, так и нелинейного подходов в целом ряде работ (смотри [27-34] и цитированные там статьи). В исходных (линейных) теоретических моделях, рассматривавшихся до настоящего времени, резонанс проявляется как резкое возрастание амплитуды вынужденных колебаний поля

скорости электронов при прохождении частоты собственных дипольных колебаний кластера ω_s (пропорциональной квадратному корню из плотности плазмы N(t)), через значения, близкие к несущей частоте ω_0 лазерного импульса. Как правило, резонанс возникает и существует в течение достаточно большого промежутка времени только в сравнительно длинных импульсах на поздних стадиях эволюции кластера, когда плотность плазмы медленно снижается вследствие его расширения.

Однако описанная общая картина явления резонанса недостаточна полна. В частности, она не принимает во внимание *свободные* (собственные) колебания кластера, возбуждаемые в момент перехода плотности плазмы через точку резонанса. В случае не слишком сильного затухания эти колебания сохраняются в кластере сравнительно долго и после прохождения через резонанс и могут сильно повлиять на спектр рассеянного излучения и величину энергии, вкладываемой в кластерную плазму. Весьма существенно, что эти явления могут иметь место в импульсах малой длительности благодаря эффективному возбуждению свободных колебаний на короткой начальной стадии ионизации кластера.

Родственные ионизационно-индуцированного возбуждения явления низкочастотных плазменных колебаний лазерным импульсом сверхмалой длительности (содержащим лишь несколько периодов оптических колебаний) в газе низкой плотности в настоящее время привлекают внимание в связи с возможностью их использования для оптико-терагерцовой конверсии и фазовой диагностики оптических полей [32-33]. В применении к кластерной плазме (имеющей твердотельную плотность $N \sim 10^{22} \text{ cm}^{-3}$) рассматриваемый эффект может очевидно обеспечить эффективную конверсию волн в широком диапазоне оптического спектра. Как показано ниже на основании простой плазменнополяризационной модели, ионизация ксенонового кластера малоцикловым лазерным импульсом умеренной интенсивности может сопровождаться очень большим (от ближнего инфракрасного до ультрафиолетового) сдвигом частоты излучения, рассеиваемого одиночным кластером, и сравнительно большим энерговкладом в плазму.

2.1.2 Преобразование электромагнитного излучения в процессе пробоя атомного кластера ультракоротким лазерным импульсом

В рамках рассматриваемой модели исходные уравнения для внутреннего электрического поля $\mathbf{E}(t)$ и дипольного момента $\mathbf{p}(t)$ однородного сферического кластера малых размеров имеют вид

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_L - (\mathbf{p} / a^3) + (2\mathbf{\ddot{p}} / 3c^3), \qquad (2.1)$$

$$\ddot{\mathbf{p}} + v_{eff} \, \dot{\mathbf{p}} + \omega_s^2(t) \mathbf{p} = a^3 \omega_s^2(t) \Big(\mathbf{E}_L(t) + (2\ddot{\mathbf{p}} / 3c^3) \Big). \tag{2.2}$$

Здесь $\mathbf{E}_{L} = \mathbf{e}_{x} E_{0} \cos(\omega_{0} t + \varphi_{0}) \exp(-t^{2}/\tau^{2})$ – заданное (невозмущенное) электрическое поле падающего (гауссового) лазерного импульса, $\tau = \tau_{p}/\sqrt{2 \ln 2}$, τ_{p} – длительность импульса (полная ширина на уровне половины максимума интенсивности I(t)), φ_{0} – сдвиг фаз между несущей и огибающей; $\omega_{s} = \omega_{p}/\sqrt{3}$ – собственная частота поверхностного плазмона для шара (частота Ми), $\omega_{p} = (4\pi e^{2} N/m)^{1/2}$, *e* и *m* – заряд и масса электрона соответственно, *c* – скорость света в вакууме. Эффективная частота соударений v_{eff} определяется соударениями электронов с ионами и с границами кластера [25, 34]. Радиус кластера *a* предполагается малым по сравнению с длинами волн λ , отвечающими характерным частотам процесса ($\omega a/c \ll 1$, $\omega \sim \omega_{0}, \omega_{s}$), но большим по сравнению амплитудой $x_{\sim} = eE/m\omega^{2}$ электронных колебаний, вызванных электрическим полем.

Интересующие процессы возбуждения, переизлучения в окружающее пространство и поглощения свободных колебаний длятся только очень малое время (~3–10 фс) после начала процесса ионизации, в течение которого столкновительный нагрев электронов и последующая ионизация атомов электронным ударом еще не существенны. Поскольку тепловая скорость электронов V_T в это время остается порядка (или меньше) амплитуды их осцилляторной скорости $u_{\sim} \sim x_{\sim} / \omega_0$ [35], второе из сформулированных выше ограничений ($x_{\sim} << a$) означает, что дебаевская длина $\lambda_D \sim V_T / \omega_p$ на основной стадии процесса (исключая самое его начало, когда выполнено условие $\omega_p << \omega_0$, т.е. плазма фактически еще не образовалась) также мала по сравнению с радиусом *a*. Отсюда следует, что в интересующих нас условиях преобладающая часть электронов не может покинуть кластер и временная эволюция плотности плазмы

N(t) определяется в основном внутренней ионизацией, скорость которой определяется величиной самосогласованного электрического полям внутри плазмы |E(t)|, подчиненным уравнению (2.1). Заметим, что существование подобного ионизационного режима на начальной стадии эволюции кластеров больших размеров (при выполнении условий x_{\sim} , $\lambda_D << a$) подтверждается результатами детальных аналитических расчетов численного моделирования (смотри, например, [27, 36]). Следуя хорошо известной модельной аппроксимации, использовавшейся ранее для описания таких режимов [26, 27, 36], рассчитывалась функция N(t), основываясь на теории Переломова, Попова, Терентьева и Амосова, Делоне, Крайнова с учетом как однократной, так множественной (двух- и трехкратной) туннельной ионизации атомов. Соответствующие уравнения для скорости ионизации dN/dt интегрировались численно совместно с уравнениями (2.1), (2.2) для ксенонового кластера (атомная плотность $N_a \approx 1.6 \times 10^{22} \, \mathrm{cm}^{-3}$) с радиусом *а* ~ 10-30 нм, облучаемого лазерным импульсом ближне-инфракрасного диапазона ($\lambda_0 = 2\pi c / \omega_0 = 800$ нм) с длительностью $\tau_p \sim 3 - 20$ фс и интенсивностью $I \sim 3 \cdot 10^{14} - 2 \cdot 10^{15} \text{Bt/cm}^2$. Полное число атомов в кластере для указанных значений радиуса $N_{\Sigma} = (4\pi/3)N_a a^3 \sim 10^5 \cdot 10^6$. Величина v_{eff} в уравнении (2.2) рассчитывалась как сумма частот соударений электронов с ионами ($v_{ei} \propto V_T^{-3}$) и с кластера ($v_h = V_T / 2a$) при тепловой скорости электронов, границей аппроксимируемой выражением $V_T = eE_0 / (\sqrt{2}m\omega_0)$ [34]. Величины V_T и v_{eff} , вычисленные таким образом, слабо отличаются от соответствующих значений, рассчитанных в работе [37] с учетом эффектов, обусловленных неидеальностью плазмы. Фактически, в нашем случае эти эффекты ослаблены благодаря меньшим значениям максимальной электронной плотности (N_{max} < 2N_a). Интервал значений параметров, использованных в расчетах, примерно соответствует области применимости использованной модели. Результаты расчетов представлены на рисунках 2.1-2.3.

Общий сценарий эволюции поля и плазмы иллюстрируется кривыми на рисунке 2.1, где E, E_L и p обозначают x-компоненты соответствующих векторов, N_2 - плотность дважды ионизированных атомов (плотность однократной

ионизации $N_1 = N - N_2$ не показана; трехкратная ионизация в рассмотренном примере пренебрежимо мала). Ионизация начинается фактически в некоторый момент времени t_c, когда величина электрического поля на переднем фронте импульса достигает значения $E_c \approx 0.1 E_a$, где $E_a = 5.14 \times 10^9 \,\text{B/cm}$ – атомная единица напряженности поля. При *t* > *t*_c плотность плазмы быстро увеличивается и в некоторый момент времени t₁ (приблизительно через один оптический период) достигает своего верхнего предела (здесь $N_{\text{max}} \approx 1.6 N_a$). Поскольку собственная частота ω_s поверхностного плазмона изменяется на этом временном интервале от нуля до значения $\omega_{s \max} = \omega_p (N_{\max}) / \sqrt{3} \approx 5.2 \cdot 10^{15} \text{ c}^{-1}$, превышающего несущую частоту импульса $\omega_0 = 2.35 \times 10^{15} \,\mathrm{c}^{-1}$, ионизация сопровождается большими отклонениями самосогласованного поля от невозмущенного поля $E_L(t)$ и происходит эффективное возбуждение колебаний дипольного момента. Сразу по завершении полевой ионизации (при $t \ge t_1$) эволюция поля и дипольного момента описывается аналитическим решением, легко определяемым из уравнений (1) и (2) как суперпозиция вынужденных и свободных (собственных) колебаний (здесь и далее


Рисунок 2.1 - Временные зависимости: (а) электрического поля E_L / E_0 и его огибающей (пунктирная кривая) в невозмущенном лазерном импульсе; (b) самосогласованного электрического поля E/E_0 в кластере; (c) дипольного момента кластера $p(t) / p_0$ ($p_0 = a^3 E_0$), полной плотности плазмы N / N_a и плотности дважды ионизированных атомов N_2 / N_a для ксенонового кластера радиуса a = 20 нм, облучаемого лазерным импульсом с длиной волны 800 нм, длительностью 2.7 фс и максимальной интенсивностью 7×10^{14} BT/cm².

помечаемых индексами f и n, соответственно): $p = p_f + p_n$, $E = E_f + E_n$. При условиях $\omega_0 \tau_p >> 1$, $\omega_s >> \gamma_n$ приближенно имеем

$$p_{f} = \operatorname{Re}\left[\frac{\omega_{s}^{2}a^{3}E_{0}}{\omega_{s}^{2} - \omega_{0}^{2} - 2i\omega_{0}\gamma_{f}}\exp(-\frac{t^{2}}{\tau^{2}} - i\omega_{0}t)\right],$$
(2.3)

$$p_n = p_1 \cos(\omega_s t + \varphi_1 - \frac{2\gamma_n}{\omega_s}) \exp(-\gamma_n t), \qquad (2.4)$$

где $\gamma_n = \gamma_a + \gamma_r$ – суммарная константа затухания свободных колебаний, $\gamma_a = v_{eff} / 2$ и $\gamma_r = \omega_s^4 a^3 / (3c^3)$ – константы столкновительного и радиационного затухания соответственно, $\gamma_f = (v_{eff} / 2) + \gamma_r (\omega_0 / \omega_s)^2$, p_1 и φ_1 – начальные амплитуда и фаза, которые могут быть найдены путем численного интегрирования исходных уравнений. Вообще говоря, детали кривых E(t), p(t) и положения крутых и пологих участков кривой N(t) зависят от фазы несущей импульса φ_0 . Однако соответствующие огибающие и средние кривые, так же как описанные ниже спектры рассеянного излучения и поглощенная плазмой энергия в рассмотренной области параметров слабо зависят от этой фазы. Поэтому результаты расчетов представлены для её единственного значения $\varphi_0 = 0$.

Анализ представленных кривых показывает, что в рассмотренном случае амплитуды поля вынужденных и свободных колебаний сразу после завершения ионизации по порядку величины одинаковы ($E_1 \sim |E_f|$), однако их дальнейшее поведение (при $t > t_1$) существенно различно. Вынужденные колебания следуют огибающей гауссового импульса и существуют только в течение времени $t \sim \tau_p$. Амплитуды свободных колебаний уменьшаются в соответствии с выражением (2.4) благодаря их затуханию, вызванному потерями энергии и, будучи однажды возбужденными, не зависят от поля лазерного импульса Е_L. Относительный вклад вынужденных и свободных колебаний в формирование спектров рассеянного излучения и в величины переизлученной и поглощенной энергии определяется очевидно значением параметра $\alpha = \gamma_n \tau_p$: чем меньше этот параметр, тем больше роль свободных колебаний. В интересующей нас области скорость затухания то определяется В основном внутренними потерями, есть равна $\gamma_n \approx v_{eff} / 2 \sim \omega_s / 10 \sim 0.5 \times 10^{15} \text{ c}^{-1}$, так что параметр α оказывается сравнительно небольшим лишь для малоцикловых импульсов. Кривые на рисунке 2.1



1. Рисунок 2.2 - Спектры энергии J_{ω}/J_0 (жирные сплошные линии), рассеянной ксеноновым кластером при тех условиях, как на рисунке 1, для двух длительностей импульса: 5.4 фc (a) и 2.7 фc (b). На рисунке также показаны аналогичные спектры, формируемые в случае, когда импульсы рассеиваются кластером с постоянной плотностью плазмы $N = N_a$ (пунктирные линии) и идеально проводящим шаром (тонкие сплошные линии) того же радиуса. Все спектры нормированы на максимум тонкой сплошной кривой в случае (a).

длительностью $\tau_p = 2.7$ фс, которая близка к минимальным значениям, достигнутым в настоящее время методами импульсной компрессии [38, 39]. В этом случае ($\alpha = 1.4$) свободные колебания достаточно существенны: поле внутри кластера и его дипольный момент сохраняются в течение достаточно большого промежутка времени после прохождения импульса.

Вычисление дипольного момента p(t) позволяет найти основные энергетические характеристики процесса: переизлучённую (то есть рассеянную кластером) мощность $P(t) = 2(\ddot{p})^2 / (3c^3)$, ее частотный спектр J_{ω} , рассеянную

энергию $W_r = \int J_{\omega} d\omega$, полную энергию, потерянную импульсом $W_t = \int_{-\infty}^{+\infty} \dot{p} E_J dt$, и энергию, поглощенную плазмой $W_a = W_t - W_r$. Спектры оптического излучения J₀₀, рассеянного кластером, изображены для двух значений длительности импульса на рисунке 2 (сплошные кривые). Кривая на рисунке 2.2 (а) демонстрирует наличие двух пиков рассеянного спектра вблизи частот ω_s и ω_0 . Отношение их высот $J_{\omega s}$ / $J_{\omega 0}$ увеличивается с уменьшением длительности импульса. При $\tau_p = 2.7$ фс (рисунок 2.2 (b) второй пик фактически исчезает и рассеянное излучение концентрируется в основном в сравнительно узкой спектральной полосе (~ γ_n) вблизи частоты ω_s , то есть кластер, облучаемый импульсом ближнеинфракрасного диапазона (800 нм), рассеивает в основном как источник ультрафиолетового излучения (360 нм). Чтобы убедиться в том что этот сильный сдвиг частоты вверх действительно вызван изменением плотности плазмы в процессе ионизации (а не просто уширением спектра импульса при уменьшении его длительности), были рассчитаны спектры рассеянного излучения (смотри рисунок 2), формируемые тем же самым падающим импульсом, облучающим кластер с постоянной плотностью плазмы $N = N_{\text{max}}$ (пунктирные кривые) и идеально проводящий шар (тонкие сплошные линии) того же радиуса. Оба эти спектра близки друг к другу и к спектру падающего импульса.

Подобные описанным выше спектры рассеяния малоцикловых лазерных импульсов умеренной интенсивности были получены недавно в результате моделирования лазерно-кластерного взаимодействия методом частиц в ячейках в работе [31], где эти спектры не вполне обоснованно связывались с явлением генерации гармоник несущей частоты лазерного импульса. По-видимому, близость первого (сильнейшего из наблюдаемых) спектральных пиков ко второй гармонике лазера при интенсивности ~ 10^{14} Вт/см² была в этом моделировании чисто случайной, поскольку ангармонизм колебаний электронов в этом случае слишком слаб (нелинейный параметр $x_{\sim} / a \sim 0.1$). В то же время, наблюдавшиеся в [31] спектры могут быть легко объяснены и рассчитаны на основании описанной выше линейной схемы без привлечения нелинейных механизмов генерации гармоник. Следует также отметить, что рассмотренные нами эффекты частотной конверсии принципиально



2. Рисунок 2.3 - Зависимости (а) максимальной плотности плазмы N / N_a и (b) доли конвертируемой в ультрафиолетовую область энергии рассеянного излучения $\eta = \Delta W_r / W_r$ в полосе $\Delta \omega / \omega_s = \pm 15\%$ для кластеров радиуса 20 нм (жирные кривые) и 30

отличаются от тех, которые обусловлены явлением фазовой в длинном импульсе, распространяющемся в однородной среде с переменным показателем преломления. В применении к кластеризованной среде данное явление дает наблюдаемый, но весьма малый (~1%) сдвиг частоты вверх [28].

На рисунке 2.3 представлены зависимости (а) максимальной плотности плазмы N_{max} и (b) относительной доли энергии $\eta = \Delta W_r / W_r$, рассеянной внутри узкого спектрального интервала (±15%) вблизи частоты ω_s , от длительности импульса. Малые квазипериодические колебания на этих кривых являются проявлением упомянутой выше слабого влияния фазы поля φ_0 . Примечательно, что уменьшение длительности импульса при постоянной интенсивности падающего излучения приводит не только к увеличению энергетической эффективности конверсии (пропорциональной доле конвертируемого сигнала η), но также и росту ионизирующей способности импульса N_{max} / N_a , и, как

следствие, к росту коэффициента преобразования частоты ω_s / $\omega_0 \propto \sqrt{N_{\rm max}}$. Причиной этого является увеличение начальной амплитуды $E_1 = -p/a^3$ свободных колебаний. Оценивая эту амплитуду в рамках использованной приближенной модели как величину максимума лазерного поля E_L в момент времени, когда плотность плазмы проходит через резонансное значение $N = 3m\omega^2 / (4\pi e^2)$, находилась величина $E_1 = E_c \exp(\tau_0 / \tau_p)$, где $\tau_0 = (2\pi / \omega_0) \sqrt{2 \ln 2 \ln(E_0 / E_c)}$. Далее, используя очевидные аппроксимации $\Delta W_r \sim \omega_s^4 a^6 E_1^2 / (\gamma_t c^3), \quad W_r \sim \Delta W_r + \omega_0^4 a^6 E_0^2 \tau_p / c^3,$ получалось скейлинговое соотношение для эффективности конверсии: $\eta \propto \tau_p^{-1}$ при $\tau_p >> \tau_0$. Для одноциклового импульса (при $au_p \sim au_0$) коэффициент η , в согласии с кривыми, показанными на рисунке 2(b), приближается к единице; рассеянная и поглощенная энергии могут быть оценены в этом случае как $W_{r,a} \sim [\gamma_{r,a} / (\gamma_r + \gamma_a)] W_1$, где величина $W_1 \sim |p_1 E_1| / 2 \sim a^3 E_1^3 / 2$ есть энергия, закачанная в собственные колебания. В рассмотренных примерах отношение $W_r / W_a \sim \gamma_r / \gamma_a$ весьма мало (~0.01 и 0.1), но оно быстро возрастает (~ a³) с увеличением радиуса кластера и приближается к единице при $a \approx 40$ нм ($\omega_s a / c = 0.7$), вблизи границы области применимости нашей квазистатической модели. Заметим, что даже для рассмотренных нами предельно коротких импульсов умеренной интенсивности (I₀ ~10¹⁵ Вт/см²) поглощенная плазмой энергия, приходящаяся на один электрон, не очень мала: в конце рассмотренного процесса она составляет $W_a / N_{\Sigma} \sim 0.1$ -0.3 КэВ, предопределяя с неизбежностью дальнейшую ионизацию кластера на последующих стадиях его эволюции.

2.1.3 Выводы

1. Найдено, что быстрая ионизация многоатомного ксенонового кластера предельно коротким (малоцикловым) лазерным импульсом должна сопровождаться возникновением свободных (собственных) колебаний, игнорировавшихся в предыдущих исследованиях лазерно-кластерного взаимодействия. Частота этих колебаний (возбуждаемых

благодаря росту плотности плазмы на переднем фронте импульса) равна собственной частоте поверхностного плазмона ионизированного кластера. Благодаря их сравнительно медленному затуханию свободные колебания продолжаются и после прохождения импульса через кластер, увеличивая таким образом энерговклад в образовавшуюся плазму и сильно воздействуя на спектр рассеянного излучения. Заметим, что генерация лазерных импульсов с длительностью около одного оптического периода в настоящее время является практически решенной задачей, так что возможность экспериментального наблюдения предсказанных эффектов представляется достаточно реалистичной.

2.2 Исследование процессов ускорения электронов и возбуждения низкочастотных терагерцовых токов в плазме оптического разряда, создаваемой в газе предельно короткими лазерными импульсами

2.2.1 Введение

В настоящее время уделяется достаточно большое внимание исследованиям явления возбуждения остаточного тока в плазме, создаваемой предельно короткими (содержащим малое число периодов оптического поля) лазерными импульсами [32, 33, 35, 36]. Интерес к этому явлению обусловлен проблемой эффективного преобразования интенсивных лазерных импульсов в более низкочастотное излучение, в частности, в излучение терагерцового диапазона [32, 33, 40-42], остающегося в настоящее время достаточно труднодоступным и освоение которого является весьма актуальной задачей. Остаточная плотность тока является начальным толчком к поляризации созданной плазмы и возбуждению в ней излучающих колебаний, частоты которых определяются, в общем случае, плотностью и геометрическими размерами плазмы, частотой столкновений электронов с тяжелыми частицами и в широкой области параметров лазерных импульсов и давлений ионизируемого газа лежат в терагерцовом диапазоне частот.

В ходе выполнения проекта были проведены аналитические и численные исследования процессов ускорения электронов и возбуждения низкочастотных токов в плазме оптического разряда, создаваемой в газе предельно короткими

Рассчитываются циркулярно поляризованными лазерными импульсами. зависимости остаточной плотности тока от длительности и пиковой интенсивности лазерного импульса. На основе полуклассического подхода разрабатывается аналитическая модель и выводятся приближенные аналитические формулы, позволяющие рассчитать зависимости остаточной плотности тока OT интенсивности, длительности, и длины волны лазерного импульса, а также от потенциала ионизации атомов газа, с которым взаимодействует лазерный импульс.

2.2.2 Постановка задачи

Предполагалось, что электрическое поле лазерного импульса $\mathbf{E}(t)$, действующее на атом, имеет циркулярную поляризацию в плоскости декартовых координат *x* и *y* и зависит от времени *t* следующим образом:

$$\mathbf{E}(t) = E_0 \left(\mathbf{x}_0 \sin(\omega_L t) + \mathbf{y}_0 \cos(\omega_L t) \right) H \left(t / \tau_p \right), \tag{2.5}$$

где $H(t/\tau_p)$ - некоторая плавная функция, которая описывает огибающую лазерного импульса. Эта функция удовлетворяет следующим условиям: она имеет единственный максимум при t = 0,

$$H(0) = 1, \ H(1) = H(-1) = 1/\sqrt{2}, \ H(+\infty) = H(-\infty) = 0.$$
 (2.6)

В формуле (2.5), ω_L - центральная частота, τ_p - полная длительность импульса по уровню интенсивности ½, E_0 - максимум огибающей. Предполагалось, что пиковая интенсивность лазерного импульса $I = cE_0^2/4\pi$ (здесь *c* - скорость света) имеет сравнительно низкие значения $I \sim 10^{13} - 10^{16}$ Вт/см² и длина волны $\lambda_L = 2\pi c/\omega_L \sim 1$ мкм. При таких параметрах лазерного импульса можно пренебречь влиянием магнитного поля на движение электрона [43]. Предполагалось также, что создаваемая плазма имеет достаточно малую плотность, что позволяет пренебречь влиянием плазмы на лазерное поле, заданное в форме (2.5). Целью исследования было создание аналитического подхода к расчёту плотности электронного тока **ј**_{RCD}, остающегося в образованной плазме после прохождения ионизирующего лазерного импульса.

2.2.3 Полуклассический подход

Полуклассический подход к расчету остаточной плотности тока свободных электронов \mathbf{j}_{RCD} основан на следующих трёх предположениях: (а) электрон переходит из основного состояния атома в состояние континуума за время, много меньше времени характерного изменения напряженности электрического поля, (б) в момент отрыва от иона, электрон имеет нулевую скорость (или распределение электронов по скоростям изотропно), (в) движение свободного электрона под действием электрического поля лазерного импульса происходит по классическому закону, причем влиянием поля родительского иона пренебрегается. Поскольку в полуклассическом подходе не учитываются переходы электрона в возбуждённые состояния, полная плотность тока совпадает с плотностью тока свободных электронов. Величина остаточной плотности тока \mathbf{j}_{RCD} находится из решения классического уравнения для плотности тока электронов в плазме с переменным числом частиц,

$$\mathbf{j}_{\text{RCD}} = \frac{e^2}{m} \int_{-\infty}^{\infty} N(t) \mathbf{E}(t) dt , \qquad (2.7)$$

где

$$N(t) = N_g \left\{ 1 - \exp\left[-\int_{-\infty}^t w \left(|\mathbf{E}(t')| \right) dt' \right] \right\}$$
(2.8)

есть концентрация свободных электронов. В формуле (2.8) w есть вероятность ионизации атома в единицу времени в статическом электрическом поле [27, 30], совпадающим с мгновенным значением поля **E**(t).

2.2.4 Аналитическая модель

Для удобства вывода приближённого аналитического выражения для остаточной плотности тока, вводилась комплексная нормированная плотность тока j_c :

$$j_c = \left(j_{\text{RCD}x} + ij_{\text{RCD}y}\right) / j_{\text{osc}}$$
(2.9)

где *i* - мнимая единица, j_{RCDx} и j_{RCDy} - проекции \mathbf{j}_{RCD} на оси *x* и *y*. Модуль величины j_c совпадает с модулем нормированной плотности тока

$$\mathbf{j}_{\text{norm}} = \mathbf{j}_{\text{RCD}} / j_{\text{osc}}, \qquad (2.10)$$

где

$$j_{\rm osc} = e N_g V_{\rm osc} = \sqrt{2} e^2 N_g E_0 / m \omega_L \tag{2.11}$$

есть максимально возможное значение осцилляторной плотности тока. Нормированная плотность тока не зависит от начальной плотности атомов N_g и является безразмерным фактором, квадрат которого характеризует эффективность преобразования энергии лазерного импульса в энергию, запасённую в остаточном токе [32, 45, 46].

Делалась замена $\tilde{t} = t/\tau_p$ и $\eta = \omega_L \tau_p$, где \tilde{t} - безразмерное время, η - безразмерная длительность импульса. Вводилась функция

$$f(\tilde{t}) = i\tilde{t} - \frac{1}{\omega_L} \int_{-\infty}^{\tilde{t}} w \left(\left| E_0 H(t') \right| \right) dt'$$
(2.12)

Используя (2.7)-(2.9) и (2.12) получалось следующее выражение для комплексной нормированной плотности тока *j*_c:

$$j_{c} = \frac{\eta}{\sqrt{2}} \left(-\int_{-\infty}^{\infty} e^{\eta f(\tilde{t})} H(\tilde{t}) d\tilde{t} + \int_{-\infty}^{\infty} e^{i\eta \tilde{t}} H(\tilde{t}) d\tilde{t} \right) =$$

$$= \frac{\eta}{\sqrt{2}} \left(-I_{1}(\eta) + I_{2}(\eta) \right)$$
(2.13)

Делалась асимптотическая оценка интеграла $I_1(\eta)$ при $\eta >> 1$. Вводилась комплексная переменная ξ , такая, что $\operatorname{Re} \xi = \tilde{t}$. Вводились функции $f(\xi)$ и $H(\xi)$, являющиеся аналитическим продолжением функций $f(\tilde{t})$ и $H(\tilde{t})$ на плоскость комплексной переменной ξ . Предполагалось, что у функции $U(\xi) = \operatorname{Re} f(\xi)$ в верхней полуплоскости переменной ξ имеются седловые точки ξ_k , где k - номер седловой точки. Контур интегрирования в интеграле $I_1(\eta)$ проходит по оси $\operatorname{Im} \xi = 0$. Этот контур деформировался таким образом, чтобы новый контур C проходил через седловые точки ξ_k в направлении наибыстрейшего изменения функции $U(\xi)$. При этом требовалось, чтобы все особые точки функции $H(\xi)$ лежали вне области комплексной плоскости, образованной новым и старым контуром. Предполагалось также, что точки ξ_k расположены на достаточно большом расстоянии друг от друга. Тогда, пользуясь методом перевала, получалась следующая асимптотическая оценка интеграла $I_1(\eta)$ при $\eta >> 1$:

$$I_{1}(\eta) = \sqrt{\frac{2\pi}{\eta}} \sum_{k} e^{\eta f(\xi_{k})} \left\{ \frac{H(\xi_{k})}{\sqrt{\left|f''(\xi_{k})\right|}} e^{i\varphi_{k,m}} + O(\eta^{-3/2}) \right\}.$$
 (2.14)

В этой формуле,

$$\varphi_{k,m} = \left(\pi - \arg f''(z_k)\right) / 2 + m_k \pi , \qquad (2.15)$$

где m_k может принимать значения $m_k = 0, 1$ в зависимости от направления интегрирования вдоль контура C в точке ξ_k .

Далее рассматривался интеграл $I_2(\eta)$, стоящий в формуле (2.13). Фактически, $I_2(\eta)$ есть Фурье преобразование от огибающей электрического поля $H(\tilde{t})$, которая является гладкой функцией. Следовательно, спектр функции $H(\tilde{t})$ спадает достаточно быстро. Далее считалось, что при $\eta >> 1$, $I_2(\eta) << I_1(\eta)$. Таким образом, окончательное выражение для j_c при $\eta >> 1$ есть

$$j_c \approx -\sqrt{\pi\eta} \sum_k e^{\eta f(\xi_k)} \frac{H(\xi_k)}{\sqrt{\left|f''(\xi_k)\right|}} e^{i\varphi_{k,m}}.$$
(2.16)

Полученная формула справедлива, вообще говоря, для произвольной огибающей электрического поля $H(\tilde{t})$ и произвольной зависимости вероятности ионизации от напряжённости поля $w(|\mathbf{E}|)$. Однако, далеко не для любых функций $H(\tilde{t})$ и $w(|\mathbf{E}|)$ удаётся получить аналитические выражения для $f(\tilde{t})$ и седловых точек ξ_k , и, следовательно, для величины j_c . Был найден пример функций $H(\tilde{t})$ и $w(|\mathbf{E}|)$, которые способны довольно точно аппроксимировать огибающую электрического поля и вероятность ионизации атома в единицу времени, и для которых получить окончательную аналитическую формулу удаётся ДЛЯ комплексной нормированной плотности тока j_c . Для этого предполагалось, что огибающая электрического поля лазерного импульса задаётся функцией Лоренца

$$H(\tilde{t}) = \frac{1}{1 + \chi \ \tilde{t}^2}, \qquad (2.17)$$

где $\chi = 4(\sqrt{2} - 1)$, а вероятность ионизации атома в единицу времени задаётся формулой

$$w(|\mathbf{E})|) = a\Omega_a \frac{E_a}{|\mathbf{E}|} \exp\left(-b\frac{E_a}{|\mathbf{E}|}\right), \qquad (2.18)$$

где $E_a = m^2 e^5 / \hbar^4 = 5.14 \times 10^9$ В/см - атомная напряженность поля, $\Omega_a = me^4 / \hbar^3 = 4.13 \times 10^{16} \text{ c}^{-1}$ - атомная частота, *а* и *b* - безразмерные коэффициенты, значения которых зависят от ионизируемого атома. При $a = 4(I_p / I_H)^{5/2}$ и $b = 2(I_p / I_H)^{3/2} / 3$, где I_p - потенциал ионизации атома, формула (2.18) совпадает с известной туннельной формулой для водородоподобных атомов [44-46]. Однако, как показывает сравнение с точными численными расчетами для атома водорода, туннельная формула обеспечивает количественную точность только при очень малых напряжённостях электрического поля, $|\mathbf{E}| \ll 0.1E_a$. Поэтому были вычислены коэффициенты a и b, исходя из требования, чтобы w(|E|) даваемая формулой (2.18), совпадала с точной зависимостью, найденной численно из решения стационарного уравнения Шредингера [47] для атома водорода в широком диапазоне напряженностей электрического поля $|\mathbf{E}| \le 0.3E_a$. Значения этих коэффициентов равны a = 0.35 и b = 0.55, соответственно. Далее для задания вероятности ионизации атома в единицу времени использовалась формула (2.18) с найденными значениями коэффициентов а и b.

При задании функций $H(\tilde{t})$ и $w(|\mathbf{E}|)$ в виде (2.17) и (2.18),

$$f(\xi) = i\xi - \frac{1}{\omega_L} \int_{-\infty}^{\xi} w \left(\left| E_0 H(\xi') \right| \right) d\xi' =$$

$$= i\xi + c\xi e^{-b\chi \frac{E_a}{E_0} \xi^2} - d \left(\operatorname{erf} \left(\sqrt{b\chi \frac{E_a}{E_0}} \xi \right) + 1 \right), \qquad (2.19)$$

где

$$c = (a/2b)(\Omega_a/\omega_L)\exp(-bE_a/E_0), \qquad (2.20)$$

$$d = \frac{a\sqrt{\pi}}{4\sqrt{\chi}b^{3/2}} \frac{\Omega_a}{\omega_L} \sqrt{\frac{E_a}{E_0}} \left(2b + \frac{E_0}{E_a}\right) e^{-b\frac{E_a}{E_0}}.$$
 (2.21)

Седловые точки ξ_k функции $U(\xi) = \operatorname{Re} f(\xi)$ есть

$$\xi_{k} = \frac{1}{\sqrt{\chi}} \sqrt{-1 - \frac{1}{b} \frac{E_{0}}{E_{a}}} W\left(k, -i \frac{b}{a} \frac{\omega_{L}}{\Omega_{a}}\right).$$
(2.22)

где W (k,ξ) есть W-функция Ламберта [48], обладающая бесконечным числом ветвей k. Поскольку нужно, чтобы точки ξ_k находились в верхней полуплоскости комплексной переменной, необходимо выбирать правильную ветвь при вычислении квадратного корня в формуле (2.22).

Можно показать, что при умеренно высоких значениях пиковой напряженности E_0 , вкладом в сумму (2.16) седловых точек с $k \neq 1$ можно пренебречь. Поскольку



Рисунок 2.4 - Зависимости $|\mathbf{j}_{norm}|$ от количества периодов поля в лазерном импульсе $K = \omega_L \tau_p / 2\pi$ для интенсивности $I = 7 \times 10^{14} \text{ Вт/см}^2$ при длине волны $\lambda_L = 800 \text{ нм}$.

члены суммы содержат множитель $e^{\eta f(\xi_k)}$, при достаточно большом значении η доминирующий вклад обеспечивается наибольшим значением Re $f(\xi_k)$. При анализе функции $f(\xi)$ было установлено, что при $E_0 \ge 0.05E_a$,

$$\operatorname{Re} f(\xi_{k=1}) > \operatorname{Re} f(\xi_{k\neq 1}), \qquad (2.23)$$

Следовательно, для данных значений E_0 справедливо, что

$$|j_{c}| \approx \sqrt{\pi \eta} e^{\eta \operatorname{Re} f(\xi_{1})} \frac{|H(\xi_{1})|}{\sqrt{|f''(\xi_{1})|}},$$
(2.24)



Рисунок 2.5 - Зависимости модуля нормированной плотности тока $|\mathbf{j}_{norm}|$ от интенсивности / при количестве периодов $K = \omega_L \tau_p / 2\pi = 2$.

где

$$f''(\xi_1) = \frac{2a\chi E_a}{E_0} \frac{\Omega_a}{\omega_L} \xi_1 \left(\frac{bE_a}{E_0} (1 + \chi \xi_1^2) - 1 \right) e^{-b\frac{E_a}{E_0} \left(1 + \chi \xi_1^2\right)}.$$
 (2.25)

На рисунках 2.4, 2.5 показано сравнение результатов, даваемых аналитической формулой (2.24) с результатами численного решения уравнений

(2.5) и (2.6), в которых вероятность ионизации и огибающая лазерного импульса задаётся с помощью формулы (2.17) при a = 0.35 и b = 0.55. На рисунке 2.4 показаны зависимости $|\mathbf{j}_{norm}| = |j_c|$ от количества периодов поля в лазерном импульсе $K = \eta/2\pi$ при максимуме огибающей $E_0 = 0.1E_a$ ($I = 7 \times 10^{14}$ BT/cm²) и длине волны $\lambda_L = 800$ нм. Как видно, результаты аналитических и численных расчётов совпадают с высокой точностью для $K \ge 0.5$, и отличаются при меньших длительностях лазерных импульсов, когда значение параметра $\eta < 3$. На рисунке 2.5 показаны зависимости $|\mathbf{j}_{norm}|$ от интенсивности I для импульса с числом периодов поля K = 2 и такой же длиной волны. Существенные отличия аналитических и численных результатов видны только при низких значениях интенсивности, $I < 2 \times 10^{14}$ BT/cm², когда становится важным вклад от седловых точек с $k \neq 1$ в сумму (24).

2.2.5 Выводы

Было исследовано явление возбуждения остаточного тока в плазме, создаваемой предельно коротким циркулярно поляризованным лазерным импульсом. Построена аналитическая модель рассматриваемого явления и показано хорошее согласие даваемых ею результатов с результатами численных расчётов. Показано, что эффективность генерации остаточного тока в оптимальных условиях может достигать значений порядка 10%, при использовании лазерных импульсов, содержащих менее двух периодов оптического поля.

Проведение 3 расчетов математического моделирования И для разработки метода формирования коротких импульсов излучения В ультрафиолетовом и мягком рентгеновском спектральных вакуумном генерации высоких гармоник диапазонах при лазерного излучения мультитераваттного уровня мощности в газах

Получение ультракоротких импульсов электромагнитного излучения является на протяжении многих лет одной из важнейших задач лазерной физики. Первые

лазеры, созданные в начале 60-х г.г., обеспечивали длительности импульсов порядка десятков-сотен микросекунд. К настоящему времени для лазеров ближнего ИК и видимого диапазонов достигнуты практически предельно малые длительности, составляющие величину порядка одного периода электромагнитного поля. В частности, для широко используемого титан-сапфирового лазера с длиной волны около 800 нм рекордные длительности импульсов составляют около 3.5 фемтосекунд (1 $\phi c = 10^{-15}$ с), что меньше 1.5 периода поля.

Одно из основных применений ультракоротких импульсов – исследование динамики быстропротекающих процессов в веществе. Обычно для этого используется метод накачка–зондирование. Очевидно, что для получения временного разрешения, необходимого для исследования данного процесса, длительности импульсов накачки и зондирования должны быть меньше или хотя бы сравнимы с характерным временем развития исследуемого процесса.

Характерные времена колебаний атомов в молекулах составляют от десятков пикосекунд (для тяжелых молекул) до примерно 15 фемтосекунд (для молекул, содержащих легчайшие ядра – протоны). Именно поэтому фемтосекундные лазеры стали инструментом, нашедшим широкое применение для исследований процессов в веществе, связанных с движением ядер.

Поскольку электрон легче протона примерно в 2000 раз, характерные временные масштабы процессов, обусловленных движением электронов, на порядки величины меньше соответствующих времен для ядерной подсистемы. Наименьший период обращения электрона вокруг протона, согласно боровской модели атома водорода, составляет $2\pi t_a \approx 152$ аттосекунды (1 ас= 10^{-18} с), где $t_a = \hbar^3/(m_e e^4) \approx 24.2$ ас – атомная единица времени (здесь \hbar – постоянная Планка, m_e и e – соответственно масса и заряд электрона). Это означает, что для зондирования электронной динамики методом накачка–зондирование требуется использование электромагнитных импульсов аттосекундной длительности.

Поскольку минимальная длительность импульса для данной длины волны λ ограничена одним периодом поля, то для получения субфемтосекундных импульсов необходимо ультрафиолетовое излучение с λ <300 нм, а для продвижения к субатомным временам ($\Delta t \leq t_a$) требуется использовать излучение вакуумного ультрафиолетового (ВУФ) или мягкого рентгеновского диапазона.

Несмотря на недавний серьезный прогресс в создании лазеров на свободных электронах, позволивший значительно продвинуться в освоении рентгеновского диапазона, эти источники, в силу их огромных габаритов и дороговизны, а также из-за невысокой степени временной когерентности генерируемых импульсов, пока не могут рассматриваться как реальные устройства для осуществления широких исследований в области аттосекундной физики. Основные успехи в получении атосекундных импульсов связаны с реализацией другого подхода, состоящего в использовании сильно нелинейных процессов генерации высоких гармоник или смешения частот лазерного излучения.

Проведенные в рамках данного проекта теоретические исследования направлены на решение следующих актуальных задач, связанных с генерацией коротких импульсов излучения в ВУФ и мягком рентгеновском спектральных диапазонах:

 Высокоэффективная генерация перестраиваемого по частоте излучения в мягком рентгеновском диапазоне

2) Управление состоянием поляризации излучения высоких гармоник

3) Разработка методов формирования предельно коротких импульсов в ВУФ и рентгеновском диапазоне.

В разделах 3.1–3.3 изложены результаты проведенных исследований по этим направлениям.

3.1 Квантовая интерференция при ионизации возбужденных молекул: управление спектром генерируемого рентгеновского излучения

3.1.1 Введение

Эффект генерации гармоник высокого порядка при взаимодействии мощного лазерного излучения с газами представляет большой интерес с точки зрения получения аттосекундных импульсов [49, 50]. Недавно была продемонстрирована возможность генерации одиночных импульсов длительностью менее 100 аттосекунд в процессе ГГВП под действием предельно коротких лазерных импульсов [51]. Первые демонстрационные эксперименты показали возможность использования аттосекундных импульсов для измерений с высоким временным

разрешением процессов, протекающих в атомах и молекулах, а также управления этими процессами (см., например, обзоры [52, 53]).

Возможности применения ГГВП в сверхбыстрой рентгеновской спектроскопии и квантовом контроле значительно расширятся при условии осуществления управления спектром генерируемого высокочастотного излучения [54]. Также большое значение для рентгеновской спектроскопии с временным разрешением [55] (Seres et al. 2009) имеет доступность излучения с энергией фотонов около или более 1 КэВ, возможность генерации которого при помощи ГГВП была недавно продемонстрирована [56]. Ключевым моментом для внедрения таких источников предельно коротких импульсов мягкого рентгеновского излучения в практику является повышение эффективности процесса ГГВП и, как следствие, яркости генерируемого высокочастотного излучения.

Последнее время все больший интерес вызывают молекулярные системы как более сложные по сравнению с атомными, что предоставляет дополнительные возможности для управления процессом ГГВП [57-62], недоступные при использовании атомарных газов в качестве рабочей среды. Множество возможностей для повышения эффективности процесса ГГВП и генерации аттосекундных импульсов и управления их спектральными и временными характеристиками открывается при использовании возбужденных переходных состояний молекул. Такое управление, часто основанное на использовании различных интерференционных явлений, может быть реализовано путем специальной подготовки вращательных [63, 64], колебательных [65, 66] или диссоциативных [67] молекулярных волновых пакетов.

Ниже представлены результаты нашего теоретического исследования генерации одиночного аттосекундного импульса в процессе ионизации возбужденных молекул мощным коротким лазерным импульсом. Исследование проведено для режима быстрой (надбарьерной) ионизации, особенности которого предварительно рассмотрены на простейшем примере атомарного водорода.

3.1.2 Генерация аттосекундных импульсов при ионизации атомов и молекул из возбужденных электронных состояний

Если электрическое поле в коротком лазерном импульсе или на переднем фронте мощного лазерного импульса быстро нарастает и превышает некоторое критическое значение, то атомы полностью ионизуются на одном периоде лазерного поля (см., напр., [68]). После отрыва от атома свободный электронный волновой пакет сильно локализован. Он имеет эллипсоидальную форму, которая сохраняется при его ускорении лазерным полем и в процессе свободной диффузии [69]. При возврате к родительскому иону такой компактный волновой пакет генерирует короткий всплеск излучения в соответствии с классическим тормозным механизмом. В отличие от обычно рассматриваемого режима генерации высоких гармоник [70, 71], при котором каждые полпериода лазерного поля ионизуется лишь небольшая доля атомов, в случае быстрого истощения основного состояния (в так называемом режиме подавления кулоновского барьера) высокочастотные кванты генерируются не вследствие свободно-связанных, а вследствие свободносвободных электронных переходов.

В численных расчетах, результаты которых изложены ниже, на примере атома водорода проведено сравнение потенциальных возможностей двух упомянутых выше режимов генерации – основанных (i) на свободно-связанных и (ii) на свободно-свободных электронных переходах – с точки зрения генерации наиболее коротких и интенсивных одиночных аттосекундных импульсов.

Для численного решения трехмерного нестационарного уравнения Шредингера в данном разделе, как и в разделе 3.2, применялся метод операторного расщепления с использованием быстрого преобразования Фурье [72]. Нелинейный атомный отклик рассчитывался как математическое ожидание дипольного ускорения [73]

$$R(t) = \iiint |\Psi(x, y, z, t)|^2 \frac{\partial V}{\partial z} dx dy dz \qquad (3.1)$$

в соответствии с теоремой Эренфеста (здесь V – атомный потенциал). Интенсивность генерируемых гармоник находилась из Фурье-преобразования данной величины.

Для первого из рассматриваемых механизмов важно, чтобы к моменту столкновения электрона с ионом существенная часть электронного волнового пакета оставалась в связанном состоянии (излучение в данном механизме является следствием интерференции свободной и связанной частей волнового пакета). Поэтому оптимальным начальным состоянием является состояние с максимальной энергией связи, то есть основное состояние атома. Для данного механизма предполагалась схема генерации аттосекундного всплеска под действием предельно короткого лазерного импульса с последующей спектральной селекцией наиболее высокочастотных гармоник [50]. В этом случае оптимальным с точки зрения генерации одиночного аттосекундного всплеска оказывается косинусное заполнение лазерного импульса [74]. Из указанных соображений в численных расчетах мы рассматривали атом в основном (1s) состоянии под действием 5-фс лазерного импульса

$$E(t) = E_0 \exp\left[-\ln\left(4\right) \frac{\left(t - 8\pi/\omega_0\right)^2}{\tau^2}\right] \cos\left(\omega_0 t\right), \qquad (3.2)$$

где $\omega_0 = 0.057$ (в этом и следующих параграфах будут, как правило, использоваться атомные единицы), что соответствует длине волны $\lambda = 800$ нм. Пиковая амплитуда электрического поля E_0 использовалась в качестве подгоночного параметра в процедуре оптимизации. В процессе исследования было получено, что оптимальная интенсивность лежит в диапазоне $(3-5)\times10^{14}$ Вт/см². При такой интенсивности большая часть электронного волнового пакета остается связанной, то есть основной вклад в излучение определяется свободно-связанными переходами.

В расчетах для второго рассматриваемого механизма генерации использовалось первое возбужденное состояние атома (2s) и лазерный импульс

$$E(t) = E_0 \exp\left[-5\left(\omega_0 t/2\pi - 1\right)^4\right] \sin \omega_0 t , \qquad (3.3)$$

где $\omega_0 = 0.114$, что соответствует длине волны $\lambda = 400$ нм. В данном случае никакой оптимизации не производилось, в качестве пиковой амплитуды использовалось фиксированное значение $E_0 = 1$. В лазерном поле (3.3) атом ионизуется практически мгновенно, вследствие чего атомный отклик в процессе дальнейшей эволюции полностью определяется свободно-свободными электронными переходами.

Для первого (рекомбинационного) механизма было получено, что значение пиковой интенсивности $I_0 \approx 3.5 \times 10^{14} \text{ Bt/cm}^2$ является оптимальным с точки зрения получения наиболее интенсивного одиночного аттосекундного импульса, а $I_0 \approx 4.25 \times 10^{14} \text{ Bt/cm}^2$ – оптимальным для получения наиболее короткого (115 ас) аттосекундного всплеска. Спектральная фильтрация в каждом случае производилась исходя из условия получения одиночного всплеска излучения с сохранением максимально возможного числа гармоник.

В случае второго (тормозного) механизма генерации в спектре излучения наблюдаются две четко выделенные части – низкочастотная, генерируемая при отрыве электрона от атома, и высокочастотная, соответствующая моменту возвратного столкновения электрона с ядром. Два этих события разнесены во времени, поэтому спектральной фильтрации для выделения одиночного аттосекундного всплеска не требуется. Длительность импульса, полученного в расчетах для данного механизма генерации, составила 63 ас, что почти вдвое короче, чем для рекомбинационного механизма. При этом интенсивность данного всплеска примерно в 6.5 раз больше полученного на свободно-связанных электронных переходах.

Стоит еще раз отметить, что для тормозного механизма генерации в данном случае никакой оптимизации не производилось. Но ранее нами было показано, что интенсивность генерируемого всплеска может быть еще значительно повышена [69, 75], а длительность сокращена вплоть до 10 ас.

3.1.3 Квантовая интерференция при ионизации вытянутых молекул: использование для управления параметрами генерируемого рентгеновского излучения

При ионизации молекул из-за наличия нескольких ядер существует несколько источников волн де Бройля, которые при последующем распространении могут интерферировать. В частности, при быстрой ионизации вытянутой двухатомной молекулы на фронте мощного лазерного импульса образующийся электронный волновой пакет имеет четкую регулярную структуру (зависящую от геометрии системы), которая находит отражение в спектре генерируемого излучения. Как было показано выше на примере атома водорода (этот вывод остается в силе и для

молекул), такой механизм генерации аттосекундного импульса в режиме ионизации с подавлением кулоновского барьера оказывается предпочтительным, потому далее именно он и рассматривается.

Ниже представлены результаты трехмерного численного исследования динамики электронных волновых пакетов, образующихся при ионизации молекулярного иона H_2^+ лазерным полем (3.3) с пиковой амплитудой $E_0=2$. Расчеты производились для фиксированных значений межъядерного расстояния D и угла ориентации молекулярной оси θ по отношению к электрическому полю линейно поляризованного лазерного импульса. На рисунках 3.1 и 3.2 показаны сечения в плоскости y=0 электронных волновых пакетов, образовавшихся при ионизации молекулярного иона H_2^+ лазерным полем (3.3), в момент перед столкновением с родительским ионом. Распределения электронной плотности представлены на сетке 512×128 точек с шагом сетки dx=dz=0.4 атомных единицы.



Рисунок 3.1 – Мгновенные снимки электронных волновых пакетов, образовавшихся при ионизации молекулярного иона H_2^+ лазерным полем (3.3), в момент перед столкновением с родительским ионом при межьядерном расстоянии D=20 и различных углах ориентации: (a) $\theta=90^\circ$, (b) $\theta=45^\circ$, (c) $\theta=0^\circ$.



Рисунок 3.2 – Мгновенные снимки электронных волновых пакетов, образовавшихся при ионизации молекулярного иона H_2^+ лазерным полем (3.3), в момент перед столкновением с родительским ионом при $\theta=0^\circ$ и различных значениях межъядерного расстояния: (a) D=14, (b) D=20, (c) D=28.

Как видно из рисунков 3.1 и 3.2, электронный волновой пакет из-за интерференции его различных частей между собой в процессе свободной эволюции приобретает вид периодической структуры. Период данной структуры зависит от межъядерного расстояния в ионе, а направление модуляции совпадает с направлением молекулярной оси. Из построенной нами аналитической теории [76] было получено выражение для периода образующейся в электронном волновом пакете структуры:

$$\Lambda = 2\pi\tau/D, \qquad (3.4)$$

где *т* – время свободного движения электрона после отрыва от иона. Данное выражение хорошо согласуется с результатами численных расчетов.

В соответствии с выражением (3.1) пространственная модуляция электронного волнового пакета (рисунки 3.1 и 3.2) отражается в виде модуляции нелинейного молекулярного отклика во времени (рисунок 3.3). На рисунке 3.3 представлены фрагменты нелинейного отклика, соответствующие генерации аттосекундного импульса в момент возвратного столкновения электрона с родительским ионом.



Рисунок 3.3 – Профиль аттосекундного всплеска в поляризационном отклике иона H_2^+ в случае продольной (пунктирная линия) и поперечной (сплошная линия) ориентации молекулярной оси по отношению к электрическому полю лазерного импульса. Межъядерное расстояние (а) D=14, (b) D=29.

Из рисунка 3.3 видно, что в результате взаимодействия молекулярного иона H_2^{+} с лазерным полем (3.3) генерируется аттосекундный всплеск излучения длительностью порядка 100 ас. В случае поперечной ориентации иона продольный по отношению к полю профиль электронного волнового пакета гладкий; соответственно, и в поляризационном отклике никакой модуляции не наблюдается. При ориентации иона вдоль поля продольный профиль электронного волнового пакета имеет квазипериодический вид, что отражается в виде модуляции поляризационного отклика во времени. В случае более вытянутой молекулы период данной модуляции уменьшается, так как электронный волновой пакет оказывается изрезан более мелко. Для частоты модуляции нелинейного отклика нами было получено аналитическое выражение [76]:

$$\Omega = 2\pi V \cos\theta / \Lambda = V D \cos\theta / \tau, \qquad (3.5)$$

где V – скорость электронного волнового пакета в момент столкновения с родительским ионом.

Как результат интерференционной модуляции электронного волнового пакета, в спектре генерируемого излучения наблюдается четко выраженный

максимум, положение которого задается выражением (3.5). То есть, изменяя значения θ или D путем возбуждения вращательного или колебательного молекулярного волнового пакета, можно управлять несущей частотой генерируемого аттосекундного импульса. Так как параметры V и τ зависят от лазерного поля, спектр излучения может контролироваться также с помощью параметров ионизующего импульса.

Рисунок 3.4 демонстрирует широкие возможности по управлению спектром генерируемого излучения. На данном рисунке построена интенсивность генерируемых гармоник в плоскостях (ω , θ) и (ω , D) при ионизации иона ${\rm H_2}^+$ лазерным импульсом (3.3).



Рисунок 3.4 – Интенсивность гармоник, генерируемых при ионизации иона H_2^+ лазерным импульсом (3.3), построенная в плоскостях: (а) (ω , θ), межъядерное расстояние D=29 и (b) (ω , D), угол ориентации $\theta=0^\circ$.

Как видно из рисунка 3.4, результаты численных расчетов находятся в прекрасном соответствии с аналитической формулой (3.5). Действительно, положение максимума в спектре генерируемого излучения линейно зависит от величины межъядерного расстояния D и по закону косинуса от угла ориентации θ .

С помощью выражения (3.5) можно оценить необходимые параметры для генерации излучения с энергией фотона порядка 1 КэВ. Например, для λ =400 нм, с учетом того, что $\tau < T \approx 55$ (=1.333 фс) и V < c =137, из формулы (3.5) следует, что можно получить излучение с энергией фотона 3 КэВ, растянув молекулу до D=30 боровских радиусов.

3.1.4 Выводы

Наши исследования показали, что квантовая интерференция при ионизации возбужденных молекул может быть эффективно использована для управления спектром генерируемого рентгеновского излучения. В рассмотренном режиме надбарьерной ионизации форма электронного волнового пакета в момент столкновения с родительским ионом чрезвычайно чувствительна к ориентации молекулы и межъядерному расстоянию. Это позволяет увеличить эффективность конверсии энергии лазерного импульса в излучение высоких гармоник на несколько порядков и дает возможность перестройки спектра генерируемого аттосекундного импульса в широком диапазоне частот вплоть до энергии фотонов порядка нескольких КэВ.

3.2 Генерация высоких гармоник в интенсивном эллиптически поляризованном лазерном поле и управление состоянием поляризации генерируемого излучения

3.2.1 Введение

Как уже отмечалось выше, основные достижения в получении аттосекундных импульсов излучения в ВУФ и мягком рентгеновском спектральных диапазонах связаны с использованием сильно нелинейного процесса генерации высоких гармоник лазерного излучения в газах (см., например, обзоры [52, 77]). Согласно полуклассической модели, предложенной в работе [71], в основе эффекта ГГВП интенсивного линейно поляризованного оптического излучения лежит синхронизованное лазерным полем излучение электронов в ходе трехступенчатого процесса, состоящего из элементарных актов: (1) отрыва электрона от атома вследствие лазерно-индуцируемой ионизации, (2) его ускорения оптическим полем и (3) соударения электрона с родительским ионом.

Доминирующий механизм излучения на третьем этапе этого трехступенчатого процесса зависит от характеристик лазерного импульса. Для короткого импульса с пиковой амплитудой порядка или больше характерного внутриатомного поля $(E_a \approx 5.14 \cdot 10^9 \text{ B/cm}, \text{ что соответствует пиковой интенсивности } I_0 \approx 3.5 \cdot 10^{16} \text{ Br/cm}^2)$ ионизация происходит за время, меньшее полупериода лазерного поля, и

высокочастотное излучение генерируется в основном за счет свободно-свободных переходов (см. раздел 3.1). При более умеренных интенсивностях процесс ионизации более растянут во времени, и доминирующим оказывается механизм излучения за счет свободно-связанных переходов. На языке динамики электронных волновых пакетов этому, как пояснялось в разделе 3.1, соответствует интерференция свободной части волнового пакета (электрон, оторванный от атома), и его связанной части (электрон, локализованный в атомном потенциале). Исследование, представленное в данном разделе, относится именно к этому режиму ГГВП. Отметим, что именно к этому режиму относится и подавляющее большинство проведенных настоящему К времени экспериментальных исследований.

Важным для получения аттосекундных импульсов обстоятельством является типичное свойство спектра гармоник, генерируемых при туннельной ионизации газов в поле линейно поляризованных лазерных импульсов: в этих спектрах, помимо резко спадающего участка в области низких частот, наблюдается широкое платообразное распределение, простирающееся в область высоких частот. Это плато резко обрывается при частотах, в несколько десятков или даже сотен раз превышающих частоту падающего излучения. Максимальный номер гармоники, соответствующий краю плато, определяется соотношением $N_{\text{max}} \approx (I_p + 3.17 U_p) / \omega$ (здесь I_p – потенциал ионизации атома, $U_p = E_0^2 / 4\omega^2$ – средняя осцилляторная энергия электрона в синусоидальном электрическом поле с амплитудой E₀ и частотой ω). В рамках полуклассической модели [71] эта величина $N_{\rm max}$ соответствует максимальной кинетической энергии $E_{\rm max}$, которую может иметь электрон в момент соударения с ионом. В результате электронионной рекомбинации электрон может перейти в основное состояние в атоме, испустив фотон с энергией $\omega_{\text{max}} = I_p + E_{\text{max}}$. Повторяемость описанных выше событий с периодом повторения, равным полупериоду лазерного поля, приводит к формированию квазидискретного спектра излучения с интервалом между гармониками, равным 2ω Синхронное суммирование гармоник в широком спектральном интервале приводит К получению последовательности аттосекундных импульсов [78, 79].

Физический механизм, лежащий в основе ГГВП в газах, очень чувствителен к поляризации падающего на среду лазерного излучения. С другой стороны, поляризационные свойства высоких гармоник демонстрируют очень сильную зависимость от состояния частиц среды. Всем этим объясняется проявляющийся в последнее время большой интерес к исследованию процесса ГГВП в лазерном поле произвольной поляризации. Среди важных прикладных аспектов можно отметить следующие. (і) В результате искривления электронных траекторий в поле с эллиптической поляризацией эффективность процесса ГГВП резко уменьшается с ростом эллиптичности падающего излучения. Это обстоятельство легло в основу идеи селекции одиночного импульса из последовательности аттосекундных импульсов, получаемых при ГГВП, с помощью поляризационного стробирования [80, 81]. Идея состоит в использовании лазерного импульса с зависящей от времени эллиптичностью. Если интервал времени, в течение которого поляризация лазерного излучения близка к линейной, составляет лишь долю одного периода, временной профиль генерируемого излучения будет представлять собой одиночный субфемтосекундный импульс. Техника поляризационного стробирования успешно развивается В последнее время [82 - 84].(ii) Поляризационные измерения в спектроскопии высокого временного разрешения могут давать богатую информацию для изучения динамики внутриатомных и внутримолекулярных процессов. Так, поскольку симметрия молекулярных орбиталей, вовлеченных в процесс ГГВП, оказывает влияние на состояние поляризации генерируемых гармоник [85], поляризационные измерения в схеме накачка-зондирование могут стать мощным средством исследования эволюции электронной подсистемы в ходе химической реакции. (iii) Возможность генерации эллиптически и циркулярно поляризованного излучения ВУФ и рентгеновского диапазонов представляет интерес для ряда перспективных приложений в науке о материалах и молекулярной физике. Это подтверждает актуальность задачи управления состоянием поляризации излучения, генерируемого в процессе ГГВП. Среди недавних экспериментальных результатов в этой области следует отметить наблюдение эллиптически поляризованного излучения гармоник при воздействии на молекулы азота интенсивным линейно поляризованным лазерным излучением [62].

3.2.2 Результаты расчетов

Данное теоретическое исследование проводилось для атомов как более простого для изучения объекта. Теоретически и с помощью численного решения трехмерного нестационарного уравнения Шредингера изучены поляризационные свойства высоких гармоник лазерного излучения в атомарных газах. Основная часть исследования проводилась для атома аргона, для которого известен эффективный модельный потенциал [86], позволяющий с хорошей точностью описывать процессы взаимодействия с высокоинтенсивным лазерным излучением в одноэлектронном приближении.



Рисунок 3.5 – Спектр дипольного отклика атома, ионизуемого линейно поляризованным лазерным импульсом. Приведенные спектры получены в результате численных квантовомеханических расчетов для атома аргона в поле лазерного импульса с пиковой интенсивностью 2×10¹⁴ Вт/см² и длиной волны 1.3 мкм. Рисунок (а) соответствует полному отклику, (б) – вкладу

только «коротких» траекторий электронов.

На рисунке 3.5 (а) приведен спектр дипольного отклика атома под действием линейно поляризованного лазерного импульса с пиковой интенсивностью 2×10^{14} BT/cm² и длиной волны 1.3 мкм. Спектр имеет типичную платообразную структуру с резкой отсечкой в высокочастотной области.

Важной особенностью спектра на рисунке 3.5 (а) является ярко выраженная спектральная модуляция (интенсивности соседних гармоник могут различаться более чем на порядок). Причина этой модуляции состоит в интерференции вкладов различных источников в отклик на данной частоте. В полуклассической модели ГГВП такими источниками являются различные траектории, при движении по которым электрон приобретает одну и ту же кинетическую энергию к моменту возврата к родительскому иону. Квантовые теории ГГВП дают фактически аналогичную интерпретацию этого явления, сформулированную в терминах квантовых траекторий электрона [87, 88].

В низкочастотной части плато спектральная модуляция имеет квазислучайный характер, что является следствием интерференции вкладов многих электронных траекторий. В высокочастотной части спектральная модуляция приобретает регулярный характер. Объяснением этого факта является то, что в генерации высших гармоник участвуют только две электронных траектории. Это так называемые «длинная» и «короткая» траектории, соответствующие электрону, оторванному от атома до и после начального момента для траектории, отвечающей максимальной энергии электрона в момент возврата к родительскому иону (см. рисунок 3.6).



Длинные траектории

Рисунок 3.6 – Осциллограммы (а) и фазовый портрет (б) семейства траекторий электронов, оторванных классических ОТ атома В линейно поляризованном Разные синусоидальном лазерном поле. траектории соответствуют разным фазам поля в момент отрыва электрона. Синие кривые соответствуют «коротким» траекториям ($\omega_0 t_0 > 108^\circ$), красные – «длинным» траекториям ($\omega_0 t_0 < 108^\circ$). Зеленая кривая – сепаратриса $(\omega_0 t_0 = 108^\circ),$ соответствующая максимальной энергии электрона в момент возврата к родительскому иону.

Развитая в работе [89] теория показывает, что вклады в суммарное излучение гармоник от различных типов траекторий при эллиптически поляризованной накачке обладают существенно различающимися поляризационными свойствами. Угол поворота эллипса поляризации гармоник и их эллиптичность зависят от номера гармоники; при этом направления поворота эллипса поляризации для вклада «короткой» и «длинной» траекторий противоположны, а эллиптичность поляризации для «короткой». Как результат, интерференция вкладов различных траекторий может оказывать значительное влияние не только на спектральные интенсивности гармоник (рисунок 3.5), но и на их поляризационные свойства.

Для проверки основных выводов теории [89] и детального изучения влияния интерференции траекторий на поляризационные свойства гармоник нами были

проведены численные расчеты, в которых использована процедура селекции вкладов различных квантовых траекторий в атомный дипольный отклик. Селекция траекторий осуществлялась путем искусственного введения поглощающих зон в пределах области интегрирования при численном решении нестационарного уравнения Шредингера. В отличие от метода мнимого потенциала, широко используемого для введения поглощающих границ в координатном пространстве, нами был использован импульсно-селективный поглотитель на базе разработанной участниками проекта техники [90], которая учитывает спектральный состав падающего на данную границу электронного волнового пакета. Эта техника позволяет вводить поглощение не только в координатном, но и в импульсном пространстве или вообще в произвольной области фазового пространства. Возможные конфигурации поглощающих зон в фазовом пространстве, которые могут использоваться для выделения вклада «коротких» траекторий, видны из рисунка 3.6 (б) (см. пунктирные линии): (1) $x/x_{\rm osc} < -1.1273;$ (2) $(x/x_{\rm osc} < -0.2778) \land (v/v_{\rm osc} < -0.6917)$ (здесь $x_{\rm osc} = E_0/\omega^2$ и $v_{\rm osc} = E_0/\omega$ соответственно средние осцилляторные радиус и скорость электрона В синусоидальном электрическом поле).

0 высокой степени подавления траекторий вклада длинных В высокочастотный атомный отклик с помощью использованной нами процедуры свидетельствуют рисунки 3.5 (б) и 3.7. Спектр на рисунке 3.5 (б) не содержит интерференционной модуляции, наблюдавшейся на рисунке 3.5 (a). что подтверждает наличие в данном случае только одного источника нелинейного отклика («короткая» траектория). Еще более наглядное представление о спектрально-временной структуре сигнала гармоник дают приведенные на рисунке 3.7 спектрограммы (построенные как скалограммы вейвлет-преобразования [91, 92] дипольного отклика атома).



Рисунок 3.7 – Скалограмма вейвлет-преобразования дипольного отклика атома, ионизуемого линейно поляризованным лазерным импульсом. Верхний рисунок соответствует полному отклику, нижний – вкладу только «коротких» траекторий.

Спектрограмма в верхней части рисунка 3.7 построена для полного сигнала атомного отклика. Растущие (положительный чирп) и спадающие (отрицательный области чирп) участки В высокочастотной спектрограммы отвечают, соответственно, «коротким» и «длинным» траекториям; аналогичные структуры в области более низких частот отвечают еще более длинным траекториям (с длительностью более периода лазерного поля). Спектрограмма в нижней части рисунка 3.7 построена для сигнала, полученного в случае, когда осуществлялась описанная выше селекция траекторий. Хорошо видно, что в этом случае в анализируемом сигнале на всех гармониках, кроме самых низких, присутствует вклад только самой короткой траектории.

Результаты проведенного нами теоретического и численного исследования роли различных электронных траекторий в формировании поляризационных свойств высоких гармоник представлены на рисунках 3.8 и 3.9. Вычисления угла поворота главных осей эллипса поляризации и ее эллиптичности производились на основе расчета параметров Стокса [93, 94] для вектора индуцированного дипольного ускорения.



Рисунок 3.8 – Зависимость угла поворота эллипса поляризации атомного отклика от номера гармоники для вкладов «короткой» (нижняя ветвь) и «длинной» (верхняя ветвь) электронных траекторий. Пунктирная кривая – результат расчетов из анализа классических траекторий; сплошная кривая – результат квантовомеханических расчетов в рамках теории [89]; черные прямоугольники – результаты численных расчетов для вклада «коротких» траекторий. Расчеты проведены для атома аргона. Интенсивность лазерного излучения 2×10^{14} Bt/cm², длина волны 1.3 мкм, эллиптичность $\varepsilon = E_{0y}/E_{0x} = 0.1$.

На рисунке 3.8 изображена зависимость угла поворота эллипса поляризации атомного отклика от номера гармоники для вкладов «короткой» и «длинной» электронных траекторий. Наряду с квантовомеханическим рассмотрением этот угол может быть приближенно получен также из анализа классических траекторий как угол, под которым электрон с энергией, соответствующей данной гармонике, налетает на родительский ион при возвращении к нему; результат классического расчета также приведен на рисунке 3.8.

Из рисунка 3.8 видно, что классическое приближение дает для угла поворота эллипса поляризации результаты, вполне удовлетворительно согласующиеся с результатами численных расчетов. Вместе с тем для всех гармоник, начиная с 31-й,

численные расчеты дают заметную квантовую поправку, которая достаточно адекватно учитывается квантовой теорией.



Рисунок 3.9 – Зависимость эллиптичности поляризации атомного отклика от номера гармоники для вкладов «короткой» (верхняя ветвь) и «длинной» (нижняя ветвь) электронных траекторий. Сплошная кривая – результаты квантовомеханических расчетов в рамках теории [89]; черные прямоугольники – результаты численных расчетов для вклада «коротких» траекторий. Параметры – те же, что на рисунке 3.8.

На рисунке 3.9 представлена зависимость эллиптичности поляризации атомного отклика от номера гармоники для вкладов «короткой» и «длинной» электронных траекторий. Эллиптичность гармоник в классическом приближении оказывается ненулевой лишь при квантовомеханическом равна нулю И рассмотрении. Она, как показывает анализ полученных нами результатов, является квантовомеханической неопределенности компоненты импульса следствием электрона, поперечной по отношению к направлению его движения при возврате к родительскому иону, и поперечной неоднородности свободной части электронного волнового пакета в области его перекрытия с волновой функцией связанного состояния. Квантовомеханическая теория [89] дает удовлетворительное описание изменения эллиптичности поляризации гармоник с ростом их номера. Расхождение между результатами аналитических и численных расчетов для низких (N<39) гармоник может быть объяснено ухудшением качества селекции электронных траекторий при численных расчетах для области низких энергий.

Важный вывод, следующий из проведенного рассмотрения, состоит в том, что, как и предсказывалось теорией [89], вклады различных типов электронных траекторий в состояние поляризации гармоник сильно различаются. Углы поворота эллипса поляризации, даваемые «короткой» И «длинной» траекториями, противоположны по знаку, а разность углов поворота может быть очень значительной: даже в представленном на рисунке 3.8 случае небольшой ($\varepsilon = 0.1$) эллиптичности поляризации падающего излучения эта разность достигает 25°. Эллиптичность поляризации гармоник для «короткой» траектории значительно выше, чем для «длинной»: так, для случая, представленного на рисунке 3.9, отношение соответствующих величин достигает 2–2.5. Поскольку в суммарном нелинейном отклике, вообще говоря, присутствуют вклады всех траекторий, важно выяснить, как интерференция этих вкладов сказывается на итоговом состоянии поляризации генерируемых гармоник.

Ниже представлены зависимости угла поворота эллипса поляризации атомного отклика (рисунок 3.10) и ее эллиптичности (рисунок 3.11) от номера гармоники, вычисленные с учетом вкладов всех электронных траекторий. Для сравнения представлены также соответствующие зависимости для вклада только «короткой» траектории.

Как видно из представленных рисунков, на состояние поляризации излучения высоких гармоник сильное влияние оказывает эффект интерференции квантовых траекторий, проявляющийся в сильно немонотонных зависимостях угла поворота главных осей эллипса поляризации и эллиптичности атомного нелинейного отклика от номера генерируемой гармоники. Хотя общей тенденцией изменения обеих этих величин является, как и предсказывает теория [89], уменьшение их абсолютных значений с увеличением номера гармоники, отклонения этих значений от средних могут быть очень значительными. Как результат квантовой интерференции, для соседних гармоник разность углов поворота эллипса поляризации может достигать нескольких десятков градусов, а эллиптичность поляризации может различаться по абсолютной величине в несколько раз (при этом направления вращения поля соседних гармоник могут даже быть противоположными).


Рисунок 3.10 – Зависимость угла поворота эллипса поляризации атомного отклика от номера гармоники. Черные точки (изрезанные кривые) – результаты расчета для полного отклика, синие точки (гладкие кривые) – для вклада только «коротких» траекторий электронов. Расчеты проведены для атома аргона. Интенсивность лазерного излучения 2×10^{14} BT/cm², длина волны 1.3 мкм, эллиптичность $\varepsilon = E_{0y}/E_{0x} = 0.1$ (левый рисунок) и 0.2 (правый рисунок).



Рисунок 3.11 – Зависимость эллиптичности поляризации атомного отклика от номера гармоники. Обозначения и параметры – те же, что на рисунке 3.10.

Проведенное исследование показывает, что для генерации высоких гармоник и аттосекундных импульсов с хорошо контролируемым состоянием поляризации необходимо осуществлять эффективный контроль вкладов различных электронных траекторий в суммарный сигнал гармоник. Одна из возможностей осуществления такого контроля обеспечивается тем, что макроскопические поля гармоник, порождаемые различными квантовыми траекториями, обладают сильно различающимися пространственно-временными характеристиками [95–97]. Известно, что фаза обусловленного «длинной» траекторией вклада в заданную гармонику меняется с изменением интенсивности лазерного излучения гораздо быстрее, чем фаза вклада от «короткой» траектории [96]. Поскольку интенсивность поля в лазерном пучке зависит от координат и времени, сильно различающееся поведение основных источников высокочастотного атомного отклика с изменением лазерной интенсивности обуславливает сильные пространственные и спектральные различия порождаемых ими вкладов в суммарное макроскопическое поле гармоник. В частности, компонента излучения гармоник, соответствующая «длинным» траекториям, имеет значительно большую пространственную расходимость, чем в случае «коротких» траекторий. Это позволяет за счет пространственной селекции (с помощью диафрагм и/или изменения условий фокусировки) выделять вклады тех или иных траекторий. Недавний прогресс в осуществлении макроскопического контроля вкладов электронных квантовых траекторий в суммарное поле гармоник и их интерференции [98, 99] позволяет заключить. ЧТО такой контроль может стать эффективным средством манипулирования поляризационным состоянием генерируемых высоких гармоник и аттосекундных импульсов.

3.2.3 Выводы

Проведенные исследования показали, что состояние поляризации высоких гармоник, генерируемых в лазерном поле произвольной поляризации, сильно зависит от соотношения вкладов разных групп электронов, участвующих в ГГВП, в суммарное поле гармоник. Эта зависимость обусловлена тем, что вклады в суммарное излучение гармоник от различных типов электронных траекторий обладают существенно различающимися поляризационными свойствами. Пространственная селекция вкладов разных траекторий (с помощью диафрагм и/или изменения условий фокусировки) может позволить осуществлять управление состоянием поляризации излучения высоких гармоник. В частности, такая селекция позволяет подавить эффект интерференции квантовых траекторий электронов, сильно влияющий на поляризационные свойства высоких гармоник. Эта интерференция приводит, в частности, к сильно нерегулярным зависимостям угла поворота эллипса поляризации и эллиптичности атомного нелинейного

отклика от номера генерируемой гармоники. Как показывают проведенные исследования, селекция вкладов электронных траекторий позволяет регуляризовать эти зависимости, что в свою очередь важно для получения аттосекундных импульсов с контролируемым состоянием поляризации.

3.3 Получение предельно коротких импульсов излучения посредством периодически резонансного взаимодействия со средой

3.3.1 Введение

В данном разделе представлены результаты исследований, посвященных поиску и разработке перспективных методов формирования предельно коротких импульсов излучения при воздействии мощного лазерного или микроволнового излучения на атомы газа. Предложенный подход в принципе применим к широкому частотному диапазону, охватывающему как ВУФ и рентгеновское излучение, так и излучение ультрафиолетового (УФ), видимого и инфракрасного (ИК) диапазонов, включая далёкий ИК диапазон. В качестве первого примера рассмотрено формирование фемтосекундных импульсов видимого диапазона в атомарном водороде в поле мощного микроволнового излучения. В силу универсальности рассматриваемого подхода полученные результаты могут быть перенесены на другие частотные диапазоны, включая ВУФ и рентгеновский диапазон.

Техника генерации лазерных импульсов методом синхронизации мод в настоящее время приобрела практически завершённый вид [100]. Продвижение в область меньших длительностей И больших пиковых интенсивностей, импульсов далёкого ИК и ВУФ формирование диапазонов, импульсов рентгеновского и гамма-излучения основаны на новых физических методах. К этим методам относятся: сжатие лазерных импульсов при солитонном режиме распространения в двухуровневой среде [101, 102]; сжатие оптических солитонов в плазменных каналах, созданных в газе [103, 104]; самовоздействие жёстко сфокусированных лазерных импульсов в прозрачной конденсированной среде [105]; генерация импульсов в оптических волокнах с переменной по длине дисперсией [106]; формирование предельно коротких импульсов далёкого ИК и терагерцового диапазонов при взаимодействии излучения с релятивистским

пучком электронов [107, 108]; генерация широкого спектра и формирование субфемтосекундных оптических импульсов при вынужденном комбинационном рассеянии (ВКР) на колебательных или/и вращательных переходах молекул [109-113]. При возбуждении когерентности в ВКР-среде экспериментально получена последовательность фемтосекундных импульсов [114], теоретически показана возможность формирования одиночного импульса длительностью 1 фс [115]. Уменьшение частоты повторения импульсов возможно при ВКР на когерентности между сверхтонкими подуровнями [116, 117]. Формирование аттосекундных импульсов длительностью менее 100 ас достигается при генерации и синфазном сложении высоких гармоник лазерного излучения в газах [118-123]. Ещё более короткие импульсы могут быть получены при ионизации твёрдой мишени в сверхсильном оптическом поле [124-128]. Нами предложен метод формирования ультракоротких импульсов электромагнитного излучения [129-132], основанный на глубокой амплитудно-частотной модуляции монохроматической волны за счет резонансного взаимодействия с квантовой системой в условиях гармонической модуляции частоты резонансного квантового перехода. Он применим для генерации ультракоротких импульсов в различных спектральных диапазонах, начиная от микроволнового и заканчивая гамма-диапазоном. В отличие от большинства перечисленных подходов, эффективных в области прозрачности вещества, этот метод позволяет использовать сильное резонансное взаимодействие для генерации широкого спектра и компенсации разности фаз возникающих гармоник. Нами рассмотрено применение указанного метода для формирования ультракоротких импульсов оптического излучения при резонансном взаимодействии с квантовой системой в условиях неоднородного уширения спектральной линии резонансного перехода. Гармоническая модуляция частоты квантового перехода достигается благодаря осцилляциям положений атомных уровней под действием дополнительного нерезонансного излучения вследствие эффектов Штарка или Зеемана.

3.3.2 Формулировка задачи и аналитическое решение

Мы рассматриваем преобразование плоской монохроматической электромагнитной волны в плоском диэлектрическом слое вещества при условии

гармонической модуляции частоты резонансного квантового перехода низкочастотным электромагнитным полем за счет эффектов Штарка или Зеемана.

Электрическое поле падающей волны имеет вид

$$\vec{E}_{in} = \frac{1}{2}\vec{x}_0 E_0 \exp(ik_0 z - i\omega_0 t) + \hat{E}.\tilde{N}.$$
(3.6)

Здесь \vec{x}_0 – единичный вектор поляризации, ω_0 – частота падающей волны, $k_0 = \omega_0/c$ – волновое число падающей волны, c – скорость света в вакууме.

Поле в среде удовлетворяет волновому уравнению

$$\frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial z^2} - \frac{\varepsilon}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = \frac{4\pi}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{P}}{\partial t^2},\tag{3.7}$$

где \vec{P} – вектор резонансной поляризации среды, ε – нерезонансная диэлектрическая проницаемость.

Частоты ω_{21} квантового перехода частиц спектрально неоднородной среды характеризуются распределением $p(\omega_{21})$ и средним значением $\omega_{21}^0 = \int \omega_{21} p(\omega_{21}) d\omega_{21}$. Вектор резонансной поляризации изотропной среды имеет вид

$$\vec{P} = \vec{x}_0 N \cdot \int \rho_{21}(\omega_{21}) \cdot d_{12} \cdot p(\omega_{21}) d\omega_{21} + \hat{E}.\tilde{N}., \qquad (3.8)$$

где d_{12} – средний дипольный момент квантового перехода, ρ_{21} – недиагональный элемент матрицы плотности, N – концентрация резонансных частиц.

Величина ho_{21} зависит от ω_{21} как от параметра и удовлетворяет уравнению

$$\frac{\partial \rho_{21}}{\partial t} + (i\omega_{21} + \gamma_{21})\rho_{21} = \frac{i}{\hbar}n_{12}d_{21} \cdot E, \qquad (3.9)$$

где γ_{21} – полуширина однородной составляющей спектральной линии перехода, $n_{12} = \rho_{11} - \rho_{22}$ – разность населённостей нижнего и верхнего уровней квантового перехода. В дальнейшем мы ограничиваемся линейным по полю приближением, когда разность населённостей можно считать невозмущенной, $n_{12} = n_{12}^0$. Полагаем $n_{12}^0 > 0$, что соответствует резонансному поглощению поля.

В присутствии дополнительного нерезонансного излучения частоты Ω, которое ниже мы называем модулирующим, атомные энергетические уровни начинают осциллировать с этой частотой вследствие эффектов Штарка или

Зеемана, что приводит к модуляции частоты $\omega_{21}(t)$. Если толщина среды *h* мала по сравнению с длиной волны модулирующего излучения, $h \ll 2\pi c/\Omega$, то частоты квантовых переходов всех частиц изменяются синфазно

$$\omega_{21}(t) = \overline{\omega}_{21} + \Delta \cos(\Omega t) \,. \tag{3.10}$$

Здесь $\omega_{21}(t)$ – частота перехода в присутствии модулирующего поля, $\overline{\omega}_{21}$ – частота перехода в отсутствие модулирующего поля, Δ – глубина модуляции частоты квантового перехода.

Уравнение (3.9) для недиагонального элемента матрицы плотности в присутствии модулирующего поля принимает вид

$$\frac{\partial \rho_{21}}{\partial t} + \left(i\overline{\omega}_{21} + \gamma_{21}\right)\rho_{21} + i\Delta\cos(\Omega t)\rho_{21} = \frac{i}{\hbar}n_{12}d_{21} \cdot E.$$
(3.11)

Далее считаем диэлектрическую проницаемость вещества близкой к единице, $\varepsilon \approx 1$, так что граничные условия на торцах образца сводятся к равенству напряжённостей электрического поля в среде и за ее границами, $\vec{E}\Big|_{z=0} = \vec{E}_{in}\Big|_{z=0}$ и

$$\left. \vec{E}_{tr} \right|_{z=h} = \left. \vec{E} \right|_{z=h}.$$

После преобразования в среде поле приобретает вид:

$$\vec{E} = \frac{1}{2}\vec{E}_0 \exp(ikh) \times$$

$$\times \sum_{m=-\infty}^{+\infty} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} (-1)^m J_n(P) J_{n-m}(P) \exp(-g_n h) \exp(ik_m(z-h) - i\omega_m t) + \hat{E}\tilde{N}., \qquad (3.12)$$

где $k = \sqrt{\varepsilon}\omega_0/c$ – волновое число в среде, $P = \Delta/\Omega$ – индекс модуляции, $J_n(P)$ – функции Бесселя первого рода, $\omega_m = \omega_0 + m\Omega$, $k_m = \omega_m/c$, $g_n \equiv g(\omega_n)$ – комплексные декременты гармоник поля.



Рисунок 3.12 – Спектр поля (3.12), преобразованного при резонансном взаимодействии с квантовой системой при значениях параметров P = 2.0, $\eta = 10$, $\xi = -12.5$, G = 10. Обозначения: 1 – амплитуды, 2 – фазы спектральных компонент поля (3.12).

Амплитуды и фазы гармоник поля (3.12) и его временную зависимость, определяют четыре безразмерных параметра

$$P = \frac{\Delta}{\Omega}, \quad \eta \equiv \frac{\Omega}{\sigma}, \quad \xi \equiv \frac{\omega_0 - \omega_{21}^0}{\sigma}, \quad G \equiv \operatorname{Re} g_{\max} h, \quad (3.13)$$

где P – глубина модуляции частоты квантового перехода, отнесённая к частоте модуляции, η – частота модуляции, отнесённая к неоднородной ширине линии квантового перехода, ξ – отстройка частоты падающей волны от частоты квантового перехода, отнесённая к неоднородной ширине линии перехода, G – оптическая толщина среды.

В резонансном приближении, $|\omega_0 - \overline{\omega}_{21}| << \overline{\omega}_{21}$, и приближении медленно меняющихся амплитуд, $\max |g_n| << k$, $\Delta << \overline{\omega}_{21}$

$$g_n = \frac{2\pi N n_{12}^0 \omega_0 |d_{12}|^2}{\sqrt{\varepsilon}\hbar c} \int \frac{p(\overline{\omega}_{21}) d\overline{\omega}_{21}}{\gamma_{21} + i(\overline{\omega}_{21} - \omega_n)}.$$
(3.14)

Если распределение резонансных частот частиц среды близко к распределению Гаусса, $p(\overline{\omega}_{21}) = \frac{1}{\sqrt{\pi}\sigma} \exp\left\{-\frac{(\overline{\omega}_{21} - \omega_{21}^0)^2}{\sigma^2}\right\}$, и $\sigma >> \gamma_{21}$, получаем

$$g_n = \frac{2\pi^{\frac{5}{2}} N n_{12}^0 \omega_0 |d_{12}|^2}{\sqrt{\varepsilon} \hbar c \sigma} \bigg[\exp(-\delta_n^2) - \frac{i}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{e^{-(z+\delta_n)^2} - e^{-\delta_n^2}}{z} dz \bigg],$$
(3.15)
где $\delta_n = \frac{\omega_n - \omega_{21}^0}{\sigma}.$

Резонансное взаимодействие монохроматического излучения со средой в условиях гармонической модуляции частоты квантового перехода может приводить к качественному изменению спектра излучения. Соответственно изменяется временная зависимость, которая в общем случае соответствует амплитудно-частотной модуляции поля.

3.3.3 Формирование импульсов

Ниже представлены результаты численного поиска оптимальных значений параметров (3.13), при которых преобразованное в среде поле принимает вид импульсной последовательности, и импульсы поля на выходе из среды имеют максимальное значение пиковой интенсивности по отношению к интенсивности падающей волны, $I_{\text{max}}/I_0 \rightarrow \text{max}$. Нами найдено несколько оптимальных наборов значений параметров, окончательный выбор которых определяется возможностями экспериментальной реализации. Одним из оптимальных является следующий набор: P = 2.0, $\eta = 10$, $\xi = -12.5$, G = 10. Спектр излучения, соответствующий указанным значениям параметров, имеет вид, изображённый на рисунке 3.12. Зависимость интенсивности поля от времени изображёна на рисунке 3.13.



Рисунок 3.13 – Зависимость интенсивности сформированных импульсов от времени при значениях параметров, указанных на рисунке 3.12. Обозначения: 1 – мгновенная интенсивность, 2 – средняя интенсивность резонансного излучения.

Согласно результатам численного исследования, оптимальной ЛЛЯ формирования интенсивных импульсов является область значений параметров *P*η >>1, в которой ширина спектра излучения (3.12) существенно превышает ширину линии перехода. Подбор оптимальных значений параметров сводится к тому, чтобы минимизировать потери энергии поля вследствие резонансного поглощения и, вместе с тем, наилучшим образом синхронизовать спектральные компоненты на выходе из среды за счет резонансного набега фаз. В результате средняя интенсивность поля на выходе почти не уменьшается, а перераспределение интенсивности во времени за счет синхронизации спектральных компонент приводит к глубоким провалам и мощным всплескам, существенно превышающим интенсивность на входе в среду. При выбранных значениях параметров (3.13) пиковая интенсивность импульсов превышает интенсивность падающей волны более чем в четыре раза. Длительность импульсов составляет 1/6 периода повторения. Сформированные импульсы являются частотно модулированными, внутриимпульсная частотная модуляция проиллюстрирована на рисунке 3.14.

Компенсация частотной модуляции даёт возможность сжатия сформированных импульсов и увеличения пиковой интенсивности.



Рисунок 3.14 – Зависимость мгновенной фазы и мгновенной частоты сформированных импульсов от времени при значениях параметров, указанных на рисунке 3.12. Обозначения: 1 – мгновенная фаза, 2 – мгновенная частота резонансного излучения.

3.3.4 Компрессия сформированных импульсов

Далее рассмотрена возможность преобразования излучения, испытавшего резонансное взаимодействие с частотно модулированной средой, в прозрачной диспергирующей среде. По мере распространения излучения в диспергирующей среде изменяются относительные фазы гармоник. В среде с квадратичной дисперсией $k(\omega + n\Omega) \cong k(\omega) + k'_{\omega}n\Omega + \frac{1}{2}k''_{\omega\omega}n^2\Omega^2$. При прохождении сквозь слой диспергирующей среды с квадратичной дисперсией толщины L поле (3.12) принимает вид

$$\vec{E} = \frac{1}{2}\vec{E}_0 \exp(i\varphi_0(h,L)) \sum_{m=-\infty}^{+\infty} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} (-1)^m \exp\left(i\frac{1}{2}k_{\omega\omega}^{"}m^2\Omega^2L\right) \times J_n(P)J_{n-m}(P)\exp\left(-g_nh\right)\exp\left(ik_mz - i\omega_m(t-t_0)\right) + \hat{E}.\tilde{N}.$$
(3.16)

Подбор оптимального значения параметра $k_{\omega\omega}^{"}\Omega^{2}L$, характеризующего дисперсию среды, позволяет полностью скомпенсировать линейную составляющую девиации частоты поля (3.16). Одному из оптимальных решений соответствуют значения P = 6.8, $\eta = 1.4$, $\xi = -4.8$, G = 7.8, $k_{\omega\omega}^{"}\Omega^{2}L = -2.800$. Зависимость интенсивности поля от времени приведена на рисунке 3.15. Пиковая интенсивность превышает интенсивность падающей волны более чем в семь раз, длительность импульсов составляет 1/15 от периода повторения.



Рисунок 3.15 – Зависимость интенсивности импульсов, сформированных при резонансном взаимодействии с квантовой системой и прошедших компрессию в среде с квадратичной дисперсией, от времени, при P = 6.8, $\eta = 1.4$, $\xi = -4.8$, G = 7.8, $k_{\omega\omega}^{"}\Omega^{2}L = -2.800$. Обозначения: 1 – мгновенная интенсивность, 2 – средняя интенсивность резонансного излучения.

Компенсация нелинейной составляющей девиации частоты, достигающаяся в призменных компрессорах и зеркалах с программируемой дисперсией, дает возможность дальнейшей компрессии импульсов. При полной компенсации разности фаз гармоник поле (3.12) принимает вид

$$\vec{E} = \frac{1}{2}\vec{E}_0 e^{i\phi_0} \sum_{m=-\infty}^{+\infty} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} |J_n(P)J_{n-m}(P)| \exp\{-\operatorname{Re}(g_n)h\} e^{ik_m(z-h)-i\omega_m t} + \hat{E}\tilde{N}.$$
 (3.17)

Временная зависимость интенсивности импульсов, сформированных при значениях параметров P = 16, $\eta = 22.4$, $\xi = -291.2$, G = 80 и полной компенсации разности фаз гармоник изображена на рисунке 3.16. Пиковая интенсивность превышает интенсивность падающей волны в четырнадцать раз, длительность импульсов составляет 1/34 от периода повторения.



Рисунок 3.16 – Зависимость интенсивности импульсов, сформированных при резонансном взаимодействии с квантовой системой после компенсации разности фаз гармоник, от времени, при P = 16, $\eta = 22.4$, $\xi = -291.2$, G = 80. Обозначения: 1 – мгновенная интенсивность, 2 – средняя интенсивность резонансного излучения.

Изложенный подход к формированию импульсов электромагнитного излучения не ограничен конкретным частотным диапазоном ни в отношении исходного резонансного, ни в отношении модулирующего излучения. Очевидно, экспериментальная реализация изложенного метода допускает использование импульсных полей, если их длительность превышает время релаксации резонансной поляризации среды. Как видно из рисунков 3.15 и 3.16, длительность сформированных импульсов может составлять менее одной тридцатой периода модулирующего поля и менее одной шестисотой времени релаксации резонансной поляризации среды. Оптимальный подбор среды и источников модулирующего и

обеспечить резонансного излучения может возможность формирования ультракоротких импульсов в различных частотных диапазонах, начиная с далекого ИК и заканчивая ВУФ и рентгеновским излучением. В качестве примера рассмотрим кювету продольного размера h = 1 мм, заполненную атомарным водородом с давлением p = 20 тор и температурой 400 К, в условиях тлеющего разряда. Квазирезонансное излучение второй гармоники титан-сапфирового лазера $\lambda_0 = 409,45$ HM взаимодействует с δ -переходом серии Бальмера $\lambda_{21} = 410,17$ нм, который имеет гауссов профиль линии поглощения с шириной 5 ГГц. Разность населённостей n_{12} между энергетическими уровнями δ -перехода (с главными квантовыми числами n = 2 и n = 6) поддерживается равной 0,02. Модуляция частоты б-перехода за счет эффекта Штарка обеспечивается излучением гиротрона с частотой $\Omega/2\pi = 80$ ГГц, сфокусированного в пучок эффективной площадью S = 1 см². При импульсной мощности гиротрона P = 770 КВт оптические импульсы, сформированные в среде с модулированной частотой резонансного квантового перехода, после компенсации частотной модуляции будут иметь вид, изображенный на рисунке 3.16. Длительность импульсов составит $\tau = 370$ фс, а период их повторения – T = 12.5 пс. Если в качестве источника модулирующего излучения выбрать СО₂-лазер, существует возможность формирования импульсов ВУФ излучения длительностью порядка одной фемтосекунды.

3.3.5 Выводы

В рамках проведенного исследования рассмотрено преобразование монохроматического излучения при резонансном взаимодействии с квантовой системой в условиях гармонической модуляции частоты и неоднородного уширения линии резонансного квантового перехода. Гармоническая модуляция частоты перехода создается дополнительным нерезонансным излучением, благодаря эффектам Штарка и Зеемана. Показано, что падающее резонансное излучение при определённых условиях преобразуется в последовательность ультракоротких импульсов, длительность которых обратно пропорциональна глубине модуляции частоты квантового перехода, период повторения равен

периоду модулирующего излучения, а пиковая интенсивность может многократно превышать интенсивность падающей волны. Показана возможность компрессии сформированных импульсов посредством компенсации внутриимпульсной частотной модуляции. Численно исследована компрессия импульсов в среде с квадратичной дисперсией и среде с программируемой дисперсией. Показано, что компенсация линейной и нелинейной составляющих девиации частоты позволяют существенно увеличить пиковую интенсивность и уменьшить длительность импульсов. Произведена численная оптимизация формирования импульсов и определены оптимальные значения параметров взаимодействия излучения с веществом. Показана возможность формирования фемтосекундных импульсов излучения, квазирезонансного δ -переходу серии Бальмера атомарного водорода. Предложенный подход к формированию импульсов электромагнитного излучения применим в широкой частотной области и перспективен в традиционно труднодоступных частотных диапазонах, таких как далёкий ИК, ВУФ и рентгеновский диапазоны.

4 Проведение расчетов и математического моделирования для разработки теории генерации мягкого рентгеновского излучения при нелинейном взаимодействии релятивистки сильного оптического излучения с резкой границей плазмы (Анализ режима хаотических колебаний резкой границы плазмы в поле сверхсильного излучения и его влияния на процесс генерации высоких гармоник)

4.1 Введение

Хорошо известно, что при взаимодействии релятивистски-интенсивного лазерного излучения с границей непрозрачной для него плазмы в отражённом сигнале возможно наблюдение высоких гармоник в области мягкого рентгеновского диапазона [133]. Было предложено несколько возможных механизмов генерации высоких гармоник на твердотельной плазме. Среди них особенно известны механизм осциллирующего релятивистского зеркала [134] и механизм когерентного излучения кильватерной волны [135]. При этом при одних и тех же параметрах импульса и среды возможна генерация как по первому, так и по второму механизмам. Однако в случае резкой границы плазмы механизм когерентного излучения кильватерной волны не работает. Известно также, что в общем случае механизм осциллирующего зеркала более эффективен [136], поэтому в рамках данного проекта исследовалось взаимодействие сверхсильного лазерного излучения с резкой границей плазмы.

Для простоты был рассмотрен случай нормального падения в одномерной геометрии. Первоначально плазма считается однородно распределённой в полупространстве. Динамикой ионов пренебрегается в силу того, что рассматриваются времена, много меньшие характерного времени отклика ионов – обратной ионной плазменной частоты. Для анализа происходящих процессов был использован одномерный код, численно решающий систему уравнений Максвелла – Власова.

В ходе исследований были проведены расчёты в широком интервале параметров плазмы и лазерного импульса. В процессе расчётов были использованы следующие параметры численной сетки. В пространственном направлении использовалось 256 точек на период лазерной волны (или порядка 50-100, в зависимости от плотности, точек на период плазменной волны). Численный домен занимал пространство в 8 мкм. Импульс электронов лежал в пределах от -20mc до 20*тс*, где т – масса электрона, с – скорость света. Сетка содержала 1024 шага по импульсному направлению. Ионы в расчётах, представленных в данной работе, считались неподвижными. Моделирование с подвижными тяжёлыми ионами (имеющих большое отношение массы к их заряду, в частности, использовались ионы Au⁶⁺) показал, что на рассматриваемых временах (порядка 100 фс) их движение не оказывает заметного влияния на динамику процессов. В качестве лазерного импульса был использован импульс трапецеидальной формы длительностью в 10 периодов поля с характерным временем нарастания амплитуды от нуля до максимального значения – два периода поля.

Нами было проведено комплексное исследование динамики взаимодействия лазерного излучения с закритической плазмой в следующем интервале параметров. Амплитуда импульса $a_0 = eE_0/m\omega c$ (e – элементарный заряд, E_0 – амплитуда электрического поля в волне, ω — частота поля) изменялась от 0 до 20 с шагом 0,5, параметр закритичности плазмы $n_0 = N_e/N_{cr}$ (N_e — первоначальная концентрация

электронов, $N_{cr} = m\omega^2/4\pi e^2$ – критическая для данной частоты плотность плазмы) изменялся от 10 до 30 с шагом 1. Таким образом, в общей сложности было проведено 820 расчётов, которые позволили получить сравнительно полную картину взаимодействия в указанном интервале параметров.

4.2 Описание и анализ хаотического режима колебаний

Главной особенностью исследуемой области параметров, которая была обнаружена в процессе исследований, является наличие режима хаотических колебаний плазменной границы в поле лазерной волны. При чём переход к этому режиму осуществлялся резко – уже при небольшом изменении одного из параметров вблизи порогового значения. В частности, на рис. 4.1 приведено сравнение двух расчётов, проведённых при одинаковой амплитуде $a_0 = 5$, но слегка различных плотностях плазмы $n_0 = 12$ (слева) и $n_0 = 11$ (справа). Можно отметить, что несмотря на различается существенно. При меньшей плотности происходит заметное увеличение амплитуды колебаний плазменной границы с одновременной хаотизацией этих колебаний (рис. 4.1). И то, и другое вкупе с резкой границей режима говорит о том, что наблюдается нелинейный резонанс, природа которого, по всей видимости, заключается в нелинейной зависимости массы электронов от амплитуды колебаний, вызванной эффектом лоренцевского увеличения массы.



Рисунок 4.1 – Сравнение пространственно временной динамики границы закритической плазмы в поле сверхсильного лазерного импульса амплитуды $a_0 = 5$ для значения параметра закритичности $n_0 = 12$ (слева) и $n_0 = 11$ (справа).

Качественно эффект хаотизации колебаний может быть объяснён нелинейным резонансом, который может наблюдаться в рассматриваемой системе. Действительно, рассмотрим выражение для частоты свободных колебаний электронов в плазме:

$$\omega_e^2 = 4\pi e^2 N_e/m \tag{4.1}$$

Во время взаимодействия релятивистски-интенсивного лазерного излучения с плазмой возможно наблюдение двух основных эффектов, оказывающих влияние на эффективное значение плазменной частоты ω_e^* : первый связан с релятивистским увеличением эффективной массы электрона $m^* = \gamma m$ (где γ – гамма-фактор электронов), второй – с перераспределением электронов пондеромоторной силой, что приводит к изменению локальной концентрации электронов. Если первый эффект преобладает, то в ультрарелятивистском режиме имеем следующие характерные зависимости:

$$\omega_e^{*^2} \sim 1/m^* \sim 1/\gamma \sim 1/a_0 \tag{4.2}$$

Из выражения (4.2) следует, что с увеличением амплитуды лазерного излучения эффективная плазменная частота падает, следовательно, при достаточно большом значении амплитуды она может сравняться с частотой пондеромоторной силы, раскачивающей граничные электроны. В этом случае будет наблюдаться нелинейный резонанс. Приравнивая эффективную частоту нелинейных собственных колебаний электронов и частоту вынуждающей силы, имеем:

$$\omega_e^{*^2} = (2\omega)^2$$
$$A\omega_e^{*^2/a_0} = 4\omega^2$$
$$An_0/4a_0 = 1$$

где A – некая константа, определяющая точную функцию зависимости эффективной плазменной частоты от амплитуды импульса в соотношении (4.2). Несмотря на то, что точное значение коэффициента A нельзя определить из подобных качественных рассуждений, можно предполагать, что он порядка единицы. Более точное сравнение приведённой модели с результатами численных расчётов даёт значение $A \approx 2$, однако точное его значение слегка варьируется в зависимости от параметров системы.

4.3 Нарушение когерентности генерируемых высоких гармоник

Важным аспектом хаотического режима взаимодействия лазерного излучения с твердотельной плазмой является то, что генерируемые на плазме гармоники

теряют свою когерентность. При регулярных колебаниях все поверхностные электроны двигаются когерентно с лазерным импульсом и, следовательно, между собой. Однако, при переходе когерентны К xaocy электроны перемешиваются, и их движение теряет когерентность. Это может иметь значение в приложении к генерации аттосекундных импульсов. На рис. 4.2 сверху приведены спектры отражённых от плазмы импульсов для случая регулярной (слева) и хаотической (справа) динамики границы. Видно, что при переходе к хаосу линейчатый спектр становится, фактически, сплошным, что косвенно подтверждает декогеренцию гармоник. Чтобы подтвердить факт уменьшения когерентности, ниже на том же рисунке приведён отражённый сигнал, пропущенный через высокочастотный фильтр. Сигнал представляет собой последовательность аттосекундных всплесков, идущих в регулярном режиме с постоянным периодом, равным удвоенному периоду лазерного излучения. В хаотическом же режиме можно отметить две особенности: во-первых, нарушается строгая периодичность импульсов, а во-вторых, заметно понижается их амплитуда. Оба факта без сомнения указывают на то, что гармоники, генерируемые в хаотическом режиме, обладают меньшей когерентностью. Это является важным, поскольку, вообще говоря, понижение плотности мишени должно приводить к увеличению числа генерируемых гармоник. Это связано с тем, что, как известно, чем меньше плотность плазмы, тем сильнее амплитуда колебаний границы и, следовательно, выше энергия колеблющихся частиц. В недавних работах [137, 138] было показано, что излучение гармоник хорошо описывается синхротронным механизмом, для которого максимальный номер генерируемой гармоники пропорционален кубу энергии электронов. Таким образом, мы получаем, что уменьшение плотности плазмы приводит к увеличению количества гармоник. И, действительно, на рис. 4.2 хорошо видно, что амплитуда высоких гармоник в хаотическом режиме практически на порядок выше, чем в регулярном. Однако, для получения аттосекундного импульса необходимо, чтобы генерируемые гармоники были жёстко связаны по фазе, что обычно достигается когерентностью движения электронов в плазме, обеспечиваемой их когерентностью с падающим лазерным импульсом. Однако, в режиме хаотических колебаний генерируемые гармоники некогерентны и, следовательно, порог хаотического режима является оптимальным

значением плотности плазмы с точки зрения генерации аттосекундных импульсов максимальной амплитуды и минимальной длительности.



Рисунок 4.2 – Сравнение отражённых сигналов при взаимодействии лазерного импульса амплитуды $a_0 = 5$ с плазменными слоями плотностью $n_0 = 12$ (слева) и $n_0 = 11$ (справа). Сверху приведены спектры отражённых сигналов, снизу – вид сигнала после наложения высокочастотного фильтра

4.4 Выводы

В рамках проекта проведено исследование обнаруженного в нашей группе процесса хаотизации колебаний резкой плазменной границы в поле релятивистскиинтенсивного линейно поляризованного лазерного импульса. Путём одномерного численного моделирования показано, что имеется пороговая интенсивность лазерного излучения, при которой происходит качественное изменение динамики взаимодействия. Если при малых интенсивностях колебания плазменной поверхности регулярны и когерентны с осцилляциями пондеромоторной силы в падающей волны, то при превышении пороговой интенсивности наблюдается хаотизация этих колебаний и, как следствие, потеря ими когерентности. Причиной наступления хаотизации является нелинейный резонанс, наступающий в силу зависимости частоты плазменных колебаний от амплитуды им пульса в силу лоренцевского увеличения массы электронов. При доступных на данный момент интенсивностях описываемый эффект может наблюдаться только в нестандартных мишенях таких, как, например, нанопористые материалы. Однако, планируемое в ближайшие годы увеличение мощности лазерных установок может дать возможность экспериментального наблюдения эффекта хаотизации в обычных твердотельных мишенях.

Хаотизация колебаний плазменной границы приводит к тому, что гармоники, генерируемые на поверхности слоя, теряют свою когерентность, в результате аттосекундные импульсы в хаотическом режиме имеют меньшую длительность и амплитуду по сравнению с регулярным режимом.

5 Проведение расчетов и математического моделирования для разработки установки по когерентной генерации мягкого рентгеновского излучения при накачке многозарядных ионов инертных газов оптическим излучением фемтосекундного лазера тераваттного уровня мощности.

Целью данного этапа НИР было исследование генерации когерентного рентгеновского излучения при накачке многозарядных ионов инертных газов фемтосекундными лазерными импульсами тераваттного уровня мощности. Проведенные теоретические исследования состояли из двух частей. Во-первых, была рассчитана функция распределения электронов по энергии (ФРЭЭ) в лазерной плазме, образующейся лазерными при накачке мощными импульсами диэлектрического капилляра, заполненного инертным газом. Активной средой рентгеновского лазера являются восьмизарядные ионы инертного газа, в которых присутствуют энергетическом спектре переходы с энергиями, соответствующими рентгеновскому диапазону. Возбуждение верхнего лазерного уровня происходит за счет соударений атомов с высокоэнергетичными (~100эВ) электронами, освободившимися при ионизации (столкновительная накачка). Расчет ФРЭЭ показывает, какая часть электронов имеет достаточные для возбуждения

лазерных уровней энергии, т.е. насколько эффективной будет столкновительная накачка. Вторая часть теоретического исследования заключалась в моделировании лазерной генерации в активной среде (Xe IX) и получении временной зависимости интенсивности рентгеновского импульса.

5.1 Вычисление функции распределения электронов по энергии (ФРЭЭ)

ФРЭЭ была вычислена аналитически на основе полуклассического представления, в котором вероятность ионизации атомов и атомных ионов рассчитывается на основе модели водородоподобного атома, а движение электрона после ионизации рассматривается как классическое В нерелятивистском приближении [35,71]. Такая модель применима при оптических интенсивностях 10¹⁶-10¹⁷ Вт/см². ФРЭЭ определяется энергией, приобретаемой оторванным от атома электроном после взаимодействия с лазерным импульсом, и количеством электронов, отрываемых В единицу времени (скоростью ионизации). Предполагалось, что длительность лазерного импульса (~100 фс) мала по сравнению со временем рекомбинации электронов и ионов (~0.1 – 10 нс) и средним временем между соударениями, и, следовательно, соударения и рекомбинация не влияют на формирование ФРЭЭ. Для циркулярно поляризованного лазерного импульса асимптотическое значение энергии электрона после прохождения лазерного импульса равно удвоенной осцилляторной энергии в момент ионизации. Также предполагалось, что электрон в момент ионизации появляется с нулевой начальной скоростью. Скорость ионизации в зависимости от времени была рассчитана путем решения балансных уравнений для концентрации атомов и ионов с различным зарядом на основе известной зависимости вероятности ионизации от интенсивности. Для интенсивностей >10¹⁶ Вт/см² параметр Келдыша $\gamma << 1$ и преобладает туннельная ионизация [139], поэтому вероятность ионизации атомов (ионов) в зависимости от величины электрического поля лазерного импульса можно вычислить на основе модели Аммосова-Делоне-Крайнова для туннельной ионизации [139,140]:

$$W(t) = 4\omega_{at} \left[\left(\frac{U_i}{U_H} \right)^{\frac{5}{2}} \frac{E_{at}}{E(t)} \right] \times \exp \left[-\frac{2}{3} \left(\frac{U_i}{U_H} \right)^{\frac{3}{2}} \frac{E_{at}}{E(t)} \right], \quad (5.1)$$

где U_i - потенциал ионизации атомов или ионов исследуемого газа, U_H - потенциал ионизации водорода, ω_{at} =41.6 фс⁻¹ и E_{at}=5.142 ГВ/см –атомные единицы частоты и электрического поля, соответственно.

Функция распределения электронов по скоростям находится из решения кинетического уравнения. Воспользуемся предположением, что в процессе ионизации электроны рождаются с нулевой начальной скоростью (энергией). Тогда правая часть кинетического уравнения, описывающая источники, будет представлять собой произведение дельта-функции ($\delta(v-v_0)$, где $v_0=0$) на вероятность рождения электронов в единицу времени. Кинетическое уравнение

$$\frac{\partial f}{\partial t} + A(t)\frac{\partial f}{\partial v} = \delta(v)I(|A(t)|), \qquad (5.2)$$

где f = f(v,t) - функция распределения электронов по скоростям, $A(t) = \frac{e}{m}E(t)$ - мгновенное ускорение электрона, E(t) -мгновенное значение электрического поля, I(|A(t)|) - вероятность рождения электронов (с нулевой начальной скоростью) в единицу времени.

Решение уравнения (5.2) можно представить в виде

$$f(v,t) = F(v - V(t), t),$$
(5.3)

где

$$V(t) = -\int_{t}^{\infty} A(t') dt'$$
 (предполагается, что $A(t) \rightarrow 0$ при $t \rightarrow \infty$ и

интеграл $\int_{t}^{\infty} A(t') dt'$ существует). Вводя новую переменную

$$u = v - V(t), \qquad (5.4)$$

исходное уравнение (5.2) можно свести к виду:

$$\partial_t F(u,t) = \delta(u+V(t))I(|A(t)|)$$
(5.5)

При условии, что

$$f(v,t) = 0 \quad \text{при} \quad t \to -\infty, \tag{5.6}$$

решение (5.5) записывается через интеграл:

$$F(u,t) = \int_{-\infty}^{t} \delta(u + V(t')) I(|A(t')|) dt'.$$
(5.7)

При $t \to \infty$ получим:

$$F(u,\infty) = \int_{-\infty}^{\infty} \delta(u + V(t')) I(|A(t')|) dt'.$$
(5.8)

Следовательно, поскольку $V(+\infty) = 0$,

$$f(v,\infty) = F(v,\infty) = \int_{-\infty}^{\infty} \delta(v + V(t')) I(|A(t')|) dt', \qquad (5.9)$$

где $V(t) = -\int_{t}^{\infty} A(t')dt'$, т.е. $V'_{t}(t) = A(t)$.

Если перейти к распределению по кинетической энергии $\mathcal{E} = \frac{mv^2}{2}$, то соответствующая функция распределения после окончания импульса будет вычисляться как:

$$\Phi(\varepsilon) = \int f(v,\infty)\delta(\varepsilon - \frac{mv^2}{2})dv =$$
$$= \int_{-\infty}^{\infty} dt \int \delta(\varepsilon - \frac{mv^2}{2})\delta(v + V(t))I(|A(t)|)dv =$$

$$= \int_{-\infty}^{\infty} \delta(\varepsilon - \frac{mv^2}{2}) I(|A(t)|) dt =$$
$$= \sum_{i} \frac{I_i}{m |V_i A_i|}, \qquad (5.10)$$

где $I_i = I(|A_i|)$, $A_i = A(t_i)$, $V_i = V(t_i)$, а моменты времени t_i

определяются из условия: $\varepsilon = \frac{mV_i^2}{2}$.

Вероятность рождения свободных электронов в единицу времени I_i(t) при последовательной ионизации (т.е. последовательном образовании ионов с зарядом от 1 до *Q*) будет складываться из произведений вероятности ионизации на концентрацию ионов каждого заряда:

$$I_{i}(t) = \sum_{q=0}^{Q} W_{q}(t) \rho_{q}(t), \qquad (5.11)$$

где $\rho_q(t)$ - концентрация ионов с зарядом q, а W_q – вероятность ионизации иона с зарядом q-1 в единицу времени. До взаимодействия с импульсом газ находится в нейтральном состоянии с начальной плотностью атомов $\rho_0(t \to -\infty) = \rho_{at}$. В процессе взаимодействия с импульсом в газе образуются многозарядные ионы, плотность которых определяется системой балансных уравнений [141]:

$$\partial_{t} \rho_{0} = -W_{0} \rho_{0}$$

$$\partial_{t} \rho_{1} = W_{0} \rho_{0} - W_{1} \rho_{1}$$

$$\cdots$$

$$\partial_{t} \rho_{q} = W_{q-1} \rho_{q-1} - W_{q} \rho_{q} , \qquad (5.12)$$

$$\cdots$$

$$\partial_{t} \rho_{Q} = W_{Q-1} \rho_{Q-1}$$

где Q – максимальный заряд ионов. Вероятность ионизации W_q для атомов и ионов является функцией интенсивности лазерного излучения. Общая формула для вероятности ионизации была получена Келдышем [142]. Она справедлива как для многофотонного (в случае слабых полей, $<10^{14}$ BT/см²), так и для туннельного (в случае сильных полей, $>10^{14}$ BT/см²) режимов ионизации.

Туннельный режим ионизации является преобладающим при интенсивностях свыше 10¹⁴ Вт/см² для лазерного излучения с длиной волны порядка 1мкм. Воспользуемся моделью ADK (Аммосова-Делоне-Крайнова) [139, 140], но в отличие от формулы (5.1), в формулу Келдыша [142] для вероятности ионизации войдут поправочные коэффициенты, учитывающие состояние ионов:

$$W_{q} = \frac{\omega_{at}}{2} C_{n}^{2} \frac{U_{q}}{U_{H}} \sqrt{\frac{3}{\pi}} 2^{2n^{*}-1} \left[\left(\frac{U_{q}}{U_{H}} \right)^{\frac{3}{2}} \frac{\sqrt{1.7}E_{at}}{E(t)} \right]^{2n^{*}-3/2} \times \exp \left[-\frac{2}{3} \left(\frac{U_{q}}{U_{H}} \right)^{\frac{3}{2}} \frac{\sqrt{1.7}E_{at}}{E(t)} \right].$$
(5.13)

Здесь U_q - потенциал ионизации уровня q, для которого определяется вероятность ионизации, U_H - потенциал ионизации водорода, ω_{at} =41.6 фс⁻¹ и E_{at} =5.142 ГВ/см – атомные единицы частоты и электрического поля, $n^* = Z(U_H/U_q)^{1/2}$ - эффективное квантовое число, Z = q + 1 – заряд иона и $C_{n^*} = (2 \exp(1)/n^*)^{n^*} / \sqrt{2\pi n^*}$ - постоянная порядка 2. Кроме того, в формуле (5.13) учтена поправка к атомному полю, введенная Огстом [143, 144] из сравнения с экспериментом. Для Ar эта поправка составляет $\sqrt{1.7}$, для Xe – 1. Данная



поправка приводит к существенному изменению функции распределения, однако в более ранних работах эта поправка не учитывалась [145-147].

Расчеты ФРЭЭ проведены путем численного решения системы (5.12) для различных длительностей и пиковых интенсивностей лазерного импульса и для пяти благородных газов (He, Ne, Kr, Ar, Xe). На рис. 5.1 представлена функция распределения электронов по энергии (нормирована на плотность атомов газа) в Хе для циркулярно поляризованного лазерного импульса с гауссовской огибающей длительностью 100 фс (FWHM) для двух различных пиковых интенсивностей лазерного поля. Наблюдается восемь максимумов функции распределения по энергии, соответствующих последовательному освобождению всех электронов внешней электронной оболочки. Как видно из графика, при увеличении пиковой

интенсивности в пять раз (с $2 \cdot 10^{16}$ Вт/см² до 10^{17} Вт/см²) функция распределения почти не меняется, т.е. при таких пиковых интенсивностях ионизация происходит в режиме насыщения. Это объясняется тем, что в режиме насыщения ионизация атомов (ионов до заряда +8) происходит приблизительно при одних и тех же мгновенных значениях интенсивности, и поэтому приобретаемая электроном энергия не зависит от пиковой интенсивности лазерного импульса. Данный факт насыщения ФРЭЭ благоприятствует созданию однородной по длине капилляра среды, которая будет использоваться в качестве активной при генерации когерентного рентгеновского излучения. Энергия верхнего лазерного уровня в Хе IX составляет 106 эВ. Как видно из рис. 5.1, при ионизации Хе в режиме насыщения примерно половина электронов имеет более высокие значения энергии.

5.2. Моделирование лазерной генерации в Xe IX и получение временной зависимости интенсивности рентгеновского импульса

Энергетическая диаграмма Xe IX представлена на рис. 5.2 [145]. Лазерный переход 4->2 соответствует длине волны 41.8 нм. Данный переход является самоограниченным, т.к. присутствует захват излучения на длине волны 16.5 нм, соответствующего нижней паре уровней (1 и 2). В модели учитывается пять уровней (с населенностями N_i) и две излучательные моды (число фотонов Q₂ и Q₄). Скоростные коэффициенты безызлучательного перехода с уровня і на уровень ј R_{ij}, времена жизни уровней τ_2 и τ_4 и сечения переходов 4->2 σ_4 и 2->1 σ_2 известны [145].



Рисунок 5.2 - Схема энергетических уровней иона Xe IX. Скоростные коэффициенты приведены в см3/с.

Следует отметить, что скорость накачки (переход 1->4) слабо зависит от точного вида ФРЭЭ [145]. Например, для электрона, энергия которого превышает минимально необходимое для накачки значение, десятикратное увеличение энергии ведет только к двукратному увеличению скорости накачки [145].

Соответствующие скоростные уравнения, записанные для малого (в масштабах неоднородности накачки) объема среды

$$\begin{split} \dot{N}_{1} &= -(R_{12} + R_{14})N_{1}N_{t} + \sigma_{2}c_{0}(N_{2}/3 - N_{1})Q_{2} \\ \dot{N}_{2} &= R_{42}N_{4}N_{t} + R_{12}N_{1}N_{t} + \sigma_{4}c_{0}(N_{4} - N_{2}/3)Q_{4} - \sigma_{2}c_{0}(N_{2}/3 - N_{1})Q_{2} - N_{2}/\tau_{2} \\ \dot{N}_{3} &= R_{43}N_{t}N_{4} \\ \dot{N}_{4} &= R_{14}N_{t}N_{4} - (R_{45} + R_{43} + R_{42})N_{t}N_{4} - \sigma_{4}c_{0}(N_{4} - N_{2}/3)Q_{4} - N_{4}/\tau_{4} \\ \dot{N}_{5} &= R_{45}N_{t}N_{4} \\ \dot{Q}_{2} &= \sigma_{2}c_{0}Q_{2}(N_{2}/3 - N_{1}) \\ \dot{Q}_{4} &= \sigma_{4}c_{0}Q_{4}(N_{4} - N_{2}/3) \end{split}$$

(с₀ - скорость света в вакууме, N_i – концентрация ионов) были решены численно. В результате была получена зависимость инверсии населенностей и интенсивности в рентгеновской моде от времени для малого объема среды (рис. 5.3). Отметим, что нижний лазерный уровень (5.2) имеет трехкратное вырождение, поэтому в скоростные уравнения и в выражение для инверсии населенностей входит член $N_2/3$. Захват излучения, соответствующего 2->1, приводит к эффективному увеличению t_2 . Как видно из рис. 5.3а, длительность импульса инверсии населенностей составляет величину порядка 2 пс. За это время достигается необходимая инверсия для начала лазерной генерации, которая затем постепенно уменьшается в результате роста числа фотонов вынужденного излучения. Длительность рентгеновского импульса (рис. 5.36) определяется временем релаксации верхнего лазерного уровня (порядка 30 фс). После этого населенности уровней 1 и 2 выравниваются в результате захвата моды Q_2 и генерация прекращается, т.к. инверсия перехода 4 -> 2 при этом стремится к нулю.

Приведенное локальное (в малом объеме среды) рассмотрение позволяет оценить длительность рентгеновского импульса при распространении в капилляре как длительность свертки полученного локального импульса (рис. 5.3б) и концентрации лазерных ионов как функции локального времени импульса накачки.

(5.14)

Для капилляра длиной 5 см с однородной концентрацией газа время распространения лазерного импульса накачки в капилляре составляет ~ 165 пс, а длительность рентгеновского импульса ~ 190 пс.



Рисунок 5.3 - Инверсия населенностей (а) и число фотонов в лазерной моде (б), нормированные на концентрацию, в зависимости от времени. Расчет приведен для ионов Xe IX.

5.3 Выводы

Таким образом, проведенные расчеты ФРЭЭ при ионизации Хе фемтосекундными лазерными импульсами с пиковой интенсивностью 10¹⁷ Вт/см² и длительностью 100 фс показали, что около 50% электронов обладают после прохождения лазерного импульса энергией, превышающей порог накачки ионов Хе IX. Также показано, что данная интенсивность излучения пятикратно превышает интенсивность насыщения ФРЭЭ, что позволит создать однородную область накачки по всей длине капилляра (5 см) и обеспечит эффективную генерацию рентгеновского излучения.

Расчеты динамики населенности уровней, участвующих в лазерной генерации, и динамики числа фотонов рентгеновской моде, выполненные путем решения скоростных уравнений для лазерной среды, позволили получить зависимость интенсивности генерируемого рентгеновского лазерного импульса от

времени. Длительность рентгеновского импульса определяется как протяженностью активной среды (длиной капилляра с ионизированным газом), так и свойствами самой активной среды (временем излучательной релаксации верхнего лазерного уровня). Для активной среды Xe IX и капилляра длиной 5 см длительность рентгеновского импульса составляет порядка 190 пс.

6 Проведение расчетов по разработке лабораторных макетов компактных импульсных ПГС среднего ИК диапазона (3–5 мкм) с пиковой мощностью 5– 50 кВт на основе твердотельных лазеров с диодной накачкой

Недостатком систем, основанных на использовании наиболее распространенных лазеров на основе кристаллов Nd:YAG (или Yb:YAG), генерирующих пучки на длине волны 1064 нм (или 1030 нм), и двух каскадов ПГС, преобразующих длину волны излучения в диапазон 3...5 мкм [148], является низкая эффективность духкаскадного параметрического преобразования, которая снижает КПД и затрудняет получение необходимой энергии импульсов и мощности излучения в заданном диапазоне длин волн.

Другой возможный подход связан с использованием лазеров на кристаллах, содержащих ионы Tm³⁺ (Tm:YLF и Tm:YAG) с диодной накачкой, генерирующих излучение на длине волны 1.9-2.0 мкм [149]. В свою очередь, это излучение используется для накачки кристаллов, содержащих ионы Ho³⁺ (таких как Ho:YAG), которые излучают свет на длине волны 2.1 мкм. При этом достигается достаточно высокая эффективность (50-60%) преобразования излучения накачки в пучок импульсно-периодической генерации на 2.1 мкм. Наконец, двухмикронное излучение преобразуется с помощью ПГС в средний ИК диапазон [150]. Одним из наиболее привлекательных нелинейных кристаллов для параметрического преобразования в этом случае является кристалла ZnGeP₂, к достоинствам которого относят высокую нелинейность (75 пм/В), большую теплопроводность (360 мВт/см К) и хорошее пропускание в широком диапазоне длин волн (2-12 мкм). В результате исследований были проведены необходимые расчеты для реализации ПГС на базе кристалла ZnGeP2 с переносом частоты в диапазон 3,5 мкм. Для

осуществления первого типа трехволнового взаимодействия был изготовлен ZnGeP₂ с геометрическими размерами 5х5х25 мм (Рисунок 6.1).



Такой нелинейный элемент характеризуется следующими параметрами:

плоскости WxL – базовые (штрихованные), инвариантные относительно подстройки под условия синхронизма – при вращении кристалла переходят сами в себя (полируются только для контроля оптического качества исходного кристалла);
 плоскости HxW – рабочие, апертурные;

- плоскости HxL – направляющие (параллельные направлению синхронизма), определяют номинальный угол синхронизма элемента θ в отсутствие перестройки. Положение оптической оси кристалла обозначено как Z(C) [001]; поляризация обыкновенного и необыкновенного лучей обозначена векторами \bar{E}_0 и \bar{E}_e , соответственно. Оптический элемент имеет следующие геометрические размеры, в мм: H = 5 мм, W = 5 мм, L =20 мм, где высота (H) - размер между базовыми плоскостями элемента (плоскости, инвариантные при подстройке элемента под синхронизм, т.е. перпендикулярные оси вращения); ширина (W) - размер между направляющими плоскостями элемента; длина (L) – размер элемента в направлении распространения луча накачки, т.е. между рабочими оптическими поверхностями. В области 0.7- 2.5 мкм типичные значения оптического пропускания и коэффициенты поглощения обыкновенного и необыкновенного лучей в монокристаллах ZnGeP₂ могут быть представлены следующей Таблицей 1:

λ,	Пропускание,	α,	α _e ,
МКМ	%	-1 см	-1 см
0,88	4,2	4,6	5,1
0,92	6,9	3,7	4,1
0,95	9,0	3,3	3,6
0,99	11,8	2,8	3,0
1,03	14,9	2,3	2,6
1,08	18,4	1,95	2,15
1,12	21,0	1,72	1,90
1,18	25,2	1,39	1,54
1,24	30,4	1,05	1,17
1,3	36,3	0,74	0,83
1,38	42,7	0,47	0,53
1,46	46,6	0,32	0,37
1,54	50,2	0,20	0,24
1,64	52,3	0,13	0,17
1,76	54,1	0,07	0,12
1,9	55,0	0,05	0,08
2,06	55,8	0,03	0,05
2,24	56,3	0,01	0,03

Таблица	1	•
---------	---	---

В области 2.5 – 12.5 мкм типичное оптическое пропускание кристалла ZnGeP₂ представлено рисунком 6.2:



Перестройка частоты генерации определяется углом θ относительно оптической оси кристалла, который можно найти согласно формуле для величины угла синхронизма:

$$\theta_{c} = \arcsin\{\frac{\frac{w_{3}^{2}n_{o}^{2}(w_{3})n_{e}^{2}(w_{3})}{\left[w_{1}n_{o}(w_{1}) + w_{2}n_{o}(w_{2})\right]^{2}} - n_{e}^{2}(w_{3})}{n_{o}^{2}(w_{3}) - n_{e}^{2}(w_{3})}\}^{\frac{1}{2}}$$
(6.1)

Главные значения показателей преломления n_o и n_e для разных длин волн находятся по дисперсионным зависимостям. Значение показателя преломления необыкновенного луча для разных углов распространения лазерного луча относительно оптической оси кристалла находится согласно выражению

$$n^{e}(\theta) = \frac{n_{o}n_{e}}{\sqrt{n_{o}^{2}\sin^{2}\theta + n_{e}^{2}\cos^{2}\theta}}$$
(6.2)

Реализовывался скалярный синхронизм типа оое : $\vec{k_1}^o + \vec{k_2}^o = \vec{k_3}^e$, где индексы 1,2,3 обозначают сигнальную, холостую волны и волну накачки. При реализации скалярного о-ее синхронизма волна накачки должна быть обыкновенной, сигнальная ($w_c = w_1$) и холостая ($w_x = w_2$) волна – необыкновенные. Название волн сигнальная и холостая – условны. Перестройка частот w_1 и w_2 при заданной w_3 в заданном направлении $\vec{k_3}$ осуществляется поворотом нелинейного кристалла относительно пучка накачки (изменением θ_c). На торцы кристалла нанесены просветляющие покрытия на длины волн $\lambda = 2,09$ мкм; 3÷5мкм.

В эксперименте планируется реализовывать однорезонаторный ПГС. Величину пороговой плотности мощности накачки можно оценить из выражения:

$$I_{3nop} = (P_0/L^2)(1-R_1^2)/R_1^2$$
(6.3)

Здесь $P_0=c^3n_1n_2n_3/8(2\pi)^3\omega_1 \omega_2D_1D_2D_3$ имеет размерность мощности, D - коэффициенты нелинейной связи. $R_1^2=R_1(0)R_1(L)\exp(-4\delta L)$, 2 δ L-нерезонансные потери, L – длина кристалла. Численные значения нелинейных коэффициентов дисперсионных зависимостей брались из справочной литературы [151]. Сделанные оценки для ПГС с выходным зеркалом T=1% на холостой волне дают величину пороговой плотности мощности накачки порядка 6·10⁵ Вт/см². Измерение спектра выходного излучения ПГС проводится с помощью монохроматора МДР-2 со спектральным разрешением порядка 0,5 нм. Для автоматизации спектрального измерительного комплекса на базе МДР-2 используется многофункциональная плата сбора данных NI PCI-6251 и среда LabVIEW 7.1. Программа позволяет прописывать спектры излучения и считывать значения как с помощью платы NI PCI-6251, так и синхронного детектора SR-810.

Исследуемая система состояла из трёх основных частей – Tm:YLF лазера, Но:YAG лазера и ПГС (Рисунок 6.3).



В качестве первого каскада в схеме используется лазер на основе кристалла Tm:YLF с диодной накачкой. Данный кристалл является привлекательной лазерной средой благодаря слабой наводимой накачкой линзе и высокому коэффициенту поглощения на длине волны 0,8 мкм, позволяющему использовать для накачки коммерческие диодные линейки. Кроме того, Tm:YLF лазер может позволить получить генерацию на длине волны 1908 нм, что соответствует одному из максимумов поглощения кристалла Ho:YAG. Высокая эффективность преобразования излучения накачки в излучение генерации на длине волны 1,9 мкм достигается в кристалле Tm:YLF, в основном, благодаря кросс-релаксационным процессам, обусловленных взаимодействием ионов Tm³⁺ между собой. Квантовый выход перехода с верхнего уровня ${}^{3}F_{4}$ перехода накачки на верхний уровень лазерного перехода ${}^{3}H_{6}$ (при накачке с ${}^{3}H_{6}$ на ${}^{3}H_{4}$) близок к 2 (и составляет ~1.84 для концентрации активирующих ионов Tm³⁺ в 3 атомных процентах). Для накачки кристалла Tm:YLF использовались две непрерывные диодные линейки с волоконным выходом, генерирующие неполяризованное излучение на длине волны 792 нм мощностью до 40 Вт. Вариация и стабилизация длины волны генерации диодных лазеров обеспечивается путём использования систем охлаждения на элементах Пельтье с электронным контролем температуры. Пучок излучения диодных линеек, выходящий из торца многомодового волокна (с диаметром сердцевины 800 мкм и числовой апертурой Θ ~0,13), фокусируется с помощью линзового телескопа, состоящего из набора сферических линз, внутрь кристалла Tm:YLF через дихроичное зеркало.

В исследуемой схеме обеспечивается непрерывная генерация с мощностью не мене 27 Вт и дифференциальной эффективностью порядка 50% Длина волны ориентацией оптической оси анизотропного кристалла генерации определяется Tm:YLF. Излучение Tm:YLF лазера используется для накачки лазера на основе кристалла Ho:YAG. Лазерный кристалл Ho:YAG выращивается методом Чохральского (содержание ионов Но³⁺ - 1 атомарный процент) и вырезается в виде цилиндра (с ориентацией [001] относительно кристаллографических осей) длиной 30 мм и диаметром 4 мм. Кристалл помещается в радиатор, температура которого поддерживается на постоянном уровне (около 15° C). Пучок генерации Tm:YLF лазера фокусируется системой сферических линз Л1 внутрь кристалла Ho:YAG через дихроичное зеркало М2. Резонатор Г-образной формы с поворотом формируется тремя зеркалами: М1 – плоское зеркало с высоким коэффициентом отражения на длинах волн генерации 2,1 мкм и накачки 1,9 мкм, М2 – дихроичное зеркало с высоким отражением на генерацию и высоким пропусканием на накачку, МЗ –выходное сферическое полупрозрачное на генерацию зеркало. В короткое плечо между зеркалами M1-M2 был помещен кристалл Ho:YAG, в плечо резонатора между зеркалами М2-МЗ для получения импульсно-периодического режима генерации помещался акусто-оптических модулятор (АОМ). АОМ на кварце длиной 40 мм и торцами, срезанными под углом Брюстера, ориентирован на прохождение с минимальными потерями горизонтально поляризованного излучения. В такой схеме реализуется как непрерывная, так и импульснопериодическая генерация со средней мощностью до 13 Вт с эффективностью преобразования излучения накачки в излучение генерации 50% при высоком качестве пучка генерации ($M^2 < 1, 1$).

Пучок генерации Ho:YAG лазера после прохождения коллимирующей линзы L2 направляется на нелинейный кристалл ZnGeP₂ (рис. 6.3). Изменение параметров линзы L₂ (от F=350 мм и до F=750 мм) позволяет варьировать

интенсивность пучка накачки ПГС. Накачка ПГС осуществляется через зеркало M5 с высоким пропусканием на 2,1 мкм и диапазон сигнальной волны. В спектральном диапазоне холостой волны коэффициент отражения максимально большой. Выходне зеркало M6 имеет высокий коэффициент отражения на длинах волн накачки и холостой. На длинах волн инжектируемого излучения He-Ne лазера и сигнальной волны коэффициент отражения не превышает 20%.

Наименьший порог генерации получается в случае двухрезонаторного ПГС, имеющего высокие коэффициенты отражения выходного зеркала и на сигнальную и на холостую волну. Однако спектр генерации обладает кластерной структурой, отличающейся частотной и амплитудной нестабильностью. Спектральная ширина линий сигнальной и холостой волн в области их центров составляет величину от 50 нм до 150 нм (при генерации от 3 мкм до 5 мкм).

Время нарастания параметрически генерируемого излучения существенно зависит от уровня, с которого начинается генерация, обычно это уровень квантовых шумов. Инжекция в ПГС внешнего излучения (Не-Ne лазер, длина волны 3,39 мкм, мощность ~ 7 мВт, модель ГНИК-3-2), уровень которого значительно превышает уровень квантовых шумов, уменьшает время переходных процессов и ведёт к увеличению эффективности преобразования мощности накачки. Спектр генерации ПГС конденсируется в области линии инжектируемого излучения. Ожидается сужение спектра до величины, сравнимой с шириной спектра излучения внешнего лазера. Использование в качестве внешнего источника диодного лазера позволяет осуществлять перестройку частоты генерации.

Эффективность преобразования мощности накачки (на 2,1 мкм) в мощность параметрической генерации (на 3,5-5 мкм) определяется как частотой следования импульсов накачки, так и интенсивностью её пучка. Ожидается получение эффективности преобразования порядка 40% при качестве пучка, близком к дифракционному пределу с нестабильностью энергии импульсов генерации ПГС не хуже 5%.

7 Проведение расчетов по разработке лабораторной установки для анализа состава газовых смесей на основе ПГС среднего ИК диапазона
7.1. Метод газового анализа в случае расположения поглощающего вещества вне лазерного резонатора

В классической абсорбционной спектроскопии сравнивают интенсивности I_{np} света, прошедшего через ячейку с исследуемым газом от широкополосного источника, с интенсивностью I_0 опорного пучка. Величина поглощённой мощности равна

$$I_{nozn}(\lambda) = a[I_0(\lambda) - I_{np}(\lambda)], \qquad (7.1)$$

где постоянная *а* учитывает не зависящие от длины волны потери (например, отражение от стенок ячейки). Спектральное разрешение обычно ограничивается разрешающей способностью спектрометра. Доплеровский предел можно достичь только в фурье-спектрометрах. Минимальный коэффициент пропускания, который можно регистрировать промышленным спектрометром, имеет величину порядка 0,1%.

Объёмная концентрация N поглощающего вещества для малой оптической плотности, согласно закона Бугера – Ламберта, находится из выражения

$$N = \left[\ln(1/T) \right] / \sigma l \tag{7.2}$$

Для стандартной ячейки длиной 10cm, $N = 10^{-4} / \sigma$. Если сечение поглощения $\sigma = 10^{-18} cm^2$ (например, для молекул HF), то наименьшая величина объёмной концентрации $N = 10^{14} cm^{-3}$.

Используемый В спектроскопии газов метод дифференциального поглощения и рассеяния (ДПР) [152] заключается в посылке в исследуемую область атмосферы лазерных импульсов и регистрации излучения, приходящего на приёмник локатора в результате рэлеевского и Ми-рассеяния. Путём применения стробирования принимаемого сигнала можно определять интенсивность излучения, рассеянного на определённом расстоянии r. При этом мощность P(r), регистрируемая приёмником лидара в момент t=2r/c предполагается равной

$$P(r) = \frac{ETA\beta(r)c}{2r^2} \exp\left[\int_0^r 2\alpha(r')dr'\right],$$
(7.3)

где T – оптическая эффективность телескопической системы, A – площадь зеркала телескопа, E – энергия посылаемого импульса, $\beta(r)$ – коэффициент обратного рассеяния, $\alpha(r)$ – коэффициент ослабления излучения в атмосфере [153].

$$\alpha(r) = \alpha_m(r) + \alpha_r(r) + \alpha_{re}(r) + \sigma(\lambda)n(r)$$
(7.4)

 $\alpha_m(r)$, $\alpha_r(r)$ и $\alpha_{re}(r)$ - коэффициенты, определяющие вклад релеевского, Ми- и комбинационного рассеяния, соответственно; n(r)- объёмная концентрация газа (число молекул в см³), $\sigma(\lambda)$ - сечение поглощения, см².

Путём проведения измерений на двух длинах волн λ_0 и λ , первая из которых соответствует центру линии поглощения газа, а вторая – крылу этой линии, можно определить интегральную концентрацию газа в атмосфере вдоль трассы лазерного пучка

$$\int_{0}^{r} n(r')dr' = \frac{1}{2\sigma(\lambda)} \log_{e} \left[\frac{P(r)}{P_{o}(r)} \bullet \frac{E_{o}}{E} \right]$$
(7.5)

и её локальную концентрацию на расстоянии r от места расположения лидара

$$n(r) = \frac{1}{2\sigma(\lambda)} \bullet \frac{d}{dr} \ln\left[\frac{P(r)}{P_o(r)}\right].$$
(7.6)

Введём коэффициент У, учитывающий относительное изменение мощности регистрируемого излучения

$$y = \frac{P - P_0}{P} \tag{7.7}$$

Это позволит оценить минимальную величину концентрации газа, которую можно зарегистрировать лидаром

$$\langle C_{\min} \rangle = \frac{1}{2\alpha(\lambda_o)r} \ln \left[\frac{1}{1 - y_{\min}} \right]$$
(7.8)

 $\langle C_{min} \rangle$ - средняя концентрация поглощающего газа (атм⁻¹), $\alpha(\lambda_o)$ –коэффициент поглощения для 100% концентрации (атм⁻¹·см⁻¹), (поглощение газа в этом случае пропорционально *exp(-apl)*, где *p* – давление при заданной температуре, а *l* – длина поглощающего слоя в см)

$$\alpha(\lambda_0) = N_{\rm H} \cdot \sigma(\lambda) \tag{7.9}$$

 $N_{\rm H} \approx 2,68 \cdot 10^{19} \ cm^{-3} amm^{-1}$ – концентрация молекул при нормальных условиях (давление газа $P_{\rm H} = 101,325 \ \kappa \Pi a$ (760 mop), температура газа $T_{\rm H} = 273 \ K$). Нормальная плотность газа

$$\rho_{\rm H} = M/V_{\rm H},\tag{7.10}$$

где М – молярная масса (г·моль⁻¹). Плотность газа при заданной температуре T и давлении P находится согласно выражению

$$\rho = \rho_{"} \frac{T_{"} \square P}{T \square P_{"}}$$
(7.11)

Объёмная концентрация

$$N = N_a \rho / M, \tag{7.12}$$

где N_a – число Авогадро, либо

$$N = N_a P/RT, (7.13)$$

где R – газовая постоянная.

Наиболее сложным в определении параметром является коэффициент обратного рассеяния. В работе [153] для её нахождения используется формула

$$\beta = (3, 9/8\pi V) \cdot (0, 55/\lambda), \tag{7.14}$$

где V_{M} – метеорологическая видимость в метрах, а λ -длина волны в мкм. Однако, экспериментальное определение β даёт величину в несколько раз отличающуюся от оценочного значения, найденного с помощью выражения (7.14) [154,155]. Поэтому в работе [156] наиболее вероятной величиной в области длин волн $\lambda \approx 2 \ MKM$ принято значение $\beta \approx 0,017/V_{M}$, $M^{-1}cmep^{-1}$.

Сделаем оценку минимальной концентрации (частиц на миллион) молекул НF (сечение поглощения линий колебательно-вращательных переходов в области частот $4000 cm^{-1}$, $\sigma \approx 2 \cdot 10^{-18} cm^2$), которую можно обнаружить на расстоянии 100м, если Y_{min} принять равным 5%. Согласно (8) $C_{min} \approx 0.05 ppm$.

Сделаем оценку минимальной величины E_{min} энергии импульса лазерного излучения. Из выражения (7.3), при условии отсутствия поглощения $E_{min} = P(r)2r^2/TA\beta c$ (7.15) Если $P(r)\approx 10^{-9}$ Bm, то при $r = 10^3$ м, $T \approx 0,05$, $A \approx 0,25$ м² и $V_{M} = 5 \cdot 10^3$ м, $E_{min} \approx 0,15$ мДж. Это означает, что при следовании импульсов излучения зондирующего лазера с частотой f = 1000 Гµ достаточно средней мощности $P \approx 150$ мВт.

В настоящее время указанным выше параметрам излучения удовлетворяют параметрические генераторы света (ПГС) на периодически поляризованном ниобате лития (PPLN) с накачкой твердотельными лазерами на кристаллах, легированных ионами неодима Nd⁺³ с накачкой диодными линейками [157]. В спектральном диапазоне $3 \div 5$ мкм можно использовать также ПГС на кристалле ZnGeP₂.

Требования к спектральной ширине излучения лазера Δv_{n} такие же, как и к спектральному разрешению спектрометра Δv_{cn} в однопроходовой абсорбционной спектроскопии: ширина Δv_{n} ($\Delta v_{C\Pi}$) не должна превышать ширину линии поглощения δv . Можно показать, что чувствительность регистрации при измерении спектров поглощения возрастает с увеличением спектрального разрешения:

$$\frac{\Delta I}{I} = \frac{1}{\Delta \nu} \int_{\nu_0 - \delta \nu/2}^{\nu_0 + \delta \nu/2} k_{no2}(\nu) d\nu \approx \overline{k}_{no2} \Box \frac{\delta \nu}{\Delta \nu}$$
(7.16)

В ближней ИК области спектры поглощения простых молекул состоят из отдельных колебательно-вращательных линий с однородно уширенным контуром за счёт столкновений [158]:

$$\delta v = 4\sigma^2 N_a p/c (\pi MRT)^{1/2}, \qquad (7.17)$$

При атмосферном давлении ширина линий имеет величину порядка $\delta v \approx 0, 1 - 0, 2$ cm^{-1} . Таким образом, спектральное разрешение спектрометра $\Delta v_{C\Pi}$ и ширина линии излучения лазера Δv_{π} не должны превышать этой величины.

Согласно таблице спектральных линий [159] атомы *Xe* имеют интенсивные резонансные линии поглощения в области ближнего ИК диапазона. Вероятности спонтанного излучения *A* были взяты из работы [160].

Сечение перехода можно найти из выражения

$$\sigma = \frac{\pi^2 c^2 A}{\omega^2 \Delta \omega} = \frac{A}{8\pi c \tilde{v}^2 \Delta \tilde{v}}$$
(7.18)

Спектральное смещение комбинационного рассеяния излучения в обратном направлении специфично для разных молекул. Комбинационное смещение для большинства молекул газа, содержащегося в воздухе, находится в диапазоне 400 ÷ 4000 см⁻¹ (соответствующее переходу из основного колебательного состояния на первое возбуждённое) [152]. Интенсивность сигнала КР пропорциональна концентрации рассеивающих свет молекул. Для одновременного получения спектров КР различных молекул требуется только один лазер, генерирующий на одной частоте, что является несомненным достоинством данного метода. Величина сечения рассеяния $\sigma_{\kappa p}$ зависит от частоты как ω^4 , поэтому в качестве зондирующего источника лучше использовать лазеры, работающие в видимом или ближнем УФ диапазоне спектра, например, на гармониках Nd^{+3} ($\lambda = 532hm; 354hm; 266hm$). Одним из существенных недостатков метода является малая величина сечения дифференциального рассеяния ~ 10^{-30} $cm^2/cmep$. Это требует более высокой импульсной мощности излучения лазера и энергии импульса генерации, чем в методе ДПР, а также большей апертуры приёмной оптики.

Спектроскопические характеристики фтористого водорода для оценки возможности обнаружения с использованием пассивного ИК спектрометра, а также лидара дифференциального поглощения взяты в справочной литературе и приведены в таблицах №1-3.

Таблица 1. Наиболее интенсивные линии молекулы $H^{19}F$.

переход 0 – 1 (давление P = 1 *атм.*; относительная концентрация 100%; температура T = 296 K; длина слоя $L = 1_M$)

N⁰	Длина волны	Волновое	Коэффициент поглощения	Сечение
	поглощения	число,	К,см ⁻¹	поглощения,
	λ_0 ,мкм	v,cm ⁻¹		σ_0, m^2
	2,7075	3693,4	6,289	1,8×10 ⁻²²
	2,7075	3741,5	10,297	4,8×10 ⁻²²
	2,6727	3788,2	14,684	1,0×10 ⁻²²
	2,6397	3833,6	18,072	1,6×10 ⁻²²
	2,5788	3877,7	20,411	1,9×10 ⁻²²
	2,5508	3920,3	16,225	1,3×10 ⁻²²
	2,4994	4000,9	19,877	1,5×10 ⁻²²
	2,4759	4038,9	28,070	2,4×10 ⁻²²
	2,4538	4075,3	27,470	2,3×10 ⁻²²
	2,4331	4109,9	23,450	1,6×10 ⁻²²
	2,4138	4142,8	17,459	8,5×10 ⁻²²
	2,3958	4173,9	11,467	3,6×10 ⁻²²
	2,3790	4203,3	5,900	1,2×10 ⁻²²

Таблица 2. Наиболее интенсивные линии молекулы $H^{19}F$.

переход 0 – 2 (давление P = 1 *атм.*; относительная концентрация 100%; температура T = 296 K; длина слоя $L = 1_M$)

N⁰	Длина волны	Волновое	Коэффициент поглощения	Сечение
	поглощения	число,	К,см ⁻¹	поглощения,
	λ_0 ,мкм	v,cm ⁻¹		σ ₀ , м ²
	1,330	7515,8	0,271	1,3×10 ⁻²²
	1,321	7568,7	0,466	2,9×10 ⁻²²
	1,313	7618,5	0,633	4,8×10 ⁻²²
	1,305	7665,6	0,741	5,7×10 ⁻²²
	1,297	7709,8	0,628	4,0×10 ⁻²²
	1,284	7788,9	0,814	4,8×10 ⁻²²
	1,278	7823,8	1,165	7,9×10 ⁻²²
	1,273	7855,6	1,123	7,7×10 ⁻²²
	1,268	7884,3	0,914	5,6×10 ⁻²²
	1,264	7909,7	0,609	3,0×10 ⁻²²
	1,261	7931,8	0,338	1,4×10 ⁻²²
	1,258	7950,7	0,170	0,5×10 ⁻²²

Таблица 3. Наиболее интенсивные линии молекулы $H^{19}F$.

переход 0 – 3 (давление P = 1 *атм.*; относительная концентрация 100%; температура T = 296 K; длина слоя $L = 1_M$)

N⁰	Длина волны	Волновое	Коэффициент поглощения	Сечение
	поглощения	число,	К, см ⁻¹	поглощения,
	λ ₀ , мкм	ν, cm ⁻¹		σ_0, m^2
	0,894	11181,8	0,011	6,9×10 ⁻²⁴
	0,889	11236,1	0,015	1,1×10 ⁻²³
	0,886	11286,1	0,018	1,4×10 ⁻²³
	0,882	11331,6	0,015	1,0×10 ⁻²³
	0,876	11409,4	0,020	1,2×10 ⁻²³
	0,874	11441,4	0.029	2,0×10 ⁻²³
	0,871	11468,8	0.028	1,9×10 ⁻²³
	0,870	11491,6	0,023	1,4×10 ⁻²³

0,868	11509,1	0,015	0,8×10 ⁻²³
0,867	11523,0	0,009	0,4×10 ⁻²³

При вычислении величины дифференциального сечения комбинационного рассеяния $\sigma_{\kappa p}$ необходимо знать экспериментально измеренные значения таких параметров, как «активность рассеяния» и «степень деполяризации» [152]. Более достоверные значения величины дифференциального комбинационного рассеяния определяют экспериментально. Так, например, сечение комбинационного рассеяния газообразных молекул фтористого водорода (НF) имеет величину, одинаковую с величиной эталонного сечения КР Q-полосы молекулы азота N_2 с колебательной частотой 2331 см⁻¹ - порядка $10^{-29} cm^2/cp$ (длина волны возбуждения $\lambda = 266 \mu M$) [161].

7.2. Внутрирезонаторный метод газового анализа

Одним из высокочувствительных методов абсорбционной лазерной спектроскопии является внутрирезонаторный метод (ВРЛС) [162]. Нами разработан макет установки на базе Tm:YLF-лазера с диодной накачкой, размещённого в герметичном боксе с возможностью откачки воздуха и наполнением исследуемой газовой смесью.

Резонатор лазера состоит из плоского «глухого» (1) и сферического выходного зеркала (2) с коэффициентом пропускания на длине волны генерации $T\sim11\%$ и радиусом кривизны 200 мм, длина резонатора $L_p\sim120$ мм (Рисунок 7.1). Накачка кристалла (3) Tm:YLF на длине волны 793 нм (содержание ионов $Tm^{3+} \sim 2.5$ вес. %, длина 18 мм, диаметр 3 мм), помещенного в медный радиатор со стабилизацией температуры около 15 ⁰C, осуществлялась диодными линейками (Coherent FAP-800) с волоконным выводом (4). Излучение накачки вводится через дихроичные зеркала (5), расположенные внутри резонатора под углом Брюстера и имеющие высокий коэффициент отражения на длине волны накачки, система линз (6) обеспечивающие перенос изображения в соотношении 1:1 с торца волокна (4) в кристалл Tm:YLF.

Кристалл Tm:YLF является одноосным анизотропным, имеет интенсивные широкие линии излучения в спектральном диапазоне 1.75 – 1.95 мкм на π и σ поляризациях. Для достижения генерации на длине волны 1908 нм оптическая ось кристалла Tm:YLF ориентируется перпендикулярно плоскости схемы. При этом дихроичные зеркала вносили наименьшие потери для необходимой нам о поляризации. Для перестройки спектра генерации лазера внутрь схемы резонатора помещается сапфировая фазовая пластинка (7) толщиной 5 мм, закрепленная на моторизированном поворотном столике.



Рисунок 7.1 - Схема экспериментальной установки: 1 – «глухое» зеркало, 2 – выходное зеркало, 3 – кристалл Tm:YLF, 4 – волоконные выводы диодных лазеров, 5 – дихроичные зеркала, 6 – оптические конденсоры, 7 – фазовая пластинка, 8 – полупрозрачное зеркало, 9 – измеритель мощности, 10 – спектрограф МДР-41, 11 – фотоприемник ФСА-Г1, 12 – бокс с прокачкой азотом.

МДР-41 Спектр лазерного излучения измеряется спектрографом с минимальным спектральным разрешением $\delta \lambda \sim 0.1$ *нм* в диапазоне длин волн 1.8 - 2*мкм*. На выходной щели спектрографа устанавливается фоторезистор PbS (модель ФСА-Г1). Дистанционное управление двигателями спектрографа и поворотного столика с фазовой пластинкой (ФП), источником тока диодной линейки, а также сбор и обработка данных обеспечивается компьютерной системой, основанной на NI_PCI_6251; программа управления, обработки графического плате И отображения данных написана в среде программирования LabVIEW. По своей сути экспериментальная установка представляет собой широкополосный вариант внутрирезонаторного лазерного спектрометра, роль поглощающей ячейки в котором играет свободное пространство резонатора. Чувствительность установки была проверена на регистрации поглощения лазерного излучения парами молекул воды в атмосфере. Концентрация молекул изменялась вытеснением воздуха из бокса азотом, с контролем величины влажности.



Рисунок 7.2 - Спектр люминесценции кристалла Tm:YLF (спектральное разрешение δλ~1 нм).

В ближней ИК области спектр поглощения молекул воды состоит из отдельных колебательно-вращательных линий с однородно уширенным контуром за счет столкновений. При атмосферном давлении ширина наблюдаемых линий поглощения паров воды $\Delta\lambda_{norn}\sim0.05$ нм [152], что в два раза уже ширины аппаратной функции спектрометра, использованного в экспериментальной установке. Измеряемый провал в спектре генерации (Рисунок 7.3) представляет



Рисунок 7.3 - Спектр генерации Tm:YLF лазера при различной относительной влажности воздуха (P_{zeh} =7.5 Bt): 1 – φ =23%, 2 – φ =9%, 3 – φ =2%, 4 – спектр пропускания 1 м стандартной атмосферы T_{amm} [153].

собой интеграл свертки аппаратной функции и реальной ширины линии поглощения, что снижает чувствительность установки [152].

Следует отметить, что межмодовый интервал резонатора имеет величину $\Delta\lambda_p \sim 0.015$ нм, т.е. в полосу поглощения попадает несколько продольных мод резонатора. Сделаем оценки чувствительности регистрации паров воды по линии с длиной волны λ =1908.97 нм (Таблица 4).

Таблица 4. Наиболее интенсивные линии поглощения воды в спектральном диапазоне 1905–1914 нм.

Переуол	Длина волны,	Сечение	Ширина
Переход	НМ	поглощения, см ²	линии, см ⁻¹
	1913,76	$1,56 \times 10^{-20}$	0,087
	1911,75	5,06×10 ⁻²¹	0,09
	1910,61	3,27×10 ⁻²¹	0,087
011-000	1906,98	8,78×10 ⁻²¹	0,085
	1906,73	6,76×10 ⁻²¹	0,091
	1905,38	$1,94 \times 10^{-20}$	0,091
	1903,02	$1,77 \times 10^{-20}$	0,094
110-000	1908,97	1,94×10 ⁻²¹	0,085

Так как в эксперименте измеряется относительная влажность воздуха φ , то объемная концентрация паров воды N оценивается согласно выражению:

$$N = 6.02 \times 10^{23} \varphi \frac{\rho_{\text{max}}}{M.e.} \text{ cm}^{-3}, \tag{7.19}$$

где ρ_{Mak} — максимальная влажность водяного пара при заданной температуре воздуха, которая находится из табличных данных; *М.е.* — молекулярный вес воды.



Рисунок 7.4 - Спектры генерации Tm:YLF лазера с ФП при настройке на линию паров воды λ =1908.9 нм (P_{zeh} =2.2 Вт, P_{hak} =16 Вт при пороговой мощности $P_{hak}^{nop} = 8$ Вт) при различной относительной влажности: $1 - \varphi = 12\%$, $2 - \varphi = 2\%$.

По провалу в спектре генерации находится эффективная длина $l_{9\phi}$ слоя паров воды, образующих наблюдаемую величину пропускания $T=I_{Muh}/I_{Makc}$ (для $\varphi = 2\%$, $N = 1.2 \times 10^{16}$ см⁻³) (Рисунок 7.4):

$$l_{2\phi} = [ln(1/T)] / [\sigma \times N] \approx 10^5 \text{ cm.}$$
(7.20)

Эта величина коррелирует с другим методом оценки эффективной длины поглощающего слоя, пропорциональной времени *T* стабильной генерации в окрестности линии поглощения, если за время *T* брать длительность пичка генерации ~ 5 мкс [152]:

$$l_{\mathfrak{b}d.T} = c \times T \times \mu \approx 10^5 \,\mathrm{cm},\tag{7.21}$$

где μ - коэффициент заполнения резонатора поглощающей средой. Отношение сигнал/шум нашей измерительной системы позволяет уверенно регистрировать величину относительной глубины провала ($\Delta I/I_0$)_{*B.P.*}~0.1. При этом пороговая чувствительность, т.е. наименьший коэффициент поглощения, соответствующий минимально регистрируемой глубине провала, может составлять величину ~ 10^{-6} с m^{-1} .

Поглощение лазерного излучения, дополнительное к внутрирезонаторному, также происходит на пути L от выходного зеркала резонатора через спектрометр до фотоприёмника. Оценки показывают, что при влажности 2% коэффициент поглощения паров воды на длине L=1 м не превышает 0.3%, вследствие чего этим поглощением можно пренебречь.

Таким образом, проведены экспериментальные исследования регистрации паров воды методом ВРЛС с использованием лазера на кристалле Tm:YLF с продольной диодной накачкой и селективным резонатором в диапазоне 1860-1940 нм с шириной линии генерации не более 1 нм, показавшие возможность применения данного метода в ИК диапазоне спектра.

8 Проведение расчетов и математического моделирования для разработки гетероструктур на основе соединений InGaP–GaAs и InGaAlAs-GaAs для нелинейного преобразования частоты в полупроводниковых

гетеролазерах с вертикальным резонатором и оптической накачкой диодными и твердотельными лазерами

8.1 Введение

Как уже отмечалось, получение непрерывного излучения в среднем инфракрасном (ИК) диапазоне при комнатной температуре с использованием нелинейных преобразований лазерных пучков с целью расширения доступного спектрального диапазон лазерного излучения является одной из важных современных задач в области лазерной техники [163]. В настоящее время существуют различные методы, позволяющие реализовать прямую генерацию ИКизлучения в полупроводниковых лазерных структурах: на внутризонных переходах в квантовых каскадных лазерах, либо на прямых межзонных переходах в полупроводниковых материалах с малой шириной запрещенной зоны. Однако, несмотря на значительный прогресс в развитии подобных излучающих структур, изучение и поиск альтернативных источников излучения в среднем инфракрасном диапазоне по-прежнему стимулируется трудностью и дороговизной их изготовления. Нелинейное преобразование излучения в процессе генерации разностной гармоники является одним из таких способов [164]. Полупроводниковые материалы, широко используемые в лазерной технике, обладают значительной квадратичной нелинейностью и имеют широкую полосу прозрачности в среднем ИК диапазоне. Из широкого арсенала активных полупроводников легко подобрать излучатели, разностная частота которых лежит в требуемом участке спектра среднего ИК.

В данном разделе представлены результаты теоретических исследований возможности генерации разностной частоты в полупроводниковых лазерах с оптической накачкой, а также условий эффективной реализации этого преобразования. В рассматриваемой модели разностная частота рождается в результате смешения лазерного поля накачки и возникающей непосредственно в структуре лазерной волны в соответствии с законом сохранения энергии:

$$\frac{1}{\lambda_P} - \frac{1}{\lambda_L} = \frac{1}{\lambda_d}$$
(8.1)

132

где λ_P , λ_L , λ_d – длины волн накачки, лазерной генерации и разностной частоты соответственно, и законом сохранения импульса в плоскости эпитаксиальных слоёв структуры:

$$k_P^z - k_L^z = k_d^z \tag{8.2}$$

где k_P^z, k_L^z, k_d^z – соответствующие проекции волновых векторов на ось z (z – направление распространения волны разностной частоты).

Предложенный подход позволяет эффективно обеспечивать условие продольного фазового синхронизма непосредственно за счёт изменения угла падения поля накачки. При этом отсутствие фазового синхронизма в направлении роста эпитаксиальных слоёв структуры принимается во внимание в виде вычисляемого интегрального вклада в результирующий отклик, и данная величина может быть оптимизирована. Путём независимой температурной перестройки длин волн излучения обоих лазеров появляется возможность изменять в пределах некоторого диапазона длину волны разностной компоненты вблизи значения, определяемого выбранными исходными длинами волн лазера накачки и лазерной генерации. При этом для реализации условия фазового синхронизма необходимо дополнительно обеспечить подстройку угла падения накачки. В соответствии с выражением (8.1) изменение длины волны разностной гармоники будет определяться выражением:

$$\Delta \lambda_d = \frac{\lambda_L^2 \Delta \lambda_P - \lambda_P^2 \Delta \lambda_L}{(\lambda_L - \lambda_P)^2}$$
(8.3)

Исходя из приведенного соотношения при $\lambda_L = 1$ *мкм*, соответствующей хорошо освоенному диапазону длин волн полупроводниковых лазеров на подложках GaAs, и типичной длине волны лазера накачки $\lambda_p = 0.8$ *мкм*, доступной для мощных полупроводниковых лазеров, можно обеспечить перестройку центральной длины волны разностного излучении в диапазоне 100 *нм* вблизи несущей $\lambda_d \approx 4$ *мкм*.

8.2 Схемы генерации разностной частоты

Для реализации приведенного выше алгоритма получения разностной частоты можно предложить две различные схемы с использованием полупроводниковых

лазерных структур с оптической накачкой: с использованием лазеров полосковой геометрии и вертикально-излучающих лазеров (рисунок 8.1).



Рисунок 8.1 - Принципиальные схемы генерации излучения разностной частоты в полупроводниковых лазерах с оптической накачкой для а) полосковой геометрии, б) вертикально-излучающей геометрии. $\mathbf{e}_{\mathbf{p}}$, $\mathbf{e}_{\mathbf{L}}$, $\mathbf{e}_{\mathbf{d}}$ – единичные вектора поляризации накачки, лазерного излучения и излучения на разностной частоте. L_{abs} – толщина поглощающего накачку (волноводного для разностной частоты) слоя.

В обоих случаях волна разностной частоты распространяется в плоскости эпитаксиальных слоёв структуры, и её проекция на направление взаимодействия определяется эффективным показателем распространения волноводной моды. Следует отметить, что для существования ненулевого квадратичного отклика в полупроводниковых структурах с кристаллической решеткой типа цинковой обманки, к которым относится GaAs, необходимо, чтобы векторы поляризации участвующих BO взаимодействии волн имели ненулевые проекции на направляющие оси кристалла. Принимая кристаллографическое направление [110] в качестве направления естественных сколов, получаем поляризации волн накачки и лазерной генерации в плоскости слоёв структуры (ТЕ – поляризация) и ТМ – поляризацию для волны разностной частоты. Следует отметить, что возможно и другое соотношение поляризаций волн накачки и разностной частоты: ТМ и ТЕ соответственно. Лазерное поле в обоих случаях имеет поляризацию в плоскости слоёв структуры в силу требования правил отбора в дипольном приближении для оптических переходов. Критерием для выбора ТЕ-ТМ поляризации для полей накачки и разностной частоты является проекция поляризации накачки на

кристаллографические оси структуры. Проекция принимает большие значения для TE-TM поляризации по причине малых углов распространения волны накачки в структуре в силу значительного скачка показателя преломления на границе воздухполупроводник.

В случае модели с полосковой геометрией лазерное излучение распространяется в плоскости слоёв структуры. Тогда, в соответствии с выражением (8.2), для обеспечения продольного фазового синхронизма необходимо, чтобы проекция коротковолновой накачки на направление взаимодействия компенсировала разницу в волновых векторах лазерной волны и волны разностной частоты:

$$\frac{n'_{L}}{\lambda_{L}} - \frac{\sin\theta}{\lambda_{P}} = \frac{n'_{d}}{\lambda_{d}};$$
(8.4)

где θ – угол падения накачки в воздухе; n'_L , n'_d – эффективные показатели распространения волноводной моды лазерной и разностной частоты соответственно. При этом волна разностной частоты распространяется навстречу по отношению к направлению накачки. Подобная схема была предложена ранее для генерации излучения в телекоммуникационном диапазоне длин волн [165].

Оценим возможность расширения результирующего диапазона длин волн разностной генерации в область среднего ИК диапазона. В соответствии с выражениями (8.1) и (8.4) для разностной длины волны справедливо следующее соотношение:

$$\lambda_d = \lambda_L \frac{n'_d + \sin\theta}{n'_L - \sin\theta}$$
(8.5)

Подставив для оценки значения входящих в выражение величин - $\theta = \pi/2$ и $n'_L \approx n'_d \approx 3.5$ - получим пропорциональное соотношение для длины волн накачки, лазерного излучения и разностной частоты $\lambda_p:\lambda_L:\lambda_d = 1:1,6:2,8$. Так, при использовании доступных полупроводниковых лазеров (например, $\lambda_p = 1,064$ мкм, что соответствует также частоте излучения твердотельного неодимового лазера) можно получить разностную длину волны в спектральном интервале, достигающем $\lambda_d=3$ мкм. Диапазон возможных разностных длин волн может быть расширен (до 4-5 мкм) за счёт использования для улучшения условий накачки дополнительных

согласующих элементов на поверхности эпитаксиальных слоёв, таких, например, как призма или дифракционная решётка.

Альтернативным способом получения длинноволнового излучения представляется генерация разностной частоты в полупроводниковых лазерах вертикально-излучающей геометрии. Полупроводниковые вертикальноизлучающие лазеры (VECSEL – vertical external cavity surface emitting lasers seniconductor disk lasers) – SDL – относительно новый или ТИП полупроводниковых лазеров [166-168]. Основными преимуществами вертикально излучающих структур ПО сравнению с традиционными инжекционными лазерами полосковой конструкции являются слабая угловая при симметричной диаграмме направленности расходимость выходного излучения, а также большие значения выходной мощности при сохранении качества пучка и компактных геометрических размеров источников излучения. В отличие от полосковых лазеров со сколотыми гранями в качестве зеркал резонатора В вертикальных структурах используются распределенные брэгговские отражатели (РБО), сформированные на основе чередующихся слоев материалов с отличающимися показателями оптического преломления, каждый толщиной в одну четверть резонансной длины волны.

В рассматриваемой нами модели нелинейного преобразования частот излучение вертикально-излучающего лазера и волна разностной частоты распространяются во взаимно перпендикулярных направлениях, и выполнение условий фазового синхронизма определяется только углом падения накачки (проекция волнового вектора накачки в плоскости структуры равна эффективному волновому вектору волноводной моды разностной частоты):

$$\frac{\sin\theta}{\lambda_p} = \frac{n'_d}{\lambda_d}; \tag{8.6}$$

В зависимости от конкретных параметров проектируемой структуры и исходных задач в модели вертикального лазера можно получить генерацию разностной частоты на длинах волн более 3 мкм. Коротковолновая область диапазона перестройки покрывается при использовании структур с более короткими длинами волн накачки и лазерного излучения или минимизации эффективного показателя распространения разностной моды при соответствующих

136

параметрах волновода. Расширение в длинноволновую область может быть обеспечено при проектировании структуры с учетом возможности накачки в верхние уровни размерного квантования активного слоя лазера [168].

Произведём оценку ширины спектра разностной частоты для двух предложенных геометрических конфигураций. В общем случае известно [169], что зависимость мощности нелинейного преобразования от величины рассогласования волновых векторов участвующих во взаимодействии волн $P_d \propto (\frac{\sin x}{x})^2$, где $x = \Delta k_{NL}L_z/2$, $\Delta k_{NL} = k_L^z - k_R^z - величина$ нелинейного рассогласования, $L_z - длина$ нелинейного взаимодействия. Под шириной спектра генерации разностной частоты будем понимать ширину последней зависимости по уровню 0,5 от мощности. Таким образом, получим $\Delta k_{NL}L_z/2\approx 2,8$. Запишем Δk_{NL} в виде разложения в ряд по степеням ширины спектра разностной частоты $\Delta \lambda_d$:

$$\Delta k_{NL} = \Delta k_{NL} \left|_{\lambda_{P}^{0}, \lambda_{L}^{0}} + \frac{\partial \Delta k_{NL}}{\partial \lambda_{d}} \right|_{\lambda_{P}^{0}, \lambda_{L}^{0}} d\lambda_{d} + \frac{1}{2} \frac{\partial^{2} \Delta k_{NL}}{\partial^{2} \lambda_{d}} \left|_{\lambda_{P}^{0}, \lambda_{L}^{0}} (d\lambda_{d})^{2} + O^{3} \right|_{(8.7)}$$

Первое слагаемое в выражении (8.7) соответствует условию фазового синхронизма на центральной частоте исходных спектров и обсуждалось выше. Второе слагаемое (а в случае равенства его нулю – третье) определяет ширину спектра разностной частоты. Запишем выражение для первой степени разложения нелинейного рассогласования волнового вектора для лазера вертикально-излучающей геометрии:

$$\frac{1}{2\pi} \frac{\partial \Delta k_{NL}^{VCSEL}}{\partial \lambda_d} \bigg|_{\lambda_p^0, \lambda_L^0} = \frac{1}{\lambda_d^2} \left(n'_d - n'_d \frac{\lambda_p}{\lambda_d} - \lambda_d \frac{\partial n'_d}{\partial \lambda_d} \right)$$
(8.8)

В выражении (8) необходимо учитывать дисперсию эффективного показателя преломления от длины волны, которая складывается из материальной и волноводной составляющих, и имеет отрицательный знак для полупроводниковых соединений группы A3B5. Представленное выражение может быть использовано для оптимизации результирующего спектра и оценки эффективной ширины спектра исходных взаимодействующих волн при расчете результирующей эффективности нелинейного преобразования. Аналогичное выражение для лазера полосковой геометрии может быть записано в виде:

$$\frac{1}{2\pi} \frac{\partial \Delta k_{NL}^{stripe}}{\partial \lambda_d} \bigg|_{\lambda_p^0, \lambda_L^0} = \frac{1}{\lambda_d^2} \left[\frac{n'_L (\lambda_L + \lambda_P) + n'_d \lambda_P}{\lambda_L} - \left(\lambda_L \frac{\partial n'_L}{\partial \lambda_L} + \lambda_d \frac{\partial n'_d}{\partial \lambda_d} \right) \right]$$
(8.9)

Сопоставление результатов для полосковой и вертикально излучающей геометрии в соответствии с выражениями (8.8) и (8.9) даёт несколько большее значение ширины результирующего спектра разностной частоты для вертикально излучающей геометрии. При условии равенства нулю выражения в скобках в (8.8) И (8.9) для соответствующих значений параметров можно исследовать возможность генерации широкополосного излучения на разностной частоте. Отметим, что обращение в нуль первой производной по разностной длине волны возможно только при положительной дисперсии показателя преломления ~ 0,5 мкм⁻¹, что может быть реализовано в подобных структурах при модуляции свойств среды в плоскости эпитаксиальных слоев.

Таким образом, приведенные выше соотношения позволяют произвести сравнение спектральных характеристик двух схем генерации разностной частоты и обеспечения предложить способы фазового синхронизма для увеличения мощности разностной частоты. Поскольку интересным с точки зрения практического применения в первую очередь представляется диапазон 3-4 мкм, не доступный в непрерывном излучении при комнатной температуре квантовым каскадным лазерам [170], то в приведенном далее анализе основное внимание будет сосредоточено на вертикально излучающих лазерах. В частности, будут исследованы критерии оптимизации параметров и проведено сравнение различных типов вертикально излучающей структуры для увеличения эффективности нелинейного преобразования.

8.3 Эффективность нелинейного преобразования

Известно, что в общем случае возможны две схемы формирования излучения на разностной частоте в структуре: случай волноводного распространения и излучение в подложку (аналог Черенковского излучения). Поскольку эффективность первого варианта в случае синхронизма пропорциональна квадрату длины взаимодействия, а второго – первой степени, то в настоящей работе рассматривается только случай волноводного распространения моды разной частоты, как более перспективный. Для оценки эффективности преобразования излучения двух исходных волн в волну разностной частоты решим двумерное неоднородное волновое уравнение для компоненты $E_d = E_d(y, z)$ напряженности электромагнитного поля на разностной частоте [169]:

$$\frac{\partial^2 E_d}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 E_d}{\partial z^2} + k_d^2 n_d^2 E_d = -4\pi k_d^2 \mathbf{P}_{NL}$$
(8.10)

где $k_d = \frac{2\pi}{\lambda_d}$ – модуль волнового вектора разностной частоты в вакууме; $n_d = n_d(y)$ – зависимость коэффициента преломления слоёв структуры на разностной частоте; $P_{NL} = P_{NL}(y, z)$ – проекция нелинейной поляризации Рассматриваем ТМ поляризацию разностной частоты. Методом медленно меняющихся амплитуд в приближении неистощимости накачки и лазерного поля получим выражение для мощности на разностной частоте для нулевой возбуждаемой волноводной моды:

$$P_{d}^{TM} = \frac{2\pi^{3}c}{\lambda^{2}n_{d}^{\prime2}} L_{x}L_{z}^{2} \left| \int \frac{\mathbf{P}_{NL}Y_{d}^{*}}{\eta_{TM}} dy \right|^{2} / \int \frac{|Y_{d}|^{2}}{\eta_{TM}} dy$$
(8.11)

где *c* – скорость света; L_x – поперечный размер области взаимодействия; L_z – длина взаимодействия; Y_d – поперечный профиль распределения моды разностной частоты, который для случая многослойной структуры может быть получен из решения однородного волнового уравнения [171]; η – поперечный характеристический импеданс, $\frac{1}{\eta_{TM}} = \frac{n_d^2}{n'_d}$. В свою очередь выражение для нелинейной поляризации определятся поперечным распределением накачки и лазерного поля:

$$\mathbf{P}_{NL}(y) = \chi_{NL} : E_{P}^{0} Y_{P}(y) E_{L}^{0} Y_{L}^{*}(y) = \chi_{NL} : E_{P}^{0} E_{L}^{0} e^{-ik_{P} \cos \theta_{L} y} e^{-\alpha_{P} y/\cos \theta_{L}} Y_{L}^{*}(y)$$
(8.12)

где χ_{NL} – квадратичная нелинейная восприимчивость; E^0_{P} , E^0_{L} – амплитуды напряженностей полей накачки и лазерного излучения соответственно; θ_t – угол, под которым распространяется накачка в структуре; α_P – коэффициент поглощения накачки; $Y_L(y)$ – профиль лазерного поля в продольном резонаторе или вертикальном резонаторе.

В выражение (8.12) входят абсолютные значения амплитуды напряженности электрического поля. Для удобства последующего обсуждения выразим мощность на разностной частоте через выходную мощность лазерного излучения в полосковой и вертикально-излучающей геометрии соответственно:

$$P_{d}^{stripe} = \frac{16\pi^{4}}{\lambda_{d}^{2}n_{d}^{'2}n_{L}^{'}}L_{z}^{2}\frac{P_{L}^{out}}{\left(1-r_{stripe}^{2}\right)\int\left|Y_{d}\right|^{2}dy}E_{p}^{0}\left|\int\frac{\chi_{NL}Y_{p}Y_{L}^{*}Y_{d}^{*}}{\eta_{TM}}dy\right|^{2}/\int\frac{\left|Y_{d}\right|^{2}}{\eta_{TM}}dy$$
(8.13a)

$$P_{d}^{VECSEL} = \frac{16\pi^{4}}{\lambda_{d}^{2}n_{d}^{*2}}L_{z}\frac{P_{L}^{out}}{(1+r_{EM})^{2}}E_{P}^{0^{2}}\left|\int\frac{\chi_{NL}Y_{P}Y_{L}^{*}Y_{d}^{*}}{\eta_{TM}}dy\right|^{2}\left/\int\frac{|Y_{d}|^{2}}{\eta_{TM}}dy$$
(8.136)

В силу различной геометрии рассматриваемых схем в последних двух выражениях для удобства используются два различных способа пересчета мощности излучения, отраженной от зеркала. Для полосковой геометрии применяется коэффициент прохождения излучения по мощности, выходящей с торца структуры, $1-r_{stripe}^2$, тогда как для вертикальной используется пересчет амплитуды электрического поля: $1+r_{EM}$, r_{EM} – коэффициент отражения внешнего зеркала по амплитуде, и последующее вычисление выходной мощности. При этом напряженность электрического поля волны накачки в воздухе находится непосредственно из мощности накачки $E_p^0 = \sqrt{\frac{8\pi P_p}{cL_xL_y}}$ и далее пересчитывается

методом матриц прохождения во все последующие слои структуры.

Исключив на данном этапе из рассмотрения влияние интеграла перекрытия на мощность разностной частоты, для отношения мощностей на разностной частоте, определяемых выражениями (8.13а) и (8.13б), будем иметь:

$$\frac{P_d^{stripe}}{P_d^{VECSEL}} = \frac{L_z (1 + r_{EM})^2}{L_y n'_L (1 - r_{stripe}^2)}$$
(8.14)

Оценка этого отношения при параметрах структур, соответствующих одинаковым выходным мощностям лазерного излучения, показывает, что мощность на разностной частоте в вертикально-излучающих лазерах от одного до трёх порядков превышает генерируемую мощность в полосковых лазерах.

Также отметим, что наряду с нелинейным преобразованием энергии исходных волн в разностную частоту существует противоположный процесс, причиной которого является материальное поглощение на свободных (обусловленных остаточной степенью легирования слоёв структуры) и инвертированных (вследствие действия накачки) носителях. Чтобы учесть поглощение, в уравнение (8.10) вместо квадрата показателя преломления необходимо подставить комплексную диэлектрическую проницаемость. Для оценки соотношения величины поглощения и длины взаимодействия (при котором эффективность нелинейного преобразование уменьшается в два раза) модифицируем решение волнового уравнения. В случае плоских волн при условии точного фазового синхронизма отношение результирующей мощности на разностной частоте с учётом поглощения к мощности без учёта поглощения примет следующий вид:

$$\frac{P_d^{\alpha\neq0}}{P_d^{\alpha=0}} = \left(\frac{1 - e^{-\alpha z/2}}{-\alpha z/2}\right)^2$$
(8.15)

Из этого выражения с учётом обозначенного выше критерия получим условие на область допустимых значений для длины взаимодействия и коэффициента поглощения:

$$\alpha_{dZ} < 1.5 \tag{8.16}$$

8.4 Расчёт и оптимизация параметров структуры

Для реализации эффективной генерации разностной частоты при проектировании полупроводниковой структуры необходимо учитывать следующие принципы: во-первых, следует максимизировать выходную мощность лазерной генерации и, во-вторых, важным является оптимизация интеграла нелинейного взаимодействия, входящего в выражение (8.13). Согласно этим критериям, был проведен расчёт для вертикально-излучающей структуры: оптимизировалось число квантовых ям с учетом их расположения в узлах поля, а также толщина поглощающего накачку слоя (отметим, что он отличается от длины резонатора в случае вертикально излучающего лазера с внешним резонатором), который является волноводным слоем для разностной частоты. Одновременно с этим для получающихся параметров структуры с учётом её пороговых и выходных характеристик необходимо следить за выполнением условия (8.16) для суммарного поглощения на разностной частоте.

В качестве источника накачки в расчётах рассматривается полупроводниковый лазер с волоконным выходом, длиной волны генерации $\lambda_P \approx 0.81$ мкм и выходной мощностью $P_P = 3$ Bm. Диаметр пятна накачки

предполагается равным диаметру *d* волокна – 200 мкм. Рассматриваемая длина волны лазерной генерации $\lambda_L \approx 1.06$ мкм может быть получена с использованием напряженных квантовых ям (КЯ) на основе InGaAs. В результате длина волны разностной частоты составляет $\lambda_L \approx 3.43$ мкм и (в зависимости от параметров структуры) соответствует условию фазового синхронизма для накачки по углу не более 50°. Такое значение угла накачки не приводит к значительным потерям мощности в результате френелевского отражения. Конфигурация резонатора с внешним зеркалом для лазерного излучения была проанализирована для двух пар материалов нижнего распределенного брегговского отражателя (РБО): пара AlAs/GaAs и случай с окислением арсенида алюминия – AlO_x/GaAs, при различных значениях коэффициента отражения внешнего зеркала.

Для возникновения лазерной генерации необходимо выполнение пороговых условий, которые запишем в следующем виде:

$$g_{th} = \begin{bmatrix} \alpha \left(L_{abs} - L_{QW} N_{QW} \right) + \ln \frac{1}{r_i r_g} \end{bmatrix} \beta L_{QW} N_{QW}$$
(8.17)

где в качестве усиливающей среды предполагается N_{QW} квантовых ям геометрической толщиной $L_{QW}=10$ нм; β – фактор стоячей волны (в расчетах $\beta=2$, что является справедливым для квантовых ям при размещении их в узлах поля стоячей волны); r_1 и r_g – эффективные коэффициенты отражения верхнего составного зеркала и нижнего РБО (везде в расчетах используются коэффициенты отражения по амплитуде); $\alpha=2$ см⁻¹ – поглощение на длине волны генерации. Согласно [172] можно записать $r_g = r'_g e^{-\alpha L_{eff}}$, где r'_g – коэффициент отражения без учёта поглощения, L_{eff} – эффективная толщина проникновения поля в РБО; (1 - 2)

 $r_1 = r_i - \frac{(1 - r_i^2)r_{EM}}{1 - r_i r_{EM}}$, где r_i – коэффициент отражения границы полупроводник-воздух

в составном резонаторе, r_{EM} – коэффициент отражения внешнего зеркала. Количество слоёв нижнего РБО подбиралось таким образом, чтобы обеспечить равные и технологически доступные для обеих пар материалов по значению коэффициенты отражения [173]. Для 22,5 пар слоёв AlAs/GaAs и 4,5 пар AlO/GaAs значения коэффициентов отражения составляют ~99,91%. Эффективный коэффициент отражения верхнего составного зеркала ~99,91% соответствует коэффициенту отражения внешнего зеркала ~99,7%.

Для расчета пороговых условий по плотности мощности оптической накачки и выходной мощности лазерного излучения использовались [172]: логарифмическая зависимость усиления от концентрации носителей $g = g_0 \ln \frac{n}{n_0}$ и следующие материальные параметры среды: параметр усиления $g_0=2100 \text{ cm}^{-1}$, просветляющая концентрация $n_0=1.8 \cdot 10^{-18} \text{ cm}^{-3}$, безызлучательное время жизни носителей $\tau_N=5 \cdot 10^{-9} \text{ сек}$ и коэффициент излучательной рекомбинации $B=10^{-10} \text{ сек/сm}^{-3}$. Учитывается френелевское отражение и двукратное (отражение от границы с РБО) прохождение волны накачки. Вероятность захвата поглощенных носителей ямой полагается равной единице, концентрация носителей считается равномерно распределенной между ямами.

На данном этапе оптимизации рассчитывается число КЯ, обеспечивающих максимальную выходную мощность при заданных параметрах структуры, и значение выходной мощности через внешнее зеркало резонатора при заданной мощности накачки. В зависимости от оптимального числа КЯ в соответствии с выражением $L_{abs} = \frac{\lambda_L}{2n_L} (N_{QW} + 1)$ может быть определена минимальная толщина волновода для разностной частоты. Далее независимо решаются задачи о распределении профиля полей накачки, лазерной генерации и разностной длины волны, входящий в выражение (8.13) для мощности на разностной длине волны. Поскольку нас интересуют решения только для распространяющихся волноводных мод разностной частоты, то для обоих типов нижнего РБО устанавливается ограничение на минимальную толщину волновода, определяемую частотой отсечки. Также этот факт позволяет осуществить интегрирование по конечной области взаимодействия В поперечном направлении роста структуры, обусловленного шириной профиля моды разностной частоты.

В силу знакопеременного (отсутствие фазового синхронизма в поперечном направлении) характера подынтегральной зависимости в числителе выражения (8.13), который определяется произведением лазерного поля и поля накачки, зависимость мощности на разностной частоте от толщины волноводного

для разностной моды слоя носит осциллирующий характер. Оптимальная толщина волноводного слоя, соответствующая половине периода осцилляций, В Ha рассматриваемой конфигурации составляет величину около 0,4 мкм. осциллирующую зависимость с увеличением толщины волноводного слоя накладывается монотонное затухание (вне области отсечки моды разностной частоты), вызванное перекрытием экспоненциальной зависимости накачки вглубь структуры с профилем разностной моды. Вблизи отсечки разностной моды также существует падающий участок в зависимости мощности разностной частоты. Это обусловлено малым значением фактора оптического ограничения для моды

разностной частоты.

Рассчитанная зависимость мощности на разностной частоте приведена на рисунке 8.2. Выигрыш в мощности для AlO_x/GaAs пары материалов PEO главным образом обусловлен более симметричным распределением и лучшим перекрытием накачки и разностной моды. Для разностной моды в случае нижнего PEO на основе пары материалов AlAs/GaAs характерно сильно ассиметричное распределение профиля амплитуды поля. При этом большая по сравнению с предыдущим



Рисунок 8.2 - Зависимость мощности излучения на разностной частоте для ТМ поляризации от толщины волноводного (поглощающего накачку) слоя для двух пар материалов нижнего РБО (синие зависимости – 4,5 пары AlO_x/GaAs; красная – 22,5 пары AlAs/GaAs)

вариантом часть мощности распространяется в нижней обкладке. Осциллирующий участок зависимости не показан на приведенном рисунке, поскольку он не имеет практической значимости.

Также на рисунке 8.2 пунктирной обозначена зависимость для пар материалов AlO_x/GaAs нижнего PEO с диэлектрическим покрытием на границе раздела полупроводник-воздух. Такое покрытие обеспечивает уменьшение частоты отсечки разностной волноводной моды, приводит к более симметричному распределению профиля разностной моды в области оптимальных малых значений толщин волноводного слоя и, как следствие, увеличению мощности разностной частоты.

Для численной оценки мощности на разностной частоте возьмем обозначенные выше значения параметров накачки в оптимальной точке зависимости, приведенной на рисунке 8.2. Область нелинейного взаимодействия в плоскости слоёв структуры будет представлять собой прямоугольник размером $20 \times 200 \ \mu m^2$, а $r_{EM} = 99,7\%$. Размеры области взаимодействия определяются в нашем случае параметрами пятна накачки и технологическими требованиями к окислению зеркал. Таким образом, оценка мощности при учете нелинейности сплошного полупроводникового материала (величина $\chi_{NL} = 5 \cdot 10^{-7} C\Gamma C \Im^{-1}$ – характерна для полупроводниковых материалов семейства АЗВ5) даёт величину на уровне нескольких десятков микроватт.

Исходя из данных по спектрам поглощения [174] на свободных носителях для арсенида галлия оценка суммарного поглощения на свободных носителях не превышает $2 cm^{-1}$. Основным является потеря мощности разностной частоты, связанная с вытеканием излучения в подложку. Для полученных оптимальных значений толщин слоёв структуры значение потерь на вытекание составляют *3,4 сm⁻¹* и *1,4 сm⁻¹* для AlO_x/GaAs и AlAs/GaAs PEO отражателей соответственно. Таким образом, согласно условию (8.16) поглощение на разностной частоте существенно не сказывается на мощности разностной частоты вплоть до длин нелинейного взаимодействия ~*3 мм*.

145



коэффициента отражения внешнего зеркала (коэффициент отражения РБО 99,91%)

Важным для увеличения мощности на разностной частоте являются значения коэффициентов отражения зеркал. В пределе – при использовании глухих зеркал для лазерного излучения – обеспечивается максимум выходной мощности на разностной частоте, когда вся мощность на лазерной длине волны циркулирует внутри резонатора. Приведённая на рисунке 8.3 зависимость выходной мощности от коэффициента отражения внешнего зеркала построена для используемого в расчетах значения коэффициента отражения нижнего РБО при оптимальных параметрах структур, полученных из предыдущих результатов. Характер этих зависимостей определяется, в первую очередь, обратной зависимостью амплитуды лазерного поля внутри резонатора от коэффициента пропускания внешнего зеркала. Отличие проявляется при больших значениях коэффициента отражения, что показано на рисунке 8.3 пунктирной зависимостью и вызвано уменьшением излучаемой лазерной мощности с уменьшением излучательных потерь.

8.5 Выводы

Таким образом, на основе анализа и расчетов спектральных и энергетических характеристик излучения для полосковой и вертикально-излучающей конфигураций полупроводниковых лазеров было произведено сравнение эффективностей двух предлагаемых схем для нелинейного преобразования излучения ближнего ИК диапазона в средний ИК. Показано преимущество вертикально-излучающей конфигурации для увеличения эффективности нелинейного преобразования. Произведена оптимизация вертикально-излучающей структуры при технологически достижимых значениях её параметров. Оцененное значение выходной мощности на разностной частоте на уровне десятков микроватт в вертикально-излучающих лазерах может быть увеличено за счет увеличения мощности генерации в вертикально излучающих лазерах при увеличении площади лазерной моды для больших мощностей накачки.

9. Проведение расчетов разработке лабораторной по основе преобразования установки на оптического волокна для излучения импульсных лазеров ближнего ИК диапазона В средний ИК диапазон

В ходе теоретического и экспериментального анализа проблемы была установлена пригодность высоконелинейного германатного (GeO2) оптического волокна для преобразования ультракоротких импульсов ближнего ИК-диапазона (1,56 мкм) от эрбиевого волоконного лазера в средний ИК-диапазон (вплоть до 2– 2,6 мкм). Преобразование спектра импульсов достигалось за счёт нелинейных эффектов, в первую очередь, рамановского эффекта (ВКР), приводящего к красному самосдвигу спектра солитонов, подаваемых на вход германатного волокна с фемтосекундного волоконного лазера. Достаточная эффективность преобразования спектра в средний ИК-диапазон достигается за счёт высокой пиковой мощности P=20 кВт и интенсивности $I=1,7\cdot 10^{19}$ Вт/см² подаваемых ультракоротких лазерных импульсов, а также благодаря малому коэффициенту поглощения В среднем ИК-диапазоне и высокой степени нелинейности германатного волокна, в сравнении с кварцевыми волокнами. Наконец, высокая эффективность преобразования спектра достигается за счёт большой эффективной длины нелинейного взаимодействия излучения со средой: эта длина за счёт малого диаметра сердцевины германатного волокна (порядка 4 мкм), по сути, соответствует длине волокна, составляя несколько метров, в то время как при

фокусировании света в нелинейную среду, в области перетяжки светового пучка эффективная длина составила бы доли сантиметра.

Как показали количественные оценки, мощность, подаваемая с лазера на вход германатного волокна, достаточна для проявления ВКР и красного самосдвига спектра солитона в средний ИК-диапазон, превосходя пороговое значение мощности по ВКР в несколько раз. Это подтвердил и эксперимент, в ходе которого исследовался спектр сигнала на выходе германатного волокна. На спектре были отчётливо видны типичные солитонные спектры, с максимумом сдвинутым до 2-2,6 мкм, в зависимости от подаваемой мощности и длины волокна. Средняя импульса мощность результирующего В ЭТОМ диапазоне, находимая интегрированием по спектру, составляла 1–5 мВт, пиковая мощность – 1 кВт, исходя из длительности импульса порядка 200 фс, найденной по АКФ.

Заключение

Поставленные на 2 этап задачи выполнены полностью.

Разработана теория генерации широкополосного терагерцового излучения в электрооптических кристаллах лазерными импульсами с наклонным фронтом интенсивности. Описана динамика формирования терагерцового поля в кристалле. Проведены расчеты оптико-терагерцовой конверсии для кристаллов GaAs и LiNbO₃. Показано, что эффективность конверсии может достигать нескольких процентов.

Разработан метод генерации терагерцового излучения при оптическом пробое сплошных и нанодисперсных сред, в основе которого лежит механизм возбуждения низкочастотного (на терагерцовых частотах) остаточного тока в образующейся при ионизации плазме. Построена аналитическая модель явления и получены приближенные формулы, позволяющие определить зависимость величины плотности остаточного тока от параметров лазерного импульса и потенциала ионизации атомов газа.

Разработан метод формирования коротких импульсов излучения в вакуумном ультрафиолетовом и мягком рентгеновском спектральных диапазонах на основе

148

преобразования оптического излучения при резонансном взаимодействии с квантовой системой в условиях гармонической модуляции частоты И неоднородного уширения линии резонансного квантового перехода. Показано, что излучение при определённых условиях преобразуется оптическое В последовательность ультракоротких импульсов, длительность которых обратно пропорциональна глубине модуляции частоты квантового перехода, период повторения равен периоду модулирующего излучения, а пиковая интенсивность может многократно превышать интенсивность оптической волны. Показана возможность компрессии сформированных импульсов посредством компенсации внутриимпульсной частотной модуляции.

Разработана теория генерации мягкого рентгеновского излучения при нелинейном взаимодействии релятивистки сильного оптического излучения с резкой границей плазмы. Показано, что генерация обусловлена возбуждением хаотических колебаний плазменной границы. Обоснована возможность наблюдения эффекта в нанопористых мишенях.

Разработана установка по когерентной генерации мягкого рентгеновского излучения при накачке многозарядных ионов инертных газов оптическим излучением фемтосекундного лазера тераваттного уровня мощности. Конкретные расчеты для случая ионизации Хе лазерными импульсами с пиковой интенсивностью 10^17 Вт/см² и длительностью 100 фс показали возможность эффективной генерации рентгеновского лазерного импульса.

Разработаны лабораторные макеты компактных импульсных ПГС среднего ИК диапазона (3,5 мкм) с пиковой мощностью 5,5 кВт на основе твердотельных лазеров с диодной накачкой. Предсказана эффективность преобразования мощности накачки в мощность параметрической генерации порядка 40%.

Разработана лабораторная установка для анализа состава газовых смесей на основе ПГС среднего ИК диапазона. С помощью лазера на кристалле Tm:YLF с продольной диодной накачкой и селективным резонатором в диапазоне 1860-1940 нм с шириной линии генерации не более 1 нм экспериментально продемонстрирована возможность регистрации паров воды.

Разработаны гетероструктуры на основе соединений InGaP–GaAs и InGaAlAs-GaAs для нелинейного преобразования частоты в полупроводниковых

149

гетеролазерах с вертикальным резонатором и оптической накачкой диодными и твердотельными лазерами. Показано преимущество вертикально-излучающей конфигурации для увеличения эффективности нелинейного преобразования. Указан способ повышения выходной мощности на разностной частоте за счет увеличения мощности генерации в вертикально излучающих лазерах при увеличении площади лазерной моды для больших мощностей накачки.

Разработана лабораторная установка на основе оптического волокна для преобразования излучения импульсных лазеров ближнего ИК диапазона в средний ИК диапазон. Продемонстрирована пригодность высоконелинейного германатного (GeO2) волокна для преобразования импульсов эрбиевого волоконного лазера (длина волны 1,56 мкм) в средний ИК-диапазон (вплоть до 2–2,6 мкм).

СПИСОК ИСПОЛЬЗУЕМЫХ ИСТОЧНИКОВ

1 **Hebling, J.** Velocity matching by pulse front tilting for large area THz-pulse generation / J. Hebling, G. Almási, I. Z. Kozma, and J. Kuhl // Opt. Express – 2002. – Vol. 10. – Issue 21 - P. 1161-1166.

2 **Stepanov, A.G.** Efficient generation of subpicosecond terahertz radiation by phasematched optical rectification using ultrashort laser pulses with tilted pulse fronts / A.G. Stepanov, J. Hebling, J. Kuhl // Appl. Phys. Lett. – 2003 – Vol. 83 – Issue 15 – P. 3000-3002.

3 **Hebling, J.** Tunable THz pulse generation by optical rectification of ultrashort laser pulses with tilted pulse fronts / J. Hebling, A. G. Stepanov, G. Almási, B. Bartal, J. Kuhl // Appl. Phys. B – 2004 – Vol. 78 – Number 5 – P. 593-599.

4 **Stepanov, A. G.** Scaling up the energy of THz pulses created by optical rectification / A. G. Stepanov, J. Kuhl, I. Z. Kozma, E. Riedle, G. Almási, J. Hebling // Opt. Express – 2005 – Vol. 13 – Issue 15 – P. 5762-5768.

5 Yeh, K.-L. Generation of 10 μ J ultrashort terahertz pulses by optical rectification / K.-L. Yeh, M. C. Hoffman, J. Hebling, and K. A Nelson // Appl. Phys. Lett. – 2007 – Vol. 90 – 171121.

6 Yeh, K.-L. Generation of high average power 1 kHz shaped THz pulses via optical rectification / K.-L. Yeh, J. Hebling, M. C. Hoffmann, K. A. Nelson // Opt. Commun. – 2008 – Vol. 281 – Issue 13 - P. 3567-3570.

7 **Stepanov, A. G.** Generation of 30 μJ single-cycle terahertz pulses at 100 Hz repetition rate by optical rectification / A.G. Stepanov, L. Bonacina, S. V. Chekalin, J.-P. Wolf // Opt. Lett. – 2008 – Vol. 33 – Issue 21 - P. 2497-2499.

8 Hoffmann, M. C. Efficient terahertz generation by optical rectification at 1035 nm / M.C. Hoffmann, K.-L. Yeh, J. Hebling, and K. A. Nelson // Opt. Express – 2007 – Vol. 15 - Issue 18 – P. 11706-11713.

9 Bartal, B. Toward generation of μJ range sub-ps THz pulses by optical rectification /
B.I. Bartal, Z. Kozma, A. G. Stepanov, G. Almási, J. Kuhl, E. Riedle, J. Hebling // Appl.
Phys. B – 2006 - Vol. 86 - Number 3 – P 419-423.

Hebling, J. Generation of high-power terahertz pulses by tilted-pulse-front excitation and their application possibilities / J. Hebling, K.-L. Yeh, M. C. Hoffmann, B. Bartal K. A. Nelson // J. Opt. Soc. Am. B – 2008 – Vol. 25 – Issue 7 - P.B6-B19.

Shuvaev, A. V. Čerenkov radiation excited by an ultrashort laser pulse with oblique amplitude front / A.V. Shuvaev, M. M. Nazarov, A. P. Shkurinov, A. S. Chirkin // Radiophys. Quantum Electron. – 2007 - Vol. 50 – P. 922-928.

Bakunov, M. I. Terahertz emission from a laser pulse with tilted front: Phasematching versus Cherenkov effect / M.I. Bakunov, S. B. Bodrov M. V. Tsarev // J. Appl. Phys. – 2008 – Vol. 104 – 073105.

Bakunov, M. I. Theory of terahertz generation in a slab of electro-optic material using an ultrashort laser pulse focused to a line / M.I. Bakunov, S. B. Bodrov, A. V. Maslov, M. Hangyo // Phys. Rev. B – 2007 – Vol. 76 – 085346.

14 Pálfalvi, L.. Temperature dependence of the absorption and refraction of Mg-doped congruent and stoichiometric LiNbO₃ in the THz range / L. Pálfalvi, J. Hebling, J. Kuhl, Á. Péter, K. Polgár // J. Appl. Phys. – 2005 – Vol. 97 – 123505.

Vodopyanov, K. L. Optical THz-wave generation with periodically-inverted GaAs // Laser Photon. Rev. – 2008 – Vol. 2 – Issue 1-2 - P. 11-25.

Chen, Q. Electro-optic transceivers for terahertz-wave applications / Q. Chen, M. Tani, Z. Jiang, X.-C. Zhang // J. Opt. Soc. Am. B – 2001 – Vol. 18 – Issue 6 - P. 823-831.

17 Stoyanov, N. S. Direct Visualization of a Polariton Resonator in the THz Regime / N.
S. Stoyanov, T. Feurer, D. W. Ward, E. R. Statz, K. A. Nelson // Opt. Express – 2004 – Vol. 12 – Issue 11 - P. 2387-2396.

Nagai, M. Generation and detection of terahertz radiation by electro-optical process in GaAs using 1.56 μm fiber laser pulses / M. Nagai, K. Tanaka, H. Ohtake, T. Bessho, T. Sgiura, T. Hirosumi, M. Yoshida // Appl. Phys. Lett. – 2004 – Vol. 85 – 3974.

Bakunov, M. I. Fresnel Formulas for the Forced Electromagnetic Pulses and Their Application for Optical-to-Terahertz Conversion in Nonlinear Crystals / M.I. Bakunov, A. V. Maslov S. B. Bodrov // Phys. Rev. Lett. – 2007 - Vol. 99 – 203904.

20 **Bakunov, M. I.** Strongly subluminal regime of optical-to-terahertz conversion in GaP / M. I. Bakunov, M. V. Tsarev, S. B. Bodrov, M. Tani // J. Appl. Phys. – 2009 – Vol. 105 – 083111.

21 **Tonks, L.** Plasma-Electron Resonance, Plasma Resonance and Plasma Shape / L. Tonks // Physical Review. - 1931. – Vol. 38. - P. 1219-1223.

22 Гильденбург, В. Б. О резонансных свойствах неоднородных плазменных объектов / В.Б. Гильденбург // Журнал экспериментальной и теоретической физики. – 1963. – Т. 45. – С. 1978-1987.

23 Nickel, J. C. Resonance Oscillations in a Hot Non-uniform Plasma Columns / J. C. Nickel, J. V. Parker, R. W. Gould // Physical Review Letters. – 1963. – Vol. 11. – P. 183-185.

24 Shlüter, H. Travelling wave-sustained discharges / H. Shlüter, A. Shivarova // Physics Reports. – 2007. – Vol. 443. – P. 121-255.

25 **Kreibig, U.** Optical Properties of Metal Clusters / U. Kreibig, M. Vellmer - Springer, Berlin, 1995. - P. 1-530.

26 **Ditmire, T.** Interaction of intense laser pulses with atomic clusters / T. Ditmire, T. Donnelly, A. M. Rubenchik, R. W. Falcone, M. D. Perry // Physical Review A. - 1996. – Vol. 53. – P. 3379–3402.

27 Milchberg, H. M. Plasma hydrodynamics of the intense laser-cluster interaction /
H. M. Milchberg, S. J. McNaught, E. Parra // Physical Review E. - 2001. – Vol. 64. –
P. 564021–564027.

28 Singhal, H. Spectral blueshifts in laser light scattered from argon-gas-cluster plasmas
/ H. Singhal, V. Arora, P. A. Naik, P. D. Gupta // Physical Review A. – 2005. – Vol. 72.
– P. 0432011–0432017.

29 Liu, J. Modified hydrodynamics model and its application in investigation of lasercluster interaction // J. Liu, R. Li, P. Zhu, Z. Xu, J. Liu // Physical Review A. – 2001. -Vol. 64. – P. 033426-1-7.

30 Mulser, P. Two Very Efficient Nonlinear Laser Absorption Mechanizms in Clusters /
P. Mulser, M. Kanapathipillai, D. H. H. Hoffmann // Physical Review Letters. – 2005. Vol. 95. - P. 103401-1-4.

31 **Kundu, M.** Harmonic generation from laser–irradiated clusters / M. Kundu, S. V. Popruzhenko, D. Bauer // Physical Review A. – 2007. – Vol. 76. – P. 0332011–0332015.

32 **Gildenburg, V. B.** Optical–to–THz Wave Conversion via Excitation of Plasma Oscillations in the Tunneling-Ionization Process / V. B. Gildenburg, N. V. Vvedenskii // Physical Review Letters.– 2007. – Vol. 98. - P. 245002–1–4.

33 **Wu, H.-C.** Phase-sensitive terahertz emission from gas targets irradiated by few-cycle laser pulses / H.-C. Wu, J. Meyer-ter-Vehn, Z.-M. Sheng // New Journal of Physics. – 2008. – Vol. 10. - P. 043001–1–10.

34 Быстров, А. М. Генерация терагерцового излучения при оптическом пробое газа / А. М. Быстров, Н. В. Введенский, В. Б. Гильденбург // Письма в ЖЭТФ. – Т. 82. – Вып. 12. – С. 852–857.

35 **Corkum, P. B.** Above-threshold ionization in the long-wavelength limit / P. B. Corkum, N. H. Burnett, F. Brunell // Physical Review Letters. – 1989. – Vol. 62. – P. 1259-1262.

36 Jungreuthmayer, C. Microscopic Analysis of Large–Cluster Explosion in Intense Laser Fields / C. Jungreuthmayer, M. Geissler, J. Zanghellini, T. Brabec // Physical Review Letters. – 2004. – Vol. 92. – P. 1334011–1334014.

37 **Ramunno, L.** Probing attosecond kinetic physics in strongly coupled plasmas / L. Ramunno, C. Jungreuthmayer, H. Reinholz, T. Brabec // Journal of Physics B. – 2006. – Vol. 39. - P. 4923-4931.

38 Cavalieri, A. L. Intense 1.5-cycle near infrared laser waveforms and their use for the generation of ultra-broadband soft-x-ray harmonic continua / A. L. Cavalieri, E. Goulielmakis, B. Horvath, W. Heiml, M. Schultze, M. Fies, V. Pervak, L. Veisz, V. S. Yakovlev, M. Uiberacker, A. Apolonski, F. Krausz, R. Kienberger // New Journal of Physics. – 2007. - Vol. 9. - P. 242-1-12.

39 Mysyrowicz, A. Self-compression of optical laser pulses by filamentation / A. Mysyrowicz, A. Couarion, U. Keller // New Journal of Physics. – 2008. - Vol. 10. - P. 025023-1-14.

Silaev, A. A. Residual–current excitation in plasmas produced by few–cycle laser pulses / A. A. Silaev, N. V. Vvedenskii // Physical Review Letters. – 2009. – Vol. 102. – P. 115005–1–4.

Silaev, A. A. Quantum-mechanical approach for calculating the residual quasi-dc current in a plasma produced by a few-cycle laser pulse/ A. A. Silaev, N. V. Vvedenskii // Physica Scripta. – 2009. – Vol. T135. – P.014024–1–5.

Kreß, M. Determination of the carrier-envelope phase of few-cycle laser pulses with terahertz–emission spectroscopy / M. Kreß, T. Löffler, M. D. Thomson, R. Dörner, H. Gimpel, K. Zrost, T. Ergler, R. Moshammer, U. Morgner, J. Ullrich, H. G. Roskos // Nature Physics. – 2006. – Vol. 2. - P. 327–331.

Reiss, H. R. Dipole–approximation magnetic fields in strong laser beams / H. R. Reiss // Physical Review A. – 2000. – Vol. 63. – P. 013409–1–4.

44 Ландау, Л. Д. Квантовая механика (нерелятивистская теория) / Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. – М.:Физматлит, 1989. – 768 с.

Келдыш, Л. В. Ионизация в поле сильной электромагнитной волны / Л. В. Келдыш // Журнал экспериментальной и теоретической физики. – 1964. - Т. 47. - С. 1945-1956.

46 Амосов, М. В. Туннельная ионизация сложных атомов и атомарных ионов в переменном электромагнитном поле / М. В. Аммосов, Н. Б. Делоне, В. П. Крайнов // Журнал экспериментальной и теоретической физики. - 1986. - Т. 91. С. 2008–2013.

47 Ivanov, M. V. Complex rotation in two-dimensional mesh calculations for quantum systems in uniform electric fields / M. V. Ivanov // Journal of Physics B. – 2001. Vol. 34.
- P. 2447-2473.

Дубинов, А. Е. W-функция Ламберта и её применение в математических задачах физики / А. Е. Дубинов, И. Д. Дубинова, С. К. Сайков - Саров: ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», 2006. - 160 с.

49 Paul, P. M. Observation of a train of attosecond pulses from high harmonic generation / P. M. Paul, E. S. Toma, P. Breger, G. Mullot, F. Augé, Ph. Balcou, H. G. Muller, P. Agostini // Science. – 2001. – Vol. 292. – P. 1689—1692.

50 Hentschel, M. Attosecond metrology / M. Hentschel, R. Kienberger, Ch. Spielmann,
G. A. Reider, N. Milosevic, T. Brabec, P. Corkum, U. Heinzmann, M. Drescher,
F. Krausz // Nature. – 2001. – Vol. 414. – P. 509–513.

51 Goulielmakis, E. Single-cycle nonlinear optics / E. Goulielmakis, M. Schultze, M. Hofstetter, V. S. Yakovlev, J. Gagnon, M. Uiberacker, A. L. Aquila, E. M. Gullikson, D. T. Attwood, R. Kienberger, F. Krausz, U. Kleineberg // Science. – 2008. – Vol. 320. – P. 1614—1617.

52 **Krausz, F.** Attosecond physics / F. Krausz, M. Ivanov // Rev. Mod. Phys. – 2009. – Vol. 81. – P. 163–234.

53 Nisoli, M. New frontiers in attosecond science / M. Nisoli, G. Sansone // Prog. Quant. Electron. – 2009. – Vol. 33. – P. 17–59.

54 **Pfeifer, T.** Femtosecond x-ray science / T. Pfeifer, C. Spielmann, G. Gerber // Rep. Prog. Phys. – 2006. – Vol. 69. – P. 443—505.

55 Seres, E. Time resolved spectroscopy with femtosecond soft-x-ray pulses / E. Seres, J. Seres, C. Spielmann // Appl. Phys. A. – 2009. – Vol. 96. – P. 43–50.

56 **Seres, E.** Generation of coherent soft-x-ray radiation extending far beyond the titanium L edge / E. Seres, J. Seres, F. Krausz, C. Spielmann // Phys. Rev. Lett. – 2004. – Vol. 92. – P. 163002.

57 Velotta, R. High-order harmonic generation in aligned molecules / R. Velotta, N.
Hay, M. B. Mason, M. Castillejo, J. P. Marangos // Phys. Rev. Lett. – 2001. – Vol. 87. –
P. 183901.

58 Lein, M. Role of the intramolecular phase in high-harmonic generation / M. Lein, N. Hay, R. Velotta, J. P. Marangos, P. L. Knight // Phys. Rev. Lett. – 2002. – Vol. 88. –
P. 183903.

59 Емелин, М. Ю. О генерации аттосекундных всплесков и высоких гармоник излучения при ионизации молекул сверхкоротким лазерным импульсом /
М. Ю. Емелин, М. Ю. Рябикин, А. М. Сергеев, М. Д. Чернобровцева, Т. Пфайфер, Д. Вальтер, Г. Гербер // Письма в ЖЭТФ. – 2003. – Т. 77, № 5. – С. 254—259.
60 **Gonoskov, I. A.** High-order harmonic generation in light molecules: moving-nuclei semiclassical simulations / I. A. Gonoskov, M. Y. Ryabikin, A. M. Sergeev // J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. – 2006. – Vol. 39. – P. S445–S455.

61 Bandrauk, A. D. Signatures of nuclear motion in molecular high-order harmonics and in the generation of attosecond pulse trains by ultrashort intense laser pulses /
A. D. Bandrauk, S. Chelkowski, H. Lu // J. Phys. B At. Mol. Opt. Phys. – 2009. –
Vol. 42. – P. 075602.

62 Zhou, X. Elliptically polarized high-order harmonic emission from molecules in linearly polarized laser fields / X. Zhou, R. Lock, N. Wagner, W. Li, H. C. Kapteyn, M. M. Murnane // Phys. Rev. Lett. – 2009. – Vol. 102. – P. 073902.

63 **Kaku, M.** Observation of revival structure in femtosecond-laser-induced alignment of N₂ with high-order harmonic generation / M. Kaku, K. Masuda, K. Miyazaki // Jpn. J. Appl. Phys. – 2004. – Vol. 43. – P. L591–L593.

64 **Itatani, J.** Controlling high harmonic generation with molecular wave packets / J. Itatani, D. Zeidler, J. Levesque, M. Spanner, D. M. Villeneuve, P. B. Corkum // Phys. Rev. Lett. – 2005. – Vol. 94. – P. 123902.

65 **Pfeifer, T.** Transient enhancement of high-order harmonic generation in expanding molecules / T. Pfeifer, D. Walter, G. Gerber, M. Y. Emelin, M. Y. Ryabikin,

M. D. Chernobrovtseva, A. M. Sergeev // Phys. Rev. A. - 2004. - Vol. 70. - P. 013805.

66 **Emelin, M. Yu.** Monitoring long-term evolution of molecular vibrational wave packet using high-order harmonic generation / M. Yu. Emelin, M. Yu. Ryabikin, A. M. Sergeev // New J. Phys. – 2008. – Vol. 10, no. 2. – P. 025026.

67 Numico, R. High-order harmonic generation after photodissociation / R. Numico,
P. Moreno, L. Plaja, L. Roso // J. Phys. B At.Mol. Opt. Phys. – 1998. – Vol. 31. –
P. 4163—4172.

68 Protopapas, M. Atomic physics with super-high intensity lasers / M. Protopapas,
C. H. Keitel, P. L. Knight // Rep. Prog. Phys. – 1997. – Vol. 60. – P. 389–486.

69 Emelin, M. Yu. High-efficiency generation of attosecond pulses during atomic ionization from excited electronic states / M. Yu. Emelin, M. Yu. Ryabikin,

A. M. Sergeev, M. D. Chernobrovtseva, T. Pfeifer, D. Walter, G. Gerber // Europhys. Lett. – 2005. – Vol. 69, no. 6. – P. 913–919.

70 **Krause, J. L.** High-order harmonic generation from atoms and ions in the high intensity regime / J. L. Krause, K. J. Schafer, K. C. Kulander // Phys. Rev. Lett. – 1992. – Vol. 68. – P. 3535–3538.

71 Corkum, P. B. Plasma perspective on strong-field multiphoton ionization // Phys.
Rev. Lett. – 1993. – Vol. 71. – P. 1994—1997.

72 Feit, M. D. Solution of the Schrödinger equation by a spectral method / M. D. Feit,
J. A. Fleck, Jr., A. Steiger // J. Comp. Phys. – 1982. – Vol. 47. – P. 412–433.

73 Burnett, K. Calculation of the background emitted during high-harmonic generation /
K. Burnett, V. C. Reed, J. Cooper, P. L. Knight // Phys. Rev. A. – 1992. – Vol. 45. –
P. 3347—3345.

74 Baltuška, A. Attosecond control of electronic processes by intense light fields /
A. Baltuška, Th. Udem, M. Uiberacker, M. Hentschel, E. Goulielmakis, Ch. Gohle,
R. Holzwarth, V. S. Yakovlev, A. Scrinzi, T. W. Hänsch, F. Krausz // Nature. – 2003. –
Vol. 421. – P. 611–615.

75 Емелин, М. Ю. Генерация одиночного аттосекундного всплеска при ионизации возбужденных атомов мощным сверхкоротким лазерным импульсом /
М. Ю. Емелин, М. Ю. Рябикин, А. М. Сергеев // ЖЭТФ. – 2008. – Т. 133, вып. 2. – С. 243—259.

76 Emelin, M. Yu. Quantum interference in ionization of excited molecules: X-ray emission control and dynamic imaging / M. Yu. Emelin, M. Yu. Ryabikin, A. M. Sergeev // Chapter in: Progress in Ultrafast Intense Laser Science VI, Springer Series in Chemical Physics. – 2011. – Vol. 99 – P. 75–88.

77 Agostini, P. The physics of attosecond light pulses / P. Agostini, L. F. DiMauro // Rep. Prog. Phys. – 2004. – Vol. 67, no. 6. – P. 813—855.

78 Mairesse, Y. Attosecond synchronisation of high-harmonic soft x-rays / Y. Mairesse,
A. de Bohan, L. J. Frasinski, H. Merdji, L. C. Dinu, P. Monchicourt, P. Breger,
M. Kovačev, R. Taïeb, B. Carré, H. G. Muller, P. Agostini, P. Salières // Science. – 2003.
– Vol. 302, no. 5650. – P. 1540—1543.

79 López-Martens, R. Amplitude and phase control of attosecond light pulses /
R. López-Martens, K. Varjú, P. Johnsson, J. Mauritsson, Y. Mairesse, P. Salières,
M. B. Gaarde, K. J. Schafer, A. Persson, S. Svanberg, C.-G. Wahlström, A. L'Huillier //
Phys. Rev. Lett. – 2005. – Vol. 94, no. 3. – P. 033001.

80 **Corkum, P. B.** Subfemtosecond pulses / P. B. Corkum, N. H. Burnett, M. Y. Ivanov // Opt. Lett. – 1994. – Vol. 19, no. 22. – P. 1870—1872.

81 Платоненко, В. Т. Генерация одиночного аттосекундного рентгеновского импульса / В. Т. Платоненко, В. В. Стрелков // Квантовая электроника. – 1998. – Т. 25, вып. 9. – С. 771—772.

82 Tcherbakoff, O. Time gated high order harmonic generation / O. Tcherbakoff,
E. Mével, D. Descamps, J. Plumridge, E. Constant // Phys. Rev. A. – 2003. – Vol. 68,
no. 4. – P. 043804.

83 Sansone, G. Isolated single-cycle attosecond pulses / G. Sansone, E. Benedetti,
F. Calegari, C. Vozzi, L. Avaldi, R. Flammini, L. Poletto, P. Villoresi, C. Altucci,
R. Velotta, S. Stagira, S. De Silvestri, M. Nisoli // Science. – 2006. – Vol. 314. –
P. 443—446.

84 Mashiko, H. Double optical gating of high-order harmonic generation with carrier-envelope phase stabilized lasers / H. Mashiko, S. Gilbertson, C. Li, S. D. Khan,
M. M. Shakya, E. Moon, Z. Chang // Phys. Rev. Lett. – 2008. – Vol. 100, no. 10. –
P. 103906.

85 Levesque, J. Polarization state of high-order harmonic emission from aligned molecules / J. Levesque, Y. Mairesse, N. Dudovich, H. Pépin, J. C. Kieffer,
P. B. Corkum, D. M. Villeneuve // Phys. Rev. Lett. – 2007. – Vol. 99, no. 24. –
P. 243001.

86 **Muller, H. G.** Numerical simulation of high-order above-threshold-ionization enhancement in argon // Phys. Rev. A. – 1999. – Vol. 60, no. 2. – P. 1341–1350.

87 Lewenstein, M. Theory of high-harmonic generation by low-frequency laser fields /
M. Lewenstein, Ph. Balcou, M. Yu. Ivanov, A. L'Huillier, P. B. Corkum // Phys. Rev. A. – 1994. – Vol. 49, no 3. – P. 2117—2132.

88 Платоненко, В. Т. Интерференция электронных траекторий и генерация высоких гармоник света в кулоновской системе // Квантовая электроника. – 2001. Т. 31, вып. 1. – С. 55—60.

89 **Strelkov, V. V.** Theory of high-order harmonic generation and attosecond pulse emission by a low-frequency elliptically polarized laser field // Phys. Rev. A. – 2006. – Vol. 74, no. 1. – P. 013405.

90 **Gonoskov, A. A.** Suppression of reflection from the grid boundary in solving the time-dependent Schrödinger equation by split-step technique with fast Fourier transform / A. A. Gonoskov, I. A. Gonoskov // arXiv:physics/0607120v1 [physics.atom-ph].

91 Астафьева, Н. М. Вейвлет-анализ: основы теории и примеры применения // УФН. – 1996. – Т. 166, вып. 11. – С. 1145—1170.

92 **Tong, X.-M.** Probing the spectral and temporal structures of high-order harmonic generation in intense laser pulses / X.-M. Tong, S.-I. Chu // Phys. Rev. A. – 2000. – Vol. 61, no. 2. – P. 021802(R).

93 Борн, М. Основы оптики, издание 2-е / М. Борн, Э. Вольф // Пер. с англ. – М.: Наука, 1973. – 713 с.

94 Antoine, P. Theory of high-order harmonic generation by an elliptically polarized laser field / P. Antoine, A. L'Huillier, M. Lewenstein, P. Salières, B. Carré // Phys. Rev. A. – 1996. – Vol. 53, no. 3. – P. 1725—1745.

95 Bellini, M. Temporal coherence of ultrashort high-order harmonic pulses / M. Bellini,
C. Lyngå, A. Tozzi, M. B. Gaarde, T. W. Hänsch, A. L'Huillier, G. Wahlström // Phys.
Rev. Lett. – 1998. – Vol. 81, no. 2. – P. 297—300.

96 Gaarde, M. B. Spatiotemporal separation of high harmonic radiation into two quantum path components / M. B. Gaarde, F. Salin, E. Constant, Ph. Balcou,
K. J. Schafer, K. C. Kulander, A. L'Huillier // Phys. Rev. A. – 1999. – Vol. 59, no 2. – P. 1367—1373.

97 Salières, P. Feynman's path-integral approach for intense-laser-atom interactions /
P. Salières, B. Carré, L. Le Déroff, F. Grasbon, G. G. Paulus, H. Walther, R. Kopold,
W. Becker, D. B. Milošević, A. Sanpera, M. Lewenstein // Science. – 2001. – Vol. 292,
no. 5518. – P. 902—905.

98 Merdji, H. Macroscopic control of high-order harmonics quantum-path components for the generation of attosecond pulses / H. Merdji, M. Kovačev, W. Boutu, P. Salières, F. Vernay, B. Carré // Phys. Rev. A. – 2006. – Vol. 74, no. 4. – P. 043804.

99 Zaïr, A. Quantum path interferences in high-order harmonic generation / A. Zaïr,
M. Holler, A. Guandalini, F. Schapper, J. Biegert, L. Gallmann, U. Keller, A. S. Wyatt,
A. Monmayrant, I. A. Walmsley, E. Cormier, T. Auguste, J. P. Caumes, P. Salières //
Phys. Rev. Lett. – 2008. – Vol. 100, no. 14. – P. 413902.

100 Brabec, T. Intense few-cycle laser fields: Frontiers of nonlinear optics / T. Brabec,
F. Krausz // Rev. Mod. Phys. – 2000. – Vol. 72, no. 2. – P. 545–591.

101 Высотина, Н. В. Предельно короткие импульсы усиленной
самоиндуцированной прозрачности / Н. В. Высотина, Н. Н. Розанов, В. Е. Семенов
// Письма в ЖЭТФ. – 2006. – Т. 83, вып. 7. – С. 337—591.

102 **Kalosha, V. P.** Formation of optical subcycle pulses and full Maxwell-Bloch solitary waves by coherent propagation effects / V. P. Kalosha, J. Herrmann // Phys. Rev. Lett. – 1999. – Vol. 83, no. 3. – P. 544—547.

103 **Théberge, F.** Tunable ultrashort laser pulses generated through filamentation in gases / F. Théberge, N. Aközbek, W. Liu, A. Becker, S. L. Chin // Phys. Rev. Lett. – 2006. – Vol. 97, no. 2. – P. 023904.

104 Бабин, А. А. Ионизационная трансформация спектра и компрессия мощных фемтосекундных лазерных импульсов в экспериментах по распространению в газонаполненных диэлектрических капиллярах / А. А. Бабин, Д. В. Карташов, А. М. Киселев, В. В. Ложкарев, А. М. Сергеев, А. А. Солодов, А. Н. Степанов // Письма в ЖЭТФ. – 2002. – Т. 76, вып. 9. – С. 645—649.

105 **Чжэн, Ц.** Формирование сверхкоротких импульсов при распространении жестко сфокусированных фемтосекундных световых пакетов в прозрачной конденсированной среде / Ц. Чжэн., Ю. М. Михайлова, В.Т. Платоненко // Письма в ЖЭТФ. – 2007. – Т. 85, вып. 8. – С. 452—457.

106 Андрианов, А. В. Генерация плавно перестраиваемых в широком частотном диапазоне оптических солитонных импульсов в кварцевых световодах с

переменной дисперсией / А. В. Андрианов, С. В. Муравьев, А. В. Ким, А. А. Сысолятин // Письма в ЖЭТФ. – 2007. – Т. 85, вып. 8. – С. 446—451.

107 Knippels, G. M. H. Generation and complete electric-field characterization of intense ultrashort tunable far-infrared laser pulses / G. M. H. Knippels, X. Yan,
A. M. MacLeod, W. A. Gillespie, M. Yasumoto, D. Oepts, A. F. G. van der Meer // Phys. Rev. Lett. – 1999. – Vol. 83, no. 8. – P. 1578—1581.

108 Барышев, В. Р. Генерация «гигантских» импульсов рассеянного излучения на движущемся фронте волны накачки / В. Р. Барышев, Н. С. Гинзбург, И. В. Зотова, А. С. Сергеев // Письма в ЖЭТФ. – 2008. – Т. 87, вып. 3. – С. 150—153.

109 Sokolov, A. V. Subfemtosecond pulse generation by rotational molecular modulation
/ A. V. Sokolov, D. D. Yavuz, S. E. Harris // Opt. Lett. – 1999. – Vol. 24, no. 8. –
P. 557—559.

110 Sokolov, A. V. Light modulation at molecular frequencies / A. V. Sokolov,
D. D. Yavuz, D. R. Walker, G. Y. Yin, S. E. Harris // Phys. Rev. A. – 2001. – Vol. 63,
no. 5. – P. 051801(R).

111 Yavuz, D. D. Quasiperiodic Raman technique for ultrashort pulse generation /
D. D. Yavuz, D. R. Walker, M. Y. Shverdin, G. Y. Yin, S. E. Harris // Phys. Rev. Lett. –
2003. – Vol. 91, no. 23. – P. 233602.

112 Sokolov, A. V. Femtosecond light source for phase-controlled multiphoton
ionization / A. V. Sokolov, D. D. Yavuz, D. R. Walker, G. Y. Yin, S. E. Harris // Phys.
Rev. Lett. – 2001. – Vol. 87, no. 3. – P. 033402.

113 Shverdin, M. Y. Generation of a single-cycle optical pulse/ M. Y. Shverdin,
D. R. Walker, D. D. Yavuz, G. Y. Yin, S. E. Harris // Phys. Rev. Lett. – 2005. – Vol. 94,
no. 3. – P. 033904.

114 Wittmann, M. fs-pulse synthesis using phase modulation by impulsively excited molecular vibrations / M. Wittmann, A. Nazarkin, G. Korn // Phys. Rev. Lett. – 2000. – Vol. 84, no. 24. – P. 5508—5511.

115 Kalosha, V. Generation of single dispersion precompensated 1-fs pulses by shaped-pulse optimized high-order stimulated Raman scattering / V. Kalosha, M. Spanner,
J. Herrmann, M. Ivanov // Phys. Rev. Lett. – 2002. – Vol. 88, no. 10. – P. 103901.

116 Huss, A. F. Efficient Raman sideband generation in a coherent atomic medium /
A. F. Huss, N. Peer, R. Lammegger, E. A. Korsunsky, L. Windholz // Phys. Rev. A. –
2000. – Vol. 63, no. 1. – P. 013802.

117 Kolesov, R. Ultrashort pulse generation in a solid medium with long-lived spin coherence / R. Kolesov, O. Kocharovskaya // Phys. Rev. A. – 2003. – Vol. 67, no. 2. – P. 023810.

118 Antoine, P. Attosecond pulse trains using high-order harmonics / P. Antoine,
A. L'Huillier, M. Lewenstein // Phys. Rev. Lett. – 1996. – Vol. 77, no. 7. – P. 1234–
1237.

119 Antoine, P. Generation of ultrashort pulses of harmonics / P. Antoine, B. Piraux,
D. B. Milošević, M. Gajda // Phys. Rev. A. – 1996. – Vol. 54, no. 3. – P. R1761—R1764.

120 Drescher, M. X-ray pulses approaching the attosecond frontier / M. Drescher,
M. Hentschel, R. Kienberger, G. Tempea, Ch. Spielmann, G. A. Reider, P. B. Corkum,
F. Krausz // Science. – 2001. – Vol. 291. – P. 1923—1927.

121 **Reider, G. A.** XUV attosecond pulses: generation and measurement // J. Phys. D: Appl. Phys. – 2004. – Vol. 37. – P. R37—R48.

122 **Carrera, J. J.** Creation and control of a single coherent attosecond xuv pulse by few-cycle intense laser pulses / J. J. Carrera, X. M. Tong, S.-I. Chu // Phys. Rev. A. – 2006. – Vol. 74, no. 2. – P. 023404.

123 Seres, J. Generation of coherent keV x-rays with intense femtosecond laser pulses /
J. Seres, P. Wobrauschek, Ch. Streli, V. S. Yakovlev, E. Seres, F. Krausz, Ch. Spielmann
// New Journal of Physics. – 2006. – Vol. 8, no. 10. – P. 251.

124 **Milchberg, H. M.** Factors controlling the x-ray pulse emission from an intense femtosecond laser-heated solid / H. M. Milchberg, I. Lyubomirsky, C. G. Durfee, III // Phys. Rev. Lett. – 1991. – Vol. 67, no. 19. – P. 2654—2657.

125 Murnane, M. M. Ultrashort X-ray pulses / M. M. Murnane, H. C. Kapteyn,
S. P. Gordon, R. W. Falcone // Appl. Phys. B: Las. Opt. – 1994. – Vol. 58, no. 3. –
P. 261—266.

126 Bauer, D. Generation of ultrashort light pulses by a rapidly ionizing thin foil /
D. Bauer, R. R. E. Salomaa, P. Mulser // Phys. Rev. E. – 1996. – Vol. 54, no. 3. –
P. 2436—2440.

127 **Shen, B.** Pair and γ -photon production from a thin foil confined by two laser pulses / B. Shen, J. Meyer-ter-Vehn // Phys. Rev. E. – 2001. – Vol. 65, no. 1. – P. 016405.

128 Dromey, B. Bright multi-keV harmonic generation from relativistically oscillating plasma surfaces / B. Dromey, S. Kar, C. Bellei, D. C. Carroll, R. J. Clarke, J. S. Green, S. Kneip, K. Markey, S. R. Nagel, P. T. Simpson, L. Willingale, P. McKenna, D. Neely, Z. Najmudin, K. Krushelnick, P. A. Norreys, M. Zepf // Phys. Rev. Lett. – 2007. – Vol. 99, no. 8. – P. 085001.

129 **Radeonychev, Y. V.** Acoustically induced transparency in optically dense resonance medium / Y. V. Radeonychev, M. D. Tokman, A. G. Litvak, O. Kocharovskaya // Phys. Rev. Lett. – 2006. – Vol. 96, no. 9. – P. 093602.

130 Radeonychev, Y. V. Pulse shaping via modulation of resonant absorption /
Y. V. Radeonychev, V. A. Polovinkin, O. Kocharovskaya // Laser Physics. – 2009. –
Vol. 19, no. 5. – P. 769–775.

131 Половинкин, В. А. Формирование оптических импульсов посредством модуляции частоты резонансного квантового перехода в спектральнонеоднородной среде // Квантовая электроника. – 2010. Т. 40, вып. 2. – С. 115—120.

132 Radeonychev, Y. V. Extremely short pulses via Stark modulation of the atomic transition frequencies / Y. V. Radeonychev, V. A. Polovinkin, O. Kocharovskaya // Phys. Rev. Lett. – 2010. – Vol. 105, no. 20.

133 Teubner, U. High-order harmonics from laser-irradiated plasma surfaces /
U. Teubner, P. Gibbon // Rev. Mod. Phys. – 2009. – Vol. 81, No. 2. – P. 445–479.

134 **Bulanov, S. V.** Interaction of an ultrashort, relativistically strong laser pulse with an overdense plasma / S. V. Bulanov, N. M. Naumova, F. Pegoraro // Physics of Plasmas. – 1994. – Vol. 1, No. 3. – P. 745–757.

135 Quéré, F. Coherent Wake Emission of High-Order Harmonics from Overdense Plasmas / F. Quéré, C. Thaury, P. Monot, S. Dobosz, P. Martin, J.-P. Geindre, P. Audebert // Phys. Rev. Lett. – 2006. – Vol. 96, No. 12. – P. 125004. 136 **Tarasevitch, A**. Transition to the Relativistic Regime in High Order Harmonic Generation / A. Tarasevitch, K. Lobov, C. Wunsche, D. von der Linde // Phys. Rev. Lett. – 2007. – Vol. 98, No. 10. – P. 103902.

137 Gordienko, S. Relativistic Doppler Effect: Universal Spectra and Zeptosecond Pulses / S. Gordienko, A. Pukhov, O. Shorokhov, T. Baeva // Phys. Rev. Lett. – 2004. – Vol. 93, No. 11. – P. 115002.

138 **Baeva, T.** Theory of high-order harmonic generation in relativistic laser interaction with overdense plasma / T. Baeva, S. Gordienko, A. Pukhov // Phys. Rev. E. – 2006. – Vol. 74, No. 4. – P. 046404.

139 Ammosov, M.V. Tunnel ionization of complex atoms and of atomic ions in an alternating electromagnetic field / M. V. Ammosov, N. B. Delone, V. P. Krainov // Sov. Phys. JETP. – 1986. – Vol. 64. – P.1191–1194.

140 **Ilkov, F.A.** / F.A.Ilkov, J.E.Decker, S.L.Chin // J. Phys. B: At. Mol.Opt.Phys. - 1992. – Vol. 25. – P. 4005.

141 **Courtois C.** / C.Courtois, A.Couairon, B.Cros, J.R.Marques, G.Matthieussent // Phys.Rev.Lett. – 1999. – Vol. 82- P. 4659.

142 Keldysh, L.V. Zh. Eksp. Teor. Phys. – 1964. – Vol. 47. – P. 1945.

143 Augst, S. Phys. Rev. Lett. – 1989. – Vol. 63. – P. 2212.

144 Augst, S. / S. Augst, D. D. Meyerhofer, D. Strickland et al. // J. Opt. Soc. Am. B. – 1991. – Vol. 8. P. 858-867.

145 Lemoff, B.E. / B.E. Lemoff, C. P. J. Barty, and S. E. Harris // Opt. Lett. – 1994. – Vol. 98. P. 569 -571.

146 **Hooker, S.M.** / S.M. Hooker, S. E. Harris // Opt. Lett. – 1995. – Vol. 20. – P. 1994-1996.

147 Hafizi, B. / B. Hafizi, P. Sprangle, J. R. Penano, D. F. Gordon // Phys. Rev. E. -2003. - Vol. 67. - P. 056407-1-056407-7.

148 **Vodopyanov, K. L.** Broadly tunable noncritically phase-matched ZnGeP₂ optical parametric oscillator with a 2-μJ pump threshold / K. L. Vodopyanov, P. Schunemann // Optics Letters. – 2003. - Vol. 28. - P.441-443.

Budni, P.A. High-power/high-brightness diode-pumped 1.9-μm thulium and resonantly pumped 2.1-μm holmium lasers / P.A. Budni, M.L. Lemons, J.R. Mosto, E.P. Chicklis // IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron. – 2000. – Vol.6. - P.629-634.

150 Lippert, E. Fibre laser pumped midinfrared source / E. Lippert, G. Rustad, S.
Nicolas, G. Arisholm, K. Stenersen // in *SolidState Laser Technologies and Femtosecond Phenomena*, J. A. C. Terry ,W. A. Clarkson, eds. Proc. SPIE. – 2004. – Vol.5620. - P.56-62.

Гурзадян Г.Г. «Нелинейно-оптические кристаллы. Свойства и применение в квантовой электронике» / Г.Г. Гурзадян, В.Г. Дмитриев, Д.Н. Никогосян / Справочник // М.: Радио и связь - 1991.- 160 с.

152 Оменетто, Н. Аналитическая лазерная спектроскопия / Н. Оменетто.- М.: «Мир», 1982. - 606 с.

Brassington, D.J. Differential absorption lidar mtasurements of atmospheric water vapor using an optical parametric oscillator source / D.J.Brassington // Appl. Optics - 1982. - Vol. 21. –P. 4411 – 4416.

Fenn, R.W. Correlation between atmospheric backscattering and meteorological visual range / Robert W. Fenn // Appl. Optics – 1966. – Vol.5, N.2. - P. 293 – 295.

Twomey, S. The relative of white and monochromatic light for the determination of visibility by backscattering measurements / S. Twomey, H.B. Howel // Appl. Optics - 1965. –Vol.4, N.4. -P. 501 – 506.

Livingston, P.M. Comparison of measured $3.8-\mu m$ scattering from naturally occurring aerosols with that predicted by measured particle size statistics / P.M. Livingston // Appl. Optics -1978. - Vol.17, N.5. -P. 818 – 826.

Kulp, T.J. The application of quasi-phase-matched parametric light sources to practical infrared chemical sensing systems / T. J. Kulp et. al. // Appl. Phys.B – 2002. – Vol.75. - P.317 – 327.

Фриш, С.Э. Оптические спектры атомов / С.Э. Фриш // М.: «Физ.-мат. лит-ра», -1963. - 640 с.

159 Зайдель А.Н. Таблицы спектральных линий / А.Н. Зайдель и др. // М.: «Наука» - 1969. - 783 с.

160 Радциг, А.А. Параметры атомов и атомных ионов/ Справочник / А.А.Радциг, Б.М.Смирнов // М.: Энергоатомиздат - 1986. - 344 с.

161 **Вебер, А.** Спектроскопия комбинационного рассеяния в газах и жидкостях / A.Вебер // M.: Мир 1982.

162 **Лукьяненко, С.Ф.** Внутрирезонаторная лазерная спектроскопия. Основы метода и применения / С.Ф. Лукьяненко, М.М.Макогон, Л.Н.Синица // Новосибирск: Наука – 1985. - 121 с.

163 **Krier, A.** (ed.) Mid-infrared Semiconductor Optoelectrinics / Krier, A. (ed.) // London: Springer. – 2006. – 428 p.

164 Ebrahim-Zadeh, M. Mid-infrared Coherent Sources and Application / M.Ebrahim-Zadeh, I.T.Sorokina // Dordrecht: Springer. – 2008. – P.511-544.

165 Ravaro, M. Nonlinear AlGaAs waveguide for the geneartion of counterpropogating twin photons in the telecom range / M.Ravaro, Y.Seurin, S.Ducci, G.Leo, V.Berger,
A.De Rossi, G.Assanto// J.Appl.Phys. – 2005. – Vol. 98. – P.063103.

166 **Okhotnikov, O.G.**(ed) Semiconductor disc laesrs: physics and technology / O.G.Okhotnicov // Darmstadt: Wiley-VCH. – 2010. – 330 p.

167 Малеев, Н.А. Сравнительный анализ длинноволновых (1.3 мкм) вертикальноизлучающих лазеров на подложках арсенида галлия / Н.А.Малеев, А.Ю.Егоров, А.Е.Жуков, А.Р.Ковш, А.П.Васильев, В.М.Устинов, Н.Н.Леденцов, Ж.И.Алфёров // ФТП. – 2001. – том 25, № 7. – с.881-888.

168 Shultz, N. High-britness long-wavelength semiconductor disk lasers / N.Shultz,
J.M.Hopkins, M.Rattunde, D.Burns, J.Wagner // Laser & Photon. Rev. – 2008. – Vol. 2,
№ 3 – P.160–181.

169 Бломберген, Н. Нелинейная оптика / Н.Бломберген // М.: Мир. – 1966. – 424 с.

170 **Bonetti, Y.** Quantum cascade lasers entering the mid-infrared / Y.Bonetti and J.Faist // Nature photonics. – 2009. – Vol.3. – P.32-34.

171 Богатов, А.П. Расчет постоянной распространения лазерной моды в многослойных квантоворазмерных гетероструктурах с помощью метода

«набегающей» волны / А.П.Богатов, А.Е.Дракин, В.Р.Медведев, А.В.Устинов // Квантовая электроника – 1998. – 25, № 6. – с.488-492.

172 **Coldren, L.A.** Diode laser and photonic integrated circuit // L.A.Coldren and S.W.Corzine. New York: Wiley. – 1995. – 594 p.

173 Блохин, С.А. Вертикально-излучающие лазеры на основе массивов субмонослойных квантовых точек InGaAs / С.А.Блохин, Н.А.Медведев,

А.Г.Кузьменков, Ю.М.Шерняков, И.И.Новиков, Н.Ю.Гордеев // ФТП. – 2006. – том
40, № 5. – с.633-638.

174 **Spitzer, W.G.** Infrared absorption in n-type Gallium Arsenide / W.G.Spitzer and J.M.Whelan // Phys.Rev. – 1959. – Vol. 114. – P.59-63.