

МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
ИМЕНИ М.В. ЛОМОНОСОВА

ФИЗИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ

На правах рукописи

Румянцев Борис Вадимович

**Когерентное управление спектром генерации гармоник высокого порядка при
воздействии парой широкополосных импульсов ближнего ИК, среднего ИК и
терагерцевого диапазонов на газовую среду**

Специальность 1.3.19. Лазерная физика

ДИССЕРТАЦИЯ

на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:

д.ф.-м.н., доцент

Потёмкин Фёдор Викторович

Москва - 2025

Оглавление

Введение.....	4
Глава 1. Генерация гармоник фемтосекундным лазерным излучением: современное состояние исследований, теоретические методы описания и экспериментальная установка.....	14
1.1. Современное состояние исследований	14
1.2. Теоретические методы описания.....	20
1.2.1. Отклик одиночного атома	20
1.2.2. Отклик ансамбля атомов	27
1.3. Экспериментальная установка.....	29
1.3.1. Вакуумный оптический тракт генерации	29
1.3.2. Сокращение длительности генерирующего излучения.....	42
1.3.3. Генерация мощного терагерцевого излучения.....	43
1.4. Выводы по результатам главы 1	50
1.5. Публикации по результатам главы 1	51
Глава 2. Оптимизация спектрально-энергетических характеристик излучения гармоник при воздействии интенсивного фемтосекундного лазерного излучения ИК диапазона на газовую среду.....	53
2.1. Оптимизация энергетических характеристик излучения гармоник низкого порядка ..	53
2.1.1. Увеличение эффективности генерации при повышении концентрации атомов среды.....	54
2.1.2. Повышение эффективности генерации при увеличении длины среды	55
2.2. Оптимизация спектрально-энергетических характеристик излучения гармоник высокого порядка	58
2.2.1. Оптимизация эффективности генерации путём изменения концентрации атомов среды.....	58
2.2.2. Управление эффективностью преобразования путём фазовой модуляции генерирующего импульса.....	62
2.2.3. Управление шириной плато гармоник и их расходимостью путём фазовой модуляции генерирующего импульса.....	64

2.2.4. Расширение спектра генерации при сокращении длительности генерирующего импульса.....	65
2.2.5. Расширение спектра генерации при использовании газа с большим потенциалом ионизации.....	66
2.3. Выводы по результатам главы 2	68
2.4. Публикации по результатам главы 2.....	69
Глава 3. Генерация гармоник при воздействии фемтосекундного лазерного излучения ближнего ИК диапазона на газовую среду в присутствии терагерцевого поля.....	71
3.1. Генерация гармоник низкого порядка.....	72
3.2. Генерация гармоник высокого порядка	74
3.3. Выводы по результатам главы 3	86
3.4. Публикации по результатам главы 3.....	87
Глава 4. Генерация гармоник при двухцветном воздействии интенсивного лазерного излучения ближнего и среднего ИК диапазонов на газовую среду	88
4.1. Формирование квазинепрерывного спектра гармоник высокого порядка.....	88
4.2. Расширение спектра гармоник высокого порядка	101
4.3. Выводы по результатам главы 4	111
4.4. Публикации по результатам главы 4.....	111
Заключение	112
Список литературы	114

Введение

Диссертационная работа посвящена исследованию процесса генерации гармоник высокого порядка при воздействии на газовую среду интенсивного (~ 100 ТВт/см²) фемтосекундного лазерного излучения, представляющего собой комбинацию излучения ближнего ИК, среднего ИК и терагерцевого диапазонов длин волн. В работе экспериментально реализована генерация гармоник высокого (~ 20 - 200 эВ) и низкого (~ 1 - 5 эВ) порядков с использованием данного излучения, а также проведён анализ наблюдаемых эффектов на основе аналитических расчётов и численного моделирования. Полученные результаты расширяют круг известных эффектов в области генерации гармоник, а также демонстрируют новые подходы к управлению спектрально-энергетическими характеристиками генерируемого излучения, что имеет важное значение с точки зрения спектроскопических приложений и получения когерентного электромагнитного излучения аттосекундного масштаба длительности.

Актуальность темы исследования обусловлена фундаментальным и прикладным интересом отечественного и мирового научного сообщества в области динамично развивающейся физики сверхсильного светового поля, в рамках которой изучается взаимодействие высокоинтенсивного (более 100 ТВт/см²) лазерного излучения с веществом. Фундаментальная значимость данной области физики заключается в возможности наблюдения сверхбыстрых (на масштабах атто- и фемтосекунд) процессов электронной динамики в веществе, обусловленной сильно нелинейным режимом взаимодействия электромагнитного излучения с веществом, в котором традиционные модели нелинейной оптики, основанные на использовании теории возмущения и феноменологических подходов [1,2], неприменимы. Такой режим взаимодействия позволяет исследовать и проверять фундаментальные законы квантовой механики, физики плазмы и квантовой электродинамики в ранее недоступных условиях. Кроме того, чрезвычайно широка и практическая значимость данного направления, включающая в себя создание компактных источников рентгеновского излучения [3–6] для визуализации с нанометровым пространственным разрешением и время-разрешённой спектроскопии, а также управление химическими реакциями и создание материалов с новыми свойствами [7–9].

Существенный вклад в становление и развитие физики сверхсильного светового поля внесли и продолжают вносить выдающиеся отечественные учёные. Так, основоположниками отечественной школы физики сверхсильного светового поля являются сотрудники кафедры общей физики и волновых процессов МГУ имени М.В.Ломоносова [10–14], созданной под руководством С.А.Ахманова и Р.В.Хохлова. Развитие их идей нашло отражение в работах отечественных учёных из ФИАН имени П.Н. Лебедева [15,16], ИПФ РАН [17–19] и ИСАН [20,21].

К числу ключевых эффектов, возникающих в сверхсильных световых полях, относятся надбарьерная ионизация [22,23], некаскадная двойная ионизация [24], инициация ядерных процессов [25,26], а также генерация гармоник высокого порядка [15]. Экспериментальное исследование надбарьерной ионизации и некаскадной двойной ионизации сводится к регистрации спектров фотоэлектронов, формируемых при ионизирующем воздействии лазерного излучения на вещество. Так, эффект надбарьерной ионизации заключается в сильной деформации кулоновского потенциала атома под действием лазерного поля, позволяющей электрону напрямую переходить в свободное состояние минуя процесс туннелирования. В свою очередь, эффект некаскадной двойной ионизации характеризуется одновременным переходом двух электронов в свободное состояние за счёт их коррелированного взаимодействия с полем.

Особое место среди указанных эффектов сверхсильного светового поля занимает процесс генерации гармоник высокого порядка, заключающийся в формировании когерентного широкополосного излучения вплоть до мягкого рентгеновского диапазона при воздействии высокоинтенсивного (~ 100 ТВт/см²) лазерного излучения на вещество. Значимость данного явления обусловлена тем, что на сегодняшний день эффект генерации гармоник высокого порядка является единственным физическим процессом, позволяющим в лабораторных условиях получать когерентное излучение в области экстремального УФ и мягкого рентгеновского диапазонов с длительностью на уровне десятков и сотен аттосекунд [15,17,27] (Нобелевская премия 2023 года [28]), что открывает возможности для проведения время-разрешенной спектроскопии в данных спектральных диапазонах, исследования сверхбыстрой электронной динамики и когерентной рентгеновской визуализации.

Исследования по генерации гармоник высокого порядка берут своё начало в 1990-х годах с развитием эры фемтосекундных лазерных систем с высокой пиковой мощностью [29], работающих по схеме усиления чирпированных импульсов (Нобелевская премия 2018 года [30]). Первые эксперименты, в которых наблюдался данный эффект, были сфокусированы на воздействии лазерного излучения на газовые среды, для которых механизм формирования излучения гармоник качественно описывается полуклассической трёхступенчатой моделью [31]. Впоследствии была реализована генерация с использованием твердотельных сред [32,33], для которых генерация гармоник обусловлена нелинейными токами в зонной структуре, а также при использовании плазменных струй [34,35], образующихся при абляции поверхности твердотельных мишеней. Тем не менее, наиболее широкополосное излучение в процессе генерации гармоник на настоящий момент получают при использовании газовых сред [36].

Параллельно с экспериментальными исследованиями развивалось и теоретическое понимание механизмов генерации гармоник высокого порядка. Разработанные подходы для описания

данного процесса на основе полуклассического рассмотрения воздействия лазерного поля на электрон [31,37,38], решения нестационарного уравнения Шрёдингера с использованием численных методов [39–41] и аналитического приближения сильного поля [42,43] обеспечили фундамент для понимания процесса генерации гармоник высокого порядка.

Значительная часть современных исследований в области генерации гармоник высокого порядка направлена на повышение энергии генерируемого излучения и расширение его спектра в сторону бóльших энергий фотонов. Широкую распространённость для генерации гармоник высокого порядка приобрели лазерные системы на кристалле Ti:Sapphire (длина волны 800 нм), а также твердотельные лазерные системы на основе сред, легированных ионами иттербия Yb (длина волны ~ 1 мкм), что обусловлено доступностью и стабильностью работы данных систем. Вместе с тем, более длинноволновые лазерные источники являются многообещающими кандидатами для генерации коротковолнового излучения гармоник в мягком рентгеновском диапазоне благодаря масштабированию кинетической энергии электрона как $\propto \lambda^2$ [36], где λ – длина волны генерирующего излучения. Однако при этом эффективность фотоэмиссии одиночного атома изменяется как $\propto \lambda^{-x}$, где $x = 5-6$ [44,45], что указывает на быстрое снижение эффективности генерации при увеличении длины волны. В принципе, это неблагоприятное масштабирование интенсивности излучения одиночного атома может быть уравновешено соответствующим фазовым согласованием излучения большого числа атомов [16,34,46,47]. Однако в плотных газовых средах [48] средняя длина свободного пробега атомов может стать сопоставимой с длиной пробега электронов в длинноволновом поле, что приводит к потере когерентности генерируемого излучения.

Альтернативным подходом является использование для генерации двухцветной комбинации лазерных полей [38,49,50]. Так, было показано, что использование пары лазерных импульсов на различных длинах волн при воздействии на газовую среду позволяет не только повысить эффективность генерации [51], но и расширить спектр плато гармоник [52–55]. Дополнительно было обнаружено, что такие лазерные поля позволяют получить аттосекундные импульсы с контролируемой фазой [56,57], а также одиночные аттосекундные импульсы длительностью вплоть до ~ 50 ас [58,59]. На сегодняшний день наиболее экспериментально проработанный подход к генерации гармоник с использованием двухцветных лазерных полей основан на применении комбинации излучения видимого и ближнего ИК-диапазонов, в то время как применение более длинноволновых полей затруднено вследствие дефицита соответствующих лазерных источников, что ограничивает доступные энергии фотонов генерируемого излучения на уровне ~ 200 эВ даже при использовании сверхкоротких импульсов длительностью в несколько циклов поля [54]. В то же время добавление длинноволнового поля

и, в частности, терагерцевого (ТГц) излучения [60–62], к основному генерирующему импульсу ближнего ИК-диапазона должно приводить к существенно более эффективному расширению спектра гармоник за счёт увеличения кинетической энергии электрона в длинноволновом поле.

Таким образом, несмотря на немалую **степень разработанности темы** генерации гармоник высокого порядка в коротковолновых полях, генерация в длинноволновых синтезированных полях до сих пор остаётся экспериментально слабо изученной областью. Именно поэтому настоящая диссертационная работа направлена на восполнение данного пробела путём экспериментального исследования процесса генерации гармоник высокого и низкого порядков на основе двухцветных лазерных полей с использованием излучения ближнего ИК (1.24 мкм), среднего ИК (4.5 мкм) и терагерцевого (1-5 ТГц) диапазонов.

Цель работы состоит в экспериментальном исследовании процесса генерации гармоник высокого порядка при воздействии на газовую среду одноцветного и двухцветного фемтосекундного лазерного излучения, представляющего собой комбинацию высокоинтенсивного (~ 100 ТВт/см²) излучения ближнего ИК диапазона (1.24 мкм), интенсивного (~ 1 ТВт/см²) излучения среднего ИК диапазона (4.5 мкм) и сильного (1-10 МВ/см) поля терагерцевого диапазона (1-5 ТГц). Поставлены и решены следующие **задачи**:

1. Создание экспериментальной установки для генерации и регистрации гармоник высокого и низкого порядков с использованием фемтосекундного лазерного излучения ближнего ИК диапазона с длиной волны 1.24 мкм и с интенсивностью ~ 100 ТВт/см², сильного ($\sim 1-10$ МВ/см) ТГц-поля (1-5 ТГц), а также интенсивного (~ 1 ТВт/см²) излучения среднего ИК-диапазона с длиной волны 4.5 мкм.
2. Оптимизация свойств среды и параметров генерирующего лазерного излучения для увеличения энергии и расширения спектра генерируемого излучения гармоник.
3. Выявление физических механизмов генерации гармоник при совместном воздействии на среду интенсивного излучения ближнего ИК диапазона, сильного ТГц-поля и излучения среднего ИК диапазона с заданными параметрами.

Объектом исследования в работе является процесс генерации гармоник при воздействии высокоинтенсивного (~ 100 ТВт/см²) фемтосекундного лазерного излучения ближнего ИК диапазона (1.24 мкм) на газовую среду в присутствии интенсивного (~ 1 ТВт/см²) поля среднего ИК (4.5 мкм) диапазона и сильного ($\sim 1-10$ МВ/см) поля терагерцевого диапазона (1-5 ТГц).

Предметом исследования являются эффекты влияния интенсивного (~ 1 ТВт/см²) излучения среднего ИК диапазона (4.5 мкм) и сильного ($\sim 1-10$ МВ/см) поля терагерцевого диапазона (1-5 ТГц) на процесс генерации гармоник при воздействии высокоинтенсивного (~ 100 ТВт/см²)

фемтосекундного лазерного излучения ближнего ИК диапазона (1.24 мкм) на газовую среду, а также физические механизмы, обуславливающие данные эффекты.

Научная новизна данной работы состоит в том, что:

1. Впервые экспериментально зарегистрировано появление чётных и уменьшение интенсивности нечётных гармоник при добавлении терагерцевого поля с пиковой напряжённостью $\sim 1-10$ МВ/см в рамках генерации гармоник высокого порядка фемтосекундным излучением ближнего ИК диапазона с длиной волны 1.24 мкм и интенсивностью ~ 100 ТВт/см².
2. Впервые экспериментально обнаружено появление комбинационных гармоник при добавлении фемтосекундного лазерного излучения среднего ИК диапазона с длиной волны 4.5 мкм и интенсивностью ~ 1 ГВт/см² при генерации гармоник высокого порядка при воздействии фемтосекундного лазерного излучения с длиной волны 1.24 мкм и интенсивностью ~ 100 ТВт/см² на газовую среду. Показано, что повышение интенсивности излучения с длиной волны 4.5 мкм до ~ 1 ТВт/см² приводит к формированию квазинепрерывного спектра.
3. Впервые экспериментально продемонстрировано расширение спектра гармоник высокого порядка при добавлении фемтосекундного лазерного излучения среднего ИК-диапазона с длиной волны 4.5 мкм и интенсивностью ~ 1 ТВт/см² при генерации гармоник высокого порядка при воздействии фемтосекундного лазерного излучения с длиной волны 1.24 мкм и интенсивностью ~ 100 ТВт/см² на газовую среду. Показано, что при использовании гелия в качестве среды генерации такая комбинация лазерных полей позволяет получить квазинепрерывный спектр с энергиями фотонов до 200 эВ при использовании импульсов с длительностью на уровне 100 фс.

Теоретическая и практическая значимость данной работы заключается в представленных научных результатах, которые демонстрируют новый подход к управлению спектром гармоник высокого порядка за счёт добавления длинноволнового поля среднего ИК и терагерцевого диапазонов. Выявленные в работе физические механизмы влияния длинноволнового поля на динамику электрона являются новым шагом на пути к экспериментальному исследованию непертурбативных нелинейно-оптических эффектов в длинноволновых лазерных полях.

Методология и методы исследования. Основная часть работы посвящена экспериментальным исследованиям, которые были подкреплены аналитическими расчётами и численным моделированием. В качестве основного источника фемтосекундного лазерного излучения использовалась система ближнего ИК диапазона на кристалле Cr:Forsterite (длина

волны 1.24 мкм, энергия в импульсе до 16 мДж, длительность импульса 100 фс по FWHM интенсивности, частота следования импульсов 10 Гц). Для генерации малопериодного импульсного высокоэнергетичного (до 80 мкДж) ТГц-излучения в диапазоне 1-5 ТГц использовался органический кристалл DAST толщиной 500 мкм, накачиваемый излучением системы на кристалле Cr:Forsterite. Для характеристики спектрально-временной формы ТГц-поля использовался интерферометр Майкельсона и схема электрооптического детектирования на основе кристалла GaP, для характеристики пространственного распределения его интенсивности – пироэлектрическая камера. В качестве источника мощного фемтосекундного лазерного излучения среднего ИК-диапазона использовалась система на кристалле Fe:ZnSe (длина волны 4.5 мкм, энергия в импульсе до 5 мДж, длительность импульса 200 фс по полувысоте интенсивности, частота следования импульсов 10 Гц). Генерация гармоник осуществлялась в процессе воздействия лазерного излучения на газовую струю, расширяющуюся в вакуум. Для регистрации гармоник низкого порядка использовалась система коллимации генерируемого излучения гармоник в совокупности со спектрометром ближнего ИК, видимого и УФ-диапазона (1000-200 нм), а также фотоэлектронный умножитель на видимый, ближний ИК и УФ-диапазоны (185-870 нм). Для регистрации гармоник высокого порядка был собран автоматизированный вакуумный оптический тракт, в котором использовались тонкоплёночные Al- и Ti-фильтры, вогнутая дифракционная решетка плоского поля с переменным числом штрихов на диапазон ~5-25 нм, шевронная сборка из двух микроканальных пластин (МКП) с люминесцентным экраном в совокупности с ПЗС-камерой видимого диапазона с электронным умножением, а также рентгеновская КМОП-камера. Для анализа результатов экспериментов использовались аналитические и численные модели.

Положения, выносимые на защиту:

1. Нарушение внутрицикловой симметрии траекторий электрона под действием сильного (~1-10 МВ/см) терагерцевого поля приводит к подавлению нечётных и появлению чётных компонент в спектре гармоник высокого порядка, генерируемых при воздействии высокоинтенсивного (~100 ТВт/см²) фемтосекундного лазерного излучения ближнего ИК диапазона (1.24 мкм) на газовую струю аргона при параллельных линейных поляризациях воздействующих полей.
2. Изменение динамики ионизации и рекомбинации в процессе генерации гармоник высокого порядка двухцветной парой линейно поляризованных интенсивных фемтосекундных лазерных импульсов ближнего (1.24 мкм, ~100 ТВт/см²) и среднего (4.5 мкм, ~1 ТВт/см²) ИК диапазонов в газовой струе аргона возможно за счёт управления параметрами длинноволнового поля, что проявляется в управляемом преобразовании

структуры спектра гармоник от отдельно стоящих комбинационных частот до квазинепрерывного спектра. Такое управление структурой спектра возможно как при изменении интенсивности длинноволнового излучения от 1 ГВт/см^2 до 1 ТВт/см^2 , так и при изменении угла между поляризациями воздействующих полей.

3. Управление набором энергии электрона на траектории второго возврата при двухцветном воздействии линейно поляризованных интенсивных фемтосекундных лазерных импульсов ближнего (1.24 мкм , $\sim 100 \text{ ТВт/см}^2$) и среднего (4.5 мкм , $\sim 1 \text{ ТВт/см}^2$) ИК диапазонов на струю инертного газа (криптон, аргон, неон, гелий) позволяет осуществить управляемое расширение спектра гармоник высокого порядка при сохранении высокой эффективности генерации за счёт увеличения скорости ионизации. Такой режим воздействия пары лазерных импульсов с длительностью $\sim 100 \text{ фс}$ на гелий обеспечивает генерацию излучения с квазинепрерывным спектром с энергиями фотонов до $\sim 200 \text{ эВ}$ при параллельных поляризациях воздействующих полей.

Достоверность результатов подтверждается воспроизводимостью экспериментальных результатов, а также их непротиворечием существующим литературным данным. Все представленные результаты прошли рецензирование при публикации в научных журналах, были неоднократно доложены на российских и международных конференциях.

Апробация работы. Результаты исследований, вошедшие в работу, опубликованы в 9 печатных работах, в том числе в 9 научных статьях из списка ВАК России, а также докладывались на следующих научных конференциях: International Conference Laser Optics (Санкт-Петербург, Россия, 2022, 2024), International Conference on Ultrafast Optical Science (Москва, Россия, 2022-2025), XIV Международная конференция по фотонике и информационной оптике (Москва, Россия, 2025), Международная научная конференция студентов, аспирантов и молодых учёных "Ломоносов" (Москва, Россия, 2022-2025).

Публикации. Основные результаты работы опубликованы в 9 печатных работах, в том числе в 9 статьях в рецензируемых научных журналах, удовлетворяющих «Положению о присуждении учёных степеней в МГУ имени М.В.Ломоносова».

Личный вклад. Все изложенные в работе результаты получены автором лично, либо при его непосредственном участии. Автором осуществлялось создание и настройка экспериментальных схем, проведение экспериментов, обработка и анализ экспериментальных результатов, разработка и программная реализация аналитических и численных моделей, подготовка публикаций.

Структура и объём работы. Работа состоит из введения, четырёх глав, заключения, списка работ автора, благодарностей и списка литературы. Работа изложена на 128 страницах, включает 41 рисунок, 2 таблицы и список литературы с общим числом ссылок 195.

Публикации по результатам исследований, выполненных в диссертационной работе:

1. **V.V. Rumiantsev**, E.A. Migal, A.V. Pushkin, F.V. Potemkin. Observation of terahertz-field-induced coherent control of high-order harmonic generation in a noble gas // *Physical Review A* – 2025. – Vol. 111, №17. – p. 023117. JIF WoS: 3/ 0.5 п.л./ вклад соискателя: 40%, EDN: HGXFVEV
2. **Румянцев Б.В.**, Пушкин А.В., Шулындин П.А., Мигаль Е.А. Потёмкин Ф.В. Широкополосное преобразование рентгеновского спектра гармоник высокого порядка в синтезированном лазерном поле интенсивных фемтосекундных лазерных импульсов ближнего и среднего ИК диапазонов в газе // *Письма в Журнал экспериментальной и теоретической физики* - 2025. - т. 122, №9. – с. 563-571, ИФ РИНЦ: 0.624 / 0.5 п.л./ вклад соискателя: 40%, DOI: 10.31857/S0370274X25110078
3. **Б. В. Румянцев**, Е. А. Мигаль, Е. А. Лобушкин, А. В. Пушкин, Ф. В. Потёмкин. Генерация яркого рентгеновского излучения в диапазоне длин волн 27-15 нм при воздействии высокоинтенсивных фазово-модулированных фемтосекундных лазерных импульсов ближнего ИК диапазона на газовую струю // *Письма в Журнал экспериментальной и теоретической физики* – 2025. – т. 121, №5. - с. 358–364. ИФ РИНЦ: 0.624/ 0.4375 п.л./ вклад соискателя: 50%, EDN: ZZJSIG

Переводная версия:

V.V. Rumiantsev, E.A. Migal, E.A. Lobushkin, A.V. Pushkin, F.V. Potemkin. Generation of Bright X-Ray Radiation in the Wavelength Range of 15–27 nm under Excitation of a Gas Jet by Intense Phase-Modulated Near-Infrared Femtosecond Laser Pulses // *JETP Letters* – 2025. – Vol. 121, №5. – p. 338–344. JIF WoS: 1.3/ 0.4375 п.л./ вклад соискателя: 50%, EDN: YTGQKZ

4. Шулындин П.А., **Румянцев Б.В.**, Мигаль Е.А., Пушкин А.В., Потёмкин Ф.В. Влияние терагерцевого поля на процессы генерации гармоник низкого и высокого порядков фемтосекундным лазерным излучением в газовой среде // *Письма в Журнал экспериментальной и теоретической физики* – 2025. – т. 121, №10. – с. 884 – 891, ИФ РИНЦ: 0.624/ 0.5 п.л./ вклад соискателя: 30%, EDN: WUSTST

Переводная версия:

Shulyndin, P.A., **Rumiantsev, B.V.**, Migal, E.A., Pushkin, A.V., Potemkin, F.V. Influence of the Terahertz Field on the Processes of Low- and High-Order Harmonic Generation by

Femtosecond Laser Pulses in a Gaseous Medium // JETP Letters - 2025. – Vol. 121, №11. – p. 846-852, JIF WoS: 1.3/ 0.4375 п.л./ вклад соискателя: 30%, EDN: UPVLDC

5. **Б.В. Румянцев**, А.В. Пушкин, Ф.В. Потёмкин. Генерация гармоник высокого порядка вблизи низкочастотного края плато при нелинейном распространении фемтосекундного лазерного излучения ближнего ИК диапазона с длиной волны 1.24 мкм в плотной струе аргона // Письма в Журнал экспериментальной и теоретической физики – 2023. – т. 118, №4. – с. 270–279, ИФ РИНЦ: 0.624/ 0.625 п.л./ вклад соискателя: 60%, EDN: IVAOSK

Переводная версия:

Rumiantsev B.V., Pushkin A.V., Potemkin F.V. High Harmonic Generation near the Low-Frequency Edge of a Plateau under Nonlinear Propagation of 1.24- μ m Near-Infrared Femtosecond Laser Radiation in a Dense Argon Jet // JETP Letters – 2023. – Vol. 118, №4. – p. 273–281, JIF WoS: 1.3/ 0.5625 п.л./ вклад соискателя: 60%, EDN: ABFLOG

6. **Б.В. Румянцев**, А.В. Пушкин, Д.З. Сулейманова, Н.А. Жидовцев, Ф.В. Потёмкин. Генерация перестраиваемого мощного малопериодного терагерцевого излучения в органических кристаллах при накачке мультитигаваттными чирпированными лазерными импульсами ближнего ИК диапазона на длине волны 1.24 мкм // Письма в Журнал экспериментальной и теоретической физики – 2023. – т. 117, №8. – с. 571–579, ИФ РИНЦ: 0.624/ 0.5625 п.л./ вклад соискателя: 30%, EDN: VOPYYE

Переводная версия:

Rumiantsev B.V., Pushkin A.V., Suleimanova D.Z., Zhidovtsev N.A., Potemkin F.V. Generation of Intense Few-Cycle Terahertz Radiation in Organic Crystals Pumped by 1.24- μ m Multigigawatt Chirped Laser Pulses // JETP Letters – 2023. – Vol. 117, №8. – p. 566–573, JIF WoS: 1.3/ 0.5 п.л./ вклад соискателя: 30%, EDN: MLXWIP

7. **Б.В. Румянцев**, Н.А. Жидовцев, А.В. Пушкин, Е.А. Лобушкин, П.А. Шулындин, Д.З. Сулейманова, А.Б. Савельев-Трофимов, Ф.В. Потёмкин. Высокочастотный сдвиг и расширение спектра генерации ТГц излучения до 10 ТГц в процессе оптического выпрямления мощного фемтосекундного малопериодного излучения накачки ближнего ИК диапазона в кристалле ВНА // Письма в Журнал экспериментальной и теоретической физики – 2023. – т. 118, №11. – с. 802 – 809, ИФ РИНЦ: 0.624/ 0.5 п.л./ вклад соискателя: 40%, EDN: MUMLNH

Переводная версия:

Rumiantsev B.V., Zhidovtsev N.A., Pushkin A.V., Lobushkin E.A., Shulyndin P.A., Suleimanova D.Z., Savel'ev-Trofimov A.B., Potemkin, F. V. High-Frequency Shift and Extension of the Terahertz Radiation Spectrum up to 10 THz During Optical Rectification of High-Power Few-Cycle Near-Infrared Femtosecond Pump Radiation in a BNA Crystal // JETP

Letters – 2023. – Vol. 118, №11. – p. 800–806, JIF WoS: 1.3/ 0.4375 п.л./ вклад соискателя: 40%, EDN: ZLUYXC

8. **Б.В. Румянцев**, А.В. Пушкин, К.Е. Михеев, Ф.В. Потёмкин. Влияние длины и давления газовой струи на процесс генерации оптических гармоник фемтосекундным излучением лазерной системы на кристалле Fe:ZnSe с длиной волны 4.5 мкм // Письма в Журнал экспериментальной и теоретической физики – 2022. - т. 116, №10. - с. 659–666, ИФ РИНЦ: 0.624/ 0.5 п.л./ вклад соискателя: 60%, EDN: LYFGGN

Переводная версия:

Rumiantsev B.V., Pushkin A.V., Mikheev K.E., Potemkin F.V. Effect of the Length and Pressure of a Gas Jet on Optical Harmonics Generation by 4.5- μm Femtosecond Laser Radiation of a Fe:ZnSe Laser System // JETP Letters – 2022. – Vol. 116, №10. – с. 683–690, JIF WoS: 1.3/ 0.5 п.л./ вклад соискателя: 60%, EDN: GWGWEB

9. **Б.В. Румянцев**, К.Е. Михеев, А.В. Пушкин, Е.А. Мигаль, С.Ю. Стремоухов, Ф.В. Потёмкин. Генерация оптических гармоник при взаимодействии высокоинтенсивного (до 10^{14} Вт/см²) фемтосекундного лазерного излучения среднего ИК диапазона лазерной системы на кристалле Fe:ZnSe с плотной ламинарной газовой струей // Письма в Журнал экспериментальной и теоретической физики – 2022. - т. 115, №7. – с. 431–436, ИФ РИНЦ: 0.624/ 0.375 п.л./ вклад соискателя: 50%, EDN: FLDMKT

Переводная версия:

Rumiantsev B.V., Mikheev K.E., Pushkin A.V., Migal E.A., Stremoukhov S.Yu., Potemkin F.V. Optical Harmonics Generation under the Interaction of Intense (up to 10^{14} W/cm²) Mid-Infrared Femtosecond Laser Radiation of a Fe:ZnSe Laser System with a Dense Laminar Gas Jet // JETP Letters – 2022. – Vol. 115, №7. – p. 390–395, JIF WoS: 1.3/ 0.375 п.л./ вклад соискателя: 50%, EDN: KMXGYG

Глава 1. Генерация гармоник фемтосекундным лазерным излучением: современное состояние исследований, теоретические методы описания и экспериментальная установка

1.1. Современное состояние исследований

Генерация оптических гармоник при воздействии лазерного излучения на среду является одним из первых нелинейно-оптических эффектов, зарегистрированных с использованием лазерного излучения. Развитие данной области исследований от эффектов нелинейной оптики к физике сверхсильных световых полей определялось эволюцией лазерных источников и масштабированием параметров лазерного излучения. Так, эффект генерации гармоник впервые наблюдался ещё на заре лазерной физики - впервые генерация второй оптической гармоники была зарегистрирована в 1961-м году [63], став первым экспериментально зарегистрированным нелинейно-оптическим эффектом. основополагающий вклад в понимание данного процесса также внесли учёные Московского Университета – Р.В.Хохлов, С.А.Ахманов и Н.И.Коротеев [1,64,65]. Развитие их идей продолжилось в работах выдающихся отечественных учёных [66–68,15,17,69–71,13,72,14,73–78,41,79–81]. Возможность нелинейно-оптического преобразования длины волны генерирующего излучения открыла перспективы создания широкополосных источников когерентного электромагнитного излучения, позволяющих получать излучение на тех длинах волн, на которых не удавалось получить прямую лазерную генерацию в активных средах.

Перспективным методом генерации гармоник на тот момент являлось использование анизотропных кристаллов, позволяющих осуществить эффективное фазовое согласование и, соответственно, получить высокую эффективность преобразования вплоть до нескольких десятков процентов [82,83]). Однако высокая твердотельная плотность ($\sim 10^{23} \text{ см}^{-3}$) таких сред ограничивала диапазон генерации гармоник на уровне УФ-диапазона ($\sim 100\text{-}400 \text{ нм}$), не позволяя получить более коротковолновое излучение из-за низкого значения длины поглощения ($\sim \text{нм-мкм}$ [84]). Решить данную проблему позволило использование газовых сред вместо твердотельных в силу возможности управления концентрацией атомов газа и, соответственно, достижения более высоких значений длины поглощения для излучения вакуумного УФ ($\sim 100\text{-}10 \text{ нм}$) и мягкого рентгеновского диапазонов ($\sim 10\text{-}1 \text{ нм}$). Однако изотропность газовых сред не позволяла обеспечить эффективное фазовое согласование для генерируемого излучения гармоник, за счёт чего эффективность преобразования даже в гармоники видимого и УФ диапазонов в газовых средах оставалась крайне низкой – на уровне 1% – и, кроме того, падала с ростом номера гармоники. Решением данной проблемы могло являться увеличение интенсивности генерирующего излучения, что, однако, было невозможно обеспечить с помощью используемых

в то время лазеров наносекундного уровня длительности, поскольку процессы лавинной ионизации приводили к быстрому росту концентрации электронов плазмы в среде генерации, что ограничивало достигаемую интенсивность на уровне 10^{12} - 10^{13} Вт/см² за счёт изменения пространственно-временной формы лазерного импульса.

Повышение достигаемой интенсивности начало осуществляться в 1980-х годах с изобретением пико- и фемтосекундных лазерных систем на основе эффекта синхронизации мод и, в частности, системы на кристалле Ti:Sapphire [85]. Обладая широким спектром люминесценции (~650-1050 нм) за счёт вибронного взаимодействия ионов Ti с матрицей, данный кристалл позволяет получать лазерные импульсы длительностью 20-40 фс в ближней ИК области спектра в окрестности длины волны 0.8 мкм. Используя технику усиления чирпированных импульсов [86], разработанную практически в то же время и отмеченную Нобелевской премией 2018 года [30], удастся создавать фемтосекундные лазерные системы с высокой пиковой мощностью (~ТВт) и высокой частотой следования импульсов (~кГц). Это позволило достичь значений интенсивности выше 10^{14} Вт/см² и получить генерацию гармоник в области от вакуумного УФ до мягкого рентгеновского диапазона в газовых средах. При этом, как выяснилось в процессе исследований, механизм генерации гармоник в данном диапазоне, в котором энергия фотона выше потенциала ионизации атомов газовых сред, существенным образом отличается от механизма генерации гармоник низкого порядка (УФ- и видимый диапазоны), для которых энергия фотонов меньше потенциала ионизации. Новый эффект, являющийся ярким представителем эффектов сильного поля, получил название генерации высших гармоник или гармоник высокого порядка (ГГВП).

Эффекты сильного поля, характеризующиеся воздействием на атом лазерных полей, напряжённость которых сравнима с характерной внутриатомной напряжённостью (~5 ГВ/см) [2,87], обусловлены физикой ионизации [88,89] и включают в себя эффекты генерации гармоник высокого порядка, надбарьерной ионизации атома, а также некаскадной двойной ионизации. Возможность наблюдать процессы на масштабах микромира обуславливает фундаментальную важность рассматриваемых эффектов сильного поля. Так, феномен надбарьерной ионизации, заключающийся в ионизации за счёт полного подавления кулоновского потенциала атома, был первым экспериментально зарегистрированным эффектом воздействия сильного поля [22,90,91]. С фундаментальной точки зрения он не менее важен, чем ГГВП, но его значение для практических применений более ограничено. Большая часть ранних работ была сосредоточена на низкоэнергетической части спектра [92–94]. Эксперименты по надбарьерной ионизации «второго поколения» начались в середине 1990-х годов в связи с разработкой лазеров с высокой частотой повторения импульсов. В рамках данных экспериментов наблюдались электронные спектры с высокой кинетической энергией и протяженным плато [95–97]. В области

исследования некаскадной ионизации измерения количества образующихся многозарядных ионов в зависимости от интенсивности лазерного излучения показали, что последовательная ионизация является не единственным механизмом, ответственным за двойную и многократную ионизацию. Наличие «колена» в данной зависимости, впервые зарегистрированного в 1983 году в ксеноне [24,98], указывает на существование некаскадного процесса, ответственного за двойную ионизацию.

В свою очередь, эффект ГГВП впервые был зарегистрирован в 1987 году, когда при фокусировке пикосекундных лазерных импульсов в объём кюветы, заполненной газом, исследователи наблюдали формирование излучения, имеющего спектр в виде отдельных нечётных гармоник с примерно одинаковой интенсивностью в области вакуумного УФ-диапазона [99,100]. Теоретическое описание эффекта генерации гармоник высокого порядка потребовало накопления экспериментальных данных, и в середине 1990-х годов была предложена как наглядная полуклассическая модель ГГВП [101], так и квантовая модель [43]. Стоит отметить, что идеи данных работ в значительной степени пересекаются с более ранними работами отечественных учёных [102,103] и, более того, опираются на теорию ионизации электромагнитным полем, развитую Л.В.Келдышем [104]. Дальнейшие экспериментальные и теоретические исследования процесса генерации гармоник высокого порядка в 2000-х и 2010-х годах были в значительной степени направлены на исследование временных свойств генерируемого излучения гармоник, обусловленных субфемтосекундным характером отклика оптического электрона. Результаты данных исследований привели к разработке методов генерации и регистрации когерентного излучения аттосекундной длительности, что было отмечено Нобелевской премией 2023-го года [28].

В настоящее время создание лазерных источников на основе ГГВП представляет особый интерес, поскольку открывает новые возможности как в фундаментальных, так и в прикладных областях. Так, генерация аттосекундных импульсов позволяет проводить исследования тонкой структуры спектра поглощения рентгеновских лучей в окрестности скачков поглощения (XAFS спектроскопия) при лазерно-индуцированной инициации химических реакций [105]. Высокая когерентность излучения рентгеновского диапазона на основе процесса ГГВП делает его подходящим инструментом для проведения неразрушающих исследований топографии поверхности и толщины слоёв тонких плёнок с разрешением в десятки нанометров [106]. Малая длина волны излучения гармоник высокого порядка позволяет проводить когерентную рентгеновскую визуализацию с разрешением на уровне десятков нм [107–109]. Широкий спектр генерируемого излучения гармоник позволяет проводить спектроскопические исследования [110–113], в том числе время-разрешенные, в диапазоне от УФ до мягкой рентгеновской области спектра, включая окно прозрачности воды [105] в диапазоне энергий фотонов 280 – 530 эВ (длина

волны 4.4-2.34 нм), где органические составляющие биологических сред (азот, углерод и др.) обладают сильным поглощением. Отдельный интерес представляет возможность использования когерентного излучения ГВВП для фотолитографии [114], являющейся основным современным методом производства полупроводниковых микросхем. Наконец, источники на основе ГВВП могут быть использованы в совокупности с лазерами на свободных электронах и источниками синхротронного излучения для повышения временной когерентности их излучения [115,116].

Механизмы формирования ГВВП-спектра представляют существенный научный интерес в силу того, что они являются следствием сверхбыстрой квантовой динамики электрона, возбуждённого фемтосекундным лазерным полем, что на сегодняшний день является одним из самых быстропротекающих процессов, которые доступны для непосредственного экспериментального наблюдения. В настоящее время исследования в области ГВВП направлены на расширение спектра в сторону больших энергий фотонов, генерацию непрерывного спектра для нужд спектроскопии, повышение интенсивности генерируемого излучения, а также эффективное формирование когерентных аттосекундных импульсов, пригодных для исследования аттосекундной динамики атомарных и молекулярных систем.

Согласно полуклассической трёхступенчатой модели [101] расширение спектра гармоник в сторону больших энергий фотонов требует увеличения кинетической энергии электрона, набираемой им в поле генерирующего лазерного излучения. Кинетическая энергия электрона в лазерном поле пропорциональна произведению $\propto I\lambda^2$, где I – интенсивность лазерного излучения, λ – его длина волны. Данная пропорциональность указывает на два возможных способа повышения кинетической энергии электрона. Первый заключается в увеличении интенсивности генерирующего лазерного поля, второй – в увеличении его длины волны. Оба подхода имеют свои ограничения, которые приходится учитывать в рамках практической реализации. Так, повышение интенсивности в области мишени не может быть реализовано в случае использования длинных лазерных импульсов, содержащих большое (>10) количество осцилляций поля под огибающей, поскольку передний фронт импульса ионизирует среду генерации, что приводит к дефокусировке высокоинтенсивной центральной части импульса за счёт формирования лазерно-индуцированной плазмы. Решение данной проблемы заключается в использовании предельно коротких лазерных импульсов длительностью в несколько циклов поля, для которых увеличение интенсивности в области взаимодействия осуществляется за счёт того, что концентрация плазмы, приводящая к ограничению интенсивности, не успевает сформироваться на масштабах длительности короткого импульса [117]. Дополнительный и не менее важный положительный эффект от использования коротких генерирующих импульсов заключается в формировании квазинепрерывного спектра, что является важным фактором в случае использования такого излучения в рамках спектроскопии. Вместе с тем переход к

предельно короткой длительности генерирующего импульса на уровне нескольких циклов поля поднимает вопрос о стабильности фазы набивки относительно огибающей импульса. Обеспечение стабильности данной фазы требует либо использования активных методов стабилизации на основе использования пьезозеркал с обратной связью, либо пассивных методов – в частности, формирования излучения в рамках процесса оптической параметрической генерации и усиления [118,119]. Очевидно, что необходимость стабилизации фазы приводит к дополнительному усложнению установки для генерации гармоник. В свою очередь, увеличение длины волны генерирующего излучения, помимо расширения и формирования квазинепрерывного спектра за счёт малой энергии фотона, приводит к существенному падению эффективности генерации за счёт уменьшения фотоэмиссионной эффективности отдельного атома, что является следствием расплывания электронного волнового к моменту рекомбинации электрона, находящегося продолжительное время в свободном состоянии [44].

Для преодоления указанных трудностей, связанных с повышением интенсивности и длины волны одноцветного воздействующего лазерного излучения, может быть использован подход, основанный на комбинировании лазерных полей с различными длинами волн, что позволяет изменить временную форму воздействующего поля с целью оптимизации процесса движения и ускорения электрона в лазерном поле. Бóльшая часть исследований в этой области имеет теоретический характер [120–122,50,123,124,53], что связано с трудностью проведения экспериментальных исследований с использованием лазерных источников, генерирующих излучение на различных длинах волн. В частности, в работе [125] теоретически подобрана оптимальная временная форма воздействующего поля, представляющая собой линейно возрастающую пилообразную функцию времени со смещением по оси напряжённости, соответствующим постоянному полю. Как показано в рамках данной работы, такая оптимальная форма генерирующего поля позволяет увеличить кинетическую энергию электрона в ~ 3 раза и может быть достигнута путём комбинации импульсов на 5 длинах волн: основного излучения, его гармоник вплоть до 4-го порядка, а также излучения на половине длине волны основного поля. По мотивам данной теоретической работы были проведены экспериментальные исследования [126] с использованием излучения на трёх длинах волн, было получено расширение спектра 50 до 70 эВ. Очевидно, что проведение экспериментов с большим количеством длин волн отличается существенной трудностью реализации. Поэтому значительная часть экспериментальных работ, посвящённых ГГВП с использованием синтезированных полей, посвящены двухцветному воздействию с использованием 2-й и 3-й гармоник основного излучения ближнего ИК-диапазона [35,52,127,128]. Использование таких «двухцветных» полей позволяет увеличить интенсивность генерируемого излучения и осуществить управление его поляризационными свойствами [50,124,129], однако не приводит к существенному расширению

спектра гармоник и формированию квазинепрерывного спектра. В свою очередь, добавление длинноволнового поля к основному генерирующему импульсу приводит к генерации уширенного квазинепрерывного спектра гармоник, что является следствием эффективного ускорения электрона в длинноволновом поле на фоне поддержания высокой эффективности преобразования за счёт действия коротковолнового излучения. Экспериментальные исследования в данной области [54,55,130,131] были сфокусированы на использовании излучения титан-сапфировой лазерной системы (длина волны 0.8 мкм) вместе с излучением на длинах волн в ближнем ИК диапазоне (1-2 мкм), получаемого в результате оптического параметрического усиления, что позволяло получить генерацию излучения с энергиями фотонов на уровне $\sim 100-200$ эВ лишь при условии использования малопериодных (1-3 цикла поля) лазерных импульсов.

Более радикальным подходом к расширению спектра ГГВП при добавлении длинноволнового поля является использование терагерцевого (ТГц) излучения в качестве добавочного импульса. Как показывают результаты теоретических работ [60,132], добавление сильного ($\sim 10-100$ МВ/см) ТГц-поля должно приводить к эффективному расширению спектра за счёт увеличения кинетической энергии генерирующего электрона вплоть до трёх раз по сравнению со случаем одноцветного воздействия. Кроме того, как показано теоретически [132], ТГц-поле позволяет расширить область ГГВП-спектра, в которой достигается синхронизация спектральных компонент излучения гармоник, что открывает возможность для получения предельно короткого аттосекундного излучения. Вместе с тем, экспериментальные работы в области двухцветной генерации гармоник с использованием ТГц-поля до настоящего момента фактически ограничивались единственной работой [133], в которой умеренное (< 1 МВ/см) ТГц-поле использовалось в рамках генерации гармоник в области от ближнего ИК до УФ диапазона (1-7 эВ) в полупроводниковой среде.

Расширение спектра генерации гармоник высокого порядка в экстремальной УФ и мягкой рентгеновской области спектра в присутствии ТГц-поля требует использования импульсного ТГц-излучения с высокой пиковой мощностью. Генерация импульсного ТГц-излучения может быть осуществлена в рамках процесса филаментации [20,134–137], при лазерно-плазменном ускорении электронов [138,139], с помощью оптического возбуждения полупроводниковых антенн [140], на синхротронах и лазерах на свободных электронах [141,142], а также за счёт оптического выпрямления [61,62] в нелинейных кристаллах [143]. Наиболее эффективным методом генерации импульсного ТГц-излучения в рамках настольных экспериментальных установок является использование процесса оптического выпрямления, позволяющего получать эффективность генерации на уровне долей процента в случае использования излучения титан-сапфирового лазера (0.8 мкм) в совокупности с кристаллом ниобата лития (LiNbO_3), который при

криогенном охлаждении позволяет получить также эффективность до ~4% [144]. Эффективность преобразования на уровне 1-2% при комнатной температуре позволяют достичь органические кристаллы [145,146] – в частности, кристалл DAST [147]. Однако применение такого кристалла требует накачки на длине волны в окрестности 1.45 мкм, где он демонстрирует высокую (на уровне 500 мкм) когерентную длину ТГц-преобразования в широком (~1-5 ТГц) спектральном диапазоне [148]. Перестройка излучения титан-сапфирового лазера в данный спектральный диапазон с использованием процессов параметрической генерации и усиления представляется нецелесообразной, поскольку результирующая эффективность преобразования излучения на длине волны 0.8 мкм в ТГц-диапазон будет существенно меньше 1-2%, достижимых при накачке излучением с длиной волны в окрестности 1.45 мкм. Вследствие этого, более подходящим источником для генерации ТГц-излучения в таком кристалле является лазерная система на кристалле Cr:Forsterite [149], позволяющая получить фемтосекундное лазерное излучение с длиной волны 1.24 мкм мультитераваттного и даже тераваттного уровня пиковой мощности [150]. Использование такой лазерной системы для накачки кристалла DAST позволяет получить предельно короткие ТГц-импульсы с эффективностью преобразования на уровне 2% в диапазоне 1-5 ТГц [151], что делает лазер на кристалле Cr:Forsterite наиболее подходящим компактным источником для генерации мощного ТГц-излучения. Вместе с тем, длинноволновое излучение лазерной системы на кристалле Cr:Forsterite позволяет также осуществить эффективную перестройку в область среднего ИК-диапазона (3-8 мкм) за счёт процессов параметрической генерации и усиления [152,153]. Полученное таким образом излучение среднего ИК-диапазона может быть эффективно усилено путём прямого лазерного усиления в кристалле Fe:ZnSe, позволяя получить фемтосекундное лазерное излучение с длиной волны 4.5 мкм мультитераваттного уровня пиковой мощности [154,155]. Таким образом, можно заключить, что лазерная система на кристалле Cr:Forsterite является наиболее подходящим источником для проведения исследований по двухцветной генерации гармоник высокого порядка в присутствии длинноволнового поля как терагерцевого, так и среднего ИК диапазонов. Отсутствие в современном научном поле экспериментальных исследований по когерентному управлению спектром гармоник высокого порядка в экстремальной УФ и мягкой рентгеновской областях спектра за счёт добавления длинноволновых полей среднего ИК и ТГц-диапазонов обуславливает актуальность данной области исследований.

1.2. Теоретические методы описания

1.2.1. Отклик одиночного атома

Отклик одиночного атома при генерации гармоник низкого порядка описывается следующим образом. При воздействии поля лазерного импульса $E(t)$ на среду основное

взаимодействие поля происходит с валентным электроном – слабосвязанным с ядром электроном, расположенном на верхнем энергетическом уровне. В случае достаточно слабого поля лазерного импульса, который характеризуется малой величиной амплитуды напряжённости лазерного поля по сравнению с характерной напряжённостью внутриатомного поля $E_{ат} \sim 5 \text{ ГВ/см}$ (напряжённость на 1-й Боровской орбите атома водорода), отклик атома является откликом связанного электрона на приложенное поле. Генерация гармоник в этом случае происходит за счёт нелинейности осцилляторной системы электрон-поле, которая может быть описана в дипольном приближении посредством разложения дипольного момента атома (в линейном приближении $\vec{\mu} = \tilde{\alpha}\vec{E}$, где $\tilde{\alpha}$ - поляризуемость атома [156]) в ряд по степеням поля лазерного импульса \vec{E} [2]:

$$\vec{\mu} = \tilde{\alpha}^{(1)}\vec{E} + \tilde{\alpha}^{(2)}\vec{E}\vec{E} + \quad (1)$$

Каждое слагаемое с $\tilde{\alpha}^{(n)}$ в данном выражении отвечает за генерацию соответствующей гармоники с номером n . Поскольку в рассматриваемом случае поле лазерного импульса мало по сравнению с характерным внутриатомным полем, то отклонение электрона от положения равновесия также можно считать малым, поэтому нелинейность потенциала, в котором расположен электрон, проявляется достаточно слабо и вносит поправки низших порядков малости в зависимость $\vec{p}(\vec{E})$ [157]. За счёт этого генерация каждой последующей гармоники происходит менее эффективно в сравнении с предыдущей, что обуславливает вид спектра гармоник низкого порядка, генерирующихся за счёт отклика связанного электрона (т.н. пертурбативные гармоники).

При приближении амплитуды поля лазерного импульса к величине внутриатомной напряженности вид спектра гармоник изменяется. В этом случае отклик атома будет определяться откликом свободного электрона, ионизованного под действием поля лазерного излучения, что лежит в основе процесса генерации гармоник высокого порядка (т.н. нептурбативные гармоники). На качественном уровне механизм отклика свободного электрона может быть описан с использованием трёхступенчатой модели [101]. При таком рассмотрении опускается описание процессов ионизации и рекомбинации оптического электрона, поскольку они являются чисто квантовыми процессами. Вместо этого рассматривается только процесс движения свободного ионизованного электрона в электрическом поле лазерной волны. Несмотря на данный факт, описание процесса ГВВП на основе трёхступенчатой модели позволяет получить как качественное представление о механизме данного процесса, так и получить ряд важных количественных соотношений,

характеризующих процесс ГГВП и лежащих в полном согласии с результатами квантового описания.

Согласно трёхступенчатой модели, исходно электрон в атоме находится в потенциальной яме, созданной кулоновским полем ядра. На первой стадии в результате воздействия лазерного излучения ширина потенциального барьера, удерживающего электрон, уменьшается пропорционально величине лазерного поля, за счёт чего электрон получает возможность туннелировать из своего основного энергетического состояния в континуум состояний (непрерывный энергетический спектр), что является процессом туннельной ионизации, основы описания которой заложил Л.В. Келдыш в работе [104]. На второй стадии происходит движение электрона в поле лазерного излучения, в результате которого электрон приобретает некоторую кинетическую энергию за счёт ускорения в лазерном поле. На третьей стадии электрон под действием лазерного поля возвращается к родительскому иону, в результате которого может произойти один из трёх процессов. Во-первых, электрон может претерпеть упругое рассеяние, в результате которого направление движения электрона изменится на некоторый угол по отношению к начальному направлению без потери им кинетической энергии. Во-вторых, может произойти неупругое рассеяние электрона, характеризующее потерей части кинетической энергии. И, наконец, может произойти рекомбинация электрона с родительским ионом, в результате которой электрон перейдёт в исходное энергетическое состояние, и будет испущен фотон с энергией $\hbar\omega = I_p + E_{\text{кин}}$, где ω – частота фотона, I_p – потенциал ионизации электрона, $E_{\text{кин}}$ – кинетическая энергия электрона в момент возвращения к родительскому иону. За счёт периодичности воздействующего лазерного поля генерирующиеся фотоны будут иметь энергию, соответствующую нечётным гармоникам лазерного излучения. За счёт конечности максимальной энергии, которую может набрать электрон при движении в лазерном поле, спектр гармоник будет иметь конечную ширину.

В рамках трёхступенчатой модели рассматривается описание второй стадии - процесса движения свободного электрона под действием электрического поля лазерного излучения на масштабе двух периодов осцилляций. Будем считать, что лазерное излучение представляет собой монохроматическую волну с частотой ω : $E(t) = E_0 \sin(\omega t)$. Поскольку в сильном лазерном поле амплитуда осцилляций электрона значительно превышает размеры атома, то влиянием поля атома на движение электрона можно пренебречь. Уравнение движения для свободного электрона в этих условиях в соответствии со вторым законом Ньютона имеет вид:

$$m\ddot{x} = -eE_0 \sin(\omega t) \quad (2)$$

где $m = 9.1 \cdot 10^{-31}$ кг – масса электрона, $\ddot{x} = d^2x/dt^2$ – вторая производная координаты электрона x по времени t , $e = 1.6 \cdot 10^{-19}$ Кл – заряд электрона. Будем считать, что электрон в момент ионизации t_0 расположен в точке расположения атома $x(t_0) = 0$ и имеет нулевую начальную скорость $v(t_0) = 0$. Выражение для скорости электрона, ионизованного в момент времени t_0 , имеет вид:

$$v(t) = \int_{t_0}^t \ddot{x}(t') dt' = \frac{eE_0}{m\omega} (\cos(\omega t) - \cos(\omega t_0)) \quad (3)$$

Исходя из данного выражения, формула для зависимости координаты электрона от времени будет иметь вид:

$$x(t) = \int_{t_0}^t v(t') dt' = \frac{eE_0}{m\omega^2} (\sin(\omega t) - \sin(\omega t_0) - \cos(\omega t_0) \cdot (\omega t - \omega t_0)) \quad (4)$$

В соответствии с данным выражением, оценка на амплитуду осцилляций электрона для излучения на длине волны 0.8 мкм с интенсивностью 10^{14} Вт/см² составляет в среднем по всем возвратным траекториям электрона порядка 20 боровских радиусов ($r_b = 53$ пм), что обуславливает корректность отсутствия учёта влияния поля атома на движение свободного электрона в уравнении движения (2).

Построение траекторий электрона в соответствии с формулой (4) показывает, что траектории, которые повторно проходят через точку расположения атома (т.н. возвратные траектории), соответствуют моментам ионизации на втором четвертьцикле каждого полуцикла генерирующего поля - в диапазоне $\left[\frac{T}{4}; \frac{T}{2}\right]$, где T – период осцилляций лазерного поля (Рис.1). Траектории, соответствующие остальным моментам ионизации, являются невозвратными, т.е. не проходят через точку расположения атома никогда, кроме начального момента ионизации.

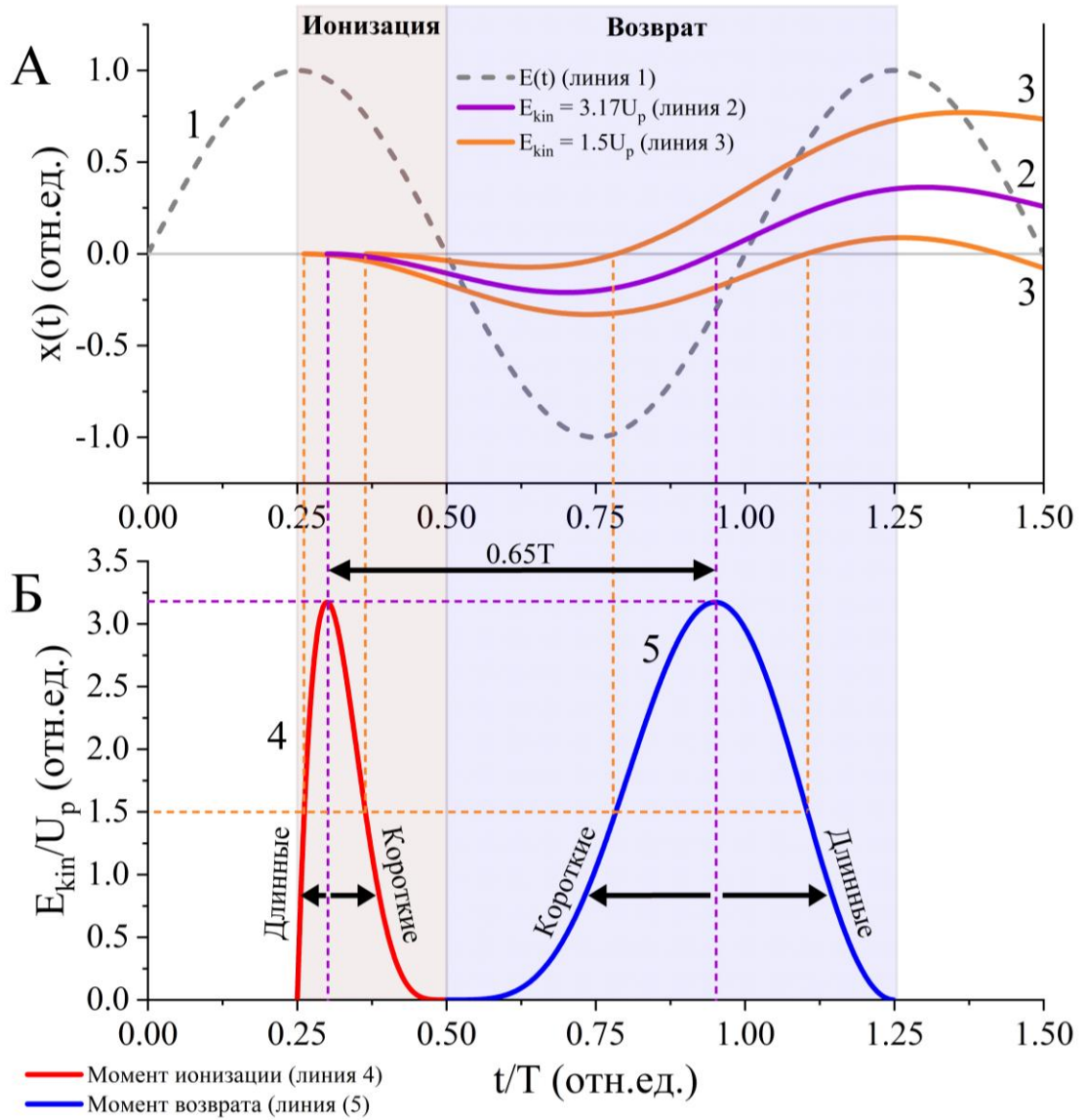


Рис.1. А) Траектории электрона, соответствующие значениям кинетической энергии $E_{kin} = 3.17U_p$ (линия 2) и $E_{kin} = 1.5U_p$ (линии 3). Линия 1 обозначает электрическое поле лазерного импульса $E(t)$. Левая закрашенная область (красный цвет) обозначает диапазон моментов ионизации, правая закрашенная область (синий цвет) обозначает диапазон моментов возвращения. Б) Зависимость энергии электрона, которую он имеет к моменту возврата, от момента ионизации $t_{ион}$ (линия 4) и момента возврата $t_{рек}$ (линия 5).

Можно показать [158], что максимальная кинетическая энергия электрона, которую он может иметь в момент возврата к атому, выражается как

$$E^{\text{макс}} = I_p + E_{\text{кин}}^{\text{макс}} = I_p + 3.17U_p \quad (5)$$

где I_p – потенциал ионизации, $U_p = \frac{e^2 E_0^2}{4m\omega^2}$ – ponderomotorная энергия электрона, представляющая собой среднюю за период кинетическую энергию осцилляций электрона в гармоническом электрическом поле. В соответствии с трёхступенчатой моделью, данное значение определяет максимальную энергию фотона, который может быть испущен в результате рекомбинации. Данное значение хорошо согласуется с экспериментальными данными и результатами квантово-механических расчётов. Зависимости, характеризующие процесс ГГВП в классическом рассмотрении, представлены на Рис.1. Важно отметить, что каждому значению кинетической энергии (за исключением $E_{kin} = 3.17U_p$) соответствуют две траектории электрона: т.н. короткая траектория, возвращающаяся к атому спустя время $\Delta t < 0.65T$ после ионизации, а также т.н. длинная траектория, возвращающаяся к атому спустя время $\Delta t > 0.65T$ после ионизации.

Для расчёта поля генерируемого излучения гармоник можно воспользоваться электрическим дипольным приближением [159]. Электрическое поле излучения в дипольном приближении определяется в дальней зоне второй производной дипольного момента излучающей системы по времени [2]:

$$\vec{E}_{\text{ГГВП}}(t) \propto \ddot{\vec{\mu}}(t) \quad (6)$$

где $\vec{E}_{\text{ГГВП}}(t)$ – напряжённость электрического поля излучения гармоник, $\vec{\mu}$ – дипольный момент. Спектр излучения определяется как квадрат модуля Фурье-образа $\vec{E}_{\text{ГГВП}}(t)$. В рамках квантового описания выражение для дипольного момента принимает вид:

$$\vec{\mu}(t) = \langle \psi(\vec{r}, t) | e\hat{r} | \psi(\vec{r}, t) \rangle \quad (7)$$

где \hat{r} – оператор координаты, $|\psi(\vec{r}, t)\rangle$ – волновая функция оптического электрона в момент времени t в точке пространства \vec{r} . Как следует из (7), описание процесса ГГВП в дипольном приближении на квантовом уровне требует определения пространственно-временной динамики волновой функции электрона $|\psi(\vec{r}, t)\rangle$. Квантово-механическое описание динамики волновой функции электрона может быть получено путём решения нестационарного уравнения Шрёдингера (НУШ):

$$i\hbar \frac{\partial |\psi(\vec{r}, t)\rangle}{\partial t} = \hat{H} |\psi(\vec{r}, t)\rangle \quad (8)$$

где i – мнимая единица, \hbar – приведённая постоянная Планка, \vec{r} – радиус-вектор, отсчитываемый от положения центра атома, t – время, $|\psi(\vec{r}, t)\rangle$ – волновая функция оптического электрона в

момент времени t в точке пространства \vec{r} , \hat{H} – оператор Гамильтона для системы, состоящей из оптического электрона, атома и лазерного поля. Учитывая влияние только электрического поля лазерного излучения на оптический электрон, а также считая, что электрон смещается относительно родительского атома на расстояние, много меньшее длины волны лазерного излучения, оператор Гамильтона может быть записан в виде:

$$\hat{H} = -\frac{\hbar^2}{2m_e}\Delta + \hat{V}(\vec{r}) - e\vec{E}(t) \cdot \hat{r} \quad (9)$$

где m_e – масса электрона, $\Delta = \nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$, $\hat{V}(\vec{r})$ – оператор потенциальной энергии взаимодействия электрона с атомом, e – заряд электрона, $\vec{E}(t)$ – напряжённость электрического поля лазерного излучения в момент времени t в точке $\vec{r} = 0$, первое слагаемое представляет собой оператор кинетической энергии, третье слагаемое – потенциал взаимодействия электрона с электрическим полем лазерного излучения. Таким образом, физический смысл нестационарного уравнения Шрёдингера (8) заключается в описании пространственно-временной динамики волновой функции оптического электрона, задаваемой слагаемым в левой части выражения (8), а также первым слагаемым в (9). При этом данная динамика определяется вторым (взаимодействие электрона с атомом) и третьим (взаимодействие электрона с лазерным полем) слагаемыми в (9), а также начальными условиями.

К настоящему моменту общее аналитическое решение нестационарного уравнения Шрёдингера (8) с оператором Гамильтона вида (9) не было найдено, поэтому для описания процесса ГГВП в рамках научно-исследовательских задач применяют либо численные методы расчёта, либо аналитические решения в рамках дополнительных приближений. Для расчёта спектра гармоник высокого порядка в данной работе было реализовано численное решение двухмерного НУШ (8). Для численного расчёта использовался Фурье-метод расщепления по физическим факторам (split-step Fourier method) [160–162], в качестве граничных условий использовались поглощающие граничные условия. Потенциал Ar был представлен функцией Гаусса с шириной по уровню $1/e^2$, равной кинетическому диаметру атома Ar (360 мкм), и амплитудой, обеспечивающей одиночный стационарный уровень, соответствующий потенциалу ионизации 15.76 эВ.

Также в рамках данной работы для расчёта спектра гармоник было использовано полуаналитическое решение одномерного НУШ, предложенное в ставшей классической работе [43]. В рамках обсуждаемого решения рассматривается воздействие электромагнитной волны на атом. Влияние магнитного поля волны не учитывается. Основных приближений в рассматриваемом подходе три. Во-первых, вкладом в эволюцию системы всех связанных

состояний за исключением одного основного состояния можно пренебречь. Во-вторых, опустошением основного состояния можно пренебречь – т.е. вероятность нахождения электрона в основном состоянии не зависит от времени. В-третьих, в континууме состояний электрон может рассматриваться как свободная частица, на которую действует поле лазерного излучения и не действует потенциал атома. Использование приближения сильного поля позволяет рассчитать дипольный момент электрона по формуле: [43]:

$$\mu(t) \approx i \int_0^{\infty} d\tau \cdot \left(\frac{\pi}{\epsilon + \frac{i\tau}{2}} \right)^{\frac{3}{2}} \cdot E(t) \cdot d_x(\vec{p}_0(t, \tau) - \vec{A}(t - \tau)) \cdot d_x^*(\vec{p}_0(t, \tau) - \vec{A}(t)) \cdot \exp(-i \cdot S(\vec{p}_0, t, \tau)) + \text{к.с.} \quad (10)$$

где τ – временное расстояние между моментом времени t и моментом ионизации, ϵ – бесконечно малая величина, регуляризирующая интеграл, $E(t)$ – временная форма генерирующего поля, d_x – дипольный момент перехода из связанного в свободное состояние, $\vec{p}_0(t, \tau)$ – стационарное значение импульса электрона, $\vec{A}(t)$ – векторный потенциал поля $E(t)$, $S(\vec{p}_0, t, \tau)$ – квазиклассическое действие электрона, к.с. – комплексно-сопряжённая величина. Вывод данной формулы можно найти в [158]. В данной работе для получения спектра гармоник высокого порядка производился расчёт квадрата модуля Фурье-образа второй производной по времени дипольного момента $\mu(t)$, задаваемого выражением (10). Интегрирование производилось по одному циклу поля ближнего ИК диапазона при моделировании спектра, формируемого в присутствии ТГц-поля, и по двум циклам поля ближнего ИК диапазона при моделировании спектра, формируемого в присутствии поля среднего ИК диапазона. Стоит отметить, что микроканальная пластина, используемая для регистрации спектра в эксперименте (см. раздел 1.3), обладает сильно нелинейным откликом в зависимости от приложенного напряжения. Поэтому соответствие между экспериментальным и моделируемым спектрами было достигнуто путем возведения рассчитанных спектров в степень 0.25-0.8 в зависимости от приложенного напряжения. Чтобы учесть фоновый уровень шума, наблюдаемый в экспериментальных спектрах, к рассчитанным спектрам был добавлен белый шум с соответствующими дисперсией и средним уровнем.

1.2.2. Отклик ансамбля атомов

Наличие множества атомов в среде генерации приводит к тому, что измеряемый в эксперименте спектр гармоник является результатом интерференции полей гармоник, генерируемых каждым атомом. Кроме того, существенную роль в рамках генерации гармоник играет поглощение генерируемого излучения по мере его распространения в среде. Для гармоник низкого порядка, спектр которых находится в видимом и УФ диапазонах, длина поглощения много больше длины среды генерации, поэтому для них достаточно учитывать лишь

интерференцию генерируемых атомами полей. Можно показать [158], что с учётом этого результирующая интенсивность q -й гармоники на выходе из среды генерации может быть выражена как:

$$I_q^\Sigma(L) = \frac{cn_q \varepsilon_0}{2} \cdot n_{\text{ат}}^2 \cdot |A_0|^2 \cdot L^2 \operatorname{sinc}^2 \left(\frac{\pi}{2} \cdot \frac{L}{L_{\text{ког}}} \right) \quad (11)$$

где L – длина среды генерации, c – скорость света в вакууме, n_q – показатель преломления среды на длине волны q -й гармоники, ε_0 – диэлектрическая проницаемость вакуума, $n_{\text{ат}}$ – объёмная концентрация атомов среды, A_0 – амплитуда поля q -й гармоники, генерируемого одиночным атомом, $L_{\text{ког}} = \pi/\Delta k$ – когерентная длина процесса преобразования, $\Delta k = k_q - qk_1$ – расстройка модулей волновых векторов q -й гармоники и волны нелинейной поляризации, генерирующей q -ю гармонику.

Вместе с тем для гармоник высокого порядка, спектр которых лежит в экстремальном УФ и мягком рентгеновском диапазонах, длина поглощения становится сравнимой с длиной среды генерации, что приводит к необходимости учёта поглощения. Можно показать [158], что с учётом поглощения результирующая интенсивность q -й гармоники на выходе из среды генерации может быть выражена как:

$$I_q^\Sigma(L) = \frac{cn_q \varepsilon_0}{2} \cdot n_{\text{ат}}^2 \cdot |A_0|^2 \cdot \left(\frac{1}{4L_{\text{погл}}^2} + \frac{\pi^2}{L_{\text{ког}}^2} \right)^{-1} \cdot \left(1 + e^{-\frac{L}{L_{\text{погл}}}} - 2 \cos \left(\pi \frac{L}{L_{\text{ког}}} \right) \cdot e^{-\frac{L}{2L_{\text{погл}}}} \right) \quad (12)$$

где $L_{\text{погл}}$ – длина поглощения излучения q -й гармоники в среде генерации. Источником расстройки модулей волновых векторов Δk является разница показателей преломления на частоте основного излучения и излучения q -й гармоники:

$$\Delta k = k_q - qk_1 = q \frac{2\pi}{\lambda_1} (n_q - n_1) \quad (13)$$

где λ_1 – длина волны основного излучения, n_q и n_1 – показатели преломления среды на частоте основного излучения и излучения q -й гармоники, соответственно. Физические причины данной разницы показателей преломления заключаются в материальной дисперсии среды, дисперсии лазерно-индуцированной плазмы, изменения показателя преломления за счёт эффекта Керра, а также наличие геометрического фазового набёга (т.н. фаза Гюи), формируемого при фокусировке гауссова пучка [158].

1.3. Экспериментальная установка

1.3.1. Вакуумный оптический тракт генерации

Экспериментальная установка, использованная в рамках данной работы, развивалась последовательно в четыре этапа, обусловленных развитием проведённых экспериментальных исследований. На первом этапе исследований, заключающемся в генерации гармоник низкого порядка излучением среднего ИК диапазона, использовалась установка, изображённая на Рис.2.

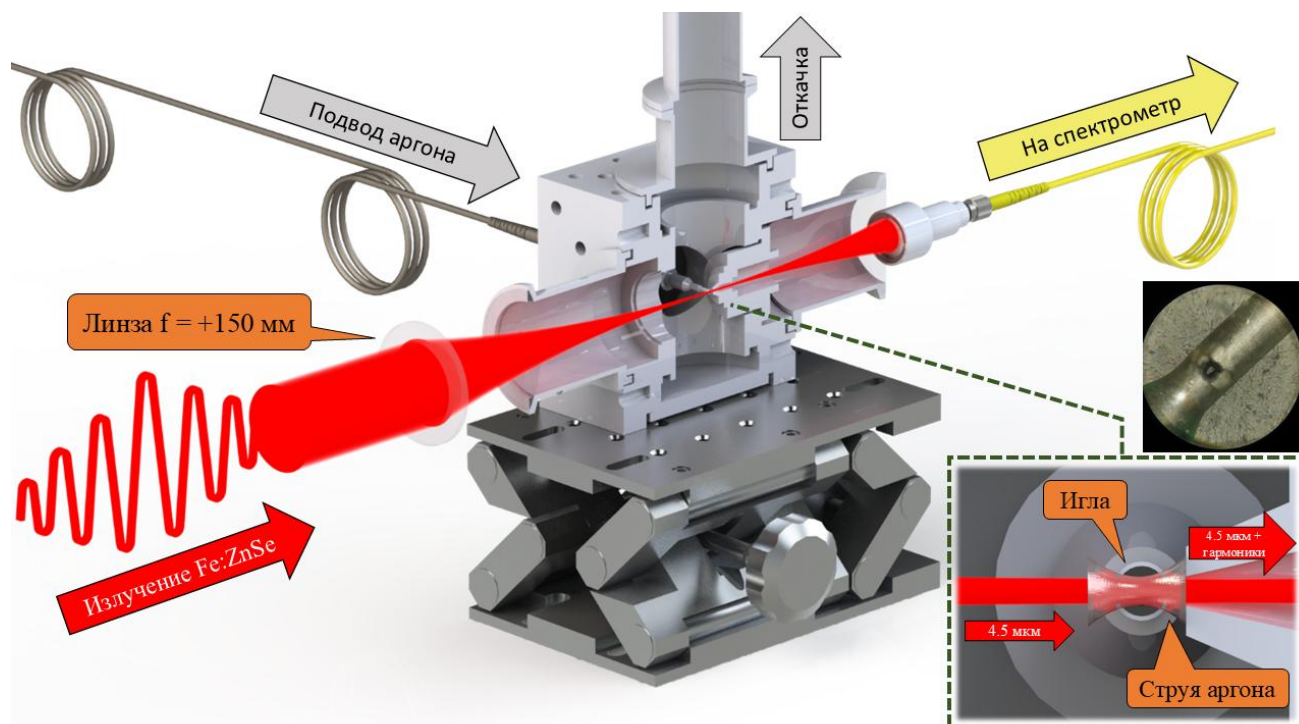


Рис.2. Схема экспериментальной установки на первом этапе исследований. Камера взаимодействия показана в разрезе. На вставке показана фотография отверстия в игле.

В качестве источника излучения использовалась фемтосекундная лазерная система на кристалле Fe:ZnSe [154] (длина волны 4.5 мкм, энергия до 3.5 мДж, длительность импульса 160 фс по FWHM интенсивности). Лазерное излучение системы на кристалле Fe:ZnSe фокусировалась линзой с фокусным расстоянием $f = 150$ мм внутрь иглы (внутренний диаметр 1 мм), через которую пропусклся аргон (чистота 6.0) в непрерывном режиме. Игла была установлена в камере, откачиваемой до давления 10^{-2} Торр. В игле друг напротив друга были проделаны два отверстия (входное – 400 мкм в диаметре, выходное – 160 мкм), через которые проходило лазерное излучение (диаметр перетяжки по уровню $1/e^2$ интенсивности равнялся 144 ± 17 мкм, соответствующая длина Рэля составляла 3.58 мм) и выходит излучение генерируемых гармоник. Энергия генерирующего импульса в перетяжке достигала 1.57 мДж, что соответствует вакуумной интенсивности в перетяжке лазерного излучения $1.1 \cdot 10^{14}$ Вт/см². Излучение гармоник после камеры взаимодействия собиралось коллиматором в волокно, подсоединённое к

спектрометру с диапазоном регистрации 200-1000 нм. Давление аргона регулировалось посредством газового редуктора, установленного в тракте газа на пути к игле.

На втором этапе исследований для генерации и регистрации гармоник использовалась экспериментальная установка, схема которой представлена на Рис.3.

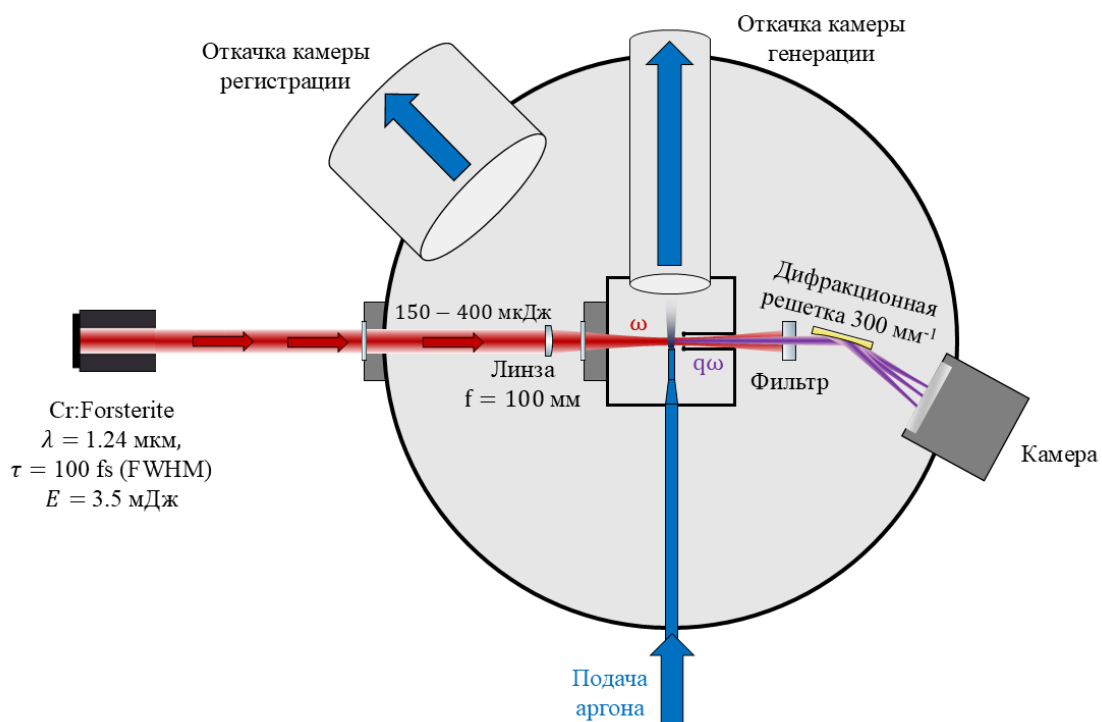


Рис.3. Схема экспериментальной установки на втором этапе исследований.

В качестве генерирующего лазерного излучения использовалось излучение фемтосекундной лазерной системы на кристалле Cr:Forsterite (длина волны 1,24 мкм, длительность импульса 110 фс (FWHM), энергия до 16 мДж, частота следования импульсов 10 Гц). Для изменения энергии генерирующего излучения использовалась полуволновая пластинка в совокупности с поляризатором, которые были установлены до компрессора лазерной системы. Излучение, проходя через тонкое окно из SiO₂, попадало в камеру регистрации, где оно фокусировалось линзой с фокусным расстоянием 100 мм в режиме фокусировки с NA = 0.033 в импульсную струю аргона, расположенную в камере генерации. Использование подобной фокусировки с относительно высокой числовой апертурой обеспечило примерное совпадение длины среды генерации ($L \approx 500 \text{ мкм}$) с конфокальным параметром ($2z_R \approx 700 \text{ мкм}$) генерирующего излучения, что позволило оптимизировать эффективность генерации [163], но, в то же время, обеспечило ненулевой вклад геометрической фазы в рамках фазового согласования. Оценка вакуумной интенсивности в перетяжке составляла $\sim 7.5 \cdot 10^{14} \text{ Вт/см}^2$ при максимальной используемой энергии генерирующего импульса 400 мкДж. После камеры генерации был

установлен Al-фильтр, блокирующий генерирующее излучение и пропускающий излучение гармоник в диапазоне энергий фотонов $\sim 15\text{--}70$ эВ. Прошедшее излучение гармоник попадало на вогнутую дифракционную решетку. Для регистрации дифрагировавшего излучения гармоник использовалась рентгеновская камера. Разрешающая способность данной системы с учетом линейной дисперсии в фокусе решетки и размера пикселя камеры выше, чем $\lambda/\delta\lambda = 2000$. Калибровка длины волны генерируемого излучения гармоник осуществлялась по спектру пропускания Al-фильтра (Рис.5), калибровка энергии регистрируемого излучения проводилась в соответствии с квантовой эффективностью камеры и спектром пропускания фильтра.

На третьем этапе исследований использовалась экспериментальная установка, схема которой представлена на Рис.4. В рамках данного этапа были проведены эксперименты по генерации гармоник низкого и высокого порядков излучением ближнего (1.24 мкм) ИК-диапазона в присутствии поля ТГц (1-5 ТГц, 60-300 мкм) диапазона.

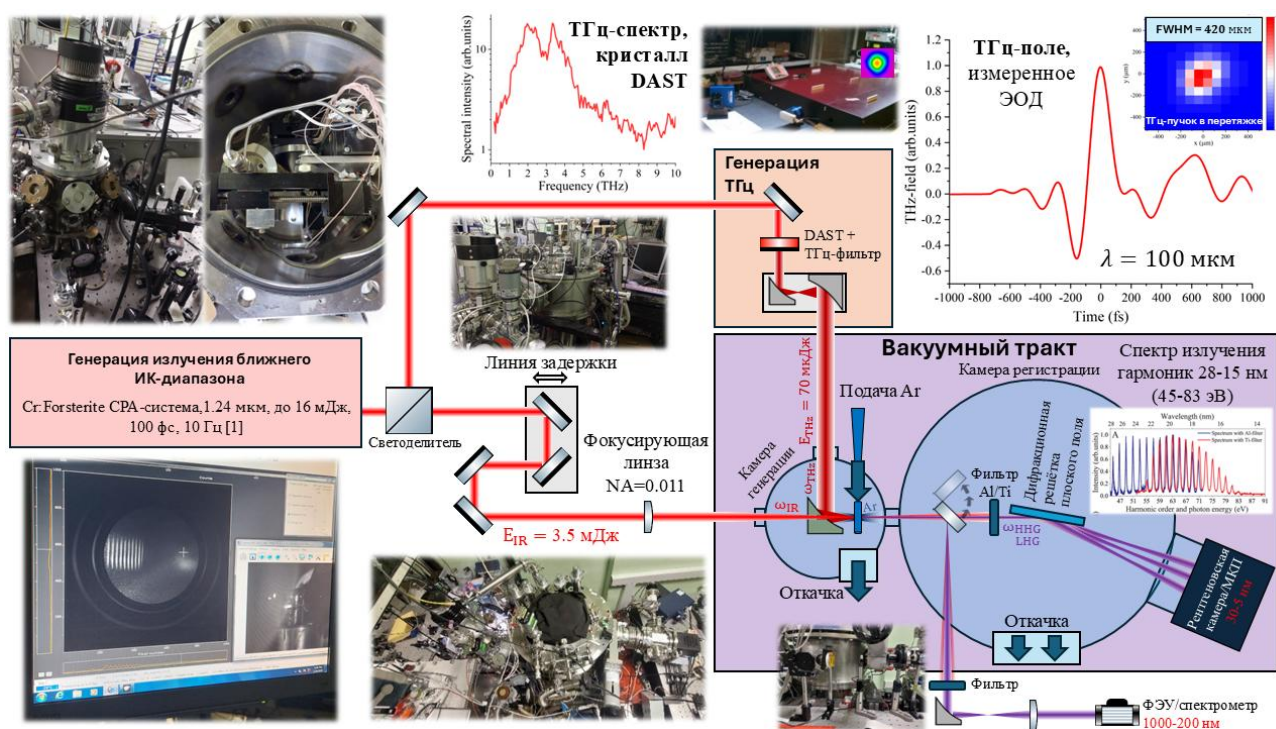


Рис.4. Схема экспериментальной установки на третьем этапе исследований.

В качестве основного генерирующего излучения использовалось фемтосекундное лазерное излучение системы на кристалле Cr:Forsterite [164]. Пучок излучения делился на два канала с помощью светоделителя. Первый канал (3.5 мДж) использовался непосредственно для генерации гармоник высокого порядка путём фокусировки данного излучения ($NA=0.011$) в газовую мишень, представляющую собой импульсную струю аргона, расширяющуюся в вакуум в камере генерации. Второй канал (до 5.5 мДж) использовался для генерации добавочного излучения, в качестве которого выступало ТГц-излучение. Генерация ТГц-излучения

осуществлялась путём накачки нелинейного органического кристалла DAST, о чём подробнее будет рассказано в следующем разделе 1.3.3. Излучение ТГц-диапазона заводилось в вакуумную камеру генерации через окно из ТРХ, толщиной 4 мм. Данное излучение фокусировалось с помощью внеосевого параболического зеркала с покрытием из золота с фокусным расстоянием 50 мм в объём газовой мишени. Для синхронизации лазерных импульсов основного (1.24 мкм) и добавочного (ТГц) излучения по времени использовалась оптическая линия задержки на основе микрометрической подвижки и шагового двигателя, расположенная в тракте основного излучения. Для контроля положения пучков относительно мишени использовалась система переноса изображения мишени на ПЗС-матрицу.

Генерируемое в газовой мишени излучение гармоник, распространяясь соосно с излучением накачки, попадало в вакуумную камеру регистрации, представляющую собой самодельный вакуумный рентгеновский спектрометр с возможностью регистрации спектра излучения в диапазоне $\sim 25\text{-}5$ нм ($\sim 50\text{-}250$ эВ). Для блокировки излучения накачки на длине волны 1.24 мкм на пути распространения излучения устанавливался один из фильтров: из Al толщиной 300 нм или из Ti толщиной 100 нм на париленовой подложке толщиной 100 нм. Использование двух разных фильтров обусловлено различием в их спектрах пропускания (Рис.5) - так, Al-фильтр позволял регистрировать излучения в диапазоне энергий фотонов до 71 эВ, в то время как Ti-фильтр позволял регистрировать излучение с большими энергиями фотонов, что было необходимо для регистрации отсечки плато спектра гармоник.

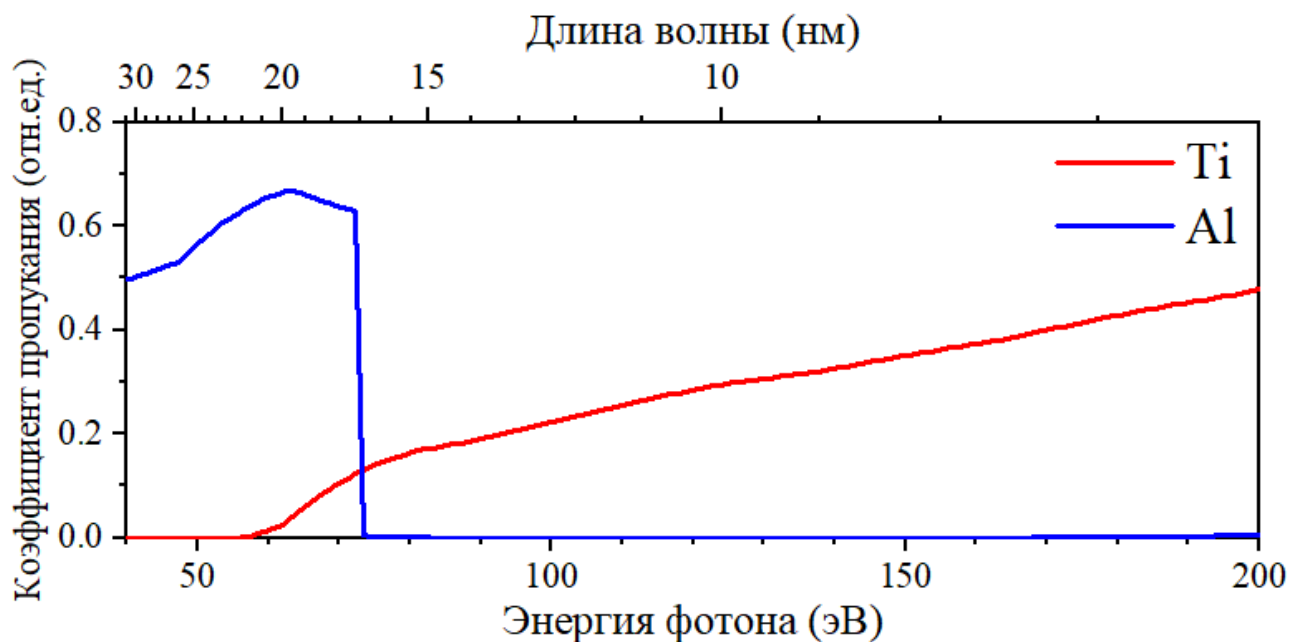


Рис.5. Спектры пропускания Ti и Al фильтров [165].

После прохождения фильтра излучение гармоник попадало на дифракционную вогнутую дифракционную решётку с переменным шагом штрихов, обеспечивающую регистрацию спектра в режиме плоского поля. Особенность решетки вогнутого типа заключается в том, что она заменяет собой классическую схему Черни-Тёрнера, в рамках которой проецирование изображения входной щели на выходную осуществляется двумя вогнутыми зеркалами, что позволяет повысить спектральное разрешение оптической схемы за счёт компенсации дифракционного расплывания пучка в плоскости разложения в угловой спектр путём фокусировки каждой длины волны в этой плоскости. При этом добавление переменного шага штрихов решетки обеспечивает расположение фокуса пучка каждой дифрагировавшей спектральной компоненты в одной плоскости, что позволяет проводить регистрацию спектра с использованием плоской матрицы приёмника излучения без потери спектрального разрешения. В качестве приёмника излучения, располагавшегося в фокальной плоскости решётки, использовались рентгеновская камера, а также шевронная сборка из двух микроканальных пластин (МКП) с диаметром приёмной апертуры 48 мм, совмещённая с люминесцентным экраном. Для регистрации изображения люминесцентного экрана использовалась ПЗС-камера с электронным умножением. Разрешающая способность данного спектрометра составила $\lambda/\delta\lambda = 107$ в окрестности 5 нм и $\lambda/\delta\lambda = 535$ в окрестности 25 нм.

Использование рентгеновской камеры для регистрации спектра излучения гармоник высокого порядка позволяло определить энергию генерируемого излучения. Для пересчёта изображения, получаемого с помощью камеры, в значение энергии излучения гармоники использовалась формула:

$$E = \sum_{i,j} \frac{I(x_i, x_j) - I_0}{QE(\lambda) \cdot C} \cdot \left[\frac{\Delta t_{exp}}{\Delta t_{rep}} \right] \quad (14)$$

где E – энергия излучения гармоники в одном импульсе, $I(x_i, x_j)$ – интенсивность пикселя с координатой (x_i, x_j) , I_0 – среднее по пикселям значение темнового шума камеры, $QE(\lambda)$ – квантовая эффективность матрицы на длине волны λ , C – коэффициент пересчета интенсивности пикселя в количество фотоэлектронов, Δt_{exp} – время экспозиции, Δt_{rep} – период следования лазерных импульсов, $[\cdot]$ – операция взятия целой части частного от деления, суммирование ведется по всем пикселям матрицы в окрестности сигнала гармоники.

Для регистрации гармоник низкого порядка в рамках данной экспериментальной схемы излучение гармоник вместе с излучением накачки отражалось с помощью металлического зеркала, расположенного перед фильтрами, в боковое окно из SiO₂ камеры регистрации. На выходе из камеры регистрации излучение накачки блокировалось с помощью фильтра.

Прошедшее излучение гармоник коллимировалось с помощью телескопа, состоящего из внеосевого параболического зеркала и фокусирующей линзы из CaF_2 , после чего коллимированный пучок гармоник попадал в либо в коллиматор волокна, подсоединённого к спектрометру с диапазоном регистрации 1000-200 нм), либо в приёмную апертуру фотоэлектронного умножителя (ФЭУ) с диапазоном регистрации 870-185 нм).

Стоит отметить, что отсутствие стабилизации фазы несущей относительно огибающей излучения ближнего ИК диапазона не влияло на регистрацию эффектов воздействия ТГц-поля по двум причинам. Во-первых, в экспериментах использовался длинный (~ 100 фс) импульс ближнего ИК диапазона, под огибающей которого находится множество (~ 25) периодов поля. Во-вторых, период ТГц-поля (~ 330 фс), имеющего стабильную фазу несущей относительно огибающей, много больше периода используемого излучения ближнего ИК диапазона (~ 4 фс), вследствие чего изменение фазы поля ближнего ИК диапазона не приводит к изменению квазипостоянного распределения ТГц-поля на масштабах длительности генерирующих полуциклов поля ближнего ИК диапазона.

Излучение гармоник высокого порядка лежит в широкой области спектра от вакуумного УФ до мягкого рентгеновского диапазона. Излучение данных диапазонов по причине высокой энергии фотона (на уровне 30 эВ - 1 кэВ [166]), превышающей потенциал ионизации атомов всех химических элементов (наибольший у He – 24.59 эВ [167]), обладает высоким коэффициентом поглощения и, соответственно, малой длиной поглощения на уровне нм и мкм в твердотельных, жидкостных и газовых средах атмосферной плотности [84]. Поэтому важная роль в проведенных экспериментах по генерации гармоник высокого порядка отводилась поддержанию вакуумных условий в камерах генерации и регистрации. Камера генерации откачивалась до давления порядка 10^{-6} Торр в условиях отсутствия подачи газа с помощью турбомолекулярного насоса, который, в свою очередь, откачивался форвакуумным насосом. Между камерами генерации и регистрации была установлена круглая герметичная диафрагма диаметром 2 мм для реализации квази-независимой откачки объёмов обеих камер. Вакуумная камера регистрации откачивалась до давления порядка 10^{-7} Торр в условиях отсутствия подачи газа с помощью турбомолекулярного насоса, который откачивался форвакуумным насосом. В условиях работы вакуумным насосов при подаче на мишень газа Ag с частотой 10 Гц с длительностью импульса 1 мс при подаваемом на клапан давлении 1-10 бар измеряемое значение давления в камере генерации составляло $10^{-3} - 10^{-1}$ Торр, в камере регистрации - $10^{-6} - 10^{-4}$ Торр. Соответствующая средняя длина поглощения в аргоне для излучения в диапазоне энергий фотонов 45-100 эВ составляет 2.42 м для давления 10^{-1} Торр и 2.42 км для давления 10^{-4} Торр,

что с большим запасом обеспечивает распространение излучения гармоник без поглощения на масштабах длины вакуумного тракта (~ 1.5 м).

Отдельного рассмотрения требует вопрос об определении концентрации атомов среды и концентрации электронов лазерно-индуцированной плазмы в области мишени, поскольку данные параметры характеризуют оптические свойства среды генерации – коэффициент поглощения и показатель преломления. Для оценки концентрации атомов среды применялся следующий подход. В рамках приближения, согласно которому за время, много меньшее времени открытия клапана ($\tau_{\text{клап}} = 1$ мс), в объёме мишени успевают наступить стационарный режим динамики газа, характеризуемый неизменностью концентрации атомов среды внутри мишени во времени, все рассуждения можно проводить в терминах стационарных величин и термодинамического равновесия. В таком стационарном режиме истекания газа поток атомов в объём мишени равен потоку из объёма мишени:

$$\left(\frac{dN_{\text{ат}}}{dt}\right)_{\text{пик}}^{\text{вход}} = \left(\frac{dN_{\text{ат}}}{dt}\right)_{\text{пик}}^{\text{выход}} \quad (15)$$

Поток атомов газа из объёма мишени может быть выражен как:

$$\left(\frac{dN_{\text{ат}}}{dt}\right)_{\text{пик}}^{\text{выход}} = j \cdot \Delta S_{\text{выход}} \quad (16)$$

где j – плотность потока из объёма мишени, $\Delta S_{\text{выход}}$ – площадь выходных отверстий мишени, из которых происходит выход газа. Плотность потока из объёма мишени может быть выражена как:

$$j = n_{\text{ат}} \cdot \langle v \rangle \quad (17)$$

где $n_{\text{ат}}$ – концентрация атомов в мишени, $\langle v \rangle$ – средняя скорость движения атомов. В соответствии с распределением Максвелла по атомов по скоростям в идеальном газе, средняя скорость может быть выражена как $\langle v \rangle = \sqrt{\frac{8kT}{\pi m}}$, где $k = 1.38 \cdot 10^{23}$ Дж/К – постоянная Больцмана, T – температура газа, m – масса атома газа. Тогда с учётом выражений (16) и (17) плотность атомов в объёме мишени может быть выражена как:

$$n_{\text{ат}} = \frac{j}{\langle v \rangle} = \frac{j}{\sqrt{\frac{8kT}{\pi m}}} = \frac{\left(\frac{dN_{\text{ат}}}{dt}\right)_{\text{пик}}^{\text{выход}}}{\sqrt{\frac{8kT}{\pi m}} \cdot \Delta S_{\text{выход}}} \quad (18)$$

Таким образом, задача определения концентрации атомов мишени сводится к определению потока атомов в мишень $\left(\frac{dN_{\text{ат}}}{dt}\right)_{\text{пик}}^{\text{вход}}$. Для определения данной величины измерялась средняя скорость изменения давления в камере генерации за длительное (300 с) относительно времени открытия клапана (1 мс) время. Для этого камера генерации, герметично отсечённая шибером от камеры регистрации, откачивалась до давления 10^{-1} Торр, и затем в течение $\Delta t = 300$ с в неё подавался газ Ar с фиксированным давлением на входе в клапан через импульсное сопло с частотой $f_{\text{повт}} = 10$ Гц и длительностью импульса $\tau_{\text{клап}} = 1$ мс. Подача газа осуществлялась при выключенном вакуумном насосе. По окончании данного процесса измерялось давление в камере генерации. Давление, измеренное в состоянии термодинамического равновесия в начале и в конце данной процедуры, позволяет рассчитать количество атомов аргона $N_{\text{ат1}}$ и $N_{\text{ат2}}$ при данных значениях давления в соответствии с уравнением состояния идеального газа $p = (N_{\text{ат}}/V) \cdot kT$, где p – давление в состоянии термодинамического равновесия, V – объём камеры генерации, $k = 1.38 \cdot 10^{-23}$ Дж/К – постоянная Больцмана, T – температура газа. Полученные значения позволяют рассчитать средний поток атомов в камеру генерации:

$$\left(\frac{dN_{\text{ат}}}{dt}\right)_{\text{сред}}^{\text{вход}} = \frac{N_{\text{ат2}} - N_{\text{ат1}}}{\Delta t} \quad (19)$$

Пиковое значение потока атомов в камеру генерации $\left(\frac{dN_{\text{ат}}}{dt}\right)_{\text{пик}}^{\text{вход}}$, т.е. среднее потока за время открытия клапана $\tau_{\text{клап}}$, может быть определено с учётом скважности подачи импульсов газа, определяемой как $S = T_{\text{повт}}/\tau_{\text{клап}}$, где $T_{\text{повт}} = 1/f_{\text{повт}}$ – период импульсов газа, $\tau_{\text{клап}}$ – длительность открытия клапана. С учётом этой величины пиковый поток атомов газа выражается как:

$$\left(\frac{dN_{\text{ат}}}{dt}\right)_{\text{пик}}^{\text{вход}} = \left(\frac{dN_{\text{ат}}}{dt}\right)_{\text{сред}}^{\text{вход}} \cdot S \quad (20)$$

Указанные рассуждения в совокупности с проведёнными измерениями позволили оценить стационарную концентрацию атомов среды в объёме мишени (Рис.6). Видно, что концентрация атомов растёт нелинейно с ростом давления в районе 4-5 бар. Это является следствием нелинейности измеренного среднего потока атомов, что обусловлено, вероятно, уменьшением времени открытия клапана при повышении подаваемого давления в силу увеличения прижимающей силы, действующей на подвижный затвор клапана.

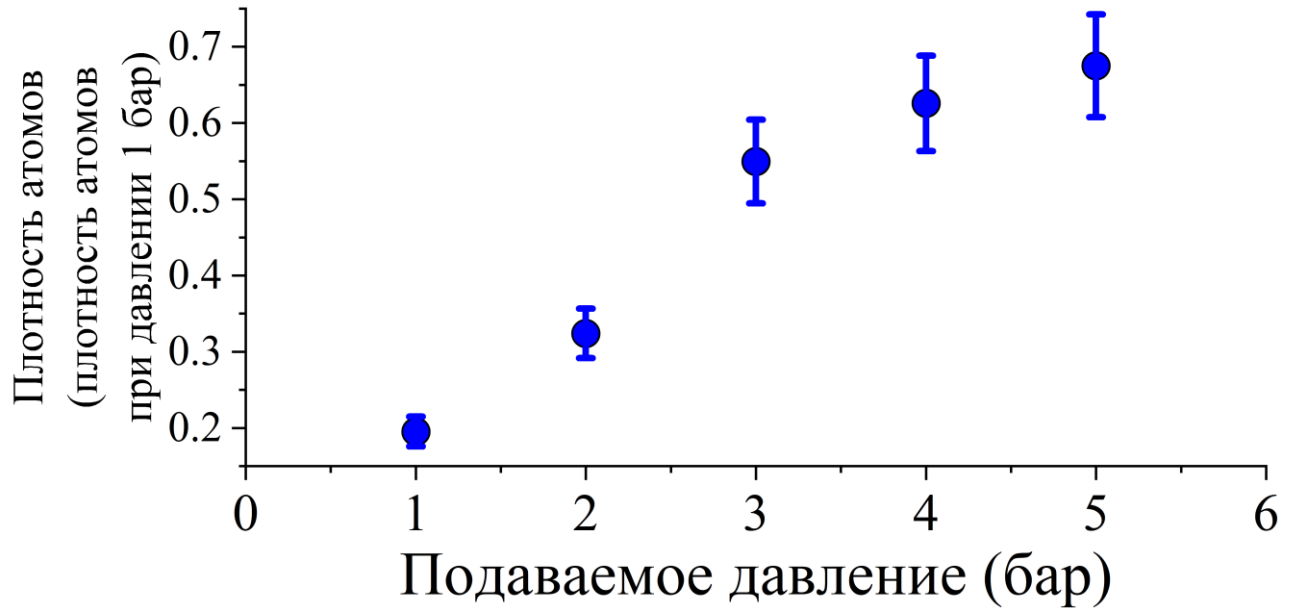


Рис.6. Зависимость стационарной концентрации атомов в объёме мишени от подаваемого на клапан давления газа Ar. Концентрация атомов при давлении 1 бар и температуре 293 К равна $2.47 \cdot 10^{25} \text{ м}^{-3}$.

Определение концентрации электронов плазмы в свою очередь также является важным фактором при анализе распространения лазерного излучения через газовую среду и условий фазового согласования при генерации гармоник низких и высоких порядков, поскольку дисперсионные свойства плазмы существенно отличаются от дисперсионных свойств неионизированной среды. При этом, поскольку в основе механизма генерации гармоник высокого порядка лежит процесс ионизации атомов среды, то нивелировать влияние плазмы в рамках генерации гармоник высокого порядка не представляется возможным. Для определения концентрации электронов лазерно-индуцированной плазмы была проведена спектроскопия её люминесценции в диапазоне длин волн 200-1000 нм. Измерения проводились с помощью спектрометра Ocean Optics QE Pro. Типичный регистрируемый спектр представлен на Рис.7

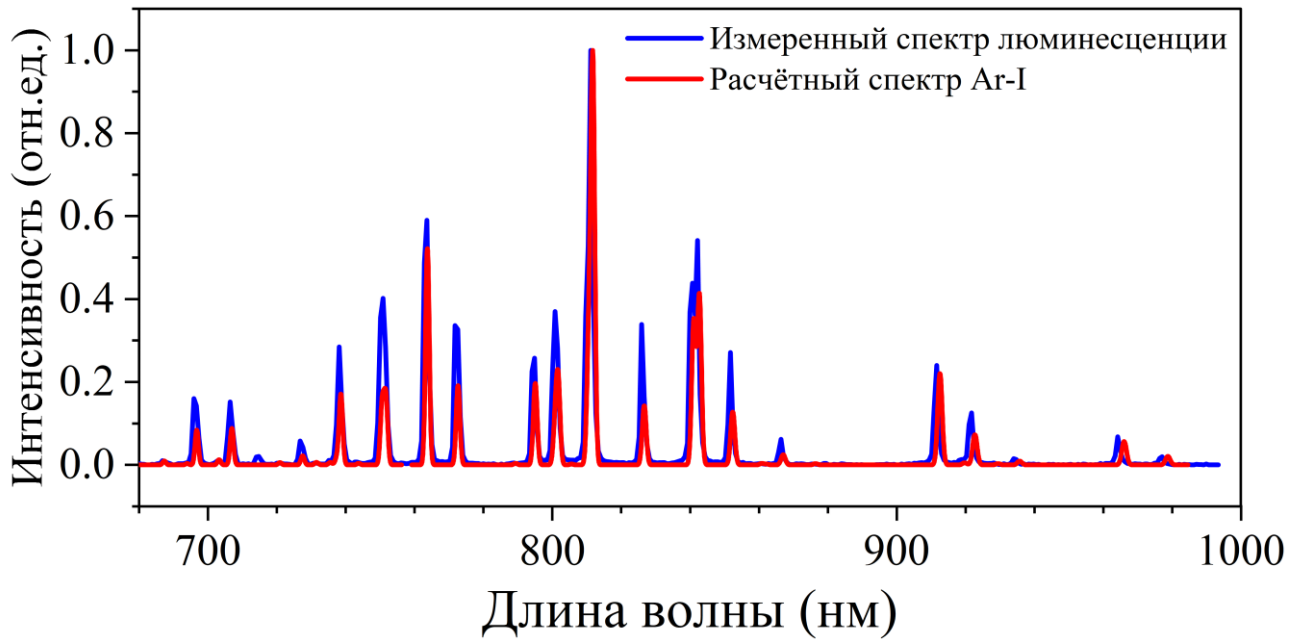


Рис.7. Измеренный спектр (синяя линия) люминесценции Ar-плазмы, индуцированной излучением Cr:Forsterite-системы с энергией 3.5 мДж в газовой мишени Ar при подаваемом на клапан давлении 5 бар. Расчётный спектр (красная линия) для плазмы однократно ионизованного Ar, получен из [168] при температуре электронной подсистемы $T_e = 1$ эВ и концентрации электронов $n_e = 10^{17}$ см⁻³. В рамках данного расчёта используется ионизационное уравнение Саха, а также приближение локального термодинамического равновесия.

Как свидетельствует сравнение измеренного спектра с расчётным спектром для однократно ионизованного газа Ar, в условиях проведённых экспериментов реализуется однократная ионизация атомов Ar. Для определения концентрации электронов плазмы была измерена зависимость ширины спектральных линий люминесценции от давления подаваемого газа (Рис.8).

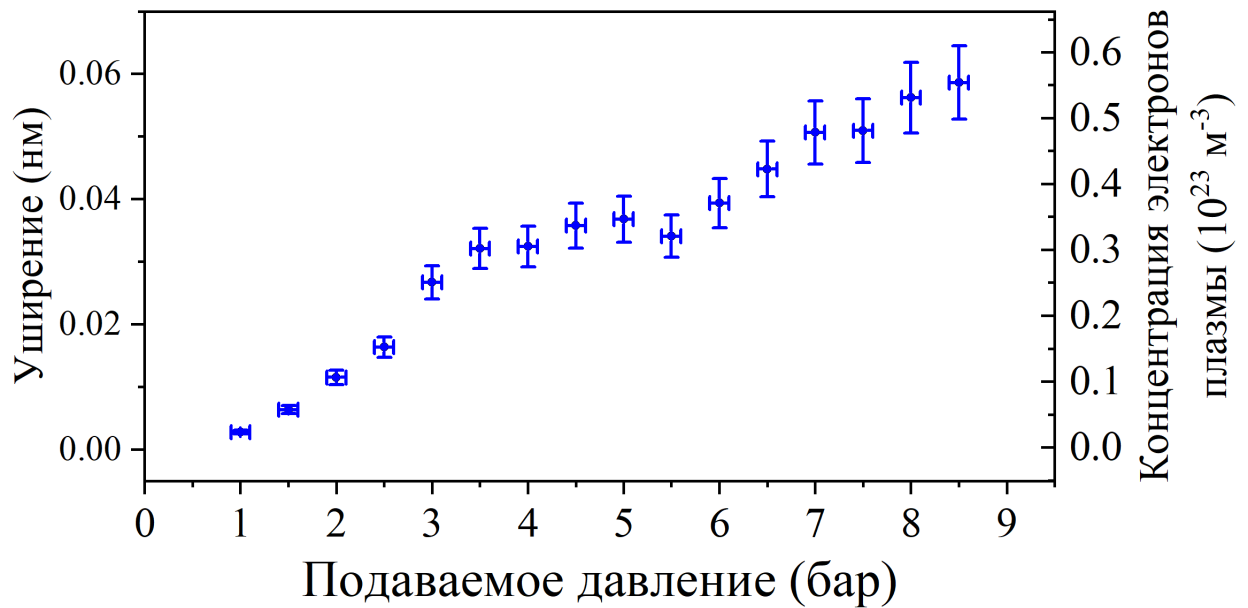


Рис.8. Измеренная зависимость уширения спектральной линии на длине волны 706.7 нм от подаваемого на клапан давления газа Ar (синие точки). Параметры эксперимента: длина волны 1.24 мкм, длительность импульса 100 фс, энергия импульса 3.5 мДж, фокусировка линзой с $f = 300$ мм ($NA=0.011$), газ Ar.

Как видно, данная зависимость так же, как и зависимость концентрации атомов (Рис.7), имеет нелинейное поведение в окрестности значений подаваемого на клапан давления 5 бар. Уширение спектральных линий люминесценции плазмы, происходящее за счёт эффекта Штарка, определяется концентрацией электронов плазмы. Экспериментальное сопоставление концентрации электронов плазмы с уширением спектральных линий люминесценции за счёт эффекта Штарка для однократно ионизованного Ar были проведены в работе [169]. Используя результаты этих измерений для линии на длине волны 706.7 нм в качестве калибровочных данных, была определена средняя по объёму области плазмообразования концентрация электронов лазерно-индуцированной плазмы (Рис.8). Полученные значения концентрации электронов плазмы и полной концентрации атомов Ar с учётом однократной ионизации позволили оценить долю ионизованных атомов среды (Рис.9).

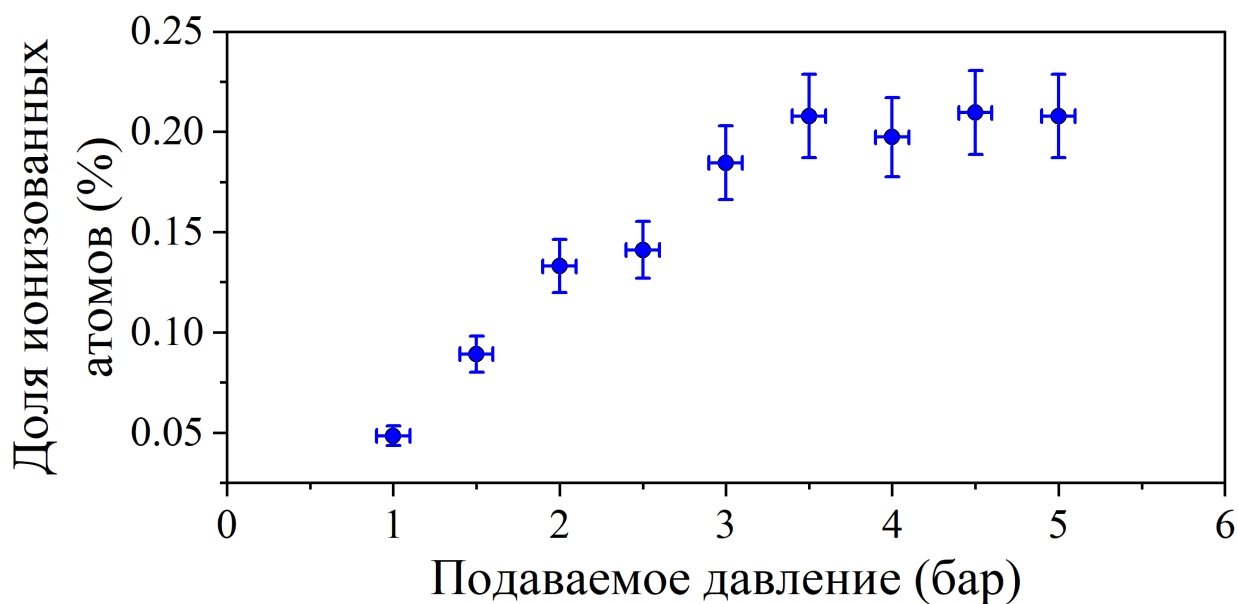


Рис.9. Зависимость доли ионизированных атомов среды от подаваемого на клапан давления газа Ar, полученная на основе данных, представленных на Рис.6 и Рис.8.

Стоит отметить, что в рамках описанных процедур оценки концентрации атомов среды и электронов плазмы не учитываются пространственно-временные неоднородности распределения концентрации и параметров, характеризующих процесс газодинамики, однако такой подход позволяет получить оценочные значения концентрации атомов среды и электронов лазерно-индуцированной плазмы, которые могут быть использованы в качестве опорных значений при моделировании взаимодействия лазерного излучения со средой, что и было сделано далее в рамках данной работы.

На четвёртом этапе исследований использовалась экспериментальная установка, схема которой представлена на Рис.10. В рамках данного этапа были проведены эксперименты по генерации гармоник низкого и высокого порядков излучением ближнего (1,24 мкм) ИК-диапазона в присутствии поля среднего ИК-диапазона (4,5 мкм).

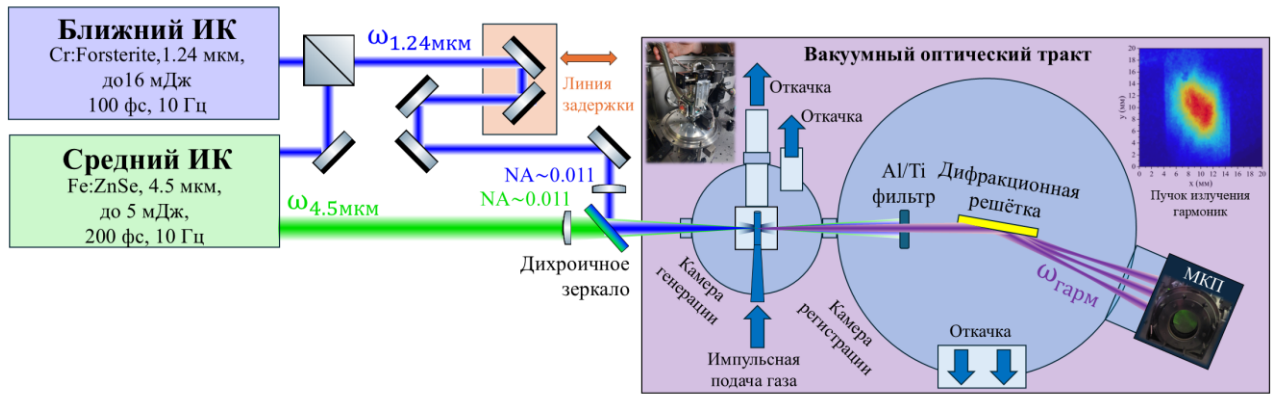


Рис.10. Схема экспериментальной установки на четвёртом этапе исследований.

Экспериментальная схема показана на Рис.10. Основным источником в установке является фемтосекундная лазерная система на кристалле хром-форстерита, которая позволяет получать лазерные импульсы с энергией до 16 мДж, длительностью 100 фс с длиной волны 1.24 мкм с частотой повторения 10 Гц [164]. На выходе из системы лазерный пучок разделялся на два канала с помощью светоделителя. Первый канал использовался для получения затравочного излучения с длиной волны 4.5 мкм на основе эффекта оптического параметрического усиления. Полученный импульс направлялся в многопроходной усилитель на кристалле Fe:ZnSe, который позволял получить импульсы с энергией до 5 мДж с длительностью ~ 200 фс [155,170]. Импульс во втором канале с энергией 3 мДж был сфокусирован в импульсную струю аргона длиной 4 мм линзой с фокусным расстоянием 300 мм ($NA = 0.011$, “Фокусирующая линза 2” на Рис.10) для генерации гармоник. Давление газа, подаваемое на газовую струю, поддерживалось на уровне 2 бар, что обеспечивает максимальную эффективность генерации. Импульс среднего ИК-диапазона фокусировался отдельной линзой из CaF_2 (на Рис.10 показана как “Фокусирующая линза 2”) с фокусным расстоянием 300 мм ($NA = 0.011$). Импульсы ближнего и среднего ИК-диапазонов фокусировались на мишень в коллинеарной геометрии распространения с использованием дихроичного зеркала. Энергия импульса среднего ИК-диапазона изменялась путём изменения энергии лазера накачки кристалла Fe:ZnSe. Для вращения поляризации излучения среднего ИК-диапазона использовалась широкополосная полуволновая пластинка из MgF_2 .

Излучение гармоник, генерируемое в газовой струе, поступало в камеру регистрации, представляющую собой самодельный вакуумный спектрометр экстремального ультрафиолетового и мягкого рентгеновского диапазонов. Импульсы ближнего и среднего ИК-диапазонов блокировались с помощью тонкоплёночных фильтров из Ti и Al. Спектрометр был откалиброван крайней энергии фотона в спектре пропускания Al-фильтра, близкой к 72 эВ. Для

регистрации спектра использовалась вогнутая дифракционная решетка с переменным расстоянием между штрихами, рассчитанная на спектральный диапазон $\sim 5\text{-}25$ нм ($\sim 50\text{-}250$ эВ). Спектр гармоник высокого порядка измерялся с помощью микроканальной пластины, соединенной с люминофорным экраном, изображение с которого регистрировалось с помощью ПЗС-камеры. Экспериментальные спектры были получены путём усреднения по 600-1000 снимкам. Спектральное разрешение системы составляет $\lambda/\delta\lambda \approx 530$ и 105 в области около 50 эВ и 250 эВ соответственно, что обеспечивает разрешение ≈ 0.18 эВ в области около 70 эВ.

Стоит отметить, что отсутствие стабилизации фазы несущей относительно огибающей излучения ближнего ИК диапазона не влияло на регистрацию эффектов воздействия излучения среднего ИК диапазона по двум причинам. Во-первых, в экспериментах использовался длинный ($\sim 25\text{-}100$ фс) импульс ближнего ИК диапазона, под огибающей которого находится множество ($\sim 6\text{-}25$) периодов поля, а также длинный (~ 200 фс, ~ 13 периодов поля) импульс среднего ИК диапазона. Во-вторых, излучение среднего ИК диапазона, получаемое в результате оптического параметрического усиления, имеет стабильную фазу несущей относительно огибающей [171]. Последующее прямое лазерное усиление в активной среде может вызывать лишь небольшие ($\sim \pi/4$) медленные (~ 10 с) осцилляции фазы несущей относительно огибающей [119]. Такое изменение фазы соответствует сдвигу по времени поля среднего ИК диапазона (4.5 мкм) в 2 фс, что примерно равно половине периода поля ближнего ИК диапазона (~ 4 фс). Вследствие того, что длины волн излучения ближнего (1.24 мкм) и среднего (4.5 мкм) ИК диапазонов не кратны друг другу, то на масштабах длительности нескольких полуциклов поля ближнего ИК диапазона реализуется различная временная зависимость поля среднего ИК диапазона относительно временной зависимости поля ближнего ИК диапазона. Поэтому вследствие использования длинных импульсов при небольшом временном сдвиге полей ближнего и среднего ИК диапазона относительно друг друга реализуется практически одна и та же временная конфигурация полей, имеющая смещение по времени при переходе к следующему импульсу.

1.3.2. Сокращение длительности генерирующего излучения

Для сокращения длительности лазерного импульса ближнего ИК диапазона до длительности 25 и 35 фс была использована схема, представленная на Рис. 11. Исходный импульс длительностью 100 фс был сфокусирован ($NA \approx 10^{-3}$) в трубу, заполненную Ag, где происходило спектральное расширение вследствие фазовой самомодуляции. После прохождения трубы импульс направлялся на чирпирующие зеркала, что позволяло компенсировать положительную дисперсию групповой задержки, полученную при фазовой самомодуляции, и сформировать практически спектрально-ограниченный импульс с длительностью 25 фс и 35 фс (FWHM), что

было измерено с помощью оптического стробирования с частотным разрешением (FROG) [172,173]. Длительность формируемого импульса изменялась путём изменения давления газа в трубе и соответствующего изменения количества отражений от chirpiрующих зеркал.

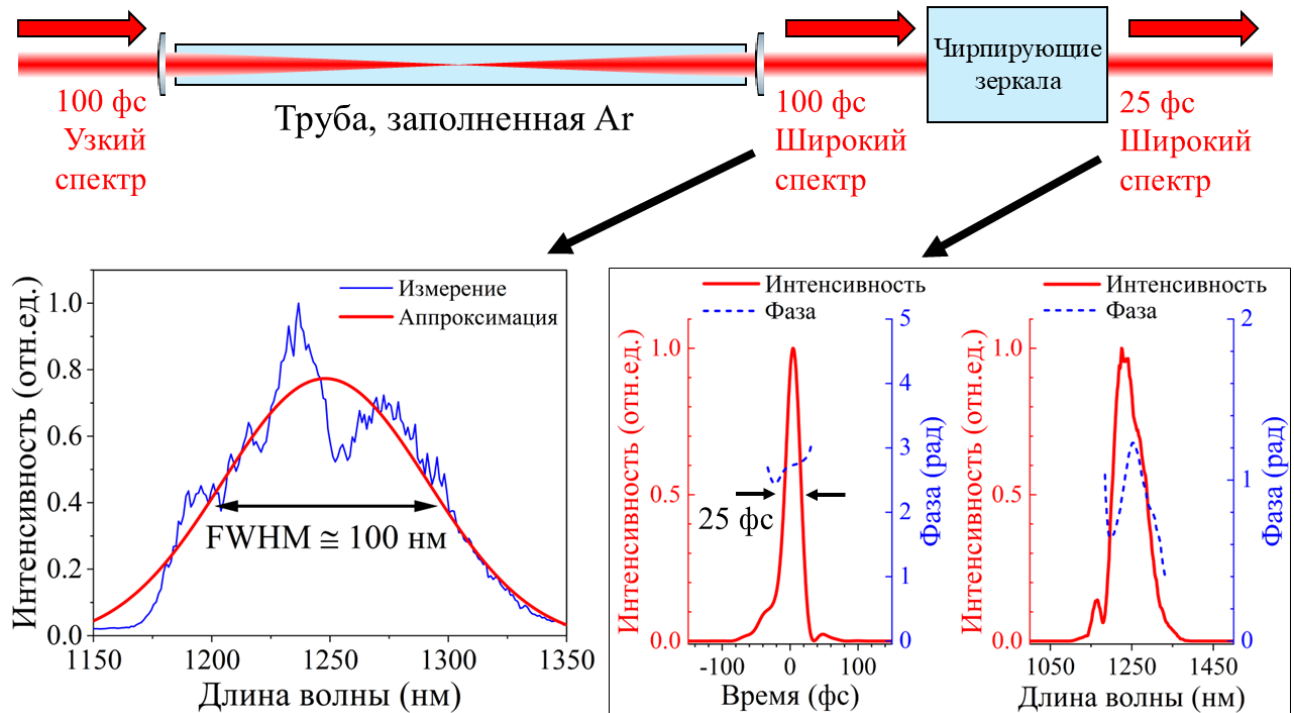


Рис.11. Схема экспериментальной установки для компрессии импульса ближнего ИК диапазона до длительности 25 фс и 35 фс. На вставках приведены измеренный после уширения спектр, а также форма огибающей импульса во временной и спектральной областях, полученные в результате компрессии и измеренные методом FROG.

1.3.3. Генерация мощного терагерцевого излучения

Проведение экспериментов по генерации гармоник в присутствии малопериодного ТГц-поля требует наличия оптического источника импульсного ТГц-излучения с низкой расходимостью, что позволяет осуществить точное совпадение по времени и пространству ТГц- и ИК-импульсов. Для наблюдения эффекта влияния ТГц-поля в виде появления чётных гармоник при генерации гармоник низкого порядка достаточно сравнительно слабых напряжённостей ТГц-поля на уровне 10-100 кВ/см как в газовых средах [174], так и в твердотельных [175]. Как будет показано в рамках дальнейшего рассмотрения, регистрируемое в эксперименте влияние ТГц-поля на процесс генерации гармоник высокого порядка в газовых средах требует сравнительно высоких напряжённостей выше 1 МВ/см. Данный факт накладывает требование на высокую пиковую мощность источника ТГц-излучения на уровне 1-10 МВт, необходимого для проведения такого класса экспериментов, что в результате фокусировки такого излучения позволяет достичь высоких напряжённостей ТГц-поля на уровне 1-10 МВ/см.

В связи с этим в рамках данной работы для генерации ТГц-излучения осуществлялась накачка нелинейных органических кристаллов (DAST, DSTSMS, OH1, BNA) фемтосекундным излучением лазерной системы на кристалле Cr:Forsterite с длиной волны 1.24 мкм. Предпосылкой к использованию данного подхода для получения ТГц-излучения с высокой пиковой мощностью является высокая эффективность преобразования ($\sim 1\%$) и малая длительность (на уровне 500 фс) генерируемого таким способом ТГц-импульса.

Использование излучения на длине волны 1.24 мкм системы на кристалле Cr:Forsterite для накачки органических кристаллов является более предпочтительным вариантом по сравнению с накачкой излучением широко распространенного Ti:Sapphire лазера, поскольку первый обеспечивает более высокую эффективность преобразования. В частности, длина волны 1,24 мкм близка к оптимальной длине волны 1.45 мкм для генерации ТГц-излучения в кристалле DAST, где длина когерентности достигает 500 мкм в широком спектральном диапазоне (1-5 ТГц) [148]. Такая схема обеспечивает генерацию мощного малопериодного терагерцевого излучения с эффективностью преобразования порядка 2%, что делает систему на кристалле Cr:Forsterite одним из наиболее подходящих источников для генерации мощного субпикосекундного ТГц-излучения. Следует подчеркнуть, что в этом случае вся схема генерации уместается в пределах оптической лаборатории и не требует тераваттных источников накачки по сравнению с [176].

Для генерации ТГц излучения использовался мультигигаваттный Cr:Forsterite лазерный комплекс (длина волны 1.24 мкм, энергия до 16 мДж, длительность 100-110 фс по уровню FWHM по интенсивности, частота повторения импульсов 10 Гц). Для генерации ТГц-излучения использовались кристаллы DAST (размер 0.5×10 мм – толщина и диаметр соответственно), DSTMS (0.12×6 мм), OH1 (0.87×6 мм) и BNA (0.8×6 мм). Для измерения энергии ТГц излучения использовался пироэлектрический детектор Gentec QE8SP-B-BC-D0 с размером приемной апертуры $\sim 8 \times 8$ мм, что гарантировало регистрацию полной энергии ТГц-излучения при фокусировке на приемную часть в пятно диаметром $\sim 300\text{--}1000$ мкм по уровню $1/e^2$. ТГц-излучение отсекалось от оптического с помощью ТГц-фильтра Tydex LPF23.4. Регистрация спектра ТГц излучения осуществлялась с помощью схемы интерферометра Майкельсона, где в качестве светоделителя использовалась пластина из высокоомного кремния (Tydex HRFZ-Si).

На Рис.12 изображены корреляционная функция первого порядка (корреляционная функция поля, полученная в схеме интерферометра Майкельсона) и спектр ТГц-излучения, полученный путём Фурье-преобразования корреляционной функции.

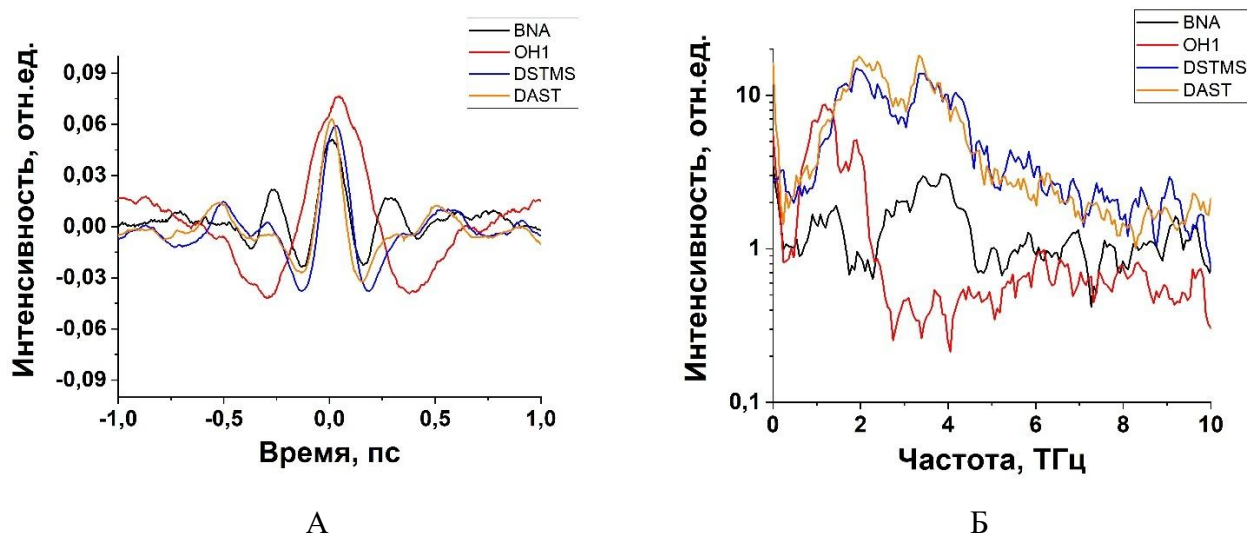


Рис.12. Измеренные автокорреляционные функции (А) и спектры (Б) ТГц-излучения, полученного в органических кристаллах при их накачке излучением системы на кристалле Cr:Forsterite.

Как свидетельствует Рис.12, кристаллы DAST, DSTMS и BNA позволяют получить существенно более широкий спектр ТГц-излучения (вплоть по 5–6 ТГц) по сравнению со спектром излучения из кристалла ОН1, который локализован преимущественно в окрестности 1 ТГц. Также можно отметить, что ширины спектров, полученных в кристаллах DAST, DSTMS и ОН1, больше ширин, полученных в работе [148] для данных кристаллов при накачке лазерным излучением системы на кристалле Cr:Forsterite: примерно 2.5 против 2 ТГц, 2.8 против 0.6 ТГц, 1.2 против 0.8 ТГц соответственно. Данный эффект может объясняться большей величиной остаточного chirpa излучения накачки в указанной работе.

Аппроксимация автокорреляционной функции поля ТГц-излучения гауссовой огибающей позволила установить ее ширину по уровню FWHM, которая для кристаллов DAST и DSTMS составила $\Delta t_{\text{АКФ}} \sim 750$ фс и ~ 670 фс соответственно, что при условии отсутствия фазовой модуляции ТГц-импульса соответствует длительности ТГц-импульса $\Delta t_{\text{ТГц}} = \Delta t_{\text{АКФ}}/1.41 \sim 530$ фс и ~ 470 фс соответственно (Табл. 1).

Кристалл	DAST 0.5x10 мм	DSTMS 0.12x6 мм	OH1 0.87x6 мм	BNA 0.8x6 мм
Эффективность преобразования, %	2	0.8	1	0.7
Ширина спектра FWHM, ТГц	2.5	2.8	1.2	2
Длительность импульса FWHM, фс	530	470	1100	660
Центральная частота, ТГц	3	3	1.5	3.5
Длительность периода поля, фс	330	330	670	290
Количество периодов поля в импульсе FWHM	1.61	1.42	1.64	2.28

Табл.1 Сводная таблица с эффективностью преобразования и временными характеристиками генерируемого ТГц излучения для кристаллов DAST, DSTMS, OH1, BNA.

Оценка длительности одного цикла поля для ТГц-излучения с центральной частотой ~ 3 ТГц, генерируемого в данных кристаллах, дает значение ~ 330 фс, что говорит о генерации в органических кристаллах DAST и DSTMS ТГц излучения предельно короткой длительности, близкой к одной осцилляции поля. Оценка длительности ТГц-импульса, полученного в кристалле OH1, составляет 1.1 пс, при этом центральная частота в спектре ТГц-излучения для данного кристалла составляет 1,5 ТГц, что соответствует периоду осцилляций поля на уровне 670 фс. Как и для кристаллов DAST и DSTMS, это свидетельствует о генерации в кристалле OH1 излучения с длительностью, близкой к одной осцилляции поля, однако с бóльшим периодом осцилляций. Оценка длительности ТГц импульса, полученного в кристалле BNA, составляет 660 фс, что с учетом центральной частоты спектра на 3,5 ТГц и соответствующего периода поля 290 фс свидетельствует о генерации малопериодного импульса длительностью в примерно 2 цикла поля. Отметим, что лазерное излучение на длине волны 1,24 мкм мультитигаваттного уровня мощности использовалось для накачки кристалла BNA впервые, достигнутая эффективность

преобразования составила 0.7 %. Измеренный спектр излучения кристалла BNA (Рис.12) находится в хорошем согласии с результатами работы [177], где в качестве накачки использовалась сигнальная волна параметрического усилителя. Дополнительно стоит отметить, что изменение формы спектра ТГц-излучения возможно осуществить путём изменения фазового спектра импульса накачки [178], а также сокращения его длительности [179].

В качестве основного кристалла для генерации ТГц-излучения в рамках проведённых экспериментов был выбран кристалл DAST (10x10x0.5мм) вследствие одновременно большой ширины спектра, обеспечивающей генерацию предельно короткого ТГц-импульса длительностью в 1-3 цикла поля, и наибольшей эффективности преобразования среди использованных кристаллов, что позволяло максимизировать пиковую напряжённость воздействующего ТГц-поля.

Для определения предельных возможностей получения высокой пиковой напряжённости генерируемого ТГц-поля были проведены измерения энергии, пространственного распределения сфокусированного ТГц-пучка и временной формы ТГц-импульса. Использование кристалла с широкой апертурой (10 мм) позволило добиться коэффициента преобразования на уровне 1.5-2% в режиме насыщения эффективности (Рис.13А).

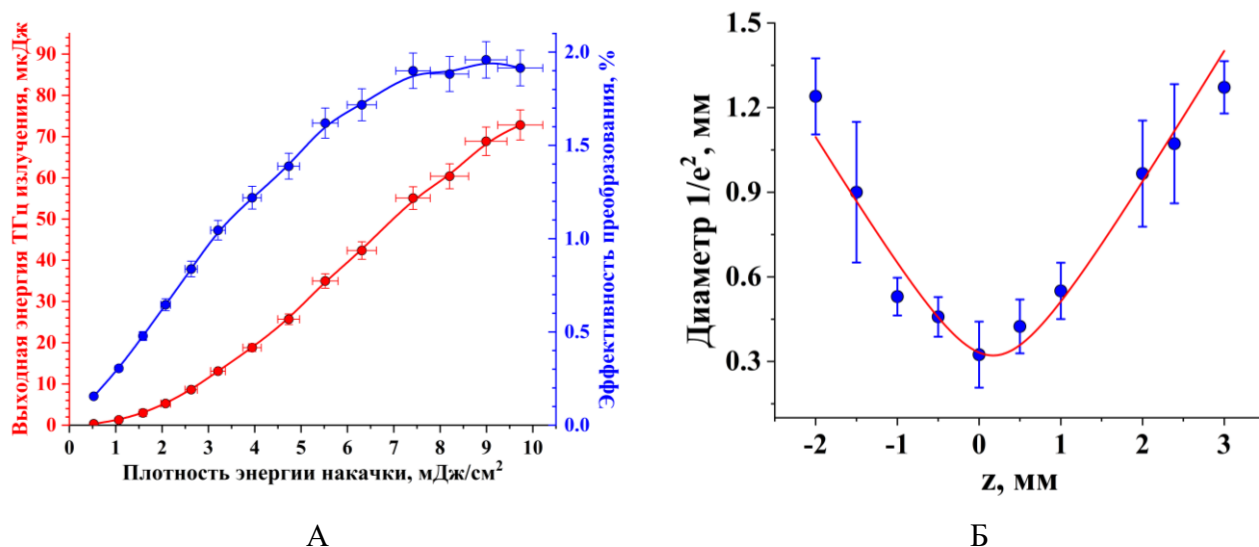


Рис.13. А) Измеренная зависимость энергии ТГц-импульса на выходе из органического кристалла и эффективности преобразования от плотности энергии накачки на длине волны 1.24 мкм для кристалла DAST. Б) Измеренная зависимость диаметра пучка ТГц-излучения от продольной координаты z при фокусировке. Измерение производилось методом “ножа” [180].

Расширение пучка ТГц-излучения с помощью внеосевых параболических зеркал и последующая его фокусировка позволили получить пучок в перетяжке диаметром 330 мкм по уровню $1/e^2$ по интенсивности (Рис.13Б). С учетом поглощения энергии ТГц импульса в фильтре

Tydex LPF23.4 (пропускание $\sim 50\%$ для генерируемого спектра частот) и поглощения на осушенной (влажность 30-40%) воздушной трассе длиной $\sim 0,5$ м (пропускание $\sim 45\%$) энергия импульса в перетяжке составила ~ 15 мкДж, что соответствует достигаемой величине поля ~ 7 МВ/см.

Достижение сильного поля ТГц-излучения также было подтверждено экспериментально – путём регистрации эффекта просветления образца кремния толщиной ~ 300 мкм с электронным типом проводимости с концентрацией носителей заряда $\sim 5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ (Рис.14).

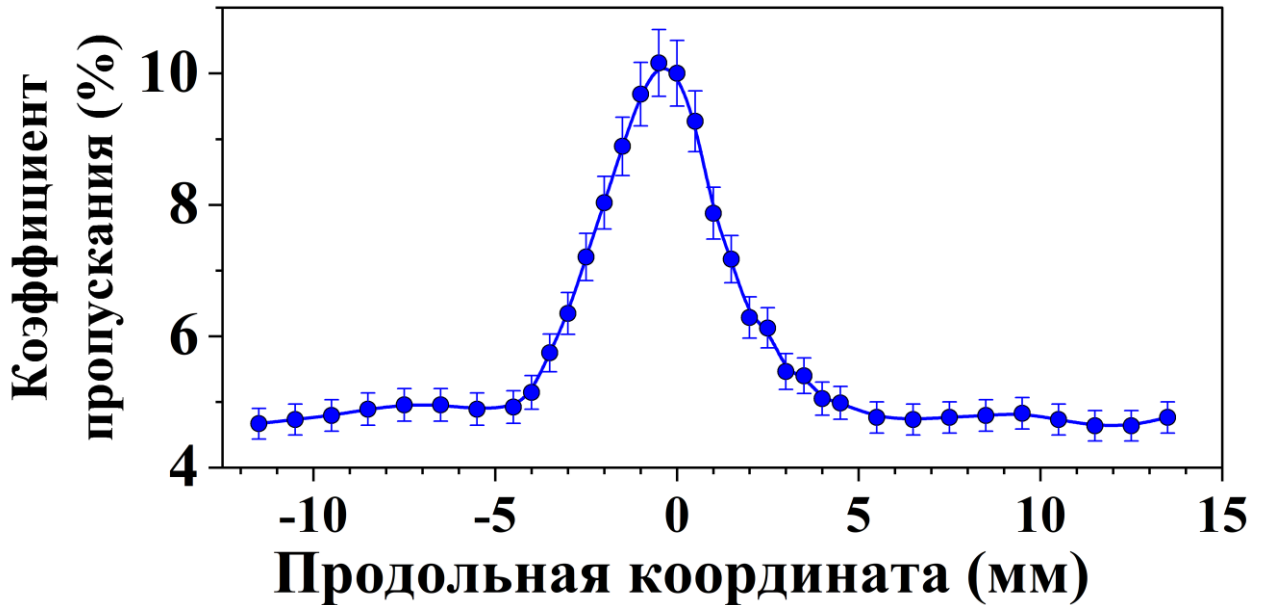


Рис.14. Измеренная зависимость пропускания образца кремния с электронным типом проводимости от продольной координаты вдоль оси распространения терагерцевого излучения.

Эффект регистрировался с помощью техники z-сканирования [181], в рамках которой образец перемещался в продольном направлении в окрестности перетяжки с помощью микрометрической подвижки, при каждом положении образца регистрировалась прошедшая через него энергия ТГц-излучения. Как свидетельствует график на Рис.14, при расположении образца в перетяжке пропускание увеличивалось в ≈ 2 раза: с 4,5 до 10 %. Таким образом, зарегистрированный эффект просветления подтверждает получение в кристалле DAST сильного поля ТГц-излучения, достаточного для наблюдения нелинейно-оптических эффектов в ТГц-диапазоне длин волн.

Для достижения указанного значения напряжённости ТГц-поля в области мишени энергия импульса накачки была повышена до уровня 4,5 мДж. Это позволило получить ТГц-импульс с энергией 70-80 мкДж на выходе из ТГц-фильтра. Расширение и фокусировка пучка внеосевыми параболическими зеркалами позволили получить пучок диаметром 420 мкм по уровню $1/e^2$

интенсивности в области мишени (Рис.15А), что в совокупности с измеренной в перетяжке энергией ТГц-импульса в 30 мкДж и оценкой длительности ТГц-импульса в 530 фс (FWHM) свидетельствует о достижении напряжённости ТГц-поля в 7.5 МВ/см в области мишени.

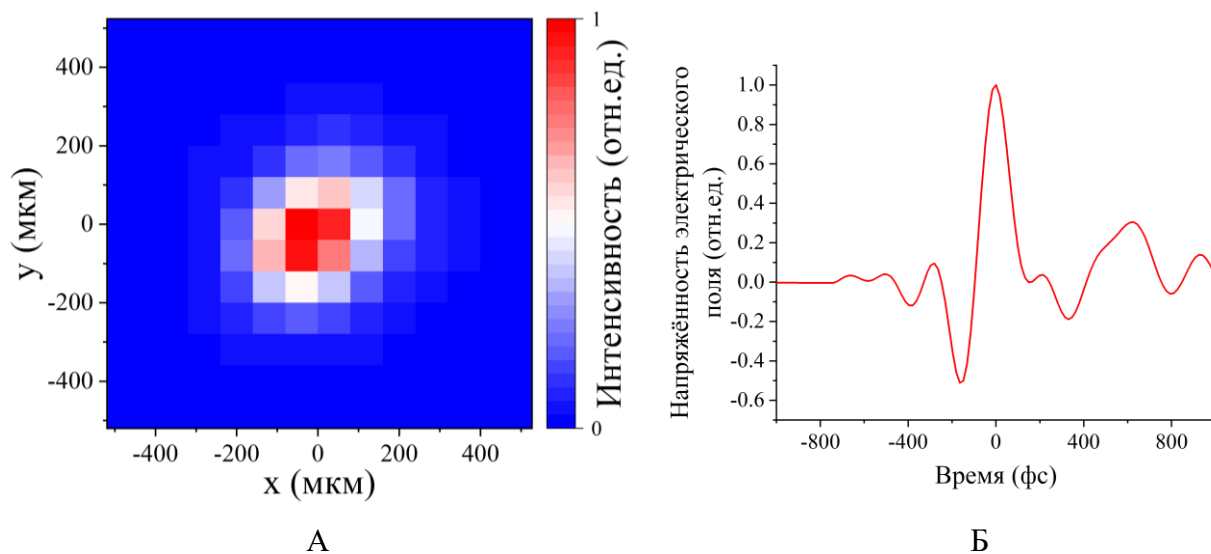


Рис.15. А) Поперечное распределение интенсивности пучка ТГц-излучения, измеренное с помощью пироэлектрической камеры. Б) Временное распределение поля ТГц-импульса, измеренное методом ЭОД.

Для характеристики временной формы используемого ТГц-импульса был использован метод электрооптического детектирования (ЭОД) [182]. В качестве электрооптического кристалла для детектирования был использован кристалл GaP толщиной 200 мкм, обеспечивающий широкополосную регистрацию ТГц-излучения вплоть до 7 ТГц [183]. Измеренная временная форма ТГц-поля (Рис.15Б) свидетельствует о генерации малопериодного ТГц-импульса длительностью в 1-3 цикла поля, что подтверждает выводы, сделанные на основе измерения АКФ (Табл.1). Таким образом, использование кристалла DAST обеспечило возможность генерации предельно короткого ТГц-поля с пиковой напряжённостью на уровне 7.5 МВ/см.

Таким образом, наличие мощных фемтосекундных лазерных источников ближнего ИК, среднего ИК и терагерцевого диапазонов обеспечило возможность проведения экспериментальных исследований с использованием интенсивного когерентного излучения в беспрецедентно широком спектральном диапазоне – от терагерцевого до мягкого рентгеновского диапазонов (Рис.16). Использование теоретических подходов к расчёту спектра гармоник высокого порядка обеспечило возможность интерпретации полученных экспериментальных данных. Следующие главы посвящены описанию полученных экспериментальных результатов и их интерпретации.

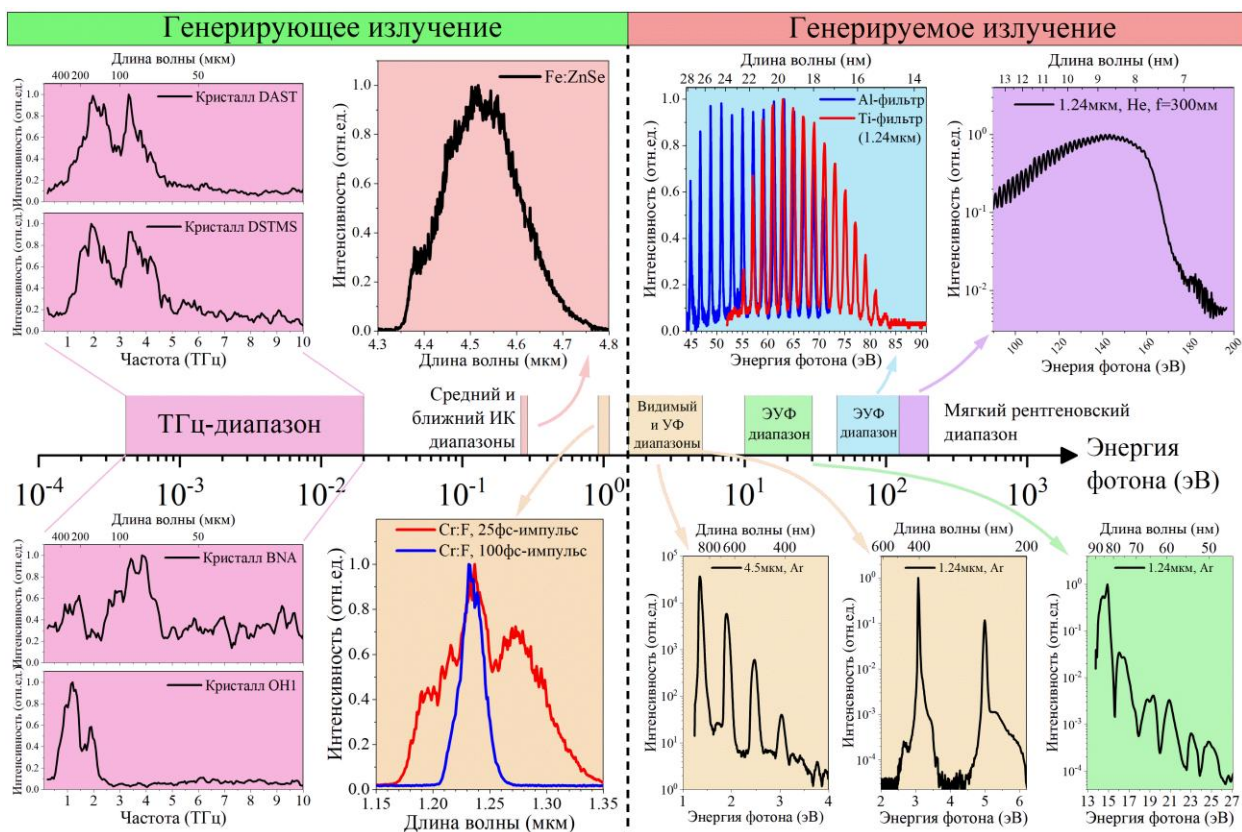


Рис.16. Измеренные спектры излучения в диапазонах, задействованных в данной работе.

1.4. Выводы по результатам главы 1

Как свидетельствует проведённый анализ современного состояния исследований в области генерации гармоник, использование интенсивного синтезированного фемтосекундного лазерного поля для генерации гармоник является перспективным способом формирования широкополосного когерентного излучения в области от видимого до мягкого рентгеновского диапазонов. Описанные в данной главе собранная экспериментальная установка и задействованные теоретические методы заложили основу для проведения исследований по генерации гармоник с использованием излучения ближнего ИК, среднего ИК и терагерцевого диапазонов, обеспечивая необходимый экспериментально-теоретический базис для получения и интерпретации экспериментальных данных.

1. Использование интенсивного двухцветного фемтосекундного лазерного поля для генерации гармоник является перспективным способом формирования широкополосного когерентного излучения в области от видимого до мягкого рентгеновского диапазона ($\sim 750 - 5$ нм).
2. Собранная экспериментальная установка, представляющая собой вакуумный (остаточное давление $5 \cdot 10^{-7}$ Торр) оптический тракт камеры генерации и вакуумного спектрометра, в рамках данной работы позволила провести генерацию и регистрацию излучения

гармоник низкого и высокого порядков в широком спектральном диапазоне от ближнего ИК и УФ диапазонов (1000-200 нм, 1.24-6.2 эВ) до экстремального УФ и мягкого рентгеновского диапазонов (~25-6 нм, ~49.6-200 эВ) со спектральным разрешением $\lambda/\delta\lambda = 535$ в окрестности 25 нм и $\lambda/\delta\lambda = 107$ в окрестности 6 нм.

3. Экспериментально реализованная генерация высокоэнергетичного (~ 70 мкДж) малопериодного (1-3 цикла поля) ТГц-излучения путём накачки органического нелинейно-оптического кристалла DAST фемтосекундным лазерным излучением на длине волны 1.24 мкм позволила получить сильное ТГц-поле с пиковой напряжённостью на уровне 7.5 МВ/см, что обеспечило возможность проведения экспериментальных исследований влияния ТГц-поля на процесс генерации гармоник низкого и высокого порядков в газовой среде.
4. Наличие мощных фемтосекундных лазерных источников ближнего ИК, среднего ИК и терагерцевого диапазонов обеспечило возможность проведения экспериментальных исследований с использованием интенсивного когерентного излучения в беспрецедентно широком спектральном диапазоне – от терагерцевого до мягкого рентгеновского диапазонов (~100 мкм – 5 нм).

1.5. Публикации по результатам главы 1

1. **Б.В. Румянцев**, А. В. Пушкин, Д. З. Сулейманова, Н. А. Жидовцев, Ф.В. Потёмкин. (2023). Генерация перестраиваемого мощного малопериодного терагерцевого излучения в органических кристаллах при накачке мультигигаваттными chirпированными лазерными импульсами ближнего ИК диапазона на длине волны 1.24 мкм. *Письма в журнал экспериментальной и теоретической физики*, 117(8), 571–579.
Переводная версия:
Rumiantsev, B. V., Pushkin, A. V., Suleimanova, D. Z., Zhidovtsev, N. A., & Potemkin, F. V. (2023). Generation of Intense Few-Cycle Terahertz Radiation in Organic Crystals Pumped by 1.24- μm Multigigawatt Chirped Laser Pulses. *JETP Letters*, 117(8), 566–573.
2. **Б. В. Румянцев**, Н. А. Жидовцев, А. В. Пушкин, Е. А. Лобушкин, П. А. Шулындин, Д. З. Сулейманова, А. Б. Савельев-Трофимов и Ф. В. Потёмкин. (2023). Высокочастотный сдвиг и расширение спектра генерации ТГц излучения до 10 ТГц в процессе оптического выпрямления мощного фемтосекундного малопериодного излучения накачки ближнего ИК диапазона в кристалле ВНА. *Письма в Журнал Экспериментальной и Теоретической Физики*, 118(11).
Переводная версия:

Rumiantsev, B. V., Zhidovtsev, N. A., Pushkin, A. V., Lobushkin, E. A., Shulyndin, P. A., Suleimanova, D. Z., Savel'ev-Trofimov, A. B., & Potemkin, F. V. (2023). High-Frequency Shift and Extension of the Terahertz Radiation Spectrum up to 10 THz During Optical Rectification of High-Power Few-Cycle Near-Infrared Femtosecond Pump Radiation in a BNA Crystal. *JETP Letters*, 118(11), 800–806.

Глава 2. Оптимизация спектрально-энергетических характеристик излучения гармоник при воздействии интенсивного фемтосекундного лазерного излучения ИК диапазона на газовую среду

Изменение параметров среды генерации и характеристик генерирующего излучения предоставляет широкие возможности для оптимизации энергетических и спектральных характеристик генерируемого излучения гармоник. Исследование процесса генерации гармоник при воздействии на среду синтезированного лазерного поля требует предварительного выявления закономерностей влияния условий генерации на спектрально-энергетические характеристики генерируемого излучения в случае одноцветного лазерного воздействия. В связи с этим *данная глава посвящена* экспериментальному установлению механизмов влияния параметров среды генерации и характеристик генерирующего лазерного излучения ближнего ИК диапазона на процесс генерации гармоник.

2.1. Оптимизация энергетических характеристик излучения гармоник низкого порядка

Генерация гармоник длинноволновым излучением ближнего (>1 мкм) диапазона требует повышения макроскопического отклика среды для компенсации падения микроскопического отклика с ростом длины волны генерирующего излучения. Увеличение макроскопического отклика среды может быть осуществлено путём увеличения количества атомов среды, участвующих в генерации – как за счёт повышения концентрации атомов среды, так и за счёт изменения объёма среды, задействованного в генерации.

Исследование влияния макроскопического отклика среды целесообразно начать с рассмотрения процесса генерации гармоник низкого порядка, лежащих в области видимого диапазона, поскольку в данной спектральной области инертные газы, используемые для генерации, практически не поглощают, что позволяет исключить влияние поглощения, оставив лишь влияние фазового согласования и количества атомов среды. В рамках данной работы экспериментальное изучение возможностей по оптимизации макроскопического отклика среды при генерации гармоник низкого порядка осуществлялось с использованием излучения среднего ИК-диапазона системы на кристалле Fe:ZnSe (длина волны 4.5 мкм), которое за счёт большой длины волны позволяет получить большое количество гармоник низкого порядка (вплоть до 11-й), лежащих в ближней ИК и видимой областях спектра.

2.1.1. Увеличение эффективности генерации при повышении концентрации атомов среды

В рамках проведённых экспериментов были зарегистрированы 5 (900 нм, 1.38 эВ), 7 (643 нм, 1.93 эВ) и 9 (500 нм, 2.48 эВ) гармоники в ближнем ИК и видимом диапазоне длин волн (Рис.17). Максимальная эффективность генерации гармоник по энергии составила $2 \cdot 10^{-7}$ (5-я гармоника), $6 \cdot 10^{-9}$ (7-я гармоника) и $3 \cdot 10^{-10}$ (9-я гармоника).

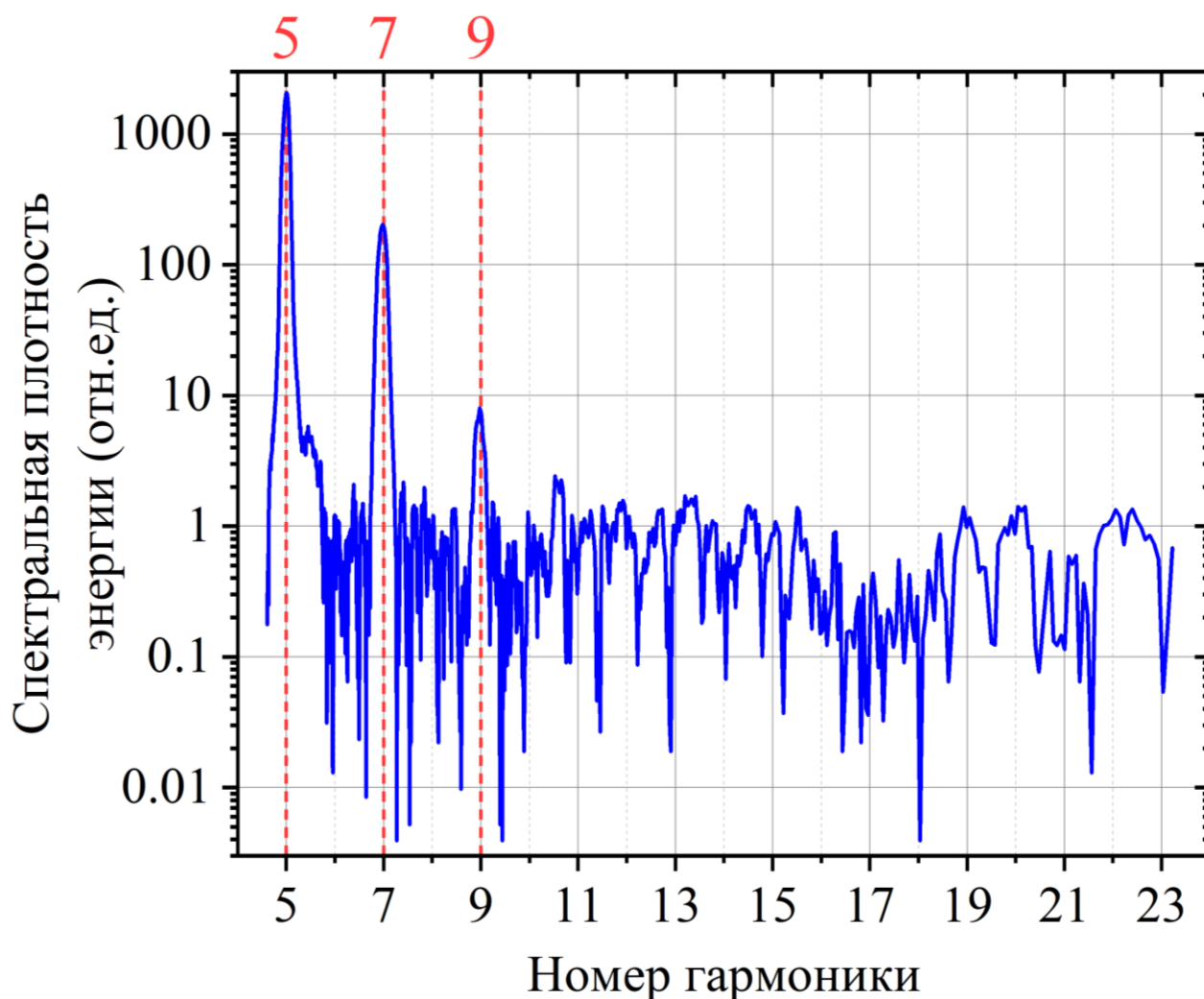


Рис.17. Измеренный спектр гармоник при давлении подаваемого на мишень газа Ar 10 бар. Наблюдаются 5-я, 7-я и 9-я гармоники.

Для экспериментального определения энергии каждой гармоники производилась калибровка спектра по энергии с учётом измеренного спектрального отклика системы регистрации. Энергия каждой гармоники вычислялась как интеграл от спектра в окрестности спектрального пика гармоники. Как свидетельствует Рис.18А, повышение концентрации атомов среды позволяло увеличить эффективность генерации.

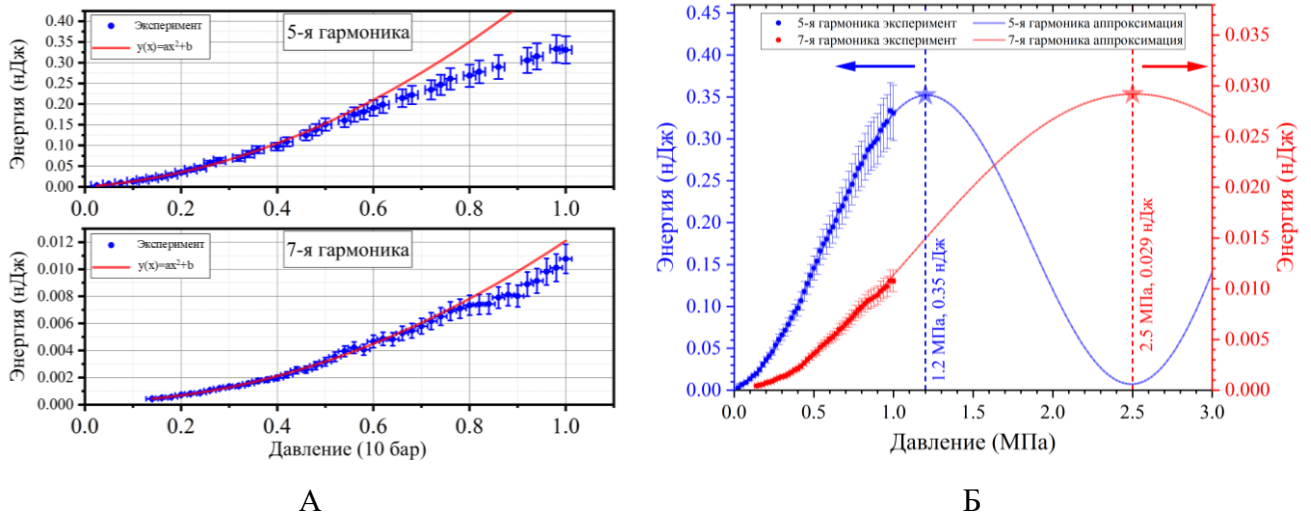


Рис.18. А) Измеренные зависимости энергий 5-й и 7-й гармоник от давления газа, подаваемого на мишень. Б) Аппроксимация измеренных зависимостей энергий 5-й и 7-й гармоник от давления, подаваемого на газовую струю.

Физические механизмы, определяющие вид экспериментальных зависимостей на Рис.18А, могут быть качественно описаны на основе эффектов фазового синхронизма [158] без учёта влияния поглощения в газовой среде генерации, поскольку длина поглощения излучения ближнего ИК и видимого диапазонов в аргоне существенно превышает длину среды генерации. Интенсивность генерируемого излучения q -й гармоник в этом случае задаётся выражением (11). В области малых давлений, где влияние условий фазового согласования мало, полученные зависимости с хорошей точностью аппроксимируются квадратичной функцией давления, что согласуется с теоретическим результатом, даваемым выражением (11) с учётом того факта, что концентрация атомов среды линейно пропорциональна давлению газа в области давлений в несколько атмосфер. При повышении давления газа зависимости на Рис.18А отклоняются от квадратичного закона вследствие возрастания влияния условий фазового согласования, что в итоге должно приводить к выходу данных зависимостей на оптимальное значение. Аппроксимация данных зависимостей по формуле (11) демонстрирует данное поведение (Рис.18Б).

2.1.2. Повышение эффективности генерации при увеличении длины среды

Другим способом повышения макроскопического отклика среды за счёт повышения количества атомов, участвующих во взаимодействии, является увеличение длины среды генерации. В рамках проведённых экспериментов длина газовой среды генерации L была увеличена со значения 1 мм до значения ~ 7 мм, что позволило согласовать длину среды с длиной перетяжки лазерного пучка ($2z_R \approx 7$ мм). Данное согласование позволило примерно на порядок

поднять эффективность генерации (Табл.2) и зарегистрировать спектр излучения вплоть до 11-й гармоники (Рис.19).

Длина и давление среды ↓	Номер гармоники →			
	5	7	9	11
L = 1 мм p = 10 бар	$2 \cdot 10^{-7}$	$6 \cdot 10^{-9}$	$3 \cdot 10^{-10}$	
L = 7.1 мм p = 10 бар	$2.5 \cdot 10^{-6}$	$2 \cdot 10^{-7}$	10^{-8}	$8 \cdot 10^{-10}$
L = 7.1 мм p = 16 бар	10^{-5}	$2 \cdot 10^{-6}$	$1.5 \cdot 10^{-7}$	$3 \cdot 10^{-9}$

Табл.2 Сводная таблица с эффективностью генерации гармоник.

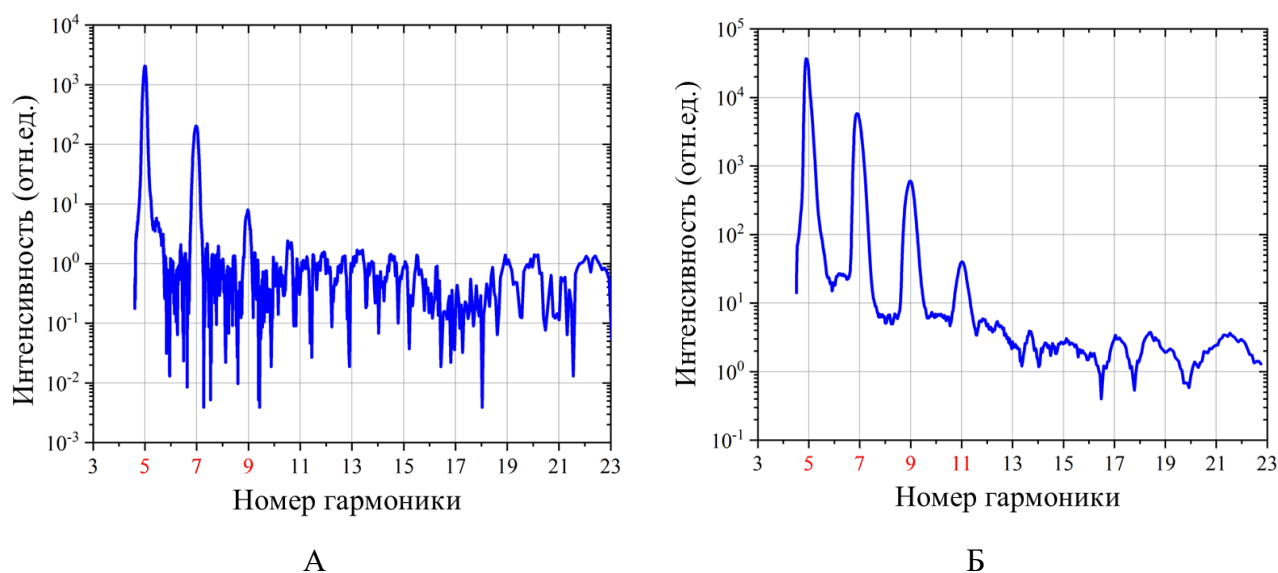


Рис.19. Измеренные спектры излучения гармоник при давлении струи 10 бар и длине среды L = 1 мм (А) и L = 7.1 мм (Б).

Совмещение размера длины среды с длиной перетяжки привело к увеличению количества атомов среды, участвующих во взаимодействии, тем самым повысив макроскопический отклик среды. Увеличение количества атомов, участвующих в генерации, при увеличении длины среды происходит за счет увеличения объема области взаимодействия. При этом, поскольку длина среды становится сравнимой с длиной перетяжки, то формула (11), полученная в приближении плоских волн, не применима для данного случая. Для точного описания макроскопического отклика в этом случае требуется рассматривать условия фазового согласования с учётом фазы Гюи [158]. Тем не менее, качественные выводы могут быть сделаны на основе анализа изменения объёма области взаимодействия, представляющего собой объём каустики в диапазоне $z \in [-L/2; L/2]$ (Рис.20), который в приближении гауссова пучка может быть выражен как:

$$V = \int_{-L/2}^{L/2} \pi r^2(z') dz' \quad (21)$$

где

$$r(z) = r_0 \cdot \sqrt{1 + (z/z_R)^2} \quad (22)$$

– радиус гауссова пучка в точке z , r_0 – радиус гауссова пучка в перетяжке $z = 0$. Подставляя (22) в (21), можно получить выражение для объема области взаимодействия:

$$V = \pi r_0^2 \cdot \left(L + \frac{L^3}{12z_R^2} \right) \quad (23)$$

Используя экспериментально измеренные величины $r_0 = 70$ мкм (по уровню $1/e^2$ по интенсивности), $z_R = 3.6$ мм, $L = 1$ мм, 7 мм, можно показать, что отношение объемов взаимодействия для обеих длин сред составляет величину $V_{7.1\text{мм}}/V_{1\text{мм}} \approx 10$, что близко к отношению эффективностей преобразования при данных длинах сред ($\eta_{7\text{мм}}/\eta_{1\text{мм}} \approx 12$ – 5-я гармоника). Примерное совпадение отношения эффективных объёмов взаимодействия и отношения эффективностей генерации свидетельствует о том, что увеличение эффективности преобразования при увеличении длины среды генерации объясняется увеличением объёма области взаимодействия в условиях влияния фазового согласования. А именно, в случае $L_{\text{ког}} \gg L$ эффективность генерации вследствие когерентности процесса преобразования должна быть пропорциональна $\propto V^2$. Наблюдаемая пропорциональность $\propto V$ свидетельствует о генерации в условиях $L_{\text{ког}} \sim L$. Таким образом, увеличение эффективности генерации при увеличении объёма среды за счёт увеличения её длины обусловлено повышением количества атомов среды, участвующих в генерации, в совокупности с влиянием эффектов фазового согласования.

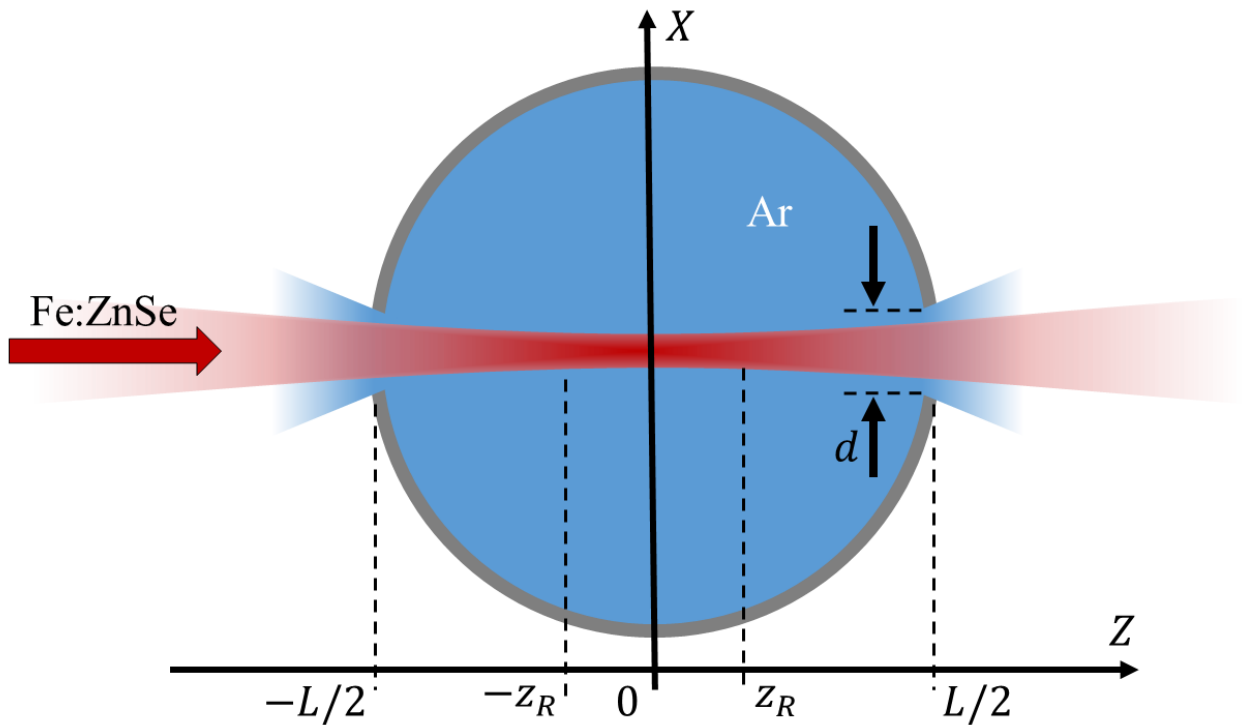


Рис.20. Геометрия мишени и каустики лазерного пучка в эксперименте.

2.2. Оптимизация спектрально-энергетических характеристик излучения гармоник высокого порядка

Генерация гармоник высокого порядка в рамках проведённых экспериментов была реализована с использованием излучения лазерной системы на кристалле Cr:Forsterite с длиной волны 1.24 мкм, что позволяло обеспечить высокую частоту отсечки в спектре гармоник при высокой эффективности генерации, достаточной для регистрации генерируемого излучения.

2.2.1. Оптимизация эффективности генерации путём изменения концентрации атомов среды

В рамках проведённых исследований было получено излучение экстремального УФ диапазона вплоть до 83 гармоники основного лазерного импульса, что соответствует энергии фотона 83 эВ и длине волны 14.9 нм (Рис.21А). Край плато гармоник расположен в окрестности 69-й гармоники, что соответствует достигаемой на мишени интенсивности на уровне $\sim 1 \cdot 10^{14}$ Вт/см². Для спектрально-ограниченного импульса с энергией 3 мДж максимальная суммарная эффективность преобразования составила $3 \cdot 10^{-7}$ для гармоник в диапазоне 45–83 эВ, а полный поток фотонов гармоник в диапазоне 45–83 эВ до фильтра составил $1.1 \cdot 10^9$ фотонов/с, что соответствует суммарной энергии гармоник, генерируемых за импульс, ~ 1 нДж. Энергетические характеристики генерируемого излучения гармоник были оценены исходя из спектров пропускания используемых рентгеновских элементов и калибровочных характеристик

рентгеновской камеры, использованной для регистрации. Для оптимизации потока фотонов были проведены измерения выхода гармоник от давления газа на мишени (Рис.21Б). Вид измеренной зависимости объясняется процессом фазового согласования в условиях поглощения генерируемого излучения в газовой среде. Так, выражение для интенсивности q -й гармоники на выходе из среды имеет вид (12). При малых давлениях, когда $L_{\text{погл}} \gg L$, определяющую роль играет первый множитель $\propto n_{\text{ат}}^2$ в формуле (12), поэтому эффективность генерации растет с ростом давления. Появление пика в эффективности генерации связано с увеличением влияния $L_{\text{погл}}$ и $L_{\text{ког}}$ на процесс преобразования с ростом давления. Дальнейший спад интенсивности гармоник объясняется уменьшением длины когерентности $L_{\text{ког}}$ и длины поглощения $L_{\text{погл}}$.

Необходимо отметить, что осуществить генерацию гармоник высокого порядка с энергиями фотонов на уровне десятков и сотен эВ в условиях полного отсутствия поглощения не представляется возможным, поскольку все атомы имеют относительно высокое сечение поглощения в данном диапазоне. Попытка существенно увеличить длину поглощения за счет простого уменьшения концентрации атомов будет приводить к уменьшению макроскопического отклика среды, в связи с чем только тонкий подбор параметров взаимодействия позволяет оптимизировать процесс генерации и добиться повышения яркости и расширения спектра генерируемого излучения гармоник. Именно поэтому так важно обеспечить определённые соотношения между когерентной длиной $L_{\text{ког}}$, длиной поглощения $L_{\text{погл}}$ гармоник и длиной среды генерации L , рассмотренные, в частности, в работе [184]. В рамках данной работы показано, что оптимизация макроскопического отклика по уровню 0.5 от максимально достижимой эффективности достигается при выполнении двух условий: $L > 3L_{\text{погл}}$ и $L_{\text{ког}} > 5L_{\text{погл}}$. В рамках проведённого эксперимента длина поглощения в области 45–83 эВ при концентрации атомов $1.4 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ (0.57 от атмосферной концентрации при 20°C) лежит на уровне $L_{\text{погл}} \approx 500 \text{ мкм}$ (Рис.21В), что в 8 раз меньше, чем длина среды генерации ($L \approx 4 \text{ мм}$). Соответственно, это удовлетворяет первому из указанных условий оптимизации ($L > 3L_{\text{погл}}$). При этом, как показано в цитируемой работе, влияние когерентной длины имеет место и в этом случае. Так, увеличение когерентной длины позволяет обеспечить конструктивное сложение как излучения гармоник, генерирующегося в тонком выходном слое среды толщиной $L_{\text{погл}}$, так и излучения, генерирующегося в остальной части среды и претерпевающего заметное поглощение. За счет этого увеличение когерентной длины в результате повышения концентрации атомов среды приводит к оптимизации макроскопического отклика в нашем эксперименте (Рис.21Б,В). Проведённый расчет зависимости эффективности преобразования от концентрации атомов среды по формуле (12) для демонстрирует хорошее совпадение с экспериментальными точками (Рис.21Б).

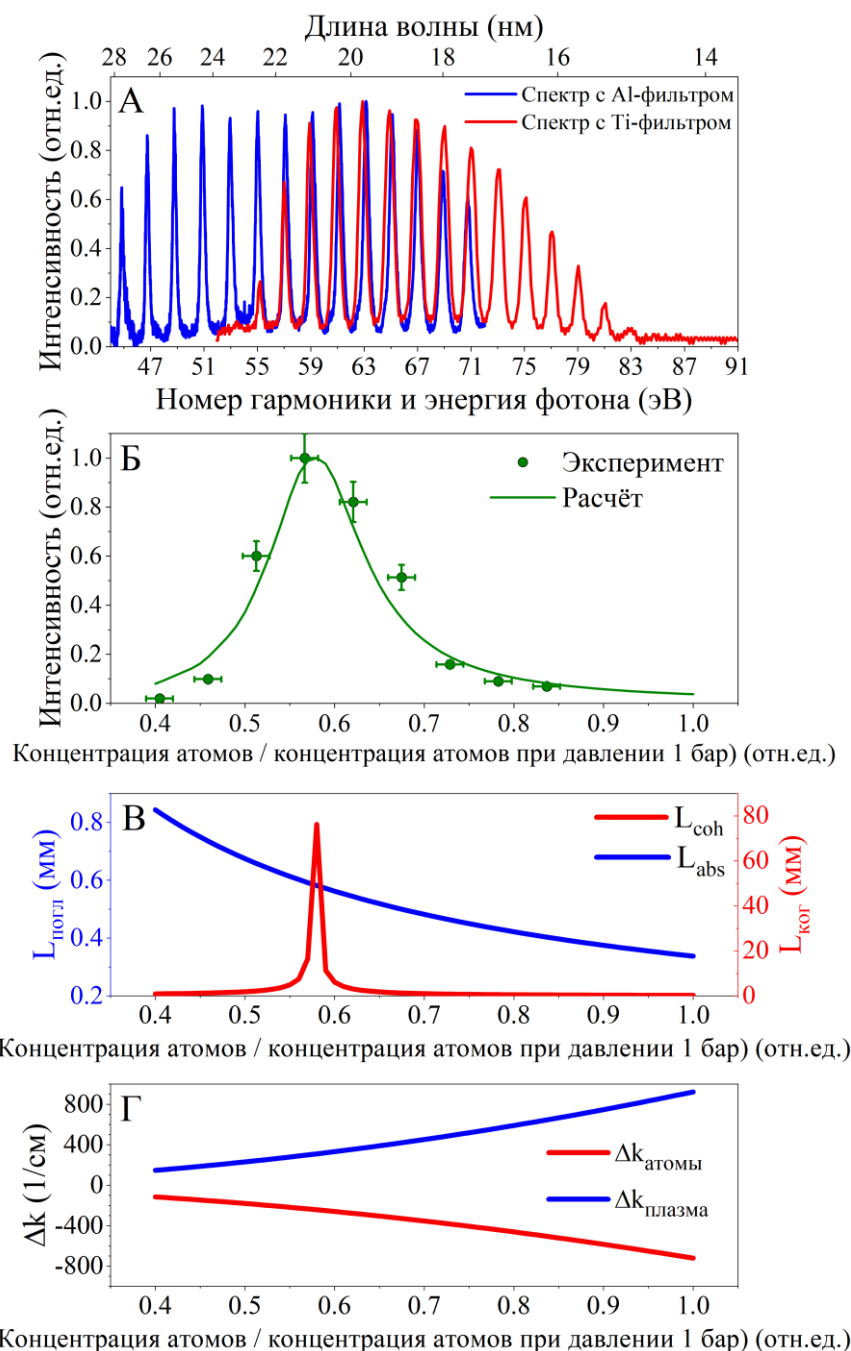


Рис.21. (А) Измеренный спектр генерируемого излучения гармоник высокого порядка. Номер гармоники совпадает со значением энергии фотона гармоники, поскольку длине волны генерирующего излучения 1.24 мкм соответствует энергия фотона 1 эВ. (Б) Зависимость потока фотонов 55-й гармоники от концентрации атомов среды генерации: экспериментальные данные (точки) и расчёт (линия) по формуле (12). Измерения выполнены для спектрально-ограниченного импульса длительностью 110 фс. (В) Рассчитанные зависимости длины поглощения (синяя линия) и когерентной длины (красная линия) 55-й гармоники от концентрации атомов среды генерации. (Г) Рассчитанные вклады в расстройку волновых векторов 55-й гармоники неионизованных атомов (красная линия) и плазмы (синяя линия) от концентрации атомов среды генерации

Когерентная длина $L_{\text{ког}}$ рассчитывалась с учетом вклада дисперсии неионизованных атомов среды, дисперсии плазмы, а также фазы Гюи. Пик в зависимости когерентной длины от концентрации атомов среды (Рис.21В) объясняется компенсацией дисперсионного вклада от неионизованных атомов и плазмы в расстройку волновых векторов вкладом фазы Гюи. Стоит отметить, что плазма вносит значительную фазовую расстройку при генерации гармоник. Так, рассчитанный для наших экспериментальных параметров дисперсионный вклад от плазмы в расстройку волновых векторов сравним по абсолютной величине с дисперсионным вкладом неионизованных атомов среды (Рис.21Г). Длина поглощения $L_{\text{погл}}$ определялась исходя из сечения поглощения излучения с энергией фотона 55 эВ для атома аргона. Рассчитанное значение когерентной длины в максимуме генерации имеет значение порядка 80 мм (Рис.21В), что более чем на два порядка больше длины поглощения при данной концентрации. Это отношение удовлетворяет второму условию оптимизации макроскопического отклика среды из цитируемой статьи ($L_{\text{ког}} > 5L_{\text{погл}}$).

Оптимальность выбранной длины среды генерации также была проверена экспериментально. Так, уменьшение длины среды генерации до 2 мм приводило к заметному падению эффективности преобразования. Повышение длины среды генерации до 10 мм не приводило к существенному увеличению эффективности, однако требовало подачи большего давления газа на мишень, что увеличивало остаточное давление в камере генерации. Полученное в эксперименте влияние длины среды генерации на эффективность преобразования согласуется с рассмотрением в работе [184]. А именно, как следует из данной работы, повышение длины среды L выше $8L_{\text{погл}}$ в условиях $L_{\text{ког}} \gg L_{\text{погл}}$ не приводит к существенному повышению эффективности, в то время как уменьшение длины среды приводит к падению эффективности генерации. Таким образом, реализованная экспериментальная ситуация полностью удовлетворяет условиям оптимизации макроскопического отклика среды в условиях поглощения, что позволяет сделать вывод об оптимальности условий генерации и высокой эффективности преобразования.

Стоит отметить, что несмотря на проведенную оптимизацию макроскопического отклика среды, полученный поток фотонов примерно на полтора порядка ниже, чем для источников с накачкой титан-сапфировым лазером [185], реализованных при волноводном распространении в гелии. Это объясняется снижением микроскопической эффективности генерации с ростом длины волны как $\propto \lambda^{-x}$, где $x=5-6$ [44]. Тем не менее, использование в текущей схеме газов с большим потенциалом ионизации (Ne, He), как будет показано ниже, позволяет значительно продвинуться в мягкий рентгеновский диапазон даже при использовании длинных лазерных импульсов,

содержащих множество (>10) осцилляций поля под огибающей, что не может быть сделано при использовании излучения на длине волны 800 нм.

2.2.2. Управление эффективностью преобразования путём фазовой модуляции генерирующего импульса

Оптимизационным параметром, влияющим на микроскопический отклик среды, может выступать дисперсия групповой задержки (ДГЗ) генерирующего фемтосекундного импульса. Так, в проведенных исследованиях наблюдалась зависимость энергии гармоник от величины и знака ДГЗ, вносимой с помощью решёточного компрессора. Обнаружено, что данная зависимость имеет выраженный максимум. На Рис.22А приведена зависимость интенсивности 55-й гармоники от величины ДГЗ. Видно, что максимум интенсивности достигался при отрицательной ДГЗ в диапазоне значений от -2500 до -5000 фс², что соответствует измеренной длительности chirпированного импульса на уровне 130–170 фс. Это может объясняться тем, что в случае, когда квадратичная нелинейная добавка к спектральной фазе лазерного импульса имеет отрицательный знак, проявление эффекта фазовой самомодуляции генерирующего импульса, вносящего положительную добавку в спектральную фазу, позволяет сократить длительность импульса, тем самым повышая достигаемую интенсивность. Так, простейшая оценка величины ДГЗ, вносимой в результате фазовой самомодуляции при распространении импульса с центральной длиной волны 1.24 мкм с исходной длительностью 110 фс и интенсивностью $\sim 1 \cdot 10^{14}$ Вт/см² в аргоне с концентрацией атомов $1.4 \cdot 10^{19}$ см⁻³ на длине $L = 4$ мм составляет порядка 1100 фс². Стоит отметить, однако, что эта оценка является лишь ориентировочной, поскольку не включает влияния других нелинейных эффектов, возникающих при распространении – в частности, трансформацию лазерного импульса в условиях генерации плазмы.

Аналогичное влияние ДГЗ наблюдалось и при генерации гармоник высокого порядка вблизи низкочастотного края плато, спектр которых представлен на Рис.23А. Так, внесение отрицательной ДГЗ в фазовый спектр генерирующего импульса так же приводило к увеличению эффективности генерации (Рис.23Б).

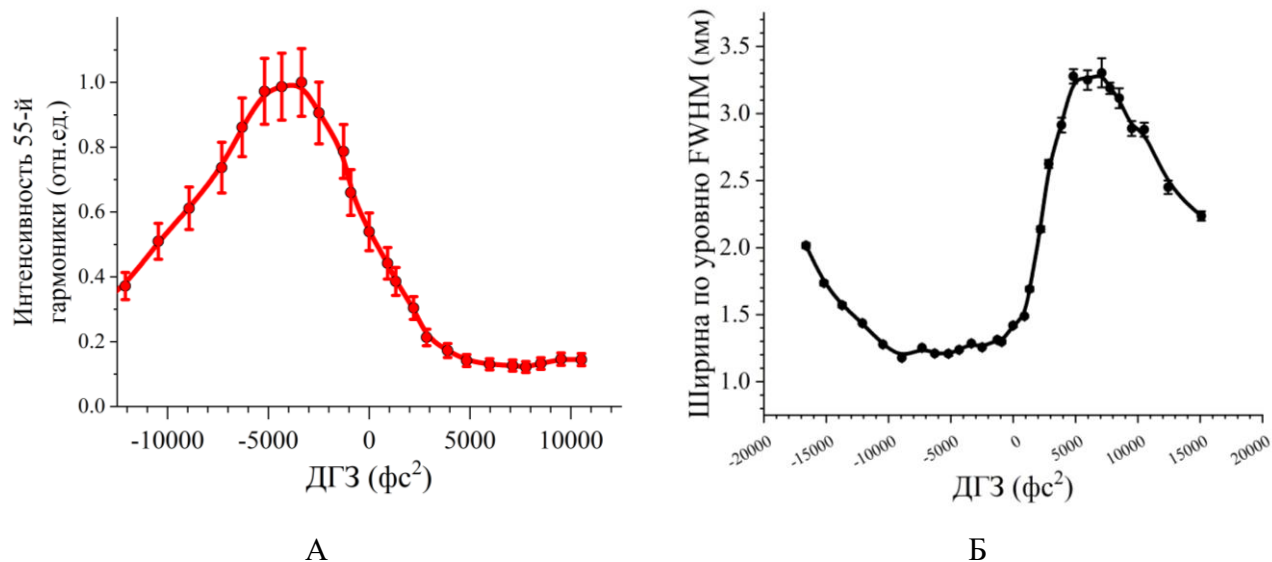


Рис.22. А) Измеренная зависимость интенсивности 55-й гармоники от величины ДГЗ. Б) Измеренная зависимость размера пучка (по попувыоте) в плоскости регистрации спектра для 55-й гармоники от величины ДГЗ генерирующего импульса.

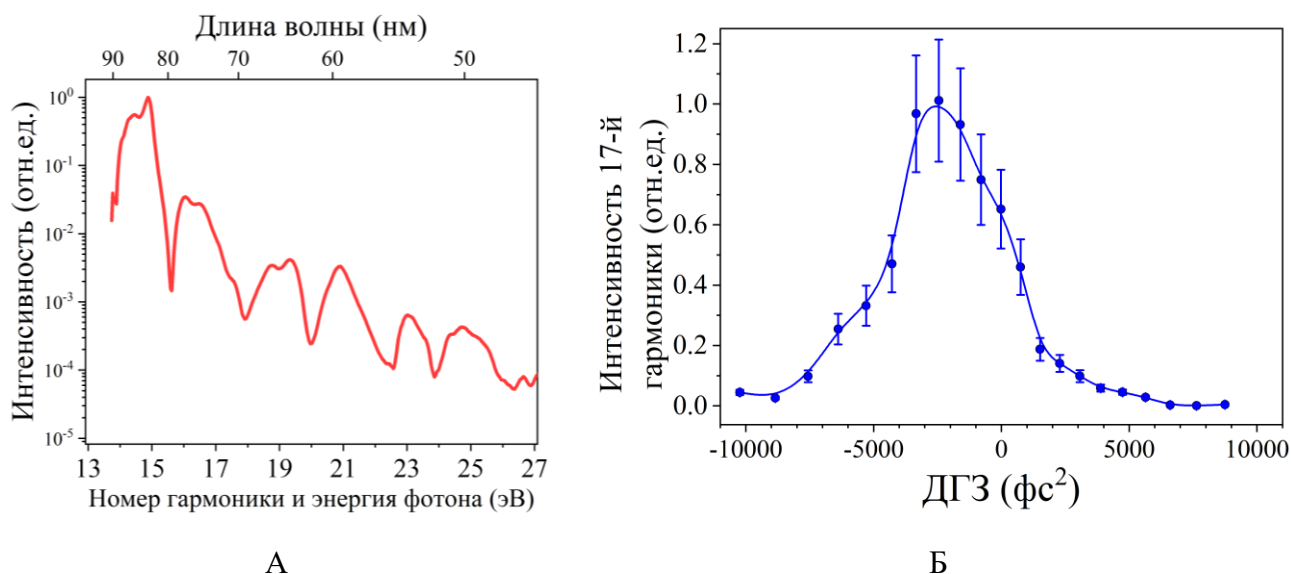


Рис.23. А) Измеренный спектр гармоник высокого порядка у низкочастотного края плато. Б) Измеренная зависимость энергии 17-й гармоники от величины ДГЗ.

Таким образом, можно сделать вывод, что компенсация фазовой самомодуляции путем внесения ДГЗ генерирующего импульса позволяет повысить эффективность генерации в широком диапазоне генерируемых гармоник: начиная от низкочастотного и заканчивая высокочастотным краем плато.

2.2.3. Управление шириной плато гармоник и их расходимостью путём фазовой модуляции генерирующего импульса

При внесении квадратичной добавки к спектральной фазе генерирующего импульса спектр генерируемых гармоник так же претерпевал изменения. Прежде всего, в эксперименте наблюдалось изменение частоты отсечки (Рис.24). Зависимость частоты отсечки несимметрична относительно знака вносимой квадратичной фазы. Так, максимальная энергия фотонов достигалась при отрицательных значениях ДГЗ в диапазоне от -900 фс^2 до -3500 фс^2 , что соответствует длительностям chirпированного импульса в диапазоне 110–140 фс. Данный эффект свидетельствует о достижении наибольшей интенсивности при добавлении отрицательной ДГЗ. Так, поскольку номер крайней гармоники на плато пропорционален интенсивности генерирующего излучения, то расширение плато свидетельствует об увеличении интенсивности при chirпировании импульса.

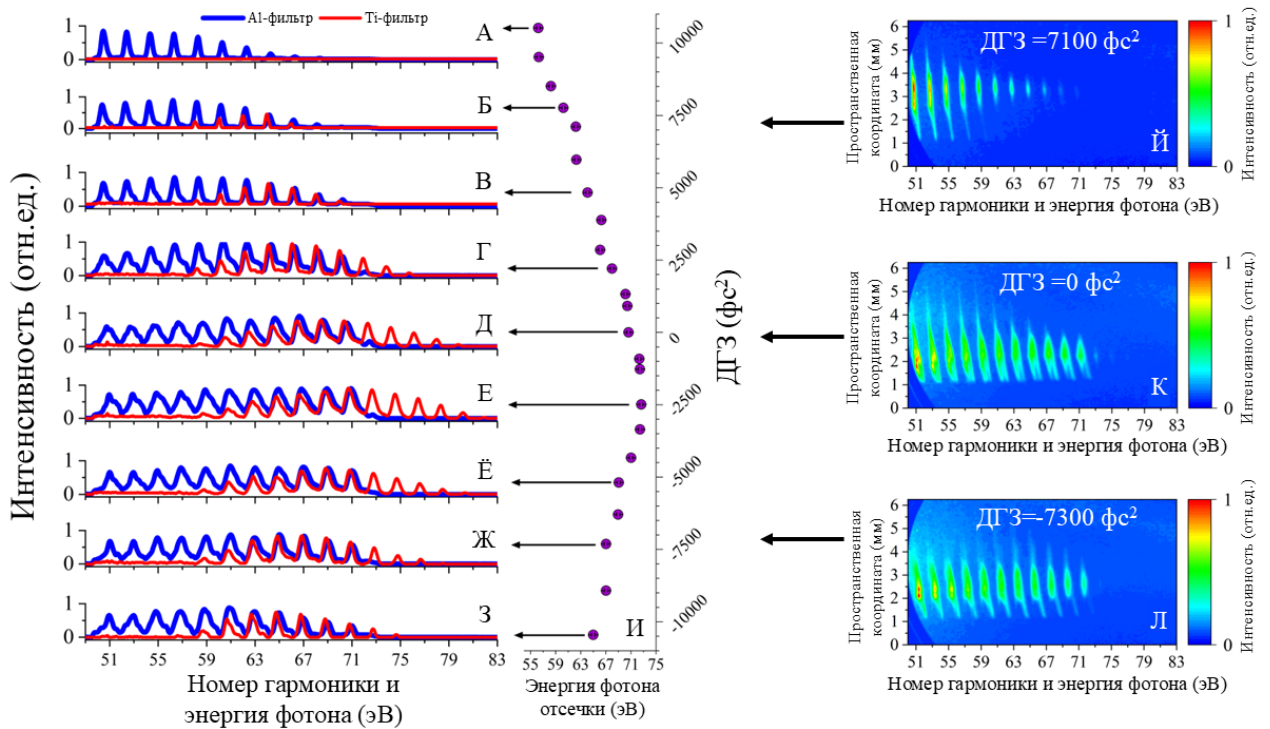


Рис.24. (А–З) Измеренная зависимость спектра гармоник высокого порядка от величины ДГЗ. Синей линией обозначен спектр, измеренный с Al-фильтром, красной линией – спектр, измеренный с Ti-фильтром. (И) – Зависимость энергии фотона гармоники, расположенной на крае плато, от величины ДГЗ. (Й–Л) – Пространственно-разрешенные спектры, измеренные с Al-фильтром с использованием МКП при ДГЗ = 7100 фс^2 , 0 фс^2 , -7300 фс^2 , демонстрирующие изменение пространственной ширины гармоник (вертикальная ось). Стрелками обозначено соответствие между величинами ДГЗ и спектрами (А–З), (Й–Л).

Достижение более высокой интенсивности в области мишени также способствовало изменению энергии фотонов генерируемых гармоник и сдвигу спектра как единого целого. Так, на Рис.24Е видно, что достижение максимальной частоты отсечки сопровождается смещением спектра гармоник в высокочастотную область на ~ 0.5 эВ. Объяснить такой частотный сдвиг можно эффектом изменения временного окна, в котором происходит эффективная генерация гармоник [186].

Использование фазово-модулированного генерирующего излучения позволяет управлять не только спектральными свойствами излучения гармоник, но и пространственными. Так, на Рис.24Й-Л приведены двумерные карты, соответствующие распределению спектра гармоник в плоскости регистрации. Видно, что внесение ДГЗ приводит к изменению пространственного распределения интенсивности гармоник, вызванной, по всей видимости, разделением вкладов в спектр от коротких и длинных квантовых траекторий генерирующего электрона [186]. На Рис.22Б приведена зависимость размера пучка 55-й гармоники, формируемого в плоскости регистрации, в зависимости от величины вносимой ДГЗ. Видно, что внесение отрицательной фазовой добавки способствует повышению направленности излучения гармоник, что опять же связано с разделением вкладов в спектр от коротких и длинных квантовых траекторий генерирующего электрона.

2.2.4. Расширение спектра генерации при сокращении длительности генерирующего импульса

Расширение спектра генерируемого излучения гармоник может быть осуществлено путём достижения большей интенсивности генерирующего излучения в области газовой мишени. Ограничивающим фактором на пути к получению высокой интенсивности в области мишени является формирование лазерно-индуцированной плазмы. А именно, плазма, сформированная передним фронтом генерирующего импульса, приводит к дефокусировке основной высокоинтенсивной части импульса, что проявляется в эксперименте в виде ограничения достигаемой в области мишени интенсивности. Так, наблюдаемая в проведённых экспериментах максимальная энергия фотона на плато ~ 69 эВ свидетельствует о достижении интенсивности в области мишени на уровне $\sim 1.2 \cdot 10^{14}$ Вт/см², что примерно на порядок меньше, чем интенсивность, которая должна достигаться при используемых параметрах лазерного излучения и фокусировки согласно оценкам. Сокращение длительности генерирующего импульса со ~ 100 фс до ~ 35 фс (в ~ 2.85 раза) с одновременным уменьшением энергии с 3 мДж до 0.8 мДж (в ~ 3.8 раз) привело к расширению плато гармоник с 69 эВ до 83 эВ (Рис.25), что свидетельствует о повышении достигаемой в области мишени интенсивности с $\sim 1.2 \cdot 10^{14}$ Вт/см² до $\sim 1.5 \cdot 10^{14}$

Вт/см² (в ~ 1.25 раза). Кроме того, за счёт уменьшения количества циклов поля, участвующих в генерации, наблюдается уширение спектральных линий отдельных гармоник (Рис.25). Таким образом, сокращение длительности генерирующего импульса, даже сопровождаемое потерей части энергии импульса при нелинейно-оптическом расширении спектра, позволяет расширить спектр генерируемого излучения гармоник.

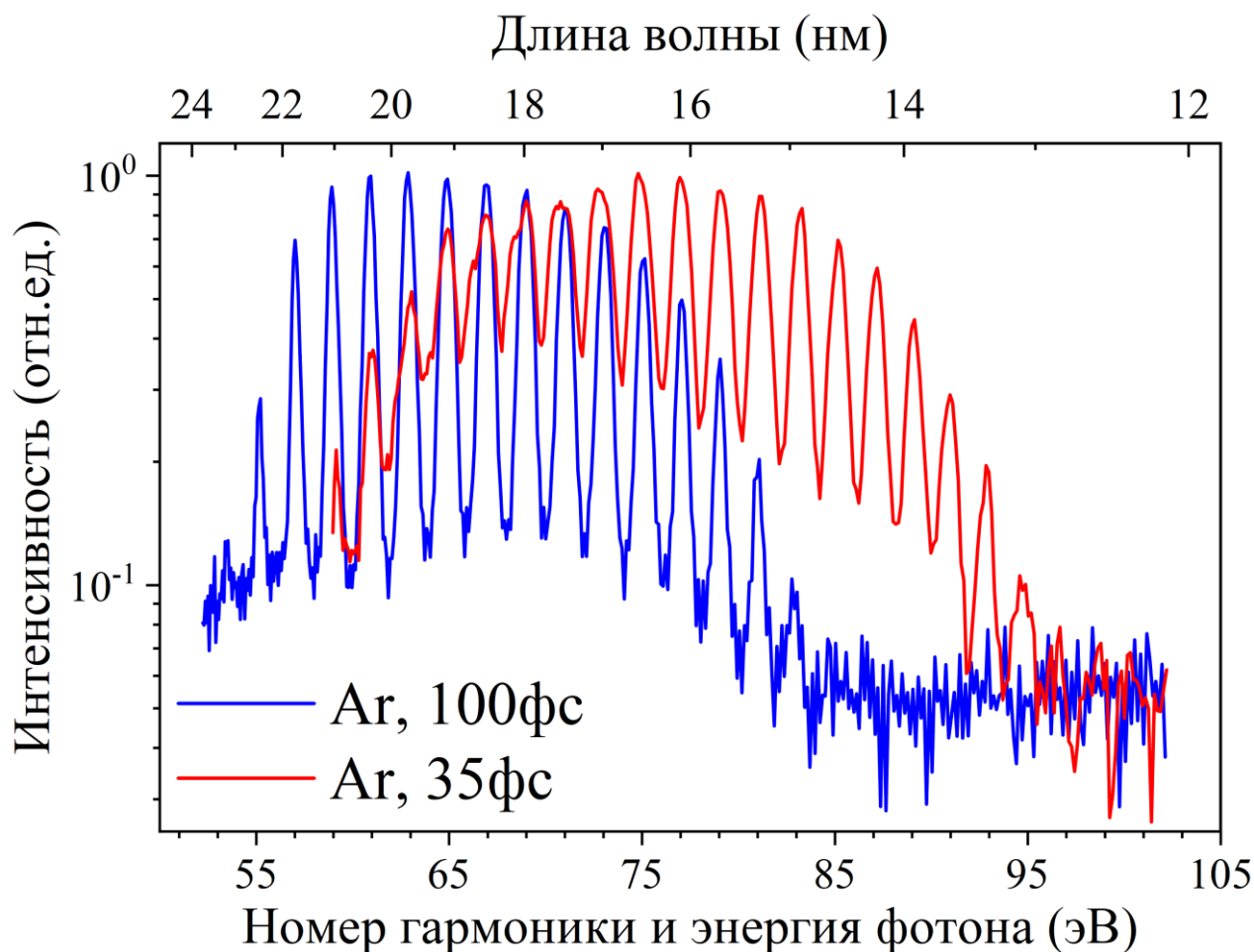


Рис.25. Измеренные спектры, генерируемые излучением на длине волны 1.24 мкм с длительностью импульса 100 фс и энергией 3 мДж (синяя линия) и с длительностью импульса 35 фс и энергией 0.8 мДж (красная линия).

2.2.5. Расширение спектра генерации при использовании газа с большим потенциалом ионизации

Другим способом повышения достигаемой интенсивности является уменьшение скорости плазмообразования путём использования газов с высоким потенциалом ионизации. Вследствие этого удаётся уменьшить концентрацию электронов плазмы, достигаемую к моменту прихода высокоинтенсивной части генерирующего импульса, тем самым снижая для этой части влияние плазменной дефокусировки. Дополнительную роль в расширении спектра при использовании газов с высоким потенциалом ионизации играет само значение потенциала ионизации, однако на

практике его вклад оказывается крайне малым в сравнении с эффектом от подавления плазмообразования. Так, в проведённых экспериментах с He, имеющим наибольший потенциал ионизации (24.6 эВ) среди всех химических элементов, наблюдалось существенное расширение плато гармоник с ~ 69 эВ при использовании Ar до ~ 160 эВ (в ~ 2.3 раза) при использовании He (Рис.26). Такое значительное расширение спектра на ~ 100 эВ не объясняется простым добавлением разницы потенциалов ионизации ($24.6 \text{ эВ} - 15.76 \text{ эВ} = 8.84 \text{ эВ}$) к кинетической энергии генерирующего электрона, а является следствием повышения достигаемой интенсивности в области мишени. Стоит отметить, что помимо наблюдаемого эффекта расширения спектра, повышение интенсивности приводит к компенсации уменьшения фотоэмиссионного отклика одиночного атома, которое является следствием увеличения потенциала ионизации. За счёт этого уровень регистрируемого с He сигнала спектра гармоник сопоставим с уровнем сигнала, наблюдаемым при использовании Ar. Таким образом, использование газов с высоким потенциалом ионизации является крайне эффективным способом расширения спектра гармоник высокого порядка.

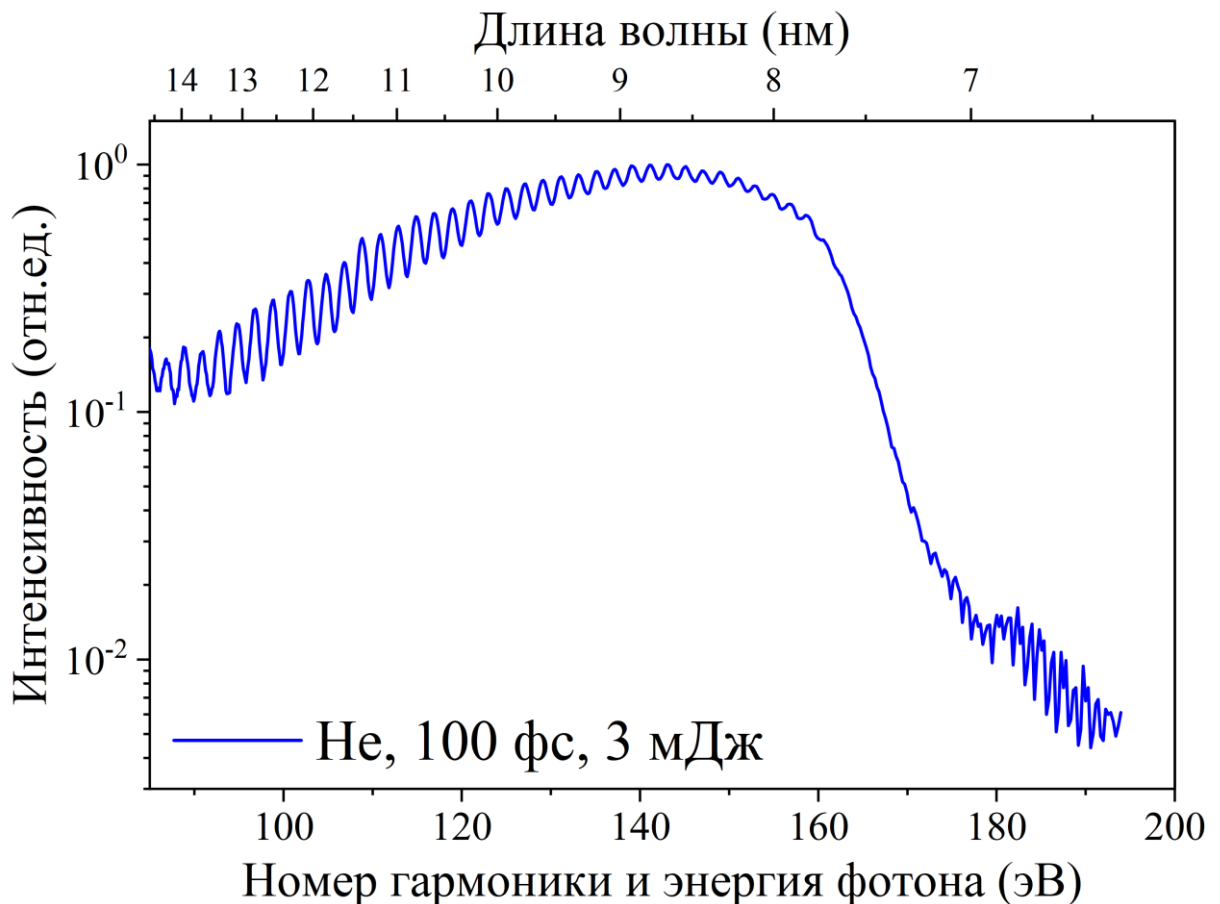


Рис.26. Измеренный спектр, генерируемый излучением с длиной волны 1.24 мкм, длительностью импульса 100 фс, энергией 3 мДж в гелии.

Итак, рассмотренная в данной главе оптимизация влияния эффектов макро- и микроскопического отклика среды обеспечивает возможность генерации широкополосного когерентного излучения в диапазоне от видимого до мягкого рентгеновского диапазона (Рис.27) с использованием одноцветного многопериодного фемтосекундного излучения с длиной волны 1.24 мкм. Полученные экспериментальные результаты заложили основу для дальнейшей реализации двухцветной генерации гармоник высокого порядка в присутствии излучения терагерцевого и среднего ИК-диапазонов, чему посвящены следующие главы диссертационной работы.

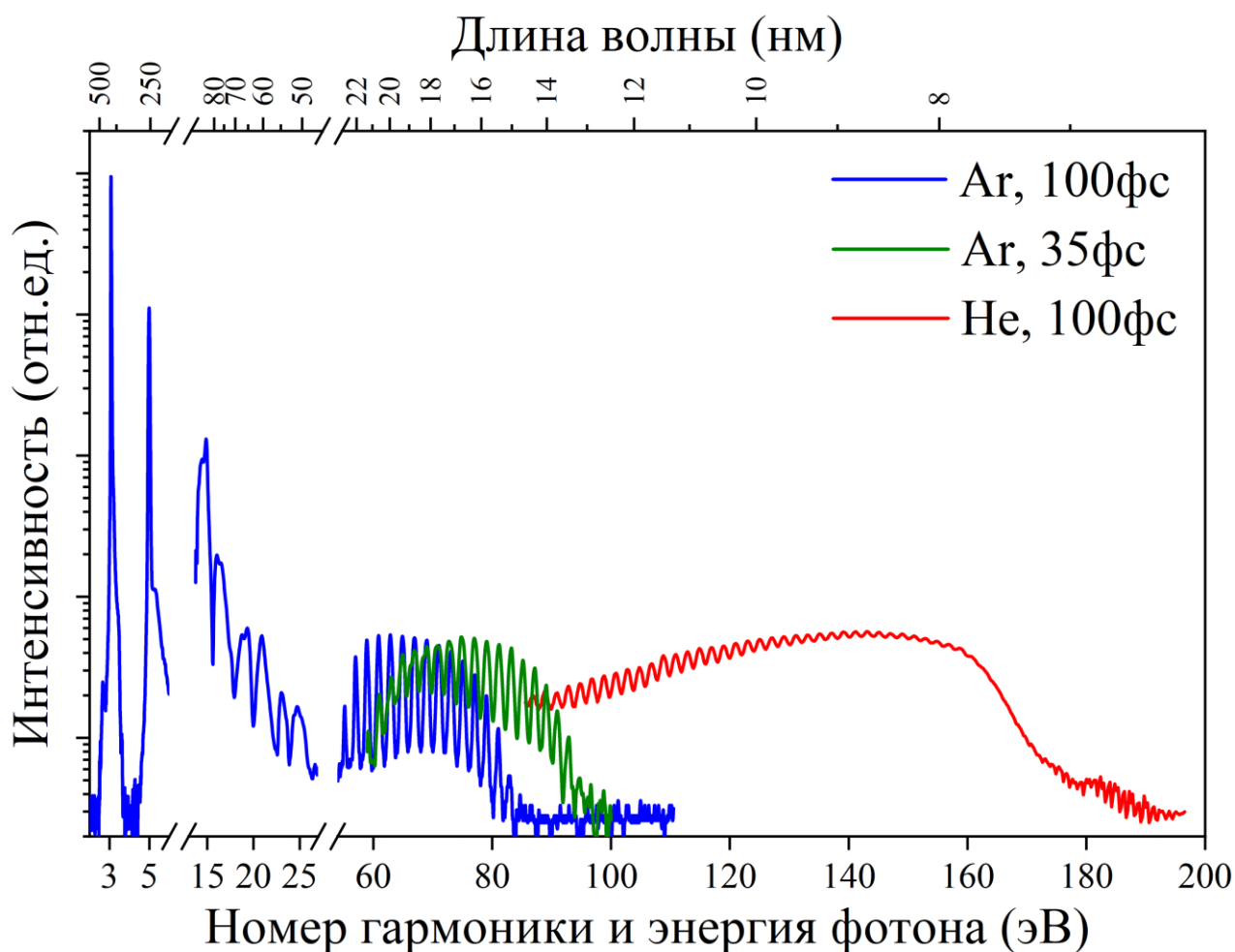


Рис.27. Измеренные спектры генерируемого излучения гармоник при воздействии излучения с длиной волны 1.24 мкм на Ar при длительности импульса 100 фс (синяя линия) и 35 фс (зелёная линия), а также при воздействии излучения с длиной волны 1.24 мкм на He при длительности импульса 100 фс (красная линия).

2.3. Выводы по результатам главы 2

1. Изменение количества атомов аргона, участвующих в генерации излучения гармоник, позволяет провести оптимизацию энергии генерируемого излучения как в случае гармоник низкого порядка ($\sim 1-5$ эВ), для которых поглощение в среде генерации

пренебрежимо мало, так и в случае гармоник высокого порядка ($\sim 50\text{-}250$ эВ), для которых длина поглощения сравнима с длиной среды генерации.

2. Квадратичная фазовая модуляция в диапазоне от -10^4 фс² до 10^4 фс² генерирующего импульса с длиной волны 1.24 мкм, интенсивностью на уровне $\sim 10^{14}$ Вт/см² и спектрально-ограниченной длительностью 100 фс позволяет повысить эффективность генерации излучения гармоник в ~ 2 раза по сравнению со случаем спектрально-ограниченного импульса, а также осуществить тонкое (на масштабах ~ 15 эВ) управление шириной спектра гармоник за счёт изменения интенсивности, достигаемой в области мишени.
3. Расширение спектра гармоник высокого порядка на ~ 10 эВ и уширение отдельных спектральных линий может быть осуществлено путём сокращения со 100 фс до 25 фс длительности генерирующего импульса с длиной волны 1.24 мкм и интенсивностью на уровне 10^{14} Вт/см² в условиях снижения энергии импульса в 2.5 раза, что является следствием повышения интенсивности, достигаемой в области мишени, за счёт уменьшения влияния лазерно-индуцированной плазмы.
4. Существенное расширение плато гармоник на ~ 100 эВ без значительного уменьшения эффективности преобразования при использовании для генерации излучения с длиной волны 1.24 мкм, длительностью 100 фс и интенсивностью на уровне 10^{14} Вт/см² может быть осуществлено путём замены газа Ag с потенциалом ионизации 15.75 эВ на He с более высоким потенциалом ионизации (24.6 эВ), что является следствием увеличения достигаемой интенсивности за счёт уменьшения скорости плазмообразования.

2.4. Публикации по результатам главы 2

1. **Б. В. Румянцев**, К. Е. Михеев, А. В. Пушкин, Е. А. Мигаль, С. Ю. Стремоухов, Ф. В. Потёмкин, ‘Генерация оптических гармоник при взаимодействии высокоинтенсивного (до 10^{14} Вт/см²) фемтосекундного лазерного излучения среднего ИК диапазона лазерной системы на кристалле Fe:ZnSe с плотной ламинарной газовой струей’, Письма в ЖЭТФ, vol. 115, no. 7, pp. 431–436, Apr. 2022.

Переводная версия:

Rumiantsev, B. V., Mikheev, K. E., Pushkin, A. V., Migal, E. A., Stremoukhov, S. Yu., & Potemkin, F. V. (2022). Optical Harmonics Generation under the Interaction of Intense (up to 10^{14} W/cm²) Mid-Infrared Femtosecond Laser Radiation of a Fe:ZnSe Laser System with a Dense Laminar Gas Jet. *JETP Letters*, 115(7), 390–395.

2. **Б. В. Румянцев**, А. В. Пушкин, К. Е. Михеев, Ф. В. Потёмкин, ‘Влияние длины и давления газовой струи на процесс генерации оптических гармоник фемтосекундным излучением

лазерной системы на кристалле Fe:ZnSe с длиной волны 4.5 мкм', Письма в ЖЭТФ, vol. 116, no. 10, pp. 659–666, Nov. 2022,

Переводная версия:

Rumiantsev, B. V., Pushkin, A. V., Mikheev, K. E., & Potemkin, F. V. (2022). Effect of the Length and Pressure of a Gas Jet on Optical Harmonics Generation by 4.5- μm Femtosecond Laser Radiation of a Fe:ZnSe Laser System. *JETP Letters*, 116(10), 683–690.

3. **Б. В. Румянцев,** А. В. Пушкин, Ф. В. Потёмкин, 'Генерация гармоник высокого порядка вблизи низкочастотного края плато при нелинейном распространении фемтосекундного лазерного излучения ближнего ИК диапазона с длиной волны 1.24 мкм в плотной струе аргона', Письма в ЖЭТФ, vol. 118, no. 4, pp. 270–279, Aug. 2023.

Переводная версия:

Rumiantsev, B. V., Pushkin, A. V., & Potemkin, F. V. (2023). High Harmonic Generation near the Low-Frequency Edge of a Plateau under Nonlinear Propagation of 1.24- μm Near-Infrared Femtosecond Laser Radiation in a Dense Argon Jet. *JETP Letters*, 118(4), 273–281.

4. **Б. В. Румянцев,** Е. А. Мигаль, Е. А. Лобушкин, А. В. Пушкин, Ф. В. Потёмкин. (2025). Генерация яркого рентгеновского излучения в диапазоне длин волн 27-15 нм при воздействии высокоинтенсивных фазово-модулированных фемтосекундных лазерных импульсов ближнего ИК диапазона на газовую струю. *Письма в ЖЭТФ*, 121(5), 358–364.

Переводная версия:

B. V. Rumiantsev, E. A. Migal, E. A. Lobushkin, A. V. Pushkin, and F. V. Potemkin. (2025). Generation of Bright X-Ray Radiation in the Wavelength Range of 15–27 nm under Excitation of a Gas Jet by Intense Phase-Modulated Near-Infrared Femtosecond Laser Pulses. *JETP Letters*, 121(5), 338–344.

Глава 3. Генерация гармоник при воздействии фемтосекундного лазерного излучения ближнего ИК диапазона на газовую среду в присутствии терагерцевого поля

Управление шириной спектра, его интенсивностью и заполнением может быть осуществлено путём использования для генерации синтезированного лазерного поля, представляющего собой комбинацию основного коротковолнового лазерного излучения и добавочного длинноволнового лазерного поля. Такая комбинация полей позволяет сформировать уширенный квазинепрерывный спектр с сохранением высокого уровня эффективности генерации, где длинноволновая компонента обеспечивает эффективное ускорение электрона за счёт масштабирования ponderomotive энергии как $\propto \lambda^2$, в то время как коротковолновая компонента позволяет сохранить высокий фотоэмиссионный отклик атома.

В качестве основных параметров, определяющих влияние добавочного длинноволнового поля на процесс генерации гармоник, следует выделить отношение длин волн генерирующих полей, определяемое как $\Lambda = \lambda_{\text{длин}}/\lambda_{\text{коротк}}$, где $\lambda_{\text{длин}}$ и $\lambda_{\text{коротк}}$ – длина волны длинноволнового и коротковолнового полей, соответственно, а также отношение пиковых напряжённостей данных полей, определяемое как $a = E_{\text{длин}}^{\text{пик}}/E_{\text{коротк}}^{\text{пик}}$, где $E_{\text{длин}}^{\text{пик}}$ и $E_{\text{коротк}}^{\text{пик}}$ – пиковые напряжённости длинноволнового и коротковолнового полей, соответственно. На основе данных параметров можно провести классификацию характерных типов длинноволнового поля. Так, отношение длин волн $\Lambda \gtrsim 1$ определяет умеренно длинноволновое добавочное поле, $\Lambda \gg 1$ – сильно длинноволновое добавочное поле, отношение напряжённостей полей $a \ll 1$ определяет слабо возмущающее относительно основного излучения добавочное длинноволновое поле, $a \lesssim 1$ – сильно возмущающее относительно основного излучения добавочное длинноволновое поле. Следует подчеркнуть, что термины «слабо возмущающее» и «сильно возмущающее» поле используются здесь для характеристики воздействия длинноволнового поля относительно влияния основного генерирующего коротковолнового поля. А именно, длинноволновое поле считается слабо возмущающим ($a \ll 1$), если оно слабо изменяет динамику электронной волновой функции относительно той, которая имеет место при генерации гармоник одноцветным коротковолновым излучением в отсутствие данного поля, и потому может рассматриваться в рамках теории возмущений. Соответственно, длинноволновое поле считается сильно возмущающим ($a \lesssim 1$) в случае, если оно значительно изменяет динамику электронной волновой функции относительно той, которая имеет место в отсутствие данного поля. При этом в рамках генерации гармоник высокого порядка воздействие синтезированного двухцветного поля в обоих случаях является сильно возмущающим (непертурбативным) воздействием поля на атом,

поскольку характерная напряжённость такого поля (~ 500 МВ/см) лишь на порядок меньше характерной внутриатомной напряжённости электрического поля (~ 5000 МВ/см [2,187]).

Указанные типы добавочного длинноволнового поля определяют четыре возможных режима его воздействия. Первый режим заключается в использовании сильно длинноволнового слабо возмущающего поля ($\Lambda \gg 1$, $a \ll 1$), второй вариант – режим сильно длинноволнового сильно возмущающего поля ($\Lambda \gg 1$, $a \lesssim 1$), третий вариант – режим умеренно длинноволнового слабо возмущающего поля ($\Lambda \gtrsim 1$, $a \ll 1$), четвёртый вариант – режим умеренно длинноволнового сильно возмущающего поля ($\Lambda \gtrsim 1$, $a \lesssim 1$).

В данной главе и Глава 4 представлены оригинальные результаты для представленных вариантов добавочного длинноволнового поля. В качестве основного генерирующего поля использовалось излучение с длиной волны 1.24 мкм. В качестве добавочного сильно длинноволнового поля использовалось ТГц-излучение с центральной длиной волны 100 мкм ($\Lambda \approx 80$), в качестве добавочного умеренно длинноволнового поля – излучение среднего ИК-диапазона с длиной волны 4.5 мкм ($\Lambda \approx 3.6$).

Данная глава посвящена исследованию влияния добавочного ТГц-поля на процесс генерации гармоник. Добавление ТГц-поля с центральной длиной волны 100 мкм при генерации гармоник излучением ближнего ИК диапазона позволяет реализовать режим воздействия сильно длинноволнового поля ($\Lambda \gg 1$). Достигнутая величина пиковой напряжённости ТГц-поля на уровне 7.5 МВ/см, являясь высокой относительно возможностей других лабораторных лазерных установок, обеспечила возможность получения экспериментальных результатов в режиме воздействия слабо возмущающего ТГц-поля ($a \ll 1$). Исследование влияния сильно возмущающего ($a \lesssim 1$) ТГц-поля осуществлялось на основе численного моделирования.

3.1. Генерация гармоник низкого порядка

Для обеспечения связи между эффектами нелинейной оптики и эффектами сильного лазерного поля рассмотрение влияния длинноволнового поля на генерацию гармоник целесообразно начать с процесса генерации гармоник низкого порядка. Добавление ТГц-поля с пиковой напряжённостью ~ 7.5 МВ/см в рамках генерации гармоник низкого порядка при воздействии фемтосекундного лазерного излучения с длиной волны 1.24 мкм на газовую среду аргона приводило к появлению в спектре гармоник чётных порядков (Рис.28А). Формирование чётных гармоник объясняется нарушением симметрии генерирующего поля, что эффективно приводит к асимметричной форме потенциала, создаваемого для электрона системой атом+поле. Поскольку период задействованного ТГц-поля составлял ~ 330 фс, в то время как длительность ИК-импульса составляла 100 фс (FWHM интенсивности), период его осцилляций составлял 4.14

фс, то используемое ТГц-поле имеет квазипостоянное значение как на масштабах периода ИК-осцилляций, так и на масштабах длительности ИК-импульса. За счёт последнего факта зависимость энергии формируемых чётных гармоник от задержки между ИК- и ТГц-импульсами повторяет временную форму ТГц-поля (Рис.28Б).

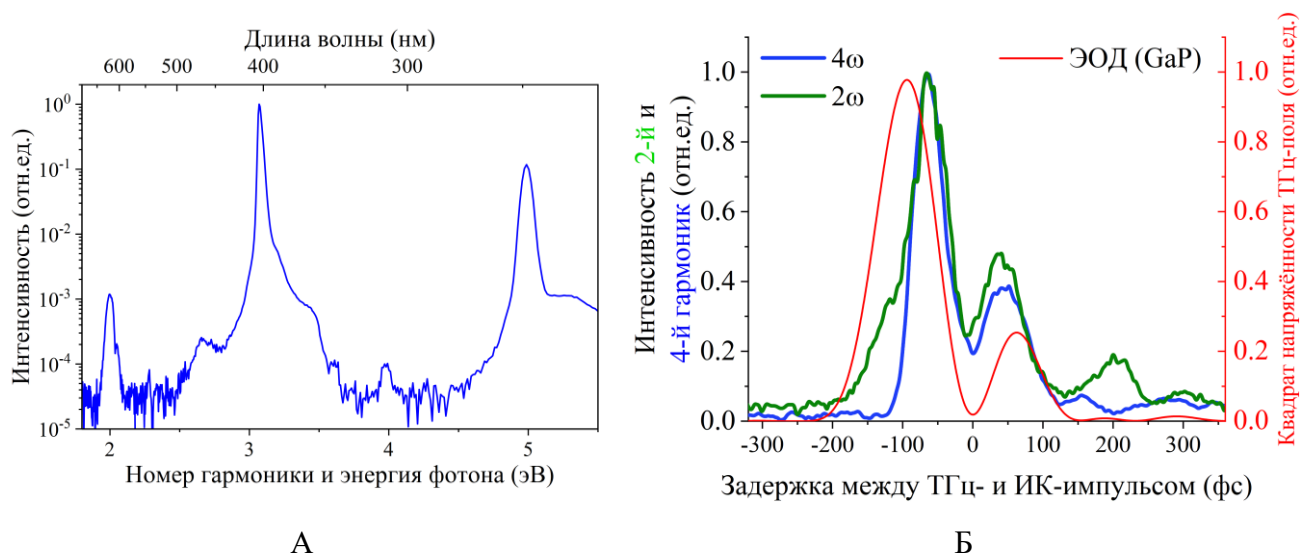


Рис.28. А) Измеренный спектр гармоник низкого порядка (2-5 эВ) при воздействии фемтосекундного лазерного излучения с длиной волны 1.24 мкм на газовую мишень аргона в присутствии ТГц-поля с пиковой напряжённостью 7.5 МВ/см. Б) Зависимость энергии 2-й и 4-й гармоник от временной задержки между ИК- и ТГц-импульсами, а также временная форма квадрата ТГц-поля, измеренная на основе метода электрооптического детектирования [183].

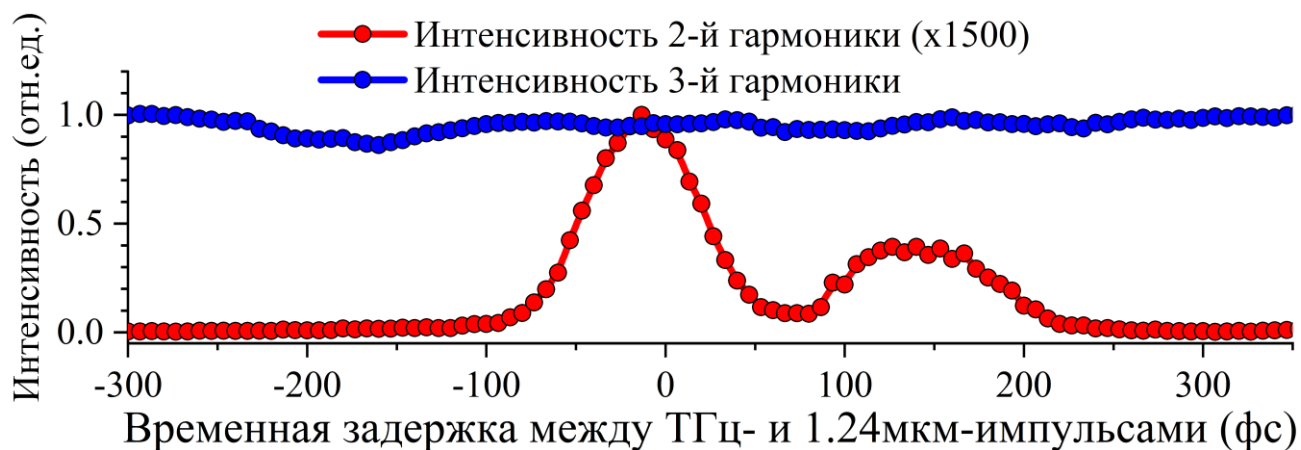


Рис.29. Измеренная зависимость энергии 2-й и 3-й гармоник от временной задержки между ИК- и ТГц-импульсами.

Пертурбативность процесса генерации гармоник низкого порядка обуславливает отсутствие наблюдаемого в эксперименте влияния ТГц-поля на амплитуду нечётных гармоник (Рис.29). Так,

влияние ТГц-поля на интенсивность 3-й гармоники является процессом более высокого порядка малости по сравнению с влиянием ТГц-поля на интенсивность 4-й гармоники.

3.2. Генерация гармоник высокого порядка

Иное поведение демонстрирует спектр гармоник высокого порядка, формируемый в присутствии ТГц-поля. На Рис.30А,Б показаны экспериментально полученные спектры гармоник высокого порядка, полученные с использованием одноцветного (импульс ближнего ИК-диапазона) и двухцветного (импульсы ближнего ИК- и ТГц-диапазонов) лазерного излучения. Оптимальная задержка и пространственное перекрытие ИК- и ТГц-излучения были тщательно оптимизированы перед измерениями. Как можно видеть, добавление ТГц-поля с пиковой напряженностью ~ 7.5 МВ/см ($a = 0.025$) приводит к появлению гармоник чётного порядка. Более того, при добавлении ТГц-поля наблюдается подавление интенсивности нечётных гармоник до уровня, составляющего ~ 0.95 от начальной интенсивности. Стандартное отклонение энергии импульса ближнего ИК диапазона составляет около 1-2%, а флуктуации интенсивности гармоник высокого порядка составляли около 3-5%. Чтобы достоверно зарегистрировать модуляцию интенсивности нечётных гармоник, которая составляет $\sim 5\%$, измерение спектра гармоник в присутствии и в отсутствие ТГц-поля было проведено несколько раз, для получения спектров на Рис.30 было проведено усреднение по 1000 кадрам.

Полученный спектр гармоник высокого порядка (Рис.30А) позволяет оценить достигаемую на мишени интенсивность основного генерирующего излучения на длине волны 1.24 мкм. Учитывая, что энергия фотона крайней гармоники на плато составляет ~ 69 эВ (Рис.30), а также с учётом потенциала ионизации атома Ag ($I_p = 15.76$ эВ), интенсивность основного генерирующего импульса была оценена в $\sim 1.2 \cdot 10^{14}$ Вт/см², что соответствует пиковой напряжённости электрического поля ~ 300 МВ/см. Соответствующее значение параметра Келдыша составляет $\gamma = \sqrt{I_p/2U_p} \approx 0.68$, где U_p – ponderomotorная энергия электрона.

Зависимость интенсивности нечётных и чётных гармоник от временной задержки между ИК- и ТГц-полями воспроизводит временную форму ТГц-поля (Рис.31) - так же, как и в случае гармоник низкого порядка (Рис.28Б).

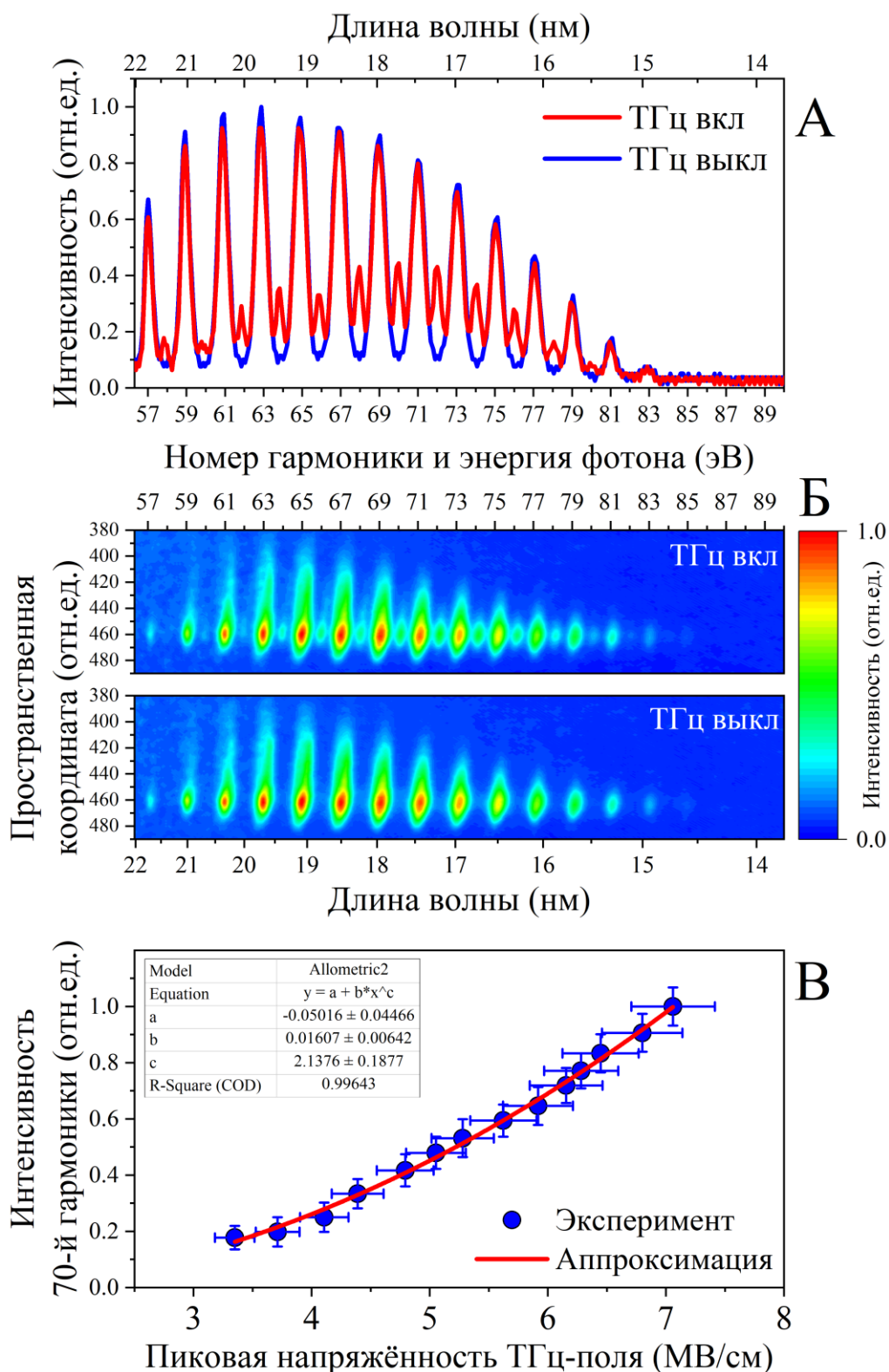


Рис.30. (А) Измеренные спектры гармоник высокого порядка в присутствии (“ТГц вкл”) и в отсутствие (“ТГц выкл”) ТГц-поля с пиковой напряжённостью ~ 7.5 МВ/см. Длина волны основного генерирующего импульса ближнего ИК диапазона соответствует энергии фотона 1 эВ. (Б) Измеренные спектры гармоник, регистрируемые на МКП, в присутствии (“ТГц выкл”) и в отсутствие (“ТГц вкл”) ТГц-излучения. (В) Измеренная зависимость интенсивности 70-й гармоники от пиковой напряжённости ТГц-поля. Газ аргон.

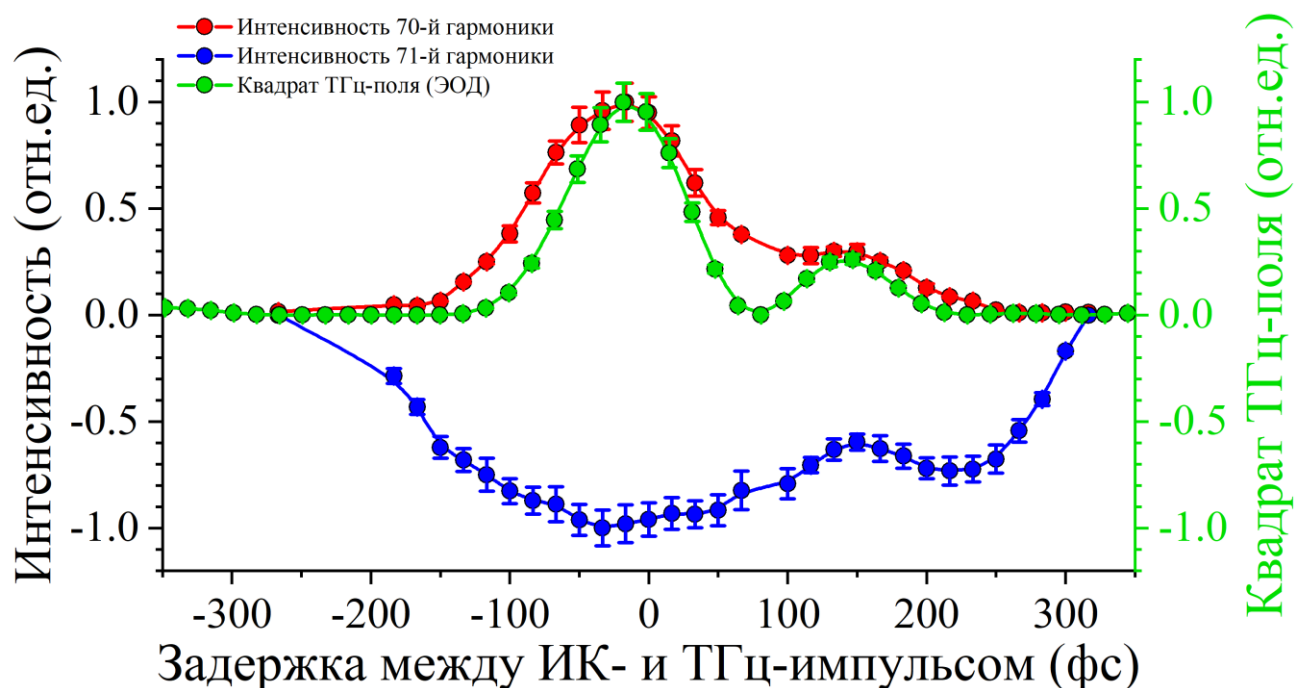


Рис.31. Измеренная зависимость интенсивности гармоник от задержки между ИК- и ТГц-импульсами. Красная и синяя линии представляют зависимости для 70-й и 71-й гармоник соответственно. Квадрат формы сигнала ТГц-поля, измеренный с помощью электрооптического детектирования (ЭОД) с использованием кристалла GaP [183] (зеленая кривая).

Для изучения физического механизма генерации чётных гармоник высокого порядка была измерена зависимость их интенсивности от напряжённости ТГц-поля. На Рис.30В представлена зависимость интенсивности 70-й гармоники от пиковой напряжённости ТГц-поля. Экспериментальные данные с высокой точностью аппроксимируются квадратичной функцией. Квадратичная зависимость интенсивности чётных гармоник высокого порядка от напряжённости ТГц-поля может быть описана аналитически путём введения ТГц-индуцированной поправки первого порядка к квазиклассическому действию генерирующего электрона [188]. Эта поправка приводит к изменению дипольного момента, линейно пропорциональному напряженности ТГц-поля [188]. Поскольку в дипольном приближении мощность излучения пропорциональна квадрату дипольного момента, интенсивность чётных гармоник должна быть пропорциональна квадрату напряженности ТГц-поля, что и наблюдается в проведённом эксперименте.

Более наглядную физическую картину влияния ТГц-поля в рамках генерации гармоник высокого порядка обеспечивает интерференционная модель формирования спектра гармоник. В рамках данной модели ТГц-поле изменяет моменты рекомбинации электрона на соседних

полуциклах ИК-поля, что приводит к появлению дополнительной разности фаз $\Delta\phi = 2\omega_q \Delta t_{\text{рек}}$ между интерферирующими волнами излучения гармоник, генерируемыми на этих полуциклах (Рис.32А). Интерференционная модель процесса генерации гармоник высокого порядка в присутствии ТГц-поля может быть описана совокупным влиянием межпериодной и субпериодной интерференции [189]. В рамках данной модели результирующее распределение спектральной интенсивности выражается как:

$$I_q(q) = K_{\text{меж}}(q) \cdot K_{\text{суб}}(q) \quad (24)$$

где q - номер гармоники, $K_{\text{меж}}(q)$ – множитель, описывающий модуляцию спектра гармоник, вызванную межпериодной интерференцией генерируемого излучения, $K_{\text{суб}}(q)$ – множитель, описывающий субпериодную интерференцию.

Межпериодная интерференция происходит между волнами, генерируемыми на каждом периоде ИК-поля (Рис.32а, сплошная серая кривая). Соответствующее поле q -й гармоники может быть выражено как:

$$E_{\text{меж}}(t) = \sum_{j=1}^N E_{\text{суб}} e^{-i(\omega_q t - j\omega_q T)} \quad (25)$$

где N – количество периодов ИК-поля, на которых происходит генерация полей гармоники, $E_{\text{суб}}$ – амплитуда волны q -й гармоники, сгенерированной на j -м периоде, $\omega_q = q\omega$ – угловая частота q -й гармоники, ω – угловая частота генерирующего ИК-поля, t – время, $T = 2\pi/\omega$ – период ИК-поля. Соответствующее спектральное распределение интенсивности может быть выражено как:

$$I(q) = \left| \sum_{j=1}^N \hat{E}_{\text{суб}} e^{iq\omega T j} \right|^2 = |\hat{E}_{\text{суб}}|^2 \cdot \left| \frac{\sin(N\pi q)}{\sin(\pi q)} \right|^2 \quad (26)$$

где $\hat{E}_{\text{суб}}$ – спектральная амплитуда волны q -й гармоники, сгенерированной на j -м периоде.

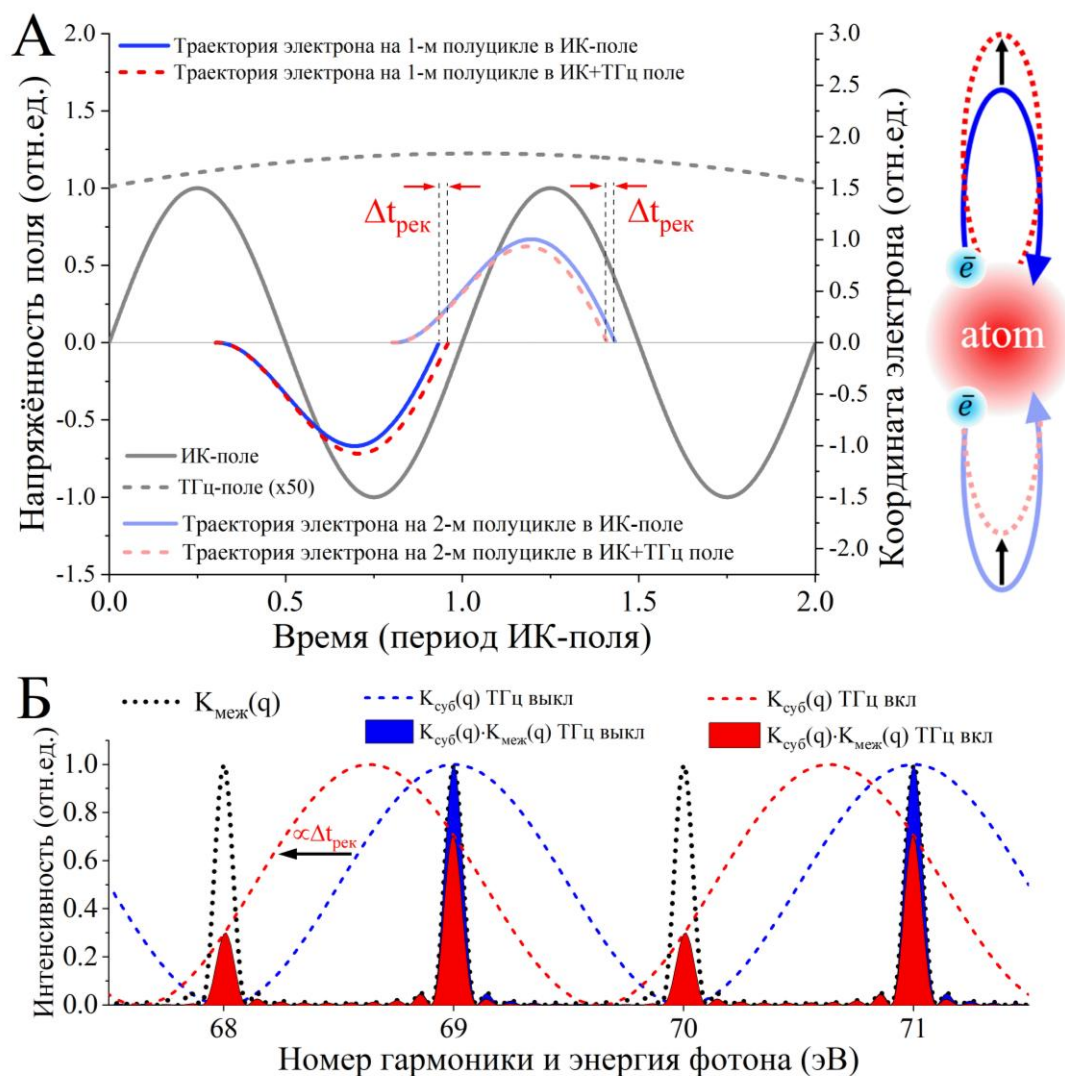


Рис.32. (А) Демонстрация влияния ТГц-поля на траектории движения электрона. ИК-поле обозначено сплошной серой линией, ТГц-поле обозначено пунктирной серой линией. Первая и вторая электронные траектории на масштабах периода ИК-поля обозначены сплошной синей линией в отсутствие ТГц-поля и сплошной красной линией в присутствии ТГц-поля. Добавление ТГц-поля приводит к запаздыванию и опережению моментов рекомбинации для первой и второй электронных траекторий на величину $\Delta t_{\text{рек}}$, соответственно. (Б) Демонстрация влияния субпериодной и межпериодной интерференции на спектр излучения гармоник. Пунктирной чёрной линией обозначен коэффициент межпериодной интерференции $K_{\text{меж}}(q)$. Пунктирными синей и красной линиями обозначены коэффициент субпериодной интерференции $K_{\text{суб}}(q)$ в отсутствие и в присутствии ТГц-поля, соответственно. Добавление ТГц-поля приводит к смещению вдоль оси q кривой $K_{\text{суб}}(q)$, величина смещения пропорциональна $\Delta t_{\text{рек}}$. Заполненными синей и красной кривыми обозначены результирующий спектр гармоник, определяемый как $I_q(q) = K_{\text{меж}}(q) \cdot K_{\text{суб}}(q)$, в отсутствие и в присутствии ТГц-поля, соответственно.

Коэффициент межпериодной интерференции может быть определён как:

$$K_{\text{меж}}(q) = \left| \frac{\sin(N\pi q)}{\sin(\pi q)} \right|^2 \quad (27)$$

Данный коэффициент математически обуславливает формирование спектра в виде отдельных гармоник как нечётных, так и чётных порядков, а также определяет их спектральную ширину (Рис.32Б, пунктирная чёрная линия).

Субпериодная интерференция учитывается путём введения коэффициента $K_{\text{суб}}(q)$. Для определения вида данного коэффициента необходимо рассмотреть интерференцию монохроматических волн q -й гармоники, генерируемых на каждом полупериоде генерирующего ИК-поля. Для гармоник у края плато процесс генерации определяется единой электронной траекторией (Рис.32А, сплошная синяя и пунктирная красная линии). Интерференция волн, сформированных на 1-м и 2-м полупериодах ИК-поля, приводит к формированию результирующего поля, выражение для которого во временном представлении имеет вид:

$$E_{\text{суб}}(t) = E_1 e^{-i(\omega_q t + \phi_1)} + E_2 e^{-i(\omega_q t + \phi_2)} \quad (28)$$

где E_1 и E_2 - амплитуды полей гармоник, генерируемых на первом и втором полупериодах соответственно, ϕ_1 и ϕ_2 - фазы этих полей. Учитывая временной сдвиг $T/2$ между моментами генерации волн, зеркальную симметрию полупериодов генерации, а также смещение моментов рекомбинации за счёт влияния ТГц-поля (Рис.32А), фазы интерферирующих волн могут быть выражены как:

$$\begin{aligned} \phi_1 &= \omega_q \left(-\frac{T}{2} - \Delta t_{\text{рек}} \right) = \omega_q \frac{T}{2} - \Delta\phi_{\text{рек}} \\ \phi_2 &= \pi + \Delta\phi_{\text{рек}} \end{aligned} \quad (29)$$

где $\Delta\phi_{\text{рек}} = \omega_q \Delta t_{\text{рек}}$ - фазовый сдвиг, вызванный влиянием ТГц-поля на момент рекомбинации электрона, фазовый сдвиг π обусловлен противоположной направленностью генерирующего поля на первом и втором полупериодах. Соответствующая разность фаз между двумя генерируемыми полями гармоник может быть выражена как:

$$\Delta\phi(q) = \phi_2 - \phi_1(q) = (q + 1)\pi + \Delta\phi_{\text{ТГц}} \quad (30)$$

где была введена суммарная разница фаз $\Delta\phi_{\text{ТГц}} = 2\Delta\phi_{\text{рек}}$, возникающая за счёт влияния ТГц-поля. Соответствующее распределение интенсивности в спектральном представлении может быть выражено как:

$$I(q) = |\hat{E}_1|^2 \cdot \left| 1 + \frac{\hat{E}_2}{\hat{E}_1} e^{-i\Delta\phi(q)} \right|^2 \quad (31)$$

где \hat{E}_1 и \hat{E}_2 – спектральные амплитуды первой и второй волн гармоник, соответственно. В одноцветном ИК-поле $\hat{E}_1 = \hat{E}_2$ в силу симметричности полупериодов ИК-поля. Данное равенство можно считать верным и при наличии ТГц-поля при условии, что напряжённость ТГц-поля много меньше напряжённости ИК-поля ($a \ll 1$), что выполняется в рамках проведённого эксперимента, где отношение полей ТГц- и ИК-импульсов составляло $a \approx 7.5/300 \approx 0.025$. Использование данного равенства позволяет преобразовать выражение (31) к виду:

$$I(q) = 2|\hat{E}_1|^2 \cdot (1 + \cos[\Delta\phi(q)]) \quad (32)$$

Коэффициент субпериодной интерференции может быть определён как:

$$K_{\text{суб}}(q) = 1 + \cos[\Delta\phi(q)] \quad (33)$$

Величина разности фаз $\Delta\phi_{\text{ТГц}} = 2\Delta\phi_{\text{рек}}$, возникающая за счёт действия ТГц-поля, может быть получена исходя из классической модели движения электрона в электрическом поле линейно поляризованного лазерного поля на основе законов Ньютона:

$$m\ddot{x} = -eE_{\text{ИК}} \cos(\omega t) - eE_{\text{ТГц}} \cos(\Omega t) \quad (34)$$

где m – масса электрона, \ddot{x} – вторая производная координаты электрона по времени t , $e = 1.6 \cdot 10^{-19}$ Кл – модуль заряда электрона, $E_{\text{ИК}}$ и ω – амплитуда и угловая частота ИК-поля, соответственно, $E_{\text{ТГц}}$ и Ω – амплитуда и угловая частота ТГц-поля, соответственно. Считая, что в момент ионизации t_0 электрон расположен в центре атома в точке $x_0 = 0$ и имеет нулевую начальную скорость $v_0 = 0$, решение уравнения (34) может быть записано в виде:

$$x(t) = x_{\text{ИК}}(t) + x_{\text{ТГц}}(t) \quad (35)$$

где $x_{\text{ИК}}(t)$ и $x_{\text{ТГц}}(t)$ – вклады ИК- и ТГц-полей в результирующую траекторию электрона $x(t)$, соответственно, которые могут быть выражены как:

$$\begin{aligned}
x_{\text{ИК}}(t) &= \frac{eE_{\text{ИК}}}{m\omega^2} [\sin(\omega t) - \sin(\omega t_0) - \omega(t - t_0) \cos(\omega t_0)] \\
x_{\text{ТГц}}(t) &= \frac{eE_{\text{ТГц}}}{m\Omega^2} [\sin(\Omega t) - \sin(\Omega t_0) - \Omega(t - t_0) \cos(\Omega t_0)]
\end{aligned} \tag{36}$$

Аналитическое выражение для момента возврата электрона к атому $t_{\text{рек}}$ не может быть получено вследствие трансцендентности уравнения $x(t_{\text{рек}}) = 0$, определяющего момент возврата. Однако оно может быть рассчитано путём численного решения данного уравнения, что позволяет определить разницу моментов рекомбинации $\Delta t_{\text{рек}} = t_{\text{рек}}^{\text{ТГц}} - t_{\text{рек}}$ в присутствии и в отсутствие ТГц-поля (Рис.32А, сплошная синяя и пунктирная красная линии). Данная величина позволяет определить разницу фаз между интерферирующими волнами гармоник, возникающую под действием ТГц-поля:

$$\Delta\phi_{\text{ТГц}} = 2\Delta\phi_{\text{рек}} = 2\omega_q \Delta t_{\text{рек}} \tag{37}$$

Ненулевое значение данной разницы фаз ответственно за сдвиг кривой, задаваемой коэффициентом субпериодной интерференции (33), вдоль оси номера гармоники q , что приводит к появлению гармоник чётных и подавлению гармоник нечётных порядков (Рис.32Б). Рассчитанная разница временной задержки $\Delta t_{\text{рек}}$ с учётом параметров проведённого эксперимента составила ~ 1.6 ас, что соответствует разнице фаз $\Delta\phi_{\text{рек}} \sim 0.173$ рад, которая даёт уменьшение интенсивности нечётных гармоник на $\sim 2.86\%$, рассчитанное в соответствии с приведённой интерференционной моделью, что примерно совпадает с наблюдаемым в эксперименте уменьшением интенсивности нечётных гармоник.

В рамках квантового описания генерации гармоник высокого порядка в приближении сильного поля [43] фаза электрона определяется квазиклассическим действием S . В этом случае ТГц-индуцированная разность фаз $\Delta\phi_{\text{ТГц}} \propto 2S_{\text{ТГц}}$ определяется добавкой к квазиклассическому действию электрона $S_{\text{ТГц}}$. В режиме слабо возмущающего ТГц-поля данная добавка $S_{\text{ТГц}}$ линейно пропорциональна напряженности ТГц-поля [188,189], то есть $S_{\text{ТГц}} \propto E_{\text{ТГц}}$, что даёт $\Delta\phi_{\text{ТГц}} \propto E_{\text{ТГц}}$. При условии малости ТГц-индуцированной разности фаз ($\Delta\phi_{\text{ТГц}} \ll 1$), что справедливо при малой напряжённости ТГц-поля в сравнении с напряжённостью ИК-поля ($a \ll 1$), можно применить разложение Тейлора для косинуса в выражении (33). Ограничиваясь первым ненулевым членом разложения, для гармоник чётных порядков $q_{\text{чётн}}$ выражение (33) принимает вид:

$$K_{\text{суб}}(q_{\text{чётн}}) \propto E_{\text{ТГц}}^2 \quad (38)$$

что находится в согласии с полученным экспериментальным результатом (Рис.30В). Таким образом, рассмотренная интерференционная модель полностью описывает влияние слабо возмущающего ($a \ll 1$) ТГц-поля на вид спектра гармоник высокого порядка, наблюдаемое в проведённом эксперименте.

Для демонстрации потенциала использования сильно возмущающего ($a \lesssim 1$) ТГц-поля для расширения спектра гармоник высокого порядка был проведен численный квантово-механический расчёт на основе приближения сильного поля [43] с учётом экспериментальных параметров. В рамках расчёта дипольный момент системы электрон-атом был рассчитан с использованием метода стационарной фазы. Учитывался вклад электронных траекторий, длительностью не более одного цикла ИК-поля (4.14 фс). Генерирующее поле задавалось как:

$$E(t) = E_{\text{ИК}}(t) + E_{\text{ТГц}}(t) = E_{\text{ИК}_0} e^{-\ln(2)\left(\frac{t-\tau_0}{\tau/2}\right)^2} \cos(\omega(t - \tau_0)) + E_{\text{ТГц}_0} \cos(\Omega t) \quad (39)$$

где $E_{\text{ИК}_0}$ и $E_{\text{ТГц}_0}$ – пиковые напряжённости ИК- и ТГц-полей, соответственно, τ_0 – временная задержка между ИК- и ТГц-импульсами, соответствующая совпадению максимума ТГц-поля с максимумом ИК-поля (см. вставку на Рис.33А), τ – длительность ИК-импульса по уровню 1/2 поля.

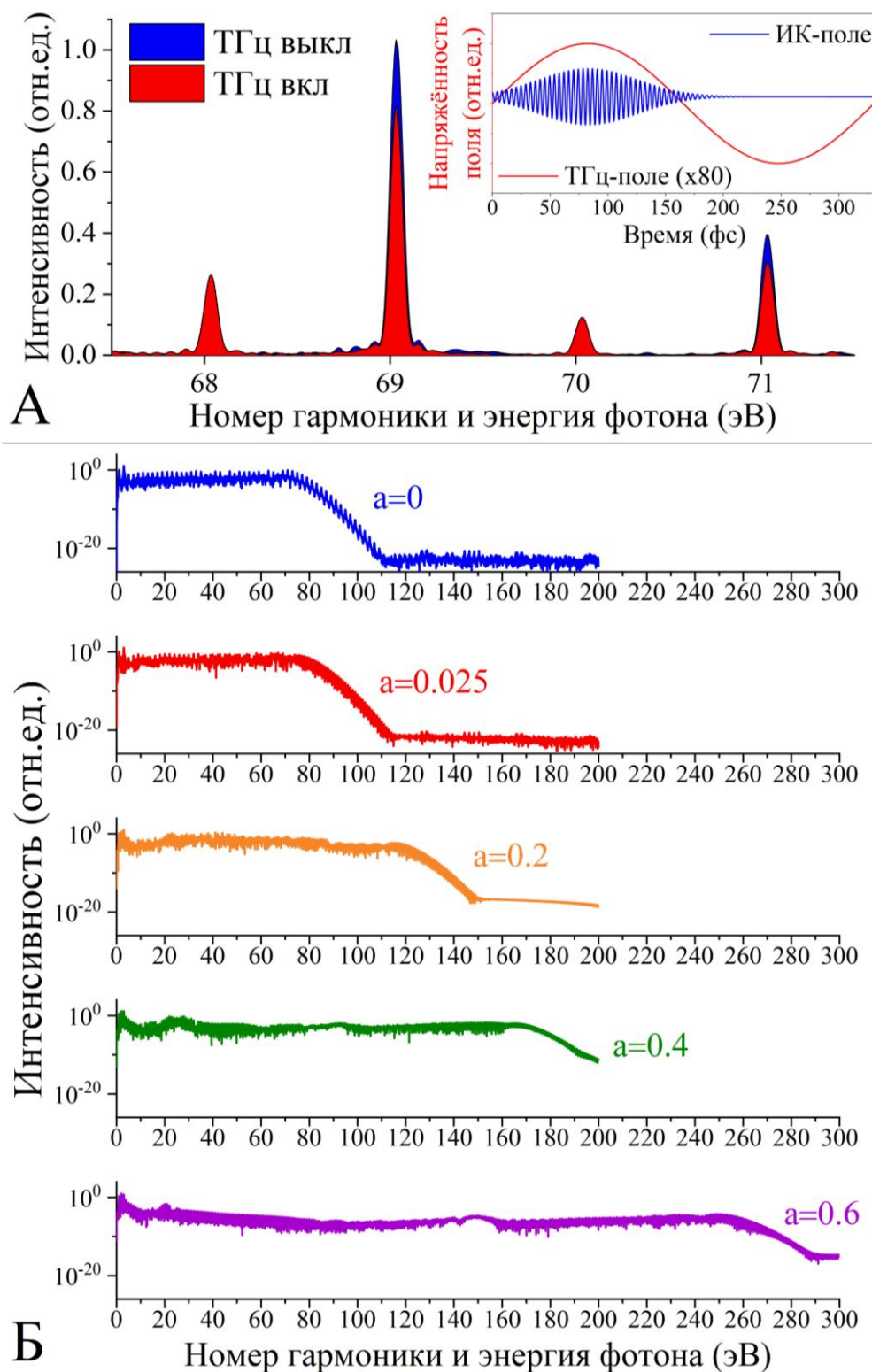


Рис.33. (А) Рассчитанный в приближении сильного поля спектр гармоник в присутствии («ТГц вкл») и в отсутствие («ТГц выкл») ТГц-поля с учётом экспериментальных параметров ($a = 0.025$). Вставка демонстрирует временные формы ИК- и ТГц-полей, реализуемые в эксперименте. (Б) Рассчитанный в приближении сильного поля спектр гармоник в зависимости от относительной напряжённости ТГц-поля a . Напряжённость ИК-поля в расчётах составляла 300 МВ/см. Газ аргон.

Проведённый расчёт при относительной напряжённости ТГц-поля, достигнутой в эксперименте ($a = 0.025$) демонстрирует появление чётных и уменьшение интенсивности нечётных гармоник при добавлении ТГц-поля (Рис.33А), что находится в согласии с экспериментальным результатом (Рис.30А) и свидетельствует о корректности расчётной модели. Использование данной расчётной модели позволяет исследовать влияние напряжённости ТГц-поля на ширину плато гармоник. Как свидетельствует Рис.33Б, увеличение пиковой напряжённости ТГц-поля приводит к расширению спектра гармоник в сторону больших энергий фотонов. При напряжённости ТГц-поля $a \approx 0.4$ (120 МВ/см) наблюдается смещение частоты отсечки плато гармоник до значения примерно $I_p + 9U_p$, что свидетельствует о примерно троекратном увеличении кинетической энергии электрона по сравнению со случаем одноцветного воздействия ИК-полем. Дальнейшее увеличение относительной напряжённости ТГц-поля, позволяя расширить плато гармоник, в то же время приводит к существенному уменьшению интенсивности генерируемого излучения более, чем на 2 порядка. Поэтому значение относительной напряжённости ТГц-поля $a \approx 0.4$ можно считать оптимальным, поскольку оно позволяет добиться существенного расширения спектра гармоник при умеренном уменьшении эффективности генерации. Стоит отметить, что результаты проведённого расчёта находятся в согласии с результатами расчёта кинетической энергии электрона в суммарном поле ИК-импульса и статического электрического поля [60].

Механизм уширения спектра при добавлении сильно возмущающего ($a \lesssim 1$) ТГц-поля обусловлен нарушением симметрии генерирующего поля. Так, кинетическая энергия электрона может быть выражена как:

$$E_{\text{кин}} = \frac{e^2}{2m} \left(\int_{t_{\text{ион}}}^{t_{\text{рек}}} E(t') dt' \right)^2 \quad (40)$$

где e – модуль заряда электрона, m – масса электрона, $t_{\text{рек}}$ и $t_{\text{ион}}$ – моменты рекомбинации и ионизации электрона, соответственно. Поскольку траектория, на которой достигается максимальная кинетическая энергия электрона, начинается в окрестности пика полупериода поля и заканчивается в окрестности конца следующего полупериода, то интеграл в (65) примерно равен интегралу по трём последовательным четвертям периода поля (Рис.34). Поскольку положительная и первая отрицательная четверти компенсируют вклады друг друга в интеграл в (40), то фактически за эффективный набор кинетической энергии в одноцветном поле ответственна лишь третья четверть. Поэтому для увеличения кинетической энергии электрона требуется либо увеличить амплитуду третьей четверти периода поля, что достигается путём

увеличения интенсивности одноцветного поля, либо особым образом нарушить симметрию поля, увеличив результирующий интеграл в (40) за счёт изменения вкладов от четвертей поля. Подходящее нарушение симметрии обеспечивает ТГц-поле, имеющее квазипостоянное значение на масштабах соседних полупериодов поля, где разворачивается действие траектории электрона с максимальной кинетической энергией (Рис.32А). Так, для траекторий, которые начинаются на полупериодах, направленных противоположно ТГц-полю, его добавление приводит к уменьшению амплитуды первой четверти периода, одновременно увеличивая амплитуду второй и третьей четвертей (Рис.34), что приводит к росту интеграла в (40). Уменьшение амплитуды первой четверти приводит к уменьшению вероятности ионизации и, как следствие, уменьшению эффективности генерации уширенного спектра. Вместе с тем, для траекторий, которые начинаются на полупериодах обратной полярности, ТГц-поле увеличивает амплитуду первой четверти периода и уменьшает амплитуды второй и третьей четвертей периода (Рис.34), что приводит к формированию спектра с увеличенной интенсивностью и уменьшенной шириной плато. Вследствие этого в моделировании наблюдается формирование двух плато (Рис.33Б), наблюдаемых при высоком значении ТГц-поля ($a \lesssim 1$). Таким образом, механизм уширения спектра при добавлении сильно возмущающего ТГц-поля заключается в нарушении симметрии осцилляций генерирующего поля.

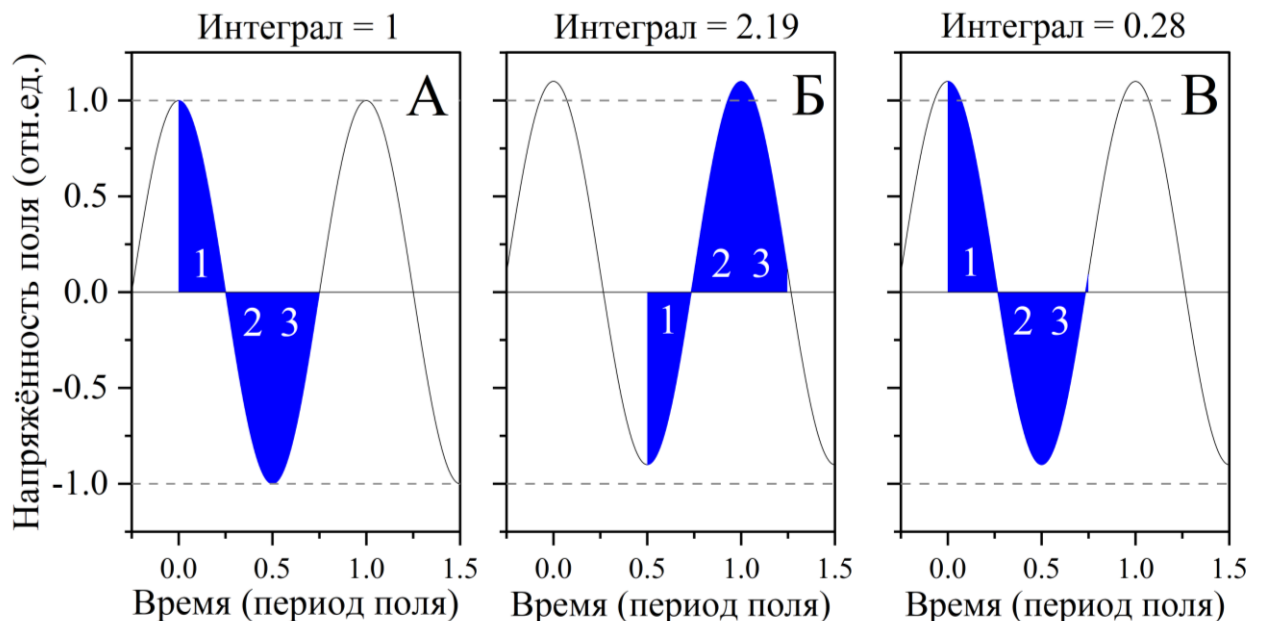


Рис.34. Рассчитанная временная форма поля, представляющего собой сумму полей ближнего ИК и терагерцевого диапазонов (чёрная линия) в отсутствие (А) и в присутствии (Б, В) ТГц-поля ($a = 0.1$). Синей заливкой показан интеграл по трём четвертям периода генерирующего поля.

Реальное экспериментальное использование ТГц-полей с пиковой напряжённостью на уровне сотен МВ/см для эффективного расширения плато гармоник в режиме сильно возмущающего воздействия ($a \lesssim 1$) в настоящий момент является трудноосуществимой задачей вследствие отсутствия компактных источников ТГц-излучения мультигигаваттного уровня мощности. Ситуацию также усугубляет большая длина волны ТГц-излучения, определяющая дифракционно-ограниченный размер ТГц-пучка на уровне нескольких сотен мкм, что препятствует достижению высокой напряжённости ТГц-поля даже при острой фокусировке. Вместе с тем, поскольку роль ТГц-поля в рамках расширения плато гармоник заключается в обеспечении квазипостоянного поля на масштабах периода осцилляций основного поля ближнего ИК-диапазона, то вместо ТГц-излучения может быть использовано иное излучение, лежащее в диапазоне между ближней ИК и ТГц-областями спектра. В качестве такого излучения может быть использовано излучение среднего ИК-диапазона (2.5-30 мкм), обеспечивающее режим умеренно длинноволнового поля ($\Lambda \gtrsim 1$). Лазерное излучение данного диапазона с высокой пиковой мощностью может быть получено с использованием CO₂-лазера с длиной волны ~ 10 мкм [190,191], а также фемтосекундной лазерной системы на кристалле Fe:ZnSe с длиной волны 4.5 мкм [154,192]. Генерация излучения фемтосекундного уровня длительности в CO₂-системах является трудноосуществимой задачей в силу зависимости ширины спектра и эффективности усиления от концентрации молекул активной среды газа CO₂. Использование пикосекундного излучения CO₂-лазера на длине волны ~ 10 мкм с высокой пиковой мощностью будет приводить к эффективному плазмообразованию в среде генерации, что будет нарушать условия фазового согласования и приводить к ограничению достигаемой интенсивности в области мишени, тем самым уменьшая эффективность генерации. На фоне этого более предпочтительным источником является лазерная система на кристалле Fe:ZnSe, генерирующая фемтосекундное лазерное излучение мультигигаваттного уровня пиковой мощности. В связи с этим в рамках данной работы была экспериментально реализована генерация гармоник с использованием данного излучения, чему и посвящена следующая глава.

3.3. Выводы по результатам главы 3

1. Добавление слабо возмущающего ($a \ll 1$, пиковая напряжённость ~ 7.5 МВ/см) сильно длинноволнового ($\Lambda \gg 1$, длина волны 100 мкм) поля терагерцевого диапазона при генерации гармоник высокого порядка при воздействии фемтосекундного лазерного излучения ближнего ИК-диапазона с длиной волны 1.24 мкм и интенсивностью на уровне 10^{14} Вт/см² при воздействии на газовую струю аргона при параллельных линейных поляризациях воздействующих полей приводит к появлению в спектре гармоник чётных порядков и подавлению гармоник нечётных порядков, что является следствием изменения

моментов рекомбинации электрона при нарушении симметрии осцилляций генерирующего поля.

2. Механизм уширения спектра при добавлении сильно возмущающего ($a \lesssim 1$) ТГц-поля к основному генерирующему ИК-излучению на длине волны 1.24 мкм заключается в нарушении симметрии осцилляций ИК-поля квазипостоянным полем. Для экспериментальной реализации уширения за счёт добавления сильно возмущающего ($a \lesssim 1$) длинноволнового поля вместо ТГц-излучения может быть использовано умеренно длинноволновое ($\Lambda \gtrsim 1$) излучение среднего ИК-диапазона с длиной волны 4.5 мкм.

3.4. Публикации по результатам главы 3

1. V. V. Rumiantsev, E. A. Migal, A. V. Pushkin, and F. V. Potemkin. (2025). Observation of terahertz-field-induced coherent control of high-order harmonic generation in a noble gas. *Physical Review A*, 111(2).
2. Шулындин П.А., Румянцев Б.В., Мигаль Е.А., Пушкин А.В., Потёмкин Ф.В. (2025). Влияние терагерцевого поля на процессы генерации гармоник низкого и высокого порядков фемтосекундным лазерным излучением в газовой среде. *Письма в ЖЭТФ*, 121(10).
Переводная версия:
Shulyndin, P. A., Rumiantsev, B. V., Migal, E. A., Pushkin, A. V., & Potemkin, F. V. (2025). Influence of the Terahertz Field on the Processes of Low- and High-Order Harmonic Generation by Femtosecond Laser Pulses in a Gaseous Medium, *JETP Letters* 121(11).

Глава 4. Генерация гармоник при двухцветном воздействии интенсивного лазерного излучения ближнего и среднего ИК диапазонов на газовую среду

Добавление интенсивного фемтосекундного лазерного поля среднего ИК-диапазона с длиной волны 4.5 мкм при генерации гармоник излучением ближнего ИК диапазона позволяет реализовать режим воздействия умеренно длинноволнового ($\Lambda \gtrsim 1$) поля. Мультигигаваттная пиковая мощность лазерной системы на кристалле Fe:ZnSe, генерирующей излучение среднего ИК диапазона с длиной волны 4.5 мкм, позволила получить экспериментальные результаты как в режиме слабо возмущающего ($a \ll 1$), так и в режиме сильно возмущающего ($a \lesssim 1$) воздействия поля среднего ИК диапазона.

4.1. Формирование квазинепрерывного спектра гармоник высокого порядка

В режиме влияния слабо возмущающего поля среднего ИК диапазона ($a \ll 1$) динамика электрона слабо меняется относительно случая одноцветного поля ближнего ИК диапазона, что приводит к генерации комбинационных гармоник (Рис.35А-Г). Динамика волновой функции генерирующего электрона в синтезированном поле, состоящего из комбинации импульсов ближнего и среднего ИК диапазонов, может быть корректно описана путём решения нестационарного уравнения Шрёдингера (НУШ) в приближении сильного поля (ПСП) [43], что позволяет рассчитать спектр генерируемого излучения гармоник (Рис.35А,В). Слабо возмущающий характер воздействия поля среднего ИК диапазона определяет энергии фотонов комбинационных гармоник, которые равны $\hbar\omega_{\text{комб}} = 2m \cdot \hbar\omega_{1.24\text{мкм}} \pm \hbar\omega_{4.5\text{мкм}}$, где m – натуральное число. Поскольку в процессе формирования данных комбинационных гармоник участвует один фотон среднего ИК диапазона, то можно утверждать, что они являются комбинационными гармониками 1-го порядка малости. При этом полное число фотонов, задействованных в процессе генерации, остаётся нечётным, что обусловлено сохранением симметрии временной формы синтезированного лазерного поля.

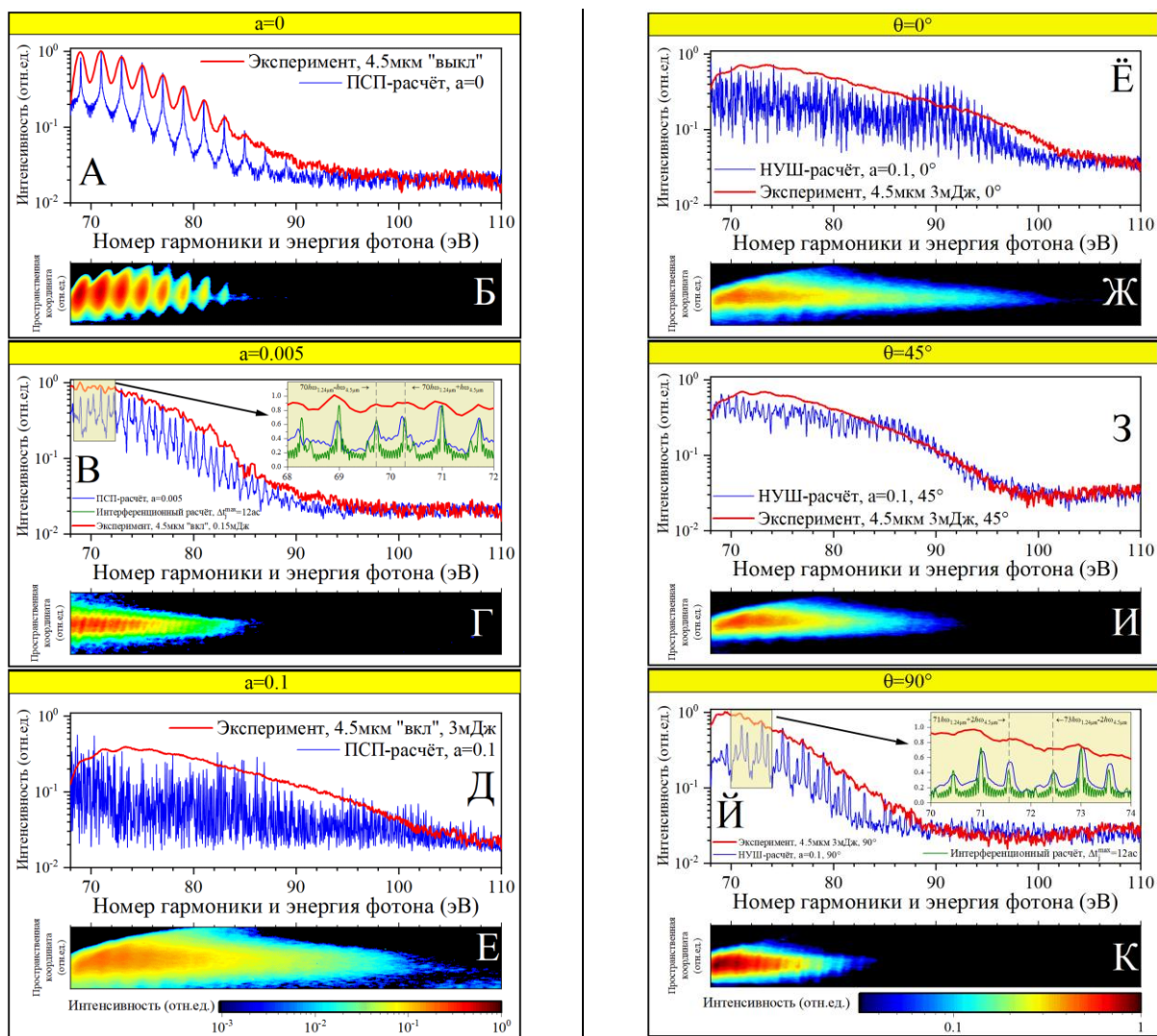


Рис.35. Левый столбец графиков демонстрирует зависимость спектра гармоник высокого порядка от относительной напряжённости a поля среднего ИК диапазона. Измеренный и рассчитанный на основе ПСП спектр в отсутствие (А) и в присутствии слабо (В) и сильно возмущающего (Д) поля среднего ИК диапазона. Соответствующие спектры, регистрируемые на МКП, представлены на (Б), (Г), (Е). На вставке в (В) демонстрируются в увеличенном масштабе измеренный спектр, а также спектры, рассчитанные по ПСП и на основе интерференционной модели. Используемый газ – Ar. Правый столбец графиков демонстрирует зависимость спектра гармоник высокого порядка от угла θ между направлениями поляризации поля среднего ИК диапазона и поля ближнего ИК диапазона. Измеренный и рассчитанный на основе численного решения НУШ спектр при параллельных (Ё), скрещенных под углом $\theta = 45^\circ$ (З) и ортогональных (Й) поляризациях полей ближнего и среднего ИК диапазонов ($a = 0.1$). Соответствующие спектры, регистрируемые на МКП, представлены на (Ж), (И), (К). Вставка в (Й) демонстрирует в увеличенном масштабе измеренный и рассчитанные на основе НУШ и интерференционной модели спектры гармоник высокого порядка. Используемый газ – Ar.

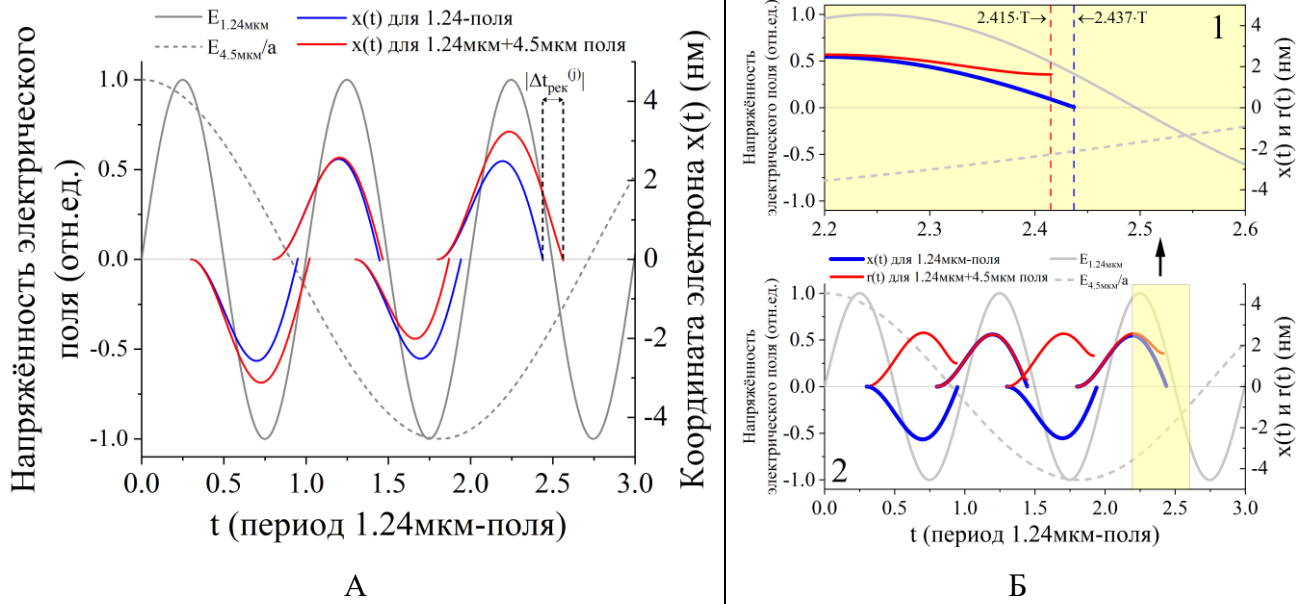


Рис.36. А) Демонстрация влияния поля среднего ИК диапазона на траектории электронов, генерирующих крайние у плато гармоника при параллельных поляризациях полей ближнего и среднего ИК диапазонов. Сплошной серой линией обозначено поле ближнего ИК диапазона, пунктирной серой линией обозначено поле среднего ИК диапазона, нормированное на отношение напряжённостей полей a . Сплошными синими линиями обозначены траектории электронов в одноцветном поле ближнего ИК диапазона, сплошными красными линиями обозначены траектории электронов в синтезированном двухцветном 1.24μкм+4.5μкм поле. Как видно, добавление поля среднего ИК диапазона приводит к неравномерному изменению моментов рекомбинации электронов. Параметры моделирования: напряжённость поля ближнего ИК диапазона 300 МВ/см, для наглядности демонстрации была использована напряжённость поля среднего ИК диапазона 30 МВ/см ($a = 0.1$). Б) Демонстрация влияния поля среднего ИК диапазона на динамику электрона при скрещенных поляризациях компонент ближнего и среднего ИК диапазонов синтезированного двухцветного поля. Траектории электронов $x(t)$ в одноцветном поле ближнего ИК диапазона с поляризацией вдоль оси x показаны синей линией. Красной линией показана зависимость модуля радиус-вектора электрона $r(t) = \sqrt{x^2(t) + y^2(t)}$ в двухцветном поле, состоящем из компоненты ближнего ИК диапазона, поляризованной вдоль оси x , и компоненты среднего ИК диапазона, поляризованной вдоль оси y . На (1) показаны траектории на масштабе одного полупериода поля ближнего ИК диапазона. На (2) показаны траектории на масштабе нескольких полупериодов поля ближнего ИК диапазона. Момент рекомбинации в двухцветном поле приблизительно определяется как момент достижения 1-го локального минимума зависимости $r(t)$. Как можно видеть, добавление ортогонально поляризованного поля среднего ИК

диапазона приводит к более ранней рекомбинации электрона на каждом полупериоде поля ближнего ИК диапазона. Параметры моделирования: поле ближнего ИК диапазона с напряжённостью 300 МВ/см, поле среднего ИК диапазона с напряжённостью 30 МВ/см ($a = 0.1$).

Механизм генерации комбинационных гармоник, формируемых при добавлении слабо возмущающего длинноволнового поля, может быть описан на основе интерференционной модели формирования спектра, опирающейся на полуклассическую трёхступенчатую модель [101] – практически так же, как это было сделано для случая ТГц-поля выше. Однако вследствие того, что длина волны поля среднего ИК диапазона сравнима с длиной волны основного излучения ближнего ИК диапазона ($\Lambda \gtrsim 1$), описание интерференции не может быть разделено на субпериодное и межпериодное рассмотрение, как это было сделано выше для ТГц-поля ($\Lambda \gg 1$). Так, за счёт сравнимых длин волн поле среднего ИК диапазона меняет свою поляриность на масштабах нескольких ($\Lambda \approx 3.6$) полупериодов поля ближнего ИК диапазона, за счёт чего в таком двухцветном поле электрон вынужден рекомбинировать либо раньше, либо позже по сравнению с одноцветным полем ближнего ИК диапазона. Для гармоник у края плато, генерируемых за счёт одной траектории, данный эффект может быть наглядно представлен графически (Рис.36А). Как свидетельствуют результаты проведённых расчётов (Рис.36А), для таких траекторий опережение или запаздывание моментов рекомбинации на конкретном полупериоде поля ближнего ИК диапазона определяется тем, сонаправлены ли векторы напряжённости полей ближнего и среднего ИК-диапазонов на предыдущем полупериоде, на котором начинается траектория. При этом абсолютная величина временной задержки момента рекомбинации определяется величиной поля среднего ИК диапазона на полупериоде начала траектории.

Математическое описание эффекта влияния поля среднего ИК диапазона на моменты рекомбинации генерирующего электрона заключается в следующем. В рамках интерференционной модели результирующее поле q -й гармоники может быть представлено как:

$$E(t) = \sum_{j=1}^N E_j(t) \quad (41)$$

где N – количество полупериодов поля ближнего ИК диапазона, на которых происходит генерация излучения q -й гармоники, $E_j(t)$ – поле q -й гармоники, сгенерированное на j -м полупериоде поля ближнего ИК диапазона, которое выражается как:

$$E_j(t) = E_0 \cdot e^{i(\omega_q t + j\omega_q \frac{T}{2} + j\pi + \phi_{4.5\text{мкм}}^{(j)})} \quad (42)$$

где E_0 – амплитуда поля q -й гармоники, сгенерированной на j -м полупериоде поля ближнего ИК диапазона, $\omega_q = q \cdot \omega$ – угловая частота поля q -й гармоники, ω – угловая частота поля ближнего ИК диапазона, T – период поля ближнего ИК диапазона, слагаемое $j\omega_q \frac{T}{2}$ описывает фазовый набег, возникающий при смещении на полупериод поля ближнего ИК диапазона, слагаемое $j \cdot \pi$ описывает фазовый набег, возникающий за счёт смены полярности (направления) полупериодов поля ближнего ИК диапазона, слагаемое $\phi_{4.5\text{мкм}}^{(j)} = \omega_q \cdot \Delta t_j$ описывает фазовый набег, обусловленный изменением момента рекомбинации электрона на величину Δt_j под действием поля среднего ИК диапазона. При рассмотрении гармоник у края плато, формируемых за счёт нескольких наиболее интенсивных полупериодов воздействующего излучения, расположенных в окрестности центров импульсов, можно использовать приближение монохроматических волн для воздействующие полей:

$$\begin{cases} \vec{E}_{4.5\text{мкм}}(t) = \vec{E}_{4.5\text{мкм}}^{\text{амп}} \cdot \sin(\Omega t + \phi) \\ \vec{E}_{1.24\text{мкм}}(t) = \vec{E}_{1.24\text{мкм}}^{\text{амп}} \cdot \sin(\omega t) \end{cases} \quad (43)$$

где $\vec{E}_{4.5\text{мкм}}^{\text{амп}}$ и $\vec{E}_{1.24\text{мкм}}^{\text{амп}}$ – векторы амплитуды осцилляций полей среднего и ближнего ИК диапазонов, соответственно, Ω – угловая частота поля среднего ИК диапазона, ϕ – начальная фаза поля среднего ИК диапазона. В качестве приближения, справедливость которого подтверждается результатами расчёта на Рис.36А и обуславливается квазипостоянным значением поля среднего ИК диапазона на масштабах полупериода поля ближнего ИК диапазона, можно считать, что величина изменения момента рекомбинации электрона Δt_j на j -м полупериоде определяется изменением мгновенной интенсивности генерирующего поля на $(j - 1)$ -м полупериоде в момент ионизации $t_{j-1}^{\text{ион}}$:

$$\Delta I(t_{j-1}^{\text{ион}}) = I_{1.24+4.5\text{мкм}}(t_{j-1}^{\text{ион}}) - I_{1.24\text{мкм}}(t_{j-1}^{\text{ион}}) \quad (44)$$

где $I_{1.24+4.5\text{мкм}}(t_{j-1}^{\text{ион}})$ – мгновенная интенсивность синтезированного поля, $I_{1.24\text{мкм}}(t_{j-1}^{\text{ион}})$ – мгновенная интенсивность одноцветного поля ближнего ИК диапазона. Поскольку искомой величиной является изменение момента рекомбинации Δt_j относительно случая одноцветного поля ближнего ИК диапазона, то Δt_j может рассматриваться как функция отношения приращения мгновенной интенсивности $\Delta I(t_{j-1}^{\text{ион}})$ в синтезированном поле к мгновенной интенсивности поля

ближнего ИК диапазона $I_{1.24\text{мкм}}(t_{j-1}^{\text{ион}})$. Поскольку в случае слабо возмущающего ($a \ll 1$) поля среднего ИК диапазона данное отношение мало ($\Delta I/I_{1.24\text{мкм}} \ll 1$), то изменение момента рекомбинации Δt_j может быть разложено в ряд Тейлора по данному отношению с точностью до 1-го порядка малости:

$$\Delta t_j = \Delta t \left(\frac{\Delta I(t_{j-1}^{\text{ион}})}{I_{1.24\text{мкм}}(t_{j-1}^{\text{ион}})} \right) \approx \Delta t'(0) \cdot \frac{\Delta I(t_{j-1}^{\text{ион}})}{I_{1.24\text{мкм}}(t_{j-1}^{\text{ион}})} \quad (45)$$

где, в соответствии с определением мгновенной интенсивности, $I_{1.24\text{мкм}}(t_{j-1}^{\text{ион}}) = \frac{c\varepsilon_0}{2} \vec{E}_{1.24\text{мкм}}^2(t_{j-1}^{\text{ион}})$, c – скорость света в вакууме, ε_0 – диэлектрическая проницаемость вакуума, символ $'$ обозначает производную по аргументу функции. Слагаемое нулевого порядка малости в (45) равно нулю в силу того, что в отсутствие поля среднего ИК диапазона отсутствует так же и изменение моментов рекомбинации. Мгновенная интенсивность синтезированного поля, $I_{1.24+4.5\text{мкм}} = \frac{c\varepsilon_0}{2} (E_{1.24\text{мкм}} + E_{4.5\text{мкм}})^2$, определяющая изменение ΔI в (44), выражается как:

$$I_{1.24+4.5\text{мкм}} = I_{1.24\text{мкм}} + 2(\vec{E}_{4.5\text{мкм}} \cdot \vec{E}_{1.24\text{мкм}}) \cdot \frac{c\varepsilon_0}{2} + I_{4.5\text{мкм}} \quad (46)$$

С использованием (44) соответствующее изменение мгновенной интенсивности может быть выражено как:

$$\Delta I = 2(\vec{E}_{4.5\text{мкм}} \cdot \vec{E}_{1.24\text{мкм}}) \cdot \frac{c\varepsilon_0}{2} + I_{4.5\text{мкм}}^2 \quad (47)$$

где $(\vec{E}_{4.5\text{мкм}} \cdot \vec{E}_{1.24\text{мкм}})$ – скалярное произведение полей, выражаемое как:

$$(\vec{E}_{4.5\text{мкм}} \cdot \vec{E}_{1.24\text{мкм}}) = E_{4.5\text{мкм}}(t) \cdot E_{1.24\text{мкм}}(t) \cdot \cos(\theta) \quad (48)$$

где θ – угол между направлениями линейных поляризаций полей среднего и ближнего ИК диапазонов. С учётом (47) и (48) отношение $\Delta I/I_{1.24\text{мкм}}$ может быть выражено как:

$$\frac{\Delta I(t)}{I_{1.24\text{мкм}}(t)} = 2 \frac{E_{4.5\text{мкм}}(t)}{E_{1.24\text{мкм}}(t)} \cdot \cos(\theta) + \left(\frac{E_{4.5\text{мкм}}(t)}{E_{1.24\text{мкм}}(t)} \right)^2 \quad (49)$$

С учётом (43) данное выражение может быть преобразовано к виду:

$$\frac{\Delta I(t)}{I_{1.24\text{МКМ}}(t)} = 2a \frac{\sin(\Omega t + \phi)}{\sin(\omega t)} \cdot \cos(\theta) + \left(a \cdot \frac{\sin(\Omega t + \phi)}{\sin(\omega t)} \right)^2 \quad (50)$$

Поскольку для траекторий, ответственных за генерацию гармоник у края плато, момент ионизации $t_{j-1}^{\text{ион}} = \frac{T}{2} \cdot (j-1) + \frac{T}{4}$ расположен в окрестности максимального значения поля ближнего ИК диапазона (Рис.36А), то справедливо использование приближения $\sin(\omega t_{j-1}^{\text{ион}}) \approx (-1)^{j-1}$. С использованием данного приближения и выражения (50) изменение момента рекомбинации Δt_j , задаваемое формулой (45), может быть выражено как:

$$\Delta t_j \approx \Delta t'(0) \cdot 2a \cdot \frac{\sin(\Omega t_{j-1}^{\text{ион}} + \phi)}{(-1)^{j-1}} \cdot \cos(\theta) + \Delta t'(0) \cdot a^2 \cdot \sin^2(\Omega t_{j-1}^{\text{ион}} + \phi) \quad (51)$$

Для упрощения рассмотрения можно ввести следующие обозначения:

$$\begin{cases} \Delta t_{4.5+1.24\text{МКМ}}^{(j)} = \Delta t'(0) \cdot 2 \cdot \frac{\sin(\Omega t_{j-1}^{\text{ион}} + \phi)}{(-1)^{j-1}} \\ \Delta t_{4.5\text{МКМ}}^{(j)} = \Delta t'(0) \cdot \sin^2(\Omega t_{j-1}^{\text{ион}} + \phi) \end{cases} \quad (52)$$

где $\Delta t_{4.5+1.24\text{МКМ}}^{(j)}$ и $\Delta t_{4.5\text{МКМ}}^{(j)}$ – изменение моментов рекомбинации на j -м полупериоде, вызванное суммой поля ближнего ИК диапазона и проекции поля среднего ИК диапазона и отдельно полем среднего ИК диапазона, соответственно. С использованием данных обозначений выражение (51) может быть записано в виде:

$$\Delta t_j \approx \Delta t_{4.5+1.24\text{МКМ}}^{(j)} \cdot \cos(\theta) \cdot a + \Delta t_{4.5\text{МКМ}}^{(j)} \cdot a^2 \quad (53)$$

Соответствующая добавка к фазе $\phi_{4.5\text{МКМ}}^{(j)} = \omega_q \Delta t_j$ имеет вид:

$$\phi_{4.5\text{МКМ}}^{(j)} \approx \omega_q \left[\Delta t_{4.5+1.24\text{МКМ}}^{(j)} \cdot \cos(\theta) \cdot a + \Delta t_{4.5\text{МКМ}}^{(j)} \cdot a^2 \right] \quad (54)$$

Используя Фурье-преобразование выражения (41) можно получить спектральное распределение интенсивности в виде:

$$\tilde{I}(q) = \left| \tilde{E}_0 \cdot \sum_{j=1}^N e^{i(j\omega_q \frac{T}{2} + j\pi + \phi_{4.5\text{МКМ}}^{(j)})} \right|^2 \quad (55)$$

где \tilde{E}_0 – спектральная амплитуда поля q -й гармоники, сформированной на j -м полупериоде. Выражение (55) совместно с (54) описывает модель влияния поля среднего ИК диапазона на вид спектра гармоник высокого порядка у края плато. Данная модель справедлива в случае, когда изменение локальной интенсивности генерирующего поля за счёт добавления поля среднего ИК

диапазона достаточно малó по сравнению с интенсивностью поля ближнего ИК диапазона ($\Delta I/I_{1.24\text{мкм}} \ll 1$), чтобы изменять лишь фазу генерируемого на каждом полуволне излучения гармоник без изменения его амплитуды \tilde{E}_0 и без изменения момента ионизации ($|\Delta t_{j-1}^{\text{ион}}| \ll T$). Моделирование спектра гармоник на основе данной модели воспроизводит появление комбинационных гармоник 1-го порядка (вставка на Рис.35В), что находится в согласии с экспериментальными результатами.

Добавление сильно возмущающего ($a \lesssim 1$) поля среднего ИК диапазона приводит к формированию квазинепрерывного спектра, уширенного в сторону бóльших энергий фотонов (Рис.35Д,Е). Данный эффект является следствием изменения динамики ионизации и рекомбинации под действием длинноволнового поля, проявляющегося в изменении как фазы, так и амплитуды полей генерируемого излучения гармоник. Данное изменение уже не может быть учтено в рамках модели, описанной выше. Однако формирование квазинепрерывного спектра может быть рассмотрено как генерация комбинационных гармоник высших порядков с энергиями фотонов $\hbar\omega_{\text{комб}} = m \cdot \hbar\omega_{1.24\text{мкм}} \pm n \cdot \hbar\omega_{4.5\text{мкм}}$, где m и n – натуральные числа, сумма $m + n$ составляет нечётное число вследствие симметрии генерирующего поля. Амплитуды данных гармоник определяются динамикой волновой функции генерирующего электрона, которая в рассматриваемом случае сильно возмущающего поля среднего ИК диапазона может быть корректно воспроизведена в рамках квантового описания (Рис.35Д).

В свою очередь, наблюдаемое в эксперименте расширение спектра гармоник высокого порядка обусловлено увеличением максимальной кинетической энергии генерирующего электрона, которое качественно может быть описано следующим образом. Максимальная кинетическая энергия электрона может быть выражена как:

$$E_{\text{кин}} = \frac{m\vec{v}^2}{2} \quad (56)$$

где m – масса электрона, $\vec{v} = \vec{v}_{1.24\text{мкм}} + \vec{v}_{4.5\text{мкм}}$ – вектор скорости электрона в момент рекомбинации, $\vec{v}_{1.24\text{мкм}}$ и $\vec{v}_{4.5\text{мкм}}$ – вклады полей ближнего и среднего ИК диапазонов, соответственно. Нормированная максимальная кинетическая энергия может быть выражена как:

$$\frac{E_{\text{кин}}}{E_{\text{кин}}^{1.24\text{мкм}}} = 1 + 2 \cdot \frac{v_{4.5\text{мкм}}}{v_{1.24\text{мкм}}} \cdot \cos(\theta) + \left(\frac{v_{4.5\text{мкм}}}{v_{1.24\text{мкм}}}\right)^2 \quad (57)$$

где $E_{\text{кин}}^{1.24\text{мкм}}$ – максимальная кинетическая энергия электрона в одноцветном поле ближнего ИК диапазона. Используя временные формы полей ближнего и среднего ИК диапазонов в виде (43) и полагая для простоты $\phi = 0$, можно выразить вклады данных полей в кинетическую энергию электрона как:

$$\begin{cases} v_{1.24\text{МКМ}} = \frac{eE_{1.24\text{МКМ}}^{\text{амп}}}{m\omega} \cdot (\cos(\omega t_{\text{рек}}) - \cos(\omega t_{\text{ион}})) \\ v_{4.5\text{МКМ}} = \frac{eE_{4.5\text{МКМ}}^{\text{амп}}}{m\Omega} \cdot (\cos(\Omega t_{\text{рек}}) - \cos(\Omega t_{\text{ион}})) \end{cases} \quad (58)$$

где e – модуль заряда электрона, $t_{\text{рек}}$ – момент рекомбинации, $t_{\text{ион}}$ – момент ионизации. Раскладывая косинусы в (58) в ряд Тейлора и учитывая, что траектория, на которой генерируется фотон с максимальной энергией на плато, стартует и заканчивается на полуциклах разной полярности обоих полей (см. раздел 4.2), можно преобразовать (58) к виду:

$$\begin{cases} v_{1.24\text{МКМ}} \approx \frac{eE_{1.24\text{МКМ}}^{\text{амп}}}{m} \cdot ((t_{\text{рек}} - t_{\text{рек}0}) + (t_{\text{ион}} - t_{\text{ион}0})) \\ v_{4.5\text{МКМ}} \approx \frac{eE_{4.5\text{МКМ}}^{\text{амп}}}{m} \cdot ((t_{\text{рек}} - t_{\text{рек}0}) + (t_{\text{ион}} - t_{\text{ион}0})) \end{cases} \quad (59)$$

где $t_{\text{ион}0}$ и $t_{\text{рек}0}$ – точки разложения косинусов в ряд Тейлора в (58), $t_{\text{ион}0}$ соответствует пику полуцикла синтезированного поля, $t_{\text{рек}0}$ соответствует моменту достижения нулевого значения поля. Фактически, переход от (58) к (59) произведён путём кусочно-линейной аппроксимации временных форм полей ближнего и среднего ИК диапазонов. Подставляя (59) в (57), можно получить приближённое выражение для нормированной максимальной кинетической энергии электрона:

$$\frac{E_{\text{кин}}}{E_{\text{кин}}^{1.24\text{МКМ}}} = 1 + 2 \cdot a \cdot \cos(\theta) + a^2 \quad (60)$$

Как свидетельствует данное выражение, основной вклад, имеющий первый порядок малости ($\propto a$), вносит слагаемое, обусловленное суммой поля ближнего ИК диапазона и проекции поля среднего ИК диапазона, в то время как непосредственный вклад от поля среднего ИК диапазона имеет 2-й порядок малости ($\propto a^2$).

Аналогичная ситуация реализуется и для величины изменения моментов рекомбинации, выражаемой (53), где основной вклад так же вносит слагаемое 1-го порядка малости ($\propto a$), обусловленное суммой параллельных полей. Исходя из этого можно сделать вывод, что изменение угла θ между направлениями поляризации полей среднего и ближнего ИК диапазонов может выступать как параметр, обеспечивающий управление вкладом 1-го порядка малости в изменение динамики генерирующего электрона. Стоит подчеркнуть, что синтезированное лазерное поле при $\theta \neq 0$, имеющее сложное состояние поляризации, по-прежнему будет генерировать линейно поляризованное излучение гармоник, поскольку эффективность фотоэмиссии одиночного атома масштабируется как $\propto \lambda^{-5}$ [44]. За счёт данного масштабирования проекция поля генерируемого излучения на направление поляризации

длинноволнового поля существенно ниже (на $\sim 2-3$ порядка), чем на направление основного коротковолнового поля (Рис.37).

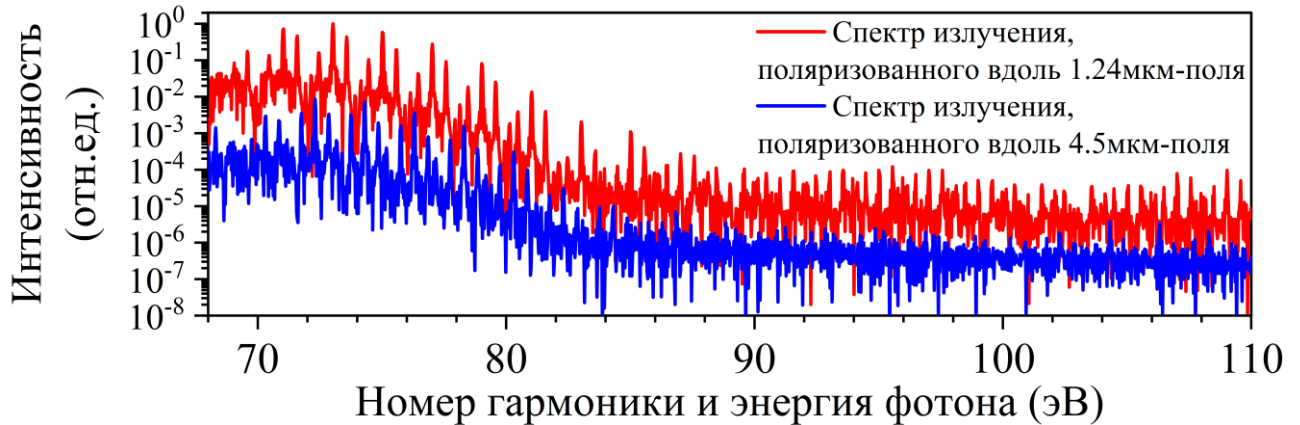


Рис.37. Рассчитанные на основе численного решения НУШ спектры излучения гармоник, поляризованного вдоль направления поляризации поля ближнего ИК диапазона (красная линия) и поляризации поля среднего ИК диапазона (синяя линия), при воздействии двухцветного поля с ортогональными поляризациями компонент ближнего (300 МВ/см) и среднего (30 МВ/см) ИК диапазонов.

Гипотеза о возможности управления вкладом 1-го порядка малости за счёт изменения угла θ между поляризациями компонент синтезированного поля была проверена экспериментально. Как показали проведённые измерения, в случае сильно возмущающего поля среднего ИК диапазона ($a \lesssim 1$) поворот линейной поляризации поля среднего ИК диапазона относительно поля ближнего ИК диапазона вплоть до угла $\theta = 90^\circ$ приводит к переходу от квазинепрерывного уширенного спектра к дискретному спектру, содержащему комбинационные гармоники и имеющему такую же ширину, как и в случае одноцветного поля ближнего ИК диапазона (Рис.35Ё-К). Появление комбинационных гармоник говорит о переходе обратно к режиму слабо возмущающего влияния поля среднего ИК диапазона, в то время как отношение напряжённостей a остаётся неизменным. При этом наблюдаемые комбинационные гармоники имеют энергии фотонов $\hbar\omega_{\text{комб}} = (2m + 1) \cdot \hbar\omega_{1.24\text{мкм}} \pm 2 \cdot \hbar\omega_{4.5\text{мкм}}$ (вставка на Рис.35Й), что свидетельствует об участии двух фотонов среднего ИК диапазона в формировании данных гармоник и позволяет сделать вывод о том, что данные гармоники являются следствием возмущающего воздействия поля среднего ИК диапазона 2-го порядка малости. Совокупность данных фактов свидетельствует о подавлении эффектов воздействия поля среднего ИК диапазона 1-го порядка малости при переходе к ортогональным поляризациям компонент синтезированного поля, что согласуется с выражениями (53) и (57).

В то время как исчезновение эффектов 1-го порядка малости может быть рассмотрено как следствие правил отбора для фотонов в дипольном приближении [193], более наглядное объяснение может быть дано в рамках волнового описания. Так, согласно выражениям (53) и (57), уменьшение вклада 1-го порядка малости при скрещивании поляризации полей среднего и ближнего ИК диапазонов является следствием того, что при скрещивании поляризации происходит уменьшение проекции поля среднего ИК диапазона на направление поляризации поля ближнего ИК диапазона. Вследствие этого электрон уже не может набирать кинетическую энергию так же эффективно, как в случае параллельных полей. Поэтому в предельном случае ортогональных поляризации его кинетическая энергия будет определяться суммой отдельных вкладов сильного поля ближнего ИК диапазона и относительно небольшого поля среднего ИК диапазона, что обуславливает отсутствие расширения при ортогональных поляризациях компонент синтезированного поля (Рис.35К).

В свою очередь, слабое воздействие ($\propto a^2$) поля среднего ИК диапазона на динамику генерирующего электрона при ортогональных поляризациях допускает корректное описание механизма формирования комбинационных гармоник 2-го порядка на основе интерференционной модели, описанной выше. Важным отличием влияния ортогонально поляризованного поля среднего ИК диапазона от случая параллельных поляризации полей среднего и ближнего ИК диапазонов является тот факт, что действие ортогонального поля среднего ИК диапазона на каждом полупериоде поля ближнего ИК диапазона приводит к более раннему наступлению моментов рекомбинации электрона по сравнению с одноцветным воздействием излучения ближнего ИК диапазона. Такое опережение моментов рекомбинации вызвано тем фактом, что ортогональное поле среднего ИК диапазона отдаляет электрон от атома по оси своей поляризации в момент, когда электрон возвращается к атому по оси поляризации поля ближнего ИК диапазона. Это приводит к тому, что электрон вынужден рекомбинировать в более ранний момент времени, пока его волновая функция не успела претерпеть ещё большее расплывание и сместиться от атома на большее расстояние (Рис.36Б). Опережение моментов рекомбинации на каждом полупериоде поля ближнего ИК диапазона математически описывается возведением в квадрат временной формы поля среднего ИК диапазона в выражении (52) для $\Delta t_{4.5\text{мкм}}^{(j)}$. Результаты моделирования на основе выражений (52)–(55) для случая ортогональных поляризации находятся в согласии с экспериментальными данными (вставка на Рис.35Й), что свидетельствует о корректности рассмотренной интерференционной модели как в случае параллельных, так и в случае ортогональных поляризации компонент синтезированного поля.

Таким образом, как свидетельствуют полученные экспериментальные данные и их анализ, повышение напряжённости длинноволнового поля при генерации гармоник высокого порядка

синтезированным двухцветным полем позволяет осуществить переход от дискретного спектра, содержащего комбинационные гармоники, к квазинепрерывному уширенному спектру за счёт изменения характера влияния длинноволнового поля на динамику волновой функции генерирующего электрона. При этом основной вклад в изменение динамики электрона обеспечивается за счёт суммы параллельных компонент полей ближнего и среднего ИК диапазонов.

Формирование квазинепрерывного спектра за счёт появления комбинационных гармоник является актуально для применения в области спектроскопии, где требуется использование широкополосного излучения с непрерывным или квазинепрерывным спектром. Как справедливо отмечено в работе [131], наиболее равномерное заполнение спектра комбинационными гармониками 1-го порядка достигается при добавлении длинноволнового поля с длиной волны в $\Lambda = 1.67$ раз превышающую длину волны основного генерирующего излучения, что соответствует случаю добавления слабо возмущающего ($a \ll 1$) умеренно длинноволнового ($\Lambda \gtrsim 1$) поля. Вместе с тем, как показывают представленные выше результаты, переход к режиму сильно возмущающего ($a \lesssim 1$) длинноволнового поля позволяет смягчить данное требование и даже получить квазинепрерывный спектр за счёт генерации комбинационных гармоник высших порядков. Однако такой эффект достигается лишь при использовании умеренно длинноволнового поля ($\Lambda \gtrsim 1$). Так, в случае использования сильно длинноволнового поля ($\Lambda \gg 1$), коим в проведённых экспериментах являлось ТГц-излучение, энергия фотона длинноволнового поля (0.4-40 мэВ для ТГц-диапазона) существенно меньше, чем энергия фотона основного излучения ближнего ИК-диапазона (1–1.55 эВ). По этой причине добавление как слабо, так и сильно возмущающего сильно длинноволнового поля не приводит к формированию квазинепрерывного спектра, оставляя в спектре отдельные чётные и нечётные гармоники (Рис.38А-Д), которые являются комбинационными гармониками 1-го порядка в случае слабо возмущающего поля ($\hbar\omega_{\text{комб}} = 2m \cdot \hbar\omega_{1.24\text{мкм}} \pm \hbar\omega_{\text{ТГц}} \approx 2m \cdot \hbar\omega_{1.24\text{мкм}}$) и комбинационными гармониками высших порядков в случае сильно возмущающего поля ($\hbar\omega_{\text{комб}} = m \cdot \hbar\omega_{1.24\text{мкм}} \pm n \cdot \hbar\omega_{\text{ТГц}} \approx m \cdot \hbar\omega_{1.24\text{мкм}}$).

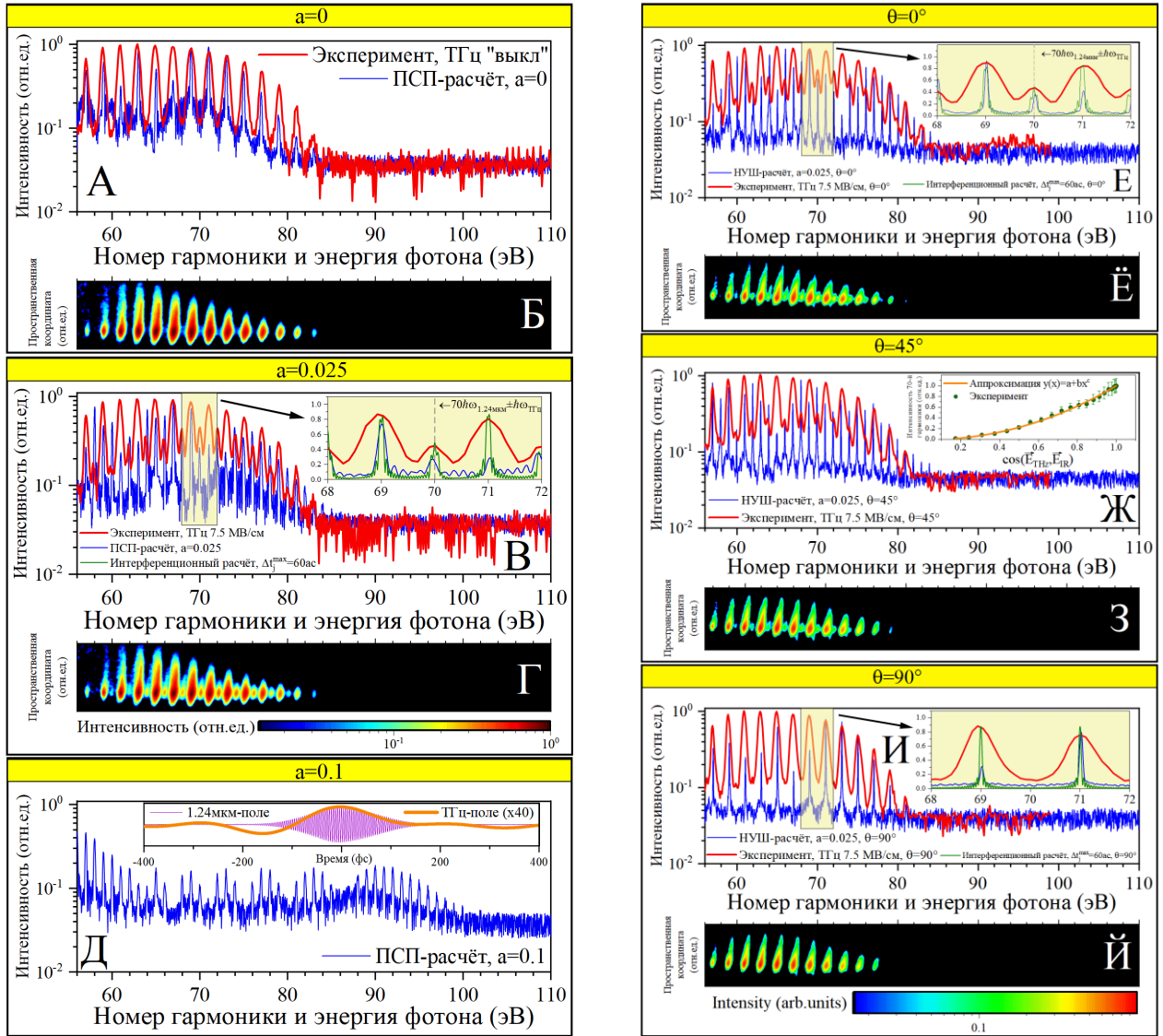


Рис.38. Левый столбец графиков демонстрирует зависимость спектра гармоник высокого порядка от относительной напряжённости a ТГц-поля. Измеренный и рассчитанный на основе ПСП спектр в отсутствие (А) и в присутствии слабо (В) и сильно возмущающего (Д) ТГц-поля. Соответствующие спектры, регистрируемые на МКП, представлены на (Б), (Г). На вставке в (В) демонстрируются в увеличенном масштабе измеренный спектр, а также спектры, рассчитанные по ПСП и на основе интерференционной модели. Используемый газ – Ar. Правый столбец графиков демонстрирует зависимость спектра гармоник высокого порядка от угла θ между направлениями поляризации ТГц-поля и поля ближнего ИК диапазона. Измеренный и рассчитанный на основе НУШ спектр при параллельных (Е), скрещенных под углом $\theta = 45^\circ$ (Ж) и ортогональных (И) поляризациях ТГц-поля и поля ближнего ИК диапазона ($a = 0.1$). Соответствующие спектры, регистрируемые на МКП, представлены на (Ё), (З), (Й). Вставки в (Е) и (И) демонстрируют в увеличенном масштабе измеренный и рассчитанные на основе НУШ и интерференционной модели спектры гармоник высокого порядка. Используемый газ – Ar.

Переход к ортогональным поляризациям в случае добавления ТГц-поля так же, как и в случае поля среднего ИК диапазона, приводит к исчезновению эффектов 1-го порядка малости. При этом, поскольку комбинационные гармоники 1-го порядка малости представляют собой чётные гармоники ($\hbar\omega_{\text{комб}} = 2m \cdot \hbar\omega_{1,24\text{МКМ}} \pm \hbar\omega_{\text{ТГц}} \approx 2m \cdot \hbar\omega_{1,24\text{МКМ}}$), в то время как комбинационные гармоники 2-го порядка малости совпадают по частоте с основными гармониками ($\hbar\omega_{\text{комб}} = (2m + 1) \cdot \hbar\omega_{1,24\text{МКМ}} \pm 2\hbar\omega_{\text{ТГц}} \approx (2m + 1) \cdot \hbar\omega_{1,24\text{МКМ}}$), то скрещивание поляризаций в эксперименте приводит к квадратичному уменьшению (вставка на Рис.38Ж) интенсивности чётных гармоник (Рис.38Е-Й). С точки зрения волнового описания данный эффект объясняется тем, что добавление ортогонального ТГц-поля с периодом бóльшим, чем длительность импульса ближнего ИК диапазона, приводит к одинаковой фазовой добавке для полей гармоник, генерируемых на каждом полупериоде поля ближнего ИК диапазона, что не приводит к изменению условий интерференции генерируемого излучения. Как следствие, спектр имеет такой же вид, как и в отсутствие ТГц-поля. Математически данный эффект описывается модификацией выражения (55) при учёте $T \ll T_{\text{ТГц}}$ и $\phi = \pi/2$:

$$\tilde{I}(q) = \left| \tilde{E}_0 \cdot \sum_{j=1}^N e^{i(j\omega_q \frac{T}{2} + j \cdot \pi)} \right|^2 \quad (61)$$

Таким образом, добавление умеренно длинноволнового ($\Lambda \gtrsim 1$) сильно возмущающего ($a \lesssim 1$) поля является оптимальным способом формирования квазинепрерывного спектра гармоник при использовании для генерации лазерных импульсов, под огибающей которых находится много (>3) периодов поля.

4.2. Расширение спектра гармоник высокого порядка

Как было показано выше в разделе 4.1 (Рис.35А-Е), в проведённых экспериментах добавление сильно возмущающего ($a \lesssim 1$) поля среднего ИК диапазона к основному генерирующему излучению ближнего ИК диапазона приводило к расширению спектра гармоник высокого порядка с ~ 90 эВ до ~ 105 эВ при генерации в Ag (Рис.39А,В), что соответствует увеличению кинетической энергии электрона на $\sim 20\%$. Максимальная энергия фотона на плато гармоник (71 эВ), наблюдаемая в отсутствие поля среднего ИК диапазона (Рис.39А), свидетельствует о достижении интенсивности импульса ближнего ИК диапазона в области мишени на уровне $\sim 1 \cdot 10^{14}$ Вт/см², что соответствует пиковой напряжённости поля ближнего ИК диапазона на уровне 300 МВ/см. Регистрируемая величина уширения позволяет оценить достигаемую пиковую

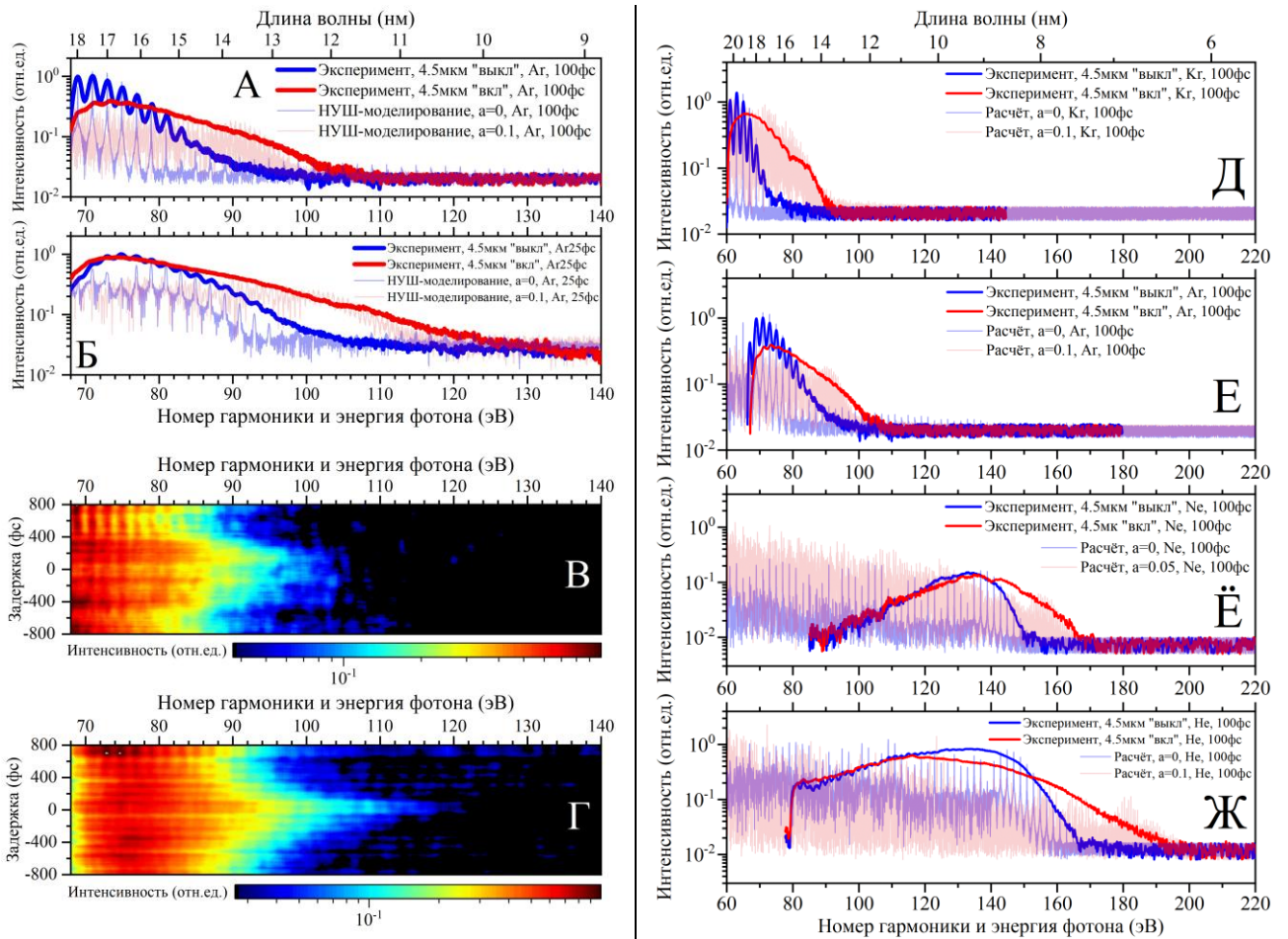


Рис.39. Левый столбец графиков (А-Г) демонстрирует влияние длительности импульса ближнего ИК диапазона на генерируемый спектр гармоник. Измеренные (насыщенные линии) и вычисленные с использованием НУШ (блёклые линии) спектры в отсутствие (синие линии) и в присутствии (красные линии) поля среднего ИК диапазона при длительности импульса ближнего ИК диапазона 100 фс (А) и 25 фс (Б). Измеренная зависимость спектра от задержки между импульсами ближнего и среднего ИК диапазона при длительности импульса ближнего ИК диапазона 100 фс (В) и 25 фс (Г). Положительные значения задержки соответствуют случаю, когда импульс ближнего ИК диапазона приходит на мишень раньше, чем импульс среднего ИК диапазона. Правый столбец графиков (Д-Ж) демонстрирует спектры, измеренные при использовании газов с различными потенциалами ионизации. Измеренные (насыщенные линии) и рассчитанные с использованием НУШ (блёклые линии) спектры в отсутствие (синие линии) и в присутствии (красные линии) поля среднего ИК диапазона при использовании Kг (Д), Ar (Е), Ne (Ё), Ne (Ж). Отношение напряжённостей поля $a \approx 0.05$, при котором корректно аппроксимируется измеренный спектр для Ne, является следствием на порядок более низкого уровня сигнала для этого газа по сравнению с другими газами. Увеличение спектральной интенсивности с ростом энергии фотона в области плато является следствием формы спектра пропускания Ti-фильтра, используемого в экспериментах.

напряжённость поля среднего ИК диапазона путём использования формулы (60) для случая параллельных поляризаций. Согласно данному выражению, наблюдаемое в эксперименте расширение свидетельствует о достижении величины относительной пиковой напряжённости поля среднего ИК диапазона на уровне $a \approx 0.1$, соответствующей абсолютному значению пиковой напряжённости 30 МВ/см и интенсивности на уровне $\approx 10^{12}$ Вт/см², что подтверждается расчётом спектра на основе НУШ (Рис.39А).

Достигнутые величины интенсивностей воздействующих полей примерно на порядок меньше тех величин, которые можно рассчитать исходя из оценки на основе длительностей импульсов, их энергии и условий фокусировки. Разница между этими значениями обусловлена влиянием лазерно-индуцированной плазмы, формируемой на переднем фронте синтезированного поля. При этом основной вклад в процесс плазмообразования обеспечивается полем ближнего ИК диапазона (параметр Келдыша $\gamma \approx 0.68$) за счёт его большей интенсивности и меньшей длины волны в сравнении с полем среднего ИК диапазона ($\gamma \approx 1.87$). Поэтому уменьшение влияния плазмы на процесс генерации гармоник может быть осуществлено путём сокращения длительности импульса ближнего ИК диапазона, что позволяет получить бóльшую интенсивность на мишени к тому моменту, когда достаточная для дефокусировки и нарушения условий фазового согласования концентрация плазмы будет достигнута. Так, четырёхкратное сокращение длительности импульса ближнего ИК диапазона при снижении его энергии в 2.5 раза позволило осуществить расширение спектра вплоть до 125 эВ при сохранении отношения напряжённостей полей $a \approx 0.1$ (Рис.39Б,Г).

Уменьшение влияния плазмообразования также может быть осуществлено путём уменьшения скорости ионизации, что может быть достигнуто при использовании газов с бóльшим потенциалом ионизации. Как свидетельствует Рис.39Е-Ж, возрастание потенциала ионизации от 14 эВ (Kr) до 24.6 эВ (Ne) обеспечивает существенное расширение спектра гармоник как при одноцветном воздействии излучения ближнего ИК диапазона, так и при использовании двухцветного синтезированного 1.24+4.5мкм поля в условиях сохранения отношения напряжённостей полей $a \approx 0.1$. В частности, при использовании Ne был получен квазинепрерывный спектр с энергиями фотонов вплоть до 200 эВ при использовании импульсов ближнего и среднего ИК диапазонов с длительностью 100 фс и 200 фс, соответственно (Рис.39Ж, Рис.40А-В).

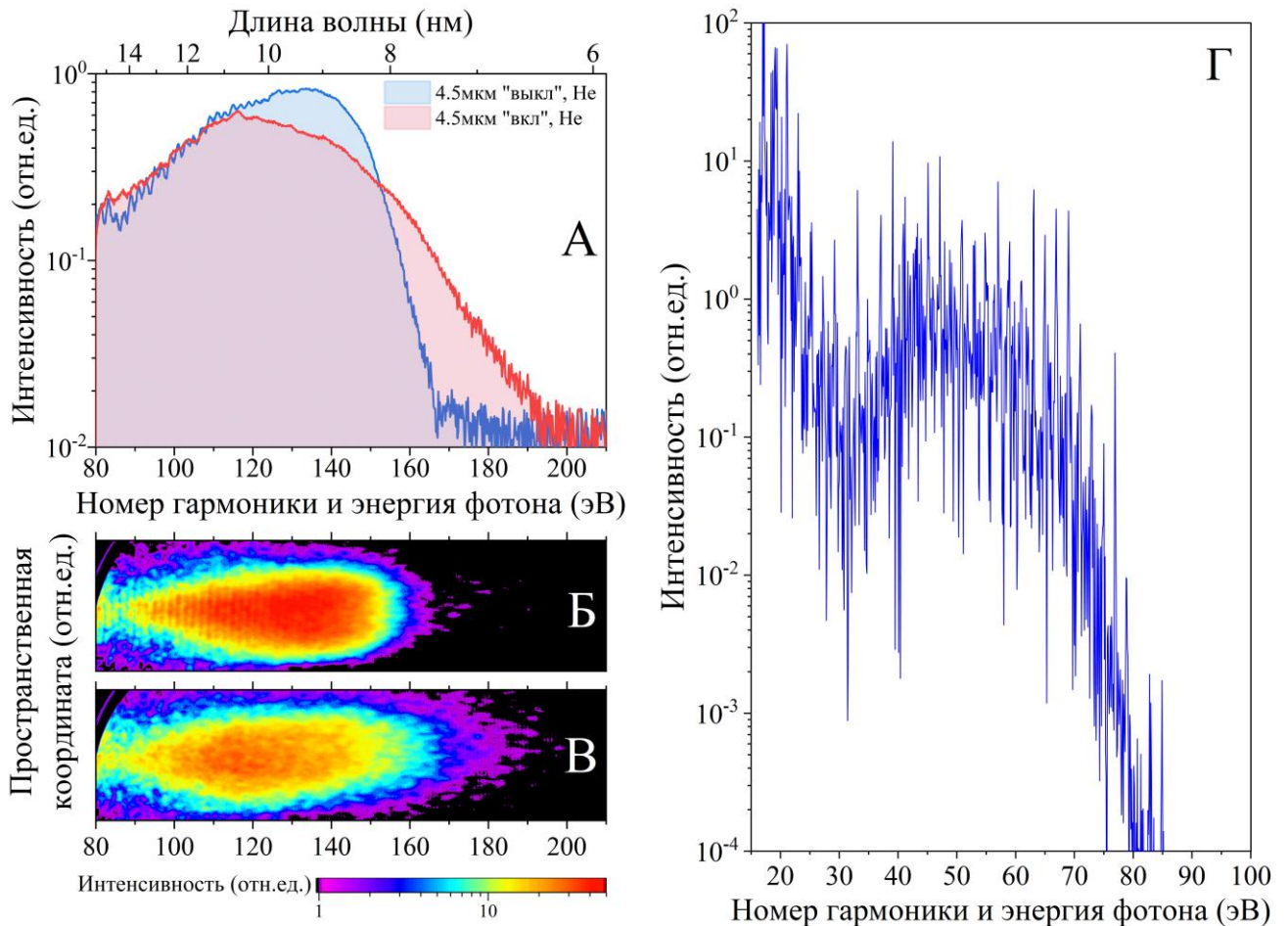


Рис.40. (А) Измеренные спектры в отсутствие (синяя линия) и в присутствии (красная линия) сильно возмущающего излучения среднего ИК диапазона с энергией импульса 3 мДж при использовании He в качестве среды генерации. Соответствующие спектры, регистрируемые на МКП, в отсутствие (Б) и в присутствии (В). Г) Спектр, рассчитанный на основе описанной трёхступенчатой модели, совмещённой с квантовым описанием ионизации и рекомбинации, для одноцветного поля ближнего ИК диапазона с пиковой напряжённостью 300 МВ/см и временной формой, представленной на Рис.41А.

Механизм наблюдаемого расширения спектра может быть выявлен на основе полуклассической трёхступенчатой модели [101], совмещённой с квантовым описанием процессов ионизации и рекомбинации электрона. Трёхступенчатая модель описывает генерацию гармоник как процесс, состоящий из трёх последовательных шагов – ионизация атома, ускорение электрона в лазерном поле и рекомбинация электрона при его возвращении к атому. Данная простая модель позволяет объяснить наличие края плато гармоник, а также возникновение чирпа в генерируемом аттосекундном импульсе, не позволяя при этом рассчитать временную и спектральную формы генерируемого излучения. Вместе с тем, данная модель может быть

усовершенствована для расчёта спектра гармоник, позволяя связать каждую спектральную компоненту с набором траекторий электрона.

В соответствии с формализмом интеграла по траекториям Фейнмана [194,195], в рамках генерации гармоник высокого порядка свободный электрон движется по всем возможным траекториям. Амплитуда вероятности траектории определяется действием электрона на этой траектории. Принцип стационарного действия говорит о том, что наиболее вероятными траекториями являются классические траектории, имеющие наименьшую вариацию действия и описываемые законами движения Ньютона. Поэтому достаточно точное описание процесса генерации гармоник высокого порядка может быть получено при учёте только лишь классических траекторий, что определяет применимость трёхступенчатой модели. При таком рассмотрении генерируемое излучение гармоник является результатом одновременного движения электрона по всем классическим траекториям, в то время как вероятность движения по определённой траектории определяется произведением вероятности ионизации электрона в момент старта траектории на вероятность рекомбинации электрона в момент окончания траектории. При этом электрон, представляющий собой квантовую частицу, описываемую волновой функцией, может рекомбинировать в любой момент времени после ионизации – вне зависимости от того, вернулся ли он в точку расположения атома или находится на некотором расстоянии от него.

Электрон становится свободным вследствие ионизации в лазерном поле. Для расчёта вероятности ионизации (плотности вероятности) в каждый момент времени $p_{\text{ион}}(t_{\text{ион}})$ в данной работе использовался формализм Л.В.Келдыша [104]. Для учёта квантового расплывания волновой функции свободного электрона его волновая функция может быть описана как гауссов волновой пакет, для которого вероятность (плотность вероятности) нахождения электрона в точке x в момент времени t определяется как:

$$|\psi(x, t)|^2 = \frac{1}{w(t)/w_0} \cdot e^{-2\left(\frac{x-x_0(t)}{w(t)}\right)^2} \quad (62)$$

где $\psi(x, t)$ – волновая функция электрона, ионизованного в момент времени $t_{\text{ион}}$, w_0 – начальная полуширина электронной волновой функции по уровню $1/e$ в момент ионизации $t_{\text{ион}}$, которая может быть аппроксимирована как атомный радиус (~ 70 пм для атома Ar), $w(t)$ – полуширина волновой функции электрона к моменту t , выражение для которой имеет вид:

$$w(t) = w_0 \cdot \sqrt{1 + \left(\frac{\hbar(t - t_{\text{ион}})}{2mw_0^2}\right)^2} \quad (63)$$

и $x_0(t)$ – координата электрона в момент времени t , вычисляемая в соответствии с законами Ньютона как:

$$x(t) = -\frac{e}{m} \cdot \int_{t_{\text{ион}}}^{t_{\text{рек}}} \left(\int_{t_{\text{ион}}}^{t'} E(t'') dt'' \right) dt' \quad (64)$$

Выражения (62)-(64) позволяют описать динамику движения электрона в классическом представлении, учитывая при этом квантовое расплывание его волновой функции.

Вследствие своей квантовой природы электрон может рекомбинировать с некоторой вероятностью в любой момент времени $t_{\text{рек}} > t_{\text{ион}}$ после ионизации. Эта вероятность будет определяться вероятностью нахождения электрона в точке расположения атома. При этом, поскольку в квантовом представлении вероятность нахождения электрона в определённой точке определяется волновой функцией электрона, то вероятность рекомбинации так же определяется волновой функцией электрона. Поэтому вероятность рекомбинации в момент времени $t_{\text{рек}}$ будет определяться значением функции плотности вероятности (62) в точке $x = 0$ в момент времени $t_{\text{рек}}$, т.е. $p_{\text{рек}} = |\psi(0, t_{\text{рек}})|^2$. Учитывая конечную вероятность ионизации, в момент рекомбинации $t_{\text{рек}}$ с вероятностью $p(t_{\text{ион}}, t_{\text{рек}}) = p_{\text{ион}}(t_{\text{ион}}) \cdot p_{\text{рек}}(t_{\text{рек}})$ генерируется фотон с энергией $\hbar\omega = I_p + E_{\text{кин}}(t_{\text{ион}}, t_{\text{рек}})$ и фазой $\phi = \omega t_{\text{рек}} + \pi \cdot (-1)^{E(t_{\text{рек}})/|E(t_{\text{рек}})|}$, где $E_{\text{кин}}(t_{\text{ион}}, t_{\text{рек}})$ – кинетическая энергия электрона к моменту времени $t_{\text{рек}}$, ионизованного в момент времени $t_{\text{ион}}$, множитель $\pi \cdot (-1)^{E(t_{\text{рек}})/|E(t_{\text{рек}})|}$ позволяет учесть полярность полупериода генерирующего поля в момент рекомбинации $t_{\text{рек}}$. Фотон с фиксированной энергией $\hbar\omega$ может быть сгенерирован в различные моменты времени $t_{\text{рек}}^{(1)}, t_{\text{рек}}^{(2)}$ и т.д. Поэтому результирующая спектральная интенсивность для фотона с энергией $\hbar\omega$ будет определяться суммой вероятностей генерации с учётом фазы фотона по всем моментам ионизации и всем моментам рекомбинации на масштабах длительности генерирующего поля:

$$I(\hbar\omega) \propto \left| \sum_j^{N_{\text{ион}}} \sum_k^{N_{\text{рек}}^{(j)}} p(t_{\text{ион}}^{(j)}, t_{\text{рек}}^{(k)}) \cdot e^{i \left(\omega t_{\text{рек}}^{(k)} + \pi \cdot (-1)^{\frac{E(t_{\text{рек}}^{(k)})}{|E(t_{\text{рек}}^{(k)})|}} \right)} \right|^2 \quad (65)$$

где $N_{\text{рек}}^{(j)}$ – количество моментов рекомбинации, приводящих к генерации фотона с энергией $\hbar\omega$ на траектории, стартующей в момент ионизации $t_{\text{ион}}^{(j)}$, $N_{\text{ион}}$ – количество моментов ионизации на масштабах длительности генерирующего поля. Выражение (65) позволяет рассчитать вид спектра гармоник в области энергий фотонов выше потенциала ионизации (Рис.40Г). Стоит

отметить, что описанная модель не учитывает истощение основного состояния и интерференцию волновой функции электрона, которые учитываются в рамках прямого численного решения НУШ. Несмотря на это, данная модель обеспечивает связь между конкретной спектральной компонентой с энергией фотона $\hbar\omega$ и набором траекторий, которые ответственны за генерацию фотона с данной энергией. За счёт этого данная модель открывает возможности для выявления вкладов отдельных траекторий в результирующий спектр гармоник.

В рамках рассмотренной модели результирующий спектр гармоник является результатом интерференции волн, генерируемых за счёт ионизации электрона в каждый момент времени на масштабах длительности генерирующего поля. Согласно трёхступенчатой модели, наибольший вклад в генерируемый спектр гармоник дают возвратные траектории – т.е. такие траектории, которые хотя бы один раз возвращаются к атому в точку $x = 0$. Моменты старта таких траекторий расположены на второй четверти каждого полупериода генерирующего поля (Рис.41А,Б, вертикальная жёлтая рамка). В случае длинного лазерного импульса, под огибающей которого находится большое количество (>10) периодов поля, все полупериоды в окрестности пика импульса имеют примерно одинаковые амплитуды. Поэтому рассматривая влияние только этих полупериодов, формирующих наиболее интенсивное излучение гармоник с максимальной шириной плато, можно пренебречь огибающей импульса (Рис.41А). В таком случае результирующий спектр является результатом интерференции идентичных спектров (Рис.41В), генерируемых за счёт ионизации на второй четверти каждого полупериода генерирующего поля (Рис.41А вертикальная жёлтая рамка). Добавление поля среднего ИК диапазона приводит к нерегулярной модуляции амплитуд генерирующих четвертей полей (Рис.41Д,Е), вследствие чего каждая четверть поля формирует спектры с различной шириной и интенсивностью плато. Поэтому в присутствии поля среднего ИК диапазона результирующий спектр будет представлять собой результат интерференции спектров различной формы.

Как было указано выше – выражение (40) – в рамках трёхступенчатой модели максимальная энергия фотона на плато определяется максимальной кинетической энергией генерирующего электрона, которая пропорциональна квадрату интеграла от временной формы генерирующего поля от момента ионизации до момента рекомбинации. В случае одноцветного генерирующего поля за генерацию фотона с максимальной энергией на плато ответственна траектория длительностью $0.65T$ с максимальной кинетической энергией в момент возврата электрона к атому (Рис.41Г). Данная траектория начинается в момент, близкий к достижению пика полупериода генерирующего поля, и заканчивается к концу следующего полупериода поля (Рис.41Б). За счёт этого интеграл в (40) может быть аппроксимирован как интеграл по трём последовательным четвертям периода генерирующего поля (Рис.41Б). Поскольку в случае

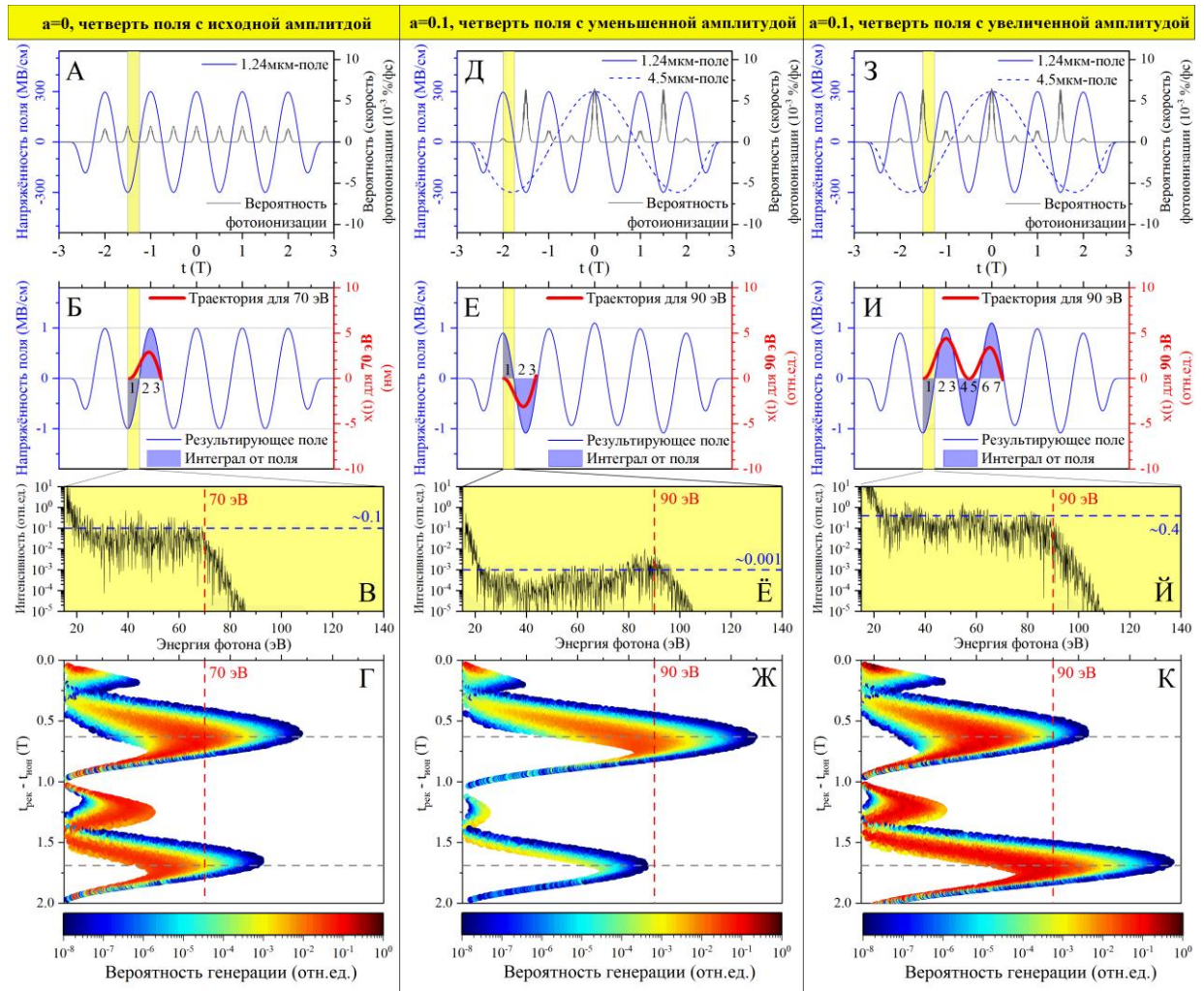


Рис.41. Рассчитанные спектры и траектории электронов, формируемые за счёт ионизации на трёх основных типах четвертей поля. В левой колонке представлены результаты для четверти поля с исходной амплитудой, формируемой в отсутствие излучения среднего ИК диапазона. В средней колонке представлены результаты для четверти поля с уменьшенной амплитудой, формируемой в присутствии поля среднего ИК диапазона. В правой колонке представлены результаты для четверти поля с увеличенной амплитудой, формируемой в присутствии поля среднего ИК диапазона. В каждой колонке представлены следующие графики. (А, Д, З) Рассчитанные временные формы поля ближнего ИК диапазона (непрерывная синяя линия) и поля среднего ИК диапазона (пунктирная синяя линия), а также рассчитанная вероятность фотоионизации (чёрная линия). (Б, Е, И) Рассчитанные временная форма синтезированного 1.24μкм+4.5μкм поля (синяя линия), траектория электрона с максимальной кинетической энергией (красная линия), а также интеграл от напряжённости поля на масштабах длительности данной траектории (заливка синим цветом). Вертикальные жёлтые рамки показывают диапазоны моментов рекомбинации, учтённые при расчёте спектров, показанных на (В, Ё, Й). (Г, Ж, К) Рассчитанные зависимости вероятности генерации фотона от его энергии и длительности траектории. Моделирование проведено для аргона.

одноцветного генерирующего поля данные четверти идентичны друг другу, то первые две из них компенсируют вклады друг друга в интеграл кинетической энергии (40), в то время как эффективный вклад даёт лишь третья четверть. Увеличение кинетической энергии электрона, необходимое для расширения спектра гармоник, требует либо повышения амплитуды генерирующего поля, что позволяет увеличить интеграл по третьей четверти поля, либо нарушения симметрии осцилляций генерирующего поля на масштабах длительности траектории, что позволяет задействовать вклад в интеграл в (40) и от второй четверти периода поля.

В проведённом эксперименте такое нарушение симметрии осцилляций генерирующего поля обеспечивалось добавлением длинноволнового поля среднего ИК диапазона. Для выявления механизмов его влияния достаточно рассмотреть два основных случая нарушения симметрии, характеризующихся совпадением и несовпадением полярностей полей ближнего и среднего ИК диапазонов на четверти поля, на которой стартуют возвратные траектории электрона. В первом рассматриваемом случае поля ближнего и среднего ИК диапазонов имеют противоположные полярности (Рис.41Д, вертикальная жёлтая рамка), что приводит к уменьшению амплитуды первой четверти и повышению амплитуд второй и третьей четвертей на масштабах основной траектории с длительностью 0.65Т (Рис.41Е). Такое нарушение симметрии приводит к расширению спектра гармоник (Рис.41Ё) за счёт эффективного ускорения электрона на данной траектории (Рис.41Ж). Однако вследствие уменьшения амплитуды первой четверти поля снижается вероятность ионизации электрона (Рис.41Д, жёлтый прямоугольник), за счёт чего амплитуда уширенного спектра на 2-3 порядка ниже, чем в случае одноцветного поля ближнего ИК диапазона (Рис.41Ё). Поскольку спектр, регистрируемый в эксперименте при использовании двухцветного поля, имеет тот же порядок интенсивности, что и спектр, регистрируемый при использовании одноцветного поля, то можно сделать вывод, что вклад в уширение спектра от четвертей с уменьшенной вероятностью ионизации пренебрежимо мал.

Вместо этого основной вклад в уширение вносят четверти с увеличенной амплитудой и, как следствие, увеличенной вероятностью ионизации, формируемые при совпадении полярностей полей ближнего и среднего ИК диапазонов (Рис.41З, вертикальная жёлтая рамка). Такие четверти формируют уширенный спектр с сохранением интенсивности плато на том же уровне, что и в случае использования одноцветного поля ближнего ИК диапазона (Рис.41В,Й). Однако за генерацию такого уширенного спектра ответственна траектория второго возврата с длительностью 1.7Т, а не основная траектория с длительностью 0.65Т (Рис.41К). Так, основная траектория не формирует уширенный спектр по той причине, что вклад в интеграл в выражении (40) для кинетической энергии от высокоамплитудной первой четверти генерирующего поля

начинает компенсировать вклад от второй и третьей четвертей (Рис.41И). В свою очередь, кинетическая энергия, набираемая на траектории второго возврата с длительностью $1.7T$, определяется интегралом по приблизительно семи последовательным четвертям генерирующего поля (Рис.41И).

Стоит отметить, что в случае одноцветного поля ближнего ИК диапазона траектория второго возврата не вносит вклад в формирование края плато в спектре гармоник (Рис.41Г), поскольку четверти с первой по шестую (Рис.41И) компенсируют вклады друг друга, что приводит к эффективному ускорению лишь на седьмой четверти. При этом момент старта для такой траектории расположен несколько раньше, чем для основной траектории длительностью $0.65T$, поэтому кинетическая энергия, достигаемая к моменту рекомбинации на траектории второго возврата, оказывается меньше, чем на основной траектории. Дополнительно к этому распыление волнового пакета электрона на траектории второго возврата имеет более выраженный характер. Совокупность данных факторов объясняет тот факт, что в одноцветном поле рассматриваемая траектория второго возврата не даёт вклада в формирование края плато гармоник (Рис.41Г).

В свою очередь, добавление поля среднего ИК диапазона, которое имеет практически в 4 раза больший период, чем поле ближнего ИК диапазона, позволяет обеспечить «особое» нарушение симметрии генерирующего поля, обеспечивающее определяющий вклад траектории второго возврата в расширение спектра. Так, добавление поля среднего ИК диапазона приводит к увеличению амплитуды первой четверти (Рис.41И), что обеспечивает увеличение вероятности ионизации, которое компенсирует уменьшение вероятности рекомбинации, являющееся следствием распыления волновой функции электрона на траектории второго возврата. Уменьшение амплитуд четвёртой и пятой четвертей компенсирует увеличение амплитуды первой четверти (Рис.41И), сохраняя неизменным суммарный вклад отрицательных четвертей в интеграл в выражении для кинетической энергии (40). При этом увеличение амплитуд шестой и седьмой четвертей, имеющих положительную поляриность, обеспечивает повышение кинетической энергии электрона. Таким образом, описанное нарушение симметрии генерирующего поля обеспечивает расширение спектра гармоник вследствие эффективного ускорения электрона на траектории второго возврата при сохранении высокой эффективности преобразования, которая достигается за счёт компенсации распыления волновой функции электрона путём повышения вероятности ионизации.

4.3. Выводы по результатам главы 4

1. Добавление слабо возмущающего ($a \ll 1$, интенсивность $\sim 10^9$ Вт/см²) умеренно длинноволнового ($\Lambda \gtrsim 1$, длина волны 4.5 мкм) излучения среднего ИК-диапазона при генерации гармоник высокого порядка при воздействии фемтосекундного лазерного излучения ближнего ИК-диапазона с длиной волны 1.24 мкм и интенсивностью на уровне 10^{14} Вт/см² на газовую струю аргона при параллельных линейных поляризациях воздействующих полей приводит к появлению в спектре комбинационных гармоник 1-го порядка вследствие изменения моментов рекомбинации генерирующего электрона. Переход к сильно возмущающему ($a \lesssim 1$, интенсивность $\sim 10^{12}$ Вт/см²) полю среднего ИК-диапазона приводит к формированию квазинепрерывного спектра вследствие формирования комбинационных гармоник высших порядков.
2. Добавление сильно возмущающего ($a \lesssim 1$, интенсивность $\sim 10^{12}$ Вт/см²) умеренно длинноволнового ($\Lambda \gtrsim 1$, длина волны 4.5 мкм) излучения среднего ИК-диапазона при генерации гармоник высокого порядка при воздействии фемтосекундного лазерного излучения ближнего ИК-диапазона с длиной волны 1.24 мкм и интенсивностью на уровне 10^{14} Вт/см² на струю инертного газа (криптон, аргон, неон, гелий) при параллельных линейных поляризациях воздействующих полей приводит к расширению генерируемого спектра гармоник вследствие увеличения кинетической энергии электрона на траектории второго возврата в условиях компенсации расплывания волной функции электрона повышением вероятности ионизации.

4.4. Публикации по результатам главы 4

1. Румянцев Б.В., Пушкин А.В., Шулындин П.А., Мигаль Е.А. Потёмкин Ф.В. (2025). Широкополосное преобразование рентгеновского спектра гармоник высокого порядка в синтезированном лазерном поле интенсивных фемтосекундных лазерных импульсов ближнего и среднего ИК-диапазонов в газе. *Письма в ЖЭТФ*, 122(9), 563-571.

Заключение

В данной диссертационной работе исследована роль добавочного длинноволнового поля при генерации гармоник двухцветным интенсивным лазерным полем с использованием излучения ближнего ИК (1.24 мкм), среднего ИК (4.5 мкм) и терагерцевого (1-5 ТГц) диапазонов, а также приведены оригинальные результаты по управлению спектрально-энергетическими характеристиками излучения гармоник. Основные результаты работы состоят в следующем:

1. Собрана экспериментальная установка, представляющая собой вакуумный (остаточное давление $5 \cdot 10^{-7}$ Торр) оптический тракт камеры генерации и спектрометра, которая позволила осуществить генерацию и регистрацию излучения гармоник низкого и высокого порядков в широком спектральном диапазоне от ближнего ИК и УФ диапазонов (1000-200 нм, 1.24-6.2 эВ) до экстремального УФ и мягкого рентгеновского диапазонов (~ 25 -5 нм, ~ 49 -250 эВ) со спектральным разрешением $\lambda/\delta\lambda \approx 530$ в окрестности длины волны 25 нм и $\lambda/\delta\lambda \approx 110$ в окрестности длины волны 5 нм.
2. Впервые экспериментально продемонстрировано, что формирование широкополосного излучения гармоник от видимого до мягкого рентгеновского диапазона (~ 400 -6 нм, ~ 3 -150 эВ) с управляемыми спектрально-энергетическими свойствами может быть осуществлено посредством генерации гармоник высокого и низкого порядков при воздействии интенсивного ($\sim 10^{14}$ Вт/см²) излучения с длиной волны 1.24 мкм с управляемыми спектрально-временными свойствами.
3. Впервые экспериментально показано, что когерентное управление процессом генерации гармоник высокого порядка может быть осуществлено в двухцветной схеме генерации путём добавления интенсивного излучения среднего ИК (4.5 мкм, $\sim 10^9$ - 10^{12} Вт/см²) и терагерцевого (100 мкм, 1-10 МВ/см) диапазонов к основному излучению ближнего ИК диапазона (1.24 мкм, 10^{14} Вт/см²). Так, экспериментально установлено, что добавление терагерцевого поля приводит к появлению в спектре гармоник чётных порядков вследствие изменения моментов рекомбинации генерирующего электрона. Показано, что добавление поля среднего ИК диапазона позволяет получить уширенный квазинепрерывный спектр излучения гармоник с энергиями фотонов вплоть до 200 эВ при использовании гелия в качестве среды генерации. Установлено, что переход от спектра, содержащего отдельные комбинационные частоты, к квазинепрерывному спектру обусловлен переходом к сильно возмущающему воздействию длинноволнового поля. Установлено, что механизм расширения спектра гармоник при добавлении поля среднего ИК диапазона заключается в обеспечении эффективного ускорения электрона на траектории второго возврата при сохранении высокой эффективности преобразования,

которая достигается за счёт компенсации расплывания волновой функции электрона путём повышения вероятности ионизации.

Благодарности

Выражаю искреннюю благодарность научному руководителю Потёмкину Фёдору Викторовичу за предоставленную возможность заниматься современной, перспективной и интересной темой исследований, всестороннюю помощь в постановке научных задач, осмыслении экспериментальных результатов, ценные советы и критику.

Выражаю благодарность коллегам по лаборатории Пушкину Андрею Владимировичу, Мигаль Екатерине Александровне и Марееву Евгению Игоревичу за переданный экспериментальный опыт, помощь в проведении экспериментов, плодотворные дискуссии и дружескую поддержку.

Выражаю благодарность коллегам Жидовцеву Никите Андреевичу, Сулеймановой Дине Зуфаровне, Шулындиному Павлу Александровичу, Обыденнову Николаю Николаевичу, Лобушкину Егору Андреевичу, Андреевой Марии Александровне и Алибаевой Веронике Михайловне за плодотворное взаимодействие и создание дружеской атмосферы внутри лаборатории.

Хотел бы выразить признательность коллективу научной группы Савельева-Трофимова Андрея Борисовича, в особенности Цымбалову Ивану Николаевичу, Иванову Константину Анатольевичу, Мордвинцеву Илье Михайловичу, Шуляпову Сергею Анатольевичу за помощь с научным оборудованием и полезные обсуждения.

Считаю своим долгом выразить благодарность Фирсову Владимиру Владимировичу и Климкину Николаю Ивановичу за помощь в создании нестандартных оптомеханических и вакуумных деталей собранных экспериментальных схем.

И конечно, выражаю благодарность всем сотрудникам, аспирантам и студентам, с которыми мне довелось вместе заниматься научной деятельностью, а также всему коллективу кафедры общей физики и волновых процессов и преподавателям физического факультета МГУ имени М.В.Ломоносова.

Список литературы

1. Ахманов С., Хохлов Р. Проблемы нелинейной оптики // М ВINITI. 1964. Т. 285. С. 2.
2. Ахманов С.А., Никитин С.Ю. Физическая оптика. Москва, 2004.
3. Ахманов С.А. и др. Генерация пикосекундных рентгеновских импульсов в плотной плазме, создаваемой мощными фемтосекундными лазерными импульсами с длиной волны 308 нм // Квантовая Электроника. Физический институт им. ПН Лебедева Российской академии наук, 1991. Т. 18, № 3. С. 278–279.
4. Гордиенко В.М. и др. О возможности генерации пико-и субпикосекундных рентгеновских импульсов в тонких пленках // Квантовая Электроника. Физический институт им. ПН Лебедева Российской академии наук, 1995. Т. 22, № 2. С. 157–160.
5. Волков Р.В. и др. Генерация жесткого рентгеновского излучения при облучении пористого кремния сверхинтенсивными фемтосекундными лазерными импульсами // Квантовая Электроника. Физический институт им. ПН Лебедева Российской академии наук, 1998. Т. 25, № 1. С. 3–4.
6. Щеглов П.А. и др. Эффективная генерация рентгеновского излучения при взаимодействии релятивистских лазерных импульсов с кластерной струей Kr // Квантовая Электроника. Физический институт им. ПН Лебедева Российской академии наук, 2024. Т. 54, № 4. С. 236–241.
7. Гордиенко В.М., Панченко В.Я. Колебательно-поступательная релаксация в SF₆ при больших уровнях возбуждения // Квантовая Электроника. Физический институт им. ПН Лебедева Российской академии наук, 1978. Т. 5, № 8. С. 1789–1790.
8. Гордиенко В.М. и др. Колебательная релаксация и диссоциация сильновозбужденных молекул озона // Квантовая Электроника. Физический институт им. ПН Лебедева Российской академии наук, 1982. Т. 9, № 11. С. 2204–2211.
9. Чекалин С.В. Уникальный фемтосекундный спектрометрический комплекс как инструмент для ультрабыстрой спектроскопии, фемтохимии и нанооптики // Успехи Физических Наук. 2006. Т. 176, № 6. С. 657–664.
10. Гордиенко В.М., Коротеев Н.И., Платоненко В.Т. Генерация сверхсильных оптических полей на основе мощных фемтосекундных лазерных систем с эксимерным усилением и эксперименты по генерации сверхкоротких рентгеновских импульсов // Успехи Физических Наук. 1993. Т. 163, № 12. С. 85–88.
11. Ахманов С.А. и др. Генерация пикосекундных рентгеновских импульсов в плотной плазме, создаваемой мощными фемтосекундными лазерными импульсами с длиной волны 308 нм //

- Квантовая Электроника. Физический институт им. ПН Лебедева Российской академии наук, 1991. Т. 18, № 3. С. 278–279.
12. Волков Р.В. и др. Генерация жесткого рентгеновского излучения при облучении пористого кремния сверхинтенсивными фемтосекундными лазерными импульсами // Квантовая Электроника. Физический институт им. ПН Лебедева Российской академии наук, 1998. Т. 25, № 1. С. 3–4.
 13. Таранухин В.Д. Генерация гармоник высокого порядка в узком спектральном интервале // Квантовая Электроника. Физический институт им. ПН Лебедева Российской академии наук, 2001. Т. 31, № 6. С. 555–556.
 14. Таранухин В.Д. Влияние плотности среды на генерацию гармоник высокого порядка атомами в сильных лазерных полях // Квантовая Электроника. Физический институт им. ПН Лебедева Российской академии наук, 1998. Т. 25, № 9. С. 804–808.
 15. Стрелков В.В. и др. Аттосекундные электромагнитные импульсы: генерация, измерение и применение. Генерация высоких гармоник интенсивного лазерного излучения для получения аттосекундных импульсов // Усп Физ Наук. Успехи физических наук, 2016. Т. 186, № 5. С. 449–470.
 16. Strelkov V., Khokhlova M. Propagation effects in resonant high-order harmonic generation and high-order frequency mixing in a laser plasma // Phys. Rev. A. APS, 2024. Т. 110, № 1. С. L011101.
 17. Рябикин М.Ю., Емелин М.Ю., Стрелков В.В. Аттосекундные электромагнитные импульсы: генерация, измерение и применение. Аттосекундная метрология и спектроскопия // Успехи Физических Наук. 2023. Т. 193, № 4. С. 382–405.
 18. Коржиманов А.В. и др. Об ускорении протонов и легких ионов до энергий ГэВ при взаимодействии сверхсильного лазерного излучения со структурированной плазменной мишенью // Письма В Журнал Экспериментальной И Теоретической Физики. Российская академия наук, Отделение физических наук, 2007. Т. 86, № 9. С. 662–669.
 19. Ким А.В., Рябикин М.Ю., Сергеев А.М. От фемтосекундных к аттосекундным импульсам // Успехи Физических Наук. 1999. Т. 169, № 1. С. 58–66.
 20. Чекалин С.В., Кандидов В.П. От самофокусировки световых пучков—к филаментации лазерных импульсов // Успехи Физических Наук. 2013. Т. 183, № 2. С. 133–152.
 21. Компанец В.О. и др. Коническая эмиссия фемтосекундного лазерного импульса при фокусировке аксиконом в стекло К 108 // Квантовая Электроника. Физический институт им. ПН Лебедева Российской академии наук, 2006. Т. 36, № 9. С. 821–824.
 22. Agostini P. и др. Free-free transitions following six-photon ionization of xenon atoms // Phys. Rev. Lett. APS, 1979. Т. 42, № 17. С. 1127.

23. Mitrofanov A.V. и др. Terahertz-field-modified electron dynamics in above-threshold ionization // *Opt. Lett.* 2025. Т. 50, № 21. С. 6626.
24. l'Huillier A. и др. Multiply charged ions induced by multiphoton absorption in rare gases at 0.53 μm // *Phys. Rev. A. APS*, 1983. Т. 27, № 5. С. 2503.
25. Андреев А.В., Гордиенко В.М., Савельев-Трофимов А.Б. Ядерные процессы в высокотемпературной плазме, индуцируемой сверхкоротким лазерным импульсом // *Квантовая Электроника. Физический институт им. ПН Лебедева Российской академии наук*, 2001. Т. 31, № 11. С. 941–956.
26. Шуляпов С.А. и др. Измерение энергетического спектра короткоимпульсных источников нейтронов на основе фотоядерных реакций // *Письма В Журнал Экспериментальной И Теоретической Физики. Российская академия наук, Отделение физических наук*, 2025. Т. 121, № 11. С. 865–870.
27. Emelin M.Y. и др. Attosecond burst and high-harmonic generation in molecular ionization by ultrashort laser pulses // *J. Exp. Theor. Phys. Lett. Springer*, 2003. Т. 77, № 5. С. 212–216.
28. The Nobel Prize in Physics 2023 [Электронный ресурс] // *NobelPrize.org*. URL: <https://www.nobelprize.org/prizes/physics/2023/press-release/> (дата обращения: 18.01.2024).
29. Ахманов С.А. и др. Генерация и усиление сверхкоротких импульсов света с помощью эксимерных лазеров // *Квантовая Электроника. Физический институт им. ПН Лебедева Российской академии наук*, 1986. Т. 13, № 10. С. 1992–1998.
30. Nobel Prize in Physics 2018 [Электронный ресурс] // *NobelPrize.org*. URL: <https://www.nobelprize.org/prizes/physics/2018/summary/> (дата обращения: 25.03.2025).
31. Corkum P.V. Plasma perspective on strong field multiphoton ionization // *Phys. Rev. Lett.* 1993. Т. 71, № 13. С. 1994–1997.
32. Митрофанов А.В., Рожко М.В., Назаров М.М., Серебрянников Е.Е., Федотов А.Б., Сидоров-Бирюков Д.А. Генерация высоких оптических гармоник при взаимодействии фемтосекундных лазерных импульсов среднего ИК-диапазона с поверхностью твердотельных мишеней // *J. Exp. Theor. Phys.* 2022. Т. 136, № 4.
33. Митрофанов А.В. и др. Релятивистские нелинейно-оптические явления в поле субтераваттных лазерных импульсов // *Письма В Журнал Экспериментальной И Теоретической Физики*. 2020. Т. 112, № 1-2(7). С. 22–29.
34. Strelkov V., Bondarenko S. Macroscopic Aspects of Resonant Generation of High-Order Harmonics in Indium Laser Plasma // *Phys. Wave Phenom. Springer*, 2025. Т. 33, № 1. С. 65–71.
35. Ganeev R.A. и др. High-order harmonic generation during different overlaps of two-colored pulses in laser-produced plasmas and gases // *Eur. Phys. J. D.* 2020. Т. 74, № 10. С. 199.

36. Popmintchev T. и др. Bright Coherent Ultrahigh Harmonics in the keV X-ray Regime from Mid-Infrared Femtosecond Lasers // *Science*. American Association for the Advancement of Science, 2012. Т. 336, № 6086. С. 1287–1291.
37. Платоненко В.Т., Стержантов А.Ф. Полуклассическая теория генерации аттосекундных импульсов // *Квантовая Электроника*. Физический институт им. ПН Лебедева Российской академии наук, 2006. Т. 36, № 11. С. 1074–1079.
38. Platonenko V.T. Interference of electron trajectories and generation of high-order optical harmonics in a Coulomb system // *Quantum Electron*. IOP Publishing, 2001. Т. 31, № 1. С. 55.
39. Platonenko V.T., Strelkov V.V. Generation of high-order harmonics in a high-intensity laser radiation field // *Quantum Electron*. IOP Publishing, 1998. Т. 28, № 7. С. 564.
40. Stremoukhov S.Yu., Andreev A.V., Shoutova O.A. High-order harmonic generation: A quantum-mechanical description and the effects of propagation // *Bull. Russ. Acad. Sci. Phys.* 2016. Т. 80, № 4. С. 455–458.
41. Stremoukhov S.Y., Andreev A.V. Quantum-mechanical elaboration for the description of low- and high-order harmonics generated by extended gas media: prospects to the efficiency enhancement in spatially modulated media // *Laser Phys.* 2018.
42. Frolov M.V. и др. Analytic theory of high-order-harmonic generation by an intense few-cycle laser pulse // *Phys. Rev. A*. 2012. Т. 85, № 3. С. 033416.
43. Lewenstein M. и др. Theory of high-harmonic generation by low-frequency laser fields // *Phys. Rev. A*. 1994. Т. 49, № 3. С. 2117–2132.
44. Tate J. и др. Scaling of Wave-Packet Dynamics in an Intense Midinfrared Field // *Phys. Rev. Lett.* 2007. Т. 98, № 1. С. 013901.
45. Schiessl K. и др. Quantum Path Interference in the Wavelength Dependence of High-Harmonic Generation // *Phys. Rev. Lett.* 2007. Т. 99, № 25. С. 253903.
46. Weissenbilder R. и др. How to optimize high-order harmonic generation in gases: 11 // *Nat. Rev. Phys.* Nature Publishing Group, 2022. Т. 4, № 11. С. 713–722.
47. Popmintchev T. и др. Phase matching of high harmonic generation in the soft and hard X-ray regions of the spectrum. 2009.
48. Geints Y.E. и др. Peculiarities of supercontinuum generation in high-pressure He, N₂, Ar, and CO₂ gases // *Opt. Laser Technol.* Elsevier, 2025. Т. 191. С. 113370.
49. Andreev A.V., Stremoukhov S.Y., Shoutova O.A. Spectrum of high harmonics generated by two-color circularly polarized laser field in atomic media // *Laser Phys.* 2020. Т. 30, № 10. С. 105402.

50. Stremoukhov S.Y., Yakovlev A.A., Andreev A.V. High harmonic generation in two-color elliptical laser fields of different helicity // *Laser Phys Lett*. 2020.
51. Meshkov O. и др. Enhancing high harmonic generation in a short-pulse two-color laser field by controlling the atomic-electron subcycle detachment and acceleration dynamics // *Phys. Wave Phenom*. Springer, 2021. Т. 29, № 1. С. 50–59.
52. Kroh T. и др. Enhanced high-harmonic generation up to the soft X-ray region driven by mid-infrared pulses mixed with their third harmonic // *Opt. Express*. 2018. Т. 26, № 13. С. 16955.
53. Jin C. и др. Waveforms for optimal sub-keV high-order harmonics with synthesized two- or three-colour laser fields // *Nat. Commun*. 2014. Т. 5, № 1. С. 4003.
54. Calegari F. и др. Efficient continuum generation exceeding 200 eV by intense ultrashort two-color driver // *Opt. Lett*. 2009. Т. 34, № 20. С. 3125.
55. Xue B. и др. Fully stabilized multi-TW optical waveform synthesizer: Toward gigawatt isolated attosecond pulses // *Sci. Adv*. 2020. Т. 6, № 16. С. eaay2802.
56. Birulia V., Khokhlova M., Strelkov V. Generation of attosecond pulses with a controllable carrier-envelope phase via high-order frequency mixing // *Phys. Rev. A. APS*, 2022. Т. 106, № 2. С. 023514.
57. Birulia V., Khokhlova M., Strelkov V. Macroscopic effects in generation of attosecond XUV pulses via high-order frequency mixing in gases and plasma // *New J. Phys*. IOP Publishing, 2024. Т. 26, № 2. С. 023005.
58. Lan P. и др. Isolated sub- 100 - as pulse generation via controlling electron dynamics // *Phys. Rev. A*. 2007. Т. 76, № 1. С. 011402.
59. Du J.-X. и др. Generation of a quasi-chirp-free short isolated attosecond pulse from high-order harmonics by optimized multicolor laser fields // *Phys. Rev. A*. 2023. Т. 108, № 2. С. 023101.
60. Hong W. и др. Control of quantum paths of high-order harmonics and attosecond pulse generation in the presence of a static electric field // *J. Phys. B At. Mol. Opt. Phys*. 2007. Т. 40, № 12. С. 2321–2331.
61. Stepanov A.G. и др. Generation of 30 μ J single-cycle terahertz pulses at 100 Hz repetition rate by optical rectification // *Opt. Lett. Optical Society of America*, 2008. Т. 33, № 21. С. 2497–2499.
62. Степанов А.Г. и др. Модификация спектра фемтосекундного лазерного импульса при высокоэффективной генерации терагерцового излучения методом оптического выпрямления. 2007.
63. Franken P.A. и др. Generation of Optical Harmonics // *Phys. Rev. Lett*. 1961. Т. 7, № 4. С. 118–119.

64. Ахманов С., Сухоруков А., Хохлов Р. К теории генерации оптических гармоник в сходящихся пучках // ЖЭТФ. 1966. Т. 50. С. 474.
65. Говорков С.В. и др. Новый механизм генерации второй оптической гармоники при отражении от поверхности неоднородно деформированного centrosymmetric полупроводника // Журнал Технической Физики. Физико-технический институт им. АФ Иоффе Российской академии наук, 1989. Т. 59, № 1. С. 98–106.
66. Ахманов С.А. и др. Пространственная когерентность оптических гармоник и распространение статистически неизотропных световых пучков // Квантовая Электроника. Физический институт им. ПН Лебедева Российской академии наук, 1975. Т. 2, № 6. С. 1171–1178.
67. Гордиенко В.М. и др. Высокоэффективная генерация второй гармоники излучения фемтосекундного хром-форстеритового лазера с наноджоульным уровнем энергии в кристалле ниобата лития // Квантовая Электроника. Физический институт им. ПН Лебедева Российской академии наук, 2006. Т. 36, № 11. С. 1072–1073.
68. Гордиенко В.М. и др. Генерация второй гармоники фемтосекундного излучения хром-форстеритового лазера в нелинейно-оптическом кристалле на пороге плазмообразования // Квантовая Электроника. Физический институт им. ПН Лебедева Российской академии наук, 2007. Т. 37, № 11. С. 1033–1037.
69. Конопский В.Н. и др. Генерация второй гармоники посредством возбуждения поверхностных мод одномерного фотонного кристалла // Оптика И Спектроскопия. Физико-технический институт им. АФ Иоффе Российской академии наук, 2024. Т. 132, № 8. С. 819–824.
70. Zheltikov A., Koroteev N., Fedotov A. Generation of optical harmonics and frequency mixing in a plasma of optical-breakdown // Laser Phys. 1994. Т. 4, № 3. С. 569–578.
71. Fedotov A., Koroteev N., Zheltikov A. Phasematching effects in the generation of the third and fifth harmonics of Nd: YAG laser radiation in a lowtemperature laser-produced plasma // Laser Phys. 1995. Т. 5, № 4. С. 835–840.
72. Таранухин В.Д., Шубин Н.Ю. Генерация гармоник высокого порядка многоэлектронными атомами в поле стоячей электромагнитной волны релятивистской интенсивности // Квантовая Электроника. Физический институт им. ПН Лебедева Российской академии наук, 2001. Т. 31, № 2. С. 179–184.
73. Платоненко В.Т., Стержантов А.Ф. К возможности излучения аттосекундных импульсов при взаимодействии встречных релятивистски интенсивных лазерных импульсов с тонким слоем разреженной плазмы // Письма В Журнал Экспериментальной И Теоретической Физики. Российская академия наук, Отделение физических наук, 2010. Т. 91, № 2. С. 77–80.

74. Платоненко В.Т., Стержантов А.Ф. Полуклассическая теория генерации аттосекундных импульсов // Квантовая Электроника. Физический институт им. ПН Лебедева Российской академии наук, 2006. Т. 36, № 11. С. 1074–1079.
75. Михайлова Ю.М., Платоненко В.Т., Рыкованов С.Г. Генерация аттосекундного рентгеновского импульса при воздействии сверхкоротким ультрарелятивистским лазерным импульсом на тонкую пленку // Письма В Журнал Экспериментальной И Теоретической Физики. Российская академия наук, Отделение физических наук, 2005. Т. 81, № 11. С. 703–707.
76. Емелин М.Ю., Рябикин М.Ю. О возможностях использования лазеров среднего ИК диапазона для генерации высоких гармоник с субнанометровыми длинами волн в газах // Квантовая Электроника. Физический институт им. ПН Лебедева Российской академии наук, 2013. Т. 43, № 3. С. 211–216.
77. Емелина А.С., Емелин М.Ю., Рябикин М.Ю. О возможности генерации высоких гармоник с энергиями квантов более 10 кэВ при взаимодействии интенсивного излучения среднего ИК диапазона с нейтральными газами // Квантовая Электроника. Физический институт им. ПН Лебедева Российской академии наук, 2014. Т. 44, № 5. С. 470–477.
78. Емелин М.Ю. и др. О генерации аттосекундных всплесков и высоких гармоник излучения при ионизации молекул сверхкоротким лазерным импульсом // Письма В Журнал Экспериментальной И Теоретической Физики. Российская академия наук, Отделение физических наук, 2003. Т. 77, № 5. С. 254–259.
79. Andreev A., Stremoukhov S.Y., Shoutova O. High-order optical harmonic generation in ionization-free regime: origin of the process // J. Opt. Soc. Am. B. Optical Society of America, 2013. Т. 30, № 7. С. 1794–1803.
80. Andreev A., Stremoukhov S.Y., Shoutova O. Spectrum of high harmonics generated by two-color circularly polarized laser field in atomic media // Laser Phys. IOP Publishing, 2020. Т. 30, № 10. С. 105402.
81. N Konopsky V. и др. Phase-matched third-harmonic generation via doubly resonant optical surface modes in 1D photonic crystals // Light Sci. Appl. Nature Publishing Group, 2016. Т. 5, № 11. С. e16168–e16168.
82. Гордиенко В.М. и др. Эффективная параметрическая генерация в диапазоне 8–10 мкм при накачке излучением фемтосекундного лазера на хром-форстерите // Квантовая Электроника. Физический институт им. ПН Лебедева Российской академии наук, 2006. Т. 36, № 2. С. 114–116.

83. Андреев Р.Б., Волосов В.Д., Калинин А.Г. Некоторые особенности генерации второй гармоники в кристалле метаниобата лития // Квантовая Электроника. Физический институт им. ПН Лебедева Российской академии наук, 1972. № 6 (12). С. 44–49.
84. Attwood D. Soft x-rays and extreme ultraviolet radiation: principles and applications. Cambridge university press, 2000.
85. Moulton P.F. Spectroscopic and laser characteristics of Ti:Al₂O₃ // J. Opt. Soc. Am. B. 1986. Т. 3, № 1. С. 125.
86. Maine P. и др. Generation of ultrahigh peak power pulses by chirped pulse amplification // IEEE J. Quantum Electron. 1988. Т. 24, № 2. С. 398–403.
87. Гордиенко В. Сверхсильные световые поля // Большая Российская Энциклопедия БРЭ. 2015. Т. 29. С. 532–533.
88. Kaiser В. и др. Ultrafast photoionization dynamics at high laser intensities in the xuv regime // Phys. Rev. A—Atomic Mol. Opt. Phys. APS, 2011. Т. 84, № 4. С. 043431.
89. Kaiser В. и др. Photoionization of resonantly driven atomic states by an extreme ultraviolet-free-electron laser: intensity dependence and renormalization of Rabi frequencies // New J. Phys. IOP Publishing, 2013. Т. 15, № 9. С. 093016.
90. Kruit P. и др. Electron spectra from multiphoton ionization of xenon at 1064, 532, and 355 nm // Phys. Rev. A. APS, 1983. Т. 28, № 1. С. 248.
91. Eberly J.H., Javanainen J., Rzążewski K. Above-threshold ionization // Phys. Rep. Elsevier, 1991. Т. 204, № 5. С. 331–383.
92. Dimauro L., Agostini P. Ionization dynamics in strong laser fields // Advances in Atomic, Molecular, and Optical Physics. Elsevier, 1995. Т. 35. С. 79–120.
93. Protopapas M., Keitel C.H., Knight P.L. Atomic physics with super-high intensity lasers // Rep. Prog. Phys. IOP Publishing, 1997. Т. 60, № 4. С. 389.
94. Joachain C., Dörr M., Kylstra N. High-intensity laser-atom physics // Advances in atomic, molecular, and optical physics. Elsevier, 2000. Т. 42. С. 225–286.
95. Walker В. и др. Precision measurement of strong field double ionization of helium // Phys. Rev. Lett. APS, 1994. Т. 73, № 9. С. 1227.
96. Paulus G. и др. Plateau in above threshold ionization spectra // Phys. Rev. Lett. APS, 1994. Т. 72, № 18. С. 2851.
97. Walker В. и др. Elastic rescattering in the strong field tunneling limit // Phys. Rev. Lett. APS, 1996. Т. 77, № 25. С. 5031.

98. l'Huillier A. и др. Multiply charged ions induced by multiphoton absorption processes in rare-gas atoms at 1.064 μm // *J. Phys. B At. Mol. Phys.* IOP Publishing, 1983. Т. 16, № 8. С. 1363.
99. McPherson A. и др. Studies of multiphoton production of vacuum-ultraviolet radiation in the rare gases // *J. Opt. Soc. Am. B.* 1987. Т. 4, № 4. С. 595.
100. Ferray M. и др. Multiple-harmonic conversion of 1064 nm radiation in rare gases // *J. Phys. B At. Mol. Opt. Phys.* 1988. Т. 21, № 3. С. L31–L35.
101. Corkum P.B. Plasma perspective on strong field multiphoton ionization // *Phys. Rev. Lett.* 1993. Т. 71, № 13. С. 1994–1997.
102. М. Ю. Кучиев. Атомная антенна // *Письма В ЖЭТФ.* 1987. Т. 45. С. 319–321.
103. Platonenko V.T. High-order harmonic generation on the leading edge of a laser pulse // *Laser Phys.* 1996. Т. 6, № 6. С. 1168–1174.
104. Keldysh L.V. Ionization in the field of a strong electromagnetic wave // *Sov. Phys. JETP.* 1965. Т. 20, № 5. С. 1307–1314.
105. Pertot Y. и др. Time-resolved x-ray absorption spectroscopy with a water window high-harmonic source // *Science.* 2017. Т. 355, № 6322. С. 264–267.
106. Tanksalvala M. и др. Nondestructive, high-resolution, chemically specific 3D nanostructure characterization using phase-sensitive EUV imaging reflectometry // *Sci. Adv.* 2021. Т. 7, № 5. С. eabd9667.
107. Baksh P.D. и др. Quantitative and correlative extreme ultraviolet coherent imaging of mouse hippocampal neurons at high resolution // *Sci. Adv.* 2020. Т. 6, № 18. С. eaaz3025.
108. Malm E. и др. Singleshot polychromatic coherent diffractive imaging with a high-order harmonic source // *Opt. Express.* 2020. Т. 28, № 1. С. 394.
109. Tadesse G.K. и др. Wavelength-scale ptychographic coherent diffractive imaging using a high-order harmonic source // *Sci. Rep.* 2019. Т. 9, № 1. С. 1735.
110. Rupprecht P. и др. Resolving vibrations in a polyatomic molecule with femtometer precision via x-ray spectroscopy // *Phys. Rev. A.* 2023. Т. 108, № 3. С. 032816.
111. Kleine C. и др. Highly efficient soft x-ray spectrometer for transient absorption spectroscopy with broadband table-top high harmonic sources // *Struct. Dyn.* 2021. Т. 8, № 3. С. 034302.
112. Johnson A.S. и др. Measurement of sulfur L_{2,3} and carbon K edge XANES in a polythiophene film using a high harmonic supercontinuum // *Struct. Dyn.* 2016. Т. 3, № 6. С. 062603.
113. Popmintchev D. и др. Near- and Extended-Edge X-Ray-Absorption Fine-Structure Spectroscopy Using Ultrafast Coherent High-Order Harmonic Supercontinua // *Phys. Rev. Lett.* 2018. Т. 120, № 9. С. 093002.

114. Kapteyn H.C. и др. Coherent EUV Light Sources Based on High-Order Harmonic Generation: Principles and Applications in Nanotechnology // Photon Sources for Lithography and Metrology / под ред. Bakshi V. SPIE, 2023.
115. Stremoukhov S.Yu. Quasi-Phase Amplification of High-Order Harmonic Generation As a Method for Producing Seed Radiation for X-Ray Free-Electron Lasers // Crystallogr. Rep. 2022. Т. 67, № 6. С. 1034–1039.
116. Lambert G. и др. Injection of harmonics generated in gas in a free-electron laser providing intense and coherent extreme-ultraviolet light // Nat. Phys. 2008. Т. 4, № 4. С. 296–300.
117. Schmidt B.E. и др. High harmonic generation with long-wavelength few-cycle laser pulses // J. Phys. B At. Mol. Opt. Phys. 2012. Т. 45, № 7. С. 074008.
118. Cerullo G. и др. Few-optical-cycle light pulses with passive carrier-envelope phase stabilization // Laser Photonics Rev. 2011. Т. 5, № 3. С. 323–351.
119. Baltuška A. и др. Attosecond control of electronic processes by intense light fields // Nature. 2003. Т. 421, № 6923. С. 611–615.
120. Birulia V.A., Khokhlova M.A., Strelkov V.V. Macroscopic effects in generation of attosecond XUV pulses via high-order frequency mixing in gases and plasma // New J. Phys. 2024. Т. 26, № 2. С. 023005.
121. Birulia V.A., Khokhlova M.A., Strelkov V.V. Generation of attosecond pulses with a controllable carrier-envelope phase via high-order frequency mixing // Phys. Rev. A. 2022. Т. 106, № 2. С. 023514.
122. Khokhlova M.A., Strelkov V.V. Highly efficient XUV generation via high-order frequency mixing // New J. Phys. 2020. Т. 22, № 9. С. 093030.
123. Andreev A.V., Stremoukhov S.Y., Shoutova O.A. Spectrum of high harmonics generated by two-color circularly polarized laser field in atomic media // Laser Phys. 2020. Т. 30, № 10. С. 105402.
124. С. Ю. Стремоухов. Генерация эллиптически поляризованных гармоник газовыми средами в двухчастотных лазерных полях в условиях квази-фазового согласования // Письма В ЖЭТФ. 2025. Т. 121, № 1. С. 18–23.
125. Chipperfield L.E. и др. Ideal Waveform to Generate the Maximum Possible Electron Recollision Energy for Any Given Oscillation Period // Phys. Rev. Lett. 2009. Т. 102, № 6. С. 063003.
126. Haessler S. и др. Optimization of Quantum Trajectories Driven by Strong-Field Waveforms // Phys. Rev. X. 2014. Т. 4, № 2. С. 021028.
127. Dudovich N. и др. Measuring and controlling the birth of attosecond XUV pulses // Nat. Phys. 2006. Т. 2, № 11. С. 781–786.

128. Bruner B.D. и др. Robust enhancement of high harmonic generation via attosecond control of ionization.
129. Mahieu V. и др. Control of ellipticity in high-order harmonic generation driven by two linearly polarized fields // *Phys. Rev. A*. 2018. Т. 97, № 4. С. 043857.
130. Vozzi C. и др. Coherent continuum generation above 100 eV driven by an ir parametric source in a two-color scheme // *Phys. Rev. A*. 2009. Т. 79, № 3. С. 033842.
131. Takahashi E.J. и др. Infrared Two-Color Multicycle Laser Field Synthesis for Generating an Intense Attosecond Pulse // *Phys. Rev. Lett.* 2010. Т. 104, № 23. С. 233901.
132. Hong W. и др. Few-cycle attosecond pulses with stabilized-carrier-envelope phase in the presence of a strong terahertz field // *Opt. Express*. 2009. Т. 17, № 7. С. 5139.
133. Li S. и др. High-order harmonic generation from a thin film crystal perturbed by a quasi-static terahertz field // *Nat. Commun.* 2023. Т. 14, № 1. С. 2603.
134. Mitina E. и др. Enhanced forward THz yield from the long DC-biased femtosecond filament // *Opt. Laser Technol.* 2023. Т. 159. С. 108949.
135. Koulouklidis A.D. и др. Observation of extremely efficient terahertz generation from mid-infrared two-color laser filaments // *Nat. Commun.* 2020. Т. 11, № 1. С. 292.
136. Wu H.-C. и др. Terahertz radiation from a laser plasma filament // *Phys. Rev. E*. 2011. Т. 83, № 3. С. 036407.
137. Компанец В.О. и др. Управление фемтосекундной филаментацией посредством выстраивания молекул газа лазерными импульсами коротковолнового ИК диапазона // *Письма В Журнал Экспериментальной И Теоретической Физики. Российская академия наук, Отделение физических наук*, 2022. Т. 116, № 4. С. 217–224.
138. Gorlova D. и др. Transition radiation in the THz range generated in the relativistic laser—tape target interaction // *Laser Phys. Lett.* 2022. Т. 19, № 7. С. 075401.
139. Liao G.-Q., Li Y.-T. Review of Intense Terahertz Radiation from Relativistic Laser-Produced Plasmas // *IEEE Trans. Plasma Sci.* 2019. Т. 47, № 6. С. 3002–3008.
140. Klimov E. и др. Terahertz photoconductive antennas based on silicon-doped GaAs (111)A // *Int. J. Mod. Phys. B*. 2023. С. 2450378.
141. Evain C. и др. Stable coherent terahertz synchrotron radiation from controlled relativistic electron bunches // *Nat. Phys.* 2019. Т. 15, № 7. С. 635–639.
142. Fisher A. и др. Single-pass high-efficiency terahertz free-electron laser // *Nat. Photonics*. 2022. Т. 16, № 6. С. 441–447.

143. Jin Y.H., Zhang X.-C. Terahertz optical rectification // *J. Nonlinear Opt. Phys. Mater.* 1995. Т. 04, № 02. С. 459–495.
144. Huang S.-W. и др. High conversion efficiency, high energy terahertz pulses by optical rectification in cryogenically cooled lithium niobate // *Opt. Lett.* 2013. Т. 38, № 5. С. 796.
145. Kim S. и др. Highly Nonlinear Optical Organic Crystals for Efficient Terahertz Wave Generation, Detection, and Applications // *Adv. Opt. Mater.* 2021. Т. 9, № 23. С. 2101019.
146. Jazbinsek M. и др. Organic Crystals for THz Photonics // *Appl. Sci.* 2019. Т. 9, № 5. С. 882.
147. Schneider A. и др. Generation of terahertz pulses through optical rectification in organic DAST crystals: theory and experiment // *J. Opt. Soc. Am. B.* 2006. Т. 23, № 9. С. 1822.
148. Vicario C. и др. High efficiency THz generation in DSTMS, DAST and OH1 pumped by Cr:forsterite laser // *Opt. Express.* 2015. Т. 23, № 4. С. 4573.
149. Gordienko V.M. и др. Generation of superintense femtosecond pulses by the Cr:forsterite laser system // *Laser Phys.* 2006. Т. 16, № 3. С. 427–435.
150. Agranat M.B. и др. Terawatt femtosecond Cr : forsterite laser system // *Quantum Electron.* 2004. Т. 34, № 6. С. 506–508.
151. Vicario C., Monoszlai B., Hauri C.P. GV / m Single-Cycle Terahertz Fields from a Laser-Driven Large-Size Partitioned Organic Crystal // *Phys. Rev. Lett.* 2014. Т. 112, № 21. С. 213901.
152. Suleimanova D.Z. и др. Advances in the development of few-cycle gigawatt-peak-power mid-IR optical parametric amplifiers pumped by Cr:Forsterite laser using non-oxide nonlinear crystals // *Appl. Phys. Lett.* 2024. Т. 124, № 16. С. 161103.
153. Migal E.A. и др. Unlocking superior performance of broadband powerful mid-IR optical parametric amplifiers with a BaGa₂GeS₆ crystal pumped at 1.24 μm // *Opt. Lett.* 2024. Т. 49, № 16. С. 4537.
154. Migal E. и др. 3.5-mJ 150-fs Fe:ZnSe hybrid mid-IR femtosecond laser at 4.4 μm for driving extreme nonlinear optics // *Opt. Lett.* 2019. Т. 44, № 10. С. 2550.
155. Pushkin A., Potemkin F. Refining the Performance of mid-IR CPA Laser Systems Based on Fe-Doped Chalcogenides for Nonlinear Photonics // *Photonics.* MDPI AG, 2023. Т. 10, № 12. С. 1375.
156. Денисов В.И. Введение в электродинамику материальных сред. Учебное пособие. Москва: Издательство Московского университета, 1989.
157. Robert W. Boyd. *Nonlinear optics*, third edition. Academic Press, 2008.
158. Ф.В. Потёмкин, Б.В. Румянцев. Микро- и макроскопический отклик среды при генерации гармоник высокого порядка в газе. Москва: Физический факультет МГУ имени М.В. Ломоносова, 2024.

159. Денисов В.И. Лекции по электродинамике. Учебное пособие, 2 издание. УНЦ ДО, 2007. 272 с.
160. Strelkov V.V. и др. High-order harmonic generation by atoms in an elliptically polarized laser field: Harmonic polarization properties and laser threshold ellipticity // *Phys. Rev. A*. 2012. Т. 86, № 1. С. 013404.
161. Fleck J.A., Morris J.R., Feit M.D. Time-dependent propagation of high energy laser beams through the atmosphere // *Appl. Phys.* 1976. Т. 10, № 2. С. 129–160.
162. Feit M., Fleck Jr J., Steiger A. Solution of the Schrödinger equation by a spectral method // *J. Comput. Phys. Elsevier*, 1982. Т. 47, № 3. С. 412–433.
163. Б. В. Румянцев, А. В. Пушкин, К. Е. Михеев, Ф. В. Потёмкин. Влияние длины и давления газовой струи на процесс генерации оптических гармоник фемтосекундным излучением лазерной системы на кристалле Fe:ZnSe с длиной волны 4.5 мкм // *Письма В Журнал Экспериментальной И Теоретической Физики*. 2022. Т. 116, № 10. С. 659–666.
164. Pushkin A. и др. High-Power Solid-State Near- and Mid-IR Ultrafast Laser Sources for Strong-Field Science // *Photonics*. 2022. Т. 9, № 2. С. 90.
165. Henke B.L., Gullikson E.M., Davis J.C. X-Ray Interactions: Photoabsorption, Scattering, Transmission and Reflection. 1992.
166. Jaegle P. Coherent sources of XUV radiation: soft X-ray lasers and high-order harmonic generation. New York, NY: Springer, 2006. 416 с.
167. Atomic Data for Helium (He) [Электронный ресурс]. URL: <https://physics.nist.gov/PhysRefData/Handbook/Tables/heliumtable1.htm> (дата обращения: 05.02.2025).
168. A. Kramida и др. NIST atomic spectra database. 2024.
169. Aparicio J.A. и др. Measurement of Stark broadening and shift parameters of several Ar I lines // *J. Phys. B At. Mol. Opt. Phys.* 1998. Т. 31, № 22. С. 4909–4918.
170. Migal E. и др. 3.5-mJ 150-fs Fe:ZnSe hybrid mid-IR femtosecond laser at 44 μm for driving extreme nonlinear optics // *Opt. Lett.* 2019. Т. 44, № 10. С. 2550.
171. Baltuška A., Fuji T., Kobayashi T. Controlling the Carrier-Envelope Phase of Ultrashort Light Pulses with Optical Parametric Amplifiers // *Phys. Rev. Lett.* 2002. Т. 88, № 13. С. 133901.
172. Потёмкин Ф.В., Мигаль Е.А. Измерение огибающей интенсивности и спектральной фазы импульсов ближнего ИК диапазона методом широкополосного оптического стробирования с разрешением по частоте в процессе генерации второй гармоники. Москва, 2017.

173. Trebino R. *Frequency-Resolved Optical Gating: The Measurement of Ultrashort Laser Pulses*. Boston, MA: Springer US, 2000.
174. Garriga Francis K.J., Zhang X.-C. Local measurement of terahertz field-induced second harmonic generation in plasma filaments // *Front. Optoelectron*. 2023. Т. 16, № 1. С. 44.
175. Ding Y. и др. Terahertz-assisted even harmonics generation in silicon // *iScience*. 2022. Т. 25, № 2. С. 103750.
176. Wu X. и др. Generation of 13.9-mJ Terahertz Radiation from Lithium Niobate Materials // *Adv. Mater*. 2023. Т. 35, № 23. С. 2208947.
177. Zhao H. и др. Efficient broadband terahertz generation from organic crystal BNA using near infrared pump // *Appl. Phys. Lett*. 2019. Т. 114, № 24. С. 241101.
178. Б.В. Румянцев, А. В. Пушкин, Д. З. Сулейманова, Н. А. Жидовцев, Ф.В. Потёмкин. Генерация перестраиваемого мощного малопериодного терагерцового излучения в органических кристаллах при накачке мультигигаваттными chirпированными лазерными импульсами ближнего ИК диапазона на длине волны 1.24 мкм // *Письма В Журнал Экспериментальной И Теоретической Физики*. 2023. Т. 117, № 8. С. 571–579.
179. Б. В. Румянцев, Н. А. Жидовцев, А. В. Пушкин, Е. А. Лобушкин, П. А. Шулындин, Д. З. Сулейманова, А. Б. Савельев-Трофимов и Ф. В. Потёмкин. Высоочастотный сдвиг и расширение спектра генерации ТГц излучения до 10 ТГц в процессе оптического выпрямления мощного фемтосекундного малопериодного излучения накачки ближнего ИК диапазона в кристалле BNA // *Письма В Журнал Экспериментальной И Теоретической Физики*. 2023. Т. 118, № 11. С. 802–809.
180. Khosroffian J.M., Garetz V.A. Measurement of a Gaussian laser beam diameter through the direct inversion of knife-edge data // *Appl. Opt*. 1983. Т. 22, № 21. С. 3406.
181. Chefonov O.V. и др. Giant self-induced transparency of intense few-cycle terahertz pulses in n-doped silicon // *Opt. Lett*. 2017. Т. 42, № 23. С. 4889.
182. Valdmanis J., Mourou G. Subpicosecond electrooptic sampling: Principles and applications // *IEEE J. Quantum Electron*. 1986. Т. 22, № 1. С. 69–78.
183. Wu Q., Zhang X.-C. 7 terahertz broadband GaP electro-optic sensor // *Appl. Phys. Lett*. 1997. Т. 70, № 14. С. 1784–1786.
184. Constant E. и др. Optimizing High Harmonic Generation in Absorbing Gases: Model and Experiment // *Phys. Rev. Lett*. 1999. Т. 82, № 8. С. 1668–1671.
185. Kapteyn H.C. и др. *Coherent EUV Light Sources Based on High-Order Harmonic Generation: Principles and Applications in Nanotechnology*. 2023. С. 63.

186. Petrakis S. и др. Electron quantum path control in high harmonic generation via chirp variation of strong laser pulses // *Sci. Rep.* 2021. Т. 11, № 1. С. 23882.
187. СВЕРХСИЛЬНЫЕ СВЕТОВЫЕ ПОЛЯ • Большая российская энциклопедия - электронная версия [Электронный ресурс]. URL: <https://old.bigenc.ru/physics/text/3540374> (дата обращения: 28.08.2025).
188. Li B.-Y. и др. Terahertz-field-induced near-cutoff even-order harmonics in a femtosecond laser // *Phys. Rev. A.* 2020. Т. 102, № 6. С. 063102.
189. Trieu D.-A. и др. Universality in odd-even harmonic generation and application in terahertz waveform sampling // *Phys. Rev. A.* 2023. Т. 108, № 2. С. 023109.
190. Bravy B.G. и др. Multi-terawatt picoseconds 10- μm CO₂ laser system: design and parameters' control // *Opt. Express.* 2012. Т. 20, № 23. С. 25536.
191. Tovey D. и др. Lasing in 15 atm CO₂ cell optically pumped by a Fe: ZnSe laser // *Opt. Express.* Optica Publishing Group, 2021. Т. 29, № 20. С. 31455–31464.
192. Pushkin A.V. и др. Femtosecond graphene mode-locked Fe:ZnSe laser at 4.4 μm // *Opt. Lett.* 2020. Т. 45, № 3. С. 738.
193. Perry M.D., Crane J.K. High-order harmonic emission from mixed fields // *Phys. Rev. A.* 1993. Т. 48, № 6. С. R4051–R4054.
194. Salières P. и др. Feynman's Path-Integral Approach for Intense-Laser-Atom Interactions // *Science.* American Association for the Advancement of Science (AAAS), 2001. Т. 292, № 5518. С. 902–905.
195. Feynman R.P., Hibbs A.R., Weiss G.H. Quantum mechanics and path integrals. American Institute of Physics, 1966.