

МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
имени М.В. ЛОМОНОСОВА

ФИЗИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ

На правах рукописи

Рожко Михаил Викторович

**Широкополосное нелинейно-оптическое преобразование
мощных сверхкоротких лазерных импульсов
среднего инфракрасного диапазона**

1.3.19. Лазерная физика

ДИССЕРТАЦИЯ

на соискание ученой степени

кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:
д. ф.-м. н., профессор
Алексей Михайлович Желтиков

Москва – 2023

АННОТАЦИЯ

В диссертационной работе представлены результаты экспериментальных исследований широкополосного нелинейно-оптического преобразования субтераваттных сверхкоротких лазерных импульсов среднего инфракрасного диапазона на центральной длине волны 3.9 мкм: генерации высоких гармоник в газовых средах и от поверхности твердотельной мишени, а также генерации терагерцового и СВЧ излучения лазерно-плазменными газовыми источниками. Реализована широкополосная генерация высоких гармоник в спектральной области 125-850 нм при фокусировке мощных фемтосекундных лазерных импульсов на центральной длине волны 3.9 мкм в газовую среду молекулярного азота. Показано, что взаимодействие поля высоких гармоник с колебательными переходами второй положительной системы азота и монооксида азота приводит к проявлению спектральных особенностей вынужденного комбинационного рассеяния и некогерентного излучения плазмы, осуществляя химически селективный однопучковый и одноимпульсный режим спектроскопии газов и плазмы. Продемонстрирована генерация высоких гармоник в спектральном диапазоне 75-2000 нм при воздействии на поверхность твердотельной диэлектрической мишени р-поляризованных фемтосекундных лазерных импульсов субрелятивистской интенсивности 10^{17} Вт/см² на центральной длине волны 3.9 мкм в режиме когерентного кильватерного излучения. Экспериментально показана генерация СВЧ-терагерцового суперконтинуума в спектральной области от 0.1 ГГц до 17 ТГц при взаимодействии мощных фемтосекундных лазерных импульсов на центральной длине волны 3.9 мкм с атмосферным воздухом. Исследованы спектральные, пространственные, поляризационные характеристики генерируемого вторичного низкочастотного излучения. На основании данных характеристик выяснено, что возбуждаемые мощным лазерным излучением среднего инфракрасного диапазона фототоки становятся источником сверхширокополосного СВЧ-терагерцового излучения в соответствии с моделями черенковского излучения и импульсной антенны.

СОДЕРЖАНИЕ

ВВЕДЕНИЕ.....	6
Актуальность работы.....	6
Степень разработанности темы исследования.....	8
Цели и задачи диссертационной работы	9
Объект и предмет исследования.....	9
Научная новизна.....	9
Научная и практическая значимость работы	11
Методология и методы исследования.....	11
Защищаемые положения	12
Достоверность результатов исследования	13
Апробация результатов исследования	13
Личный вклад автора	16
Структура диссертационной работы.....	17
Глава 1. Обзор лазерно-плазменных методик широкополосного нелинейно- оптического преобразования мощных сверхкоротких световых импульсов	19
1.1 Источники мощных сверхкоротких лазерных импульсов среднего инфракрасного диапазона	19
1.2 Лазерно-плазменное взаимодействие в газах как источник когерентного низкочастотного электромагнитного излучения	22
1.3 Генерация высоких гармоник как источник когерентного высокочастотного электромагнитного излучения.....	26
1.4 Выводы главы 1	34
Глава 2. Генерация широкополосного излучения высоких гармоник при взаимодействии мощных сверхкоротких лазерных импульсов среднего инфракрасного диапазона с газовыми средами	35
2.1 Лазерный источник импульсного излучения среднего инфракрасного диапазона	36
2.1.1 Схема лазерного источника мощных сверхкоротких лазерных импульсов среднего инфракрасного диапазона.....	36

2.1.2	Спектральные, временные и пространственные параметры мощных сверхкоротких лазерных импульсов среднего инфракрасного диапазона ...	39
2.2	Схема генерации гармоник высокого порядка при фокусировке сверхкоротких лазерных импульсов среднего инфракрасного диапазона в газовую среду	40
2.3	Генерация мультиоктавного суперконтинуума высоких гармоник при фокусировке мощных сверхкоротких лазерных импульсов среднего инфракрасного диапазона в молекулярном азоте.....	43
2.4	Резонансное взаимодействие поля высоких гармоник сверхкоротких лазерных импульсов среднего инфракрасного диапазона с колебательными переходами молекулярных газовых систем	45
2.4.1	Вынужденное комбинационное рассеяние в поле высоких гармоник лазерного излучения среднего инфракрасного диапазона	45
2.4.2	Некогерентное излучение плазмы в поле высоких гармоник лазерного излучения среднего инфракрасного диапазона	51
2.5	Выводы главы 2	54
Глава 3. Генерация мультиоктавного излучения высоких гармоник при взаимодействии мощных сверхкоротких лазерных импульсов среднего инфракрасного диапазона с поверхностью твердотельной мишени		
55		
3.1	Система генерации и регистрации высоких оптических гармоник при взаимодействии сверхкоротких лазерных импульсов среднего инфракрасного диапазона с твердотельной поверхностью	56
3.1.1	Схема генерации и регистрации высоких гармоник в видимом и ближнем/дальнем ультрафиолетовом диапазонах	56
3.1.2	Схема генерации и регистрации высоких гармоник в экстремальном ультрафиолетовом диапазоне	61
3.2	Результаты спектрально-пространственной характеристики высоких гармоник от поверхности твердотельной мишени	65
3.2.1	Спектрально-пространственная характеристика высоких гармоник в видимом и ближнем/дальнем ультрафиолетовом диапазонах.....	65
3.2.2	Спектр высоких гармоник в экстремальном ультрафиолетовом диапазоне	66
3.2.3	Влияние chirpирования лазерных импульсов среднего инфракрасного диапазона на спектр высоких гармоник	68
3.2.4	Влияние материала твердотельной мишени на спектр высоких гармоник	70

3.3	Выводы главы 3	74
Глава 4. Генерация мультидекадного низкочастотного излучения в поле мощных сверхкоротких лазерных импульсов среднего инфракрасного диапазона в газах..... 76		
4.1	Схема генерации и комплексная методика детектирования излучения терагерцового и СВЧ диапазонов при фокусировке сверхкоротких лазерных импульсов среднего инфракрасного диапазона в газовую среду	77
4.1.1	Электрооптическое семплирование терагерцовых импульсов	79
4.1.2	Автокорреляционный анализ терагерцового и СВЧ излучения.....	80
4.1.3	Спектральный анализ СВЧ-ТГц суперконтинуума при помощи калибровочных наборов фильтров.....	81
4.1.4	Радиоэлектронные методы регистрации СВЧ излучения.....	83
4.1.5	Пространственный анализ пучка СВЧ-ТГц излучения	87
4.1.6	Характеризация поляризационных свойств ТГц излучения и лазерных импульсов накачки.....	89
4.1.7	Влияние выбора газовой среды генерации на эффективность преобразования СВЧ-ТГц суперконтинуума и зависимость от давления газа	90
4.2	Характеризация свойств плазменного источника широкополосного когерентного излучения в терагерцовом и СВЧ диапазонах	92
4.2.1	Роль продольных и поперечных плазменных токов в экспериментах с использованием одноцветного и двухцветного лазерного поля сверхкоротких импульсов среднего инфракрасного диапазона	93
4.2.2	Характеризация поляризационных свойств низкочастотного излучения в СВЧ диапазоне	98
4.2.3	Характеризация пространственных свойств и диаграмм направленности низкочастотного излучения в СВЧ диапазоне	101
4.3	Выводы главы 4	106
ЗАКЛЮЧЕНИЕ		108
Выводы.....		108
Благодарности		109
СПИСОК ИСПОЛЬЗУЕМЫХ АББРЕВИАТУР И СОКРАЩЕНИЙ.....		110
СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ		111

ВВЕДЕНИЕ

Актуальность работы

Исторически возможность эффективного широкополосного преобразования мощного излучения лазерных источников на центральной длине волны, лежащей далеко за пределами ближнего инфракрасного диапазона, была продемонстрирована еще в конце 1970-х годов [1]. Плотная горячая плазма, создаваемая на поверхности алюминиевой мишени наносекундными импульсами CO₂-лазера на центральной длине волны 10.6 мкм, становилась источником оптических гармоник вплоть до 11-го порядка. Спустя четыре года, также с использованием CO₂-лазера, на поверхности карбоновых стержней была достигнута интенсивность излучения более 10^{15} Вт/см², что позволило получить генерацию высоких гармоник до 46-го порядка (230 нм) [2]. Выполненные впоследствии исследования при помощи пико- и субпикосекундных эксимерных [3, 4], а затем и неодимовых лазерных систем [5, 6] продемонстрировали генерацию высоких гармоник в благородных газах. Развитие к началу 1990-х годов фемтосекундных лазерных источников [7], в частности, широко используемых в настоящее время титан-сапфировых лазеров [8], ознаменовало начало интенсивного исследования процессов взаимодействия мощных световых полей ближнего инфракрасного диапазона с веществом при длительности лазерных импульсов порядка нескольких периодов поля, в результате чего была реализована генерация гармоник вплоть до рентгеновского диапазона [9, 10].

Современная тенденция развития мощных фемтосекундных лазерных источников среднего инфракрасного диапазона [11-16] актуализирует проблему масштабирования известных нелинейно-оптических эффектов по длине волне управляющего поля и обуславливает потребность расширения и обобщения физической картины динамики плазмы при взаимодействии излучения таких источников с веществом [17-19]. Усиленное влияние пондеромоторного потенциала и большой период колебания поля для длинноволнового лазерного

излучения напрямую влияет на кинетические параметры и динамику свободных электронов в создаваемой в газах или на поверхности твердотельных мишеней плазме, заметно снижая порог интенсивности накачки, необходимой для наблюдения эффектов релятивистской электронной динамики [20, 21]. Квадратичная зависимость критической мощности самофокусировки от длины волны лазерного источника в сочетании со свойствами аномальной дисперсии атмосферного воздуха в среднем инфракрасном диапазоне обеспечивает высокую степень пространственно-временной локализации излучения без существенных потерь энергии на ионизацию [22-24]. Продемонстрированы сценарии рекордно широкополосного нелинейно-оптического преобразования лазерных импульсов среднего инфракрасного диапазона в газах, твердых телах, фотонно-кристаллических волноводах [25-27].

Эффективным и уникальным инструментом генерации как интенсивного высокочастотного, так и низкочастотного излучения является лазерная филаментация [28-30]. При этом вторичное излучение лазерно-плазменных источников, индуцируемых импульсами среднего инфракрасного диапазона, может характеризоваться повышенной эффективностью и отличными от условий ближнего инфракрасного управляющего поля свойствами, определяясь динамикой фотоэлектронных токов [31, 32]. Схожие физические процессы, приводящие к генерации и высокочастотного излучения гармоник, и низкочастотного излучения терагерцового и СВЧ диапазонов [33, 34], мотивируют проводить исследования по развитию универсальных лазерно-плазменных методик генерации сверхширокополосного вторичного излучения в поле лазерных импульсов среднего инфракрасного диапазона. Данные методики представляют несомненный интерес с точки зрения исследований сверхбыстрой электронной динамики [35], широкополосной спектрохронографии [36], дистанционного зондирования [37] и удаленной высокоплотной передачи информации [38].

Степень разработанности темы исследования

Создание мощных фемтосекундных лазерных систем среднего инфракрасного диапазона на основе оптического параметрического усиления chirпированных импульсов [12] дало толчок к развитию экспериментальных методов исследования лазерно-плазменных нелинейностей, являющихся источником чрезвычайно широкополосного – мультиоктавного и мультидекадного – вторичного когерентного излучения как в высокочастотном, так и низкочастотном спектральном диапазоне. В важнейшей работе группы М. Марнейн и Г. Каптейна, посвященной высоким гармоникам в рентгеновском диапазоне при взаимодействии мощных сверхкоротких лазерных импульсов на центральной длине волны 3.9 мкм с газовыми струями, реализована генерация суперконтинуума в области 0.3-1.6 кэВ [25]. Генерация мультиоктавного широкополосного излучения в спектральном диапазоне 250-6500 нм при филаментации сверхкоротких лазерных импульсов среднего ИК диапазона в атмосферном воздухе была продемонстрирована группой профессора А.М. Желтикова [39-41]. Исследования по созданию лазерными импульсами среднего инфракрасного диапазона плазменных источников вторичного широкополосного излучения в терагерцовом (до 20 ТГц) и гигагерцовом (2-70 ГГц) диапазонах были представлены научными группами А. Балтушки и М. Мильчберга соответственно [42, 43]. В то же время активно развиваются физические модели фотоиндуцированных плазменных токов, способные корректно описывать генерацию высоких гармоник и низкочастотного (дальнего инфракрасного, терагерцового, СВЧ) излучения совместно как результат общей сверхбыстрой электронной динамики [43, 44].

Таким образом, активное развитие за последнее десятилетие методов широкополосного преобразования мощных лазерных импульсов среднего инфракрасного диапазона и интерес к ним со стороны научных групп мирового уровня обуславливает высокую степень актуальности темы настоящей диссертационной работы.

Цели и задачи диссертационной работы

Целью исследований по теме диссертационной работы является развитие новых методик широкополосного нелинейно-оптического преобразования мощных субтераваттных сверхкоротких лазерных импульсов среднего инфракрасного диапазона и их применение в области нелинейной спектроскопии, исследования сверхбыстрой динамики плазмы и дистанционного зондирования. Для реализации данных методик решается круг экспериментальных задач, связанных с генерацией высоких гармоник в области вакуумного ультрафиолетового диапазона в газовых средах и от поверхности твердотельных мишеней, а также созданием лазерно-плазменных источников вторичного широкополосного когерентного низкочастотного излучения со спектром, простирающимся от терагерцового до СВЧ диапазона.

Объект и предмет исследования

Объектом диссертационного исследования является нелинейно-оптическое преобразование субтераваттных фемтосекундных лазерных импульсов среднего инфракрасного диапазона при взаимодействии с газовыми средами и поверхностью твердотельных мишеней. В качестве предмета исследования выступают спектральные, временные, пространственные характеристики вторичного когерентного широкополосного излучения, генерируемого в результате такого преобразования.

Научная новизна

Продемонстрирована генерация суперконтинуума при взаимодействии сверхкоротких лазерных импульсов с длительностью порядка 80 фс на центральной длине волны 3.9 мкм с молекулярным азотом. Показано, что спектральная структура сгенерированного излучения состоит из гармоник высокого порядка в диапазоне 125-850 нм. Установлена немонотонная зависимость интенсивности высоких гармоник дальнего ультрафиолетового диапазона от давления азота. Исследован эффект вынужденного

комбинационного рассеяния в поле гармоник высокого порядка при взаимодействии лазерного излучения среднего инфракрасного диапазона с двухатомной колебательной системой молекулярного азота. В частности, показано, что в высокочастотном крыле 11-й гармоники на длине волны 350 нм ясно видны черты вынужденного комбинационного усиления и вынужденного комбинационного поглощения вблизи частоты колебательного перехода второй положительной системы азота на соответствующей длине волны 337.1 нм. Также показано проявление некогерентного излучения плазмы вблизи колебательных переходов азота 317 нм и монооксида азота 237 нм и 215 нм.

Показано, что когерентное кильватерное излучение плазмы, индуцированное высокоинтенсивными (до 10^{17} Вт/см²) сверхкороткими лазерными импульсами среднего инфракрасного диапазона при фокусировке на поверхность твердотельной мишени, порождает мультиоктавное излучение гармоник высокого порядка. Зарегистрированы гармоники 2-51 порядка от лазерного излучения на центральной длине волны 3.9 мкм. Обнаружено, что спектр гармоник крайне чувствителен к чирпу импульсов накачки среднего инфракрасного спектрального диапазона ввиду излучения гармоник цугами аттосекундных импульсов с переменным временным интервалом между отдельными импульсами внутри цуга. Положительное чирпирование лазерных импульсов способно частично компенсировать варьирование этого интервала, реализуя генерацию гармоник высших порядков в спектре излучения плазмы вплоть до экстремального ультрафиолетового диапазона. Показано, что наиболее высокие порядки гармоник наблюдаются при взаимодействии лазерного излучения с поверхностью мишени из полистирола.

Экспериментально продемонстрировано, что плазменные токи, возбуждаемые мощным лазерным излучением среднего инфракрасного диапазона на центральной длине волны 3.9 мкм, становятся источником вторичного широкополосного терагерцового и СВЧ излучения в диапазоне от 0.1 ГГц до 17 ТГц. Для характеристики генерируемого низкочастотного суперконтинуума был применен комплексный подход с использованием

взаимодополняющих измерительных методик, включающих в себя инструменты сверхбыстрой оптики, терагерцовой фотоники и микроволновой электроники. Получено экспериментальное обоснование, что спектральные, пространственные и поляризационные свойства полученного широкополосного излучения описываются моделями импульсной антенны и черенковского излучения. Такие лазерно-индуцированные антенны способны генерировать интенсивные СВЧ импульсы с энергией порядка десятков микроджоулей, а их сверхширокая диаграмма направленности простирается до углов $\theta > 125^\circ$ далеко за пределами поперечной плоскости генерации относительно направления распространения лазерного пучка.

Научная и практическая значимость работы

Разработана методика генерации мультиоктавного излучения гармоник в области 75-2000 нм при взаимодействии мощных сверхкоротких лазерных импульсов на центральной длине волны 3.9 мкм с поверхностью твердотельной диэлектрической мишени. Данный эффект обеспечивает возможность реализации перспективного источника аттосекундных импульсов и зондирующего излучения для исследования сверхбыстрой субрелятивистской динамики плазмы. Реализована генерация мультидиапазонного низкочастотного импульсного когерентного излучения в области от 0.1 ГГц до 17 ТГц при взаимодействии мощных сверхкоротких лазерных импульсов на центральной длине волны 3.9 мкм с газовыми средами. На примере азотсодержащих газовых систем продемонстрирована возможность химически селективной, однопучковой и одноимпульсной широкополосной спектроскопии газов и плазмы в поле высоких гармоник в спектральной области от ближнего инфракрасного до дальнего ультрафиолетового диапазона.

Методология и методы исследования

Экспериментальные методы исследования включали в себя разработку оптических схем генерации вторичного широкополосного излучения при

воздействии лазерных импульсов среднего инфракрасного диапазона на газовые и твердотельные мишени; построение оптических, электронных и радиоэлектронных систем регистрации; исследование зависимостей регистрируемого нелинейного сигнала от различных физических параметров, таких как энергия, чирп и поляризация лазерных импульсов, давление газа, материал мишени.

К теоретическим и вычислительным методам исследования относилась разработка программного обеспечения для обработки и анализа полученных экспериментальных данных; применение численного моделирования для их интерпретации и сравнения с результатами, предсказываемыми известными физическими моделями; аналитические выкладки, расширяющие физическую картину лазерно-плазменной динамики на случай мощных полей сверхкоротких лазерных импульсов среднего инфракрасного диапазона.

Защищаемые положения

1. При фокусировке мощных фемтосекундных лазерных импульсов на центральной длине волны 3.9 мкм в газовую среду молекулярного азота происходит широкополосная генерация высоких гармоник в спектральной области 125-850 нм. Взаимодействие поля высоких гармоник с колебательными переходами второй положительной системы азота и монооксида азота приводит к вынужденному комбинационному рассеянию, обеспечивая реализацию химически селективной однопучковой и одноимпульсной спектроскопии возбужденных газов и плазмы.
2. Когерентное кильватерное излучение плазмы, генерируемое р-поляризованными фемтосекундными лазерными импульсами среднего инфракрасного диапазона на центральной длине волны 3.9 мкм при фокусировке на поверхность толстой твердотельной полистироловой мишени до субрелятивистской интенсивности 10^{17} Вт/см², становится источником высоких гармоник вплоть до 51 порядка в диапазоне 75-2000 нм в геометрии на отражение.

3. Плазменные токи, возбуждаемые мощными фемтосекундными лазерными импульсами с энергией до 10 мДж на центральной длине волны 3.9 мкм в атмосферном воздухе, являются источником когерентного терагерцового и СВЧ излучения в диапазоне от 0.1 ГГц до 17 ТГц. В случае одноцветной накачки продемонстрирована генерация широконаправленного низкочастотного излучения продольными плазменными токами. В случае двухцветной накачки вторичное низкочастотное излучение генерируется преимущественно поперечными плазменными токами и имеет узкую угловую диаграмму по направлению распространения лазерных импульсов. Наблюдаемые пространственно-спектральные особенности СВЧ излучения согласуются с моделями черенковского излучения и импульсной антенны.

Достоверность результатов исследования

Степень достоверности результатов диссертационного исследования определяется высоким современным уровнем использованного научно-технического оборудования, применением экспериментальных методик в соответствии с известными и доказанными научными подходами, повторяемостью процедуры получения экспериментальных данных и анализом полученных зависимостей согласно ранее разработанным и общепризнанным теоретическим моделям. Материалы основных результатов диссертационной работы также прошли этап рецензирования при публикации в международных научных изданиях.

Апробация результатов исследования

Основные результаты диссертационной работы были представлены в соавторстве с Рожко М.В. либо им лично на российских и международных научных конференциях:

1. Rozhko M.V., Mitrofanov A.V., Sidorov-Biryukov D.A., Voronin A.A., Nazarov M.M., Fedotov A.B., Zheltikov A.M., “Multi-range characterization of microwave-to-terahertz supercontinuum driven by high-power ultrashort laser pulses in the mid-

infrared”, Saratov Fall Meeting XXVI, Саратов, Россия, 26-30 сентября 2022 (устный).

2. Митрофанов А.В., Воронин А.А, Сидоров-Бирюков Д.А., Назаров М.М, Рожко М.В., Глек П.Б., Романовский Я.О., Серебрянников Е.Е., Панченко В.Я., Федотов А.Б., Желтиков А.М., “Генерация широкополосного мультиоктавного суперконтинуума в поле мощных лазерных импульсов ближнего и среднего ИК диапазона”, IV Международная конференция Фотоника и квантовые технологии, Казань, Россия, 19-21 декабря 2021 (устный).

3. Mitrofanov A.V., Sidorov-Biryukov D.A., Rozhko M.V., Voronin A.A., Glek P.B., Serebryannikov E.E., Fedotov A.B., Zheltikov A.M., “High-harmonic generation as a probe for electron dynamics in strong-field laser -- solid-plasma interactions”, International Conference on Electron, Positron, Neutron and X-ray Scattering under External Influences, Ереван, Мегри, Армения, 18-24 октября 2021 (устный).

4. Zheltikov A.M., Mitrofanov A.V., Sidorov-Biryukov D.A., Voronin A.A., Rozhko M.V., Fedotov A.B., “High-harmonic inverse Raman scattering”, Proc. SPIE 11770, Nonlinear Optics and Applications XII, 117700I, 19 апреля 2021 (устный).

5. Рожко М.В., “Лазерное излучение в среднем ИК диапазоне как инструмент для технологий будущего”, XV Всероссийский фестиваль науки НАУКА 0+, Москва, Россия, 9-11 октября 2020 (устный).

6. Glek P.B., Mitrofanov A.V., Stepanov E.A., Voronin A.A., Rozhko M.V., SidorovBiryukov D.A., Ryabchuk S.V., Shutov A., Fedotov A.B., Zheltikov A.M., “High-harmonic and attosecond-pulse generation by high-peak-power mid-infrared laser pulses: particle-in-cell simulations versus experiments”, Third International Summer School on Nonlinear Photonics, Россия, 12-16 августа 2019 (стендовый).

7. Sidorov-Biryukov D.A., Mitrofanov A.V., Stepanov E.A., Voronin A.A., Rozhko M.V., Glek P.B., Ryabchuk S.V., Shutov A., Fedotov A.B., Zheltikov A.M., “High-Harmonic Probe for Relativistic Laser–Matter Interactions Driven by Ultrashort Pulses in the MidInfrared”, 2019 Conference on Lasers and Electro-Optics/Europe –

European Quantum Electronics Conference, Мюнхен, Германия, 23-27 июня 2019 (стендовый).

Материалы исследований по теме диссертационной работы были опубликованы в 11 печатных работах в международных рецензируемых научных изданиях, входящих в базы данных Web of Science, Scopus и РИНЦ, таких как Optica, ACS Photonics, Journal of Lightwave Technology, Optics Letters, Physical Review A, Journal of Raman Spectroscopy, ЖЭТФ:

[1] 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,” ЖЭТФ **163**, 488-495 (2023).

[2] Mitrofanov A.V., Sidorov-Biryukov D.A., Rozhko M.V., Erukhimova N.V., Voronin A.A., Nazarov M.M., Fedotov A.B., Zheltikov A.M., “Broadband ultrawide-angle laser-plasma microwave antennas,” Physical Review A **105**, 053503 (2022).

[3] Mitrofanov A.V., Voronin A.A., Rozhko M.V., Sidorov-Biryukov D.A., Nazarov M.M., Fedotov A.B., Zheltikov A.M., “Polarization and Spatial Mode Structure of Mid-Infrared-Driven Terahertz-to-Microwave Radiation,” ACS Photonics **8**, 1988-1996 (2021).

[4] Mitrofanov A.V., Sidorov-Biryukov D.A., Rozhko M.V., Voronin A.A., Glek P.B., Nazarov M.M., Fedotov A.B., Zheltikov A.M., “Ultrabroadband Characterization of Microwave-to-Terahertz Supercontinua Driven by Ultrashort Pulses in the Mid-Infrared,” Journal of Lightwave Technology **39**, 7862-7868 (2021).

[5] Mitrofanov A.V., Rozhko M.V., Voronin A.A., Sidorov-Biryukov D.A., Fedotov A.B., Zheltikov A.M., “High-harmonic-driven inverse Raman scattering,” Optics Letters **46**, 3219-3222 (2021).

[6] Mitrofanov A.V., Sidorov-Biryukov D.A., Nazarov M.M., Voronin A.A., Rozhko M.V., Fedotov A.B., Zheltikov A.M., “Coherently enhanced microwave pulses from midinfrared-driven laser plasmas,” Optics Letters **46**, 1081-1084 (2021).

[7] Mitrofanov A.V., Rozhko M.V., Sidorov-Biryukov D.A., Voronin A.A., Fedotov A.B., Zheltikov A.M., “Near-infrared-to-vacuum-ultraviolet high-harmonic Raman and plasma emission spectroscopy with ultrashort mid-infrared laser pulses,” Journal of Raman Spectroscopy **52**, 2089-2099 (2021).

[8] Митрофанов А.В., Сидоров-Бирюков Д.А., Воронин А.А., Рожко М.В., Глек П.Б., Назаров М.М., Серебрянников Е.Е., Федотов А.Б., Желтиков А.М., “Усиление плазменных нелинейностей и генерация СВЧ-ТГц-суперконтинуума в поле субтераваттных импульсов среднего инфракрасного диапазона,” Письма в ЖЭТФ **113**, 304-310 (2021).

[9] Mitrofanov A.V., Sidorov-Biryukov D.A., Nazarov M.M., Voronin A.A., Rozhko M.V., Shutov A.D., Ryabchuk S.V., Serebryannikov E.E., Fedotov A.B., Zheltikov A.M., “Ultraviolet-to-millimeter-band supercontinua driven by ultrashort mid-infrared laser pulses,” Optica **7**, 15-19 (2020).

[10] Mitrofanov A.V., Sidorov-Biryukov D.A., Glek P.B., Rozhko M.V., Stepanov E.A., Shutov A.D., Ryabchuk S.V., Voronin A.A., Fedotov A.B., Zheltikov A.M., “Chirp-controlled high harmonic and attosecond-pulse generation via coherent-wake plasma emission driven by mid-infrared laser pulses,” Optics Letters **45**, 750-753 (2020).

[11] Митрофанов А.В., Сидоров-Бирюков Д.А., Рожко М.В., Воронин А.А., Глек П.Б., Рябчук С.В., Серебрянников Е.Е., Федотов А.Б., Желтиков А.М., “Релятивистские нелинейно-оптические явления в поле субтераваттных лазерных импульсов,” Письма в ЖЭТФ **112**, 22-29 (2020).

Личный вклад автора

Все представленные экспериментальные результаты получены лично автором или при его непосредственном участии в лаборатории передовой фотоники Российского квантового центра. Подготовка полученных результатов к публикации и докладам на конференциях осуществлялась совместно с соавторами. Часть теоретического анализа и численного моделирования,

использованного для сравнения с оригинальными экспериментальными результатами, была выполнена совместно с сотрудниками лаборатории фотоники и нелинейной спектроскопии кафедры общей физики и волновых процессов физического факультета МГУ имени М.В. Ломоносова.

Структура диссертационной работы

Диссертационная работа состоит из введения, четырех глав и заключения со списком используемых в тексте аббревиатур и сокращений, а также со списком использованной литературы. После каждой главы сформулированы краткие итоги.

В первой главе обсуждаются современные методики генерации мощных лазерных импульсов среднего инфракрасного диапазона и указана роль среди них систем на основе оптического параметрического усиления чирпированных импульсов. Рассмотрены такие важнейшие примеры широкополосного нелинейно-оптического преобразования излучения, как вторичное низкочастотное излучение лазерно-плазменных источников терагерцового и СВЧ диапазонов и генерация гармоник высокого порядка в газах и от поверхности твердотельных мишеней.

Вторая глава посвящена оригинальной экспериментальной реализации широкополосной генерации высоких гармоник при фокусировке фемтосекундного лазерного излучения на центральной длине волны 3.9 мкм в азотсодержащие газы. Проведен сравнительный анализ спектров ближнего инфракрасного, видимого, ультрафиолетового излучения в азоте, воздухе, а также в одноатомных газах неоне и аргоне в зависимости от давления. В спектрах выявлены черты некогерентного излучения колебательных переходов монооксида азота и гидроксильной группы. В азотсодержащих газах вблизи колебательных переходов второй положительной системы азота обнаружены спектральные особенности, характерные для вынужденного комбинационного усиления и поглощения. Показано, что возникновение данных эффектов происходит за счет резонансного связывания поля высоких гармоник с

частотами колебательных переходов молекул. Представлена возможность спектроскопии молекулярных газовых систем на основе вынужденного комбинационного рассеяния и некогерентного излучения плазмы в поле генерируемых высоких гармоник.

Третья глава описывает проведенные в работе экспериментальные исследования спектрально-пространственных свойств мультиоктавного излучения гармоник высокого порядка при действии сверхкоротких лазерных импульсов среднего инфракрасного диапазона на поверхность твердотельных мишеней. Представлены подробные схемы экспериментальных установок для генерации и регистрации высоких гармоник в области вакуумного ультрафиолетового диапазона. Изучено влияние chirпирования лазерных импульсов и материала мишени на спектры гармоник. Показано, что гармоники наивысшего, 51-го порядка регистрируются при выборе мишени из полистирола. На основе полученных результатов установлено, что высокие гармоники генерируются цугами аттосекундных импульсов через механизм когерентного кильватерного излучения.

В четвертой главе внимание уделяется результатам выполненных экспериментов по генерации излучения терагерцового и СВЧ диапазонов при лазерно-плазменном взаимодействии среднего инфракрасного излучения с газовыми средами как в случае одноцветной, так и двухцветной накачки. Продемонстрировано применение целого комплекса различных экспериментальных методик, сочетающих в себе инструменты сверхбыстрой оптики, терагерцовой фотоники и микроволновой электроники, для корректного описания спектральных, пространственных и поляризационных свойств генерируемого широкополосного излучения. Показано, что измерения поляризационных характеристик, зависимостей от давления и диаграмм направленности сверхширокополосного когерентного низкочастотного излучения хорошо согласуются с физической картиной фотоэлектронных токов, вторичное излучение которых описывается моделями импульсной антенны и черенковского излучения.

Глава 1. Обзор лазерно-плазменных методик широкополосного нелинейно-оптического преобразования мощных сверхкоротких световых импульсов

Обзорная глава 1 посвящена роли лазерных источников среднего инфракрасного диапазона в современной картине многих нелинейно-оптических явлений. Рассмотрены такие важнейшие методики нелинейно-оптического преобразования излучения, как генерация низкочастотного излучения при филаментации лазерных импульсов, а также генерация гармоник высокого порядка в газах и на поверхности твердотельных мишеней. Продемонстрировано единообразие зависимости физических механизмов данных эффектов от повышения длины волны лазерного источника. Таким образом, объяснена перспективность исследований в области широкополосного нелинейно-оптического преобразования сверхкоротких лазерных импульсов среднего инфракрасного диапазона.

1.1 Источники мощных сверхкоротких лазерных импульсов среднего инфракрасного диапазона

Развитие за последние 15 лет лазерных источников среднего инфракрасного (ИК) диапазона [11-16] дало мощный импульс к пересмотру и дополнению физической картины многих нелинейно-оптических эффектов, успешно разработанной в работе с лазерами ближнего ИК излучения. Так, с применением высокоэнергетических фемтосекундных источников среднего ИК излучения в исследованиях оптики атмосферы были достигнуты условия филаментации лазерных импульсов среднего ИК диапазона в атмосферном воздухе [39] и сопутствующей ей генерации мультиоктавного суперконтинуума в ближнем ИК, видимом и ультрафиолетовом (УФ) диапазонах 250-6500 нм [40, 41]. Аномальные свойства дисперсии воздуха в спектральном диапазоне 3.7-4.2 мкм [45] выступают эффективным инструментом важнейших направлений по разработке методик дистанционного зондирования: молекулярной

спектрохронографии [46, 47], исследования пространственно-временной солитонной динамики лазерного излучения [48, 49] и формирования световых пульс [44, 50, 51]. При использовании длинноволновых лазерных источников продемонстрирована более высокая эффективность удаленного резонансного возбуждения колебательных переходов в азоте и их перспективность для создания азотного лазера [52-55]. Возбуждение импульсами среднего ИК диапазона петагерцовых фотоэлектронных токов в кристаллах [56] и изучение с их помощью зонной структуры полупроводников [57] открывают новые возможности для сверхбыстрой оптоэлектроники. Использование волоконно-оптических схем распространения среднего ИК диапазона демонстрирует возможность синтеза субпериодных волновых форм с чрезвычайно широким спектром [57, 58].

Огромная ценность для прикладной и фундаментальной науки компактных лабораторных лазерных источников, работающих на длинах волн за пределами ближнего ИК диапазона, обусловила сопутствующую активную разработку разнообразных принципиальных схем генерации сверхкоротких импульсов на центральной длине волны более 2 мкм: полностью твердотельных лазерных источников [59], волоконных лазеров [60-62], генераторов разностной частоты [63, 64], оптических параметрических осцилляторов [65, 66], оптических параметрических усилителей [67-69] и гибридных систем, объединяющих достоинства нескольких типов лазеров [16, 70]. Трудности продвижения лазерных технологий в средний ИК диапазон в большой мере связаны с дефицитом в нем эффективных лазерных материалов с достаточной для генерации сверхкоротких импульсов шириной полосы усиления. Пиковая мощность твердотельных и волоконных источников ограничена порогом разрушимости используемых материалов [59]. Технология оптического параметрического усиления, в свою очередь, сталкивается с принципиальными ограничениями в виде низкой эффективности квантового выхода, отсутствия нелинейных кристаллов для высокоэнергетического усиления импульсов, сложностей с генерацией опорного излучения в среднем ИК диапазоне.

Благодаря решению, основанному на методике оптического параметрического усиления чирпированных импульсов (ОПУЧИ), была достигнута рекордная пиковая мощность сверхкоротких лазерных импульсов на центральной длине волны 3.9 мкм с энергией до 10 мДж [12], принципиальная схема лазерной системы представлена на рис. 1. При помощи источников этого класса были проведены эксперименты по исследованию оптических нелинейностей высокого порядка в атмосфере и инертных газах [71, 72], генерации когерентного рентгеновского излучения с энергией фотонов до 1.6 кэВ [25], филаментации в газах высокого давления [73]. Дальнейшее развитие лазерных систем среднего ИК диапазона на основе ОПУЧИ с получением субтераваттных значений пиковой мощности позволило продемонстрировать компрессию субтераваттных импульсов среднего ИК диапазона до длительностей, соответствующих нескольким периодам светового поля, в алюмоиттриевом гранате [74] и азоте [75], а также помогло реализовать генерацию гармоник в релятивистском режиме при взаимодействии фемтосекундного лазерного излучения среднего ИК диапазона с поверхностью твердотельной мишени [21].

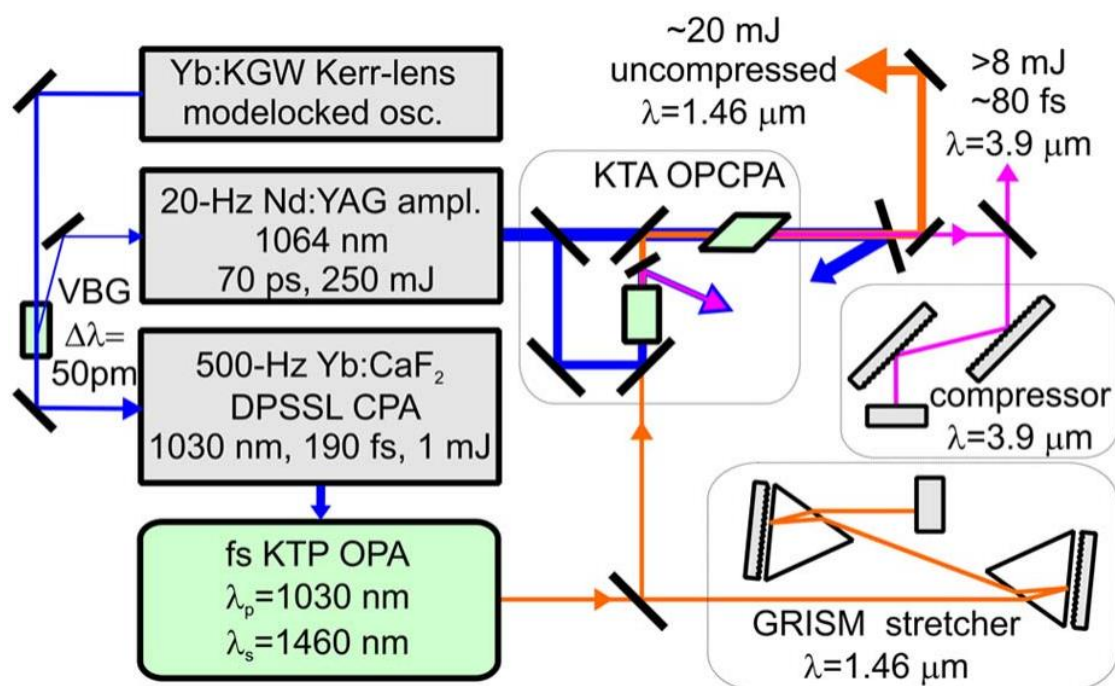


Рисунок 1 – Схема инновационной лазерной системы сверхкоротких лазерных импульсов среднего ИК диапазона на основе ОПУЧИ [12].

Лазерный источник именно такого класса используется в представляемой диссертационной работе для исследования различных механизмов широкополосного нелинейно-оптического преобразования мощных сверхкоротких лазерных импульсов среднего ИК диапазона. Подробная схема данной лазерной системы, а также описание спектральных, временных и пространственных характеристик генерируемого излучения среднего ИК диапазона будут представлены далее в главе 2 настоящей диссертации.

1.2 Лазерно-плазменное взаимодействие в газах как источник когерентного низкочастотного электромагнитного излучения

Одной из наиболее распространенных методик широкополосного спектрального преобразования лазерных импульсов является генерация суперконтинуума в оптических волноводах: полых фотонно-кристаллических и микроструктурированных волокнах [76-78], – позволяющих гибко управлять свойствами дисперсии, эффективной длиной распространения и степенью локализации лазерного излучения. В применении к сверхкоротким импульсам среднего ИК диапазона свою исключительную роль продемонстрировали волокна типа Кагоме и антирезонансные волноводы, обеспечивших солитонную самокомпрессию фемтосекундных импульсов на центральной длине волны 3.2 мкм до длительностей порядка одного периода поля и менее, соответствующих спектральному уширению вплоть до 0.3-4.2 мкм [77, 79].

Переход к значениям интенсивности лазерных импульсов, превосходящим уровень оптического пробоя волокон, диктует выбор иной среды генерации широкополосного излучения. Свое важное практическое значение показывает нелинейный отклик газов, значительным образом влияющей на спектральные, временные и пространственные характеристики распространяющегося лазерного излучения. Лазерная филаментация, проявляющаяся как результат совместного действия дифракции, дисперсии, оптических нелинейностей, эффектов фотоионизации, а также самофокусировки и самоукручения лазерных импульсов, становится источником суперконтинуума и конической эмиссии [80,

81]. Расширение методик лазерной филаментации в газовых средах на область излучения среднего ИК диапазона [31, 73, 82] демонстрирует генерацию еще более широкого, мультиоктавного суперконтинуума и углубляет понимание свойств плазменных каналов, динамики формирующих их заряженных частиц и плазменного нелинейного отклика на возбуждающее лазерное поле. Естественный интерес вызывает вторичное электромагнитное излучение таких лазерно-плазменных источников, поскольку с их помощью реализуется эффективное спектральное преобразование исходного лазерного импульса как в высокочастотную область, так и в низкочастотную.

Двухцветная лазерная филаментация в газах является одним из наиболее эффективных источников генерации терагерцового (ТГц) излучения, составляющим высокую конкуренцию оптическому выпрямлению в нелинейных кристаллах ввиду достигаемой фемтосекундной длительности формируемых низкочастотных импульсов, их существенно большей спектральной ширины и отсутствия ограничений по оптическому пробое вещества [83-86]. Однако в экспериментах с использованием лазеров ближнего ИК диапазона типичные значения эффективности преобразования ТГц излучения (порядка 0.01%) и его максимальной энергии (до 30 мкДж) значительно уступают соответствующим значениям в схеме оптического выпрямления: энергия генерируемого ТГц излучения в последнем случае может достигать 1.4 мДж [87] и эффективности преобразования до 3.8% [88]. Таким образом, актуальным становится поиск способов повышения эффективности генерации ТГц излучения в газовых средах.

Одним из таких способов является увеличение длины волны управляющего лазерного поля. Через сравнение эффективности генерации ТГц излучения в двухцветном поле от лазерных импульсов на центральной длине волны $\lambda_0 = 3.9$ мкм и $\lambda_0 = 0.8$ мкм разработанные теоретические модели [89] продемонстрировали, что, несмотря на меньшую пиковую интенсивность и меньшую индуцируемую электронную плотность при одинаковой фокусировке, важным отличием филаментации импульсов среднего ИК диапазона является формирование более длинных и широких филаментов, а следовательно, и

большого числа свободных электронов, участвующих в генерации вторичного низкочастотного излучения (рис. 2). Кроме того, поскольку средняя скорость электрона пропорциональна длине волны лазерного поля, средним ИК излучением могут индуцироваться более сильные фототоки. Наконец, существенную роль оказывает в десятки раз меньшая дисперсионная расстройка между основным излучением среднего ИК диапазона и его второй гармоникой (1.3 фс/м для $\lambda_0 = 3.9$ мкм и 81 фс/м для $\lambda_0 = 0.8$ мкм). Данные факторы должны приводить к увеличению эффективности генерации ТГц излучения более чем на два порядка по сравнению с аналогичными схемами для лазеров ближнего ИК диапазона.

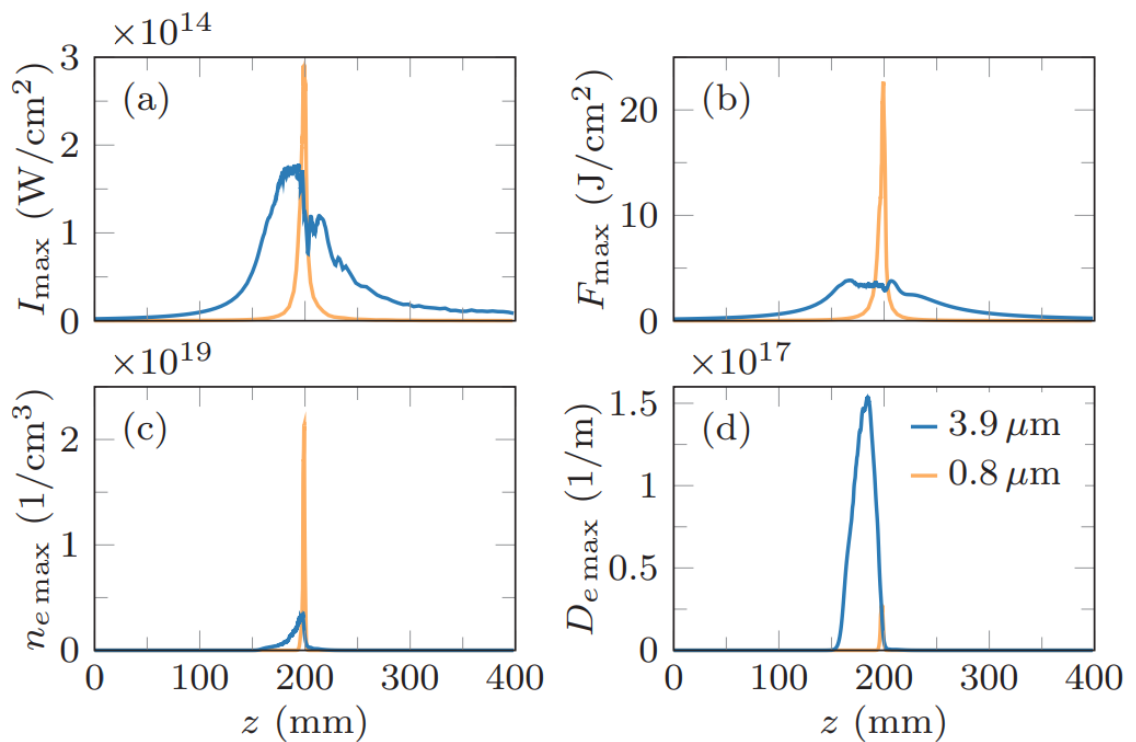


Рисунок 2 – Сравнение расчетных зависимостей (а) пиковой интенсивности, (б) пикового флюенса, (с) максимальной электронной плотности и (д) интеграла электронной плотности по радиальной координате от длины распространения лазерных импульсов ближнего (желтые кривые) и среднего (синие кривые) ИК диапазона в режиме двухцветной филаментации [89].

Чуть позднее данные расчеты были подтверждены экспериментально [42] в случае эллиптически поляризованных фемтосекундных лазерных импульсов на центральной длине волны 3.9 мкм и энергией до 8 мДж, при этом эффективность

генерации ТГц излучения составила до 2.36%. Ожидается, что в случае коллинеарных поляризаций излучения на фундаментальной частоте и его второй гармоники полученная эффективность преобразования может приблизиться к теоретически предсказанной, т.е. более 4.7%. Данные показатели эффективности преобразования энергии лазерных импульсов в ТГц излучение становятся вполне сопоставимыми со значениями, характерными для схем оптического выпрямления. Таким образом, для источников лазерного излучения среднего ИК диапазона открываются большие перспективы в применении к актуальным задачам повышения эффективности генерации ТГц импульсов.

Переход к еще более низкочастотным лазерно-плазменным источникам СВЧ диапазона [90-92] помог бы избежать сильного поглощения вторичного длинноволнового излучения в атмосфере, что служит ограничивающим фактором для дальности передачи ТГц излучения и его спектроскопического применения для удаленных мишеней [93]. Показательны результаты экспериментальных работ, направленных на сравнительный анализ генерируемого в воздухе СВЧ излучения при фокусировке лазерных импульсов ближнего и среднего ИК диапазона [43]. В случае центральной длины волны источника 3.9 мкм наблюдались на порядок большие амплитуды микроволнового сигнала по сравнению с источником на длине волны 0.8 мкм в широком диапазоне частот 2-70 ГГц. Рост амплитуды вторичного СВЧ излучения при повышении длины волны лазерного источника определяется динамикой фотоэлектронных токов.

Достижение интеграции современных методов сверхбыстрой оптики и микроволновой фотоники [94] в сочетании с использованием лазерных импульсов среднего ИК диапазона с целью повышения эффективности генерации соответствующих лазерно-плазменных систем предоставляет новые подходы к решению спектроскопических задач, поскольку таким образом может быть реализован компактный плазменный источник интенсивного СВЧ излучения, не испытывающего значительного поглощения атмосферным воздухом и являющегося мощным инструментом дистанционного зондирования

и обнаружения газовых примесей, микрокапель и аэрозолей в атмосфере и на удаленных поверхностях.

1.3 Генерация высоких гармоник как источник когерентного высокочастотного электромагнитного излучения

В противоположной части электромагнитного спектра – вакуумном УФ и рентгеновском диапазоне – ключевое значение для спектрального преобразования лазерных импульсов традиционно имеет другое важнейшее явление оптики сильных световых полей и сверхбыстрых лазерных технологий - генерация гармоник высокого порядка (ГВП) [9, 10, 95]. Первые эксперименты, посвященные исследованию данного нелинейно-оптического явления, были проведены более 40 лет назад [1-3], и за прошедшее время, по мере развития лазерных систем и повышения интенсивности генерируемых сверхкоротких лазерных импульсов, также предлагались различные способы описания физической картины генерации ГВП [96-99].

Так, эмпирически подкрепленная трехступенчатая модель Коркума [98] определяет высокочастотную отсечку ν_{max} спектра высоких гармоник выражением $h\nu_{max} = I_p + 3.17U_p$, где h – постоянная Планка, I_p – энергия ионизации атома, $U_p = e^2 E_0^2 / 4m\omega_0^2$ – пондеромоторная энергия электрона, где e и m – заряд и масса электрона, E_0 и ω_0 – напряженность поля и центральная частота лазерного излучения соответственно. Таким образом, увеличение максимальной энергии генерируемых фотонов высоких гармоник возможно не только за счет усиления поля лазерного излучения, но также и при увеличении его центральной длины волны, что даже является наиболее предпочтительным ввиду возможности использования менее интенсивных источников и тем самым избегания негативных эффектов при сильной ионизации газов.

В экспериментах по генерации предельно высоких порядков гармоник в качестве мишеней часто используются специально конструируемые газовые струи [100-102], обеспечивая генерацию излучения в спектральном диапазоне от

области вакуумного УФ до рентгена и представляя собой уникальный источник для аттосекундных исследований [103-105]. Данные схемы были успешно применены и в случае управляющих лазерных импульсов среднего ИК диапазона, позволивших достичь рентгеновских энергий генерируемых гармоник [25, 106]. При этом внимательное исследование особенностей нелинейного отклика квантовых систем в ответ на возбуждение интенсивным низкочастотным лазерным полем показало, что решающий вклад в этом случае вносит динамика именно свободных электронов, что отличается от преобладающего значения связанных электронов в процессе генерации гармоник с использованием более распространенных источников ближнего ИК диапазона [18].

Исключительную пользу демонстрирует применение высоких гармоник в спектроскопии атомов, молекул и конденсированного состояния вещества. В задачах молекулярной спектроскопии с разрешением по времени идея объединения генерации высоких гармоник с нелинейным комбинационным рассеянием была предложена еще около 30 лет назад [107]. В настоящее время активно развиваются методы сверхбыстрой резонансной рентгеновской спектроскопии [108-110], где рентгеновский источник излучения высоких гармоник может представлять собой привлекательную компактную альтернативу лазерам на свободных электронах. Высокие гармоники также служат хорошим средством контроля степени поляризуемости и ориентации в пространстве полярных молекул в силу своей чувствительности к инверсионным осям симметрии среды генерации [110]. Применительно к азотсодержащим газовым системам зондирование ультрафиолетовыми гармониками от лазерного излучения в среднем ИК диапазоне раскрывает новые сценарии динамики ионов азота и возможности для их вторичного вынужденного излучения [112].

Так как высокая степень ионизации газовой мишени неизбежно сдерживает дальнейшее повышение эффективности генерации ГВП в газовых средах, то вместе с тем накладываются ограничения на интенсивность используемого лазерного излучения $I \lesssim 10^{15}$ Вт/см². В совокупности с низкой

плотностью нелинейной газовой среды это уменьшает максимально достижимую энергию синтезируемых аттосекундных импульсов. Закономерным способом преодоления данной проблемы является переход (а вернее, историческое возвращение [1, 2]) к взаимодействию лазерного излучения с поверхностью твердотельной мишени, обеспечивающему более высокую эффективность преобразования излучения в высшие гармоники и, при их тщательно оптимизированном согласовании, гораздо более интенсивные аттосекундные импульсы [113-115].

В зависимости от уровня интенсивности фемтосекундного лазерного излучения высокие гармоники наблюдаются как в релятивистском, так и нерелятивистском режимах взаимодействия с поверхностью твердотельной мишени. В случае достаточно толстых мишеней (много больших длины волны взаимодействующего света) основными являются механизмы когерентного кильватерного излучения и релятивистского осциллирующего зеркала. Нормированный векторный потенциал $a_0 = eE_0/mc\omega_0$ определяет границу $a_0 \approx 1$ между различными режимами, для возможности генерации ГВП требуется $a_0 \gtrsim 0.03$.

При относительно умеренных интенсивностях и $a_0 < 1$ доминирующим является механизм когерентного кильватерного излучения (рис. 3а) [116-118]. Генерация гармоник происходит внутри плазменного градиента, создаваемого на поверхности мишени мощным полем сверхкороткого лазерного импульса. Приходящее под углом к мишени р-поляризованное лазерное излучение вырывает электроны в вакуум за счет компоненты электрического поля, перпендикулярной поверхности мишени. Электроны ускоряются полем и набирают энергию в зависимости от фазы лазерного поля в момент вырывания, затем в течение следующего полупериода колебания поля возвращаются назад в плазменный слой и возбуждают кильватерные осцилляции плотности плазмы. В точках градиента плотности, где локальная плазменная частота ω_p удовлетворяет условию $\omega_p = m\omega_0$, где m – целое число, обратное резонансное

поглощение обеспечивает линейное преобразование плазменных осцилляций в электромагнитное излучение на частотах, кратных центральной частоте лазерного поля, – гармоники.

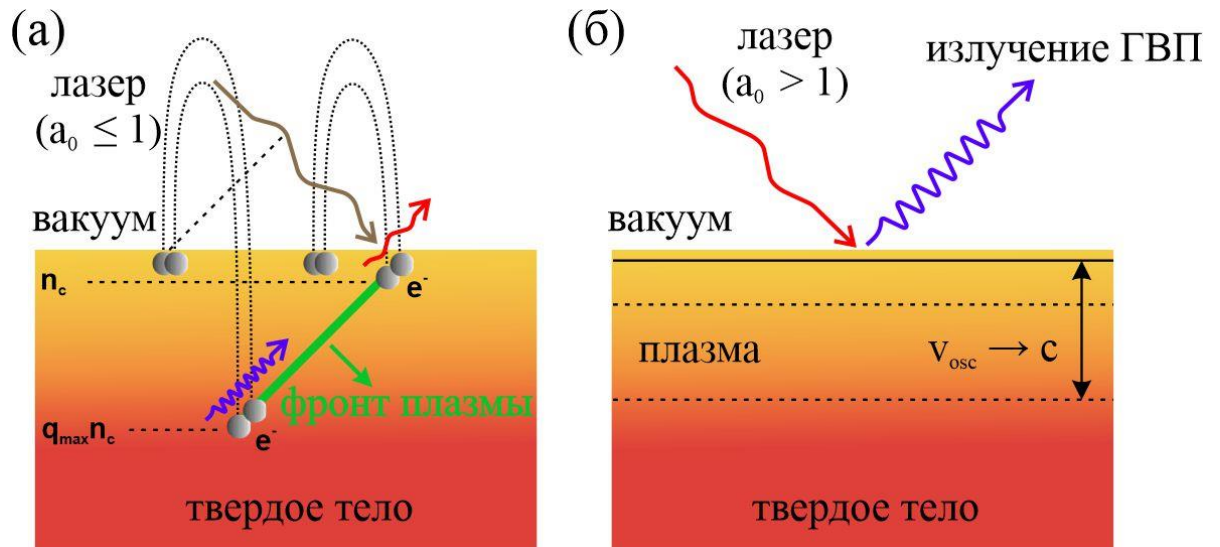


Рисунок 3 – Схематичное представление механизмов генерации гармоник при взаимодействии излучения мощных сверхкоротких лазерных импульсов с поверхностью толстой твердотельной мишени: режим когерентного кильватерного излучения, $a_0 \leq 1$ (а) и режим релятивистского осциллирующего зеркала, $a_0 > 1$ (б).

Гармоники, генерируемые в режиме когерентного кильватерного излучения, характеризуются некоторыми отличительными спектральными и пространственными свойствами. Во-первых, спектр высоких гармоник обладает выраженной высокочастотной отсечкой вблизи максимального порядка гармоники $m_{max} = \sqrt{\frac{n_{max}}{n_c}}$, где n_{max} – максимальная локальная плотность плазмы, n_c – критическая плотность плазмы. Таким образом, максимальный порядок ГВП не зависит от интенсивности лазерного излучения мишени, но только от материала самой мишени. Зависимость частоты спектральной отсечки от плотности материала мишени была продемонстрирована в различных экспериментах с использованием источника лазерных импульсов ближнего ИК диапазона [116, 117].

Во-вторых, генерация гармоник посредством возбуждения брэнелевскими электронами плазменных волн внутри градиента электронной плотности приводит к возникновению двух видов фазовой модуляции (чирпа): чирпа гармоник, вносящего фазовые флуктуации в отдельные гармоники, и атто-чирпа между гармониками. Относительная временная задержка ускоряемых полей электронов зависит от мгновенной интенсивности лазерного импульса: те электроны, что были вырваны из плазменного слоя в момент максимума интенсивности лазерного импульса, большее количество времени находятся в вакууме. Отклонение от строго периодического излучения приводит к различным эффектам, влияющим на вид спектра ГВП, начиная от обычного уширения линий гармоник [119] и заканчивая расщеплением гармоник и появлением многопикового спектра. Данные эффекты особенно ярко выражены в случае лазерных импульсов с длительностью в несколько периодов колебания светового поля [120].

Атто-чирп определяется тем, что частота излучаемых гармоник зависит от локальной электронной плотности: гармоникам более высокого порядка соответствует большая электронная плотность, а значит, и более длинный оптический путь в толще плазменного слоя. Получающаяся разница оптического пути приводит к атто-чирпу между отдельными компонентами излучаемого спектра.

Третьим отличительным признаком гармоник, генерируемых в режиме когерентного кильватерного излучения, является острая зависимость от поляризации лазерных импульсов. Поскольку определяющее для механизма значение имеет компонента поля, направленная ортогонально поверхности мишени, то s-поляризованное излучение в данном случае не приводит к генерации высоких гармоник.

При более высоких интенсивностях, соответствующих $a_0 \geq 1$, преобладающее значение начинает иметь механизм релятивистского осциллирующего зеркала (рис. 3б) [121, 122]. В соответствии с данной моделью

генерация гармоник происходит вследствие доплеровского повышения частоты лазерного излучения накачки при когерентном отражении падающей волны от критически плотной поверхности, осциллирующей под действием релятивистского лазерного поле. Первое аналитическое описание данного процесса было предложено Булановым, Наумовой и Пегораро [123], получив впоследствии как теоретическое [124-126], так и экспериментальное развитие [121, 127].

Гармоники, образующиеся в результате действия механизма релятивистского осциллирующего зеркала, обладают некоторыми особенностями, отличающими их от гармоник, генерируемых в режиме когерентного кильватерного излучения [114, 128]. Во-первых, материал мишени не оказывает влияние на их генерацию, однако большое значение имеет степень шероховатости поверхности мишени и образующийся профиль плазменного градиента. При этом высокочастотная граница спектра гармоник также не зависит от материала мишени, а пропорциональна степенной функции релятивистского фактора, т.е. в первую очередь определяется интенсивностью лазерного излучения. Кроме того, фазовое соотношение между высшими гармониками близко к линейному, следовательно, механизм релятивистского осциллирующего зеркала позволяет получить аттосекундные спектрально-ограниченные импульсы с пренебрежимо малым чирпом.

Как было сказано ранее, граница между механизмами когерентного кильватерного излучения и релятивистского осциллирующего зеркала определяется величиной нормированного векторного потенциала a_0 . На рис. 4 представлены типичные спектры излучения высоких гармоник для релятивистского и нерелятивистского режимов взаимодействия лазерных импульсов ближнего ИК диапазона с пластиковой мишенью [114]. В экспериментах, однако, неоднократно наблюдалось конкурентное сосуществование обоих механизмов, где вопрос доминирования одного над другим определялся профилем градиента электронной плотности [129].

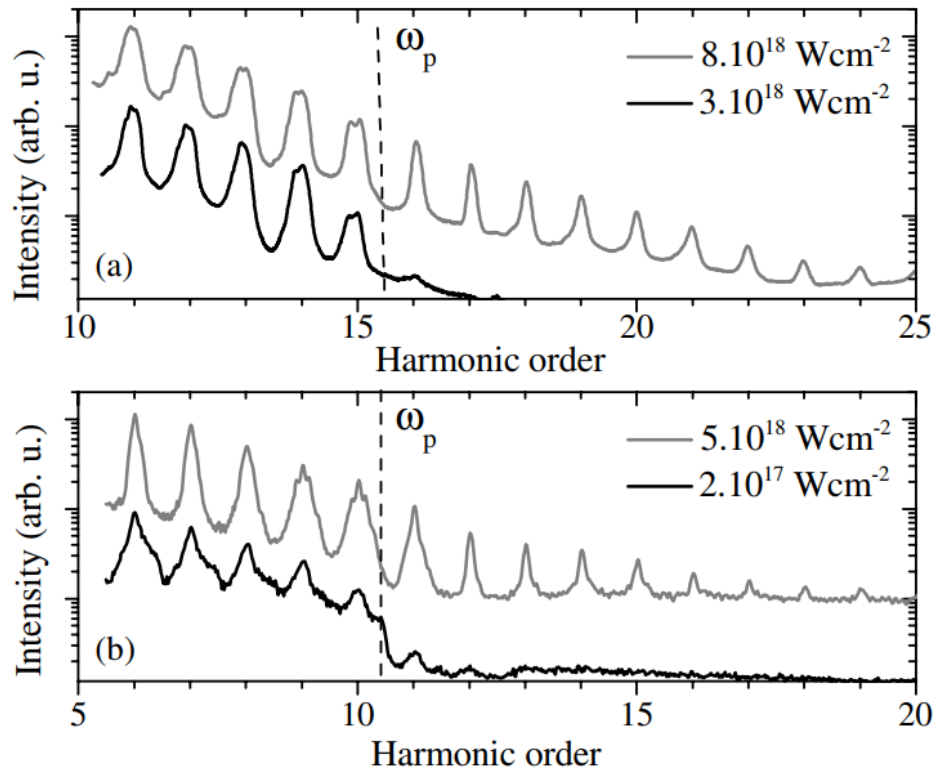


Рисунок 4 – (a) Экспериментальные и (b) расчетные спектры при релятивистском (серые кривые) и нерелятивистском (черные кривые) взаимодействии сверхкоротких лазерных импульсов ближнего ИК диапазона с пластиковой мишенью [114].

Общие законы масштабирования кинетических параметров свободного электрона в поле лазерных импульсов от центральной длины волны управляющего излучения, а также уже проведенные экспериментальные исследования с использованием лазерного излучения среднего ИК диапазона [21] демонстрируют необходимость дальнейшего экспериментального и теоретического развития лазерно-плазменных моделей взаимодействия более низкочастотного излучения с веществом как в случае нерелятивистских интенсивностей света, так и при достижении релятивистского порога. Так, например, кинетическая энергия свободного электрона K_e под действием внешнего поля квадратично зависит от центральной длины волны λ_0 управляющих лазерных импульсов, $K_e \sim I_0 \lambda_0^2$, где I_0 – интенсивность лазерного излучения. В режиме когерентного кильватерного излучения плазмы скорость кильватерной волны электронной плотности $v_w \sim \lambda_0^{1/2}$ [114]. Величина

смещения электронов масштабируется как $d_e \sim \lambda_0^2$ при нерелятивистских интенсивностях и асимптотически стремится к зависимости $d_e \sim \lambda_0$ – при субрелятивистских и релятивистских. Подобная масштабируемость подчеркивает перспективность использования длинноволновых источников лазерного излучения с точки зрения более эффективной характеристики и контроля лазерной плазмы, создаваемой на поверхности твердотельных материалов. Соответственно, становится возможным повышение эффективности генерации когерентного вакуумного УФ и рентгеновского излучения и создание компактной альтернативы крупномасштабным синхротронным системам, а также мощного инструмента для исследований сверхбыстрой аттосекундной электронной динамики на лабораторном уровне.

Как можно видеть, представленные выше нелинейно-оптические явления: генерация как низкочастотного излучения, так и высоких гармоник в газе, а также динамика плазмы, индуцируемой на поверхности твердотельной мишени – в случае длинноволнового управляющего лазерного поля проявляют удивительное единообразие физической картины, определяемой динамикой плазменных токов свободных электронов и соответствующими широкополосными оптическими нелинейностями [33, 34, 44]. Таким образом, при определенных режимах во многих схемах взаимодействия лазерного излучения с плазмой подобные широкополосные оптические нелинейности могут становиться источником излучения со спектром, простирающимся от рентгеновского до СВЧ диапазона далеко за пределами, определяемыми традиционной динамикой нелинейно-поляризованного волнового смещения. Такая сверхширокополосная нелинейная электродинамика предоставляет возможности для исследования физики субпериодных электромагнитных волновых форм [130], терагерцовой и микроволновой фотоники [131], а также вызывает огромный интерес в области дистанционного зондирования [37] и сверхплотной передачи данных [38]. Тем самым определяется интерес в развитии экспериментальных методик, реализующих широкополосные

нелинейно-оптические источники на основе лазерного излучения среднего ИК диапазона, и актуальность настоящей диссертационной работы.

1.4 Выводы главы 1

Кратко представлены современные методики генерации фемтосекундных лазерных импульсов среднего инфракрасного диапазона и указана роль среди них систем на основе оптического параметрического усиления чирпированных импульсов. Лазерный источник данного типа был использован в излагаемых далее экспериментах. Для таких важнейших примеров широкополосного нелинейно-оптического преобразования излучения, как вторичное низкочастотное излучение лазерно-плазменных источников терагерцового и СВЧ диапазонов и генерация гармоник высокого порядка в газах и от поверхности твердотельных мишеней, продемонстрирована ключевая роль кинетических параметров свободных электронов и их масштабируемость относительно длины волны лазерного источника. Таким образом, объяснена актуальность и перспективность исследований, легших в основу представляемой диссертационной работы в области широкополосного нелинейно-оптического преобразования сверхкоротких лазерных импульсов среднего инфракрасного диапазона.

Глава 2. Генерация широкополосного излучения высоких гармоник при взаимодействии мощных сверхкоротких лазерных импульсов среднего инфракрасного диапазона с газовыми средами

Лазерное излучение среднего ИК диапазона позволяет генерировать большее число оптических гармоник в видимом и УФ диапазоне по сравнению с лазерным излучением ближнего ИК диапазона. Как будет показано в данной главе, при фокусировке мощных субтераваттных фемтосекундных лазерных импульсов на центральной длине волны 3.9 мкм в газовую среду молекулярного азота происходит широкополосная генерация высоких гармоник 5-31 порядков в спектральной области 125-850 нм. Исследование спектров генерируемого широкополосного излучения демонстрирует проявление эффектов вынужденного комбинационного усиления и вынужденного комбинационного поглощения в высокочастотном крыле 11-й гармоники на длине волны 350 нм вблизи частоты колебательного перехода второй положительной системы азота на соответствующей длине волны 337.1 нм. Кроме того, показаны спектральные особенности, характерные для некогерентного излучения плазмы вблизи колебательных переходов азота 317 нм и монооксида азота 237 нм и 215 нм. Аналогичные особенности выявлены и в газовой смеси – атмосферном воздухе, а также при анализе двухатомных примесей в благородных газах: гелии и неоне. Таким образом, при распространении лазерных импульсов среднего ИК диапазона в газовой среде с сопутствующей генерацией высоких гармоник увеличивается количество каналов резонансного связывания поля гармоник с частотами колебательных переходов молекул. На основе представленного механизма может быть реализована химически селективная однопучковая и одноимпульсная спектроскопия возбужденных газов и плазмы в области от ближнего ИК до дальнего УФ диапазона, выявляющая информацию о динамике

ориентирования и фазирования молекул в поле мощных сверхкоротких лазерных импульсов.

2.1 Лазерный источник импульсного излучения среднего инфракрасного диапазона

2.1.1 Схема лазерного источника мощных сверхкоротких лазерных импульсов среднего инфракрасного диапазона

Для реализации задач и целей настоящей диссертационной работы в качестве источника мощных сверхкоротких лазерных импульсов среднего ИК диапазона использовалась совместная лазерная система лаборатории фотоники и нелинейной спектроскопии МГУ им. М.В. Ломоносова и лаборатории передовой фотоники Российского квантового центра (ООО «МЦКТ»). Лазерная система состоит из четырех основных модулей (рис. 5): фемтосекундного задающего иттербиевого лазера с регенеративным усилителем, мощного пикосекундного Nd:YAG лазера накачки, трехступенчатого оптического параметрического усилителя (ОПУ) и трехступенчатого оптического параметрического усилителя чирпированных импульсов (ОПУЧИ). Nd:YAG лазер накачки произведен литовской компанией EKSPLA (модель APL2106-20-P100), все три усилителя – австрийской фирмой AmpLight KG, которые также дополнительно модифицированы непосредственно в лаборатории передовой фотоники Российского квантового центра. Данный лазерный комплекс настроен на генерацию фемтосекундных импульсов среднего ИК диапазона на центральной длине волны $\lambda_0 \approx 3.9$ мкм, с длительностью $\tau_0 \approx 80$ фс и пиковой мощностью $W_0 \lesssim 0.3$ ТВт на частоте повторения 20 Гц. Все представленные лазерные модули располагаются на самостабилизирующихся оптических столах с пневматической системой гашения вибраций. В помещении лаборатории соблюдаются поддержание и контроль оптимальных условий температуры, влажности и циркуляции воздуха.

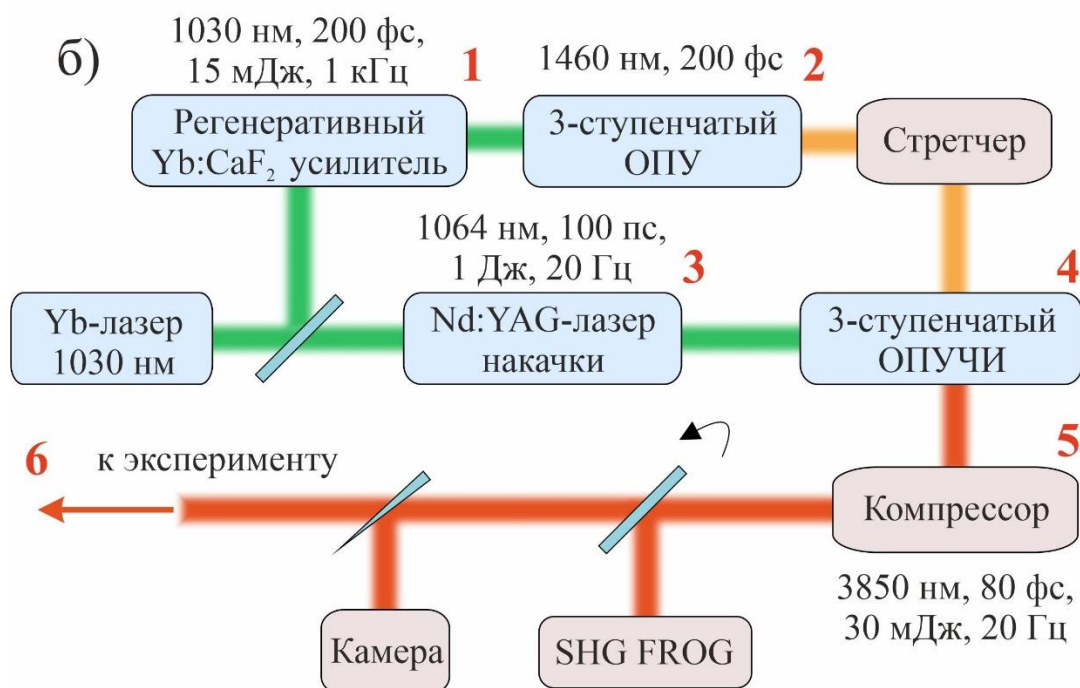
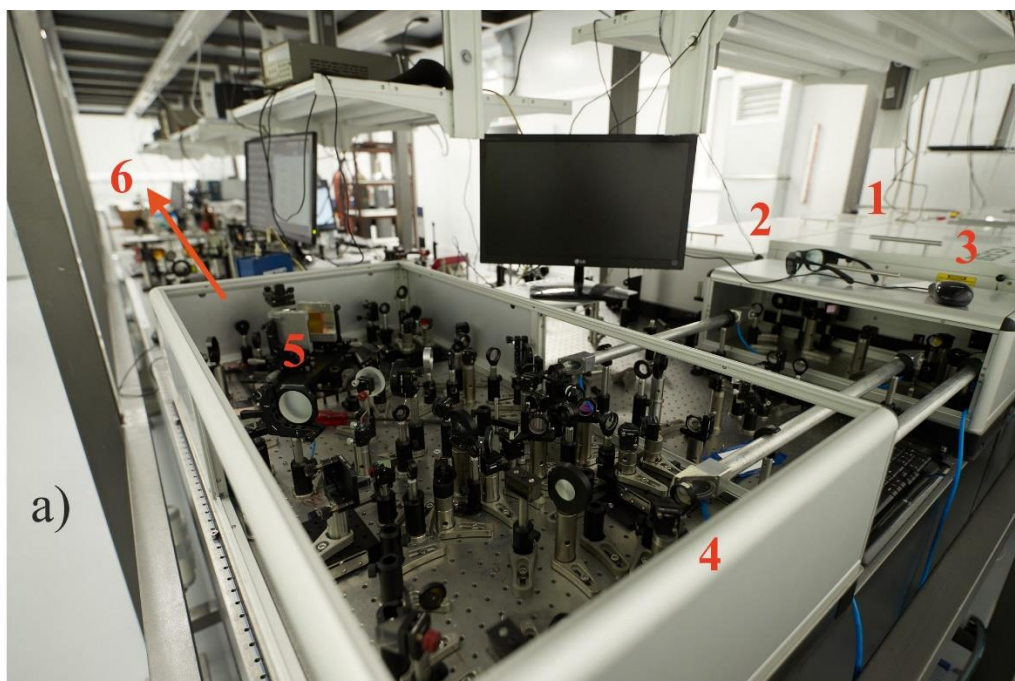


Рисунок 5 – Используемый в работе источник мощных сверхкоротких лазерных импульсов среднего ИК диапазона: (а) фотография модульной лазерной системы, сделанная в лаборатории передовой фотоники Российского квантового центра и (б) ее принципиальная схема. Для соотнесения элементов системы см. нумерацию красным.

С целью генерации сверхкоротких импульсов в среднем ИК диапазоне используются задающие импульсы твердотельного иттербиевого лазера на центральной длине волны 1030 нм, с длительностью около 190 фс и энергией порядка 1 мДж. Данные импульсы поступают на вход регенеративного

усилителя на основе кристалла Yb:CaF_2 , охлаждаемого до температуры менее 100 К. Матрица CaF_2 отличается низким квантовым дефектом (т.е. малой разностью энергий фотона накачки и излучаемого фотона), высоким порогом лучевой стойкости, низкими значениями линейного и нелинейного показателей преломления и удобством для прямой накачки лазерными диодами [132]. Охлаждение до криогенной температуры порядка -180°C обеспечивает повышение значения поперечного сечения поглощения кристалла. Энергия регенеративно усиленных импульсов достигает 15 мДж при длительности импульсов 200 фс и частоте повторения 1 кГц. Часть этой энергии используется в качестве накачки кристалла иттербия для генерации суперконтинуума, простирающегося до длины волны порядка 1.6 мкм и выступающего в качестве затравочного излучения для ОПУ. Остальная энергия импульсов на выходе из регенеративного усилителя служит накачкой в схеме ОПУ, состоящего из трех последовательных каналов усиления в нелинейных кристаллах титанил-фосфата калия (КТР). На выходе ОПУ генерируются импульсы с центральной длиной волны 1460 нм и длительностью до 200 фс. После прохождения через гризменный стретчер, увеличивающий их длительность с фемтосекундного временного масштаба до пикосекундного, данные импульсы поступают в качестве сигнальной волны на вход ОПУЧИ, содержащего три последовательно установленных кристалла титанил-арсената калия (КТА), позволяющих получить излучение холостой волны на длине волны 2.93-4.1 мкм. Накачкой для этой схемы служат импульсы Nd:YAG лазера на центральной длине волны 1064 нм и с длительностью 100 пс, формируемые в трех пучках с энергиями 50, 250 и 700 мДж соответственно. На выходе каскада усиления генерируется лазерное излучение на центральной длине волны 3.9 мкм, энергия которого превышает 50 мДж. После сжатия в решеточном компрессоре с сопутствующей потерей около 35% энергии формируются импульсы на центральной длине волны $\lambda_0 \approx 3.9$ мкм, с длительностью $\tau_0 \approx 80$ фс и энергией до $E_0 \approx 30$ мДж.

2.1.2 Спектральные, временные и пространственные параметры мощных сверхкоротких лазерных импульсов среднего инфракрасного диапазона

Коллимированное лазерное излучение среднего ИК диапазона на выходе из ОПУЧИ подается либо непосредственно на вход экспериментальных схем генерации гармоник высокого порядка или широкополосного когерентного низкочастотного излучения, либо проводится в оптические модули для характеристики и контроля спектральных, временных и пространственных параметров лазерных импульсов. Указанные параметры поддерживаются одинаковыми для каждого дня выполнения экспериментов за счет поэтапной юстировки параметрической системы со строгим контролем спектральных, пространственных и энергетических свойств излучения на каждом каскаде усиления. При этом для дополнительных задач каждого отдельного эксперимента оптомеханическая регулировка ОПУЧИ и выходного компрессора допускает гибкую настройку ширины и формы спектра, длительности и начального фазового профиля лазерных импульсов, таким образом позволяя достичь оптимальных условий генерации вторичного высоко- или низкочастотного излучения.

Типичные характеристики генерируемого лазерного излучения в среднем ИК диапазоне представлены на рис. 6 [40]. Временные параметры сверхкоротких импульсов холостой волны (рис. 6а, 6б) определялись посредством метода оптического стробирования с разрешением по частоте на основе генерации второй гармоники (SHG FROG) в кристалле AgGaS_2 толщиной 0.5 мм и спектрометра Ocean Optics NIRQuest с рабочим спектральным диапазоном 900-2200 нм. Для спектральных измерений в среднем ИК диапазоне использовались сканирующий монохроматор и охлаждаемый ИК-детектор на основе HgCdTe (рис. 6в). Пространственная характеристика лазерного пучка (рис. 6г) на всех уровнях энергии производилась при помощи пироэлектрического профилометра Spiricon Pyrosam PY-III, чувствительного к излучения среднего ИК диапазона, с

предварительным отражением лазерного излучения от оптического клина из CaF_2 для ослабления приходящей на матрицу камеры мощности света.

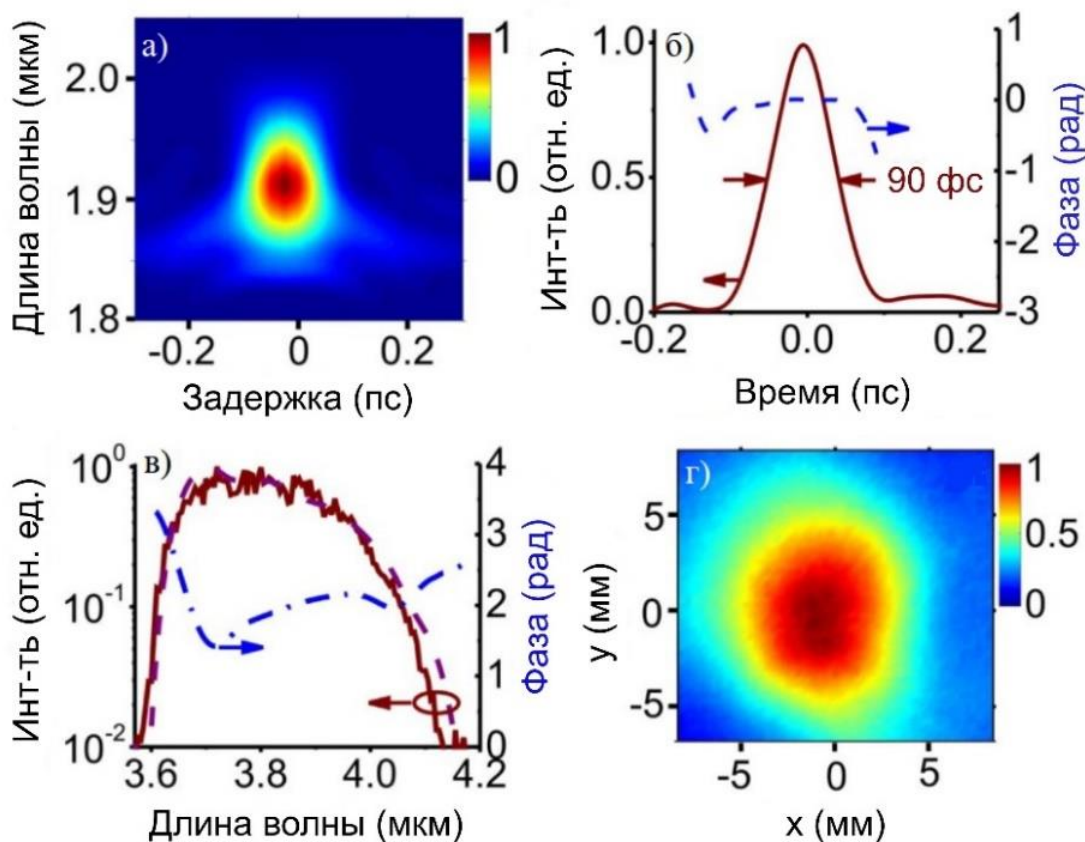


Рисунок 6 – Характеристики поля холостой волны среднего ИК диапазона, формируемой на выходе используемой в экспериментах лазерной системы: (а) карта SHG FROG, (б) временная огибающая (сплошная кривая) и фаза (пунктирная кривая) генерируемых импульсов, (в) спектр излучения (пунктирная кривая: измерения сканирующего монохроматора; сплошная кривая: измерения HgCdTe детектора) и спектральная фаза (штрих-пунктирная кривая), (г) пространственное распределение пучка [40].

2.2 Схема генерации гармоник высокого порядка при фокусировке сверхкоротких лазерных импульсов среднего инфракрасного диапазона в газовую среду

Для генерации мультиоктавного суперконтинуума высоких гармоник и реализации широкополосной спектроскопии молекулярных газовых систем при действии сверхкоротких лазерных импульсов среднего ИК диапазона была построена экспериментальная схема, представленная на рис. 7. Лазерное

излучение на центральной длине волны $\lambda_0 \approx 3.9$ мкм, с длительностью $\tau_0 \approx 80$ фс и энергией $E_0 \approx 17$ мДж фокусировалось линзой Л1 с фокусным расстоянием 30 см внутри газовой камеры, заполненной газом варьируемого давления 0.01-1000 мбар при помощи баллона ГБ. Для предварительного создания чистого вакуумного объема использовался вакуумный насос Рутса ВНР, обеспечивавший давление не хуже 10^{-3} мбар. Далее после наполнения вакуумной камеры исследуемым газом (воздухом, азотом, гелием или неоном) при выбранном давлении и взаимодействия с ним сверхкоротких лазерных импульсов генерируемое излучение ГВП проводилось через CaF_2 окно в высоковакуумную регистрационную камеру, остаточное давление в которой не превышало 10^{-6} мбар за счет непрерывной работы турбомолекулярного насоса ТМН. Система из сферической дифракционной решетки СДР с фокусным расстоянием 17 см и электрооптического преобразователя (ЭОП) «Кварцит» на основе одиночной микроканальной пластины МКП и фосфорного экрана позволяла получить изображение пространственного спектра первого порядка дифракции в области 125-340 нм со спектральным разрешением 1.25 нм вблизи длины волны 250 нм. Данное изображение на фосфорном экране затем переносилось линзой Л3 на матрицу ПЗС камеры Thorlabs BC106-VIS снаружи вакуумной кюветы. При этом нулевой порядок дифракции также выводился из вакуумной камеры, ослаблялся нейтральным фильтром Φ и регистрировался спектрометром Ocean Optics HR4000 в диапазоне 300-850 нм со спектральным разрешением 0.5 нм с последующей нормировкой данных на спектральную чувствительность прибора.

Для калибровки выполненных в дальнем УФ диапазоне измерений использовались хорошо детерминированные спектральные линии ртутной газоразрядной лампы на длинах волн 184.95 нм, 253.65 нм, 296.73 нм, 365.02 нм [133, 134]. Обработка изображений ПЗС камеры производилась специально написанной программой в графической среде разработки LabVIEW с последующей нормировкой спектров на кривую спектральной чувствительности ЭОП и линейное усиление цифровой камеры.

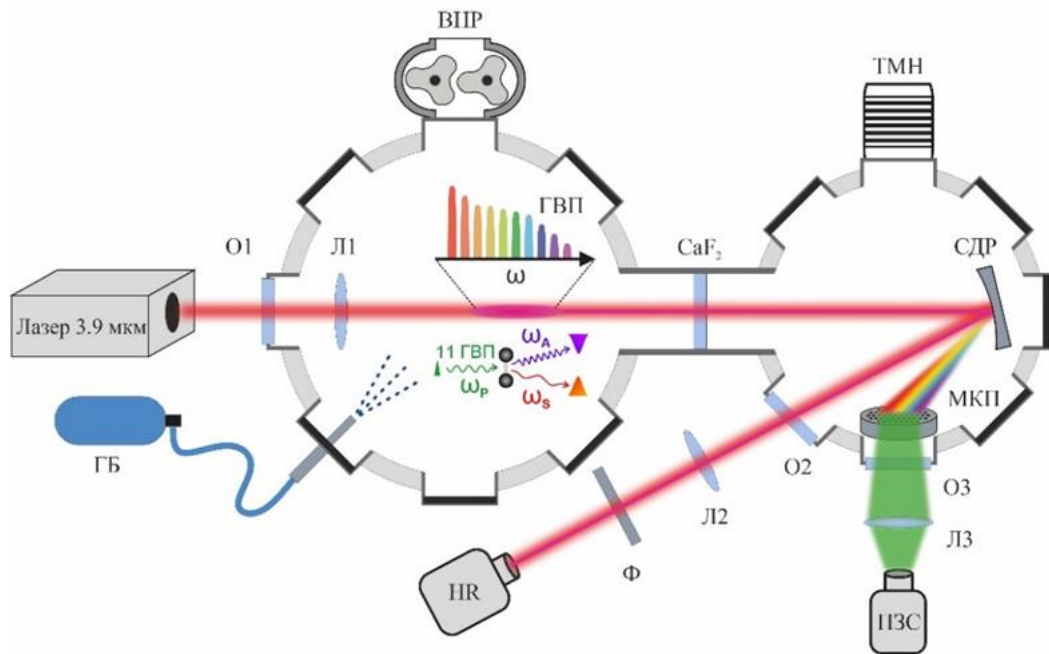
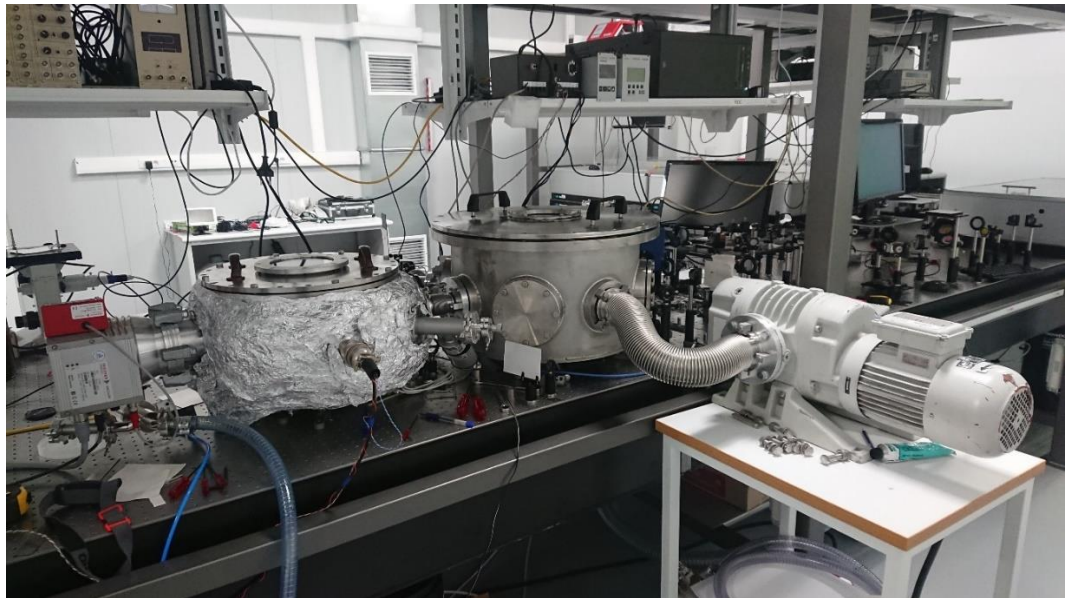


Рисунок 7 — Экспериментальная схема широкополосной генерации высоких гармоник в газах при действии сверхкоротких лазерных импульсов среднего ИК диапазона. O1-O3 – окна вакуумных камер; Л1-Л3 – фокусирующие линзы; ГБ – газовый баллон; ВНП – вакуумный насос Рутса; ТМН – турбомолекулярный насос; CaF₂ – CaF₂ окно, прозрачное для анализируемого УФ излучения; СДР – сферическая дифракционная решетка; МКП – электрооптический преобразователь «Кварцит»; Φ – нейтральный фильтр; ПЗС – камера, регистрирующая изображение на фосфорном экране «Кварцита»; HR – спектрометр Ocean Optics HR4000. Также представлены пространственная область генерации ГВП и процесс комбинационного рассеяния в поле 11-й гармоники.

2.3 Генерация мультиоктавного суперконтинуума высоких гармоник при фокусировке мощных сверхкоротких лазерных импульсов среднего инфракрасного диапазона в молекулярном азоте

На рис. 8 представлены характерные спектры ГВП в диапазоне 125-850 нм, полученные при взаимодействии сфокусированного лазерного излучения на центральной длине волны 3.9 мкм, длительностью 80 фс и с энергией 17 мДж с газообразным азотом в широком диапазоне давлений. Данные спектры имеют вид 2.7-октавного суперконтинуума с хорошо разрешенными пиками на частотах $m\omega_0$ (где m – нечетные целые числа, ω_0 – центральная частота лазерного импульса), соответствующими нечетным гармоникам лазерного излучения среднего ИК диапазона. В частности, спектральные измерения, выполненные при помощи спектрометра Ocean Optics HR4000 для азота (рис. 8а), позволяют видеть нечетные гармоники 5-11 порядков. Спектры УФ диапазона, полученные благодаря ЭОП «Кварцит» (рис. 8б-8г), содержат нечетные гармоники 13-31 порядков, регистрируемые вплоть до высокочастотной спектральной отсечки ЭОП 115 нм. В то время как зависимость интенсивности 5-15 гармоник демонстрирует монотонный рост с повышением давления азота, сигнал ГВП 17-31 порядков зависит от давления немонотонным образом. В частности, в области низких давлений азота 0.007-2.4 мбар наблюдался рост сигнала гармоник (рис. 8в), при переходе через точку $p_{N_2} = 2.4$ мбар с максимальным контрастом сигнала относительно континуума их интенсивность падала практически до полного исчезновения гармоник при $p_{N_2} > 0.1$ бар (рис. 8г). Такое поведение гармоник в вакуумном УФ диапазоне является следствием конкурентного действия поглощения и нелинейности, растущих с повышением давления газа.

Генерация столь широкополосного излучения высоких гармоник одновременно увеличивает количество каналов резонансного связывания поля гармоник с частотами колебательных переходов молекул. Это, в свою очередь, может приводить к проявлению эффекта вынужденного комбинационного рассеяния в спектрах излучения, о чем будет рассказано далее.

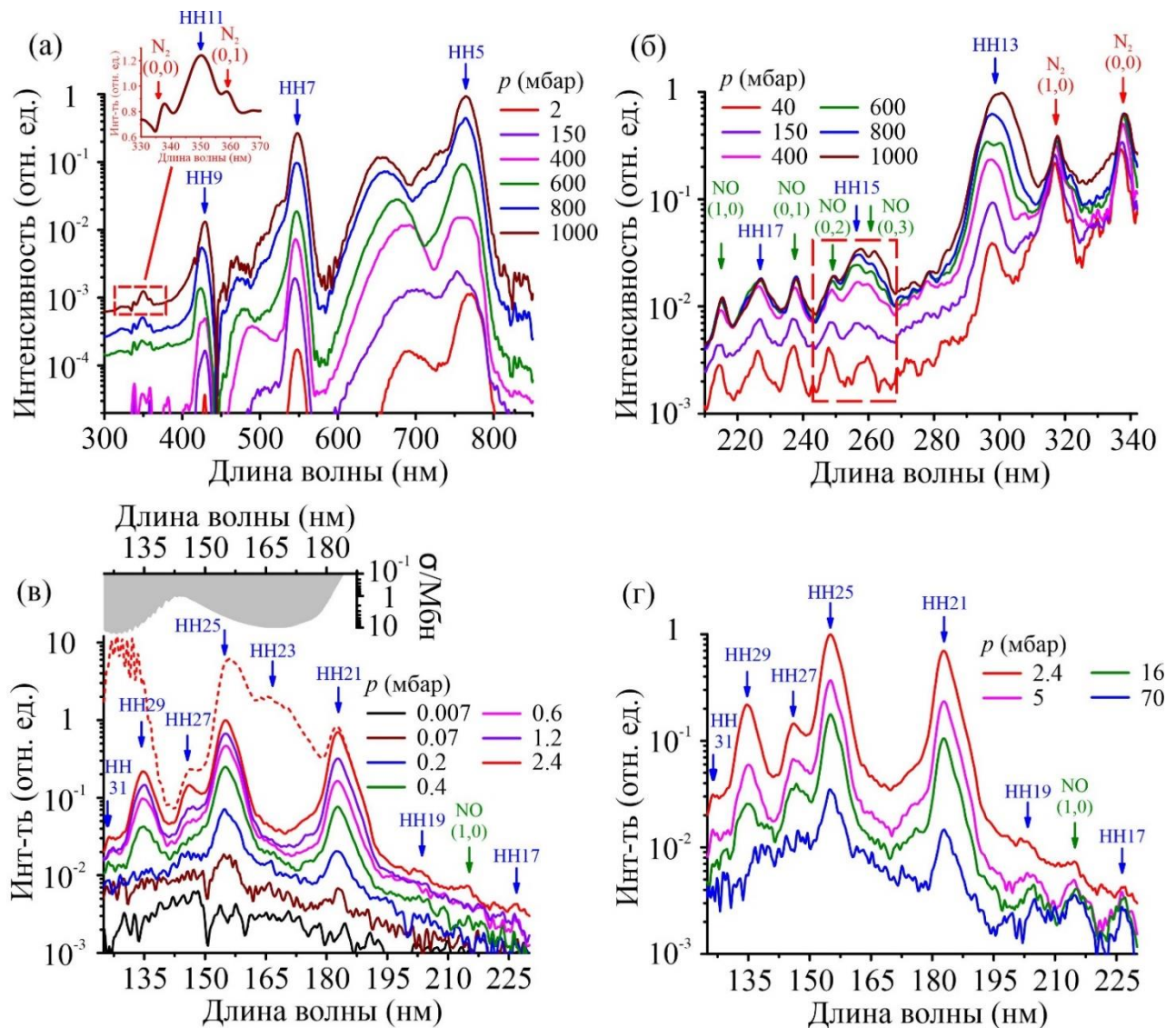


Рисунок 8 — Спектры излучения высоких гармоник, генерируемых при фокусировке мощных сверхкоротких лазерных импульсов среднего ИК диапазона в азот при различных давлениях. (а) Спектры ближнего ИК и видимого диапазонов, (б) спектры ближнего и среднего УФ диапазонов, (в), (г) спектры дальнего УФ диапазона. Вставка на (а) масштабируется на высокочастотном крыле 11-й гармоники, в котором проявляются особенности ВКР усиления и ослабления вблизи длины волны колебательного перехода $N_2(0,0) \nu' = 0 \rightarrow \nu'' = 0$ второй положительной системы азота $\lambda_p \approx 337.1$ нм. Серой заливкой представлен спектр поглощения воды, красная пунктирная кривая соответствует спектру ГВП в отсутствие поглощения для давления азота $p = 2.4$ мбар.

2.4 Резонансное взаимодействие поля высоких гармоник сверхкоротких лазерных импульсов среднего инфракрасного диапазона с колебательными переходами молекулярных газовых систем

Спектроскопия на основе некогерентного излучения плазмы (НИП) и вынужденного комбинационного рассеяния (ВКР) была продемонстрирована около 30 лет назад [135, 136]. Ввиду использования наносекундных лазерных импульсов в ранних экспериментах физическая картина данных явлений напоминала лазерно-искровую эмиссионную спектроскопию [137]. В представленных ниже экспериментах ВКР и НИП в поле высоких гармоник опираются на совершенно другие физические механизмы, поскольку фемтосекундные импульсы среднего ИК диапазона генерируют широкополосное излучение ГВП, которое, в свою очередь, индуцирует однопучковый и одноимпульсный спектроскопический сигнал молекулярного отклика, хорошо читаемый в зарегистрированных спектрах излучения плазмы.

2.4.1 Вынужденное комбинационное рассеяние в поле высоких гармоник лазерного излучения среднего инфракрасного диапазона

Рассмотрим особенности спектров плазменного излучения газов, сопровождающие генерацию ГВП. Как видно из вставки спектра азота в области от ближнего УФ до ближнего ИК диапазона на рис. 8а, в коротковолновом крыле 11-й гармоники содержится ярко выраженный низкочастотный пик $\lambda_G \approx 337.4$ нм и высокочастотный провал $\lambda_L \approx 336.5$ нм вблизи длины волны колебательного перехода $N_2(0,0) v' = 0 \rightarrow v'' = 0$ второй положительной системы азота $B^3\Pi_g \rightarrow C^3\Pi_u$ $\lambda_p \approx 337.1$ нм [138]. Такое спектральное распределение поглощения и усиления хорошо согласуется с физической картиной механизма ВКР широкополосного излучения накачки на центральной частоте $\omega_p = 11\omega_0 + \delta$ в коротковолновом крыле ($\delta > 0$). В этом процессе излучение накачки испытывает комбинационное усиление своей низкочастотной части и комбинационное

поглощение высокочастотной, т.е. реализуется обратное комбинационное рассеяние [139, 140].

Чтобы дать количественную проверку указанным спектральным особенностям ВКР, обратимся к теории вращательного комбинационного спектра [141]. Поскольку экспериментального разрешения недостаточно для различения отдельных пиков во вращательном комбинационном спектре, в действительности мы наблюдаем широкий неразрешенный пик, включающий в себя переходы для различных вращательных квантовых чисел J . Для определения спектрального положения данного пика рассмотрим функцию относительной населенности вращательных уровней начального $B^3\Pi_g$ состояния, представленную больцмановским распределением при тепловом равновесии:

$$f_N = \frac{N_J}{N} = \frac{g}{Q_r} (2J + 1) e^{-(G+F)hc/kT}, \quad (1)$$

здесь N_J – число молекул, находящихся на вращательном уровне J ; N – общее число молекул; g – статистический вес, обусловленный ядерным спином (в случае молекулы азота со спином $I = 1$ для четных вращательных уровней $g = 6$, нечетных – $g = 3$); Q_r – статистическая сумма по всем вращательным состояниям; коэффициент $(2J + 1)$ связан с учетом вырождения вращательного состояния; $G(\nu)$ – функция колебательных термов ангармонического осциллятора; $F(J)$ – функция вращательных термов нежесткого ротатора; h – постоянная Планка; c – скорость света; k – постоянная Больцмана; $T = 295$ К – равновесная температура.

Выражения для $G(\nu)$ и $F(J)$ определяются как:

$$G(\nu) = \omega_e \left(\nu + \frac{1}{2} \right) - \omega_e x_e \left(\nu + \frac{1}{2} \right)^2, \quad (2)$$

где $\omega_e[\text{N}_2(\text{B}^3\Pi)] = 1733.39 \text{ см}^{-1}$, $\omega_e x_e[\text{N}_2(\text{B}^3\Pi)] = 14.122 \text{ см}^{-1}$; следовательно, $G(\nu = 0) = 863.17 \text{ см}^{-1}$, $G(\nu = 1) = 2568.31 \text{ см}^{-1}$ [141],

$$F(J) = B_\nu J(J + 1) - D_\nu J^2(J + 1)^2, \quad (3)$$

где $B_v = B_e - \alpha_e \left(v + \frac{1}{2} \right) + \gamma_e \left(v + \frac{1}{2} \right)^2$, $D_v = D_e [N_2(B^3\Pi)] = 5.9 \times 10^{-6} \text{ см}^{-1}$, $B_e [N_2(B^3\Pi)] = 1.63745 \text{ см}^{-1}$, $\alpha_e [N_2(B^3\Pi)] = 0.01791 \text{ см}^{-1}$, $\gamma_e [N_2(B^3\Pi)] = -0.00007 \text{ см}^{-1}$; следовательно, $B_v(v=0) = 1.6285 \text{ см}^{-1}$, $B_v(v=1) = 1.6104 \text{ см}^{-1}$ [141].

Количественная оценка относительной населенности позволяет рассчитать сечения вращательных комбинационных переходов [142]:

$$\sigma_J = \frac{256\pi^5}{27\lambda^4} * \gamma^2 f_N c_{PT}, \quad (4)$$

где λ – длина волны излучения накачки; $\gamma \times 10^{25} = -6.01466 + 2385.57 / (186.099 - 1/\lambda'^2)$ – показатель анизотропии поляризуемости молекулы азота (здесь λ' – длина волны накачки в мкм); $c_{PT}(J \rightarrow J+2) = 3(J+1)(J+2)/2(2J+1)(2J+3)$, $c_{PT}(J \rightarrow J-2) = 3J(J-1)/2(2J+1)(2J-1)$ – коэффициенты Плачека-Теллера для линейной молекулы для стоксовой S- и антистоксовой O-ветви колебательно-вращательной полосы азота $B^3\Pi_g \rightarrow C^3\Pi_u$ соответственно [143]. Полученные расчетные вращательные спектры для излучения накачки на длине волны 337.13 нм представлены на рис. 9.

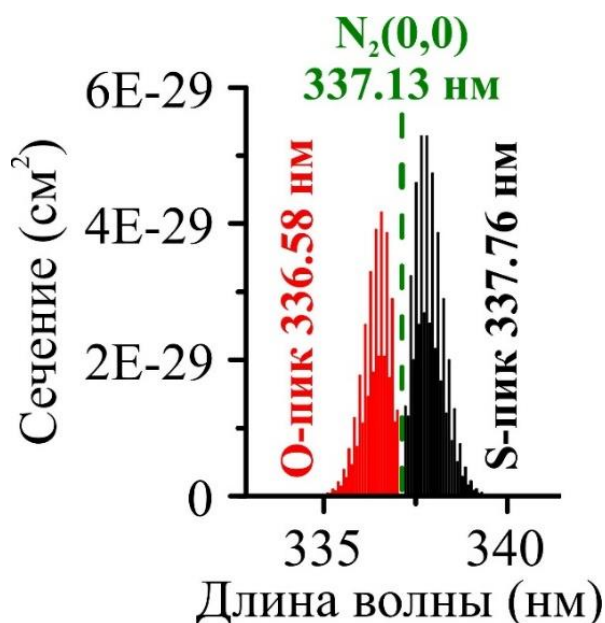


Рисунок 9 — Расчетный спектр S- и O-ветви колебательно-вращательной полосы азота $B^3\Pi_g \rightarrow C^3\Pi_u$.

Таким образом, спектральное положение экспериментального пика $\lambda_{SRG} \approx 337.4$ нм и провала $\lambda_{SRL} \approx 336.5$ нм хорошо соотносятся с вычисленными положениями пиков стоксовой S-ветви $\lambda_s \approx 337.8$ нм и антистоксовой O-ветви $\lambda_a \approx 336.6$ нм соответствующей колебательно-вращательной полосы азота $V^3\Pi_g \rightarrow C^3\Pi_u$. Комбинационная отстройка при этом составляет $\Omega_R \approx 55$ см⁻¹ [144].

Спектральные измерения в среднем УФ диапазоне также демонстрируют описанную особенность в высокочастотном крыле и вблизи пика 15-й гармоники (рис. 8б), объясняющуюся ВКР на переходах $v' = 0 \rightarrow v'' = 2$ и $v' = 0 \rightarrow v'' = 3$ в γ -системе монооксида азота $A^2\Sigma \rightarrow X^2\Pi$ (247.9 нм, 259.6 нм соответственно) [141, 145] даже при достаточно низком (<0.1%) содержании кислорода в газовой камере. Данные переходы проявляются в спектрах не только чистого азота, но и многокомпонентного воздуха (рис. 10). Спектрального разрешения ЭОП «Кварцит» достаточно для наблюдения указанных деталей спектра излучения газов, однако оно уже не позволяет провести более точную интерпретацию в терминах комбинационного усиления и поглощения.

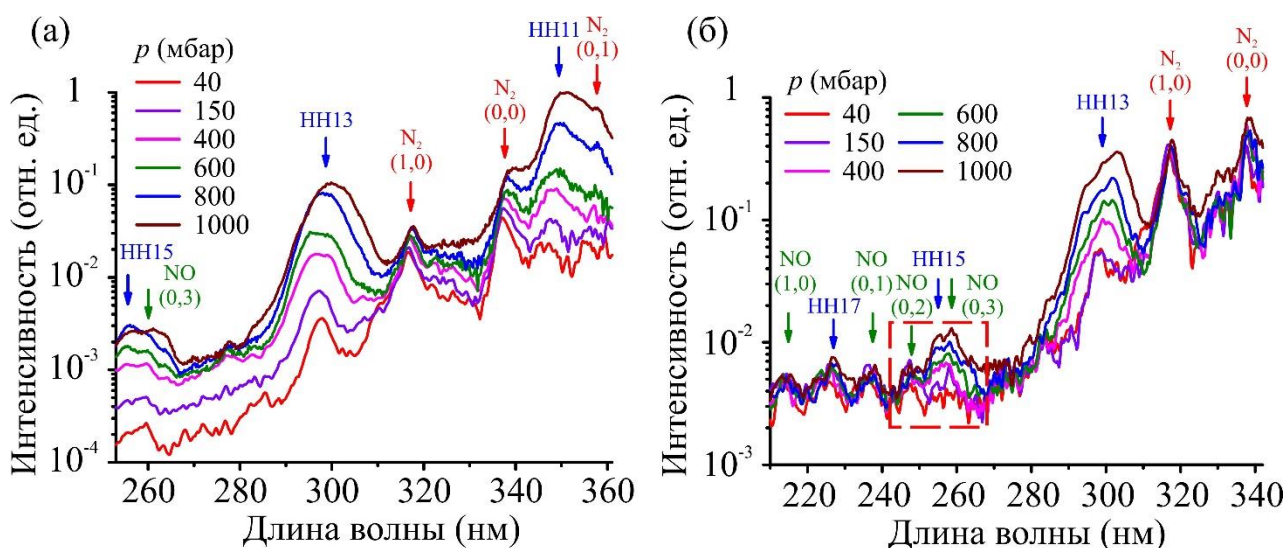


Рисунок 10 — Спектры излучения высоких гармоник, генерируемых при фокусировке мощных сверхкоротких лазерных импульсов среднего ИК диапазона в воздух при различных давлениях. (а) Спектры ближнего УФ диапазона, (б) спектры среднего УФ диапазона.

Вернемся к наиболее ярко выраженному проявлению всплеска сигнала $L(\lambda)$ ВКР в высокочастотной части спектра 11-й гармоники в условиях газовой ячейки, заполненной молекулярным азотом при давлении $p = 1000$ мбар (рис. 11а). Для количественной характеристики комбинационного усиления и поглощения можно перейти к оценке дифференциального сигнала $\Delta(\lambda) = L(\lambda) - \xi(\lambda)$, позволяющей охарактеризовать функцию $L(\lambda)$ относительно сигнала 11-й гармоники $\xi(\lambda)$. Тогда функция $\max[\Delta(\lambda)]$ будет соответствовать сигналу усиления вблизи стоксовой частоты, а $\min[\Delta(\lambda)]$ – поглощению вблизи антистоксовой частоты. Примечательно, что контраст этих сигналов остается высоким в широком диапазоне давлений газа (рис. 11б), при этом функции $\max[\Delta(\lambda)](p)$ и $\min[\Delta(\lambda)](p)$ коррелируют друг с другом и хорошо аппроксимируются степенной зависимостью от давления с показателем $\sim p^{2.5}$. В то время как корреляция этих двух функций полностью согласуется с классической теорией комбинационного усиления и поглощения [146], для понимания нелинейного характера данной зависимости от давления требуется обратиться к оценке расстройки волнового вектора $|\Delta k_{11}| = 11(\omega_0/c)|n(11\omega_0) - n(\omega_0)|$ для генерируемого поля накачки в процессе комбинационного рассеяния. Табличные данные показателя преломления $n(\omega)$ молекулярного азота [147] позволяют оценить данную расстройку в диапазоне $0.011\text{-}2.2 \text{ см}^{-1}$ при давлениях азота от 5-1000 мбар. Соответствующая когерентная длина $L_{11} = \pi/(2|\Delta k_{11}|)$ изменяется от 140 см до 0.7 см. С увеличением давления p длина когерентности L_{11} становится значительно меньше области перетяжки пучка в условиях проводимых экспериментов ($L_R \approx 6$ см). Таким образом, зависящее от давления фазовое согласование транслируется в сильно нелинейную зависимость мощности 11-й гармоники от давления p , что и приводит к степенному масштабированию от давления $\sim p^{2.5}$ величин $\max[\Delta(\lambda)]$ и $|\min[\Delta(\lambda)]|$.

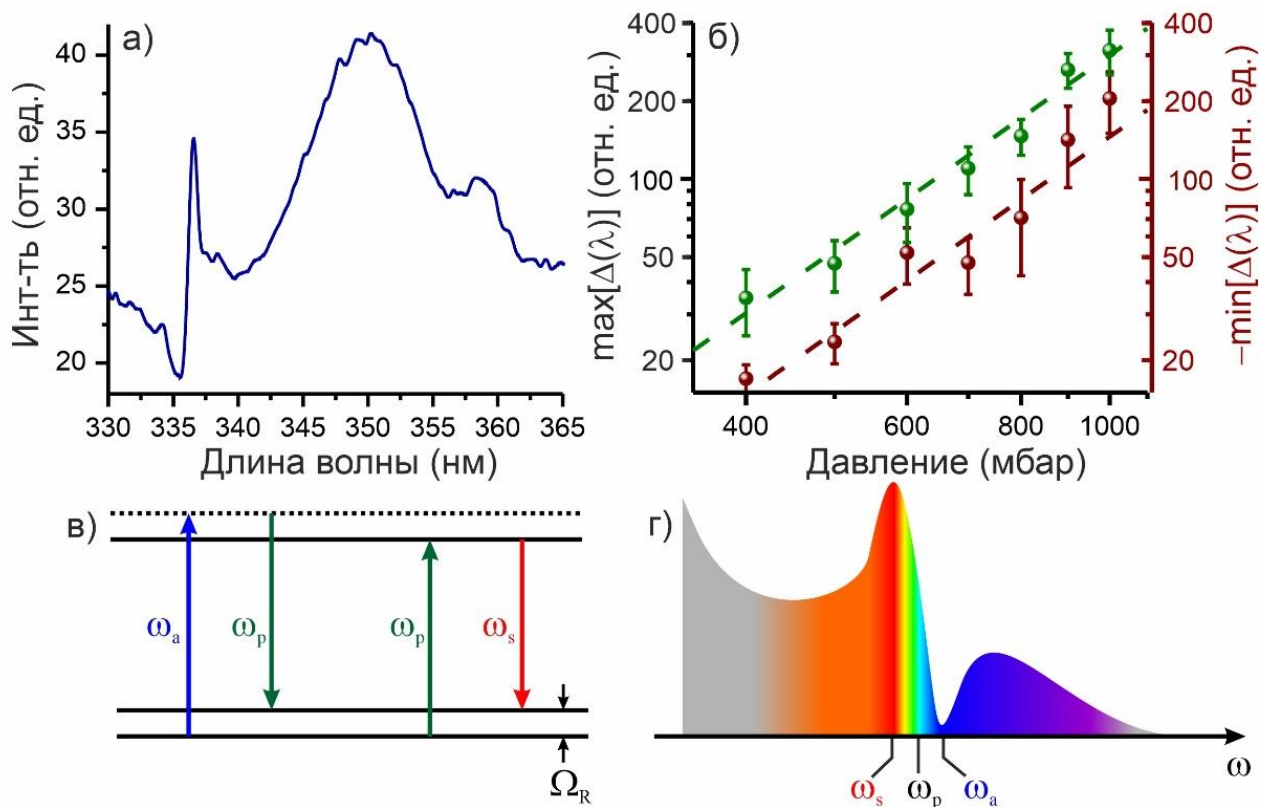


Рисунок 11 – (а) Спектр 11-й гармоники при прохождении излучения среднего ИК диапазона на центральной длине волны 3.9 мкм, длительностью 80 фс и с энергией 17 мДж через газовую ячейку, заполненную азотом при давлении 1000 мбар. (б) Зависимости максимума сигнала комбинационного усиления (зеленые точки, левая ось) и максимума сигнала комбинационного поглощения (коричневые точки, правая ось) от давления, а также их аппроксимации степенной функцией с показателем 2.5 (штриховые кривые). (в) Фотонная диаграмма ВКР высоких гармоник, при котором поле накачки на частоте резонанса однофотонного перехода ω_p молекулярной системы индуцирует вынужденное комбинационное усиление на стоксовой частоте $\omega_s = \omega_p - \Omega_R$ и вынужденное комбинационное поглощение на антистоксовой частоте $\omega_a = \omega_p + \Omega_R$, где Ω_R – частота комбинационного перехода данной молекулярной системы. (г) Механизм наблюдаемого ВКР: вынужденное комбинационное усиление на стоксовой частоте ω_s и поглощение на антистоксовой частоте ω_a в спектре широкополосной накачки, содержащем частоту ω_p однофотонного резонансного возбуждения колебательного перехода.

На рис. 11в, 11г изображены фотонная диаграмма и схема механизма ВКР в представленных экспериментах. Одна из главных идей ВКР в поле высоких гармоник состоит в том, что спектр гармоники порядка t включает частоты,

которые могут индуцировать ВКР за счет дипольно-разрешенных однофотонных электронных переходов. Ширина их линий гораздо уже ширины гармоник, служащей накачкой, истощением которой можно пренебречь. В экспериментах такая гармоника генерируется сверхкороткими импульсами среднего ИК диапазона в ходе сильно нелинейного процесса ВКР. Следовательно, нелинейная восприимчивость для такого процесса сильно зависит от частоты, резонансно возрастая вблизи соответствующего электронного перехода (например, вблизи $\lambda_p \approx 337.1$ нм для полосы $v' = 0 \rightarrow v'' = 0$ второй положительной системы азота $B^3\Pi_g \rightarrow C^3\Pi_u$) и тем самым выступая в качестве узкополосного спектрального фильтра. Таким образом, несмотря на широкополосный характер накачки, резонансный характер нелинейной восприимчивости определяет возникновение узкого пика стоксового усиления и узкого провала антистоксового поглощения.

2.4.2 Некогерентное излучение плазмы в поле высоких гармоник лазерного излучения среднего инфракрасного диапазона

Возможность генерации широкополосного спектра гармоник управляющего лазерного излучения в среднем ИК диапазоне, в большом числе лежащих в области УФ и видимого излучения, в представленных экспериментах служит ключевым инструментом для реализации ВКР спектроскопии. С другой стороны, молекулярные колебательные моды, не попадающие напрямую в область спектральной ширины гармоник, не могут участвовать в процессе ВКР, однако также способны выявляться спектроскопическими методами за счет лазерно-индуцированного возбуждения плазмы с последующей излучательной релаксацией, сопровождаемой некогерентным излучением плазмы (НИП). На рис. 8б, 8в, 10б спектральные черты НИП отражены колебательными переходами второй положительной системы $B^3\Pi_g \rightarrow C^3\Pi_u$ молекулярного азота $N_2(1,0) v' = 1 \rightarrow v'' = 0$ (317 нм), $NO(0,1) v' = 0 \rightarrow v'' = 1$ (237 нм), $NO(1,0) v' = 1 \rightarrow v'' = 0$ (215 нм) и исчезают лишь при очень низких давлениях азотсодержащего газа. Проведение подобного спектрального анализа возможно и при наличии двухатомных примесей в одноатомных газах – например, продемонстрировано

присутствие гидроксильного радикала $\text{OH}(X^2\Pi)$ в гелии и неоне (рис. 12), способного образовываться в процессе десорбции молекул водяного пара со стенок вакуумной камеры и последующей фотодиссоциации [148]. Возбуждающиеся сильные колебательные переходы $\text{OH}(A^2\Sigma) \rightarrow \text{OH}(X^2\Pi)$ можно объединить в две группы: 1) $\text{OH}(0,0)$, $\text{OH}(1,1)$, $\text{OH}(2,2)$ и 2) $\text{OH}(1,0)$, $\text{OH}(2,1)$, $\text{OH}(3,2)$, полосы которых располагаются на 306.4-320.9 нм и 281.1-296.2 нм соответственно [149, 150]. Данные полосы OH видны также в спектрах азота при низких давлениях (рис. 12).

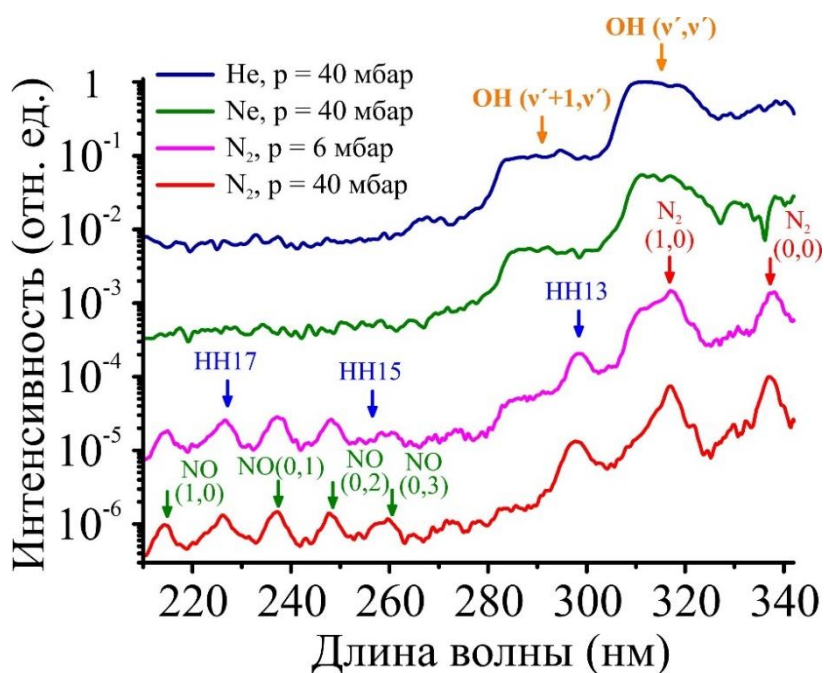


Рисунок 12 – Спектры излучения при взаимодействии сверхкоротких лазерных импульсов среднего ИК диапазона с одноатомными газами гелием и неоном, а также с азотом при низких давлениях.

Признаки фотоионизации остаточных молекул воды внутри вакуумной камеры хорошо видны в спектрах ГВП в области 125-230 нм (рис. 8в). 23-я гармоника лазерного излучения на центральной длине волны 3.9 мкм попадает в первую полосу поглощения воды в вакуумном УФ диапазоне 150-180 нм [151, 152] (рис. 8в, серая заливка), что приводит к хорошо заметному провалу в спектре излучения ГВП с центром вблизи длины волны 170 нм. На рис. 8в красной пунктирной кривой представлен восстановленный спектр высоких гармоник $I_0(\lambda)$, как если бы поглощение воды отсутствовало: $I_0 = I * e^{\alpha x}$, где

$\alpha = \sigma N \rho = \frac{\sigma p_{H_2O} N_A}{RT}$, σ – сечение поглощения воды, N_A – постоянная Авогадро, R – универсальная газовая постоянная, $T = 295$ К – температура, $p_{H_2O} = 0.6$ мбар – парциальное давление воды, $x = 50$ см – длина поглощения, соответствующая экспериментальной, I – спектральная интенсивность высоких гармоник с учетом поглощения, взятая из экспериментальных данных при давлении азота $p_{N_2} = 2.4$ мбар (рис. 8в, красная сплошная кривая).

НИП в данном случае имеет много общего с лазерно-искровой эмиссионной спектроскопией, однако важное отличие заключается в том, что в описанных экспериментах задействуются фемтосекундные лазерные импульсы, для которых наличие пробоя не является обязательным. Вместо этого индуцируется сверхбыстрая ионизация на переднем фронте лазерного импульса, что приводит к быстрой пространственно-временной модуляции электронной плотности и, следовательно, преломлению пучка, изменению формы импульса и фазовой модуляции в центральной части и на заднем фронте лазерного импульса [32, 153, 154]. Некогерентное излучение атомов и молекул – гораздо более медленный процесс, являющийся при этом частью динамики рекомбинации свободной плазмы в кильватере лазерного импульса.

Таким образом, использование процессов ВКР и НИП в сочетании с генерацией ГВП помогает развить новые методики использования комбинационной спектроскопии в исследованиях сверхбыстрых процессов и высококонтрастного, химически специфичного имиджинга. Для случая лазерной накачки среднего ИК диапазона становится возможной реализация однопучковой и одновыстрельной спектхронографии молекулярных газов посредством связывания колебательных мод молекул с полем ГВП, выявляющей информацию о динамике ориентирования и фазирования молекул в поле мощных сверхкоротких импульсов [155].

2.5 Выводы главы 2

Продемонстрирована генерация мультиоктавного суперконтинуума при взаимодействии мощных субтераваттных фемтосекундных лазерных импульсов на центральной длине волны 3.9 мкм с молекулярным азотом. Показано, что сгенерированное широкополосное излучение состоит из гармоник высокого порядка в спектральном диапазоне 125-850 нм. Установлена немонотонная зависимость интенсивности высоких гармоник дальнего ультрафиолетового диапазона от давления азота. Исследован эффект вынужденного комбинационного рассеяния при взаимодействии поля высоких гармоник с колебательными переходами второй положительной системы азота и монооксида азота. В частности, в высокочастотном крыле 11-й гармоники на центральной длине волны 350 нм ясно видны черты вынужденного комбинационного усиления и вынужденного комбинационного поглощения вблизи частоты колебательного перехода второй положительной системы азота на длине волны 337.1 нм. Также обнаружено проявление некогерентного излучения плазмы вблизи колебательных переходов азота 317 нм и монооксида азота 237 нм и 215 нм. Таким образом, показана возможность реализации химически селективной однопучковой и одноимпульсной спектроскопии возбужденных газов и плазмы.

Представленные результаты опубликованы в научных статьях:

1. Mitrofanov A.V., Rozhko M.V., Voronin A.A, Sidorov-Biryukov D.A., Fedotov A.B., Zheltikov A.M., “High-harmonic-driven inverse Raman scattering,” *Optics Letters* **46**, 3219-3222 (2021).
2. Mitrofanov A.V., Rozhko M.V., Sidorov-Biryukov D.A., Voronin A.A., Fedotov A.B., Zheltikov A.M., “Near-infrared-to-vacuum-ultraviolet high-harmonic Raman and plasma emission spectroscopy with ultrashort mid-infrared laser pulses,” *Journal of Raman Spectroscopy* **52**, 2089-2099 (2021).

Глава 3. Генерация мультиоктавного излучения высоких гармоник при взаимодействии мощных сверхкоротких лазерных импульсов среднего инфракрасного диапазона с поверхностью твердотельной мишени

В задачах нелинейно-оптического преобразования лазерного излучения переход к интенсивностям света более 10^{15} Вт/см² принципиально ограничивает применение газов в качестве среды взаимодействия. Достижение полной ионизации газового вещества при таких интенсивностях приводит к насыщению нелинейного дипольного отклика и значительному ухудшению условий фазового согласования [114], что негативно сказывается на эффективности генерации ГВП. С другой стороны, для наблюдения в спектрах излучения релятивистских эффектов требуется ускорить электрон до энергий, сравнимых с его энергией покоя. Иными словами, нормированный векторный потенциал $a_0 = eE_0/mc\omega_0$, где e и m – заряд и масса электрона, E_0 и ω_0 – амплитуда и центральная частота лазерного поля, становится равным порядка 1, что достигается при интенсивностях $I_0 \approx 2 \times 10^{18}$ Вт/см² лазерного излучения на центральной длине волны $\lambda_0 = 800$ нм. Квадратичная зависимость пондеромоторной энергии электрона от длины волны смягчает данное требование в случае лазерного источника в среднем ИК диапазоне ($\lambda_0 = 3.85$ мкм), однако соответствующая интенсивность $I_0 \approx 10^{17}$ Вт/см² по-прежнему значительно выше порога, при котором наступает полная ионизация газа. Таким образом, при исследовании субрелятивистских и релятивистских режимов взаимодействия лазерного излучения с веществом закономерным является выбор поверхности твердотельной мишени в качестве среды взаимодействия, куда можно доставить неограниченно большие значения световой энергии.

В настоящей главе описываются экспериментальные схемы генерации высоких гармоник от поверхности твердотельной мишени в поле субтераваттных фемтосекундных лазерных импульсов среднего инфракрасного

диапазона на центральной длине волны 3.9 мкм. Выполненные эксперименты демонстрируют широкополосную генерацию гармоник в спектральном диапазоне 75-2000 нм. Установлено, что генерация гармоник высокого порядка происходит в соответствии с механизмом когерентного кильватерного излучения плазмы при субрелятивистском уровне интенсивности лазерной накачки. Изучено влияние материала твердотельной мишени и начального chirпирования лазерных импульсов на спектры высоких гармоник. Показано, что когерентное кильватерное излучение плазмы, возбуждаемое р-поляризованными фемтосекундными лазерными импульсами среднего инфракрасного диапазона на центральной длине волны 3.9 мкм при фокусировке на поверхность толстой твердотельной полистироловой мишени до субрелятивистской интенсивности, позволяет генерировать мультиоктавный спектр гармоник вплоть до 51 порядка.

3.1 Система генерации и регистрации высоких оптических гармоник при взаимодействии сверхкоротких лазерных импульсов среднего инфракрасного диапазона с твердотельной поверхностью

3.1.1 Схема генерации и регистрации высоких гармоник в видимом и ближнем/дальнем ультрафиолетовом диапазонах

В экспериментах по генерации ГВП от поверхности твердотельной мишени в качестве источника сверхкоротких лазерных импульсов среднего ИК диапазона использовалось выходное излучение лазерной системы, описанной в главе 2 настоящей работы. р-поляризованные лазерные импульсы на центральной длине волны $\lambda_0 \approx 3.9$ мкм, с длительностью $\tau_0 \approx 80$ фс и энергией до $E_0 \approx 20$ мДж заводились в вакуумную камеру (ВК на рис. 13) и фокусировались параболическим зеркалом ПЗ2 с фокусным расстоянием 5 см на поверхность твердотельной мишени под углом $\theta \approx 45^\circ$. Для точной настройки параболического зеркала использовался опорный пучок непрерывного лазерного излучения на длине волны 532, проходящий на параболическое зеркало по тому же оптическому пути, что и пучок среднего ИК излучения. Корректность

выставления углов параболического зеркала определялась по качеству пучка видимого излучения в фокусе на матрице ПЗС камеры таким образом, чтобы наблюдаемые оптические aberrации были минимальны.

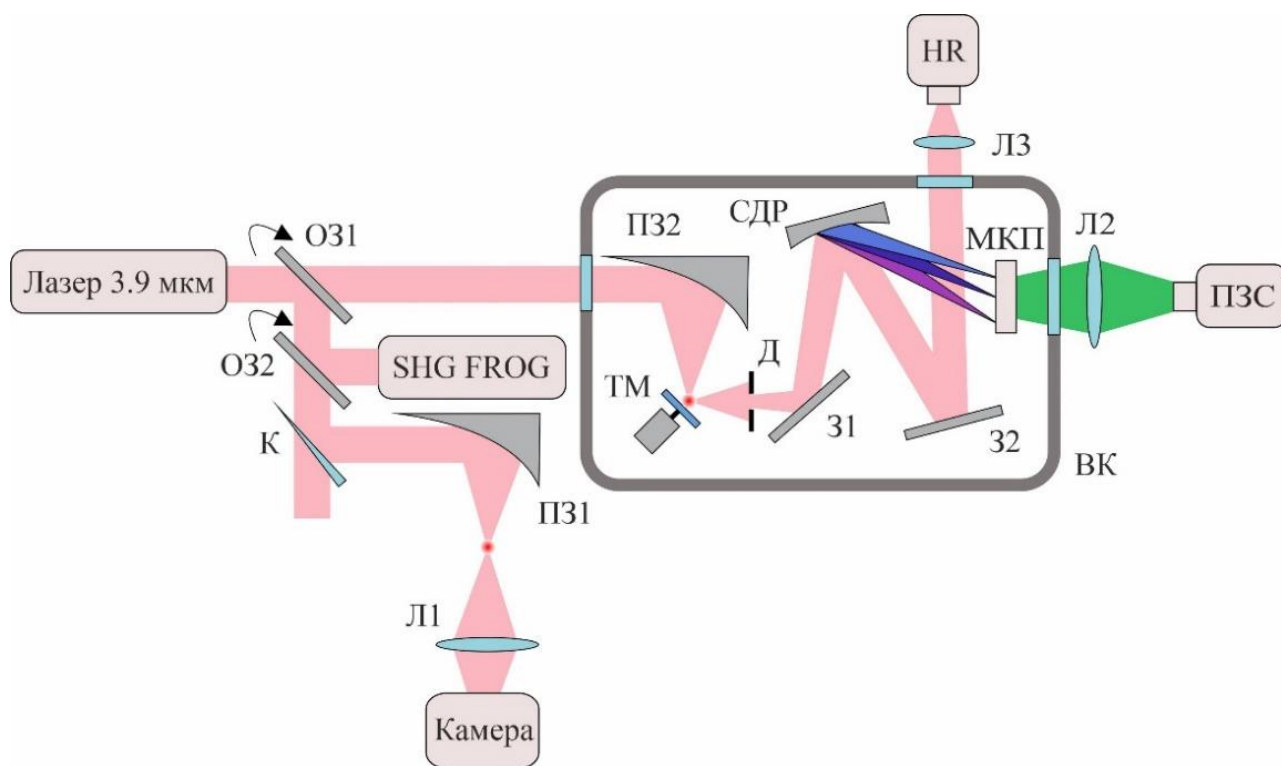


Рисунок 13 – Экспериментальная схема генерации ГВП от поверхности твердотельной ВК7 мишени при действии лазерных импульсов среднего ИК диапазона: O31, O32 – откидываемые зеркала; К – клиновидное CaF₂ зеркало; ВК – вакуумная камера; ПЗ1, ПЗ2 – параболические зеркала; Л1, Л2 – фокусирующие линзы; ТМ – твердотельная мишень из стекла ВК7; Д – диафрагма; 31, 32 – золотые зеркала; СДР – сферическая дифракционная решетка; МКП – микроканальная пластина в составе электрооптического преобразователя «Кварцит»; ПЗС – ПЗС-камера; HR – спектрометр Ocean Optics HR4000.

Ввиду высокой достигаемой интенсивности при фокусировке мощного излучения среднего ИК диапазона и во избежание развития нелинейной фокусировки в воздухе внутри экспериментальной кюветы поддерживался вакуум с остаточным давлением порядка $p_0 \approx 10^{-4}$ мбар. Эксперименты выполнялись с круглой мишенью из боросиликатного стекла ВК7 диаметром 25 мм и толщиной 2 мм, установленной на вращающийся вал компактного

электромотора. Скорость вращения подбиралась таким образом, чтобы каждый новый выстрел приходился на свежую поверхность и тем самым было исключено влияние деградации материала вследствие лазерно-индуцированной абляции. Через каждые 100 лазерных импульсов мишень сдвигалась по высоте при помощи одной из осей трехкоординатной пьезоэлектрической трансляционной платформы. Две другие оси использовались для юстировки положения мишени относительно фокуса лазерного пучка.

После фокусировки на мишень лазерное излучение среднего ИК диапазона блокировалось диафрагмой Д. Проходящее через диафрагму слабо расходящееся излучение ГВП далее заводилось на специально сконструированный спектрометр, состоящий из сферической дифракционной решетки СДР и электрооптического преобразователя «Кварцит» (ООО ВТЦ «Баспик») на основе микроканальной пластины и фосфорного экрана (МКП на рис. 13). Регистрация излучения ГВП производилась двумя методами. Прямое отражение от решетки выводилось из кюветы на коммерческие спектрометры Ocean Optics HR4000 (область детектирования 200-1100 нм) и Ocean Optics NIRQuest (область детектирования 900-2200 нм). Излучение ГВП в первом дифракционном порядке решетки (110-340 нм) направлялось на МКП, после чего изображение пространственно разложенного спектра на фосфорном экране переносилось линзой Л2 на ПЗС камеру, поддерживающую возможность цифрового усиления сигнала и внешней синхронизации с лазерной системой.

Нижняя спектральная граница регистрации спектрометра 115 нм определяется пропусканием MgF_2 окна на входной апертуре «Кварцита». Точная калибровка спектрометра проводилась по хорошо известным линиям излучения ртутной лампы (в частности, 185.0 нм, 253.7 нм, 296.7 нм, 313.2 нм, 334.2 нм) [133, 134], располагаемой в фокусе дифракционной решетки вместо твердотельной мишени. Считывание, обработка и сохранение спектральных карт на основе изображений внешней ПЗС камеры проводилась при помощи специально написанной программы в среде программирования LabVIEW.

Временной контраст мощных сверхкоротких импульсов среднего ИК диапазона исследовался при помощи измерения автокорреляционной функции интенсивности методом SHG FROG – оптического стробирования сигнала второй гармоники с разрешением по частоте (рис. 14а). Для оценки контраста сравнивались результаты измерения автокорреляционной функции для спектрально-ограниченных импульсов и импульсов с известной, наложенной при помощи решеточного компрессора фазой; при этом длительность импульсов менялась в диапазоне от 80 фс до нескольких пс. Перестройка фазы не влияет на уровень пикосекундного контраста, но при этом пиковая интенсивность лазерного поля ослабляется на несколько порядков для обеспечения необходимого динамического диапазона. Представленные на рис. 14б результаты измерений демонстрируют отношение интенсивности пикосекундного пьедестала импульса, формируемого системой ОПУЧИ, к пиковому значению его интенсивности не хуже 10^{-6} .

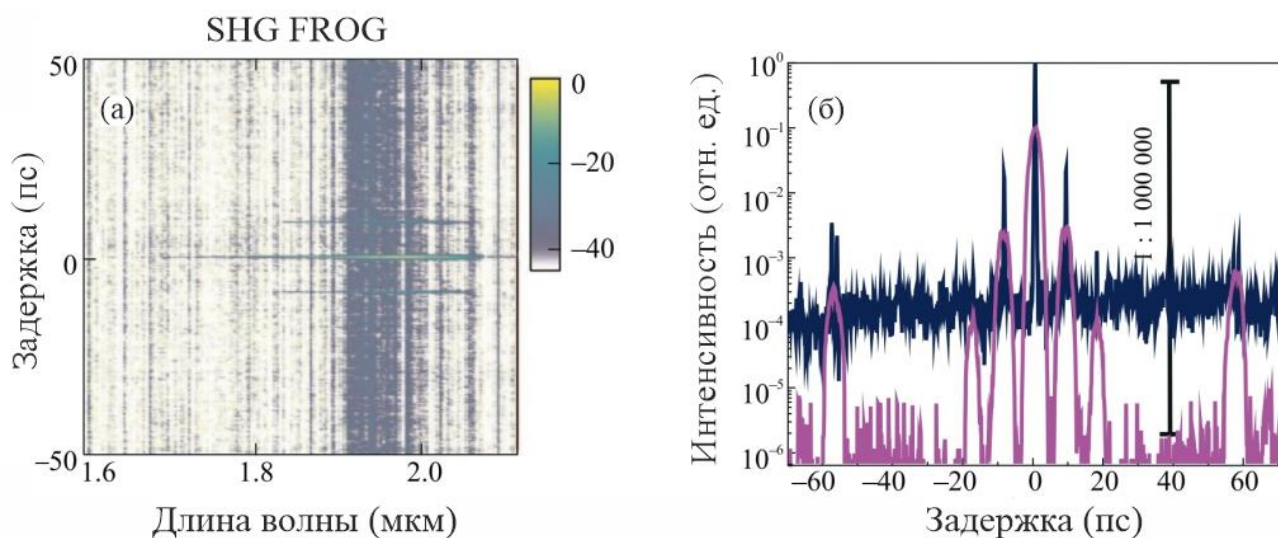


Рисунок 14 – (а) Характерная карта оптического стробирования с разрешением по частоте на основе генерации второй гармоники и (б) полученная на ее основе автокорреляционная функция интенсивности лазерного импульса среднего ИК излучения, позволяющая сделать оценку временного контраста по сравнению результатов измерения спектрально-ограниченных импульсов (синяя кривая) и импульсов с наложением известного профиля фазы (розовая кривая). Параметр чирпа 0.05 пс^2 .

Для оценки размеров сфокусированного на мишени лазерного пучка и, соответственно, достигаемой интенсивности света излучение накачки среднего ИК диапазона заводилось через два CaF_2 клина на дополнительный экспериментальный модуль, состоящий из параболического зеркала ПЗ1 с фокусным расстоянием 5 см, микроскопа на основе CaF_2 линз и пироэлектрической LiTaO_3 камеры. Изображение пучка в фокусе параболического зеркала передавалось микроскопом на камеру с 20-кратным увеличением, типичные полученные профили интенсивности пучка по двум ортогональным координатам представлены на рис. 15. Полученный характерный диаметр пучка составил $d \approx 18$ мкм (по уровню FWHM, т.е. полной ширине профиля на половине его максимума), что соответствует интенсивности лазерного поля на мишени $I_0 \approx 10^{17}$ Вт/см² и значению нормированного векторного потенциала $a_0 \approx 1$. Таким образом, интенсивность возможных предимпульсов оценивается равной не более 10^{11} Вт/см², что оказывается более чем на порядок ниже порога пробоя диэлектрика в данном диапазоне длин волн и не приводит к образованию электронной плазмы на поверхности мишени к моменту прихода фронта основного импульса.

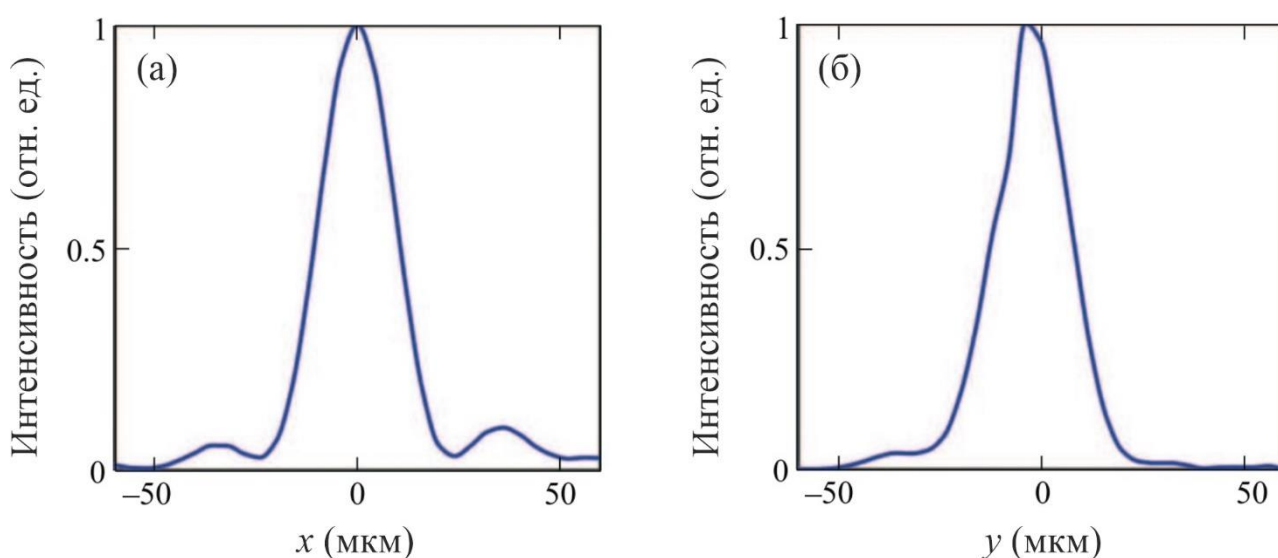


Рисунок 15 – Типичные поперечные профили интенсивности лазерного поля среднего ИК диапазона, полученные при перестройке изображения пучка в фокусе параболического зеркала микроскопом для ортогональных координат (а) x и (б) y .

3.1.2 Схема генерации и регистрации высоких гармоник в экстремальном ультрафиолетовом диапазоне

Переход в экстремальный УФ спектральный диапазон требует значительной модификации приведенной на рис. 13 экспериментальной схемы. Во-первых, необходима дифракционная решетка, обладающая достаточно высокой эффективностью в более коротковолновой области спектра (менее 100 нм) и, соответственно, работающая под гораздо большим углом падения и требующая изменения геометрии детектирования. Во-вторых, недопустимо поглощение регистрируемого излучения в материале защитного окна детектора. Кроме того, вследствие существенного уменьшения эффективности генерации ГВП с понижением их длины волны важна более высокая чувствительность детектора. Эти факторы обуславливают необходимость перехода к открытой сборке детектора на основе двух микроканальных пластин, соединенных в шеврон, позволяющей повысить усиление регистрируемого сигнала ГВП на три порядка. Подобные детекторы нуждаются в обеспечении вакуумного объема, изолированного от камеры генерации и с остаточным давлением не хуже 10^{-6} мбар, что подразумевает включение в экспериментальную схему на рис. 13 дополнительной вакуумной кюветы.

Таким образом, для осуществления генерации и регистрации ГВП в экстремальном УФ диапазоне была собрана экспериментальная схема, представленная на рис. 16. Лазерное излучение на центральной длине волны $\lambda_0 \approx 3.9$ мкм, с длительностью импульсов $\tau_0 \approx 80$ фс и энергией до $E_0 \approx 15$ мДж заводилось в вакуумную камеру ВК1 при остаточном давлении порядка 5×10^{-6} мбар и фокусировалось параболическим зеркалом ПЗ с фокусным расстоянием 5 см на поверхность твердотельной мишени ТМ. Для уменьшения диаметра пучка в фокусе и, как следствие, повышения интенсивности лазерного излучения на поверхности мишени исходный пучок был предварительно увеличен в 2 раза линзовым телескопом Т. Интенсивность лазерного излучения на мишени оценивалась как $I_L \approx 1.3 \times 10^{17}$ Вт/см², что соответствует значению

нормированного векторного потенциала $a_0 \approx 1$. Угол падения р-поляризованного излучения на мишень составлял 45° . В качестве мишеней использовались круглые пластинки из CaF_2 , BK7, полистирола и алюминия толщиной 1 мм и диаметром 30 мм, вращающиеся с высокой частотой относительно нормали к поверхности при помощи электромоторчика. Для защиты параболического зеркала от загрязнения из-за абляции материала с поверхности мишени сразу после зеркала размещалась круглая дюймовая CaF_2 пластинка толщиной 1 мм, которая очищалась после нескольких дней экспериментов. Установленная на трансляционную подачу щель А служила для пространственного селектирования сигнала ГВП и повышения контраста измерений относительно некогерентного фона.

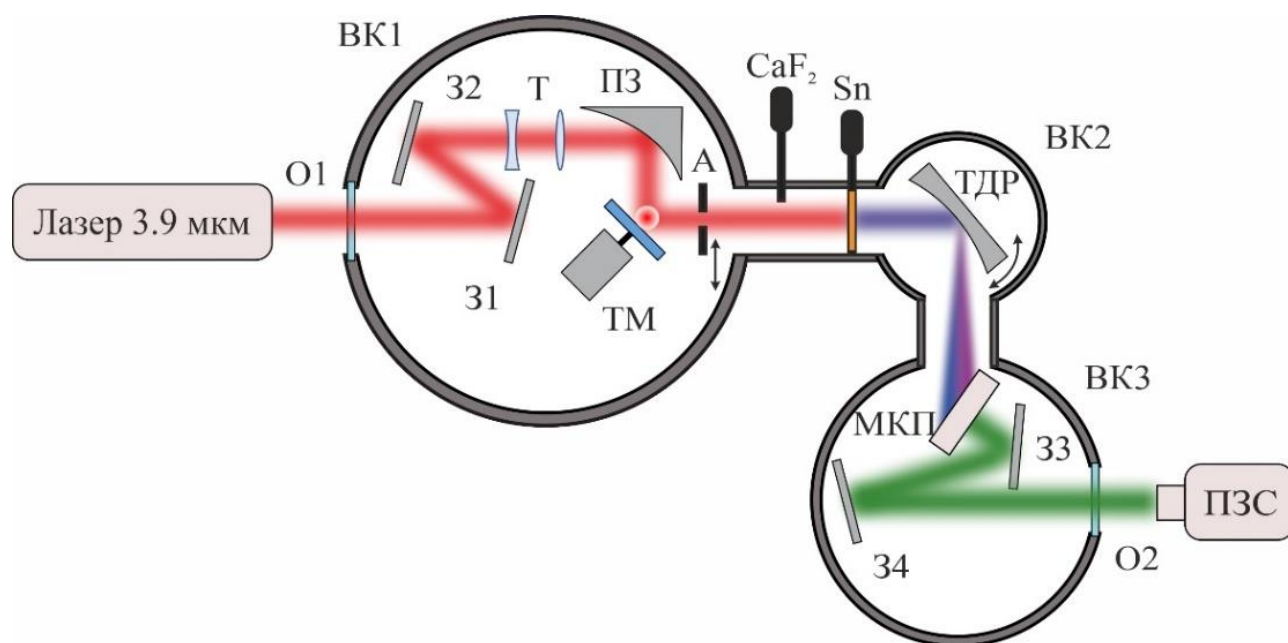


Рисунок 16 – Экспериментальная схема генерации экстремального УФ излучения ГВП при взаимодействии мощных сверхкоротких лазерных импульсов среднего ИК диапазона с твердотельной мишенью. BK1-BK3 – разделенные вакуумные камеры; O1, O2 – оптические окна; 31-34 – плоские зеркала; T – телескоп; ПЗ – параболическое зеркало; TM – твердотельная мишень; А – апертура; CaF_2 – CaF_2 фильтр; Sn – оловянная фольга-фильтр; ТДР – тороидальная дифракционная решетка; МКП – шевронная сборка микроканальных пластин с фосфорным экраном; ПЗС – камера, регистрирующая изображение на фосфорном экране.

Регистрация спектра ГВП производилась в направлении зеркального отражения специально сконструированным спектрометром на основе золотой тороидальной дифракционной решетки ТДР с плотностью штрихов 1200 штр/мм и детектора на основе шевронной сборки двух микроканальных пластин (МКП) с рабочим диаметром 40 мм и фосфорным экраном. Конструкция решетки оптимизирована под регистрацию спектра в диапазоне 40-100 нм. Спектрометр размещался в отдельном вакуумном объеме двух камер ВК2 и ВК3. Для получения наименьших aberrаций в регистрируемой спектральной области плоскость МКП-детектора устанавливалась под определенным углом к направлению спектра. Имелась возможность перемещать МКП детектор в плоскости спектра и вдоль среднего направления на спектр между решеткой и детектором, а также изменять угол установки дифракционной решетки для измерения спектра ГВП в широком диапазоне. Изображение спектра на фосфорном экране переносилось при помощи объектива на матрицу наружной ПЗС-камеры, частота съема кадров которой была синхронизирована с частотой следования лазерных импульсов. Спектры записывались в режиме одного выстрела лазера, после чего могло быть выполнено усреднение по нескольким кадрам. Объемы ВК1 и ВК2-ВК3 откачивались отдельными турбонасосами, что позволяло поддерживать в камере генерации давление около 2×10^{-6} мбар. Такое давление необходимо, чтобы исключить образование плазмы в остаточном газе при жесткой фокусировке на поверхность мишени, а также для корректной работы МКП детектора.

Дополнительно перед дифракционной решеткой могли вводиться фильтры в виде CaF_2 пластинки толщиной 1 мм, Sn фольги толщиной 300 нм или Al фольги толщиной 250 нм, установленные на вакуумных шиберах. Данные фильтры позволяли спектрально селективировать различные порядки гармоник и производить калибровку спектрометра (рис. 17). Кроме того, CaF_2 фильтр выдерживал перепад давлений в 1 атмосферу и позволял менять мишень и юстировать оптические элементы без разгерметизации измерительных камер ВК2-ВК3. Для спектрально селективного анализа генерируемого излучения

экстремального УФ диапазона в качестве фильтров использовались Sn фильтр (диапазон пропускания 50-80 нм, толщина 0.3 мкм), и CaF₂ фильтр (высокочастотная отсечка 120 нм, толщина 1 мм), границы пропускания которых, кроме прочего, выполняли калибровочную функцию (рис. 17). При разделении объемов камер ВК1 и ВК2-ВК3 в двух последних поддерживалось давление менее 10⁻⁶ мбар, соответствующее уровню вакуума, допустимому для нормальной работы открытого МКП-детектора.

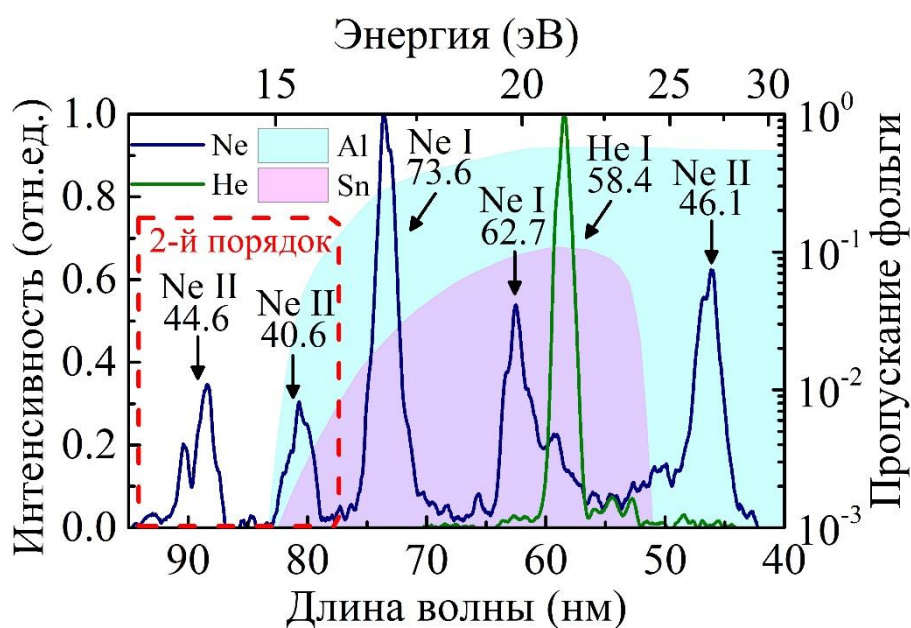


Рисунок 17 – Спектральные линии, зарегистрированные при свечении тлеющего разряда в He (зеленая кривая) и Ne (синяя кривая) низкого давления. Линии использовались для градуировки спектрометра по длинам волн. Заливкой показаны спектры пропускания Al фольги толщиной 250 нм и Sn фольги толщиной 300 нм, по границам которых также проводилась градуировка.

Для дополнительной калибровки коротковолновой части регистрируемого спектра построенной системы регистрации экстремального УФ излучения был использован тлеющий высоковольтный (порядка 1300-1700 В постоянного тока) разряд, возникающий между двумя медными электродами при давлении газа в камере ВК1 около 0.8-10 мбар. Данный источник вместе со щелью шириной 0.5 мм располагался в фокусе дифракционной решетки ТДР на месте мишени ТМ. В качестве калибровочных газов были взяты неон и гелий, поскольку они имеют несколько характерных линий излучения в исследуемом диапазоне [156-158]:

46.1 нм – излучение единожды ионизированного неона; 62.7 нм, 73.6 нм – излучение нейтрального неона; 58.4 нм – излучение нейтрального гелия (рис. 17). Данные четыре линии были взяты как калибровочные. Дополнительные линии единожды ионизированного неона на длинах волн 40.6 нм и 44.6 нм, зарегистрированные во втором порядке дифракции вблизи 81.2 нм и 99.2 нм соответственно, выступали в качестве проверочных.

3.2 Результаты спектрально-пространственной характеристики высоких гармоник от поверхности твердотельной мишени

3.2.1 Спектрально-пространственная характеристика высоких гармоник в видимом и ближнем/дальнем ультрафиолетовом диапазонах

Характерный спектр излучения плазмы, генерируемого при взаимодействии со стеклянной мишенью р-поляризованных лазерных импульсов среднего ИК диапазона на центральной длине волны $\lambda_0 \approx 3.9$ мкм, длительностью $\tau_0 \approx 80$ фс и с энергией $E_0 \approx 18$ мДж, изображен на рис. 18а. Пересекающиеся диапазоны спектральной чувствительности спектрометров Ocean Optics NIRQuest (рис. 18а, голубая заливка), Ocean Optics HR4000 (рис. 18а, зеленая заливка), а также ЭОП «Кварцит» (рис. 18а, желтая заливка) позволяют провести непрерывное сшивание спектров, измеренных в различных частотных диапазонах и нормированных на соответствующую кривую спектральной чувствительности каждого из приборов. Видны хорошо разрешенные пики высоких гармоник на частотах $m\omega_0$, где $\omega_0 = \frac{2\pi c}{\lambda_0}$ – центральная частота лазерного поля, m – целое число. Заметно монотонное уменьшение интенсивности гармоник с ростом их порядка до тех пор, пока не достигается граница пропускания MgF_2 окна «Кварцита», вплоть до максимального порядка $m_{max} \equiv M \approx 34$. Кроме того, контраст гармоник постепенно ухудшается до уровня континуума, наблюдаемого в высокочастотной части спектра, начиная с порядка $m \approx 25$.

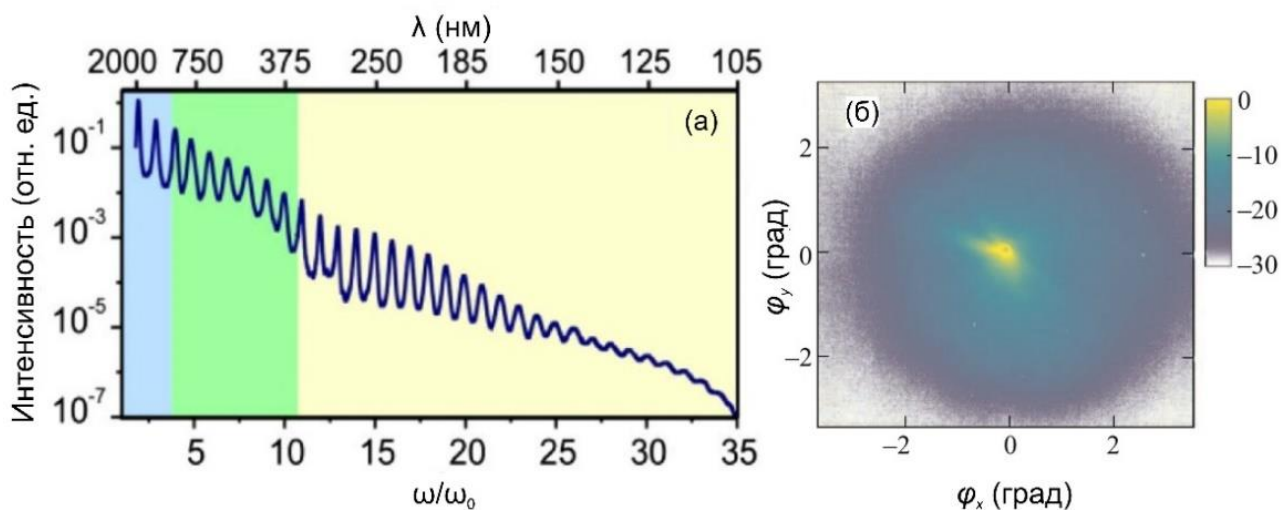


Рисунок 18 – (а) Характерный спектр гармоник при взаимодействии р-поляризованных лазерных импульсов на центральной длине волны 3.9 мкм, длительностью 80 фс и с энергией 18 мДж с мишенью из BK7. Измерения проведены с помощью спектрометра Ocean Optics NIRQuest (голубая заливка), Ocean Optics HR4000 (зеленая заливка) и ЭОП «Кварцит» (желтая заливка). (б) Карта углового распределения мощности излучения высоких гармоник в переменных ϕ_x и ϕ_y относительно угла зеркального отражения при фокусировке лазерного пучка на поверхность мишени.

Установка диафрагмы (рис. 16) на моторизованную платформу дает возможность проводить пространственные измерения путем сканирования диафрагмы по пучку гармоник. На рис. 18б представлено угловое распределение суммарной мощности излучения высоких гармоник, измеренное в угловых переменных ϕ_x и ϕ_y относительно направления зеркального отражения лазерного излучения от мишени. Как можно видеть, наблюдается явно выраженный максимум распределения вблизи $\phi_x \approx \phi_y \approx 0$. Таким образом, пучок ГВП отличается высокой направленностью, свидетельствующей о когерентности генерируемого излучения.

3.2.2 Спектр высоких гармоник в экстремальном ультрафиолетовом диапазоне

На рис. 19 приведен спектр ГВП в экстремальном УФ диапазоне 70-170 нм при взаимодействии лазерных импульсов на центральной длине волны $\lambda_0 \approx 3.9$ мкм, с длительностью $\tau_0 \approx 80$ фс и энергией $E_0 \approx 18$ мДж с твердотельной

мишенью из полистирола. Данная зависимость была построена на основе горизонтального центрального сечения спектральных карт – изображений фосфорного экрана сборки микроканальных пластин – и нормирована на чувствительность МКП-детектора и отражательную способность золота. Понижение контраста сигнала гармоник относительно некогерентного фона с ростом порядка согласуется с измерениями в 3.2.1, выполненными при помощи ЭОП «Кварцит». Тем не менее, были разрешены порядки гармоник вплоть до максимального 51-го, визуально более заметного на спектральной карте в логарифмическом масштабе интенсивности (рис. 21в). При изменении поляризации лазерного излучения среднего ИК диапазона с р- на s- гармоники полностью исчезали, что находится в полном соответствии с механизмом когерентного кильватерного излучения [114].

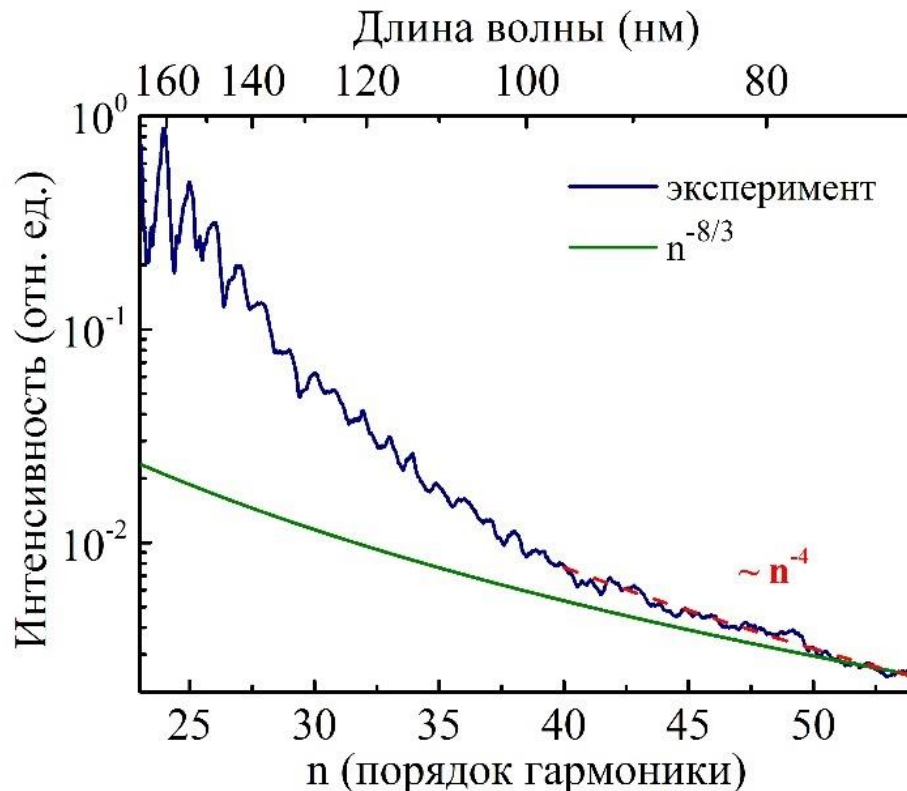


Рисунок 19 – Экспериментальный спектр ГВП, полученный при воздействии лазерных импульсов с $\lambda_0 = 3.9$ мкм и $I_0 \approx 10^{17}$ Вт/см² на поверхность мишени из полистирола. Красной штриховой кривой показана степенная аппроксимация для диапазона 40-51 порядков гармоник. Зеленой кривой представлена ожидаемая теоретическая зависимость интенсивности гармоник от их номера $n^{-8/3}$.

Была проведена оценка скорости спада интенсивности сигнала гармоник с ростом их порядка. В низкочастотной области спектра (24-34 порядки) интенсивность ГВП быстро убывает, затем при дальнейшем увеличении номера гармоник градиент убывания интенсивности уменьшается в диапазоне 40-51 порядков. Степенной характер убывания интенсивности ГВП является одним из основных индикаторов для режимов лазерно-плазменной генерации гармоник от поверхности твердотельной мишени [114]. Была проведена степенная аппроксимация $n^{-\alpha}$ высокочастотной области спектра гармоник, где n – порядок гармоники, α – показатель степени. Для гармоник 40-51 порядков получено значение $\alpha \approx 4$ (рис. 19, красная штриховая кривая), при этом на границе экспериментального спектра обнаружено стремление зависимости к теоретической оценке $n^{-8/3}$ для режима релятивистского осциллирующего зеркала [126]. В экспериментах наблюдалось расхождение с этой оценкой [159]. Недавние расчеты, выполненные в широком диапазоне лазерных интенсивностей и длин плазменного градиента [160, 161], подтверждают возможность расхождения, демонстрируя оценку $1.1 < \alpha < 5.8$. Таким образом, характер зависимости n^{-4} , полученный в представленных экспериментах, согласуется с экспериментальными данными для лазерного излучения ближнего ИК диапазона.

3.2.3 Влияние chirпирования лазерных импульсов среднего инфракрасного диапазона на спектр высоких гармоник

Высший порядок гармоник M , еще способный быть различимым в регистрируемых спектрах, проявляет сильную зависимость не только от интенсивности лазерного излучения, но также и от начального chirпа его импульсов. Для исследования влияния chirпирования лазерных импульсов среднего ИК диапазона на спектр ГВП была проведена серия экспериментов, в которой параметр chirпа ξ контролировался положением решеток компрессора на выходе из системы ОПУЧИ. На рис. 20б представлены спектры ГВП в дальнем УФ диапазоне в зависимости от параметра chirпа ξ . Можно видеть, что

в случае спектрально-ограниченных лазерных импульсов при $\xi \approx 0$ контраст высоких гармоник начиная с порядка $m \approx 23$ заметно ухудшается, затрудняя надежное определение последующих порядков. Однако добавление некоторого ненулевого положительного чирпирования $\xi > 0$ позволяет получить спектры с максимальным $M > 32$. Данная особенность проявляется как в спектрах ГВП видимого и дальнего УФ излучения, так и в экстремальном УФ диапазоне. Дальнейшее увеличение параметра ξ вновь приводит к постепенному ухудшению контраста гармоник.

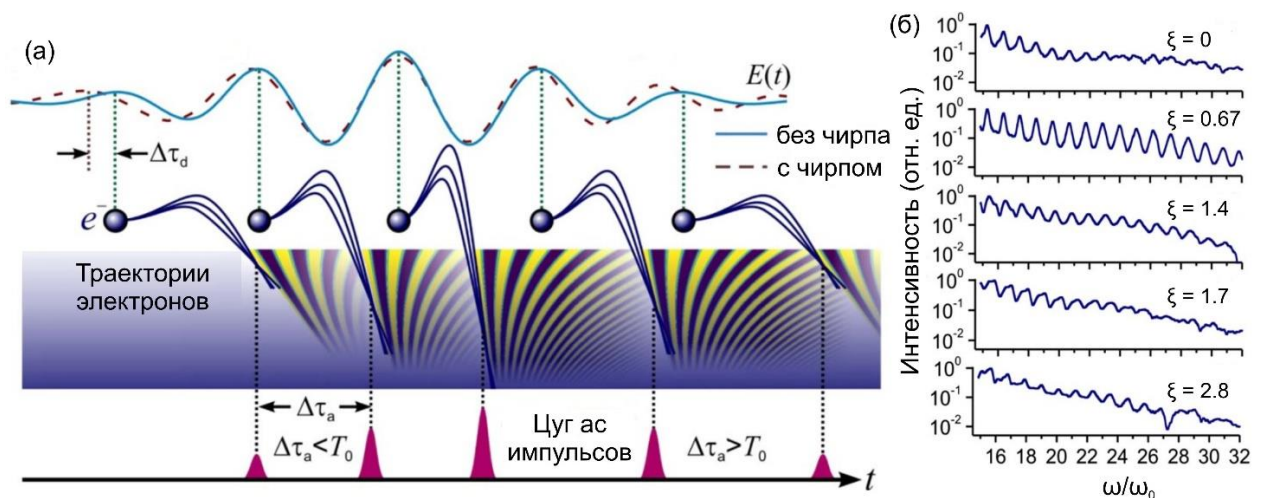


Рисунок 20 – (а) Процесс генерации цуга неравномерно следующих с временным интервалом $\Delta\tau_a$ аттосекундных импульсов посредством механизма когерентного кильватерного излучения. Здесь же показаны спектрально-ограниченное (синяя сплошная кривая) и чирпированное (красная пунктирная кривая) поле лазерных импульсов, а также траектории электронов, приводящие к всплескам электронной плотности внутри лазерной плазмы, которые оставляют электронные плазменные осцилляции в своем кильватере. (б) Экспериментальные спектры гармоник лазерной плазмы, индуцированной р-поляризованными импульсами на центральной длине волны 3.9 мкм, длительностью 80 фс и с энергией 20 мДж на поверхности мишени из ВК7. Также указан начальный чирп ξ лазерных импульсов.

Проведенные методом частиц-в-ячейках (particle-in-cell) расчеты показывают, что высокие гармоники генерируются согласно механизму когерентного кильватерного излучения в виде цугов аттосекундных импульсов с переменным временным интервалом $\Delta\tau_a$ между отдельными импульсами внутри

цуга. При этом форма огибающей лазерного импульса определяет монотонность роста данной задержки в пределах длительности лазерного импульса [114]. В этом случае начальное чирпирование, наложенное на лазерное поле, приводит к дополнительному разделению $\Delta\tau_d$ между отдельными аттосекундными импульсами. При положительном чирпе $\xi > 0$ знак $\Delta\tau_d$ противоположен знаку разности $\Delta\tau_d - T_0$, где T_0 – период колебания лазерного поля (рис. 20а). Таким образом, уменьшается спектральное уширение гармоник, вызванное неравномерным разделением импульсов аттосекундного цуга, что приводит к возможности разрешения высших гармоник в спектре излучения плазмы. Как видно из рис. 20б, максимальное число гармоник достигается при $\xi \approx 0.67$.

3.2.4 Влияние материала твердотельной мишени на спектр высоких гармоник

Было проведено сравнение спектральных карт ГВП в экстремальном УФ диапазоне при использовании мишеней различных материалов: полистирола, CaF_2 , ВК7 и алюминия (были выбраны диэлектрики с разными значениями ширины запрещенной зоны и металл). «Клиновидная» несимметричность изображений относительно вертикальной оси в данном случае вызвана искажениями, вносимыми тороидальной дифракционной решеткой. Максимально достигнутый порядок гармоник равнялся 51 и был получен от мишени из полистирола (рис. 21а-21в). В диапазоне 120-170 нм использовался фильтр в виде CaF_2 пластинки толщиной 1 мм для блокировки более высоких дифракционных порядков в данной области спектра. В диапазоне 70–125 нм регистрировались как ГВП, так и спектральные линии углерода, приводящие к замазыванию спектра гармоник. Спектры ГВП в случае мишеней из CaF_2 и ВК7 были похожими, демонстрировали генерацию гармоник вплоть до 45 порядка (рис. 21г-21е). Существенное отличие было выявлено при использовании мишени из алюминия (рис. 21ж–21и), где гармоники наблюдались только в диапазоне 110–170 нм (до 35 порядка), а в более коротковолновом диапазоне перекрывались непрерывным континуумом. В области спектра 25-120 нм, кроме

того, были выявлены линии излучения ионизированного алюминия вплоть до шестикратно ионизированного Al VII (рис. 21и).

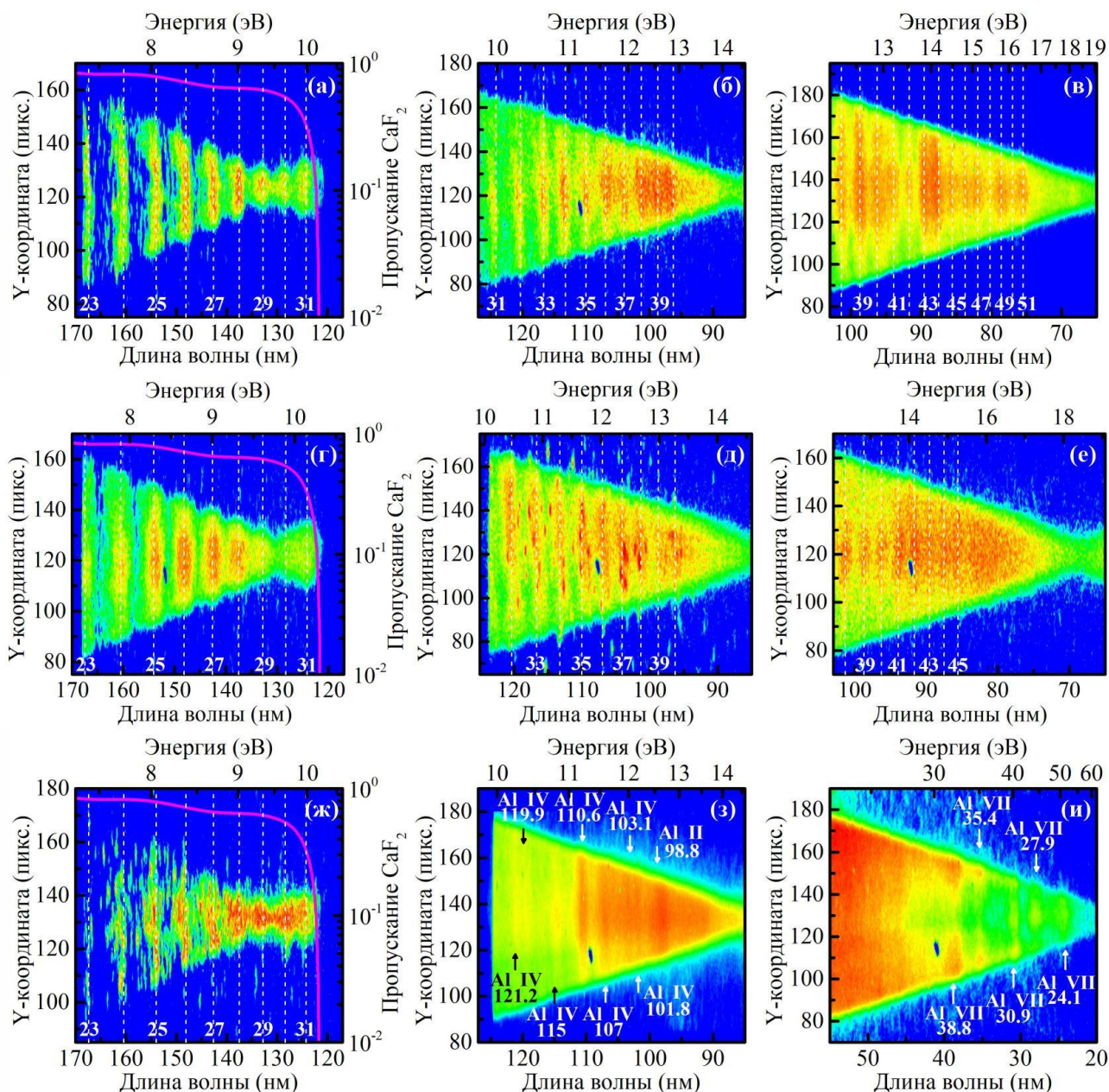


Рисунок 21 – Спектральные карты ГВП, полученные при взаимодействии р-поляризованных лазерных импульсов среднего ИК диапазона с мишенями из полистирола (а-в), CaF_2 (г-е) и алюминия (ж-и). Вертикальными штриховыми линиями отмечены расчетные позиции порядков гармоник излучения на центральной длине волны 3.9 мкм. Розовой кривой показан спектр пропускания CaF_2 фильтра толщиной 1 мм. Также указаны некоторые спектральные линии (з, и) многократно ионизированного алюминия.

Стоит отметить, что в диапазоне длин волн 120-170 нм спектр ГВП регистрировался примерно в каждом втором лазерном выстреле. При переходе в более высокочастотную область частота регистрации гармоник значительно уменьшалась, что обусловлено более заметным влиянием флуктуаций интенсивности и моды лазерных импульсов на генерацию высших гармоник.

Выполнение схожих экспериментов с применением лазерного фемтосекундного источника на центральной длине волны $\lambda_0 = 1.03$ мкм, с длительностью импульсов $\tau_0 \approx 250$ фс и энергией $E_0 \approx 1$ мДж помогли с хорошей точностью выявить спектральные линии излучения материалов мишеней. В данном случае достигаемая на мишени интенсивность лазерного излучения ближнего ИК диапазона соответствовала значению приведенного векторного потенциала $a_0 \approx 0.2$. В частности, для мишени из полистирола были определены совпадающие позиции линий в спектрах для излучения накачки с $\lambda_0 = 1.03$ мкм (рис. 22а, 22б) и $\lambda_0 = 3.85$ мкм (рис. 22в). Таким образом, в наиболее коротковолновом диапазоне регистрации спектра ГВП 25-50 нм для $\lambda_0 = 3.85$ мкм наблюдались линии трехкратно ионизированного углерода C IV, а также линия четырехкратно ионизированного углерода C V, энергия ионизации которого составляет 65 эВ. Поскольку не было обнаружено линий C VI, можно допустить, что вырывания следующего электрона не происходило ввиду гораздо большей требуемой энергии 392 эВ. В предположении, что лазерное излучение среднего ИК диапазона в проведенных экспериментах четырехкратно ионизирует все атомы углерода в молекулах полистирола, с учетом ионизации атомов водорода можно оценить максимальную электронную плотность плазмы:

$$n_e = \rho \frac{\sum_i N_{e,i}}{\sum_i \mu_{e,i}} N_a,$$
 где ρ – плотность материала, $N_{e,i}$ – число свободных электронов для i -го элемента, $\mu_{e,i}$ – молярная масса i -го элемента, N_a – постоянная Авогадро.

Тогда:

$$n_{C_8H_8} = \rho_{C_8H_8} \times \frac{8N_C + 8N_H}{8\mu_C + 8\mu_H} \times N_a = 1.05 \text{ г/см}^3 \times \frac{8 \times 4 + 8 \times 1}{8 \times 12 \text{ г/моль} + 8 \times 1 \text{ г/моль}} \times 6.02 \times 10^{23} \approx 2.4 \times 10^{23} \text{ см}^{-3}.$$

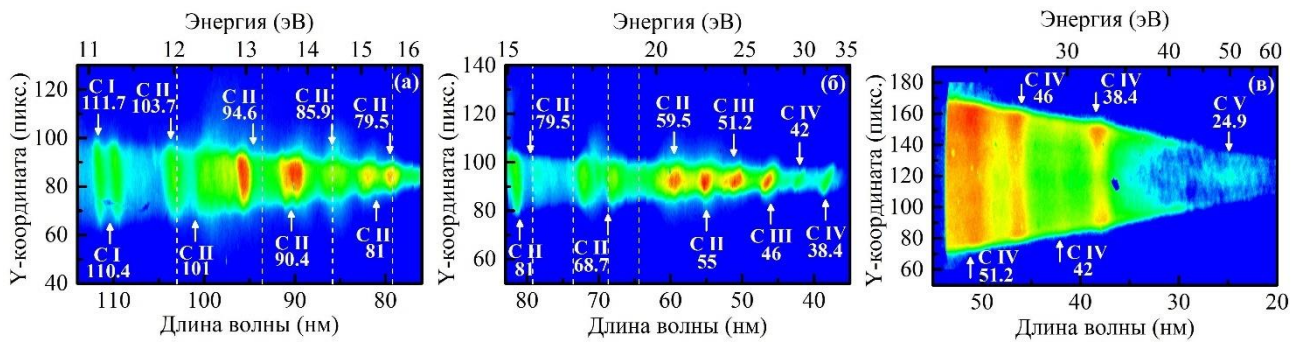


Рисунок 22 – Спектральные карты, полученные при взаимодействии лазерных импульсов с (а, б) $\lambda_0 = 1.03$ мкм, $a_0 \approx 0.2$ и (в) $\lambda_0 = 3.9$ мкм, $a_0 \approx 1$ с мишенью из полистирола. Вертикальными штриховыми линиями отмечены расчетные позиции порядков гармоник излучения на центральной длине волны 1.03 мкм. Также указаны некоторые спектральные линии нейтрального и ионизированного углерода.

Аналогичную оценку плотности плазмы можно провести и для алюминиевой мишени. При шестикратной ионизации алюминия достигается энергия 191 эВ, поэтому следует ожидать величину плотности плазменного слоя около $3.6 \times 10^{23} \text{ см}^{-3}$ – выше, чем в случае мишени из полистирола. С одной стороны, более высокая плотность плазмы должна приводить к возникновению более высоких порядков гармоник в режиме когерентного кильватерного излучения [162]. Однако эффективность генерации ГВП также существенным образом зависит от величины градиента создаваемого плазменного слоя [163]. С другой стороны, наблюдаемые максимальные порядки гармоник в представленных экспериментах для диэлектрических мишеней (51-й порядок для пластика, 45-й порядок для CaF_2 и ВК7) оказались выше, чем для металлической мишени (35-й порядок для алюминия). Это можно объяснить тем, что ионизация поверхности диэлектрических мишеней требует достижения более высоких значений интенсивности, что выполняется ближе к центральной части лазерного импульса и приводит к формированию более крутого плазменного фронта. В случае металлической мишени, наиболее легкой для ионизации, происходит расплывание фронта плазмы, что создает неоптимальные условия для генерации ГВП.

3.3 Выводы главы 3

Показано, что когерентное кильватерное излучение плазмы, возбуждаемое мощными субтераваттными фемтосекундными р-поляризованными лазерными импульсами среднего инфракрасного диапазона на центральной длине волны 3.9 мкм при фокусировке на поверхность толстой твердотельной мишени, становится источником мультиоктавного излучения гармоник высокого порядка в спектральном диапазоне 75-2000 нм. В результате сравнения спектров высоких гармоник от мишеней из различных материалов установлено, что наиболее высокие порядки гармоник вплоть до 51-го наблюдаются при взаимодействии лазерного излучения с поверхностью мишени из полистирола. Обнаружена крайняя чувствительность спектра гармоник, генерируемых в режиме когерентного кильватерного излучения, к чирпу лазерного поля накачки среднего инфракрасного спектрального диапазона ввиду излучения гармоник цугами аттосекундных импульсов с переменным временным интервалом между отдельными импульсами внутри цуга. Положительное чирпирование лазерных импульсов способно частично компенсировать варьирование этого интервала, реализуя генерацию гармоник высших порядков в спектре излучения плазмы вплоть до экстремального ультрафиолетового диапазона. Данный эффект представляет собой перспективный источник аттосекундных импульсов и зондирующего излучения для исследования сверхбыстрой субрелятивистской динамики плазмы.

Представленные результаты опубликованы в научных статьях:

1. 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,” ЖЭТФ **163**, 488-495 (2023).
2. Mitrofanov A.V., Sidorov-Biryukov D.A., Glek P.B., Rozhko M.V., Stepanov E.A., Shutov A.D., Ryabchuk S.V., Voronin A.A., Fedotov A.B., Zheltikov A.M., “Chirp-

controlled high harmonic and attosecond-pulse generation via coherent-wake plasma emission driven by mid-infrared laser pulses,” *Optics Letters* **45**, 750-753 (2020).

3. Митрофанов А.В., Сидоров-Бирюков Д.А., Рожко М.В., Воронин А.А., Глек П.Б., Рябчук С.В., Серебрянников Е.Е., Федотов А.Б., Желтиков А.М., “Релятивистские нелинейно-оптические явления в поле субтераваттных лазерных импульсов,” *Письма в ЖЭТФ* **112**, 22-29 (2020).

Глава 4. Генерация мультидекадного низкочастотного излучения в поле мощных сверхкоротких лазерных импульсов среднего инфракрасного диапазона в газах

Представленная глава включает в себя подробное описание экспериментальной установки для генерации широкополосного излучения терагерцового и СВЧ диапазонов при лазерно-плазменном взаимодействии среднего инфракрасного излучения с газовыми средами. Показано, что для полной характеристики спектральных, пространственных и поляризационных свойств генерируемого излучения требуется разработка и использование целого комплекса различных экспериментальных методик, сочетающих в себе инструменты сверхбыстрой оптики, терагерцовой фотоники и микроволновой электроники. Плазменные токи, возбуждаемые мощными фемтосекундными лазерными импульсами с энергией до 10 мДж на центральной длине волны 3.9 мкм в атмосферном воздухе, являются источником импульсного когерентного мультидиапазонного излучения терагерцового и СВЧ диапазонов от 0.1 ГГц до 17 ТГц. В случае одноцветной накачки продемонстрирована генерация широконаправленного низкочастотного излучения продольными плазменными токами. В случае двухцветной накачки вторичное СВЧ излучение генерируется преимущественно поперечными плазменными токами и имеет узкую угловую диаграмму по направлению распространения лазерных импульсов. Продemonстрировано, что результаты измерений поляризационных характеристик, зависимостей от давления и диаграмм направленности сверхширокополосного когерентного низкочастотного излучения хорошо согласуются с физической картиной фотоэлектронных токов, вторичное излучение которых описывается моделями импульсной антенны и черенковского излучения.

4.1 Схема генерации и комплексная методика детектирования излучения терагерцового и СВЧ диапазонов при фокусировке сверхкоротких лазерных импульсов среднего инфракрасного диапазона в газовую среду

Лазерное излучение среднего ИК диапазона на выходе из описанной в главе 2 системы фокусировалось линзой Л с фокусным расстоянием 50 см в герметичную газовую ячейку из органического стекла (рис. 23). Давление газа p внутри газовой ячейки контролировалось в диапазоне $10^{-7} - 1.0$ бар посредством работы турбомолекулярного вакуумного насоса и спирального сухого форвакуумного насоса. В двухцветных экспериментах с использованием совместного поля основного излучения среднего ИК диапазона на центральной частоте $\omega_0 = 2\pi c/\lambda_0$ и его второй гармоники $2\omega_0$ сразу после входного CaF_2 окна внутри газовой ячейки размещался кристалл AgGaS_2 толщиной 0.5 мм (AGS на рис. 23). В одноцветных экспериментах с использованием лишь поля на центральной частоте ω_0 кристалл AGS удалялся из газовой ячейки. Сфокусированное одноцветное или двухцветное лазерное поле при взаимодействии с газовой мишенью генерировало излучение суперконтинуума, спектр которого простирается от области СВЧ до вакуумного УФ диапазона.

Для характеристики генерируемого СВЧ-ТГц суперконтинуума, обладающего огромной мультидекадной спектральной шириной и сложной диаграммой направленности, зависящей от частоты, применялся целый комплекс различных взаимодополняющих измерительных методик, включающих в себя инструменты сверхбыстрой оптики, ТГц фотоники и микроволновой электроники. Вторичное низкочастотное излучение, таким образом, анализировалось при помощи электрооптического семплирования, автокорреляционного анализа и радиоэлектронных методов детектирования на основе коаксиально-волноводных переходов. Проводились временные, пространственные, поляризационные исследования зависимостей СВЧ-ТГц сигнала, а также зависимости от давления газовой среды генерации. Каждая из

использованных методик и полученные с ее помощью экспериментальные результаты более подробно представлены ниже.

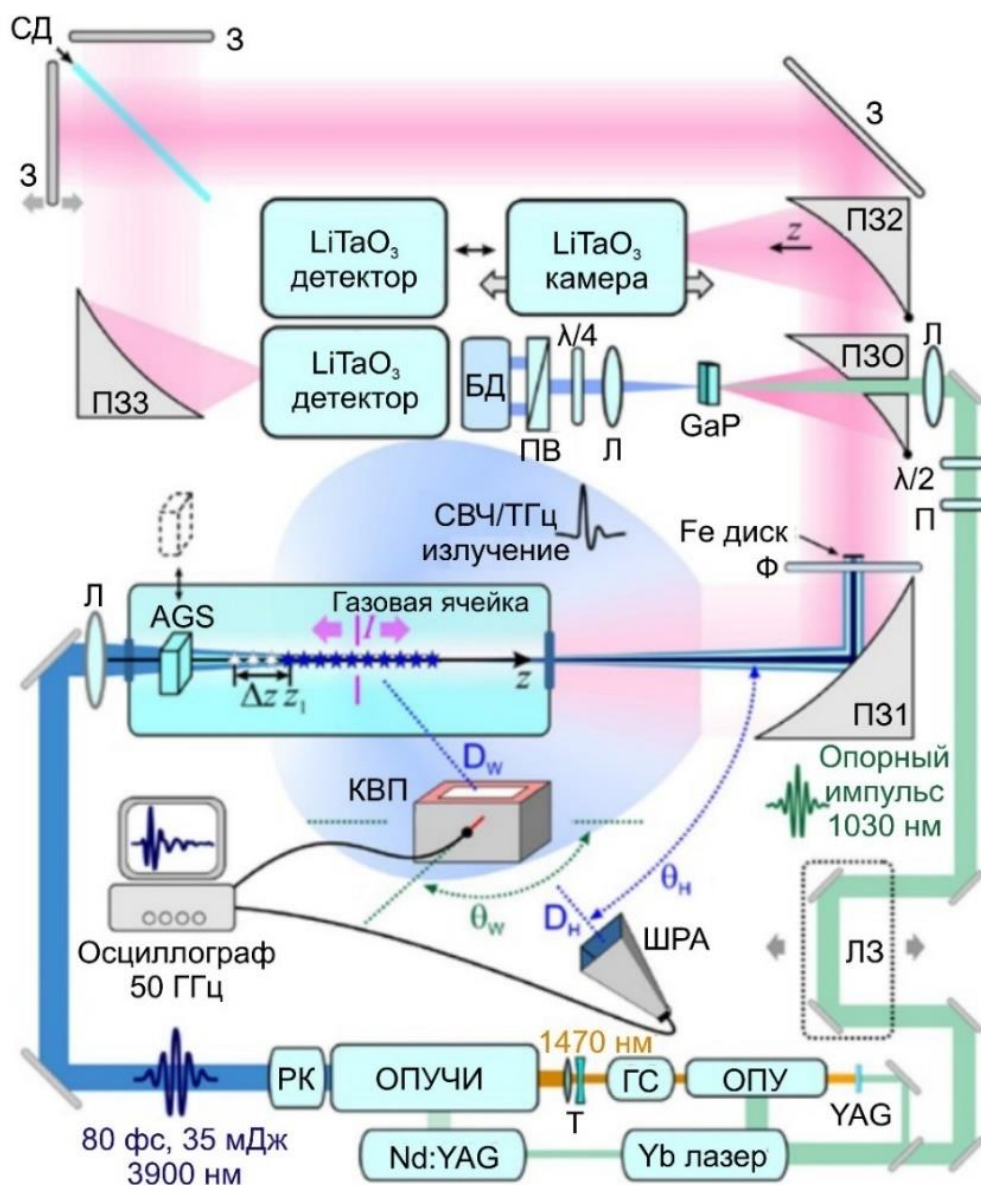


Рисунок 23 – Экспериментальная схема: ОПУ, трехступенчатый оптический параметрический усилитель; ОПУЧИ, трехступенчатый оптический параметрический усилитель chirпированных импульсов; ГС, гризменный стретчер; РК, решеточный компрессор; ПЗ1, ПЗ2, ПЗ3, параболические зеркала со смещенной осью; АGS, кристалл второй гармоники $AgGaS_2$; КВП, коаксиально-волноводный переход; ШРА, широкополосная рупорная антенна; Ф, фильтры; ПЗО, параболическое зеркало со смещенной осью и сквозным отверстием; GaP, кристалл фосфида галлия; П, поляризатор; ЛЗ, линия задежки; З, зеркала; Л, линзы; $\lambda/2$, полуволновая пластинка; $\lambda/4$, четвертьволновая пластинка; Т, телескоп; ПВ, призма Волластона; БД, балансный детектор; СД, кремниевая светоделительная пластинка.

4.1.1 Электрооптическое семплирование терагерцовых импульсов

Электрооптическое семплирование (ЭОС) – это широко используемый метод регистрации и характеристики ТГц импульсов [164, 165] с использованием линейного электрооптического эффекта, при котором поле ТГц импульса модифицирует эллипс поляризации опорного сверхкороткого лазерного импульса в нелинейном кристалле. Изменение поляризации можно транслировать в электрооптический сигнал, пропустив опорный импульс через анализатор на балансный фотодетектор:

$$S(\tau) \propto \left| \int_{-\infty}^{\infty} E_{THz}(\Omega) \Phi(\Omega) \exp(-i\Omega\tau) d\Omega \right|, \quad (5)$$

где $E_{THz}(\Omega)$ – спектр ТГц импульса, $\Phi(\Omega) = \Phi_0(\Omega) \chi^{(2)}(\omega_0; \Omega, \omega_0 - \Omega) \xi(\omega_0, \Omega, L)$ – комплексный спектр автокорреляционной функции опорного импульса, $\xi(\omega_0, \Omega, L) = \frac{\exp[i\Delta k(\omega_0, \Omega)L - 1]}{i\Delta k(\omega_0, \Omega)}$, $\chi^{(2)}(\omega_0; \Omega, \omega_0 - \Omega)$ – эффективная нелинейная восприимчивость второго порядка для электрооптического эффекта, ω_0 – центральная частота опорного импульса, L – толщина электрооптического кристалла.

Для регистрации методом ЭОС за выходом из газовой ячейки вносилось двухдюймовое параболическое зеркало со смещенной осью и фокусным расстоянием 15 см (ПЗ1 на рис. 23), отраженное от него излучение пропусклось через полипропиленовый фильтр толщиной 3 мм (Ф на рис. 23), блокирующий часть генерируемого суперконтинуума в спектральном диапазоне от УФ до среднего ИК излучения. Отфильтрованная часть излучения в диапазоне от СВЧ до ТГц частот при помощи двухдюймового параболического зеркала со смещенной осью, сквозным центральным отверстием и фокусным расстоянием 10 см (ПЗО на рис. 23) направлялась в кристалл GaP толщиной 250 мкм, где смешивалась с опорным пучком Yb лазера на центральной длине волны 1.03 мкм и с длительностью импульсов 120 фс, проходящим через отверстие в параболическом зеркале. Затем сигнал на суммарной частоте после электрооптического кристалла коллимировался сферической линзой с фокусным

расстоянием 15 см и проходил через четвертьволновую пластинку и призму Волластона (ПВ на рис. 23) на вход балансного детектора (БД на рис. 23). Накладываемые на спектральную ширину аппаратной функции ЭОС ограничения определяются тремя спектральными фильтрами $\Phi_0(\Omega)$, $\xi(\omega_0, \Omega, L)$ и $\chi^{(2)}(\omega_0; \Omega, \omega_0 - \Omega)$, таким образом, диктуют низкочастотную отсечку $\nu'_{EOS} \approx 50$ ГГц и высокочастотную отсечку $\nu''_{EOS} \approx 2.5$ ТГц.

4.1.2 Автокорреляционный анализ терагерцового и СВЧ излучения

Автокорреляционная схема регистрации ТГц и СВЧ излучения [166, 167] была реализована при помощи кремниевой пластинки (СД на рис. 23), делящей исходный пучок ТГц-СВЧ излучения на две реплики $A_1(t)$ и $A_2(t)$. Для блокировки части суперконтинуума в спектральном диапазоне от УФ до среднего ИК излучения использовался металлический диск малого диаметра и толщиной 0.4 мм. Одна из реплик ТГц излучения проходила через линю с перемещаемым зеркалом, вносящей временную задержку τ , затем обе реплики возвращались и вновь смешивались на кремниевой пластинке. Совокупный сигнал после фокусировки двухдюймовым параболическим зеркалом со смещенной осью и фокусным расстоянием 10 см (ПЗЗ на рис. 23) регистрировался пироэлектрическим LiTaO_3 измерителем мощности в зависимости от временной задержки τ между двумя репликами. Построенная таким образом автокорреляционная функция волновой формы ТГц-СВЧ поля $S_{ac}(\tau) \propto \int_{-\infty}^{\infty} |A_1(t) + A_2(t - \tau)|^2 dt$ позволяет посредством фурье-преобразования $S_{ac}(\Omega) \propto \epsilon(\Omega) |E_s(\Omega)|^2$ ($\epsilon(\Omega)$ – передаточная функция кремниевой светоделительной пластинки) точно восстановить высокочастотную часть спектра на частотах выше 2 ТГц.

На рис. 24 представлены характерные временные формы (рис. 24а) и восстановленные из нее спектры (рис. 24б) СВЧ-ТГц излучения, полученные при помощи ЭОС и автокорреляционного анализа при фокусировке двухцветного лазерного поля среднего ИК диапазона в газовую среду криптона.

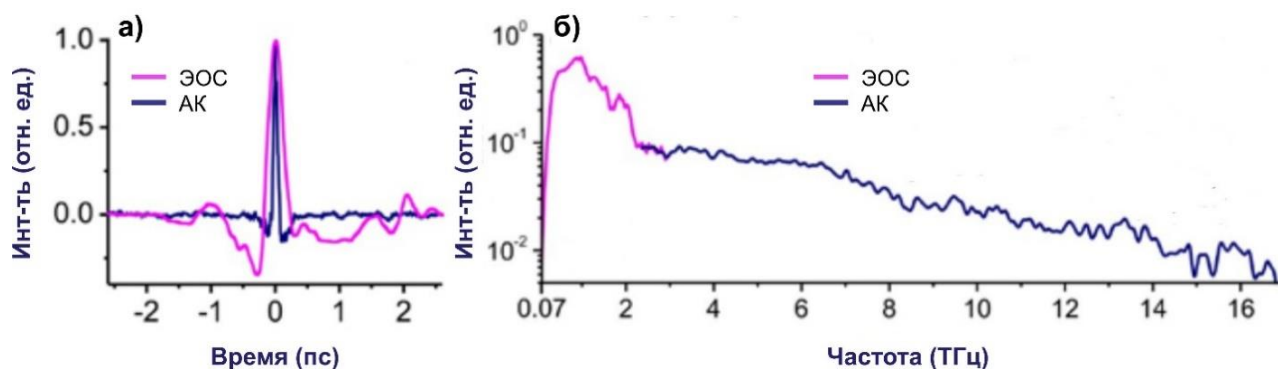


Рисунок 24 – (а) Временные формы поля СВЧ-ТГц суперконтинуума, генерируемого двухцветными лазерными импульсами на центральной длине волны 3.9 мкм, длительностью 80 фс, с энергией 6 мДж и энергией второй гармоники 0.2 мДж при фокусировке линзой с фокусным расстоянием 50 см в газовую ячейку с криптоном. (б) Соответствующие восстановленные спектры генерируемого СВЧ-ТГц излучения. Представленные временные формы и спектры получены при помощи ЭОС (розовые кривые) и автокорреляционного анализа (синие кривые).

Поскольку методу ЭОС присуще высокочастотное (выше 2.5 ТГц) ограничение регистрируемого сигнала ввиду конечной спектральной ширины используемого в нем опорного пучка, а автокорреляционный анализ не обеспечивает достаточно высокое отношение уровней сигнала и шума при низких частотах (ниже 0.1 ТГц) вследствие характера функции пропускания кремниевой светоделительной пластинки, то объединение этих двух методов предоставляет взаимодополняющую спектральную характеристику генерируемого низкочастотного излучения в диапазоне порядка 0.07-17 ТГц.

4.1.3 Спектральный анализ СВЧ-ТГц суперконтинуума при помощи калибровочных наборов фильтров

Анализ распределения спектральной интенсивности излучения в ТГц-СВЧ диапазоне производился с использованием калибровочных наборов ТГц-СВЧ фильтров, расположенных перед пироэлектрическим детектором или ячейкой Голея. Таким образом, была реализована высокочувствительная регистрация излучения в области от 70 ГГц до 17 ТГц. При выполнении данных измерений широкополосное излучение плазмы вначале пропускалось через

полипропиленовый фильтр толщиной 3 мм, блокировавший часть излучения от ИК до УФ диапазона. Затем отфильтрованная ТГц-СВЧ часть СК проходила через наборы дополнительных фильтров с различными спектральными свойствами и хорошо известной кривой поглощения. В частности, использовались такие материалы, как полиэтилен (HDPE), политетрафторэтилен (PTFE) плотностью 2 г/см³, полиметилпентен (TPX), полиметилметакрилат (PMMA) и бумага плотностью 100 г/см³.

Спектр излучения после прохождения через полипропиленовый фильтр толщиной 3 мм содержал 85% общей энергии ТГц-СВЧ части суперконтинуума в диапазоне 0.07-14 ТГц (рис. 25, синяя кривая). После прохождения набора фильтров из полипропилена толщиной 3 мм, HDPE толщиной 20 мкм и PTFE толщиной 2.5 мм оставалось 72% энергии (рис. 25, зеленая кривая). После прохождения набора фильтров из полипропилена толщиной 3 мм и бумаги толщиной 125 мкм оставалось 15% энергии в диапазоне 0.07-4.2 ТГц (рис. 25, розовая кривая). Наконец, через набор фильтров из полипропилена толщиной 3 мм, HDPE толщиной 20 мкм и бумаги толщиной 750 мкм проходило 8% общей энергии ТГц-СВЧ излучения в диапазоне 0.07-0.6 ТГц (рис. 25, черная кривая).

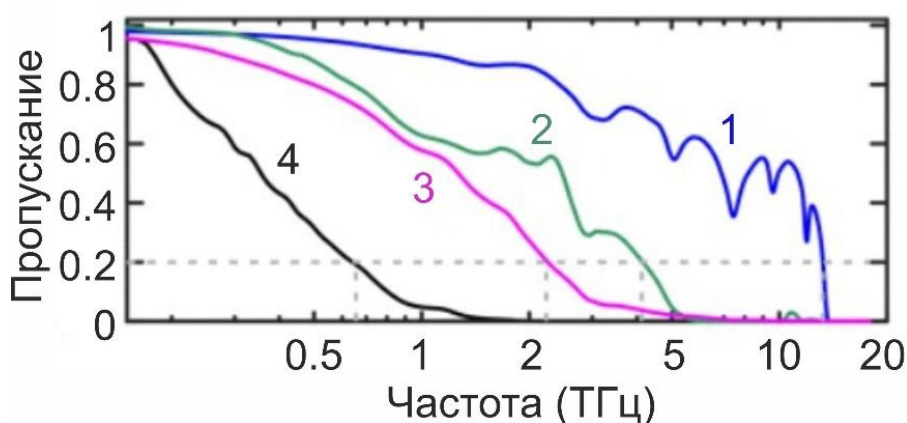


Рисунок 25 – Спектры ТГц-СВЧ части излучения суперконтинуума, фильтруемого различными наборами калибровочных фильтров (указаны в тексте).

Таким образом, более высокочастотные – ТГц и суб-ТГц – измерения, выполненные при помощи ЭОС, автокорреляционного анализа и калибровочных

наборов фильтров обеспечивают точную спектрально-энергетическую характеристику излучения в области 0.07-17 ТГц. Переход в СВЧ область требует применения иных, радиоэлектронных методов регистрации низкочастотного излучения.

4.1.4 Радиоэлектронные методы регистрации СВЧ излучения

Для анализа спектрального распределения интенсивности СВЧ излучения использовались широкополосные рупорные антенны (ШРА) и коаксиально-волноводные переходы (КВП). Их общей особенностью является то, что каждый такой детектор рассчитан на выделенный частотный диапазон, определяемый размерами волновода или рупора. Например, для TE_{qp} моды прямоугольного волновода с длинами сторон a и b частота отсечки будет определяться как $\omega_{mn} = (c/n) \left[\left(\frac{\pi q}{a} \right)^2 + \left(\frac{\pi p}{b} \right)^2 \right]^{1/2}$, где c – скорость света в вакууме, n – показатель преломления среды внутри волновода.

Использованная в экспериментах ШРА чувствительна к излучению 0.1-20 ГГц. КВП регистрируют излучение в частотных диапазонах 3-15 ГГц (КВП1), 5-19 ГГц (КВП2), 8-25 ГГц (КВП3), 13-33 ГГц (КВП4), 30-50 ГГц (КВП5). Сигнал с КВП и ШРА записывался и анализировался при помощи осциллографа с шириной полосы пропускания 50 ГГц. В то время как ШРА идеально подходит для широкополосного и широкоапертурного детектирования СВЧ суперконтинуума, КВП отличаются своей паспортной кривой пропускания в точно определенном спектральном диапазоне, и, таким образом, являются полосовыми спектральными фильтрами. Кроме того, данные виды приемников микроволнового излучения различны и по применению в измерениях пространственных характеристик генерируемого низкочастотного поля. Типичные расстояния между ШРА и плазменным источником составляют порядка 0.5-2 м, КВП же позволяют проводить измерения в ближнем поле на расстояниях нескольких сантиметров от плазмы (рис. 26).

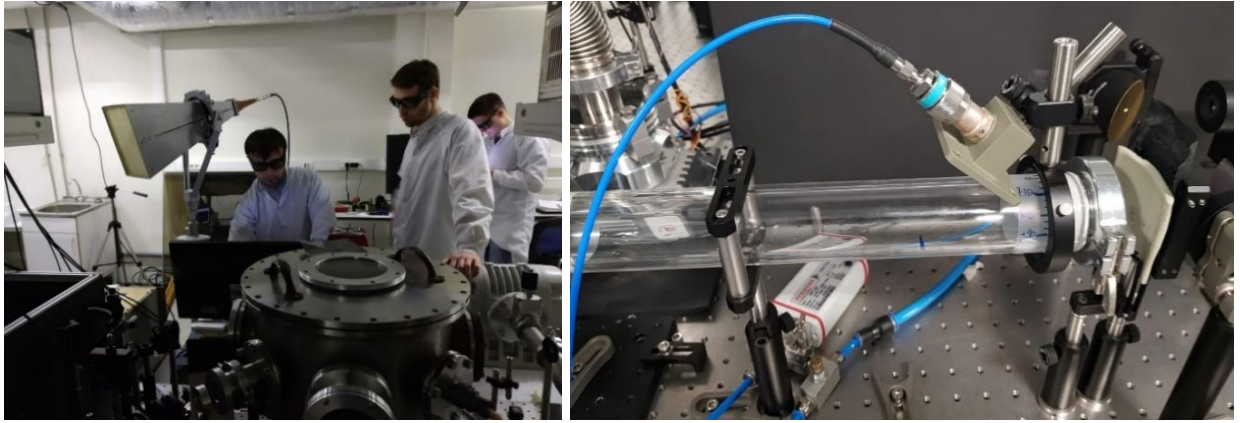


Рисунок 26 – Использование широкополосной рупорной антенны (а) и коаксиально-волноводного перехода (б) в экспериментах по генерации низкочастотного излучения в поле мощных сверхкоротких лазерных импульсов среднего ИК диапазона в газах.

На рис. 27 представлены характерные волновые формы СВЧ поля, зарегистрированные различными КВП при давлениях атмосферного воздуха $p = 2$ мбар (рис. 27а-27г) и $p = 1000$ мбар (рис. 27д-27з).

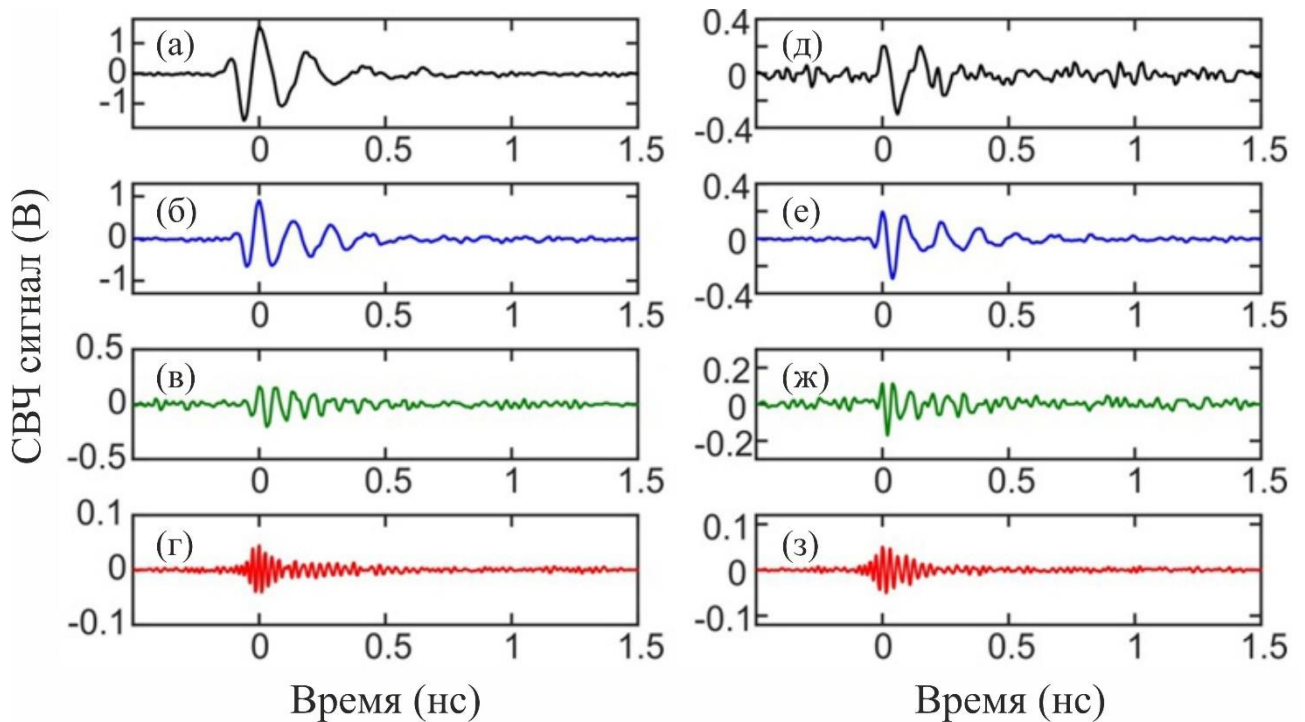


Рисунок 27 – Волновые формы СВЧ поля, напрямую регистрируемые при помощи КВП1 (а, д), КВП2 (б, е), КВП4 (в, ж), КВП5 (г, з) в результате взаимодействия с атмосферным воздухом одноцветного лазерного поля среднего ИК диапазона на центральной длине волны $\lambda_0 \approx 3.9$ мкм, с длительностью импульсов $\tau_0 \approx 80$ фс и энергией $E_0 \approx 15$ мДж при давлениях 2 мбар (а-г) и 1000 мбар (д-з).

Исследовалась зависимость восстановленных из волновых форм спектров СВЧ сигнала от давления газа, расстояния между лазерно-плазменным источником и детектором, угла расположения КВП как в случае одноцветного лазерного поля, так и в случае добавления поля второй гармоники. На рис. 28 приведены типичные спектры СВЧ сигнала, полученные при измерении набором КВП детекторов (рис. 28а) и ШРА (рис. 28б) и демонстрирующие широкополосную генерацию СВЧ сигнала в области 0.1-50 ГГц в условиях одноцветного лазерного поля на центральной длине волны $\lambda_0 \approx 3.9$ мкм, с длительностью импульсов $\tau_0 \approx 80$ фс и энергией $E_0 \approx 15$ мДж, сфокусированного в воздух низкого давления (порядка нескольких десятков мбар).

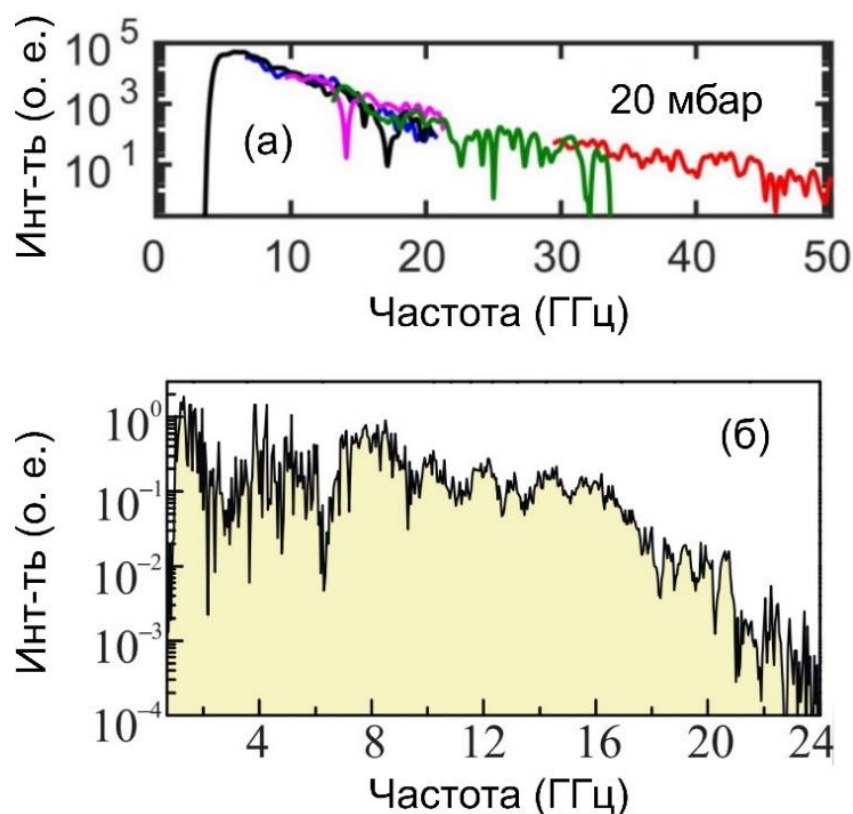


Рисунок 28 – Типичный спектр СВЧ сигнала, полученный в результате измерений с набором КВП (а) и ШРА (б). Представлена шивка спектров для различных КВП: КВП1 (черная кривая), КВП2 (синяя кривая), КВП3 (розовая кривая), КВП4 (зеленая кривая), КВП5 (красная кривая). Измерения выполнены в условиях одноцветного лазерного поля среднего ИК диапазона на центральной длине волны $\lambda_0 \approx 3.9$ мкм, с длительностью импульсов $\tau_0 \approx 80$ фс и энергией $E_0 \approx 15$ мДж, сфокусированного в воздух при давлении (а) 20 мбар, (б) 60 мбар.

На рис. 29а продемонстрировано сравнение экспериментальных зависимостей сигнала СВЧ-поля, полученных с ШРА и КВП2, от давления криптона в условиях одноцветного лазерного поля среднего ИК диапазона. Один из важных полученных результатов состоит в том, что сигнал СВЧ поля обладает сильно нелинейной зависимостью от давления. При этом видна значительная разница между результатами измерений разными детекторами: если сигнал, регистрируемый КВП2, достигает максимума вблизи 20 мбар и спадает с дальнейшим понижением давления, то сигнал ШРА продолжает нарастать. Поскольку КВП2, в отличие от ШРА, обладает слабой чувствительностью к частотам менее 5 ГГц, но при этом также может детектировать сигналы вплоть до 20 ГГц, можно сделать вывод об усилении низкочастотной части спектра генерируемого СВЧ излучения при более низких давлениях. Ответственный за это физический механизм связан со снижением времени столкновения фотоэлектронов и, таким образом, повышающейся эффективностью действия продольных плазменных токов и будет более подробно объяснен далее.

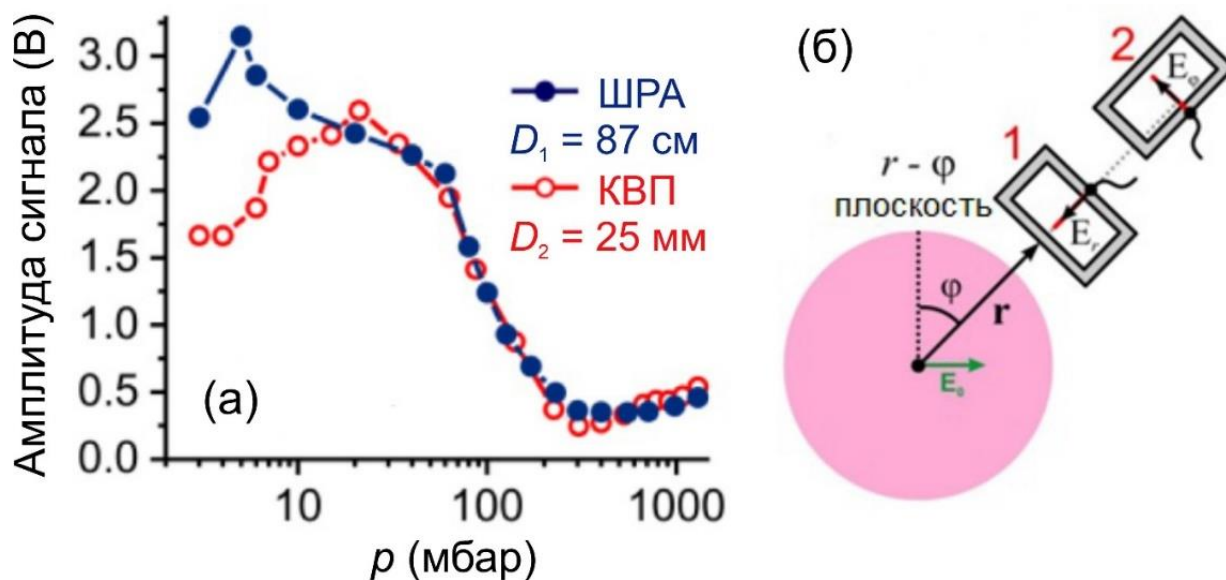


Рисунок 29 – Зависимость сигнала СВЧ поля от давления криптона, измеренная при помощи ШРА (синие точки) и КВП2 (красные кружки) для случая одноцветного лазерного поля среднего ИК диапазона на центральной длине волны $\lambda_0 \approx 3.9$ мкм, с длительностью импульсов $\tau_0 \approx 80$ фс и энергией основного излучения $E_0 \approx 10$ мДж.

КВП также играют важнейшую роль в исследованиях диаграммы направленности и поляризации СВЧ поля. Для получения информации о диаграмме направленности вторичного излучения плазмы производились измерения зависимости сигнала от угла θ , образованного осью распространения лазерного излучения и направлением \mathbf{r} от данной оси до КВП (рис. 29б). Поляризация микроволнового излучения анализировалась при вращении КВП вокруг нормали к его апертуре и соответствующей подстройке его коаксиала под таким углом φ относительно \mathbf{r} , чтобы выделить основные компоненты поля, характеризующие поляризационные моды СВЧ-излучения (рис. 29б). Таким образом, при направлении коаксиала КВП вдоль \mathbf{r} КВП выделял радиальную компоненту E_r микроволнового поля. В случае же ориентации КВП вдоль нормали к \mathbf{r} в плоскости $r\varphi$ выделялась азимутальная компонента низкочастотного поля E_φ .

4.1.5 Пространственный анализ пучка СВЧ-ТГц излучения

Спектр, полученный при измерениях методами электрооптического семплирования и автокорреляционного анализа, имеет максимум распределения вблизи частоты $\nu_m \approx 1$ ТГц, т.е. $\lambda_m \approx 300$ мкм (рис. 24б). Пространственная структура пучка данного излучения исследовалась при помощи системы из двух двухдюймовых параболических зеркал со смещенной осью ПЗ1 (коллимирующим, с фокусным расстоянием 15 см) и ПЗ2 (фокусирующим, с фокусным расстоянием 10 см) и перемещаемой по оси z пироэлектрической камеры Spiricon Pyrosam PY-III после фильтрации генерируемого излучения суперконтинуума полипропиленовым фильтром Φ (рис. 23). Низкочастотное излучение фокусировалось в слабо эллиптический пучок с радиусами перетяжки, определяемыми по полной ширине на половине максимума интенсивности (FWHM), $r_x \approx 1.10$ мм и $r_y \approx 1.05$ мм (рис. 30а). Зависимости $r_x(z)$ и $r_y(z)$, измеренные для различных позиций z пироэлектрической камеры вдоль оси пучка, хорошо описываются гауссовыми зависимостями (сплошные кривые на рис. 30а). Для анализа распределения энергии в ТГц-СВЧ пучке использовалась

ирисовая диафрагма, перемещаемая по оси z при неизменном положении пироэлектрической камеры и варьируемой степени открытия d диафрагмы (рис. 30б).

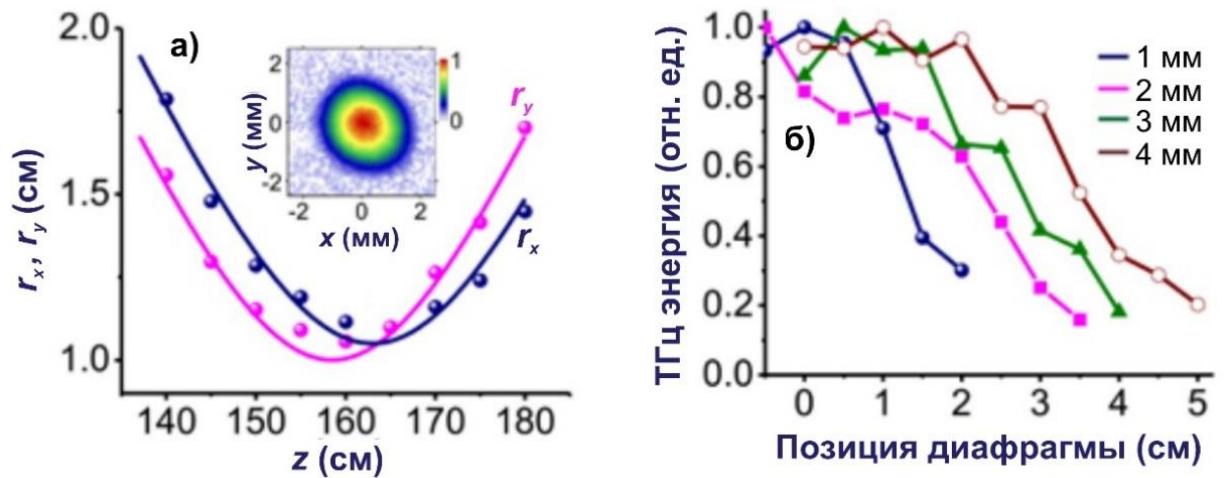


Рисунок 30 – (а) Экспериментальные зависимости (точки) и их аппроксимация гауссовой зависимостью (кривые) FWHM радиусов r_x (синим) и r_y (розовым) сфокусированного параболическим зеркалом пучка СВЧ-ТГц излучения от позиции z пироэлектрической камеры. Низкочастотное излучение генерировалось при фокусировке $f \approx 50$ см в атмосферный воздух двухцветного лазерного поля на центральной длине волны $\lambda_0 \approx 3.9$ мкм, с длительностью импульсов $\tau_0 \approx 80$ фс и энергией основного излучения $E_0 \approx 6$ мДж. Поперечный профиль СВЧ-ТГц пучка в фокусе на пироэлектрической камере показан на вставке. (б) Зависимость энергии сфокусированного СВЧ-ТГц пучка от позиции ирисовой диафрагмы с диаметром d , указанным в легенде.

Автокорреляционные кривые показывают, что характерная длительность СВЧ-ТГц импульса $\tau_{\text{THz}} \approx 70$ фс (рис. 24а). Исходя из результатов измерений с калибровочными фильтрами, полная энергия генерируемого СВЧ-ТГц излучения составляет порядка $E_{\text{THz}} \approx 20$ мкДж, при этом по крайней мере 0.4 мкДж содержится лишь в СВЧ части суперконтинуума (в частотном диапазоне менее 300 ГГц). Таким образом, выполненные измерения профиля пучка низкочастотного излучения позволяет сделать оценку достигаемой напряженности СВЧ-ТГц поля в фокусе параболического зеркала с фокусным расстоянием $f \approx 10$ см $F_{\text{THz}} \approx 3$ МВ/см; а также одного лишь СВЧ поля $F_{\mu\text{w}} \approx 50$ кВ/см.

4.1.6 Характеризация поляризационных свойств ТГц излучения и лазерных импульсов накачки

Для исследования поляризации ТГц части генерируемого плазменным источником суперконтинуума излучение на выходе из газовой ячейки коллимировалось двухдюймовым параболическим зеркалом со смещенной осью и фокусным расстоянием 15 см, фильтровалось набором из полипропиленового и полиэтиленового фильтров, проходило через проволочный поляризатор и фокусировалось вторым двухдюймовым параболическим зеркалом с фокусным расстоянием 10 см на входную апертуру ячейки Голя. Используемый проволочный ТГц поляризатор обеспечивает измерительный контраст 10000:1 в спектральном диапазоне 3-5 мкм. Также при помощи проволочного поляризатора и пироэлектрического детектора измерялась поляризация лазерного излучения среднего ИК диапазона на центральной длине волны 3.9 мкм. Поляризация излучения его второй гармоники исследовалась с использованием поляризационного куба, интерференционного фильтра с пропусканием в спектральной полосе 1.8-2.3 мкм, системы из фокусирующей и коллимирующей CaF_2 линз и измерителя лазерной мощности. Результаты проведенных поляризационных измерений представлены на рис. 31.

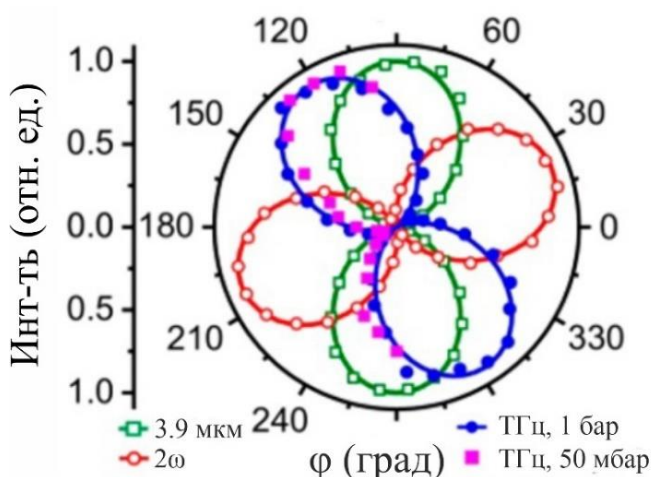


Рисунок 31 – Поляризационные измерения излучения накачки, его второй гармоники, а также ТГц излучения, генерируемого двухцветным лазерным полем среднего ИК диапазона в атмосферном воздухе при указанных давлениях.

Экспериментальные результаты измерений мощности излучения в зависимости от угла анализатора ϕ сравнивались с расчетными кривыми $\cos^2(\phi + \phi_i)$, где $\phi_1 = 0^\circ$ для излучения накачки на центральной длине волны 3.9 мкм (зеленая кривая), $\phi_2 = 111^\circ$ для его второй гармоники (красная кривая), $\phi_3 = 32^\circ$ для ТГц излучения (синяя и розовая кривые). Тем самым установлена линейная поляризация ТГц части низкочастотного излучения, генерируемого двухцветным полем лазерных импульсов среднего ИК диапазона.

4.1.7 Влияние выбора газовой среды генерации на эффективность преобразования СВЧ-ТГц суперконтинуума и зависимость от давления газа

Для достижения наибольшей эффективности преобразования в низкочастотное широкополосное излучение экспериментально была проанализирована зависимость СВЧ-ТГц сигнала от выбора газовой среды. На рис. 32 представлена зависимость энергии ТГц излучения от давления различных газов, измеренная при помощи ячейки Голея после фильтрации излучения полипропиленовым фильтром толщиной 3 мм. Как показали эксперименты, лазерно-плазменная генерация СВЧ-ТГц суперконтинуума может осуществляться как в одноатомных газах: криптоне, аргоне, гелии, - так и в молекулярных чистых и смешанных газах: азоте и воздухе. При этом газы с более низким потенциалом ионизации обеспечивают больший по амплитуде сигнал: как можно видеть из рис. 32, двухцветное лазерное поле с основным излучением на центральной длине волны $\lambda_0 \approx 3.9$ мкм, с длительностью импульсов $\tau_0 \approx 80$ фс и энергией $E_0 \approx 6$ мДж генерирует наиболее интенсивное СВЧ-ТГц излучение в криптоне с потенциалом ионизации $U_i \approx 14$ эВ. В данных условиях максимальная зарегистрированная энергия ТГц импульсов достигала 20 мкДж. Напротив, в случае азота с потенциалом ионизации $U_i \approx 15.8$ эВ наблюдался наименьший сигнал во всем диапазоне давлений. Ввиду доступности атмосферного воздуха и достаточно высокой эффективности преобразования в низкочастотное излучение при его использовании, далее, как правило, будут представлены эксперименты, выполненные именно с этой газовой средой.

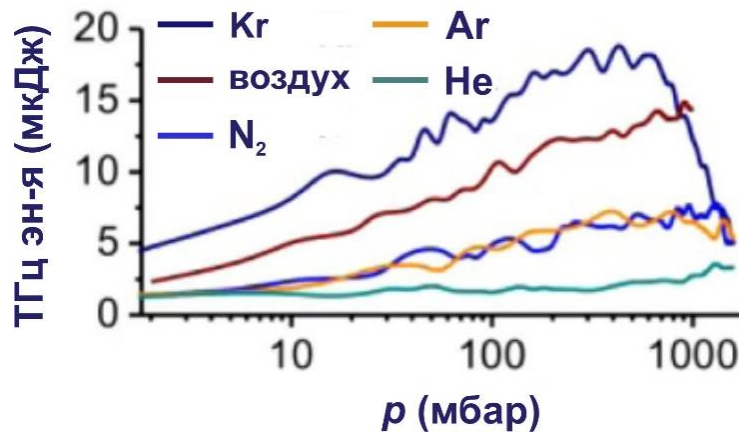


Рисунок 32 – Зависимость энергии ТГц излучения от давления различных газов. СВЧ-ТГц суперконтинуум генерировался двухцветным лазерным полем среднего ИК с $\lambda_0 \approx 3.9$ мкм, $\tau_0 \approx 80$ фс, $E_0 \approx 6$ мДж и $E_{SH} \approx 0.2$ мДж при фокусировке $f \approx 50$ см.

Важной особенностью проведенных измерений в зависимости от давления (рис. 32) является регистрация СВЧ-ТГц сигнала даже при очень низких (менее 10 мбар) значениях давления газа. Таким образом, для лазерных импульсов на центральной длине волны $\lambda_0 \approx 3.9$ мкм, с длительностью импульсов $\tau_0 \approx 80$ фс и энергией основного излучения $E_0 \approx 6$ мДж соответствующая пиковая мощность становится на несколько порядков ниже, чем мощность самофокусировки, и нет условий для развития филаментации лазерного излучения. В криптона при давлении $p \approx 2$ мбар отношение пиковой мощности лазерного излучения к мощности самофокусировки $P/P_{cr} \approx 0.003$, при этом зарегистрированы 5 мкДж энергии ТГц части низкочастотного суперконтинуума. С другой стороны, при давлении криптона $p \approx 600$ мбар отношение мощностей становится $P/P_{cr} \approx 1$ и ТГц сигнал максимален. При дальнейшем увеличении давления, однако, наблюдалось резкое уменьшение регистрируемой энергии низкочастотного суперконтинуума. Отсюда можно сделать вывод, что даже небольшое проявление эффектов самовоздействия лазерного излучения и сопутствующие им фазовые смещения оказывают значительное отрицательное влияние на генерацию СВЧ-ТГц суперконтинуума. Уменьшение интенсивности ТГц излучения при дальнейшем понижении давления $p < 600$ мбар обусловлено падением нелинейности за счет

уменьшения плотности участвующих в формировании плазменного источника частиц.

Аналогичная немонотонная зависимость низкочастотного сигнала от давления атмосферного воздуха наблюдалась и при использовании различных КВП в качестве детекторов (рис. 33). В данном случае регистрировалась СВЧ компонента генерируемого СВЧ-ТГц суперконтинуума в спектральном диапазоне 3-50 ГГц, при этом в записанных зависимостях от давления максимум СВЧ сигнала для разных КВП наблюдался при некоторых достаточно низких значениях давления газа $p \approx 2 - 20$ мбар.

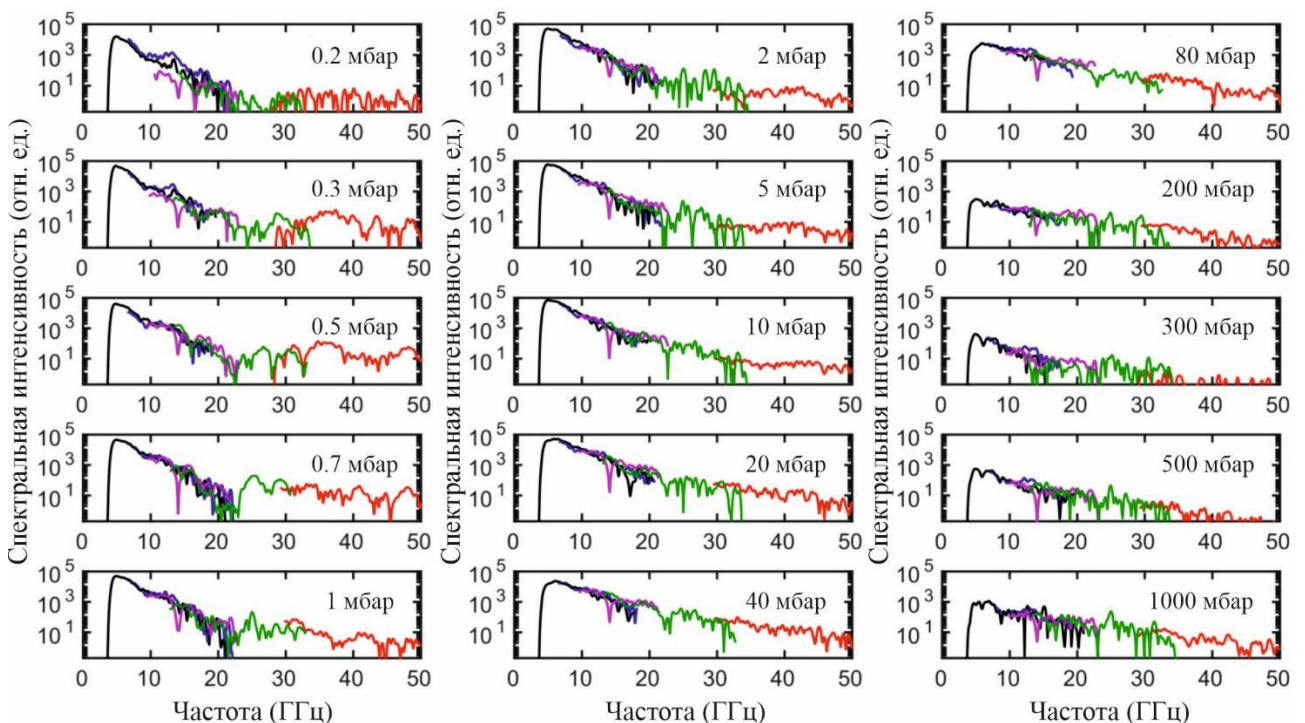


Рисунок 33 – Зависимость сигнала СВЧ излучения от давления атмосферного воздуха, зарегистрированная при помощи КВП1-КВП5 в условиях одноцветного лазерного поля ($\lambda_0 = 3.9$ мкм, $W_0 = 15$ мДж, $\theta \approx 53^\circ$).

4.2 Характеризация свойств плазменного источника широкополосного когерентного излучения в терагерцовом и СВЧ диапазонах

В данном параграфе будет показано согласие результатов анализа пространственных и поляризационных свойств СВЧ излучения, а также его диаграмм направленности и зависимостей от давления газовой среды при

генерации сверхкороткими лазерными импульсами с физической картиной генерации продольных и поперечных плазменных токов, вторичное излучение которых может описываться моделями черенковского излучения и импульсной антенны. Теоретический подход, согласно которому можно расширить описание И. Франка и И. Тамма вторичного когерентного излучения движущегося электрона [168, 169] на случай лазерно-плазменных источников [170, 171], кратко изложен ниже, затем представлены полностью согласующиеся с ним результаты экспериментальной характеристики поляризационных и пространственных свойств генерируемого широкополосного излучения ТГц и СВЧ диапазонов.

4.2.1 Роль продольных и поперечных плазменных токов в экспериментах с использованием одноцветного и двухцветного лазерного поля сверхкоротких импульсов среднего инфракрасного диапазона

Рассмотрим сверхкороткий лазерный импульс на центральной частоте ω_0 , возбуждающий процесс сверхбыстрой ионизации по мере своего прохождения через прозрачную среду и порождающий крутой фронт ионизации в задней части импульса, который движется со скоростью $v = c/n_0$, где $n_0 = n_g(\omega_0)$ – групповой показатель преломления на частоте ω_0 . Электронные токи $\mathbf{J}_p(t - z/v)$, индуцированные в кильватере распространяющегося вдоль оси z лазерного импульса, становятся источником вторичного электромагнитного излучения [172-174].

Пространственно-временная симметрия лазерного поля, т.е. преимущественно поперечной электромагнитной волны, ограниченной в пространстве размерами пучка, а во времени – длительностью импульса, позволяет рассматривать \mathbf{J}_p как сумму $\mathbf{J}_p = \mathbf{J}_l + \mathbf{J}_t$ продольного тока \mathbf{J}_l , ориентированного вдоль оси z , и поперечного тока \mathbf{J}_t в плоскости xu , ортогональной оси z и образованной векторами электрического и магнитного полей лазерного излучения. Симметрия \mathbf{J}_l и \mathbf{J}_t , согласно уравнениям электродинамики для токов, полей и излучения [175], переходит в симметрию

поляризации и диаграммы направленности вторичного электромагнитного излучения. Можно выделить основные свойства такого перехода, рассматривая электромагнитное излучение лазерно-плазменного источника длины L в пространственно-временной точке (\mathbf{r}, t) как суперпозицию излучения от всех элементарных токов внутри L :

$$\mathbf{j}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{j}_0(\eta)\delta(\boldsymbol{\rho})\Theta(L/2 - |z|), \quad (6)$$

где $\eta = z - vt$, $\boldsymbol{\rho} = (x, y)$, $\delta(\rho)$ – дельта-функция Дирака, $\Theta(\xi)$ – функция ступеньки Хевисайда, $\mathbf{j}_0(\eta) = (j_{0x}(\eta), j_{0y}(\eta), j_{0z}(\eta))$.

При представлении $\mathbf{j}_0(\eta)$ в форме $\mathbf{j}_0(\eta) = (0, 0, ev\delta(z - vt))$, где e – заряд электрона, $\mathbf{j}(\mathbf{r}, t)$ принимает вид тока, используемого в известной модели Франка и Тамма для черенковского излучения [174, 175]. С другой стороны, такое представление $\mathbf{j}_0(\eta)$ позволяет перейти к модели импульсной антенны [176]. В обоих случаях ток является продольным с единственной ненулевой компонентой $j_0(\eta) = j_{0z}(\eta)$ и порождает электромагнитное излучение с векторным потенциалом \mathbf{A} , направленным вдоль оси z , с ярко выраженной цилиндрической симметрией, которую удобнее анализировать в цилиндрической системе координат (ρ, θ, z) : $A_\rho = A_\theta = 0$, $A_z(\omega) = \frac{e}{2c} a(\rho, \omega) \exp(-i\omega z/v)$. В этой системе координат излучение полностью описывается тремя компонентами поля – E_ρ , E_z и H_θ :

$$E_\rho = -\frac{e}{2\beta c} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{n^2} \frac{\partial a(\rho, \omega)}{\partial \rho} \exp\left[i\omega\left(t - \frac{z}{v}\right)\right] d\omega, \quad (7)$$

$$E_z = \frac{ie}{2c^2} \int_{-\infty}^{\infty} \left(\frac{1}{\beta^2 n^2} - 1\right) a(\rho, \omega) \omega \exp\left[i\omega\left(t - \frac{z}{v}\right)\right] d\omega, \quad (8)$$

$$H_\theta = -\frac{e}{2c} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\partial a(\rho, \omega)}{\partial \rho} \exp\left[i\omega\left(t - \frac{z}{v}\right)\right] d\omega, \quad (9)$$

Если бы длина источника L была бесконечной, движущийся с постоянной скоростью \mathbf{v} заряд мог бы излучать лишь через механизм черенковского излучения, распространяющегося в конусе под углом $\theta_0 = \arccos[1/(\beta n)]$ относительно оси z , где $\beta = v/c$ и $n = n(\omega)$ – показатель преломления на частоте

излучения ω . Данное излучение может распространяться в дальнем поле лишь при $\beta n > 1$. Если же скорость частицы ниже фазовой скорости света ($v < c/n$), поле излучения частицы будет экспоненциально убывать с расстоянием, становясь эванесцентным. Т.е. с учетом того, что конус черенковского излучения определяется углом $\cos \theta_0 = 1/(\beta n)$, решения $\beta n < 1$ становятся «нефизичными».

В нелинейной оптике источником конечной длины, движущимся со скоростью $v > c/n$, может выступать лазерный импульс или индуцированный им нелинейный отклик. В частности, при лазерной филаментации в газах сверхкороткий лазерный импульс порождает резкую ступеньку фронта ионизации, движущегося в хвосте импульса со скоростью порядка скорости самого импульса. Возникающие при этом плазменные токи становятся источником вторичного низкочастотного излучения в ТГц и суб-ТГц диапазоне, излучаемого в виде черенковского конуса (рис. 34а). Т.е. хоть сами электроны и движутся со скоростями ниже скорости света, управляющий токами быстрый фронт ионизации приводит к действительному проявлению конического низкочастотного излучения.

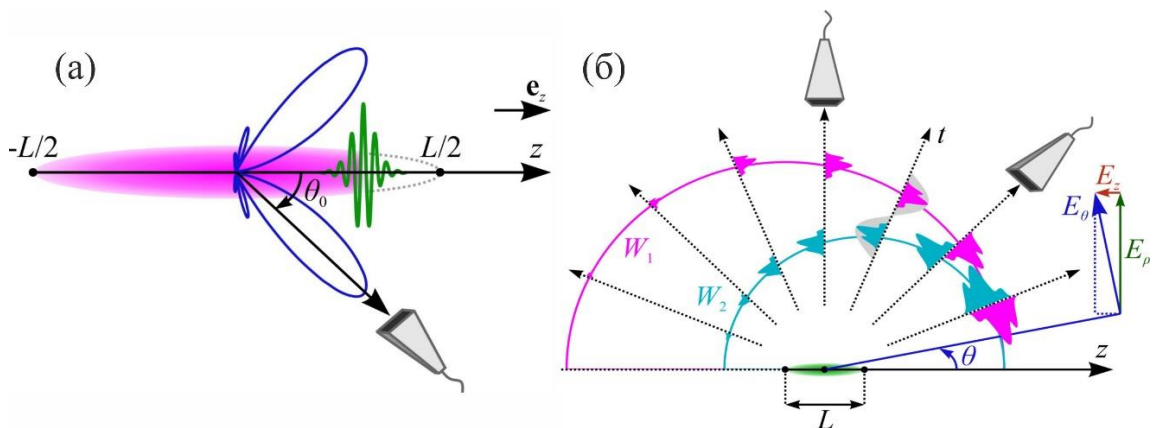


Рисунок 34 – Схемы (а) генерации черенковского излучения лазерным филаментом и (б) пространственно-временное распределение генерируемого низкочастотного излучения на концах импульсной антенны.

Для конечной длины источника L вид тока, представленный уравнением (6), означает, что ток $\mathbf{j}_0(\eta)$ возникает вблизи переднего фронта плазмы при $z = -L/2$ и исчезает на ее заднем фронте при $z = L/2$. Соответственно, заряженные

частицы ускоряются при $z = -L/2$, набирают скорость v и замедляются при $z = L/2$ до полной остановки. Интегрирование поля, излучаемого током (6) по всей длине L , позволяет получить диаграмму направленности излучения в дальнем поле при расстоянии $R_0 \gg L$ от плазменного источника:

$$S_l(\omega, \theta, L) \propto \frac{e^2 \beta^2}{4\pi^2 c R_0^2} [Q(\omega, \theta, L)]^2 \sin^2 \theta, \quad (10)$$

где

$$Q(\omega, \theta, L) = \frac{\sin\left[\frac{\omega L}{2v}(1 - \beta n \cos\theta)\right]}{1 - \beta n \cos\theta}. \quad (11)$$

С одной стороны, угловая зависимость коэффициента $Q(\omega, \theta, L)$ в уравнении (11) возникает как результат когерентного сложения излучения ускоряемых и замедляемых электронов на границах плазмы. С другой стороны, она может определяться угловым распределением черенковского излучения электронов в пределах конечной длины L . Характерный конус черенковского излучения получается из уравнений (10) и (11) через переход $\lim_{L \rightarrow \infty} [Q(\omega, \theta, L)] = \pi \delta(1 - \beta n \cos\theta)$. Излучение остается эванесцентным, пока не выполняется условие $v > c/n$ и $\cos\theta = \cos\theta_0 = 1/(\beta n)$, тем самым в точности повторяются все свойства черенковского излучения сверхсветовых зарядов со скоростью $v > c/n$ [177].

Для конечных L теряется трансляционная симметрия источника излучения, при этом возникающие краевые эффекты видоизменяют рассмотренную выше картину конической эмиссии. Возможность излучения появляется не только у сверхсветовых частиц, но также и у субсветовых источников при $v < c/n$. Тогда индуцированное зарядами с $v < c/n$ поле перестает быть эванесцентным, при этом уравнения (10) и (11) обеспечивают непрерывный аналитический переход от сверхсветового режима излучения зарядов к субсветовому. В рамках данного перехода угол, соответствующий максимуму функции $S(\omega, \theta, L)$ для излучения субсветовых частиц, выводится из случая для эванесцентного поля черенковского излучения при $\beta n < 1$, $\sin\theta_0 = i[1/(\beta n)^2 - 1]^{1/2}$.

Поскольку ток в уравнении (6) порождается ускорением заряженных частиц при $z = -L/2$ и затухает ввиду торможения зарядов при $z = L/2$, можно сделать важные выводы о свойствах углового распределения $S(\omega, \theta, L)$, исходя из уравнений:

$$\mathbf{E} \approx (e/c)\{\mathbf{n} \times [(\mathbf{n} - \boldsymbol{\beta}) \times (\mathbf{a}/c)]/[(1 - \boldsymbol{\beta} \cdot \mathbf{n})^3 R_0]\}_{ret}, \quad (12)$$

$$\mathbf{B} = [\mathbf{n} \times \mathbf{E}]_{ret}. \quad (13)$$

Данные уравнения описывают поле излучения движущейся частицы с зарядом e , нормированной скоростью $\boldsymbol{\beta} = \mathbf{v}/c$ и ускорением \mathbf{a} в точке регистрации на расстоянии $\mathbf{r} = R_0 \mathbf{n}$ в дальнем поле.

В случае продольного тока \mathbf{J}_1 вектор ускорения \mathbf{a} параллелен или антипараллелен вектору скорости электронов \mathbf{v} , тогда поток энергии вдоль оси z равен нулю, т.к. $\boldsymbol{\beta} \times \mathbf{a} = 0$ и $\mathbf{n} \times \mathbf{a} = 0$. В общем случае, когда $\theta \neq 0$, излучаемая зарядами на единицу телесного угла мощность

$$(dP/d\Omega)_b = c|\mathbf{R}\mathbf{E}|^2/(4\pi) = \frac{e^2 \beta^2 \sin^2 \theta}{4\pi^2 c (1 - \beta n \cos \theta)^2}, \quad (14)$$

принимает вид мощности тормозного излучения на единицу телесного угла [173].

Из уравнений (10)-(14) видна связь диаграммы направленности излучения плазменного источника конечной длины L с мощностью излучения тормозного излучения: $S(\omega, \theta, L) \propto R_0^{-2} (dP/d\Omega)_b \sin[\phi(L)]$, где $\phi(L) = (\omega L/v)(1 - \beta n \cos \theta)$. Коэффициент $\sin^2 \theta$ в выражении для $(dP/d\Omega)_b$ и, таким образом, в $S(\omega, \theta, L)$ для \mathbf{J}_1 появляется из произведения $[\mathbf{n} \times \mathbf{a}]^2 = |\mathbf{a}|^2 \sin^2 \theta$ в уравнении (12), показывая, что заряд, ускорение \mathbf{a} которого параллельно или антипараллельно его скорости \mathbf{v} , не излучает в направлении \mathbf{v} , т.е. при $\theta = 0$.

В случае поперечного тока рост тока при $z = -L/2$ приводит в движение заряженные частицы в направлении, перпендикулярном вектору \mathbf{v} , в то время как спад тока при $z = L/2$ останавливает их движение. При таких условиях $[\mathbf{n} \times \mathbf{a}]^2 = |\mathbf{a}|^2 \cos^2 \theta$, что приводит к соответствующему виду диаграммы направленности излучения:

$$S_t(\omega, \theta, L) \propto \frac{e^2 \beta^2}{4\pi^2 c R_0^2} [Q(\omega, \theta, L)]^2 \cos^2 \theta. \quad (15)$$

Кроме того, поперечные токи \mathbf{J}_t , обладающие выделенной ориентацией в плоскости xy (например, вдоль направления лазерного поля) индуцируют линейно поляризованное излучение. Поэтому результат регистрации сигнала Ф КВП детектором по углу φ между коаксиалом КВП и \mathbf{J}_t будет описываться функцией $\cos\varphi$. В случае радиально поляризованного излучения продольных токов зависимости от φ нет.

Множитель $\sin[\phi(L)]$ в выражении $S(\omega, \theta, L) \propto R_0^{-2} (dP/d\Omega)_b \sin[\phi(L)]$ может также рассматриваться с точки зрения фазовой задержки между излучением электронов, ускоряемых при $z = -L/2$, и излучением той же амплитуды и поляризации, но уже электронов, замедляемых при $z = L/2$. Тогда можно представить излучение токов \mathbf{J}_l и \mathbf{J}_t в любой пространственно-временной точке (\mathbf{r}, t) дальней зоны как суперпозицию двух пространственно разделенных сферических волн W_1 и W_2 , исходящих, соответственно, из точек $z = -L/2$ и $z = L/2$ (рис. 34б). Таким образом, поле излучения в каждой точке \mathbf{r} будет представимо в виде суммы двух волновых форм противоположных полярностей, разделенных временной задержкой $\Delta t = (L/v)(1 - \beta n \cos\theta)$. Такая структура поля излучения вокруг свободных концов импульсной проволочной антенны давно известна в контексте классической теории нестационарного электромагнетизма, развитой в работах О. Хевисайда [178]. Указанная временная задержка переходит в центральную длину волны $\lambda = 2c\Delta t = 2c(L/v)(1 - \beta n \cos\theta)$, т.е. детектор, расположенный под большими углами θ , регистрирует волновые формы поля на более низких частотах.

4.2.2 Характеризация поляризационных свойств низкочастотного излучения в СВЧ диапазоне

На рис. 35 представлены экспериментально полученные при помощи КВП временные формы (рис. 35а, 35б) и зависимости от давления (рис. 35в, 35г) для

радиальной и азимутальной компонент генерируемого СВЧ поля, а также выполненные поляризационные измерения (рис. 35д, 35е).

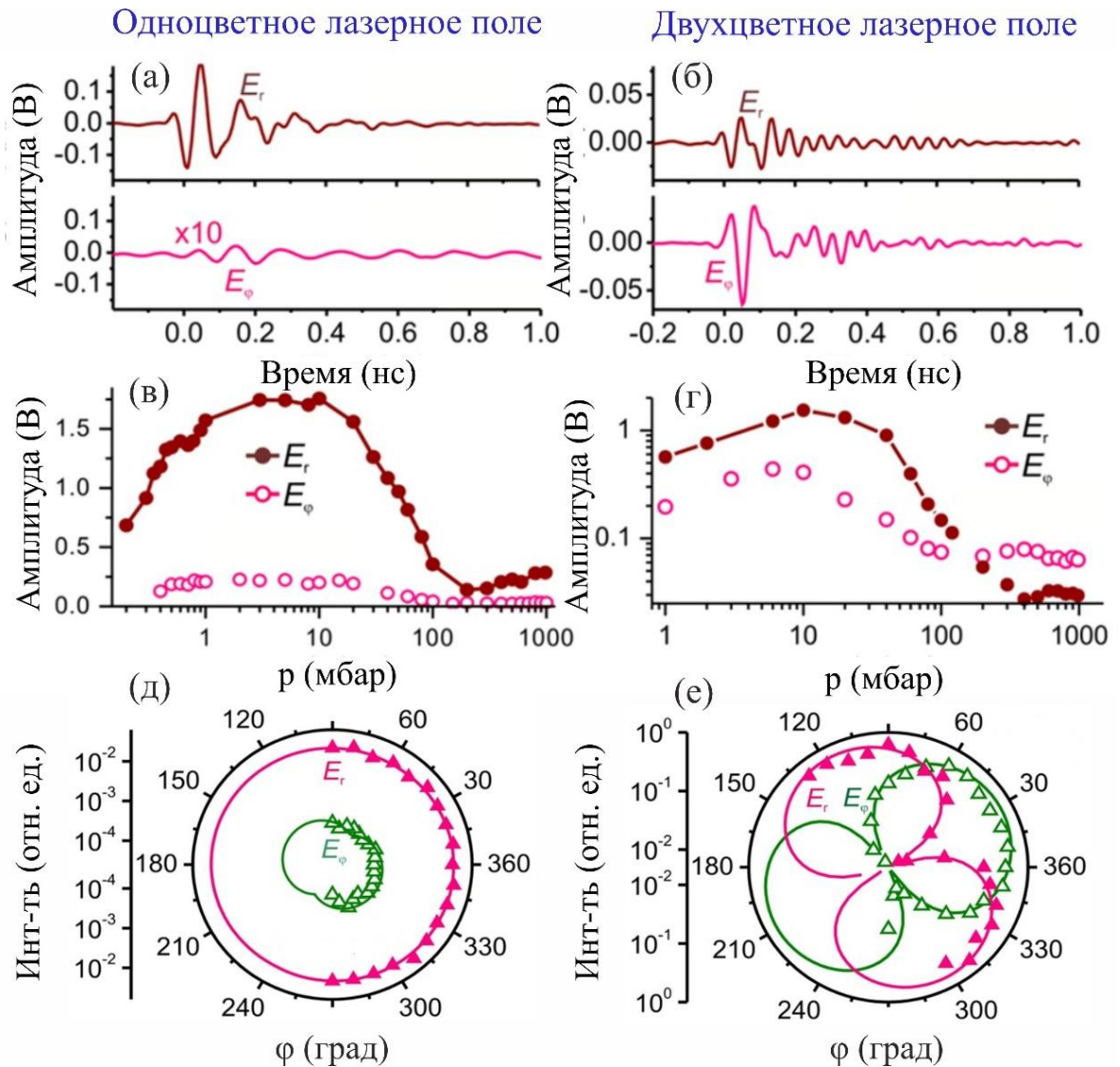


Рисунок 35 – (а), (б) Временные формы и (в), (г) зависимости от давления компоненты E_r (коричневые кривые) и E_ϕ (розовые кривые) СВЧ поля, измеренные с помощью КВП2 в экспериментах с (а), (в) одноцветным лазерным полем с $\lambda_0 \approx 3.9$ мкм, $\tau_0 \approx 80$ фс и $E_0 \approx 10$ мДж и (б), (г) двухцветным лазерным полем с $E_{SH} \approx 0.3$ мДж и $\phi_{SH} = \pi/2$. (д) Поляризация СВЧ излучения, генерируемого одноцветным лазерным полем среднего ИК диапазона. Сплошные кривые соответствуют аппроксимации $\Phi(\phi) \propto \text{const}$. (е) Поляризация СВЧ излучения, генерируемого двухцветным лазерным полем среднего ИК диапазона. Сплошные кривые соответствуют аппроксимации $\Phi_i(\phi) = \cos^2(\phi + \phi_i)$. Измерения (д), (е) выполнены с использованием КВП5 и при давлении атмосферного воздуха $p \approx 1000$ мбар.

Как видно из рис. 35а, 35в, в случае одноцветного лазерного поля радиальная компонента E_r СВЧ поля на 1-2 порядка сильнее азимутальной компоненты E_φ . При этом выполненные при помощи КВП5 измерения по углу φ в диапазоне 30-50 ГГц (рис. 35д) демонстрируют независимость E_r от φ во всем диапазоне давлений p 1-1000 мбар. Такая радиальная поляризационная структура СВЧ излучения говорит о преобладающей в их генерации роли продольных плазменных токов, возбуждаемых пондеромоторными продольными кильватерными полями.

Добавление поля смещенной по фазе второй гармоники, $\phi_{SH} = \pi/2$, в экспериментах с двухцветным лазерным полем нарушает симметрию суммарного управляющего поля. Оба поля линейно поляризованы, их поляризационные диаграммы хорошо следуют приближению $\cos^2(\varphi + \varphi_i)$, где $\varphi_i = \varphi_1 = 0$ для излучения на центральной длине волны 3.9 мкм и $\varphi_i = \varphi_2 = 111^\circ$ для его второй гармоники. В результате в газовой плазме возбуждаются поперечные фототоки, что отражается в значительном усилении азимутальной компоненты поля E_φ (рис. 35б, 35г) и линейной поляризации генерируемого СВЧ поля (рис. 35е). Тем не менее, взаимное влияние продольных и поперечных фототоков в двухцветных экспериментах меняется в зависимости от давления газа p (рис. 35г). Для значений давления атмосферного воздуха выше $p \gtrsim 200$ мбар заметно преобладание поперечных токов, однако при более низких давлениях на первый план выступают продольные токи. Такой переход может объясняться влиянием давления на характерное время столкновения фотоэлектронов. Например, при давлении $p = 1$ бар траектория фотоэлектрона будет ограничиваться временем $\tau_c \approx 350$ фс и поперечным смещением $x_c \approx 0.15$ мкм для центральной длины волны лазерного поля накачки $\lambda_0 \approx 3.9$ мкм. Такое смещение сильно меньше характерных значений диаметра перетяжки лазерного пучка $d_0 \approx 90$ мкм. Однако в случае низких давлений газа электроны начинают смещаться за пределы разумных оценок диаметра перетяжки. Например, для давления $p = 1$ мбар время столкновения фотоэлектронов станет

$\tau_c \approx 350$ пс, тогда $x_c \approx 800$ мкм для центральной длины волны лазерного поля накачки $\lambda_0 \approx 3.9$ мкм. Таким образом, фотоэлектроны начинают эффективнее излучать на более низких частотах, не будучи ограниченными размерами d_0 .

4.2.3 Характеризация пространственных свойств и диаграмм направленности низкочастотного излучения в СВЧ диапазоне

Генерацию СВЧ-ТГц излучения в проведенных одноцветных и двухцветных экспериментах можно рассматривать как генерацию низкочастотного излучения импульсной антенной, возбуждаемой продольными и поперечными плазменными токами, которая, таким образом, будет описываться определенной диаграммой направленности. Для анализа пространственно-углового распределения СВЧ-ТГц излучения в одноцветном и двухцветном случаях были проведены измерения зависимости регистрируемого при помощи КВП сигнала от угла θ между осью распространения лазерного пучка и линией между КВП и плазменным источником.

На рис. 36а-36д представлены СВЧ спектры излучения, генерируемого при взаимодействии одноцветного лазерного поля на центральной длине волны $\lambda_0 \approx 3.9$ мкм, с длительностью импульсов $\tau_0 \approx 80$ фс и энергией $E_0 \approx 11$ мДж в воздухе при давлении атмосферного воздуха $p \approx 50$ мбар. Как можно видеть, наиболее высокочастотная регистрируемая часть спектра 30-50 ГГц демонстрирует быстрый спад с ростом угла θ . Напротив, в области менее 10 ГГц практически не наблюдается изменений вплоть до углов $\theta > 105^\circ$, т.е. существенно за пределами поперечной плоскости $\theta = 90^\circ$. На рис. 36е-36к приведены СВЧ спектры при взаимодействии с воздухом при давлении $p \approx 1000$ мбар двухцветного лазерного поля на центральной длине волны $\lambda_0 \approx 3.9$ мкм с добавлением второй гармоники, с длительностью импульсов $\tau_0 \approx 80$ фс и энергиями основного излучения $E_0 \approx 11$ мДж и второй гармоники $E_{2\omega} \approx 0.1$ мДж. В отличие от одноцветной лазерной генерации СВЧ суперконтинуума, для этого случая видна более сильная направленность вперед (при $\theta < 50^\circ$) высокочастотной области спектра.

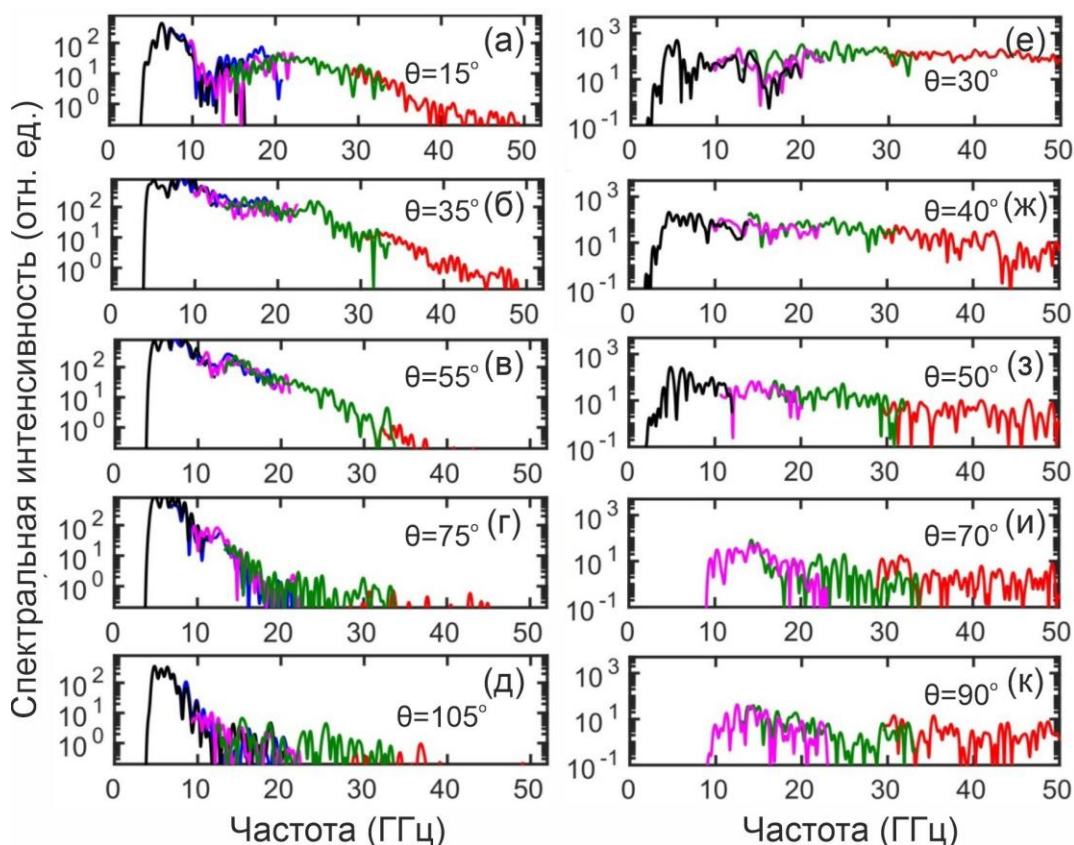


Рисунок 36 – Зависимость сигнала СВЧ излучения от угла θ , детектируемого КВП1-КВП5 в условиях: (а-д) одноцветного лазерного поля среднего ИК диапазона при давлении воздуха $p \approx 50$ мбар и (е-к) двухцветного лазерного поля среднего ИК диапазона при давлении воздуха $p \approx 1000$ мбар.

С целью более удобного сравнения полученных экспериментальных результатов с предсказаниями аналитической модели для диаграмм направленности была проведена аппроксимация выражениями (10), (15) зависимостей от угла θ интегральных значений каждого КВП по соответствующему паспортному диапазону регистрации как для одноцветного случая, так и для двухцветного (рис. 37а, 37в). Также отдельно в полярных координатах были построены аналогичные аппроксимации для зависимостей от угла интегральных значений КВП1 для одноцветного случая и КВП5 – для двухцветного (рис. 37б, 37г). Хорошо видно, что аналитические выражения (10) и (15) для диаграммы направленности СВЧ излучения $S(\theta)$ в случае одноцветного и двухцветного лазерного поля достаточно точно описывают полученные экспериментальные зависимости. Так, рис. 37а, 37б характеризуются провалами в направлении распространения лазерного пучка и

широкими боковыми максимумами, в то время как на рис. 37в, 37г отчетливо проявляется направленность излучения вперед, что полностью согласуется с картиной излучения продольных и поперечных плазменных токов соответственно.

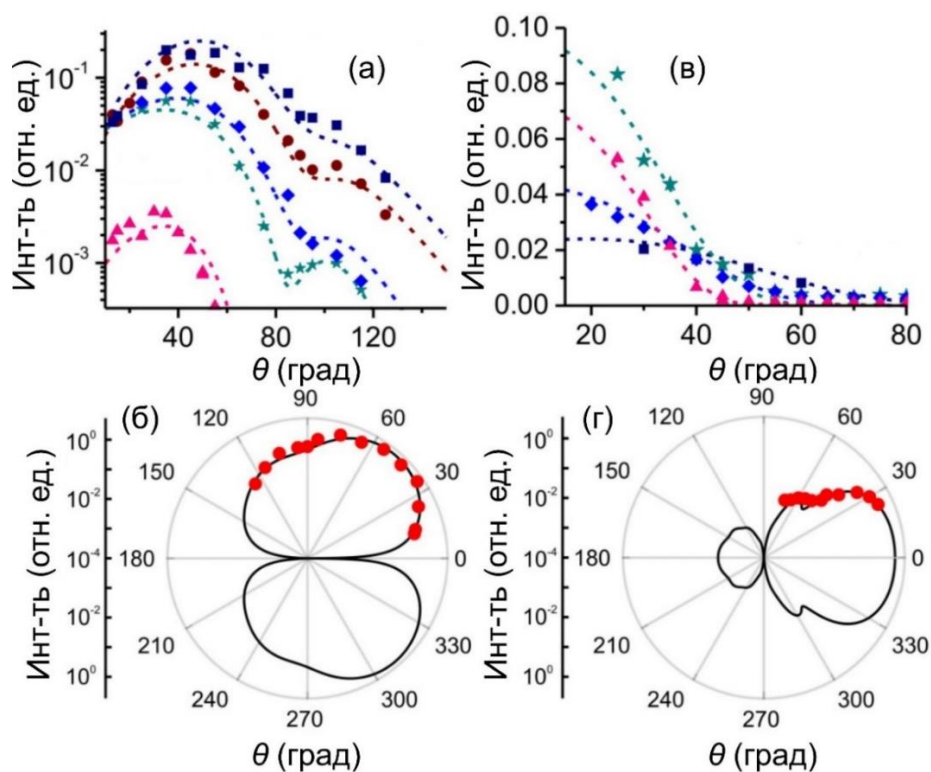


Рисунок 37 – Экспериментальные зависимости сигнала СВЧ излучения от угла θ (точки) и их модельные аппроксимации согласно уравнениям (10), (15) (пунктирные и сплошные кривые) при интегрировании по спектральному диапазону регистрации (а), (в) КВП1 (темно-синий), КВП2 (коричневый), КВП3 (синий), КВП4 (бирюзовый) и КВП5 (розовый). в условиях генерации (а), (б) одноцветным лазерным полем среднего ИК диапазона при давлении воздуха $p \approx 50$ мбар и (в), (г) двухцветным лазерным полем среднего ИК диапазона при давлении воздуха $p \approx 1000$ мбар.

С другой стороны, как было изложено в параграфе 4.2.1, временная задержка между излучением сферических волн на концах импульсной лазерно-плазменной антенны транслируется в регистрируемую КВП длину волны низкочастотного излучения, при этом большим углам детектирования соответствуют меньшие частоты (рис. 34б). Данная картина также хорошо подтверждается результатами экспериментов (рис. 36а-36д, 37а).

Таким образом, в случае возбуждения продольных плазменных токов одноцветным лазерным полем существенная часть генерируемого СВЧ излучения регистрируется при больших углах $\theta > 125^\circ$ за пределами поперечной плоскости относительно направления распространения лазерного пучка. Проведенные при помощи ячейки Голя и набора СВЧ-ТГц фильтров измерения показывают, что для лазерных импульсов среднего ИК диапазона на центральной длине волны $\lambda_0 \approx 3.9$ мкм, с длительностью импульсов $\tau_0 \approx 80$ фс и энергией $E_0 \approx 15$ мДж генерируемое в настолько больших углах СВЧ излучение достигает энергии порядка нескольких мкДж.

Также в сериях экспериментов по взаимодействию одноцветного и двухцветного лазерного поля среднего ИК диапазона с атмосферным воздухом была исследована зависимость регистрируемой мощности СВЧ излучения от расстояния между лазерно-плазменным источником и КВП для каждого из пяти коаксиально-волноводных детекторов (рис. 38).

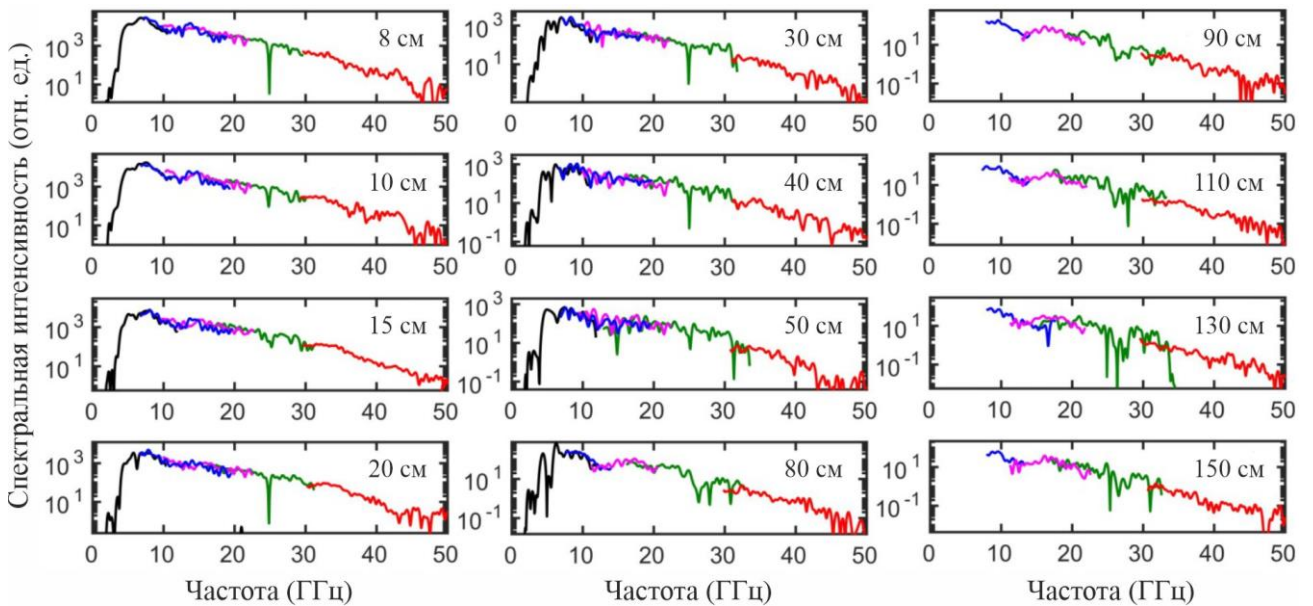


Рисунок 38 – Зависимость сигнала СВЧ излучения от расстояния между плазменным источником и регистрирующими КВП1-КВП5 в условиях одноцветного лазерного поля и атмосферного воздуха ($\lambda_0 = 3.9$ мкм, $W_0 = 12$ мДж, $p \approx 50$ мбар, $\theta \approx 40^\circ$).

Зависимость генерируемого лазерно-плазменным источником низкочастотного сигнала от расстояния до КВП детектора точно

аппроксимировалась функцией $1/R_0^2$ (где R_0 – расстояние до источника лазерной плазмы) во всем диапазоне давлений газа и для всех КВП, используемых для анализа как в одноцветных, так и в двухцветных экспериментах (например, рис. 39а, 39б для давления воздуха $p \approx 50$ мбар). Такой закон масштабирования СВЧ сигнала с расстоянием полностью согласуется с выражениями (10), (15) и также описывается физической картиной генерации низкочастотного излучения импульсной лазерно-плазменной антенной.

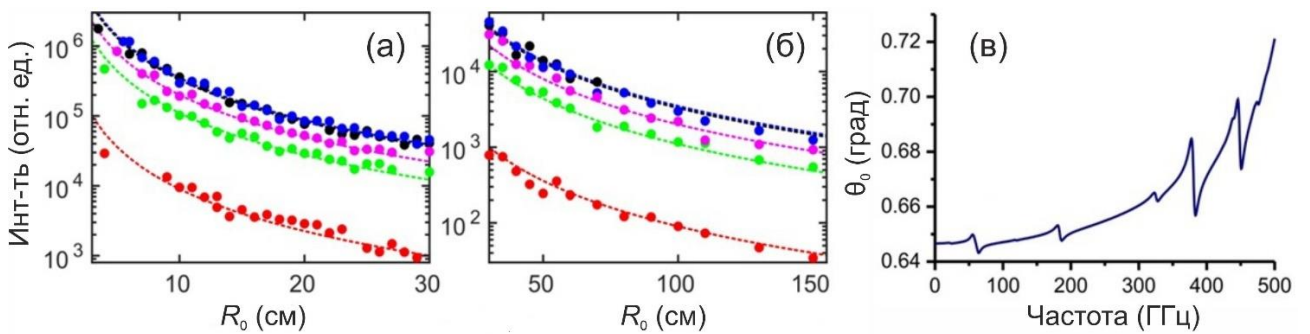


Рисунок 39 – (а, б) Зависимость интенсивности СВЧ излучения от расстояния между лазерно-плазменным источником и КВП1 (черные кружки), КВП2 (синие кружки), КВП3 (розовые кружки), КВП4 (зеленые кружки) и КВП5 (красные кружки), расположенных под углами $\phi = 0^\circ$ и (КВП1-КВП4) $\theta = 40^\circ$, (КВП5) $\theta = 40^\circ$ при давлении воздуха $p \approx 50$ мбар в (а) одноцветных и (б) двухцветных экспериментах. Штриховыми кривыми представлена аппроксимация функцией $1/R_0^2$. (в) Угол конуса черенковского излучения в СВЧ-ТГц диапазоне на частотах ν , указанных на оси абсцисс. Параметры атмосферного воздуха: $T = 25^\circ$, $h = 50\%$, $\rho = 50\%$, $p \approx 1$ бар.

Вследствие дисперсии показателя преломления $n = n(\omega)$ и группового показателя преломления $n_g = n_g(\omega)$, а также принципа причинности угол конуса черенковского излучения $\theta_0 = \arccos [1/(\beta n)]$ является функцией как частоты ω СВЧ-ТГц излучения, так и центральной частоты ω_0 лазерного излучения. При фиксированной центральной частоте ω_0 угол черенковского СВЧ-ТГц излучения на частоте ω представим в виде $\theta_0 = \theta_0(\omega, \mathcal{R}) = \arccos [n_0(\mathcal{R})/n(\omega, \mathcal{R})]$, где \mathcal{R} – набор физических параметров, определяющих оптические свойства газовой среды. В частности, для атмосферного воздуха $\mathcal{R} = \{T, h, \rho\}$, где T – температура, h – влажность, ρ – содержание CO_2 . На рис. 39в представлены углы

черенковского конуса $\theta_0(\omega, \mathcal{R})$ при параметрах атмосферного воздуха $T = 25^\circ\text{C}$, $h = 50\%$ и $p = 1$ бар и центральной длине волны лазерного излучения $\lambda_0 = 2\pi c/\omega_0 = 3.9$ мкм. Для такого набора параметров угол черенковского конуса θ_0 остается меньшим чем 1° для широкого диапазона низких частот, зарегистрированных в экспериментах, вплоть до $\nu = \omega/(2\pi) \approx 0.5$ ТГц. Это означает, что внутри указанного частотного диапазона скорость источника СВЧ излучения $v = c/n_g(\omega_0)$ близка к фазовой скорости СВЧ излучения $u = c/n(\omega)$, т.е. в рассматриваемом низкочастотном диапазоне хорошо выполняется приближение $\beta n(\omega) \approx 1$. В случае поперечных плазменных токов и $\beta n \approx 1$ уравнения (11) и (15) демонстрируют направленность микроволнового излучения вперед – в полном соответствии с представленными экспериментальными данными. Для продольных токов, однако, даже при $\beta n \approx 1$ излучение вперед оказывается запрещено, поскольку в этом случае $\boldsymbol{\beta} \times \mathbf{a} = 0$ и $\mathbf{n} \times \mathbf{a} = 0$ при направлении \mathbf{n} вперед, что также соответствует проведенным экспериментам.

4.3 Выводы главы 4

Экспериментально продемонстрировано, что плазменные токи, возбуждаемые мощным фемтосекундным лазерным излучением среднего инфракрасного диапазона на центральной длине волны 3.9 мкм в атмосферном воздухе, становятся источником широкополосного низкочастотного излучения терагерцового и СВЧ диапазонов от 0.1 ТГц до 17 ТГц. Для характеристики генерируемого низкочастотного суперконтинуума был применен комплексный подход с использованием взаимодополняющих измерительных методик, включающих в себя инструменты сверхбыстрой оптики, терагерцовой фотоники и микроволновой электроники. Показано, что в случае одноцветной накачки продольные плазменные токи обеспечивают генерацию широконаправленного низкочастотного излучения до углов $\theta > 125^\circ$ далеко за пределами поперечной плоскости генерации относительно направления распространения лазерного пучка. При двухцветном возбуждении поперечных плазменных токов

генерируемое в СВЧ области вторичное излучение имеет узкую угловую диаграмму по направлению распространения импульсов накачки. Наблюдаемые спектральные, пространственные и поляризационные особенности низкочастотного излучения соответствуют моделям черенковского излучения и импульсной антенны.

Представленные результаты опубликованы в научных статьях:

1. Mitrofanov A.V., Sidorov-Biryukov D.A., Rozhko M.V., Erukhimova N.V., Voronin A.A., Nazarov M.M., Fedotov A.B., Zheltikov A.M., “Broadband ultrawide-angle laser-plasma microwave antennas,” *Physical Review A* **105**, 053503 (2022).
2. Mitrofanov A.V., Voronin A.A., Rozhko M.V., Sidorov-Biryukov D.A., Nazarov M.M., Fedotov A.B., Zheltikov A.M., “Polarization and Spatial Mode Structure of Mid-Infrared-Driven Terahertz-to-Microwave Radiation,” *ACS Photonics* **8**, 1988-1996 (2021).
3. Mitrofanov A.V., Sidorov-Biryukov D.A., Rozhko M.V., Voronin A.A., Glek P.B., Nazarov M.M., Fedotov A.B., Zheltikov A.M., “Ultrabroadband Characterization of Microwave-to-Terahertz Supercontinua Driven by Ultrashort Pulses in the Mid-Infrared,” *Journal of Lightwave Technology* **39**, 7862-7868 (2021).
4. Mitrofanov A.V., Sidorov-Biryukov D.A., Nazarov M.M., Voronin A.A., Rozhko M.V., Fedotov A.B., Zheltikov A.M., “Coherently enhanced microwave pulses from midinfrared-driven laser plasmas,” *Optics Letters* **46**, 1081-1084 (2021).
5. Митрофанов А.В., Сидоров-Бирюков Д.А., Воронин А.А., Рожко М.В., Глек П.Б., Назаров М.М., Серебрянников Е.Е., Федотов А.Б., Желтиков А.М., “Усиление плазменных нелинейностей и генерация СВЧ-ТГц-суперконтинуума в поле субтераваттных импульсов среднего инфракрасного диапазона,” *Письма в ЖЭТФ* **113**, 304-310 (2021).
6. Mitrofanov A.V., Sidorov-Biryukov D.A., Nazarov M.M., Voronin A.A., Rozhko M.V., Shutov A.D., Ryabchuk S.V., Serebryannikov E.E., Fedotov A.B., Zheltikov A.M., “Ultraviolet-to-millimeter-band supercontinua driven by ultrashort mid-infrared laser pulses,” *Optica* **7**, 15-19 (2020).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Выводы

Проведены экспериментальные исследования широкополосного нелинейно-оптического преобразования мощных субтераваттных фемтосекундных лазерных импульсов среднего инфракрасного диапазона в области 3.9 мкм: генерации высоких гармоник в газовых средах и от поверхности твердотельной мишени, а также генерации терагерцового и СВЧ излучения лазерно-плазменными газовыми источниками.

В частности, показано, что при фокусировке мощных фемтосекундных лазерных импульсов на центральной длине волны 3.9 мкм в газовую среду молекулярного азота происходит широкополосная генерация высоких гармоник в спектральной области 125-850 нм. Взаимодействие поля высоких гармоник с колебательными переходами второй положительной системы азота и монооксида азота приводит к вынужденному комбинационному рассеянию, обеспечивая реализацию химически селективной однопучковой и одноимпульсной спектроскопии возбужденных газов и плазмы.

Когерентное кильватерное излучение плазмы, генерируемое р-поляризованными фемтосекундными лазерными импульсами среднего инфракрасного диапазона на центральной длине волны 3.9 мкм при фокусировке на поверхность толстой твердотельной полистироловой мишени до субрелятивистской интенсивности 10^{17} Вт/см², становится источником высоких гармоник вплоть до 51 порядка в диапазоне 75-2000 нм в геометрии на отражение.

Плазменные токи, возбуждаемые мощными фемтосекундными лазерными импульсами с энергией до 10 мДж на центральной длине волны 3.9 мкм в атмосферном воздухе, являются источником когерентного терагерцового и СВЧ излучения в диапазоне от 0.1 ГГц до 17 ТГц. В случае одноцветной накачки продемонстрирована генерация широконаправленного низкочастотного

излучения продольными плазменными токами. В случае двухцветной накачки вторичное низкочастотное излучение генерируется преимущественно поперечными плазменными токами и имеет узкую угловую диаграмму по направлению распространения лазерных импульсов. Наблюдаемые пространственно-спектральные особенности СВЧ излучения согласуются с моделями черенковского излучения и импульсной антенны.

Благодарности

Выражаю глубокую признательность своему научному руководителю, доктору физико-математических наук, профессору Алексею Михайловичу Желтикову за постоянное внимание к моей работе, эффективные и вдохновляющие всесторонние обсуждения ее основ, а также важный для меня профессиональный ориентир; сотрудникам лаборатории фотоники и нелинейной спектроскопии МГУ и лаборатории передовой фотоники Российского квантового центра, кандидатам физико-математических наук Федотову Андрею Борисовичу, Сидорову-Бирюкову Дмитрию Александровичу, Митрофанову Александру Вячеславовичу и Воронину Александру Александровичу за мотивирующую рабочую атмосферу, образцовый пример научных работников, активное плодотворное сотрудничество при выполнении экспериментальных исследований и интересные дискуссии, способствовавшие развитию понимания теоретических аспектов производимой работы; Степанову Евгению Александровичу и Романовскому Ярославу Олеговичу за помощь в совместном проведении экспериментов и дружеские беседы; всему коллективу лаборатории фотоники и нелинейной спектроскопии МГУ им. М.В. Ломоносова, в кругу которого я непрерывно развивался и как ученый, и как человек.

Хочу выразить особую благодарность дорогим и близким для меня людям: Рожко Виктору Валентиновичу, Панфиловой Татьяне Николаевне, Сушковой Дарье Александровне – которые всегда оставались со мной на этом долгом пути.

Диссертационная работа была поддержана аспирантским грантом Российского фонда фундаментальных исследований (20-32-90228).

СПИСОК ИСПОЛЬЗУЕМЫХ АББРЕВИАТУР И СОКРАЩЕНИЙ

ИК – инфракрасный (спектральный диапазон)

УФ – ультрафиолетовый (спектральный диапазон)

ТГц – терагерцовый (спектральный диапазон)

СВЧ – сверхвысокочастотный (спектральный диапазон)

ОПУ – оптический параметрический усилитель

ОПУЧИ – оптический параметрический усилитель чирпированных импульсов

ГВП – гармоники высокого порядка

ВКР – вынужденное комбинационное рассеяние

НИП – некогерентное излучение плазмы

ЭОП – электрооптический преобразователь

МКП – микроканальная пластина

ПЗС – прибор с зарядовой связью

ЭОС – электрооптическое семплирование (метод регистрации и характеристики низкочастотных импульсов)

КВП – коаксально-волноводный переход

ШРА – широкополосная рупорная антенна

КТР – титанил-фосфат калия

КТА – титанил-арсенат калия

SHG FROG – Second Harmonic Generation Frequency Resolved Optical Gating – оптическое стробирование с разрешением по частоте на основе генерации второй гармоники (метод спектрально-временной характеристики сверхкоротких лазерных импульсов)

FWHM – Full Width at Half Maximum – оценка диаметра пучка по полной ширине пространственного профиля интенсивности на половине его максимума

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. N.H. Burnett et al. Harmonic generation in CO₂ laser target interaction // *Appl. Phys. Lett.* – 1977. – Vol. 31, № 172. – P. 172-174.
2. R.L. Carman, C.K. Rhodes, R.F. Benjamin. Observation of harmonics in the visible and ultraviolet created in CO₂-laser-produced plasmas // *Phys. Rev. A.* – 1981. – Vol. 24, № 5. – P. 2649-2663.
3. J. Bokor, P.H. Bucksbaum, R.R. Freeman. Generation of 35.5-nm coherent radiation // *Opt. Lett.* – 1983. – Vol. 8, № 4. – P. 217-219.
4. A. McPherson et al. Studies of multiphoton production of vacuum-ultraviolet radiation in the rare gases // *J. Opt. Soc. Am. B.* – 1987. – Vol. 4, № 4. – P. 595-601.
5. M. Ferray et al. Multiple-harmonic conversion of 1064 nm radiation in rare gases // *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* – 1988. – Vol. 21, № 3. – P. L31-L35.
6. X.F. Li et al. Multiple-harmonic generation in rare gases at high laser intensity // *Phys. Rev. A.* – 1989. – Vol. 39, № 11. – P. 5751-5761.
7. Итоги науки и техники. Сер. Современные проблемы лазерной физики. Т. 4 / Ред. С.А. Ахманов. – М.: ВИНТИ, 1991. – ISSN 0236-3186.
8. D.E. Spence, P.N. Kean, W. Sibbett. 60-fsec pulse generation from a self-mode-locked Ti:sapphire laser // *Opt. Lett.* – 1991. – Vol. 16, № 1. – P. 42-44.
9. Z. Chang et al. Generation of Coherent Soft X Rays at 2.7 nm Using High Harmonics // *Phys. Rev. Lett.* – 1997. – Vol. 79, № 16. – P. 2967-2970.
10. Ch. Spielmann et al. Generation of Coherent X-rays in the Water Window Using 5-Femtosecond Laser Pulses // *Science.* – 1997. – Vol. 278, № 5338. – P. 661-664.
11. M.W. Haakestad et al. High-pulse-energy mid-infrared laser source based on optical parametric amplification in ZnGeP₂ // *Opt. Exp.* – 2008. – Vol. 16, № 18. – P. 14263-14273.
12. G. Andriukaitis et al. 90 GW peak power few-cycle mid-infrared pulses from an optical parametric amplifier // *Opt. Lett.* – 2011. – Vol. 36, № 15. – P. 2755-2757.
13. I. Pupeza et al. High-power sub-two-cycle mid-infrared pulses at 100 MHz repetition rate // *Nat. Photonics.* – 2015. – Vol. 9. – P. 721-724.

14. E.A. Stepanov et al. Solid-State Source of Subcycle Pulses in the Midinfrared // *Phys. Rev. Lett.* – 2016. – Vol. 117, № 4. – P. 043901.
15. H. Liang et al. High-energy mid-infrared sub-cycle pulse synthesis from a parametric amplifier // *Nat. Commun.* – 2017. – Vol. 8, № 141.
16. E. Migal et al. 3.5-mJ 150-fs Fe: ZnSe hybrid mid-IR femtosecond laser at 4.4 μm for driving extreme nonlinear optics // *Opt. Lett.* – 2019. – Vol. 44, № 10. – P. 2550-2553.
17. A.D. DiChiara et al. Strong-Field and Attosecond Physics with Mid-infrared Lasers // *Attosecond Physics. Springer Series in Optical Sciences* / Eds. L. Plaja, R. Torres, A. Zair. – Berlin, Heidelberg: Springer, 2013. – Vol. 177. – P. 81-98.
18. E.E. Serebryannikov, A.M. Zheltikov. Quantum and Semiclassical Physics behind Ultrafast Optical Nonlinearity in the Midinfrared: The Role of Ionization Dynamics within the Field Half Cycle // *Phys. Rev. Lett.* – 2014. – Vol. 113, № 4. – P. 043901.
19. B. Wolter et al. Strong-Field Physics with Mid-IR Fields // *Phys. Rev. X.* – 2015. – Vol. 5, № 2. – P. 021034.
20. D. Woodbury et al. Laser wakefield acceleration with mid-IR laser pulses // *Opt. Lett.* – 2018. – Vol. 43, № 5. – P. 1131-1134.
21. A.V. Mitrofanov et al. High-order harmonic generation from a solid-surface plasma by relativistic-intensity sub-100-fs mid-infrared pulses // *Opt. Lett.* – 2018. – Vol. 43, № 22. – P. 5571-5574.
22. P. Panagiotopoulos et al. Super high power mid-infrared femtosecond light bullet // *Nat. Photonics.* – 2015. – Vol. 9. – P. 543-548.
23. S.V. Chekalin et al. Light bullets from a femtosecond filament // *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* – 2015. – Vol. 48, № 9. – P. 094008.
24. V. Shumakova et al. Chirp-controlled filamentation and formation of light bullets in the mid-IR // *Opt. Lett.* – 2019. – Vol. 44, № 9. – P. 2173-2176.
25. T. Popmintchev et al. Bright Coherent Ultrahigh Harmonics in the keV X-Ray Regime from Mid-Infrared Femtosecond Lasers // *Science.* – 2012. – Vol. 336, № 6086. – P. 1287-1291.

26. B. Zhou, M. Bachea. Invited Article: Multiple-octave spanning high-energy mid-IR supercontinuum generation in bulk quadratic nonlinear crystals // *APL Photonics*. – 2016. – Vol. 1, № 5. – P. 050802.
27. E.A. Stepanov et al. Multioctave supercontinua from shock-coupled soliton self-compression // *Phys. Rev. A*. – 2019. – Vol. 99, № 3. – P. 033855.
28. K.K. Magesh Kumar et al. Terahertz radiation from plasma filament generated by two-color laser gas–plasma interaction // *Laser and Particle Beams*. – 2015. – Vol. 33, № 3. – P. 473-479.
29. Y.E. Geints, A.A. Zemlyanov. Near- and mid-IR ultrashort laser pulse filamentation in a molecular atmosphere: a comparative analysis // *Appl. Opt.* – 2017. – Vol. 56, № 5. – P. 1397-1404.
30. O. Kosareva et al. Postfilament supercontinuum on 100 m path in air // *Opt. Lett.* – 2021. – Vol. 46, № 5. – P. 1125-1128.
31. J.A. Fülöp, S. Tzortzakis, T. Kampfrath. Laser-driven strong-field terahertz sources // *Adv. Opt. Mater.* – 2020. – Vol. 8, № 3. – P. 1900681.
32. A.M. Zheltikov. Laser-induced filaments in the mid-infrared // *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* – 2017. – Vol. 50, № 9. – P. 092001.
33. D. Jang et al. Efficient terahertz and Brunel harmonic generation from air plasma via mid-infrared coherent control // *Optica*. – 2019. – Vol. 6, № 10. – P. 1338-1341.
34. A.A. Voronin, A.M. Zheltikov. Laser-driven tunneling photocurrent as a source of midinfrared to microwave multidecade supercontinua yoked to high-order harmonics // *Phys. Rev. A*. – 2020. – Vol. 101, № 4. – P. 043813.
35. M.-C. Chen et al. Generation of bright isolated attosecond soft X-ray pulses driven by multicycle midinfrared lasers // *Proc. Natl. Acad. Sci. U. S. A.* – 2014. – Vol. 111, № 23. – P. E2361-E2367.
36. A.A. Voronin et al. Ultrafast mid-infrared spectrochronography of dispersion near molecular absorption bands // *Opt. Lett.* – 2018. – Vol. 43, № 6. – P. 1327-1330.
37. L.M. Narlagiri et al. Recent trends in laser-based standoff detection of hazardous molecules // *TrAC, Trends Anal. Chem.* – 2022. – Vol. 153. – P. 116645.

38. S. Koenig et al. Wireless sub-THz communication system with high data rate // *Nat. Photonics*. – 2013. – Vol. 7. – P. 977-981.
39. A.V. Mitrofanov et al. Mid-infrared laser filaments in the atmosphere // *Sci. Rep.* – 2015. – Vol. 5, № 8368.
40. A.V. Mitrofanov et al. Mid-infrared-to-mid-ultraviolet supercontinuum enhanced by third-to-fifteenth odd harmonics // *Opt. Lett.* – 2015. – Vol. 40, № 9. – P. 2068-2071.
41. A.V. Mitrofanov et al. Angle-resolved multioctave supercontinua from mid-infrared laser filaments // *Opt. Lett.* – 2016. – Vol. 41, № 15. – P. 3479-3482.
42. A.D. Koulouklidis et al. Observation of extremely efficient terahertz generation from mid-infrared two-color laser filaments // *Nat. Commun.* – 2020. – Vol. 11, № 292.
43. A. Englesbe et al. Ultrabroadband microwave radiation from near- and mid-infrared laser-produced plasmas in air // *Phys. Rev. A*. – 2021. – Vol. 104, № 1. – P. 013107.
44. P.B. Glek, A.M. Zheltikov. Subcycle terahertz field waveforms clocked by attosecond high-harmonic pulses from relativistic laser plasmas // *J. Appl. Phys.* – 2022. – Vol. 131, № 10. – P. 103104.
45. A.V. Mitrofanov et al. Mapping anomalous dispersion of air with ultrashort mid-infrared pulses // *Sci. Rep.* – 2017. – Vol. 7, № 2103.
46. A.A. Lanin et al. Time-domain spectroscopy in the mid-infrared // *Sci. Rep.* – 2014. – Vol. 4, № 6670.
47. H. Timmers et al. Molecular fingerprinting with bright, broadband infrared frequency combs // *Optica*. – 2018. – Vol. 5, № 6. – P. 727-732.
48. A.V. Mitrofanov et al. Self-compression of high-peak-power mid-infrared pulses in anomalously dispersive air // *Optica*. – 2017. – Vol. 4, № 11. – P. 1405-1408.
49. A.A. Voronin, A.M. Zheltikov. Long-wavelength infrared solitons in air // *Opt. Lett.* – 2017. – Vol. 42, № 18. – P. 3614-3617.
50. S.V. Chekalin et al. Light bullets from a femtosecond filament // *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* – 2015. – Vol. 48. – P. 094008.

51. P. Panagiotopoulos et al. Super high power mid-infrared femtosecond light bullet // *Nat. Photonics*. – 2015. – Vol. 9. – P. 543-548.
52. D. Kartashov et al. Free-space nitrogen gas laser driven by a femtosecond filament // *Phys. Rev. A*. – 2012. – Vol. 86, № 3. – P. 033831.
53. D. Kartashov et al. Theory of a filament initiated nitrogen laser // *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* – 2015. – Vol. 48, № 9. – P. 094016.
54. H. Xie et al. Mid-infrared ultrafast laser pulses induced third harmonic generation in nitrogen molecules on an excited state // *Sci. Rep.* – 2015. – Vol. 5, № 16006.
55. J. Yao et al. Generation of Raman lasers from nitrogen molecular ions driven by ultraintense laser fields // *New J. Phys.* – 2018. – Vol. 20. – P. 033035.
56. S. Ghimire et al. Observation of high-order harmonic generation in a bulk crystal // *Nat. Phys.* – 2011. – Vol. 7. – P. 138–141.
57. A.A. Lanin et al. High-order harmonic analysis of anisotropic petahertz photocurrents in solids // *Opt. Lett.* – 2019. – Vol. 44, № 8. – P. 1888-1891.
58. A.A. Voronin, A.M. Zheltikov. Sub-half-cycle field transients from shock-wave-assisted soliton self-compression // *Sci. Rep.* – 2020. – Vol. 10, № 12253.
59. J. Ma et al. Review of mid-infrared mode-locked laser sources in the 2.0 μm – 3.5 μm spectral region // *Appl. Phys. Rev.* – 2019. – Vol. 6, № 2. – P. 021317.
60. S. Duval et al. Femtosecond fiber lasers reach the mid-infrared // *Optica*. – 2015. – Vol. 2, № 7. – P. 623-626.
61. E.A. Anashkina et al. Toward a mid-infrared femtosecond laser system with suspended-core tungstate–tellurite glass fibers // *Appl. Opt.* – 2016. – Vol. 55, № 17. – P. 4522-4530.
62. C. Yao et al. High-power mid-infrared supercontinuum laser source using fluorotellurite fiber // *Optica*. – 2018. – Vol. 5, № 10. – P. 1264-1270.
63. А.А. Ланин, А.Б. Федотов, А.М. Желтиков. Генерация сверхкоротких импульсов электромагнитного излучения среднего и дальнего инфракрасного диапазона // *Письма в ЖЭТФ*. – 2013. – Т. 98, № 7. – С. 423-426.

64. X. Su et al. Generation of 8–20 μm Mid-Infrared Ultrashort Femtosecond Laser Pulses via Difference Frequency Generation // *Photonics*. – 2022. – Vol. 9, № 6. – P. 372.
65. S.C. Kumar et al. High-power femtosecond mid-infrared optical parametric oscillator at 7 μm based on CdSiP_2 // *Opt. Lett.* – 2015. – Vol. 40, № 7. – P. 1398-1401.
66. V. Smolski et al. Half-Watt average power femtosecond source spanning 3–8 μm based on subharmonic generation in GaAs // *Appl. Phys. B*. – 2018. – Vol. 124, № 101.
67. Y. Chen et al. Generation of high beam quality, high-energy and broadband tunable mid-infrared pulse from a KTA optical parametric amplifier // *Opt. Commun.* – 2016. – Vol. 365. – P. 7-13.
68. H. Liang et al. High-energy mid-infrared sub-cycle pulse synthesis from a parametric amplifier // *Nat. Commun.* – 2017. – Vol. 8, № 141.
69. M. Seidel et al. Multi-watt, multi-octave, mid-infrared femtosecond source // *Sci. Adv.* – 2018. – Vol. 4, № 4. – P. eaaq1526.
70. T.P. Butler et al. Multi-octave spanning, Watt-level ultrafast mid-infrared source // *J. Phys.: Photonics*. – 2019. – Vol. 1. – P. 044006.
71. D.V. Kartashov et al. Third- and fifth-harmonic generation by mid-infrared ultrashort pulses: beyond the fifth-order nonlinearity // *Opt. Lett.* – 2012. – Vol. 37, № 12. – P. 2268-2270.
72. D.V. Kartashov et al. White light generation over three octaves by femtosecond filament at 3.9 μm in argon // *Opt. Lett.* – 2012. – Vol. 37, – P. 3456.
73. D. Kartashov et al. Mid-infrared laser filamentation in molecular gases // *Opt. Lett.* – 2013. – Vol. 38, № 16. – P. 3194-3197.
74. V. Shumakova et al. Multi-millijoule few-cycle mid-infrared pulses through nonlinear self-compression in bulk // *Nat. Commun.* – 2016. – Vol. 7, № 12877.
75. A.A. Voronin et al. Free-beam soliton self-compression in air // *J. Opt.* – 2018. – Vol. 20, № 2. – P. 025504.

76. А.М. Желтиков. Да будет белый свет: генерация суперконтинуума сверхкороткими лазерными импульсами // УФН. – 2006. – Т. 176, № 6. – С. 623-649.
77. B. Schenkel, R. Paschotta, U. Keller. Pulse compression with supercontinuum generation in microstructure fibers // J. Opt. Soc. Am. B. – 2005. – Vol. 22, № 3. – P. 687-693.
78. C.R. Petersen et al. Mid-infrared supercontinuum covering the 1.4–13.3 μm molecular fingerprint region using ultra-high NA chalcogenide step-index fibre // Nat. Photonics. – 2014. – Vol. 8. – P. 830-834.
79. U. Elu et al. High average power and single-cycle pulses from a mid-IR optical parametric chirped pulse amplifier // Optica. – 2017. – Vol. 4, № 9. – P. 1024-1029.
80. В.П. Кандидов, С.А. Шленов, О.Г. Косарева. Филаментация мощного фемтосекундного лазерного излучения // Квантовая электроника. – 2009. – Т. 39, № 3. – С. 205-228.
81. N.G. Ivanov et al. Generation of a highly directional supercontinuum in the visible spectrum range // Opt. Commun. – 2017. – Vol. 387. – P. 322-327.
82. Y. Nomura et al. Phase-stable sub-cycle mid-infrared conical emission from filamentation in gases // Opt. Express. – 2012. – Vol. 20, № 22. – P. 24741-24747.
83. I. Dey et al. Highly efficient broadband terahertz generation from ultrashort laser filamentation in liquids // Nat. Commun. – 2017. – Vol. 8, № 1184.
84. T.I. Oh et al. Generation of strong terahertz fields exceeding 8 MV/cm at 1 kHz and real-time beam profiling // Appl. Phys. Lett. – 2014. – Vol. 105, № 4. – P. 041103.
85. D. Kuk et al. Generation of scalable terahertz radiation from cylindrically focused two-color laser pulses in air // Appl. Phys. Lett. – 2016. – Vol. 108, № 12. – P. 121106.
86. M.M. Nazarov et al. Enhancement of THz Generation by Two-Color TW Laser Pulses in a Low-Pressure Gas // J. Infrared, Millimeter, Terahertz Waves. – 2020. – Vol. 41. – P. 1069-1081.

87. B. Zhang et al. 1.4-mJ High Energy Terahertz Radiation from Lithium Niobates // Laser Photonics Rev. – 2021. – Vol. 15, № 3. – P. 2000295.
88. W.R. Huang et al. Highly efficient terahertz pulse generation by optical rectification in stoichiometric and cryo-cooled congruent lithium niobite // J. Mod. Opt. – 2014. – Vol. 62, № 18. – P. 1486-1493.
89. V.Yu. Fedorov, S. Tzortzakis. Extreme THz fields from two-color filamentation of midinfrared laser pulses // Phys. Rev. A. – 2018. – Vol. 97, № 6. – P. 063842.
90. S. Tzortzakis et al. Coherent subterahertz radiation from femtosecond infrared filaments in air // Opt. Lett. – 2002. – Vol. 27, № 21. – P. 1944-1946.
91. Y. Brelet et al. Radiofrequency plasma antenna generated by femtosecond laser filaments in air // Appl. Phys. Lett. – 2012. – Vol. 101, № 26. – P. 264106.
92. A. Englesbe et al. Optimization of microwave emission from laser filamentation with a machine learning algorithm // Appl. Opt. – 2021. – Vol. 60, № 25. – P. G113-G125.
93. A.A. Voronin, A.M. Zheltikov. Anomalous and near-zero group-velocity dispersion in the sub-THz and mm-band atmospheric windows // Opt. Lett. – 2019. – Vol. 44, № 12. – P. 3170-3173.
94. J. Capmany, D. Novak. Microwave photonics combines two worlds // Nat. Photonics. – 2007. – Vol. 1. – P. 319-330.
95. J.-F. Hergott et al. Extreme-ultraviolet high-order harmonic pulses in the microjoule range // Phys. Rev. A. – 2002. – Vol. 66, № 2. – P. 021801.
96. B.W. Shore, P.L. Knight. Enhancement of high optical harmonics by excess-photon ionization // J. Phys. B: At. Mol. Phys. – 1987. – Vol. 20, № 2. – P. 413-423.
97. С.А. Ахманов и др. Генерация гармоник оптического излучения при рассеянии электронов на ионах // Препринт №5 физического факультета МГУ им. М.В. Ломоносова. – 1988. – 5 с.
98. P.B. Corkum. Plasma perspective on strong-field multiphoton ionization // Phys. Rev. Lett. – 1993. – Vol. 71, № 13. – P. 1994-1997.

99. M. Lewenstein et al. Theory of high-harmonic generation by low-frequency laser fields // *Phys. Rev. A.* – 1994. – Vol. 49, № 3. – P. 2117-2132.
100. A. Kosuge et al. Frequency-Resolved Optical Gating of Isolated Attosecond Pulses in the Extreme Ultraviolet // *Phys. Rev. Lett.* – 2006. – Vol. 97, № 26. – P. 263901.
101. T. Popmintchev et al. The attosecond nonlinear optics of bright coherent X-ray generation // *Nat. Photonics.* – 2010. – Vol. 4. – P. 822-832.
102. A.S. Johnson et al. Apparatus for soft x-ray table-top high harmonic generation // *Rev. Sci. Instrum.* – 2018. – Vol. 89, № 8. – P. 083110.
103. M. Hentschel et al. Attosecond metrology // *Nature.* – 2001. – Vol. 414. – P. 509-513.
104. В.В. Стрелков и др. Аттосекундные импульсы: генерация, измерение и применение. Генерация высоких гармоник интенсивного лазерного излучения для получения аттосекундных импульсов // *УФН.* – 2016. – Т. 186, № 5. – С. 449-470.
105. J. Li et al. Attosecond science based on high harmonic generation from gases and solids // *Nat. Commun.* – 2020. – Vol. 11. – P. 2748.
106. K.M. Dorney et al. Bright, single helicity, high harmonics driven by mid-infrared bicircular laser fields // *Opt. Exp.* – 2021. – Vol. 29, № 23. – P. 38119-38128.
107. T. Millack, A. Maquet. Hyper-Raman Lines Produced During High Harmonic Generation // *J. Mod. Opt.* – 1993. – Vol. 40, № 11. – P. 2161-2171.
108. N.L. Wagner et al. Monitoring molecular dynamics using coherent electrons from high harmonic generation // *Proc. Natl. Acad. Sci. U. S. A.* – 2006. – Vol. 103, № 36. – P. 13279-13285.
109. S. Mukamel et al. Multidimensional Attosecond Resonant X-Ray Spectroscopy of Molecules: Lessons from the Optical Regime // *Annu. Rev. Phys. Chem.* – 2013. – Vol. 64. – P. 101-127.
110. K. Bennett et al. Multidimensional resonant nonlinear spectroscopy with coherent broadband x-ray pulses // *Phys. Scr.* – 2016. – Vol. T169. – P. 014002.

111. P.M. Kraus, A. Rupenyan, H.J. Wörner. High-Harmonic Spectroscopy of Oriented OCS Molecules: Emission of Even and Odd Harmonics // *Phys. Rev. Lett.* – 2012. – Vol. 109, № 23. – P. 233903.
112. J. Yao et al. Generation of Raman lasers from nitrogen molecular ions driven by ultraintense laser fields // *New J. Phys.* – 2018. – Vol. 20. – P. 033035.
113. A. Tarasevitch et al. Generation of high-order spatially coherent harmonics from solid targets by femtosecond laser pulses // *Phys. Rev. A.* – 2000. – Vol. 62, № 2. – P. 023816.
114. C. Thaury, F. Quéré. High-order harmonic and attosecond pulse generation on plasma mirrors: basic mechanisms // *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* – 2010. – Vol. 43, № 21. – P. 213001.
115. P. Heissler et al. Toward single attosecond pulses using harmonic emission from solid-density plasmas // *Appl. Phys. B.* – 2010. – Vol. 101. – P. 511-521.
116. F. Quéré et al. Coherent Wake Emission of High-Order Harmonics from Overdense Plasmas // *Phys. Rev. Lett.* – 2006. – Vol. 96, № 12. – P. 125004.
117. C. Thaury et al. Plasma mirrors for ultrahigh-intensity optics // *Nat. Phys.* – 2007. – Vol. 3, – P. 424-429.
118. A. Borot et al. High-harmonic generation from plasma mirrors at kilohertz repetition rate // *Opt. Lett.* – 2011. – Vol. 36, № 8. – P. 1461-1463.
119. F. Quéré et al. Phase Properties of Laser High-Order Harmonics Generated on Plasma Mirrors // *Phys. Rev. Lett.* – 2008. – Vol. 100, № 9. – P. 095004.
120. A. Borot et al. Attosecond control of collective electron motion in plasmas // *Nat. Phys.* – 2012. – Vol. 8. – P. 416-421.
121. A. Tarasevitch et al. Transition to the Relativistic Regime in High Order Harmonic Generation // *Phys. Rev. Lett.* – 2007. – Vol. 98, № 10. – P. 103902.
122. C. Rödel et al. Harmonic Generation from Relativistic Plasma Surfaces in Ultrasteep Plasma Density Gradients // *Phys. Rev. Lett.* – 2012. – Vol. 109, № 12. – P. 125002.

123. S.V. Bulanov, N.M. Naumova, F. Pegoraro. Interaction of an ultrashort, relativistically strong laser pulse with an overdense plasma // *Phys. Plasmas.* – 1994. – Vol. 1, № 3. – P. 745-757.
124. P. Gibbon. Harmonic Generation by Femtosecond Laser-Solid Interaction: A Coherent “Water-Window” Light Source? // *Phys. Rev. Lett.* – 1996. – Vol. 76, № 1. – P. 50-53.
125. G.D. Tsakiris et al. Route to intense single attosecond pulses // *New J. Phys.* – 2006. – Vol. 8. – P. 19.
126. T. Baeva, S. Gordienko, A. Pukhov. Theory of high-order harmonic generation in relativistic laser interaction with overdense plasma // *Phys. Rev. E.* – 2006. – Vol. 74, – P. 046404.
127. B. Dromey et al. Diffraction-limited performance and focusing of high harmonics from relativistic plasmas // *Nat. Phys.* – 2009. – Vol. 5. – P. 146-152.
128. S. Chatziathanasiou et al. Generation of Attosecond Light Pulses from Gas and Solid State Media // *Photonics.* – 2017. – Vol. 4, № 2. – P. 26.
129. S. Kahaly et al. Direct Observation of Density-Gradient Effects in Harmonic Generation from Plasma Mirrors // *Phys. Rev. Lett.* – 2013. – Vol. 110, № 17. – P. 175001.
130. A.M. Zheltikov. Multioctave supercontinua and subcycle lightwave electronics // *J. Opt. Soc. Am. B.* – 2019. – Vol. 36, № 2. – P. A168-A182.
131. A. Englesbe et al. Gas pressure dependence of microwave pulses generated by laser-produced filament plasmas // *Opt. Lett.* – 2018. – Vol. 43, № 20. – P. 4953-4956.
132. R.Y. Chiao, E. Garmire, C.H. Townes. Self-trapping of optical beams // *Phys. Rev. Lett.* – 1964. – Vol. 13, № 15. – P. 479-482.
133. P.G. Wilkinson, K.L. Andrew. Proposed Standard Wavelengths in the Vacuum Ultraviolet. Spectra of Ge, Ne, C, Hg, and N // *J. Opt. Soc. Am.* – 1963. – Vol. 53, № 6. – P. 710-717.

134. K. Burns, K.B. Adams, J. Longwell. Interference Measurements in the Spectra of Neon and Natural Mercury // *J. Opt. Soc. Am.* – 1950. – Vol. 40, № 6. – P. 339-344.
135. С.М. Гладков и др. Кинетика населенности возбужденных ионов в разлетающейся лазерной плазме: сравнение данных КАРС и спонтанного свечения // *Письма в ЖТФ.* – 1989. – Т. 15, № 13. – P. 24-29.
136. A.V. Fedotov et al. Coherent Raman and hyper-Raman spectroscopy of excited and autoionizing states of atoms and ions in laser-produced and electric-discharge plasma // *Il Nuovo Cimento D.* – 1992. – Vol. 14. – P. 1003-1013.
137. D.A. Cremers, L.J. Radziemski. *Handbook of Laser-Induced Breakdown Spectroscopy.* New York: John Wiley, 2006. 302 p.
138. R.W.B. Pearse, A.G. Gaydon. *The identification of molecular spectra.* 4th edition. London: Chapman & Hall LTD, 1976. 407 p.
139. W.J. Jones, B.P. Stoicheff. Inverse Raman Spectra: Induced Absorption at Optical Frequencies // *Phys. Rev. Lett.* – 1964. – Vol. 13, № 22. – P. 657-659.
140. A. Lau. Inverse Raman scattering // *Sov. J. Quantum Electron.* – 1976. – Vol. 6, № 4. – P. 402-409.
141. G. Herzberg. *Molecular Spectra and Molecular Structure. 1. Spectra of Diatomic Molecules.* 2nd ed. New York: D. Van Nostrand Reinhold Company, 1950. 658 p.
142. K.P. Huber, G. Herzberg. *Molecular Spectra and Molecular Structure. 4. Constants of Diatomic Molecules.* New York: Van Nostrand Reinhold Company, 1979. 731 p.
143. K.V. Chance, R.J.D. Spurr. Ring effect studies: Rayleigh scattering, including molecular parameters for rotational Raman scattering, and the Fraunhofer spectrum // *Appl. Opt.* – 1997. – Vol. 36, № 21. – P. 5224-5230.
144. D.A. Long. *The Raman Effect: A Unified Treatment of the Theory of Raman Scattering by Molecules.* Chichester: John Wiley & Sons Ltd, 2002. 640 p.
145. A.G. Gaydon. The band spectrum of NO: the gamma and epsilon systems // *Proc. Phys. Soc.* – 1944. – Vol. 56, № 2. – P. 95-103.

146. A. Owyong. Coherent Raman gain spectroscopy using CW laser sources // *IEEE J. Quantum Electron.* – 1978. – Vol. 14, № 3. – P. 192-203.
147. E.R. Peck, B.N. Khanna. Dispersion of Nitrogen // *J. Opt. Soc. Am.* – 1966. – Vol. 56, № 8. – P. 1059-1063.
148. V. Engel et al. Photodissociation of water in the first absorption band: a prototype for dissociation on a repulsive potential energy surface // *J. Phys. Chem.* – 1992. – Vol. 96, № 8. – P. 3201-3213.
149. C.G. Parigger, G. Guan, J.O. Hornkohl. Measurement and analysis of OH emission spectra following laser-induced optical breakdown in air // *Appl. Opt.* – 2003. – Vol. 42, № 30. – P. 5986-5991.
150. Y. Wang, A. Jain, W. Kulatilaka. Hydroxyl radical planar imaging in flames using femtosecond laser pulses // *Appl. Phys. B.* – 2019. – Vol. 125. – P. 90.
151. J.J. Hopfield. The Absorption Spectrum of Water Vapor between 900 and 2000 Angstroms // *Phys. Rev.* – 1950. – Vol. 77, № 4. – P. 560-561.
152. R. Mota. Water VUV electronic state spectroscopy by synchrotron radiation // *Chem. Phys. Lett.* – 2005. – Vol. 416, № 1-3. – P. 152-159.
153. A. Couairon, A. Mysyrowicz. Femtosecond filamentation in transparent media // *Phys. Rep.* – 2007. – Vol. 441, № 2-4. – P. 47-189.
154. L. Bergé et al. Ultrashort filaments of light in weakly ionized, optically transparent media // *Rep. Prog. Phys.* – 2007. – Vol. 70, № 10. – P. 1633-1713.
155. J. Itatani et al. Tomographic imaging of molecular orbitals // *Nature.* – 2004. – Vol. 432. – P. 867-871.
156. W. Persson. The Spectrum of Singly Ionized Neon, Ne II // *Phys. Scr.* – 1971. – Vol. 3, № 3-4. – P. 133-155.
157. E.B. Saloman, C.J. Sansonetti. Wavelengths, Energy Level Classifications, and Energy Levels for the Spectrum of Neutral Neon // *J. Phys. Chem. Ref. Data.* – 2004. – Vol. 33, № 4. – P. 1113-1158.
158. G.W.F. Drake, W.C. Martin. Ionization energies and quantum electrodynamic effects in the lower 1sns and 1snp levels of neutral helium (4He I) // *Can. J. Phys.* – 1998. – Vol. 76, – P. 679-698.

159. N. Beier et al. Relativistic short-pulse high harmonic generation at 1.3 and 2.1 μm wavelengths // *New J. Phys.* – 2019. – Vol. 21. – P. 043052.
160. M.R. Edwards, J.M. Mikhailova. The X-Ray Emission Effectiveness of Plasma Mirrors: Reexamining Power-Law Scaling for Relativistic High-Order Harmonic Generation // *Sci. Rep.* – 2020. – Vol. 10, № 5154.
161. S. Bhadoria et al. Mapping the power-law decay of high-harmonic spectra from few-cycle laser–solid interactions // *Phys. Plasmas.* – 2022. – Vol. 29, № 9. – P. 093109.
162. F. Quéré et al. High-order harmonic generation using plasma mirrors // *Plasma Phys. Controlled Fusion.* – 2008. – Vol. 50, № 12. – P. 124007.
163. F. Dollar et al. Scaling High-Order Harmonic Generation from Laser-Solid Interactions to Ultrahigh Intensity // *Phys. Rev. Lett.* – 2013. – Vol. 110, № 17. – P. 175002.
164. J. Valdmanis, G. Mourou. Subpicosecond electrooptic sampling: Principles and applications // *IEEE J. Quantum Electron.* – 1986. – Vol. 22, № 1. – P. 69-78.
165. A. Nahata, A.S. Weling, T.F. Heinz. A wideband coherent terahertz spectroscopy system using optical rectification and electro-optic sampling // *Appl. Phys. Lett.* – 1996. – Vol. 69, № 16. – P. 2321-2323.
166. K.Y. Kim et al. Coherent control of terahertz supercontinuum generation in ultrafast laser–gas interactions // *Nat. Photonics.* – 2008. – Vol. 2. – P. 605-609.
167. I. Babushkin et al. Ultrafast Spatiotemporal Dynamics of Terahertz Generation by Ionizing Two-Color Femtosecond Pulses in Gases // *Phys. Rev. Lett.* – 2010. – Vol. 105, № 5. – P. 053903.
168. И. Франк, И. Тамм. Когерентное излучение быстрого электрона в среде // *Докл. АН СССР.* – 1937. – Т. 14, № 3. – С. 107.
169. I. Tamm. Radiation emitted by uniformly moving electrons // *J. Phys. USSR.* – 1939. – Vol. 1. – P. 439-454.
170. A.M. Zheltikov. Laser filaments as pulsed antennas // *Opt. Lett.* – 2021. – Vol. 46, № 19. – P. 4984-4987.

171. A.M. Zheltikov. Bremsstrahlung, transition, and Cherenkov radiation by laser filaments // *Phys. Rev. A.* – 2021. – Vol. 104, № 4. – P. 043509.
172. P. Sprangle et al. Ultrashort laser pulses and electromagnetic pulse generation in air and on dielectric surfaces // *Phys. Rev. E.* – 2004. – Vol. 69, № 6. – P. 066415.
173. C. D’Amico et al. Conical forward THz emission from femtosecond-laser-beam filamentation in air // *Phys. Rev. Lett.* – 2007. – Vol. 98, № 23. – P. 235002.
174. C. D’Amico et al. Forward THz radiation emission by femtosecond filamentation in gases: theory and experiment // *New J. Phys.* – 2007. – Vol. 10. – P. 013015.
175. J.D. Jackson. *Classical Electrodynamics*. 3rd ed. New York: Wiley, 1998. 656 p.
176. G.S. Smith. On the interpretation for radiation from simple current distributions // *IEEE Antennas Propagation Magazine.* – 1998. – Vol. 40, № 4. – P. 39-44.
177. J.D. Lawson. Cherenkov Radiation, “Physical” and “Unphysical,” and its Relation to Radiation from an Accelerated Electron // *Am. J. Phys.* – 1965. – Vol. 33, № 12. – P. 1002-1005.
178. O. Heaviside. *Electromagnetic Theory*. London: “The Electrician” Printing and Publishing Company, 1894-1912.