

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Институт общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии
наук

На правах рукописи



Ушаков Александр Александрович

**ЧАСТОТНО-УГЛОВЫЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ТЕРАГЕРЦЕВОГО
ИЗЛУЧЕНИЯ ИЗ ПЛАЗМЫ ПРИ ФОКУСИРОВКЕ
ФЕМТОСЕКУНДНОГО ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ВОЗДУХЕ И
ПОЛУЧЕНИЕ ТЕРАГЕРЦЕВЫХ ИЗОБРАЖЕНИЙ ФАЗОВЫХ
ОБЪЕКТОВ**

01.04.21 - Лазерная физика

Диссертация на соискание ученой
степени кандидата физико-
математических наук

Научный руководитель
д.ф.-м.н., профессор
Савельев-Трофимов А.Б.

Научный консультант
к.ф.-м.н.
Букин Владимир Валентинович

Москва — 2019 г.

СОДЕРЖАНИЕ

ВВЕДЕНИЕ.....	4
ЦЕЛИ И ЗАДАЧИ ДИССЕРТАЦИОННОЙ РАБОТЫ	7
НАУЧНАЯ НОВИЗНА РАБОТЫ.....	7
ПРАКТИЧЕСКАЯ ЦЕННОСТЬ РАБОТЫ.....	7
АПРОБАЦИЯ РЕЗУЛЬТАТОВ РАБОТЫ	9
ЛИЧНЫЙ ВКЛАД АВТОРА.....	10
ЗАЩИЩАЕМЫЕ ПОЛОЖЕНИЯ	10
ПУБЛИКАЦИИ АВТОРА ПО ТЕМЕ ДИССЕРТАЦИИ	11
ГЛАВА 1. ОБЗОР ЛИТЕРАТУРЫ	15
Глава 1.1 Генерация терагерцевого излучения в лазерно-индуцированной плазме.....	15
1.1.1 Введение.	15
1.1.2 Способы получения терагерцевого излучения в лазерной плазме в газовых средах.	21
1.1.3 Пространственное распределение терагерцевого излучения из лазерной плазмы.	40
1.1.4 Генерация терагерцевого излучения из индуцированной двухчастотными фемтосекундными лазерными импульсами плазмы в направлении, противоположном распространению излучения накачки.....	42
Глава 1.2 Построение изображений в терагерцевом диапазоне частот	43
1.2.1. Способы детектирования терагерцевого излучения	43
1.2.2 Методы построения изображений в терагерцевом диапазоне частот.	49
ГЛАВА 2. ИССЛЕДОВАНИЕ УГЛОВОГО И ЧАСТОТНО-УГЛОВОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ТЕРАГЕРЦЕВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ИЗ ПЛАЗМЫ, СОЗДАВАЕМОЙ ПРИ РАЗЛИЧНОЙ ФОКУСИРОВКЕ ДВУХЧАСТОТНЫХ ФЕМТОСЕКУНДНЫХ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ.....	55
Глава 2.1. Экспериментальные установки и обработка результатов.	55
Глава 2.2. Модель однонаправленного уравнения распространения.....	60
Глава 2.3. Результаты.	61
Выводы по главе 2.	69

ГЛАВА 3. ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕРАГЕРЦЕВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ИЗ ПЛАЗМЫ, СОЗДАВАЕМОЙ ПРИ ФОКУСИРОВКЕ ДВУХЧАСТОТНОГО ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ, В НАПРАВЛЕНИИ, ОБРАТНОМ РАСПРОСТРАНЕНИЮ ОПТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ.....	71
Глава 3.1. Экспериментальное обнаружение генерации терагерцевого излучения из плазмы, создаваемой при фокусировке двухчастотного лазерного излучения в направлении обратном распространению излучению накачки.....	71
Глава 3.2. Исследование характеристик обратного терагерцевого излучения из плазмы, создаваемой при фокусировке двухчастотного лазерного излучения в воздухе.....	76
Выводы по главе 3.	86
ГЛАВА 4. РАЗРАБОТКА НОВЫХ МЕТОДОВ ШИРОКОПОЛОСНОГО ПОСТРОЕНИЯ ИЗОБРАЖЕНИЙ В ТГц ОБЛАСТИ ЧАСТОТ С ПРИМЕНЕНИЕМ ТЕХНИКИ ДЕТЕКТИРОВАНИЯ С ВРЕМЕННЫМ РАЗРЕШЕНИЕМ БЕЗ ПРОСТРАНСТВЕННОГО СКАНИРОВАНИЯ	88
Глава 4.1. Сравнительный анализ экспериментальных схем двухмерной пространственно-временной визуализации поля импульсного терагерцевого излучения с применением электрооптического кристалла.	88
Глава 4.1.1. Схема «теневого» измерения ТГц поля	88
Глава 4.1.2. Схема измерения ТГц поля методом интерферометрии	91
Глава 4.1.3. Результаты.....	94
Глава 4.2. Широкополосная двухмерная терагерцевая визуализация: сравнительный анализ времяпролетной, кросс-корреляционной и с помощью Фурье-анализа обработки данных.....	98
Глава 4.2.1. Описание методик обработки результатов для двухмерной визуализации.	98
Глава 4.2.2. Обсуждение результатов.....	101
Выводы по главе 4.	107
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	109
СПИСОК ИСПОЛЬЗУЕМЫХ СОКРАЩЕНИЙ.....	111
БЛАГОДАРНОСТИ.....	112
ЛИТЕРАТУРА.....	113

ВВЕДЕНИЕ

Под терагерцевым (ТГц) понимают электромагнитное излучение в диапазоне частот 0.1 – 10 ТГц (или в диапазоне длин волн 3 мм – 30 мкм), которое располагается между СВЧ и инфракрасным диапазонами спектра [1]. В последнее время вопросы генерации и регистрации терагерцевого (ТГц) излучения привлекают все больший интерес в связи с развитием различного рода приложений [2–4]. К настоящему времени существует большое число способов генерации терагерцевого излучения. Обычно выделяют несколько основных методов получения терагерцевого излучения: при помощи устройств радиоэлектроники [5–7], квантово-каскадных лазеров [8,9] и оптических методов [10]. Оптические методы получения терагерцевого излучения можно разделить на несколько типов: генерация ТГц излучения как результат образования разностной частоты в при распространении фемтосекундных импульсов в нелинейных средах [11–13], в фотопроводящих антеннах [14–16], при воздействии лазерного излучения на поверхности металлов (с образованием плазмонных волн) [17–19] и полупроводников (вследствие эффекта Дембера, ускорения поверхностным полем с искривлением энергетических зон и др.) [20], на жидкости (с генерацией суперконтинуума и формированием разностной частоты в результате нелинейного взаимодействия различных спектральных компонент) [21,22], а также на газовые среды с формированием плазмы (генерация описывается с помощью отклика на нелинейности третьего порядка либо вследствие формирования нестационарных фототоков) [23]. Нестационарная лазерно-индуцированная плазма представляет интерес с точки зрения генерации не только терагерцевого излучения [24,25], но и другого вторичного излучения: широкополосного оптического вследствие генерации суперконтинуума [25–27], ультрафиолетового [28,29] и рентгеновского [24,29] вследствие генерации гармоник высоких порядков. Однако, с точки зрения генерации именно терагерцевого излучения лазерно-плазменные источники вызывают интерес по

трем основным причинам. Во-первых, газовые среды являются самовосстанавливающимися и позволяют использовать лазерное излучение высокой интенсивности. Во-вторых, из-за отсутствия фонных линий поглощения в таких источниках может быть получено излучение с ультрашироким спектром в диапазоне от 0.1 до 200 ТГц [30]. В-третьих, для задач удаленной диагностики возможно создание источника путем фокусировки лазерного излучения непосредственно перед исследуемым объектом, во избежание поглощения терагерцевого излучения в водяных парах при распространении в воздухе. Интерес на данный момент представляет решение вопроса о возможности генерации интенсивного терагерцевого излучения с узкой диаграммой направленности и широким спектром в заданной точке пространства.

На настоящий момент терагерцевые технологии активно применяются в различных областях науки и техники [1,31,32]. Разрабатываются различные методы получения терагерцевых изображений, в том числе, скрытых объектов, для систем безопасности [33,34]. Существенный интерес при этом представляют изображения фазовых, непоглощающих объектов.

В связи с созданием большого разнообразия прозрачных материалов в терагерцевом диапазоне частот возникает необходимость их визуализации именно в этом диапазоне ввиду низкой энергии кванта и, следовательно, неразрушающего воздействия на материал, что не всегда доступно общепринятыми методами, основанными на измерении поглощения излучения в объектах.

Первая экспериментальная работа по генерации терагерцевого излучения из лазерно-индуцированной плазмы была опубликована в 1993 году [24], а начиная с 2006 года [35], проводится активное исследование диаграммы направленности терагерцевого излучения из лазерной плазмы, формируемой при фокусировке двухчастотного лазерного излучения (под двухчастотным

здесь и в дальнейшем мы будем подразумевать излучение, содержащее компоненты на основной длине волны генерации лазера и его второй гармоники), с целью создания направленного источника широкополосного ТГц излучения с унимодальным частотно-угловым спектром. Однако, на настоящий момент данный вопрос не является полностью решенным, а изменение частотно-угловых распределений от режима фокусировки в низкочастотной области ТГц спектра (0,1-3 ТГц), используемой в большинстве задач по спектральному анализу, вообще практически не исследована. Кроме того, хотя в ряде теоретических работ [36,37] и сообщается о возможности существования части ТГц эмиссии, излучаемой из плазмы в направлении, противоположном распространению двухчастотной накачки, экспериментально данный факт зарегистрирован не был, хотя он может предоставить информацию не только о свойствах плазмы, но и позволить неинвазивно контролировать параметры ТГц излучения, распространяющегося в прямом направлении.

Первая работа по построению изображений в терагерцевом диапазоне частот была опубликована в 1995 году [38], однако, по настоящий момент активно ведутся исследования различных способов построения изображений в ТГц диапазоне частот. Большинство из работ направлено на увеличение скорости визуализации и достижения высокого контраста получаемых изображений [39–41], в то время как сравнительно немного работ нацелено на исследование объектов со слабым поглощением и разработкой методов визуализации таких объектов. Автор диссертации опубликовал первую экспериментальную работу по генерации ТГц излучения в лазерной плазме в 2012 году, и впоследствии работал в сотрудничестве с экспериментальными группами проф. С.В. Гарнова (ИОФ РАН), проф. М. Kuwata-Gonokami (University of Tokyo, Токио, Япония), проф. Т. Ozaki (INRS-EMT, Квебек, Канада), проф. А.П. Шкуринова (МГУ имени М.В. Ломоносова), д.ф.-м.н. М.Б. Аграната (ОИВТ РАН), а также с теоретической группой проф. О.Г. Косаревой (МГУ имени М.В. Ломоносова). Большая часть

экспериментальной работы выполнена на передовом оборудовании в лаборатории лазерной спектроскопии ИОФ РАН и в лаборатории проф. М. Kuwata-Gonokami в Токийском университете. Таким образом, экспериментальные исследования автора диссертации являются актуальными и соответствуют новейшим мировым достижениям, предоставляя возможность использовать их для решения различных прикладных и фундаментальных задач по генерации и регистрации ТГц излучения.

ЦЕЛИ И ЗАДАЧИ ДИССЕРТАЦИОННОЙ РАБОТЫ

Цель работы состоит в экспериментальном исследовании диаграммы направленности терагерцевого излучения из индуцированной двухчастотными лазерными импульсами плазмы, а также в разработке новых методов построения изображений фазовых объектов в терагерцевом диапазоне частот. Для ее решения были поставлены и выполнены следующие **задачи**:

1. Исследование угловых и частотно-угловых распределений терагерцевого излучения из плазмы, создаваемой при различной фокусировке в воздух двухчастотных фемтосекундных лазерных импульсов.
2. Исследование энергетических и спектральных характеристик терагерцевого излучения, регистрируемого в обратном направлении относительно направления распространения излучения двухчастотной накачки.
3. Разработка новых методов построения изображений в терагерцевой области частот без пространственного сканирования с применением импульсных широкополосных источников и техники детектирования с временным разрешением и их применение к фазовым объектам.

НАУЧНАЯ НОВИЗНА РАБОТЫ

1. Впервые экспериментально обнаружено смещение кольцевой структуры в области спектра 0.5–2 ТГц в частотно-угловом распределении терагерцевого излучения из плазмы, создаваемой при фокусировке

двухчастотного лазерного излучения длительностью 35–150 фс в воздух при атмосферном давлении и изменении числовой апертуры от 0.2 до 0.02.

2. Впервые экспериментально зарегистрировано и исследовано терагерцевое излучение из плазмы, создаваемой при фокусировке с числовой апертурой 0.07-0.28 двухчастотного лазерного излучения длительностью 35–40 фс, энергией 1.2–2.8 мДж, распространяющееся в направлении, противоположном направлению распространения излучения двухчастотной накачки.
3. Впервые предложена и реализована схема по визуализации фазовых объектов в терагерцевой области частот в просвечивающей геометрии с применением широкоапертурного детектирующего кристалла.
4. Впервые предложена и реализована методика визуализации фазовых объектов в терагерцевой области частот по положению максимума кросс-корреляционной функции временных форм терагерцевого излучения, прошедшего через исследуемый объект и в его отсутствие.

ПРАКТИЧЕСКАЯ ЦЕННОСТЬ РАБОТЫ

Полученные в работе результаты могут быть использованы для:

1. управления диаграммой направленности терагерцевого излучения, создаваемого при фокусировке двухчастотного лазерного излучения в воздух при атмосферном давлении, для реализации наиболее оптимального частотно-углового спектра выходного терагерцевого излучения;
2. мониторинга в режиме реального времени параметров терагерцевого излучения, распространяющегося в прямом направлении из индуцированной двухчастотными фемтосекундными лазерными импульсами плазмы относительно направления распространения излучения накачки по параметрам обратного терагерцевого излучения;
3. применения в системах безопасности, контроля и спектроскопии для построения изображений различных объектов в терагерцевой области частот, в том числе прозрачных в указанном диапазоне.

АПРОБАЦИЯ РЕЗУЛЬТАТОВ РАБОТЫ

Основные результаты, изложенные в работе, опубликованы в 25 научных работах, из них 6 статей, включенные в перечень рецензируемых научных изданий ВАК.

Результаты работы были доложены на следующих конференциях: XXII Международная конференция студентов, аспирантов и молодых учёных «Ломоносов-2015» (Москва, Россия, 2015); IX Всероссийская школа для студентов, аспирантов, молодых ученых и специалистов по лазерной физике и лазерным технологиям (Саров, Россия, 2015); конференция молодых ученых ИОФ РАН 2015 (Москва, Россия, 2015); XV Всероссийская школа-семинар "Физика и применение микроволн" имени профессора А.П. Сухорукова ("Волны-2015") (Москва – д. Красновидово, Россия, 2015); X Всероссийская школа по лазерной физике и лазерным технологиям для студентов, аспирантов, молодых ученых и специалистов (Саров, Россия, 2016); 17я международная конференция «Оптика лазеров – 2016» (С.-Петербург, Россия, 2016); The International Conference on Coherent and Nonlinear Optics (ICONO 2016) / The Lasers, Applications, and Technologies Conference (LAT 2016) (Минск, Беларусь, 2016); XIV Курчатовская междисциплинарная молодежная научная школа (Москва, Россия, 2016); XI всероссийская школа для студентов, аспирантов, молодых ученых и специалистов по лазерной физике и лазерным технологиям (Саров, Россия, 2017); 26th Laser Physics Workshop (Казань, Россия, 2017); 10th International Workshop "Strong Microwaves and Terahertz Waves: Sources and Applications" (Нижний Новгород - Москва, Россия, 2017); X Международная конференция молодых ученых и специалистов "Оптика-2017" (Санкт-Петербург, Россия, 2017); IS-PALD 2017: International Symposium on Physics and Applications of Laser Dynamics (Париж, Франция, 2017); IV Международная конференция Лазерные, плазменные исследования и технологии (ЛаПлаз 2018) (Москва, Россия, 2018); XVIII Научная школа "Нелинейные волны - 2018" (Нижний Новгород, Россия, 2018); The Third STEPS Symposium on Photon

Science (Москва, Россия, 2018), 18 Международная конференция «Оптика Лазеров – 2018» (С.-Петербург, Россия, 2018), 34 Международная конференции по Инфракрасным, Миллиметровым и Терагерцевым волнам «IRMMW-THz-2018» (Нагойя, Япония), 26 Международная конференция по передовым лазерным технологиям «ALT-2018» (Таррагона, Испания), Школа конференция молодых ученых «Прохоровские недели» (Москва, Россия), 3-я Международная конференция Терагерцевое и Микроволновое излучение: Генерация, Детектирование и Применения «TERA-2018» (Н. Новгород, Россия), а также на семинарах института общей физики им. А.М. Прохорова РАН и кафедры общей физики и волновых процессов физического факультета и МЛЦ МГУ имени М.В. Ломоносова.

ЛИЧНЫЙ ВКЛАД АВТОРА

Автор диссертационной работы активно участвовал в постановке задач; определении способов их решения; проведении экспериментов; обработке, анализе и интерпретации полученных данных; написании работ и апробации материала. Все представленные в работе экспериментальные результаты получены соискателем лично, либо в соавторстве при его непосредственном участии. Результаты численных расчетов, приводимые в диссертации, получены В.А. Андреевой, Д.Е. Шипило, Н.А. Пановым и О.Г. Косаревой.

ЗАЩИЩАЕМЫЕ ПОЛОЖЕНИЯ

1. Широкое унимодальное распределение, доминирующее в частотно-угловом спектре терагерцевого излучения при фокусировке двухчастотного фемтосекундного лазерного излучения длительностью 35–150 фс и энергией ~3 мДж в воздух при числовой апертуре 0.2, с уменьшением этой величины до 0.02 модифицируется в кольцевую структуру в области частот от 0.5 до 2 ТГц.
2. Диаграмма направленности терагерцевого излучения из плазмы, создаваемой двухчастотным фемтосекундным лазерным излучением

длительностью 35–40 фс при фокусировке в воздух параболическими зеркалами с числовыми апертурами 0.07–0.28 имеет компоненту, направленную противоположно распространению оптической накачки со спектром, смещенным в область частот 0.1 - 1.5 ТГц. Энергия этой компоненты в диапазоне углов $160 - 144^\circ$ составляет не менее 5% от энергии ТГц-излучения, распространяющегося в диапазоне углов $0 - 22^\circ$, где 0° соответствует направлению оптической оси.

3. Кросс-корреляционный анализ временных форм широкополосных ТГц-импульсов, измеренных в отсутствие исследуемого объекта и при его наличии с применением техники электрооптического детектирования, позволяет получать изображения фазовых объектов без пространственного сканирования с пространственным разрешением порядка дифракционного предела (≈ 300 мкм).

ПУБЛИКАЦИИ АВТОРА ПО ТЕМЕ ДИССЕРТАЦИИ

Статьи, включенные в перечень рецензируемых научных изданий ВАК:

[1] **Ushakov A.A.**, Chizhov P.A., Bukin V.V., Savel'ev A.B., Garnov S.V. Broadband in-line terahertz 2D imaging: comparative study with time-of-flight, cross-correlation and Fourier transform data processing // Journal of the Optical Society of America B: Optical Physics – 2018. – Vol. 116, № 5. – P. 1159-1164.

[2] **Ушаков А.А.**, Чижов П.А., Букин В.В., Гарнов С.В., Савельев А.Б. Сравнительный анализ методик двумерной пространственно-временной визуализации поля импульсного терагерцевого излучения с применением электрооптического кристалла // Квантовая электроника – 2018. – Т. 48, № 5. – С. 487-490.

[3] **Ushakov A.A.**, Chizhov P.A., Andreeva V.A., Panov N.A., Shipilo D.E., Matoba M., Nemoto N., Kanda N., Konishi K., Bukin V.V., Kuwata-Gonokami M., Kosareva O.G., Garnov S.V., Savel'ev A.B. Ring and unimodal angular-frequency distribution of THz emission from two-color femtosecond plasma spark // Optics Express – 2018. – Vol. 26, № 14. – P. 8202-18213.

[4] **Ushakov A.A.**, Matoba M., Nemoto N., Kanda N., Konishi K., Andreeva V.A., Panov N.A., Shipilo D.E., Chizhov P.A., Bukin V.V., Kuwata-

Gonokami M., Yumoto J., Kosareva O.G., Garnov S.V., Savel'ev A.B. Backward terahertz radiation from the two-color femtosecond laser filament // JETP Letters – 2017. - Vol. 106, № 11. – P. 706-708.

[5] **Ushakov A.A.**, Chizhov P.A., Bukin V.V., Savel'ev A.B., Garnov S.V. Broadband terahertz in-line phase contrast imaging // Journal of Applied Spectroscopy – 2016. - Vol. 83, № 6-16. – P. 729-730.

[6] Чижов П.А., **Ушаков А.А.**, Букин В.В., Гарнов С.В. Измерение методом интерферометрии пространственно-временного распределения поля терагерцевых импульсов в электрооптическом кристалле // Квантовая электроника – 2015. - Т. 45, № 5. – С. 434-436.

В других изданиях:

[7] **Ushakov A.A.**, Chizhov P.A., Bukin V.V., Panov N.A., Shipilo D.E., Kosareva O.G., Savel'ev A.B., Garnov S.V. Backward terahertz emission from two-color laser induced plasma spark // EPJ Web of Conferences – 2018. – Vol. 195. – P. 03003.

[8] Chizhov P.A., **Ushakov A.A.**, Andreeva V.A., Panov N.A., Shipilo D.E., Matoba M., Nemoto N., Kanda N., Konishi K., Bukin V.V., Kuwata-Gonokami M., Yumoto J., Kosareva O.G., Garnov S.V., Savel'ev A.B. Two-color plasma THz far-field angular distribution conversion by focal length variation // IEEE 2018 International Conference Laser Optics (ICLO) – 2018. – P. 238.

[9] **Ushakov A.A.**, Matoba M., Nemoto N., Kanda N., Konishi K., Andreeva V.A., Panov N.A., Shipilo D.E., Chizhov P.A., Bukin V.V., Kuwata-Gonokami M., Yumoto J., Kosareva O.G., Garnov S.V., Savel'ev A.B. 3D terahertz beam profiling from two color laser induced plasma with different focusing // EPJ Web of Conferences – 2017. – Vol. 149. – P. 05011-1-05011-2.

[10] Chizhov P.A., **Ushakov A.A.**, Bukin V.V., Panov N.A., Shipilo D.E., Kosareva O.G., Savel'ev A.B., Garnov S.V. Two-color Femtosecond Plasma Backward Terahertz Emission // 43rd International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves (IRMMW-THz) – 2018. – P. 1-2.

[11] **Ushakov A.A.**, Chizhov P.A., Bukin V.V., Savel'ev A.B., Garnov S.V. Broadband in-line 2D imaging with different data processing // 26th International conference on Advanced Laser Technologies (ALT-18) – 2018. – P. 163.

[12] **Ушаков А.А.**, Чижов П.А., Букин В.В., Шипило Д.Е., Савельев-Трофимов А.Б., Гарнов С.В. Визуализация объектов в терагерцевом диапазоне частот комплексом взаимодополняющих методик // XI Всероссийская школа для студентов, аспирантов, молодых ученых и специалистов по лазерной физике и лазерным технологиям – 2018. – С. 176-178.

[13] Чижов П.А., Лапчик Д.Д., **Ушаков А.А.**, Букин В.В., Гарнов С.В., Савельев-Трофимов А.Б. Влияние режима фокусировки на угловое распределение энергии терагерцевого излучения из плазмы, создаваемой при оптическом пробое двухцветными фемтосекундными лазерными импульсами // XI Всероссийская школа для студентов, аспирантов, молодых ученых и специалистов по лазерной физике и лазерным технологиям – 2018. – С. 199-202.

[14] Чижов П.А., **Ушаков А.А.**, Букин В.А., Андреева В.В., Шипило Д.Е., Панов Н.А., Косарева О.Г., Гарнов С.В., Савельев-Трофимов А.Б. Исследование особенностей углового и частотно-углового распределения терагерцевого излучения из плазмы, возникающей при фокусировке двухчастотных фемтосекундных лазерных импульсов // XI Всероссийская школа для студентов, аспирантов, молодых ученых и специалистов по лазерной физике и лазерным технологиям – 2018. – С. 166-169.

[15] **Ушаков А.А.**, Матоба М., Немото Н., Канда Н., Кониши К., Чижов П.А., Панов Н.А., Шипило Д.Е., Букин В.В., Кувата-Гоноками М., Юмото Дж, Косарева О.Г., Гарнов С.В., Гарнов С.В., Савельев А.Б. Обратное терагерцевое излучение из двухчастотного лазерно-индуцированного филамента // XVII научная школа «Нелинейные волны – 2018» - 2018. – С. 193-194.

[16] **Ушаков А.А.**, Чижов П.А., Букин В.В. Широкополосная широкоапертурная двумерная визуализация объектов в терагерцевой области частот с применением различной обработки данных // Школа-конференция молодых ученых "Прохоровские недели – 2018. – С. 39-41.

[17] Chizhov P.A., **Ushakov A.A.**, Shipilo D.E., Andreeva V.A., Panov N.A., Lapchik D.D., Bukin V.V., Kosareva O.G., Garnov S.V., Savel'ev A.B. The Study of Focal Length Influence on Two-Color Plasma THz Source Far-Field Angular Distribution // 26th International Laser Physics Workshop - 2017.

[18] Chizhov P.A., **Ushakov A.A.**, Shipilo D.E., Andreeva V.A., Panov N.A., Lapchik D.D., Bukin V.V., Kosareva O.G., Garnov S.V., Savel'ev A.B. The study of focal length influence on two-color plasma THz source far-field angular and

frequency-angular distribution // 7th IS-PALD International Symposium Physics and Applications of Laser Dynamics – 2017. – P. 122-123.

[19] **Ушаков А.А.**, Чижов П.А., Шипило Д.Е., Андреева В.А., Панов Н.А., Букин В.В., Косарева О.Г., Гарнов С.В., Савельев-Трофимов А.Б. Исследование углового и частотно-углового распределения терагерцевого излучения из плазмы, возникающей при различной фокусировке двухчастотных фемтосекундных лазерных импульсов // Международная конференция «Оптика – 2017» - 2017. – С. 173-175.

[20] **Ushakov A.A.**, Chizhov P.A., Volkov R.V., Bukin V.V., Garnov S.V., Savel'ev A.B. Optimization of the laser plasma source of terahertz radiation and interferometric study of its spatio-temporal field distribution // 2016 International Conference Laser Optics, IEEE Xplore - 2016.

[21] **Ушаков А.А.**, Чижов П.А., Букин В.В., Савельев-Трофимов А.Б., Гарнов С.В. Система построения фазово-контрастного изображения в терагерцевом диапазоне частот // X всероссийская школа для студентов, аспирантов, молодых ученых и специалистов по лазерной физике и лазерным технологиям - 2016.

[22] **Ушаков А.А.**, Чижов П.А., Букин В.В., Савельев А.Б., Гарнов С.В. Широкоапертурная система построения фазово-контрастного изображения в терагерцевом диапазоне частот // 14-й Курчатовская междисциплинарная молодежная научная школа – 2016. – P. 207.

[23] **Ушаков А.А.**, Чижов П.А., Букин В.В., Гарнов С.В., Савельев-Трофимов А.Б. Метод интерферометрии для диагностики терагерцевого излучения // IX всероссийская школа для студентов, аспирантов, молодых ученых и специалистов по лазерной физике и лазерным технологиям - 2015.

[24] **Ушаков А.А.**, Чижов П.А., Букин В.В. Применение метода интерферометрии для диагностики терагерцевого излучения // Конференция «Ломоносов – 2015» - 2015.

[25] **Ушаков А.А.**, Чижов П.А., Букин В.В., Гарнов С.В. Стенд для измерения пространственного распределения напряженности электрического поля терагерцевых импульсов методом интерферометрии // Школа-семинар «Волны-2015» - 2015. – С. 47-48.

ГЛАВА 1. ОБЗОР ЛИТЕРАТУРЫ

Глава 1.1 Генерация терагерцевого излучения в лазерно-индуцированной плазме.

1.1.1 Введение.

Под терагерцевым понимают электромагнитное излучение в диапазоне частот 0.1 – 10 ТГц (или в диапазоне длин волн 3 мм – 30 мкм), которое располагается между СВЧ и инфракрасным излучением [1] (более подробно указано на Рис. 1.1). Данный диапазон еще иногда называют субмиллиметровым или дальним ИК.

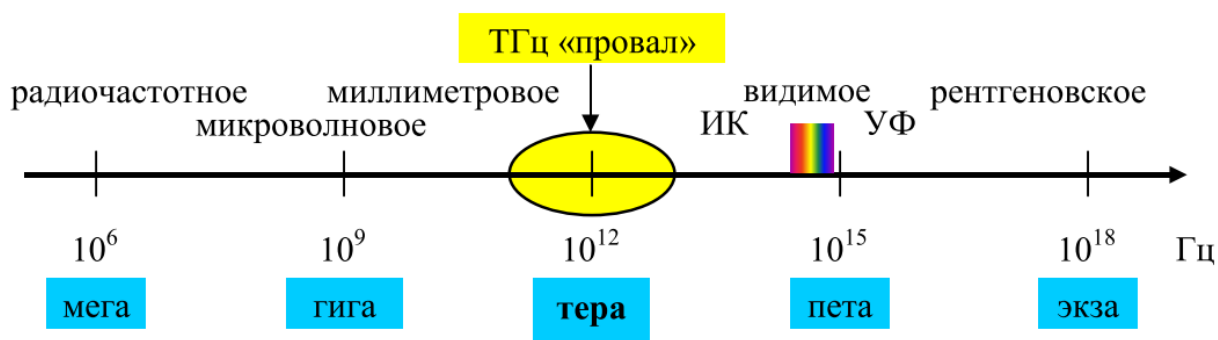


Рис. 1.1 Шкала электромагнитных волн [42]

Интерес к изучению данного диапазона частот возникает в связи с развитием различного рода приложений в последнее время [2–4]. С одной стороны излучение данного диапазона имеет достаточно малую энергию кванта (порядка единиц мэВ), что позволяет осуществлять диагностику большого набора материалов без их повреждения и ионизации, в отличие, например, от рентгеновского излучения [38]. С другой стороны большое количество веществ имеет выделенные вращательные моды в данном диапазоне частот, что позволяет обнаруживать их по спектрам поглощения на ТГц частотах – так называемым «отпечаткам пальцев» [33]. Кроме того, временная форма терагерцевого излучения может быть напрямую измерена [14,43], позволяя

определять не только поглощение, но и сдвиг фазы у излучения, пропускаемого через образец. Данные свойства используются для задач спектроскопии с временным разрешением [4,44] и построении изображений [33]. Кроме того, излучение данного диапазона имеет сравнительно большую длину волны, что приводит к слабому рассеянию, но при этом типичная величина пространственного разрешения составляет единицы миллиметров, что вполне подходит для ряда задач визуализации, а при использовании методик регистрации в ближней зоне, пространственное разрешение может быть уменьшено на порядки [45,46]. В связи с развитием высокоинтенсивных источников ТГц излучения появляется интерес для новых фундаментальных и прикладных задач [47–58], основанных на нелинейном взаимодействии ТГц излучения с различными средами [59,60]. Вследствие того, что по сравнению с СВЧ излучением ТГц располагается в высокочастотной области спектра, то оно может быть применено для задач передачи информации с высокой скоростью [61]. На настоящий момент ТГц технологии активно развиваются и применяются в медицинских исследованиях [31], информационной сфере [32], системах безопасности [33,34] и различных других областях.

Однако до начала 90х годов XX века практически не существовало эффективных источников в терагерцевом диапазоне частот. Основной причиной отсутствия эффективных источников в ТГц области являлась сложность применения в данном диапазоне хорошо отработанных методик по генерации излучения соседних диапазонов: оптического и СВЧ. В СВЧ диапазоне максимальная частота генерации определяется характерными временами распространения носителей заряда; это приводит к необходимости приложения высоких полей к малым областям пространства для получения ТГц излучения; что является технически сложной задачей. С другой стороны для методов генерации когерентного излучения в оптическом диапазоне частоты излучения определяются характерными вынужденными электронными переходами, а, поскольку, в терагерцевой области частот энергия кванта мала и,

следовательно, эквивалентные температуры составляют десятки Кельвин, то удерживать инверсию населенностей между уровнями при комнатных температурах сложно из-за быстрой тепловой релаксации [1].

Развитие лазерных технологий [62] привело к возможности реализации оптико-терагерцевых преобразований. При этом начали создаваться как узкополосные (также называемые квазинепрерывные) [63], так и широкополосные [64] источники. Глобально все источники с применением лазерного излучения можно разделить по типам сред, в которых происходит генерация. Одним из первых источников импульсного терагерцевого излучения стали полупроводниковые антенны, облучаемые лазерным излучением [14]. Обычно конструкция антенны включает два металлических электрода с зазором между ними, нанесенные на полупроводниковую полуизолирующую подложку. Источником энергии, необходимой для генерации терагерцевого излучения, является внешнее электрическое напряжение, подаваемое на электроды. Поскольку подложка между электродами является полуизолирующей, то энергия накапливается в области зазора. Сверхкороткие импульсы лазерного излучения в данном случае используются как быстродействующие переключатели, которые позволяют высвободить запасенную электрическую энергию в форме терагерцевых импульсов.

При облучении поверхности полупроводника также возможно добиться генерации терагерцевого излучения [20]. Происходит это в основном вследствие двух механизмов. Во-первых, за счет ускорения поверхностным полем, возникающим из-за разностей уровней Ферми у поверхности и в объеме материала, формирующих область изгиба энергетических зон. При поглощении лазерного импульса возникающие индуцированные пары электрон-дырка ускоряются за счет существующего электрического поля по аналогии с тем, как это реализуется в фотопроводящей антенне, вследствие чего происходит излучение терагерцевого поля. Во-вторых, даже в отсутствии внутреннего поля у поверхности может происходить генерация терагерцевого излучения

вследствие фотоэффекта Дембера. При падении лазерного импульса с энергией фотона большей по сравнению с шириной запрещенной зоны полупроводника, на поверхность которого излучение направлено, возникает некоторое количество свободных электронно-дырочных пар из-за поглощения лазерного излучения. Из-за сильного поглощения лазерного излучения у поверхности полупроводника возникает сильно неоднородное распределение свободных носителей в приповерхностном слое, приводящее к диффузии зарядов, а вследствие того, что электроны имеют существенно большую подвижность по сравнению с дырками, то появляется кратковременное разделение зарядов и создаваемое ими фотодемберовское поле, приводящее к генерации терагерцевого излучения [65].

Также была продемонстрирована генерация терагерцевого излучения при воздействии лазерного излучения на поверхности металлов [17–19]. При падении оптического излучения на поверхности металла возбуждается поверхностная волна, приводящая к ускорению электронов, что в свою очередь влечет генерацию терагерцевого излучения. Однако при таком взаимодействии излучения с металлами не происходит прямая передача импульса от фотона к электрону. Но в последних работах была реализована прямая передача импульса в результате фотон-электронного взаимодействия на поверхности графена (также данный эффект называется фотонным увлечением), в результате чего также было получено терагерцевое излучение [66,67], однако эффективность генерации от таких источников является сравнительно невысокой.

Также активным направлением в последнее время является изучение генерации терагерцевого излучения в топологических изоляторах – материалах, которые внутри объема являются диэлектриками, а на поверхности – проводниками. При воздействии магнитного поля на поверхности могут возникать токи, приводящие к генерации ТГц излучения [68]. Существуют и другие способы получения терагерцевого излучения из таких материалов,

например при облучении их лазерным излучением [69,70]. Здесь причины возникновения токов могут быть различными, например за счет эффекта Дембера или оптического выпрямления.

Одним из наиболее эффективных способов получения когерентного терагерцевого излучения является воздействие лазерного излучения на нелинейные кристаллы. При использовании оптических фемтосекундных импульсов с большой шириной спектра (единицы-десятки нанометров) возможно получение терагерцевого излучения вследствие генерации разностной частоты для одного оптического импульса. При этом для эффективной генерации необходимо достижение фазового синхронизма между оптическим и терагерцевым излучением, что является сложной задачей вследствие существенной разницы показателей преломлений для терагерцевого и оптического излучения. Однако в ряде кристаллов из-за наличия сильного двулучепреломления возможно достижение синхронизма (GaSe, ZnTe) [10]. Но также наиболее удачной является предложенная схема с применением фемтосекундных импульсов с наклонным фронтом интенсивности в качестве накачки для нелинейных кристаллов с высокими электрооптическими коэффициентами и большой разницей в показателях преломления между оптическим и терагерцевым излучением. Пример подобной схемы представлен на Рис. 1.2 [13].

Несмотря на то, что терагерцевое и оптическое излучения распространяются под углом друг к другу (т.е. в разных направлениях), в кристалле выполняется соблюдение условия фазового синхронизма. Однако принципиальным ограничением в данном случае является наличие быстрого разбегания в пространстве между оптическим и терагерцевым импульсом.

К настоящему моменту рекордные величины энергий импульсов ТГц излучения получены при взаимодействии импульсного лазерного излучения фемтосекундной длительности хром-форстеритовой системы ($\text{Cr:Mg}_2\text{SiO}_4$) с

органическими кристаллами DAST (4-N, N-диметиламино-4'-N' тозилат метилстильбазола), DSMTS (4-N, N-диметиламино-4'-N'-метил 2,4,6-триметилбензолсульфонат стильбазола) и ОН1 ((2-(3-(4-гидроксистирил)-5,5-диметилциклогекс-2-малонитрила) енилиден)) [51,56,58,71,72]. При применении подобных кристаллов преобразование из оптического в терагерцевое излучение происходит с эффективностью до единиц процентов, что позволяет получать поля напряженностью до 42 МВ/см [56], однако для этой цели необходимо использовать длинноволновые источники лазерного излучения либо параметрические преобразователи света.

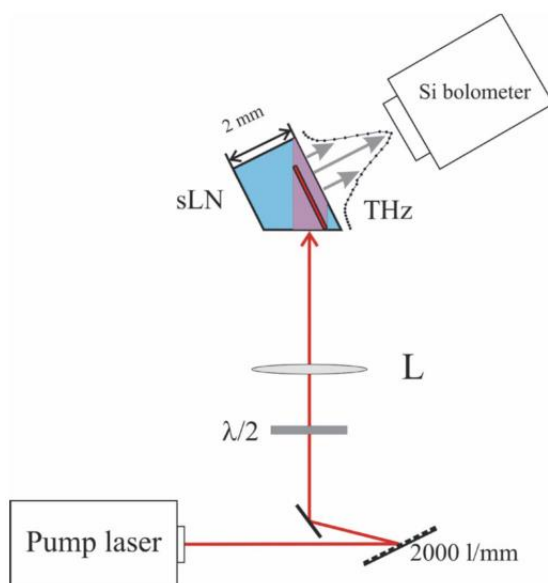


Рис. 1.2. Схема по генерации терагерцевого излучения в кристалле ниобата лития при воздействии фемтосекундными импульсами с наклонным фронтом интенсивности [13]

Также в последние годы появляется интерес к изучению возможности получения терагерцевого излучения при воздействии лазерного излучения на жидкости. Вода является сильным поглотителем в терагерцевом диапазоне частот, благодаря чему она всегда исключалась как среда для генерации терагерцевого излучения. Однако в работе [21] была впервые экспериментально продемонстрирована терагерцевая эмиссия при воздействии фемтосекундного лазерного излучения на тонкий слой воды. Примерно в то же время была

показана возможность генерации терагерцевого излучения при воздействии лазерного излучения фемтосекундной длительности в другие жидкости, такие как этанол, метанол, дихлорэтан, деионизованная вода, дисульфид углерода и наиболее эффективно в ацетоне [22]. В данной работе изучалась зависимость терагерцевого выхода от энергии лазерного излучения накачки и определялась поляризация генерируемого терагерцевого излучения с последующим измерением его спектра. Наибольший интерес к работе связан с высокой эффективностью преобразования из оптического излучения в терагерцевое, которая составляет единицы процентов, а также сверх широкая величина получаемого спектра 0,1-100ТГц. При использовании энергии накачки лазерного излучения до 28мДж удалось получить импульсы терагерцевого излучения до величины 76 мкДж. Объяснением столь высокой эффективности преобразования является чрезвычайно эффективное уширение спектра в жидкостях при котором значительная часть энергии передается на частоты вокруг второй гармоники основного излучения, что приводит к образованию асимметричного плазменного тока и тем самым к генерации терагерцевого излучения. Однако в той же работе сообщалось об изменении состояния поляризации выходящего терагерцевого излучения, связанного с фазовой само модуляцией излучения накачки [73] в процессе филаментации [26] в жидких средах, что скорее можно отнести к недостаткам данных источников.

1.1.2 Способы получения терагерцевого излучения в лазерной плазме в газовых средах.

Особое место среди источников терагерцевого излучения, создаваемых в результате взаимодействия лазерного излучения с веществом, занимает газовая плазма. Газовые среды как среды для генерации терагерцевого излучения обладают целым рядом преимуществ. Во-первых, данные среды для генерации являются само восстанавливаемыми и позволяют использовать излучение ультравысокой мощности, формально не ограничивая энергию импульса

накачки. Во-вторых, в газах отсутствуют фоновые резонансные линии в спектре поглощения в терагерцевой области в отличие, например, от кристаллов, что позволяет получать спектр генерации излучения до величин порядка 200 ТГц [30]. И, наконец, в зависимости от фокусировки лазерного излучения накачки предоставляется возможность создавать лазерную плазму – источник терагерцевого излучения непосредственно перед исследуемым объектом и проводить удаленную диагностику [74], избегая поглощения терагерцевого излучения в парах воды в воздухе.

Впервые генерация терагерцевого излучения при воздействии лазерного излучения на газовые среды была экспериментально продемонстрирована в 1993 году [24]. Для создания плазмы применялись одночастотные лазерные импульсы фемтосекундной длительности, которые фокусировались в газы при различных давлениях. Получаемые терагерцевые импульсы имели характерные величины длительности порядка 2 пс. Основным механизмом генерации терагерцевого излучения в применяемой схеме являлось радиальное ускорение высвобождаемых электронов вследствие действия пондермоторной силы, появляющейся из-за радиального градиента профиля интенсивности в оптическом пучке, что приводило к возникновению конической эмиссии под некоторым углом к оси плазменного канала вдоль распространения пучка [75]. Однако все вышеописанные эксперименты проводились на лазерных системах с высокими значениями энергии в импульсе (порядка 0.5 Дж) и сравнительно низкой частотой следования импульсов (10 Гц) с целью предотвращения перегрева активной среды лазера.

Также применение лазерных импульсов высокой энергии с последующей фокусировкой аксиконной линзой позволяет получать терагерцевое излучение. Особенностью применения аксиконной линзы является то, что падающий лазерный пучок фокусируется в нить, вытянутую вдоль оптической оси. Кроме того вдоль той же оси возникает сверхсветовая волна ионизации (волна, движущаяся со скоростью превышающей фазовую скорость распространения

света в этой среде) со скоростью $c' = c / \cos \theta$, где θ — угол фокусировки линзы. В присутствии внешнего электрического поля ионизация сопровождается волной поляризации плазмы. За счет поляризации появляется бегущая со сверхсветовой скоростью волна тока плазменных колебаний, излучающих электромагнитный импульс за счет механизма Вавилова-Черенкова [76,77].

Однако основной проблемой вышеупомянутых методов генерации терагерцевого излучения является необходимость применения лазерных систем ультравысокой пиковой мощности. В последнее время становятся все более доступными коммерческие системы со сравнительно небольшими уровнями энергии (порядка единиц миллиджоулей в импульсе), но работающие на килогерцовом режиме следования импульсов. При использовании таких лазерных систем уже достигаются необходимые для ионизации величины интенсивности излучения [78–80], однако для ускорения электронов приходится применять другие методы. Одной из предложенных идей (по аналогии с тем, как это использовалось для твердотельных источников ТГц излучения) является приложение внешнего электрического постоянного поля к плазменной области, получаемой в результате полевой ионизации лазерным излучением, что позволяет создавать достаточно высокий разгон электронов, соответственно увеличивая при этом фототок, что повышает эффективность генерации терагерцевого излучения. Направление фотоэлектронного тока при этом совпадает с направлением приложенного внешнего электрического поля, следовательно при приложении этого поля в направлении перпендикулярном распространению лазерного импульса будет происходить когерентный рост амплитуды импульса ТГц излучения вдоль канала плазмы. Этот метод активно внедрялся в начале 2000-х годов [81,82] и позволил существенно увеличить эффективность оптико-терагерцевого преобразования. Достигаемые величины полей ТГц излучения были на порядок больше, по сравнению с ситуацией при использовании пондермоторного ускорения только одночастотным излучением

без приложения внешнего поля. Кроме того, уровень амплитуды сигнала достигал величин, сравнимых с получаемым от поверхности твердотельных источников на основе арсенида галлия (GaAs). Амплитуда выходного сигнала терагерцевого излучения при использовании данной методики в основном определялась величиной прикладываемого внешнего электрического поля, что неизбежно приводило к ограничению, связанному с пробоем газовых сред (в случае воздуха при атмосферном давлении порог пробоя составляет около 30 кВ/см).

Преодолеть подобное ограничение и увеличить эффективность преобразования позволил метод на основе оптического пробоя газов двухчастотным полем, содержащим компоненты на основной и удвоенной частотах лазера накачки [64]. Для решения данной задачи после собирающей линзы, используемой для фокусировки основного излучения, устанавливался нелинейный кристалл для генерации второй гармоники. В данном случае, несмотря на неколлинеарную генерацию второй гармоники в кристалле можно было избежать существенного разбега по времени между импульсом на основной и удвоенной частотах в материале линзы вследствие дисперсии. В той же работе [64] генерация терагерцевого излучения объяснялась с помощью механизма четырехволнового нелинейно-оптического взаимодействия, в результате которого возникало квазипостоянное поле. В результате четырехволнового выпрямления излучение на терагерцевой частоте получается в результате взаимодействия двух квантов на основной частоте и одного кванта на удвоенной: $\omega + \omega' - 2\omega = \Omega_{\text{THz}}$. Разница между компонентами ω и ω' , которая соответствует терагерцевой частоте, возникает из-за достаточно большой ширины спектра излучения фемтосекундной накачки. Согласно уравнениям Максвелла и записи поляризации излучения в виде разложения по теории возмущений интенсивность терагерцевого излучения на частоте Ω_{THz} в таком случае будет пропорциональна интенсивности излучения второй гармоники (2ω) и интенсивности излучения в квадрате для первой гармоники (ω):

$$I_{THz} \sim [\chi^{(3)}]^2 I_{2\omega} I_{\omega}^2, \quad (1.1)$$

где $\chi^{(3)}$ — тензор нелинейной восприимчивости плазмы третьего порядка. Рассматривая таким образом генерацию терагерцевого излучения, следует отметить, что особенную роль играет относительная разность фаз между первой и второй гармониками излучения накачки. В данном случае должно выполняться соотношение:

$$E_{THz}(t) \sim \chi^{(3)} E_{2\omega}(t) E_{\omega}(t) E_{\omega}(t) \cos \phi. \quad (1.2)$$

Данная зависимость амплитуды терагерцевого излучения от величины относительной фазы между первой и второй гармоник была экспериментально продемонстрирована в работе [83] (см. Рис. 1.3). Достигалось изменение разности фаз между гармониками путем смещения положения нелинейно-оптического кристалла для генерации удвоенной частоты вдоль оптической оси. Таким образом, учитывая дисперсию воздуха, реализовывалось изменение относительной фазы между излучениями на основной и удвоенной частотах.

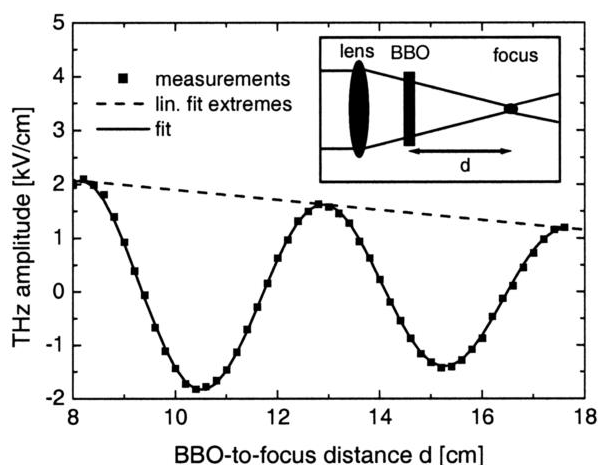


Рис. 1.3. Измеренная зависимость амплитуды ТГц поля от положения кристалла второй гармоники вдоль оптической оси

Также в работе [84] при использовании интенсивностей излучения порядка 1.5×10^{14} Вт/см² были экспериментально подтверждены зависимости 1.1 и 1.2. Поскольку в данной работе проводилось измерение зависимости поля ТГц

излучения от интенсивности основной и второй гармоник, то соответствующие кривые имеют линейную и корневую зависимости, как продемонстрировано на Рис. 1.4 [84]. Также в нескольких работах [84,85] с помощью модели четырехволнового взаимодействия на нелинейности третьего порядка была показана зависимость амплитуды терагерцевого излучения от взаимной поляризации гармоник излучения накачки. На Рис. 1.5 показана данная зависимость [85]. Наибольшая пиковая мощность достигается при линейном сонаправленном состоянии поляризации излучения двухцветной накачки. Однако в этом случае при использовании так называемой фазово-нестабильной схемы с проведением первой и второй гармоник до фокусирующей оптики с различных частей установки для достижения наибольшей пиковой мощности терагерцевого излучения при совмещении импульсов для первой и второй гармоник по пространству и времени возникают сильные флуктуации выходной мощности терагерцевого излучения, что связано с механическими вибрациями на оптических элементах, приводящих к случайному сдвигу фаз между оптическими гармониками. Подобная проблема решается при использовании циркулярно поляризованных гармоник накачки, поскольку в данном случае хоть и достигается максимальная средняя, а не пиковая мощность, но система становится абсолютно нечувствительна к относительному сдвигу фаз между первой и второй гармониками излучения [86].

С помощью модели четырехволнового взаимодействия был предложен метод по управлению спектром ТГц излучения [87]. За счет изменения (модуляции) фазы у разных частотных составляющих в фемтосекундном лазерном импульсе основного излучения наблюдается изменение спектра получаемого ТГц излучения. Также на основе вышеупомянутой модели проводился анализ поляризационных свойств терагерцевого излучения [84–86,88–90]. Рассматривались случаи с изменением взаимной фазы и ориентации поляризаций между гармониками, а также давление среды, в которой происходила генерация. Также с помощью рассматриваемой модели

происходило объяснение наблюдаемым пространственным распределениям терагерцевого излучения из индуцированной двухчастотными фемтосекундными лазерными импульсами плазмы [35].

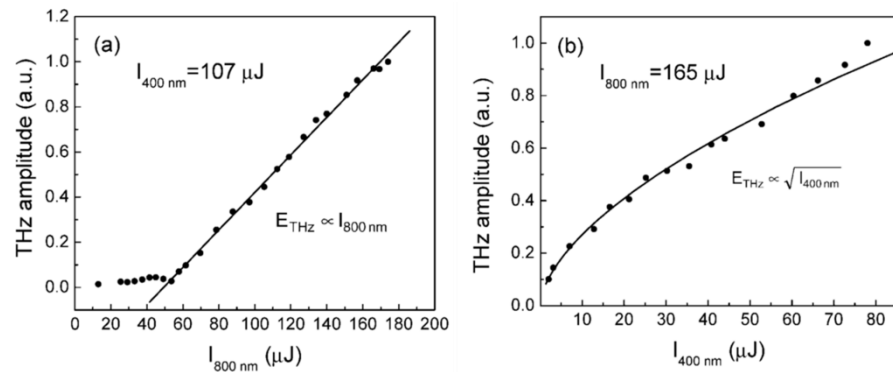


Рис. 1.4. Экспериментально измеренные зависимости амплитуды поля ТГц излучения от интенсивностей первой (а) и второй гармоник (б)

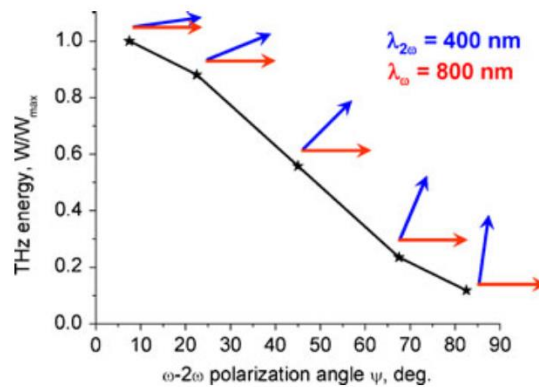


Рис. 1.5. Экспериментально измеренная зависимость энергии ТГц излучения от взаимной ориентации полей двухцветной накачки

Однако данный механизм не объяснял экспериментально обнаруженное наличие порога по интенсивности при генерации терагерцевого излучения, соответствующего порогу ионизации газовой среды. При этом регистрируемая в работах энергия получаемых импульсов терагерцевого излучения соответствовала бы чрезвычайно высокой кубичной нелинейности плазменной среды [84].

Начиная с 2007 года, стала внедряться новая модель, объясняющая наличие порога генерации ТГц излучения при пробое газов двухчастотным лазерным излучением. Эта модель основывалась на принципе появления фототоков в плазме в процессе ионизации несимметричным лазерным импульсом, которые впоследствии, затухая, излучают импульс терагерцевого излучения [91]. Электроны, высвобождаемые в процессе ионизации в разные моменты по времени, получают после окончания действия лазерного импульса различные величины скорости, при этом вероятность возникновения этих электронов в результате полевой ионизации (в многофотонном или туннельном режиме в зависимости от величины поля лазерного излучения) газовых сред сильно нелинейно зависит от величин напряженности полей лазерных импульсов накачки в определенный момент по времени. При использовании импульса лазерного излучения на основной частоте генерации возникает примерно одинаковое количество электронов с противоположно направленными скоростями, что приведет к нулевому значению тока после воздействия лазерным импульсом. Однако, при воздействии на среду излучением на основной и удвоенной частотах (либо на основной и половинной гармониках [92]) происходит нарушение симметрии электрического поля в импульсе, в результате чего образуется ненулевой ток после воздействия лазерным импульсом. При этом типичные временные величины электрон-ионных столкновений в плазме составляют порядка единиц пикосекунд [71,91,93–95]. Данные временные величины существенно больше, чем характерные длительности лазерных импульсов, используемых в экспериментах [23,35,84,90,91,96–104], поэтому в некоторых случаях затуханием фотоэлектронного тока можно пренебречь, хотя в целом данный процесс также влечет генерацию ТГц излучения и на пикосекундном масштабе должен быть учтен, чтобы убрать когерентные движения электрона, в конечном счете, прекратить фототок. Для наглядности можно рассмотреть лазерное излучение на основной и удвоенной частотах с одинаковыми состояниями

поляризации имеющих относительных сдвиг фаз между гармониками в простом виде:

$$E_L(t) = E_1 \cos \omega t + E_2 \cos(2 \omega t + \theta) \quad (1.3)$$

здесь θ – относительная разность фаз между гармониками, E_1 и E_2 величины напряженностей полей первой и второй гармоник соответственно, ω – круговая частота лазерного излучения основной гармоники. При использовании лазерных импульсов с типичными длительностями 30-100 фс и энергиям в единицы миллиджоулей при достаточно жестком режиме фокусировки $f/d \sim 10$ достигаются интенсивности $I > 10^{14}$ Вт/см² [90,105]. При этом значение параметра Келдыша, определяющего режим ионизации и задаваемого формулой

$$\gamma = \frac{\omega_0}{eE} \sqrt{2mU_H}, \quad (1.4)$$

становится меньше единицы, что приводит к туннельном режиму ионизации (в формуле 1.4 ω_0 – круговая частота лазерного излучения, m и e – масса и заряд электрона, E – амплитуда напряженности лазерного поля, U_H – потенциал ионизации атома водорода. При воздействии лазерным излучением связанные электроны вырываются путем туннельной ионизации в основном и имеют в простом случае начальную скорость равную нулю [106]. После ионизации траектории электронов вычисляются согласно классической механике. Также для простоты при рассматриваемых интенсивностях лазерного излучения ($I \sim 10^{14} - 10^{15}$ Вт/см²) можно пренебречь релятивистскими поправками и игнорировать воздействие магнитного поля. На Рис. 1.6(a) [107] представлена амплитуда напряженности лазерного поля, генерируемого при смещении поля на первой и второй гармониках. В случае если сложить две гармонические функции поля на основной и удвоенной частотах, то при $\theta \neq 0$ полученная функция внешнего лазерного излучения будет асимметричной, таким образом,

поле волны в среднем будет смещать электроны в одну сторону по аналогии с тем, как это происходит за счет приложения постоянного электрического поля.

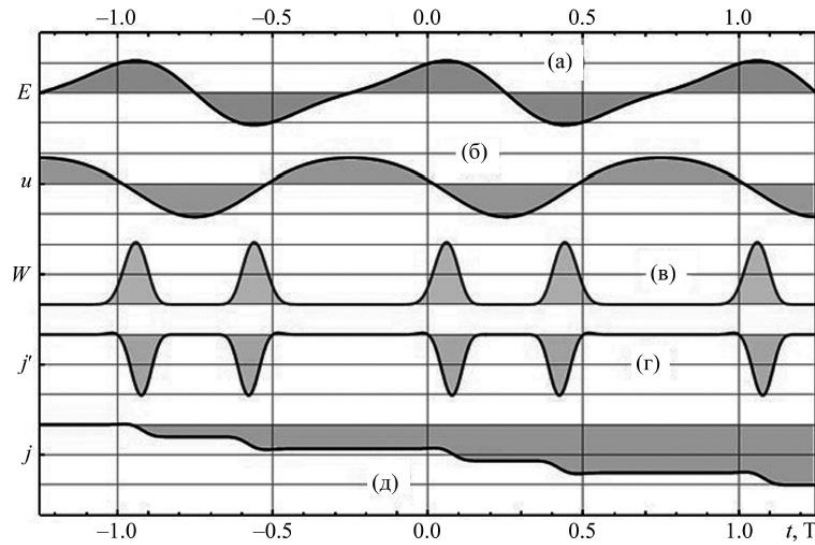


Рис. 1.6. (а) амплитуда напряженности электрического двухчастотного поля с разностью фаз между гармониками $\theta=\pi/2$; (б) зависимость дрейфовой скорости электронов, усредненной за период лазерного излучения, от времени рождения; (в) вероятность ионизации атомов; (г) производная фототока по времени; (д) усредненный за период фотоэлектронный ток

Направление среднего потока движения электронов определяется относительной фазой между гармониками [91]. При этом скорость движения электронов, рождаемых в момент времени t' , в момент времени t определяется как

$$V(t, t') = \frac{e}{m\omega} (\mathbf{E}_1 (\sin \omega t' - \sin \omega t) + \frac{\mathbf{E}_2}{2} (\sin(2\omega t' + \theta) - \sin(2\omega t + \theta))). \quad (1.5)$$

В этом случае усредненная за период действия лазерного излучения дрейфовая скорость фотоэлектронов (см. Рис. 1.6(б)) определяется как

$$V_d(t') = \frac{e}{m\omega} (\mathbf{E}_1 \sin \omega t' + \frac{\mathbf{E}_2}{2} (\sin(2\omega t' + \theta))). \quad (1.6)$$

При использовании типичных величин для интенсивностей первой и второй гармоник излучения $I_\omega = 10^{15}$ Вт/см² и $I_{2\omega} = 10^{14}$ Вт/см² процесс ионизации может быть промоделирован в соответствии с различными моделями [79,80,104]. Все они предсказывают примерно одинаковую качественную зависимость степени ионизации от величины прикладываемого внешнего поля, поэтому мы воспользуемся моделью Аммосов-Делоне-Крайнов (АДК) [80]. Хотя изначально формула, применяемая в [80], использовалась в основном для благородных газов, она хорошо работает и для бесструктурных атомно-подобных молекул, например как нейтральный азот [108]. Уже ионизированный газ может быть подвержен дальнейшей ионизации за счет электронно-ионных и электронно-нейтральных процессов столкновений. Но как уже упоминалось ранее, на временном масштабе действия лазерного импульса данными столкновительными процессами можно пренебречь. Согласно [104] вероятность ионизации определяется как:

$$W(E) = \omega_{a.u.} |C_{n^*l^*}|^2 \frac{U_0}{2U_H} \sqrt{\frac{6}{\pi}} \left(\frac{2E_0}{E}\right)^{2n^* - \frac{3}{2}} \exp\left[-\frac{2E_0}{3E}\right], \quad (1.7)$$

где U_0 – потенциал ионизации газа (например, для азота $U_0 \approx 15,6$ эВ), U_H – потенциал ионизации атома водорода, $\omega_{a.u.} = \frac{eE_H}{\sqrt{2mU_H}} = 4,1 \cdot 10^{16} \text{ с}^{-1}$ – частота, определяемая как $h\omega_{a.u.} = 2U_H$, $n^* = \left(\frac{U_0}{U_H}\right)^{\frac{1}{2}}$, $|C_{n^*l^*}|^2 = \frac{2^{2n^*}}{n^* \Gamma(2n^*)}$, m и e – масса и заряд электрона, E – модуль напряженности лазерного поля. Тогда с учетом зависимости вероятности ионизации от величины поля усредненный за период фототок (см. Рис. 1.6(д)):

$$J(t) = \int_{-\infty}^t e N_0(t') W(E(t')) V_d(t, t') dt', \quad (1.8)$$

где $N_0(t')$ – концентрация нейтральных атомов в момент времени t' . Величина фотоэлектронного тока существенно зависит от фазы между излучениями на

первой и второй гармониках, наиболее оптимальная для генерации терагерцевого излучения является относительная разность фаз не ноль, как это было в случае четырехволнового взаимодействия, а $\pi/2$. Более наглядно данный процесс генерации может быть показан в случае использования не двух плоских волн, а двухчастотного лазерного импульса. Для этого возьмем двухчастотное поле, для которого излучение для первой и второй гармоник имеет линейные состояния поляризации E_{1x} и E_{2x} , направленные вдоль оси x . Тогда двухчастотное лазерное поле с гауссовой огибающей будет иметь вид:

$$E(t) = [E_{1x} \cos \omega t + E_{2x} \cos(2\omega t + \theta)] \exp\left(-2 \ln 2 \frac{t^2}{\tau^2}\right), \quad (1.9)$$

где τ – длительность лазерного импульса. Зависимость плотности фотоэлектронного тока от времени при интенсивностях первой и второй гармоник 10^{15} Вт/см² и 10^{14} Вт/см² соответственно, длительности импульса 50 фс, длине волны основной гармоники 800 нм, разности фаз между гармониками $\theta = \pi/2$ представлена на Рис. 1.7 [107]. Видно, что в данном случае за счет ионизации газа при воздействии лазерного излучения возникает ненулевой фототок при относительном сдвиге фаз между гармониками $\theta = \pi/2$ по аналогии с тем, как это реализовывалось в случае плоской волны. Этот фототок и образует низкочастотное излучение, напряженность которого в дипольном приближении определяется первой производной по времени от выражения (1.6)

$$E_{THz} \sim dJ/dt. \quad (1.10)$$

Также механизм генерации на основе возникновения фотоэлектронного тока объясняет наличие порога генерации терагерцевого излучения, поскольку ток появляется лишь при ионизации.

Как уже было упомянуто, для возникновения фотоэлектронного тока необходима асимметрия лазерного поля, которая может создаваться в импульсах, содержащих несколько периодов поля. При развитии техники фемтосекундных лазерных систем появилась возможность для экспериментов по генерации терагерцевого излучения с импульсами длительностью менее 10фс [109].

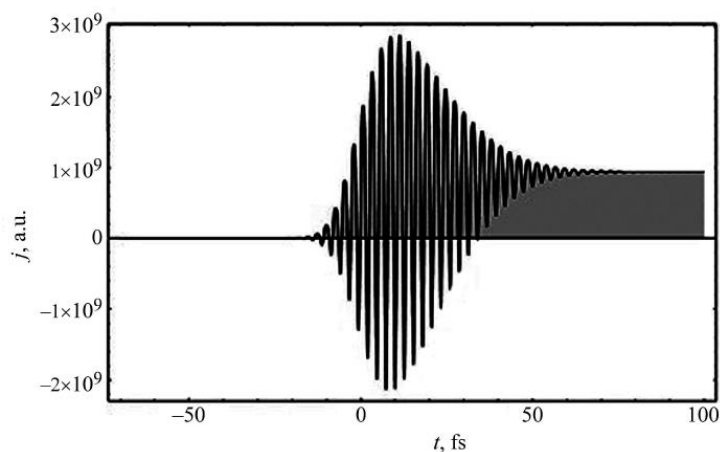


Рис. 1.7. Фотоэлектронный ток, создаваемый при ионизации азота под действием двухчастотным лазерным импульсом с разностью фаз между гармониками $\theta = \pi/2$

На основе модели генерации терагерцевого излучения за счет ионизации и возникновения нестационарных фототоков были объяснены некоторые экспериментальные наблюдения. Так в работе [110] на основе упомянутой модели объяснялась зависимость генерации терагерцевого излучения от ориентации осей нелинейного кристалл второй гармоники по отношению к плоскости поляризации волны накачки. Также было продемонстрировано в работе [105], что на процесс ионизации играет важную роль при формировании терагерцевого импульса, поскольку предварительная ионизация среды существенно снижает эффективность генерации терагерцевого излучения. Также с помощью модели нестационарных фототоков объяснялось снижение флуктуаций выходной мощности терагерцевого излучения в фазово нестабильной схеме при использовании эллиптически поляризованных

гармоник накачки [111]. В данном случае применение эллиптически поляризованного излучения накачки формировало ток для двух ортогональных направлений, поэтому даже смещение по фазе между основной и второй гармоникой не создавало полностью симметричную структуру импульса и следовательно нулевой фотоэлектронный ток.

Указанная в статьях [91,112] модель является полуклассической и используется для качественного описания. Более точным является подход к моделированию генерации терагерцевого излучения с помощью численного решения нестационарного уравнения Шредингера

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} |\Psi\rangle = H|\Psi\rangle, \quad (1.11)$$

которое учитывает связанные состояния (возбужденные состояния иона/атома) и переходы между свободными (ионизованными) и связанными состояниями [113]. Для решения уравнения необходимо знать выражение для гамильтониана H и начальное состояние электрона, которым, как правило, считают собственное состояние оператора H без воздействия внешних полей. В этом случае гамильтониан записывают в виде:

$$H = \frac{1}{2} (\mathbf{p} + \mathbf{A})^2 + V(r), \quad (1.12)$$

здесь \mathbf{p} — импульс электрона, \mathbf{A} — векторный потенциал поля лазерного импульса, а $V(r)$ — отвечает за потенциальную энергию взаимодействия электрона с атомом. В кулоновском приближении гамильтониан примет вид:

$$H = \frac{1}{2} \mathbf{p}^2 + \mathbf{p} * \mathbf{A} + V(r), \quad (1.13)$$

здесь выражение $\mathbf{p} * \mathbf{A}$, отвечает за взаимодействие с полем. В случае линейно поляризованного электрического поля вдоль оси z его можно переписать в виде $-iA \frac{\partial}{\partial z}$. При разложении волновой функции по сферическим гармоникам данный оператор снимает связь между состояниями с разными проекциями

углового момента на ось z . Тогда волновая функция в системе цилиндрических координат может быть представлена в виде суммы:

$$\Psi(r, \theta, \phi) = \sum \varphi_l(r) Y_l^m(\theta, \phi), \quad (1.14)$$

где ϕ —разница фаз между гармониками двухчастотного импульса. Один из примеров рассчитанной поляризации среды при различных значениях взаимной фазы между полями первой и второй гармоник приведен на Рис. 1.8 [1]. Однако решение уравнения Шредингера является достаточно сложной задачей в связи с трудностью численного моделирования распространения лазерного излучения в газах, состоящих не из водородоподобных атомов.

В связи с развитием методик численного моделирования и подходов к описанию генерации терагерцевого излучения в газовых средах при фокусировке двухчастотного фемтосекундного излучения встал вопрос о модернизации существующих моделей. В работе [100] проводилось сравнение между моделью, основанной на нелинейном отклике третьего порядка от нейтралов, и моделью нестационарных фототоков. Было показано, что данные модели являются взаимодополняющими: модель фототоков описывает генерацию на частотах в области единиц ТГц, в то время как вклад нейтралов более существенен на десятках ТГц. Сравнение экспериментальных и численных результатов представлено на Рис. 1.9 [100]. Таким образом возникла необходимость в модели, включающей отклик на нелинейности третьего порядка с одной стороны и нестационарных фототоков с другой стороны. Одним из предложенных вариантов такой модели стало уравнение однонаправленного распространения импульса (УОРИ) [114]. В последних работах данная модель включает отклик нейтралов на нелинейности третьего порядка, Керровскую нелинейность [115] и отклик нестационарного фототока [22,116–119].

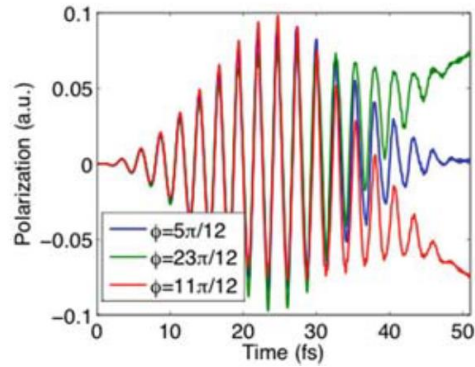


Рис. 1.8. Временная зависимость поляризации атомов аргона при воздействии полем двухчастотного лазерного импульса

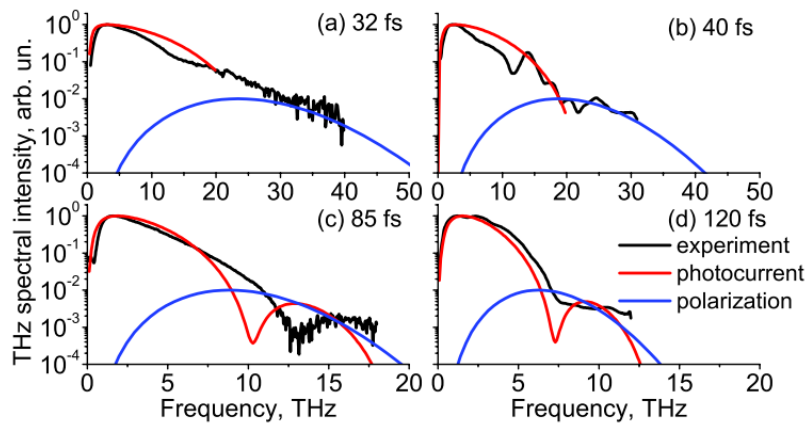


Рис. 1.9. Экспериментально измеренные и полученные в результате численного моделирования спектры терагерцевого излучения от плазменных токов и нелинейности нейтралов при воздействии на азот излучения с энергией 1 мДж и 100 мкДж для первой и второй гармоник соответственно

Особый интерес в последнее время связан с различными нелинейными эффектами в процессе взаимодействия интенсивных фемтосекундных лазерных импульсов с пучками кластеров. К таким эффектам относится генерация оптических гармоник [120] и самофокусировка [121]. Показано также, что поглощение лазерного излучения в пучке кластеров может достигать высокого значения (до 95%) за счет линейных и нелинейных резонансных взаимодействий [122,123]. Одним из наиболее интересных эффектов, наблюдавшихся в кластерной среде, было излучение мощного рентгеновского

излучения [124–127]. Позже этот эффект был феноменологически объяснен [128] следующим образом. Атомы, составляющие кластеры, многократно ионизируются под воздействием лазерного импульса. В результате кластер превращается в плазму с плотностью твердого тела. Из-за высокой локальной плотности в кластере, которая превышает плотность газа на три порядка, некоторая часть ионов возбуждается в результате электрон–ионных столкновений и испускает рентгеновские кванты. В газовой среде вероятность возбуждения ионов невысока из-за низкой плотности. Следует также отметить, что заряд ионов в кластере выше, чем в обычной газовой среде. Таким образом, резкое увеличение интенсивности рентгеновского излучения обусловлено наличием кластеров. В последнее время также вызывает интерес генерация терагерцевого излучения при воздействии лазерного излучения фемтосекундной длительности на газовые струи с кластерами [129–132]. Потенциальный интерес к подобным работам связан с увеличением выходной мощности терагерцевого излучения по сравнению со случаем воздействия двухчастотного фемтосекундного лазерного излучения на газовые среды. В работе [132] предлагается интерпретация экспериментальных результатов на основе теоретической модели кластерной ионизации, которая самосогласованно предсказывает уровень и динамику ионизации и температуру электронов в кластерах. Однако динамика генерации рентгеновского и терагерцевого излучения в кластерах происходит несколько по-разному. Так влияние чирпа в оптическом излучении накачки приводит к увеличению выхода терагерцевого излучения по сравнению с рентгеновским, для которого наиболее оптимальным является использование спектрально ограниченных импульсов с длительностью порядка 50 фемтосекунд (см Рис. 1.10 [132]).

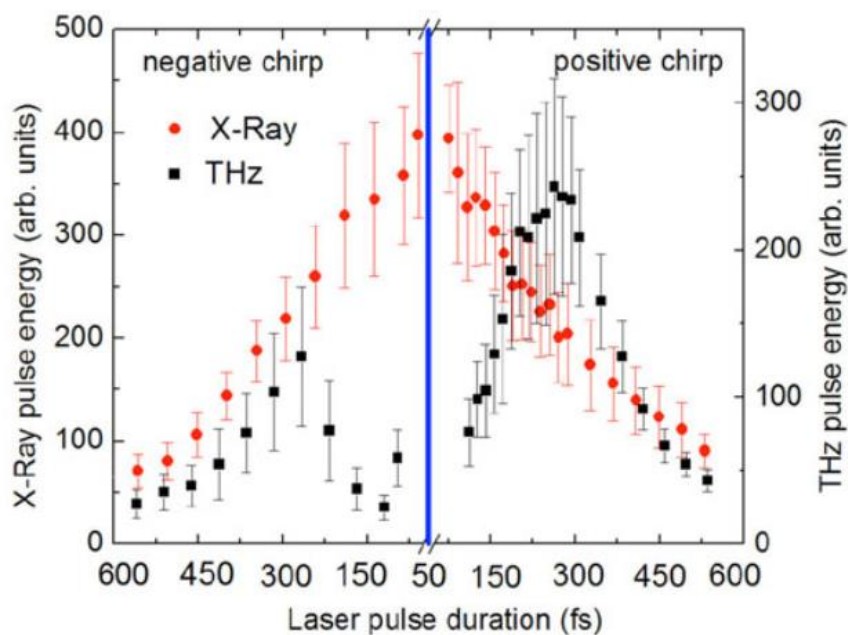


Рис. 1.10. Энергия терагерцевого и рентгеновского излучения в зависимости от длительности лазерного излучения

Способ генерации терагерцевого излучения при воздействии двухчастотного лазерного излучения на газовые среды на данный момент позволяет получать наибольшие амплитуды ТГц полей среди всех лазерно-плазменных источников с возможностью удаленной диагностики при схожих энергиях накачки. Именно поэтому данный метод генерации является одним из основных на настоящий момент и привлекает внимание большинства исследовательских групп. Именно поэтому метод генерации терагерцевого излучения при фокусировке двухчастотного лазерного излучения (обычно на основной и второй гармонике титан сапфировой лазерной системы) в газовые среды [23,64,110,111,133,134], позволяющий достигать типичных величин ТГц полей 30кВ/см [1] и наибольшую ширину генерируемого спектра по сравнению с другими источниками [47]: от 100 ГГц до 50-200 ТГц [30,102,135,136], привлекает внимание большинства исследовательских групп. Он предоставляет возможности для большинства количества исследований, например, для широкополосной ТГц спектроскопии с временным разрешением [137]. Одним из способов увеличения эффективности генерации терагерцевого излучения

является применение параболических зеркал вместо линз для фокусировки оптического излучения [138]. Проведен ряд исследований с подобными источниками. Так, например, наблюдалось изменение поляризации терагерцевого излучения при генерации в протяженном филаменте вследствие поворота плоскости поляризации второй гармоники в плазменном канале [139]. Проводились исследования по использованию в качестве среды генерации различных газов при разных давлениях для выявления наиболее эффективной генерации терагерцевого излучения [140]. Существуют и другие работы по оптимизации таких источников. Обобщенно способы генерации терагерцевого излучения в лазерной плазме, создаваемой в газовых средах представлены на Рис. 1.11 [23].

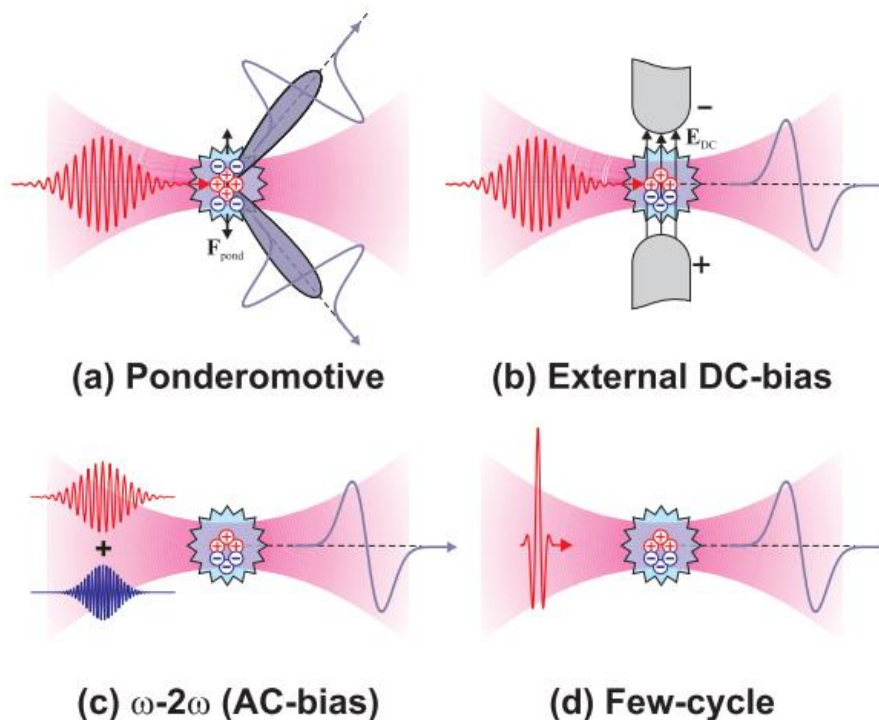


Рис. 1.11. Методы генерации терагерцевого излучения при воздействии лазерного излучения на газовые среды: (а) пробой одночастотным излучением, (б) пробой с приложением внешнего постоянного электрического поля, (с) пробой двухчастотным излучением, (д) пробой импульсным излучением, состоящим из нескольких периодов поля

1.1.3 Пространственное распределение терагерцевого излучения из лазерной плазмы.

Одним из основных направлений по изучению лазерно-плазменных источников терагерцевого излучения является пространственное распределение выходного излучения. Для наиболее эффективной схемы генерации терагерцевого излучения при фокусировке двухчастотного лазерного излучения в газовые среды данное направление активно исследуется с 2006 года [141]. В первой работе с помощью балансного детектора и щелевой диафрагмы проводилось исследование диаграммы направленности ТГц излучения из плазмы, создаваемой при различной фокусировке двухчастотного лазерного излучения. Был обнаружен переход от унимодальной к кольцевой структуре при изменении режима фокусировки излучения накачки. Данные пространственные распределения представлены на Рис. 1.12 [141].

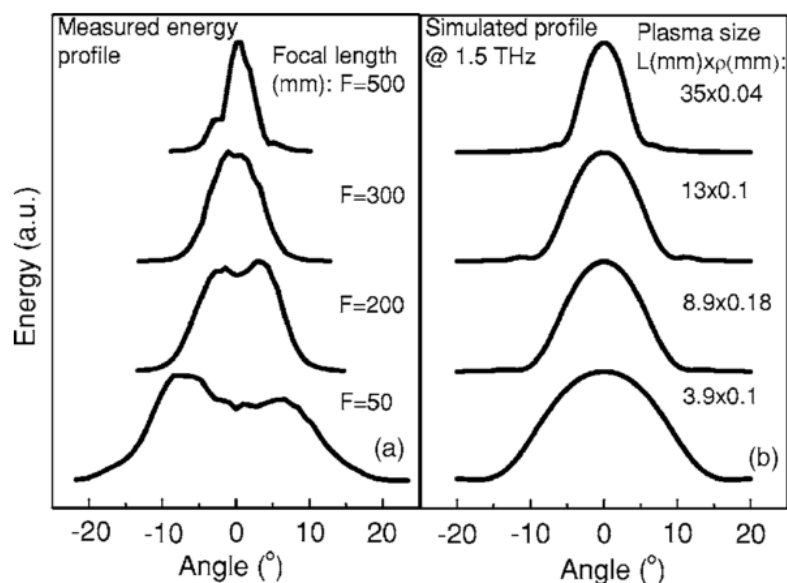


Рис. 1.12. Пространственные распределения энергии терагерцевого излучения, измеренные с полной энергией импульса (а) и рассчитанные для центральной частоты 1.5 ТГц при различных условиях фокусировки

Также данный вопрос изучался и в других работах; была показана сильная угловая расходимость и коническая структура ТГц излучения [133,134,141–148]

из филамента, что снижает возможность применимости таких источников. Таким образом, становится важным оптимизировать условие генерации ТГц излучения в двухчастотной схеме.

Одновременно с генерацией ТГц излучения происходит преобразование оптических гармоник в двухчастотном филаменте в воздухе [119,149]. Этот эффект обусловлен как мгновенным электронным нелинейным откликом [73], так и инерционным молекулярным [150].

Общая расходимость ТГц излучения определяется в основном длиной плазменного канала L_{fil} , и угол расходимости θ приближенно пропорционален величине $(\nu_{THz} L_{fil})^{-1/2}$, где ν_{THz} частота ТГц излучения [37,142,143,145,151]. Коническая структура в случае двухчастотного филамента возникает за счет фазового рассогласования [143] и рассеяния на плазме [145,147]. Эффект фазового рассогласования обеспечивает внеосевой синхронизм для ТГц излучения за счет инверсии его полярности при увеличении фазового сдвига между оптическими гармониками от 0 до π . Данный механизм важен для плазменных каналов длиной от 2 см и более. Самоиндуцированная лазерная плазма вытесняет ТГц излучение за счет сильного градиента показателя преломления в плазменном канале и за его пределами. В результате экспериментов и моделирования [144,147] было показано, что яркая кольцеобразная структура в угловом распределении формируется в высокочастотной области ≥ 3 ТГц, в то время как распределение на более низких частотах ТГц излучения (~ 1 ТГц) остается более унимодальным [133,144,147]. Это означает, что переход от унимодальной структуры к кольцевой происходит в частотной области около 0,3-3 ТГц, и важно исследовать этот диапазон, чтобы найти условие для генерации унимодального распределения ТГц излучения. Однако угловое распределение в спектральном диапазоне до 3 ТГц детектировалось достаточно грубо, хотя измерения частотно-угловых распределений [144,147] были выполнены в

диапазоне до 10-15 ТГц. Кроме того спектральные линии для различных сред располагаются в диапазоне 0.3 – 3 ТГц [1], таким образом изучение данной области вызывает интерес для спектроскопических приложений.

1.1.4 Генерация терагерцевого излучения из индуцированной двухчастотными фемтосекундными лазерными импульсами плазмы в направлении, противоположном распространению излучения накачки.

Особый интерес вызывает изучение плазменных источников, полученных в результате жесткой фокусировки оптического излучения, что приводит к образованию микроплазмы, продольные и поперечные размеры которой имеют сопоставимый пространственный масштаб по порядку с генерируемой длиной волны. В результате у таких источников происходит генерация ТГц излучения под углами близкими к 90° относительно оптической оси [146,148]. Следует отметить, что также теоретически предсказывалась возможность наблюдения терагерцевого излучения в направлении обратном распространению лазерного излучения (в дальнейшем данное излучение будем называть обратным, а ТГц излучение, распространяющееся в одном направлении с излучением накачки прямым) благодаря интерференционной модели [151,152] и с помощью численного решения уравнения Шредингера совместно с интерференционной моделью [153]. На Рис. 1.13 представлена одна из диаграмм направленности терагерцевого излучения, полученной в результате численного моделирования [151].

Однако, экспериментально обратная терагерцевая эмиссия наблюдалась только для аргоновой струи с кластерами [130]. На Рис. 1.14 представлена экспериментально измеренная диаграмма направленности терагерцевого излучения из такого источника. Из других лазерно-плазменных источников генерация терагерцевого излучения в направлении обратном распространению

излучения лазерной накачки зарегистрирована не была. Таким образом, данное направление является слабо изученным и нуждается в детальном исследовании.

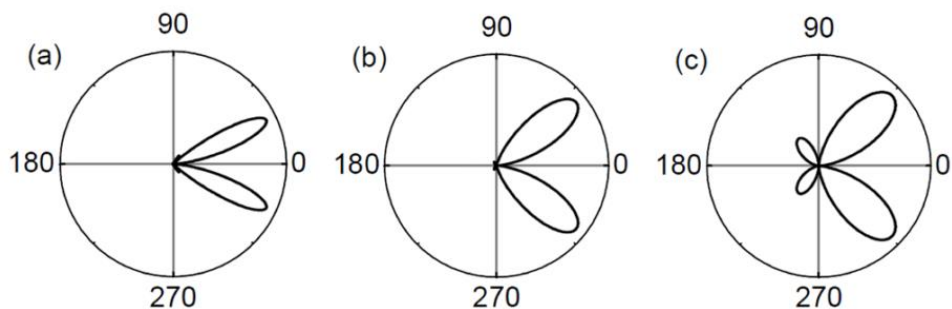


Рис. 1.13. Диаграмма направленности терагерцевого излучения из одиночного филамента с длиной (a) 1 см, (b) 3 мм и (c) 1 мм

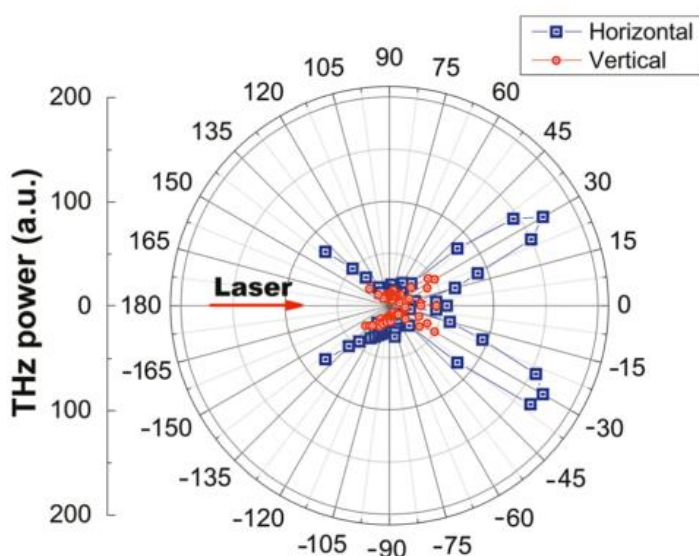


Рис. 1.14. Диаграмма направленности для горизонтальной и вертикальной компонент терагерцевого излучения из аргоновой струи с кластерами

Глава 1.2 Построение изображений в терагерцевом диапазоне частот

1.2.1. Способы детектирования терагерцевого излучения

Вопрос регистрации излучения в терагерцевом диапазоне частот изучается достаточно давно. Одними из первых разработанных детекторов, неселективных, т.е. позволяющих измерять интегрально мощность излучения

без разрешения по спектру, были болометр и оптико-акустический приемник (ОАП) (детектор Голея или ячейка Голея) [154]. Детектирование в болометре происходит из-за изменения электрического сопротивления элемента за счет поглощения падающего излучения. В ОАП внутри устройства располагается небольшая камера с газом, соединенная с мембраной, колебания которой регистрируются при увеличении объема газа вследствие нагрева излучением. С развитием науки были изучены низкотемпературные эффекты такие, как разогривная и примесная фотопроводимости, а также сверхпроводимость [155], что позволило с применением криогенного охлаждения повысить чувствительность болометров на несколько порядков. Вместе с тем охлаждение жидким гелием сильно повышает стоимость эксплуатации болометров и делает их крайне дорогим оборудованием.

Со временем начали создаваться детекторы на основе пироэлектриков (например, танталата лития (LiTaO_3)). Однако все продемонстрированные до этого момента приемники были не селективными.

Вместе с развитием фемтосекундных лазерных систем появилась возможность для реализации терагерцевой спектроскопии с временным разрешением (англ. Terahertz Time-Domain Spectroscopy (THz-TDS)) [44] и соответственно создания селективных приемников. Данный метод базируется на использовании импульсов одной и той же лазерной системы как для генерации терагерцевого излучения, так и для его регистрации. Поскольку типичные длительности лазерных импульсов составляют порядка десятков фемтосекунд, в то время как характерные длительности ТГц импульсов составляют единицы пикосекунд, следовательно, предоставляется возможность для высокого временного разрешения детектируемых временных форм ТГц импульсов путем их стробирования оптическими импульсами. Кроме того измерение напрямую временной формы электрического поля ТГц импульса позволяет извлекать информацию о различных параметрах ТГц излучения (амплитуда, фаза, положение по времени и т.д.). Таким образом, появляется

возможность для изучения субпикосекундных процессов, происходящих в веществе под действием ТГц импульсов.

Одни из первых селективных детекторов с временным разрешением работали на основе метода фотосмещения на поверхности антенн [156]. Позднее время разрешенная регистрация была реализована и в полупроводниковых кристаллах (например, арсениде галлия (GaAs)) [157] за счет эффекта Поккельса. Общая схема детектора представлена на Рис. 1.15 [158].

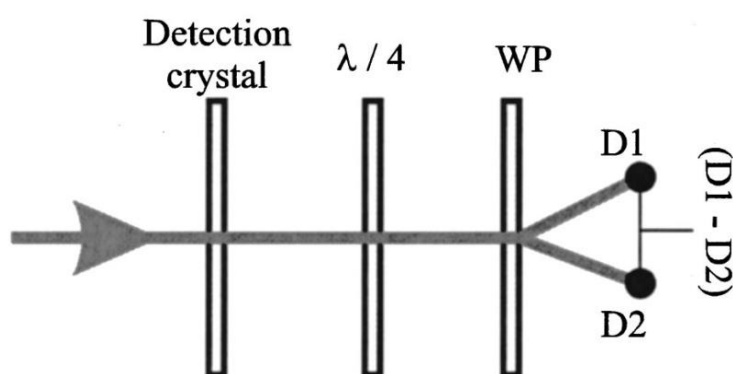


Рис. 1.15. Принципиальная схема детектора ТГц излучения на основе электрооптического (ЭО) кристалла.

В результате прохождения оптического линейно поляризованного излучения через детектирующий изотропный ЭО кристалл, его поляризация не изменяется. Затем после четвертьволновой пластинки поляризация оптического пучка становится круговой, что приводит к тому, что после призмы Глана-Тейлора или Волластона в разные стороны расходятся два пучка одинаковой интенсивности, которые попадают на два фотодиода. Для регистрации снимается разность между сигналами с фотодиодов. В случае прихода терагерцевого импульса вместе с оптическим импульсом в ЭО кристалле возникает наведенное двулучепреломление, вследствие чего изменяется поляризация оптического излучения, что приводит к различной яркости пучков

после призмы. Разность между сигналами с фотодиодов пропорциональна напряженности поля ТГц излучения.

Регистрация терагерцевого излучения также возможна и в газовой плазме за счет нелинейно-оптического преобразования на оптических частотах [159]. Формально здесь происходят два процесса взаимодействия трех фотонов: одного терагерцевого Ω_{THz} и двух оптических на частоте генерации лазера ω ($2\omega' = \Omega_{\text{THz}} + \omega + \omega$ и $2\omega' = \omega + \omega + \Omega_{\text{THz}}$). При этом происходит регистрация не амплитуды, а интенсивности излучения «второй гармоники», которая прямо пропорциональна квадрату амплитуды поля ТГц излучения:

$$I_{2\omega} \sim |E_{2\omega}|^2 \sim (\chi^{(3)} I_{\omega})^2 E_{\text{THz}}^2. \quad (1.15)$$

Что неизбежно приводит к утрате информации о фазе регистрируемого излучения. Общая схема по регистрации ТГц излучения в плазме изображена на Рис. 1.16 [23].

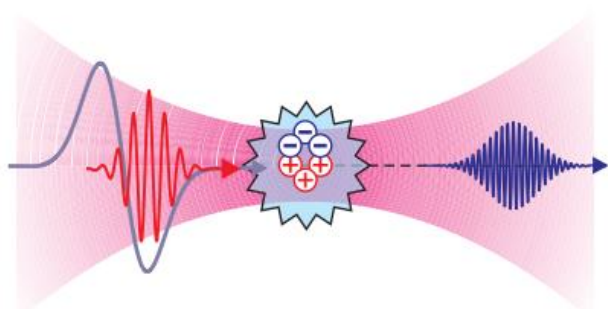


Рис. 1.16. Генерация «второй гармоники» как результат взаимодействия терагерцевого и оптического излучения в газовой плазме.

Вышеупомянутый процесс имеет место только при отсутствии других источников на частоте «второй гармоники». Однако, также присутствует фоновое излучение на частоте второй гармоники (излучение локального осциллятора), возникающее вместе с когерентным белым светом (суперконтинуумом). Суперконтинуум возникает при укрупнении волнового фронта излучения и фазовой самомодуляции в плазменном канале, создаваемым лазерным импульсом. Из-за присутствия такого сигнала общее выражение для интенсивности «второй гармоники» примет вид:

$$I_{2\omega} \sim |E_{2\omega}|^2 \sim (\chi^{(3)} I_{\omega})^2 E_{\text{THz}}^2 + 2(\chi^{(3)} I_{\omega})^2 E_{\text{THz}} E_{\text{cont}_{2\omega}} + E_{\text{cont}_{2\omega}}^2, \quad (1.16)$$

здесь $E_{\text{cont}_{2\omega}}$ — напряженность поля фоновой «второй гармоники», генерируемой в суперконтинууме. При достижении поля $E_{\text{cont}_{2\omega}}$ много больше величины по сравнению со «второй гармоникой» слагаемое $E_{\text{cont}_{2\omega}} E_{\text{THz}}$ начинает преобладать по сравнению с $E_{\text{cont}_{2\omega}}^2$, таким образом можно считать, что зависимость сигнала от амплитуды терагерцевого поля линейная. Кроме того здесь информация о фазе регистрируемого излучения также является правильной, однако, это условие выполняется лишь при высокой интенсивности лазерного излучения и высокой плотности лазерной плазмы.

Данный метод, предложенный в работе [159], является гомодинным (для детектирования используется только измеряемое поле), потому частично решает вопрос регистрации когерентного ТГц излучения. Основным недостатком метода является ограниченный интервал значений терагерцевых полей, поскольку, во-первых, когерентность регистрируемого сигнала с ТГц излучением выполняется не всегда и, во-вторых, необходимо обеспечивать высокий уровень фонового сигнала «второй гармоники», больший по сравнению с полезным.

Повышение эффективности упомянутого метода позволяет достичь применение гетеродинного детектирования [160]. В данном случае прикладываемое постоянное внешнее электрическое поле E_{DC} , соответствующее нулевой частоте, может выполнять функцию одной из компонент четырехволнового смешения [161]. Аналогично гомодинному методу в данном случае регистрируемый сигнал второй гармоники содержит также перекрестное слагаемое, которое пропорционально произведению величины постоянного поля и величины поля ТГц волны:

$$I_{2\omega} \sim |E_{2\omega}|^2 \sim (\chi^{(3)} I_{\omega})^2 (E_{\text{THz}}^2 + 2E_{\text{THz}} E_{\text{DC}} + E_{\text{DC}}^2). \quad (1.17)$$

Путем изменения знака постоянного поля на противоположный можно изменять знак также и перекрестного слагаемого, не меняя знака остальных слагаемых. А благодаря синхронному детектору реализовать фильтрацию только промодулированной когерентной (т.е. пропорциональной регистрируемому полю) части в регистрируемом сигнале «второй гармоники». Таким образом, улучшается динамический диапазон детектора, поскольку снимается ограничение на уровень фонового сигнала «второй гармоники».

Для интенсивностей лазерного излучения меньших по сравнению с порогом ионизации газов детектирование хорошо описывается моделью четырехволнового смешения, но при превышении порога зависимость интенсивности «второй гармоники» уже отклоняется от квадратичной (см. Рис. 1.17 [1]). Таким образом, при ионизации происходит ограничение интенсивности, и существенных преимуществ в данном режиме нет.

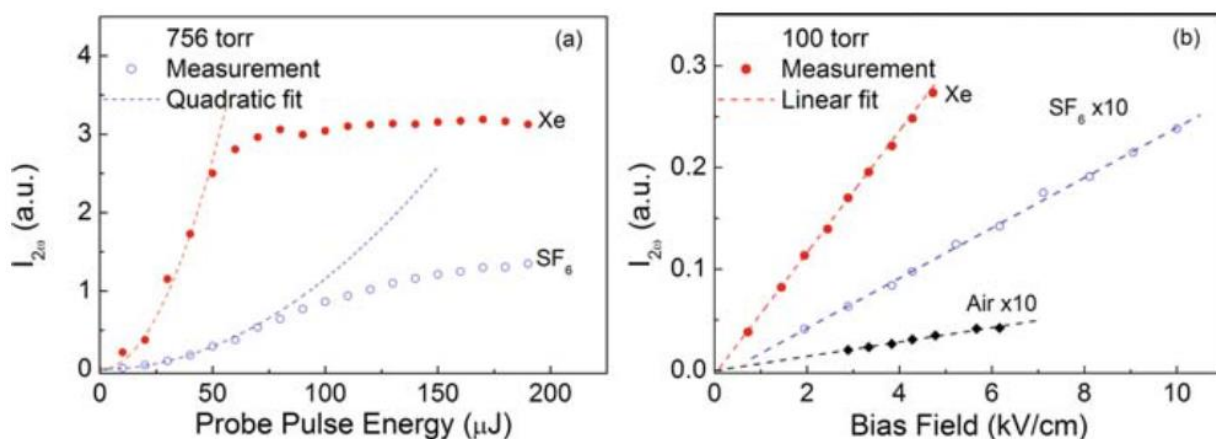


Рис. 1.17. Зависимость интенсивности второй гармоники от энергии оптического пробного импульса и прикладываемого внешнего постоянного поля в различных газовых средах

Данная методика позволяет регистрировать не только временную форму излучения, но и получать спектр ТГц излучения существенно больший, по сравнению с методиками на основе электрооптических кристаллов, в которых из-за фоновых резонансных линий присутствует поглощение в

высокочастотной области (>4 ТГц). Сравнение двух спектров от одного источника, измеренных разными методиками представлено на Рис. 1.18.

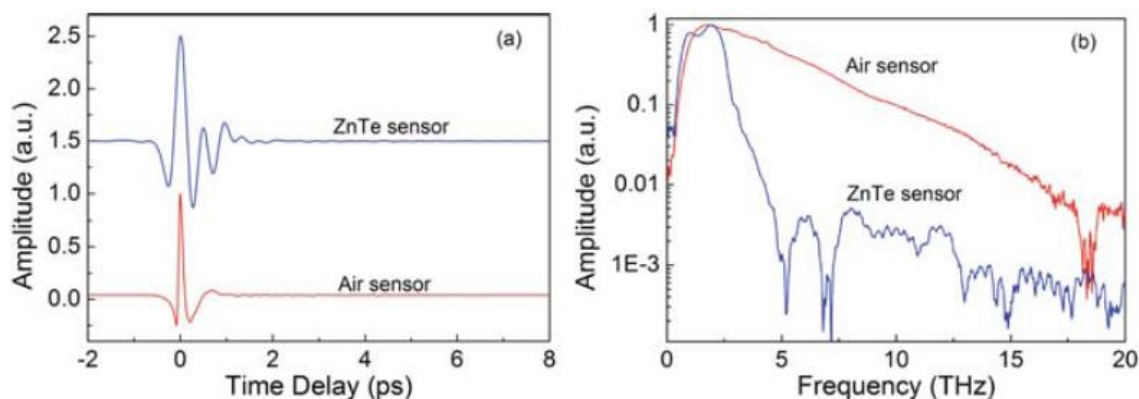


Рис. 1.18 Амплитуда и спектр ТГц излучения, измеренная с помощью ЭО методики и в воздухе

1.2.2 Методы построения изображений в терагерцевом диапазоне частот.

Одним из ключевых направлений применения терагерцевого излучения является развитие методик по построению изображений в данном диапазоне частот. Излучение в указанном интервале спектра электромагнитных волн имеет невысокую энергию кванта и сравнительно небольшую глубину проникновения в биологические ткани из-за поглощения в воде. В то же время большинство материалов, используемых для упаковки (пластик, одежда, бумага) являются слабо поглощающими для ТГц излучения. Вместе с тем в данном диапазоне находятся характерные вращательные моды больших молекул (медикаменты, взрывчатые вещества и т.д.), что привлекает внимание еще большего количества исследователей. Поскольку типичные величины длин волн излучения составляют десятки-сотни микрометров, это позволяет обеспечивать пространственное разрешение порядка 1 мм. Из-за указанных особенностей построение изображений в ТГц области применяется в различных областях науки и техники [38,162–168]. Пример построения изображения биологического объекта – листа растения, в котором отчетливо видны каналы,

по которым поступает вода, представлен на Рис. 1.19 [169]. Там же представлен процесс изменения содержания воды со временем.

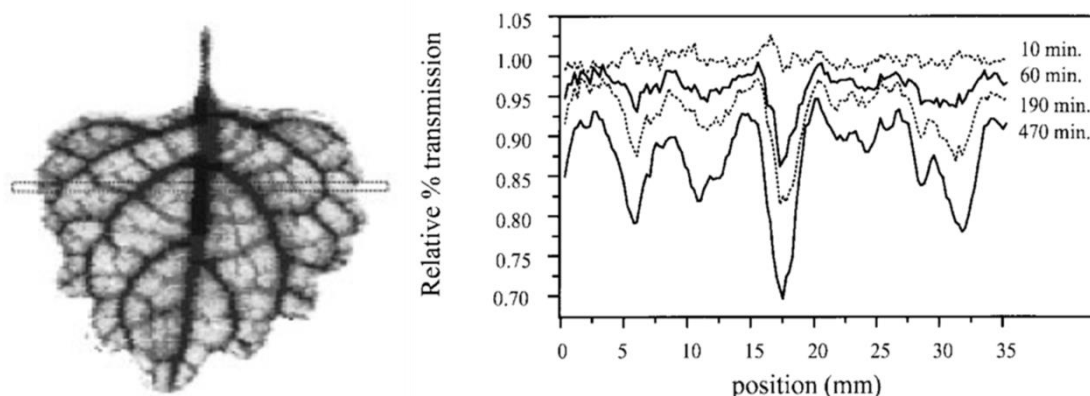


Рис. 1.19. Изображение листа растения (слева) и пропускание ТГц излучения по пространству вдоль среза от времени (справа)

В целом существует два основных класса техник построения изображений в терагерцевом диапазоне с применением непрерывных источников (или квазинепрерывных) или импульсных источников [166]. Некогерентное построение изображений для непрерывных источников подразумевает измерение интенсивности и поляризации терагерцевой волны [170]. Когерентное детектирование для непрерывных источников может быть реализовано путем фазовой визуализации, даже с применением некогерентной техники измерения [171–173]. Пример подобной схемы детектирования изображен на Рис. 1.20 [171]. Основным элементом подобных схем является интерферометр.

Обе из выше упомянутых методик могут применяться для импульсных источников ТГц излучения, но основным преимуществом последних является возможность когерентного детектирования (например, с помощью электрооптической техники [43], когерентного детектирования в антеннах [14], и с помощью индуцированной второй гармоники [160]) для амплитудной [38,174,175], быстрой частотно-разрешенной [176], поляризационной [177], времяпролетной [178,179] и фазовой [179]

визуализаций. В случае амплитудной визуализации основным измеряемым параметром является поглощение или пропускание излучения при прохождении через исследуемый образец, как это было продемонстрировано на Рис. 1.19. Для времяпролетной визуализации берется информация о задержке, происходящей в объекте из-за разницы показателей преломления между материалом изучаемого объекта и окружающей среды. Быстрая частотно-разрешенная визуализация предполагает анализ временной формы с последующим преобразованием и извлечением информации об амплитуде спектральных компонент, получая информацию о поглощении по аналогии с тем, как это реализовано для быстрого Фурье преобразования. При анализе некоторых объектов важно наблюдать состояние поляризации ТГц излучения после пропускания или отражения от объекта, на чем и основана поляризационная визуализация. При анализе компонент спектральных амплитуд в результате Фурье преобразования также берется в расчет относительных сдвиг фазы, возникающий между опорным импульсом или проходящим через исследуемый образец. На основе этого метода реализуется фазовая визуализация. Однако в случае присутствия слабого поглощения в объекте, амплитудная и поляризационная визуализация становится неэффективной. Измерение фазы или задержки импульса в объекте позволяет преодолеть данную проблему. Впервые фазовая и времяпролетная визуализация были реализованы для растрового сканирования с применением интерферометра и выращенной при низкой температуре фотопроводящей антенны на основе арсенида галлия в качестве источника и детектора [179]. Схема данной установки изображены на Рис. 1.21. По аналогии с фазовой визуализацией для непрерывных источников здесь также был использован интерферометр. Позднее было продемонстрировано, что применение просвечивающей геометрии для растрового сканирования (с электрооптическим кристаллом теллурида цинка (ZnTe) в качестве детектора позволило извлекать информацию о фазе ТГц излучения, прошедшего через

объект [164]. Использование широкополосного ТГц излучения в этой схеме позволяет измерять фазовый сдвиг на различных частотах и таким образом избегать кратности в 2π при визуализации [164].

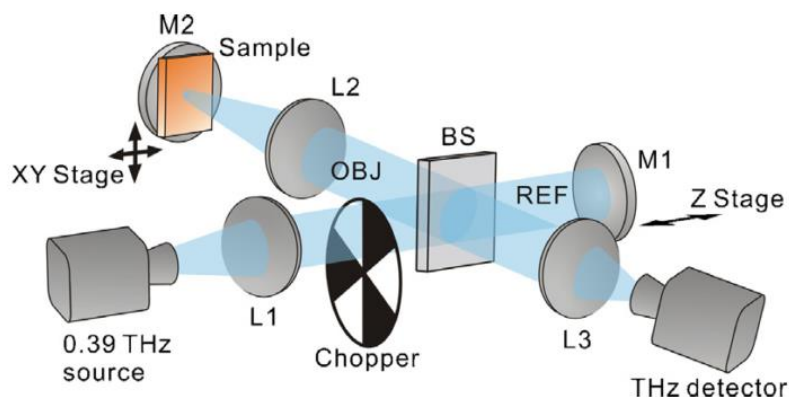


Рис. 1.20. Схема установки для когерентного детектирования при фазовой визуализации с использованием непрерывных источников

Растровая времяпролетная и фазовая визуализация в просвечивающей геометрии были выполнены для голографии на основе низкотемпературной фотопроводящей антенны из арсенида галлия [180]; комбинация этих подходов позволяет описывать в достаточно полном объеме оптические свойства материалов в ТГц диапазоне.

В первых работах по визуализации [169,178] применялись детекторы без пространственного разрешения, приводящие к необходимости поточечного сканирования. Кроме того снижение скорости построения изображения происходило из-за сканирования задержки между терагерцевым и пробным оптическим импульсами. Последний недостаток был устранен путем применения чирпированных зондирующих импульсов, позволяющих зарегистрировать всю временную форму ТГц импульса [39–41]. Схема такой установки представлена на Рис. 1.22. Изначально спектрально ограниченные фемтосекундные импульсы пропускались через стретчер, состоящий из двух дифракционных решеток, в результате чего длительность импульса увеличивалась до нескольких пикосекунд. Далее излучение заводилось вместе с

терагерцевым в электрооптический кристалл; вследствие наведенного двулучепреломления из-за присутствия ТГц излучения поляризация для каждой части растянутого оптического импульса изменялась по своему в зависимости от величины поля ТГц излучения. За счет большой ширины спектра фемтосекундных лазерных импульсов с помощью поляризатора и спектрометра извлекалась информация о модуляции, вносимой в оптический чирпированный импульс ТГц излучением.

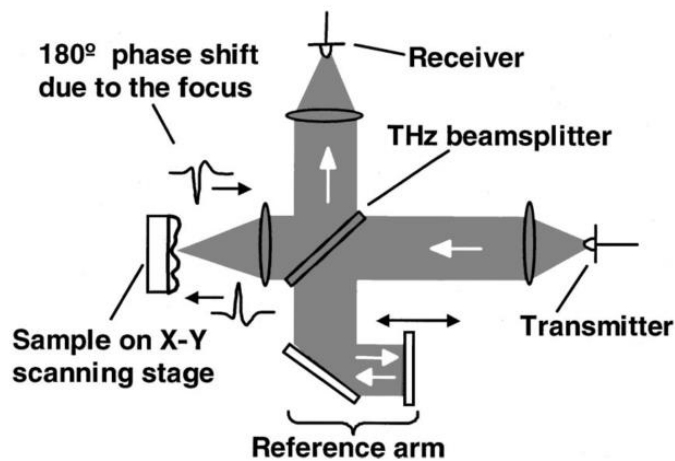


Рис. 1.21. Схема экспериментальной установки для фазовой визуализации с применением импульсного источника

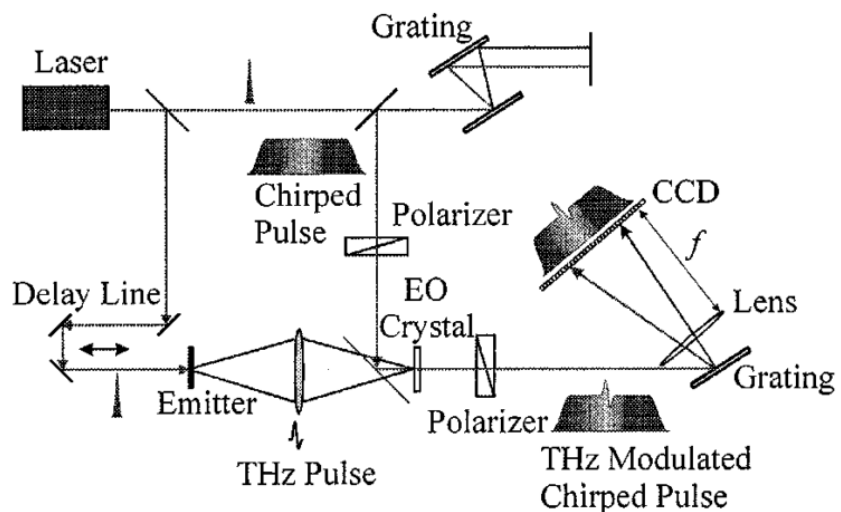


Рис. 1.22. Схема установки для детектирования терагерцевого излучения с применением чирпированных импульсов

Однако, в основном скорость визуализации определяется временем, расходуемым на пространственное сканирование [162,181]. Поэтому представляет интерес использование кристаллов большой апертуры [182–185] для визуализации ТГц импульса без пространственного сканирования. Широкоапертурное детектирование позволяет увеличивать скорость визуализации, что было продемонстрировано для широкополосной фазовой визуализации (для отражающей геометрии) с применением электрооптического кристалла и ПЗС камеры [182]. Схема данной установки изображена на Рис. 1.23. Широкоапертурные фазовые и времяпролетные измерения для широкополосного ТГц излучения в просвечивающей геометрии были реализованы для вышеупомянутых методик только для голографии [186], хотя отображение фокальной плоскости дает изображение лучшего качества. Кроме того, обработка изображений в просвечивающей геометрии проще по сравнению с отражающей геометрией вследствие отсутствия множественных переотражений.

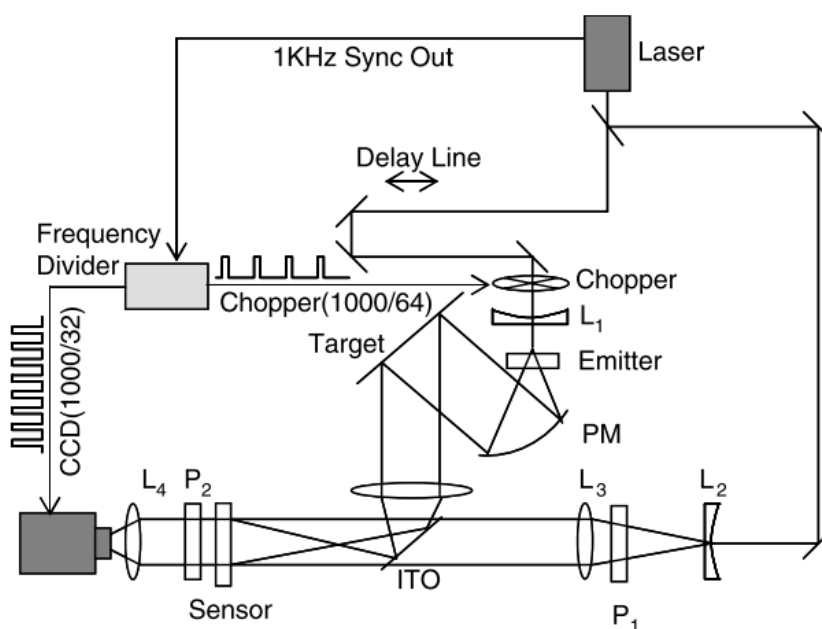


Рис. 1.23. Схема экспериментальной установки для двухмерной пространственно-временной визуализации

ГЛАВА 2. ИССЛЕДОВАНИЕ УГЛОВОГО И ЧАСТОТНО-УГЛОВОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ТЕРАГЕРЦЕВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ИЗ ПЛАЗМЫ, СОЗДАВАЕМОЙ ПРИ РАЗЛИЧНОЙ ФОКУСИРОВКЕ ДВУХЧАСТОТНЫХ ФЕМТОСЕКУНДНЫХ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ

Глава 2.1. Экспериментальные установки и обработка результатов.

Для детального изучения вопроса диаграммы направленности ТГц источника на основе оптического пробоя воздуха двухчастотными лазерными импульсами с различными режимами фокусировки были собраны три экспериментальные установки. Соответствующая нумерация установок 1, 2 и 3 представлена на Рис. 1.24-1.26, а также сводная информация по установкам представлена в таблице 2.1. Все установки в основе имеют схожий принцип генерации терагерцевого излучения, но различие состоит в детекторах. Во всех установках часть лазерного излучения используется для генерации второй гармоники в кристалле ВВО (бета бората бария $\beta\text{-BaB}_2\text{O}_4$) (I – тип, $7 \times 5 \times 0.4 \text{ мм}^3$, эффективность преобразования 10% для установки 1 и I – тип, $10 \times 10 \times 0.2 \text{ мм}^3$, эффективность преобразования 8% для установок 2 и 3). Для более эффективной генерации ТГц излучения состояния поляризаций основной и второй гармоник делались линейными и сонаправленными с помощью фазовой пластинки (полуволновая для первой гармоники и волновая для второй гармоники). Также задержка между гармониками компенсировалась с помощью специальной пластинки – компенсатора задержки групповых скоростей. Двухчастотные импульсы фокусировались в воздух с помощью параболических зеркал с различными фокусными расстояниями: 2, 4, 7,5 дюймов для установки 1; 1, 4, 8 дюймов для установки 2; 4, 8 дюймов для установки 3 (сводка основных характеристик для сравнительного анализа по установкам приведена в таблице 2.1). Угловые распределения мощности терагерцевого излучения для установок 1 и 2 измерялись путем поворота детектора Голея (Tydex, GC-1P) вокруг лазерно-индуцированной плазмы. Для проведения измерений выходное лазерное излучение модулировалось с частотой 20 Гц с помощью выходного

электрооптического ключа (ячейки Поக்கельса) на регенеративном усилителе в установке 2 и модулировалось с частотой 15 Гц с помощью механического модулятора для установки 1. Для реализации методики синхронного детектирования измерения проводились с использованием синхронного детектора (Stanford Research Systems SR830 DSP). Шаг по углу для измерений был равен $2,5^\circ$ в установке 1 и $2,5^\circ$, 5° и 10° для параболических зеркал с фокусными расстояниями 8, 4 и 1 дюйм (числовая апертура (NA)) 0,025, 0,05, 0,2) соответственно для установки 2. Выбор углов измерений зависел от фокусного расстояния: угловое распределение является более широким для меньших фокусных расстояний параболического зеркала, что и определило дальнейший выбор шага по угловым измерениям в установке 2. Расстояние между плазменным каналом и детектором Голея было 20-25 см (в дальней зоне для ТГц излучения из плазмы диаметром порядка 100 мкм в диаметре) и не изменялось в ходе экспериментов. Перед детектором Голея помещалась диафрагма с отверстием диаметром ~ 7 мм для выделения части ТГц излучения, распространяющегося в конус с углом раскрытия $2,5^\circ$. Экран из политетрафторэтилена (ПТФЭ) толщиной 2 мм помещался перпендикулярно к оси источник-детектор на расстоянии около 5 см от искры плазмы для отсеивания оптического излучения.

На разных установках применялись два метода проведения частотно-угловых измерений ТГц излучения. В установке 1 узкополосные ТГц фильтры помещались между ПТФЭ экраном и детектором Голея с последующим проведением угловых измерений. Применялось шесть фильтров с центральными частотами на 0.6, 0.8, 1.0, 1.3, 1.6 и 1.9 ТГц. Эти спектры пропускания измерялись независимо с помощью методики электрооптического детектирования с тестовым источником (показаны на Рис. 2.2). Таким образом, был получен двухмерный набор значений мощности ТГц излучения (6 различных фильтров и 20 точек для каждого фильтра в угловом распределении). Для калибровки угловых распределений, измеряемых с

помощью каждого фильтра, проводилось измерение спектра терагерцевого излучения на оси тем же электрооптическим детектором, который использовался для калибровки полосовых фильтров для установки 1. Угловые распределения для каждого фильтра были нормированы в соответствии с измеренным осевым спектром.

Таблица 2.1. Экспериментальные установки (см. Рис. 2.1)

Номер установки	Лазерная система, энергия импульса, длительность импульса, диаметр пучка по уровню $1/e^2$	Способ детектирования	F, дюймы	Применение
1	Coherent Astrella, 35 фс, 2.7 мДж, 12 мм	Детектор Голя с/без ТГц узкополосных фильтров	2, 4, 7.5	Измерение угловых и частотно-угловых распределений ТГц излучения
2	Coherent Legend Elite, 150 фс, 2.5 мДж, 12 мм	Детектор Голя	1, 4, 8	Измерение угловых распределений ТГц излучения
3	Coherent Legend Elite, 150 фс, 2.5 мДж, 12 мм	Электро-оптическое детектирование с помощью кристалла ZnTe	4, 8	Измерение частотно-угловых распределений ТГц излучения

Измерения частотно-угловых распределений в установке 3 проводились с помощью стандартной электрооптической методики с использованием

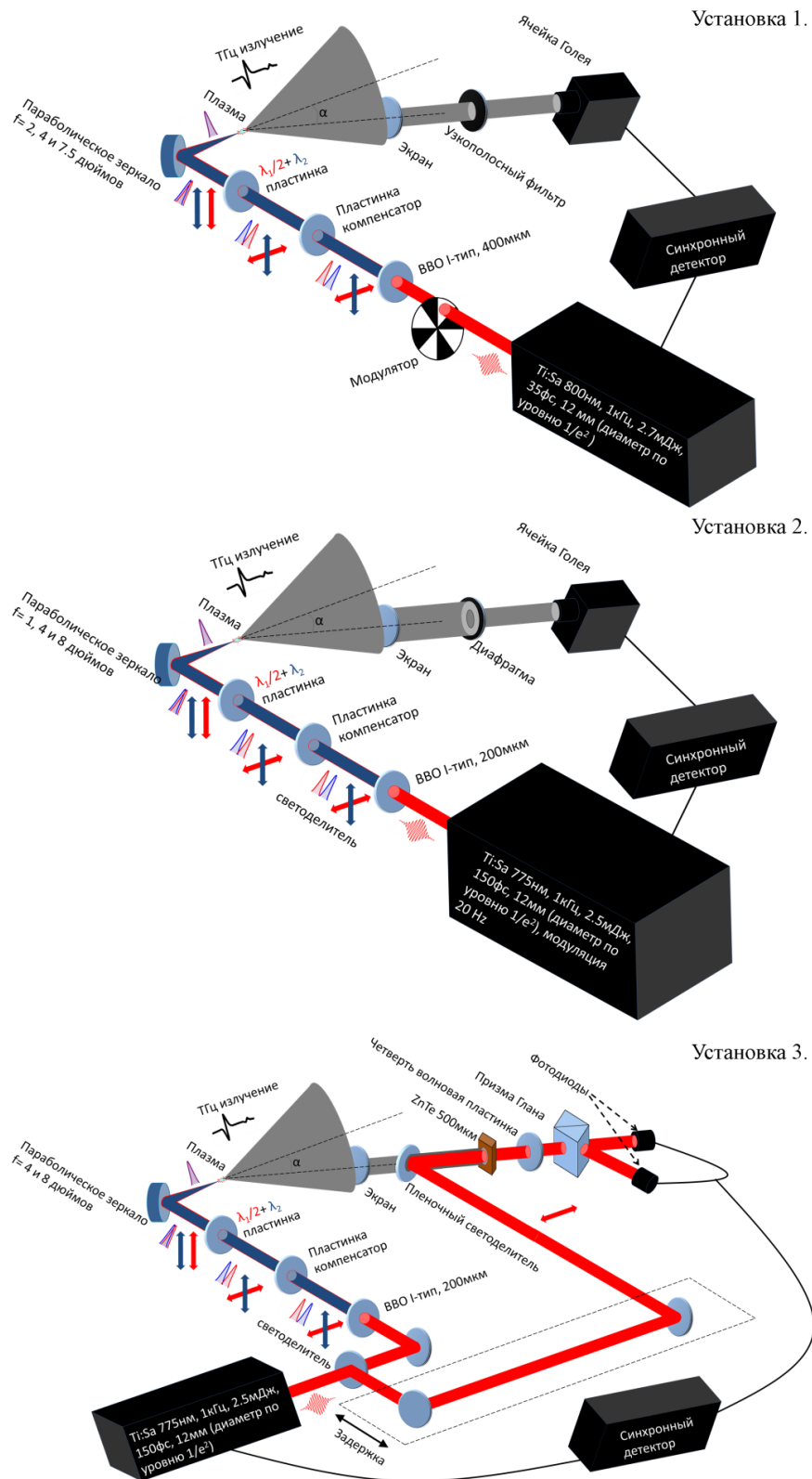


Рис. 2.1. Схемы экспериментальных установок для проведения измерений угловых и частотно-угловых распределений ТГц излучения из плазмы

кристалла теллурида цинка ZnTe ($\langle 110 \rangle$ вырез, $10 \times 10 \times 0,5 \text{ мм}^3$), четвертьволновой пластиной, призмой Глана-Тейлора и двумя фотодиодами. Пробный лазерный пучок пропусклся через моторизованную линию задержки и диафрагму с диаметром $\sim 1 \text{ мм}$ для более точного измерения. Сигнал от балансного детектора направлялся в синхронный детектор (Stanford Research Systems SR830 DSP). Вся часть установки с детектором вращалась вокруг плазменного канала с тем же угловым шагом, что и для измерения мощности ТГц излучения. Для каждой точки в угловом измерении регистрировалась временная форма импульса ТГц излучения и амплитуда сигнала от одного из фотодиодов.

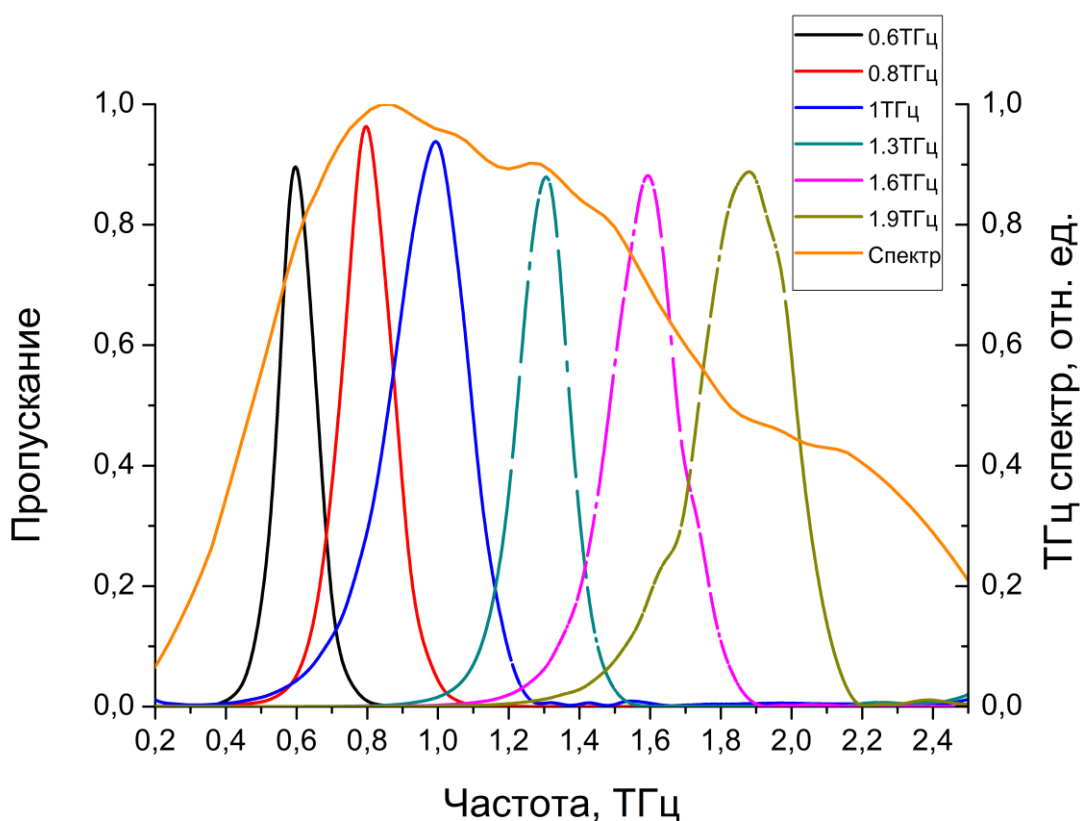


Рис. 2.2. Спектр терагерцевого излучения, измеренный на оптической оси с помощью электро-оптического детектора и спектры пропускания используемых в эксперименте узкополосных ТГц фильтров

Для обеспечения одинакового масштабирования исследуемого сигнала под разными углами, полученные формы сигналов импульсов ТГц излучения

нормировались на соответствующую амплитуду с фотодиода. Эти "масштабированные" временные формы обрабатывались с помощью быстрого преобразования Фурье для получения ТГц спектров. Для исключения модуляции за счет отражения ТГц волн внутри кристалла ZnTe полученные спектры сглаживались с шагом 0,1 ТГц. Все эти измерения проводились для параболических зеркал с фокусными расстояниями $F = 8$ и 4 дюймов ($NA \approx 0.025$ и 0.05) (см. Таблицу 1).

Глава 2.2. Модель однонаправленного уравнения распространения.

Для объяснения полученных результатов было выполнено в группе профессора Косаревой О.Г. численное моделирование по генерации ТГц излучения из индуцированной двухчастотными фемтосекундными лазерными импульсами плазмы на основе УОРИ [114] для аксиально симметричной пространственно-временной Фурье гармонике

$$\left(\frac{\partial}{\partial z} + ik_z\right)\hat{E}(\omega, k_r, z) = -\frac{2\pi\omega}{c^2 k_z} \left(\hat{J}(\omega, k_r, z) + i\omega\hat{P}(\omega, k_r, z)\right), \quad (2.1)$$

где z координата распространения, c – скорость света. Это уравнение распространения является наиболее подходящим для моделирования генерации ТГц излучения из индуцированной двухчастотными фемтосекундными импульсами плазмы, поскольку оно описывает одновременно электрическое поле с ультрашироким спектром от ТГц до ультрафиолетового диапазона и непараксиальную дифракцию (это особенно важно для низкочастотных ТГц компонент спектра, которые могут расходиться из филамента под углами $\sim 10^\circ$ и более) посредством продольного волнового числа

$k_z(\omega, k_r) = \left[\omega n^2(\omega)c^{-2} - k_r^2\right]^{1/2}$, где $n(\omega)$ это показатель преломления. УОРИ

включает отклик на нелинейной поляризации третьего порядка (эффект Керра) \hat{P} [64,73] и нестационарного фототока \hat{J} [23,73]

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + v_c\right) J(t, r, z) = \frac{e^2}{m_e} N_e(t, r, z) E(t, r, z), \quad (2.2)$$

которые вносят наибольший вклад в генерацию ТГц излучения в нашей геометрии. Здесь e и m_e это заряд и масса электрона, N_e – концентрация свободных электронов, описываемая с помощью уравнения

$$\partial_t N_e = w(E(t, r, z)) \times (N_0 - N_e(t, r, z)), \quad (2.3)$$

где $w(E)$ - вероятность ионизации, описываемой в рамках модели Переломов-Попов-Терентьев (ППТ). Решение аксиально-симметричного УОРИ [147] основывается на дискретном преобразовании Ханкеля и предоставляет разрешение в углах распространения вплоть до 45° и в частотах до 0.05 ТГц. Важно отметить, что моды, возникающие при размере источника меньше длины волны излучения, последовательно учитываются в уравнении из-за сложного продольного волнового числа k_z . Исходное пространственно-временное распределение электрического поля в координатах (t, r, z) в численном моделировании было Гауссовым в пространстве и времени со спектром, энергией, диаметром и длительностью соответствующие экспериментальным для установки 2,3 (лазерная система Coherent Legend Elite). Фаза пучка устанавливалась в плоскости $z = 0$ с параболической зависимостью, соответствующей фокальному расстоянию F . Задаваемая параболическая фаза является подходящей только для Гауссовых пучков с диаметром менее чем $d_{crit} = 2 \times \sqrt{8F^3 / k_0}$ [118], где k_0 это волновое число. Величина d_{crit} является большей чем размер пучка (1 см) для $F = 4, 8$ дюймов ($NA \approx 0.05, 0.025$), однако $d_{crit} = 3.3$ мм в случае $F = 1$ " ($NA \approx 0.2$). Поэтому моделирование выполнялось только для относительно мягкой фокусировки $F = 4, 8$ " ($NA \approx 0.05, 0.025$), таким образом воспроизводились условия для установки 3.

Глава 2.3. Результаты.

Экспериментально измеренные зависимости мощности ТГц излучения от угла поворота детектора показаны на Рис. 2.3 (а) и Рис. 2.3 (б) для установки 1 (измерения без полосовых фильтров) и для установки 2 соответственно. Наблюдается уменьшение расходимости и увеличение мощности ТГц излучения с увеличением фокусного расстояния для обеих установок. Особенностью результатов для наибольшего фокусного расстояния $F = 7,5''$ ($NA \approx 0,02$) в установке 1 является большой пьедестал в угловом распределении, в то время как эти распределения равномерны для более короткой фокусировки, как показано на Рис. 2.3 (а) и Рис. 2.3 (б).

Для более детального исследования особенностей диаграммы направленности ТГц излучения проводились измерения частотно-угловых распределений на двух установках (Рис. 2.4, 2.5). Для установки 1 (длительность импульса 35 фс полная ширина на уровне половины максимума (FWHM)) результаты представлены на Рис. 2.4. В случае $F = 2''$ ($NA \approx 0,07$) частотно-угловые распределения являются унимодальными и кольца не видны, в то время как в случае $F = 4$ и $7,5''$ ($NA \approx 0,035$ и $0,02$) наблюдаются два пика примерно при $\pm 7^\circ$ от оптической оси, что соответствует кольцевой структуре. В случае меньшего значения числовой апертуры (Рис. 2.4 (в)), кольцевая структура наблюдается более ясно. Это означает, что уменьшение числовой апертуры важно для наблюдения четкой кольцевой структуры. Отметим, что также наблюдается сильный осевой пик в экспериментальных данных для $F = 4$ и $7,5''$ ($NA \approx 0,035$ и $0,02$). Этот эффект не воспроизводится в моделировании, однако может быть связан с длительностью импульса, которая существенно короче чем в численном моделировании.

В случае установок 2 и 3 (длительность импульса 150 фс по уровню FWHM) наблюдалась аналогичная зависимость распределения ТГц поля от числовой апертуры. Угловые распределения мощности ТГц излучения были унимодальными для более коротких фокусных расстояний $F = 1$ и $4''$ ($NA \approx 0,05$). Эта унимодальная структура сохранялась и для частотно-углового

распределения для $F = 4''$. Напротив, угловое распределение для самого большого фокусного расстояния $F = 8''$ ($NA \approx 0.025$) имело плоскую вершину, как показано на Рис. 2.3 (б), а в частотно-угловом распределении наблюдалась яркая кольцеобразная структура (см. Рис. 2.5). Хотя интегральные спектры результатов близки к измерениям с помощью детектора Голя на Рис. 2.3(б), они имеют некоторые различия, которые могут быть объяснены отличающейся реакцией детекторов в этой спектральной области и относительно высоким уровнем шума в электрооптических измерениях.

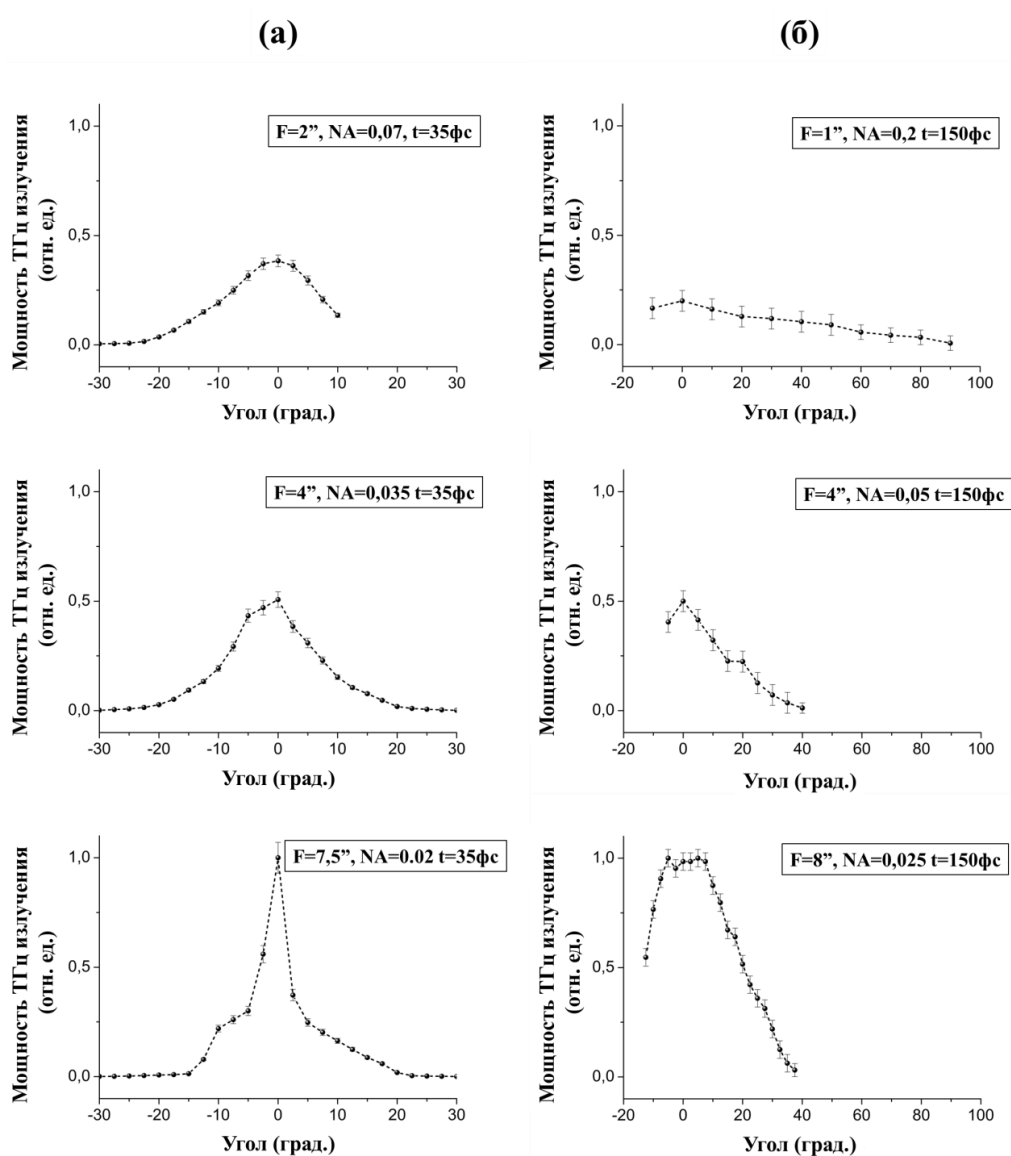


Рис. 2.3. Угловые распределения мощности ТГц излучения для установки 1 (а) и установки 2 (б)

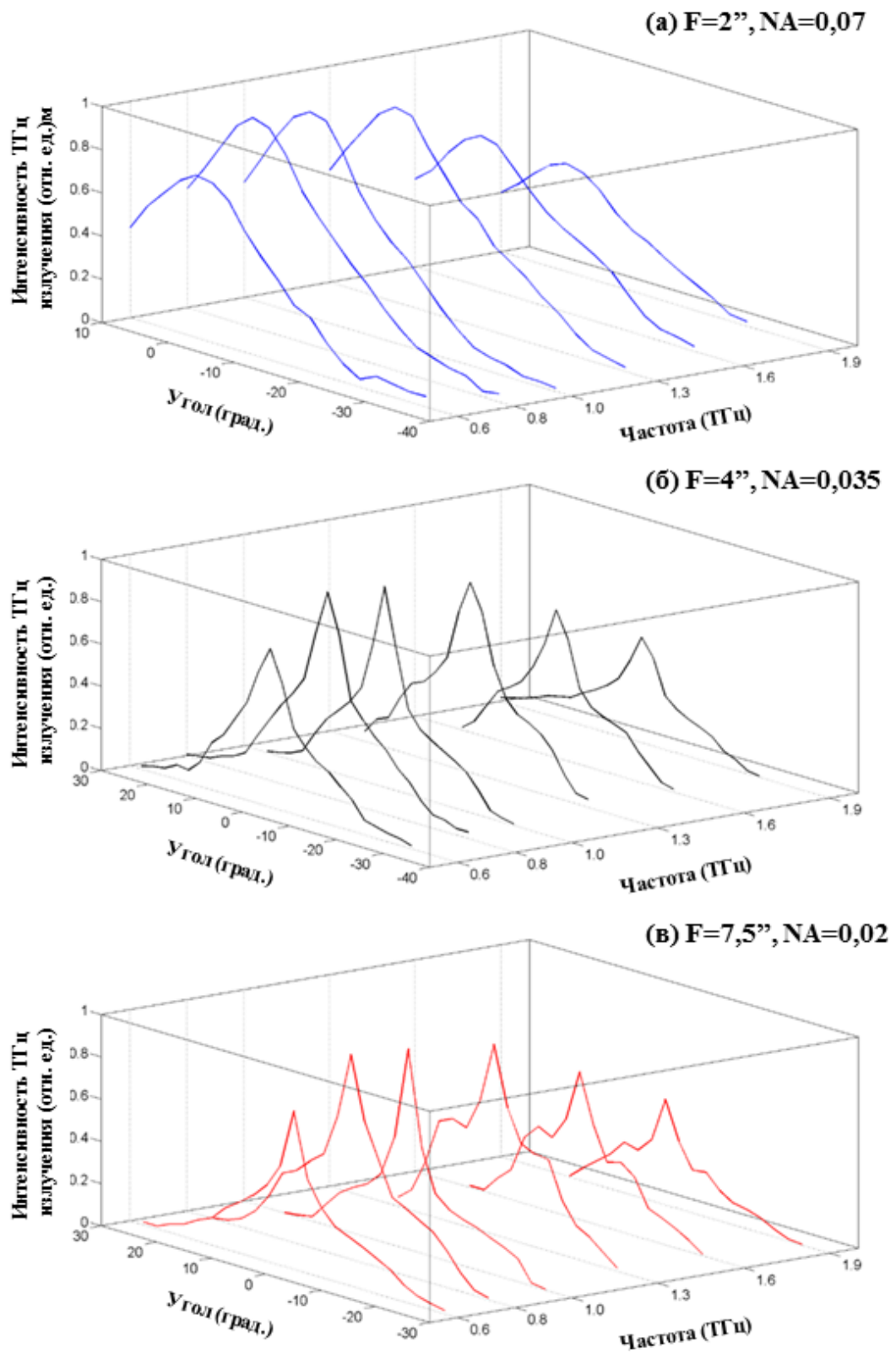


Рис. 2.4. Частотно-угловые распределения мощности ТГц излучения, измеренные для различных фокусных расстояний параболических зеркал

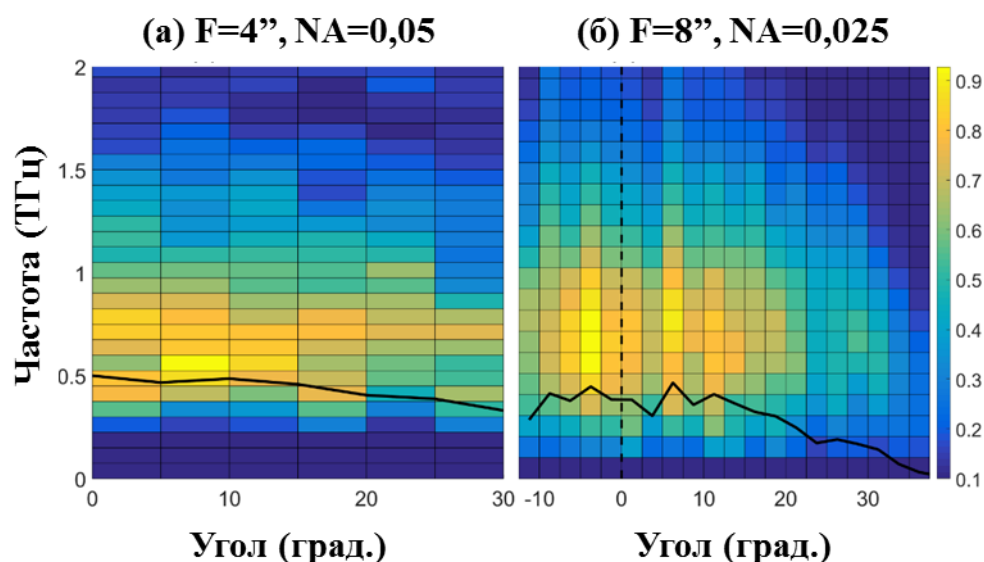


Рис. 2.5. Частотно-угловые распределения мощности ТГц излучения, измеренные на установке 3 для фокусного расстояния параболического зеркала $F=4''$ (а) и $F=8''$ (б). Черная линия показывает угловое распределение мощности ТГц излучения, полученное путем интегрирования по спектру для определенного значения угла

Для подтверждения результатов измерений было проведено численное моделирование в рамках УОРИ. Смоделированное частотно-угловое распределение в конце плазменного канала показано на Рис. 2.6 (а) для $F = 4''$ ($NA \approx 0.05$) и на Рис. 2.6 (б) $F = 8''$ ($NA \approx 0.025$). Они демонстрируют унимодальную структуру с максимумом на оси пучка в низкочастотной области ТГц спектра. Появление двух пиков на одинаковых углах от оси в частотно-угловом распределении соответствует кольцевой структуре. Согласно численному моделированию для $F = 4''$ ($NA \approx 0.05$), кольцевая структура не появляется в этой области частот до 3 ТГц, доступной для экспериментальных измерений. В отличие от этого, яркая кольцевая структура хорошо видна для 2 ТГц при $F = 8''$ ($NA \approx 0.025$, Рис. 2.6 (б)-2.6 (в)). Результаты численного моделирования показывают, что кольцевая структура в частотно-угловом распределении может наблюдаться только в случае малой NA: самый мягкий режим фокусировки $F = 8''$. Эти результаты хорошо согласуются с

измеренными частотно-угловыми распределениями, которые показывают яркую кольцевую структуру только в случае большого фокусного расстояния и малой NA, как показано на Рис. 2.4 (в) и 2.5 (б).

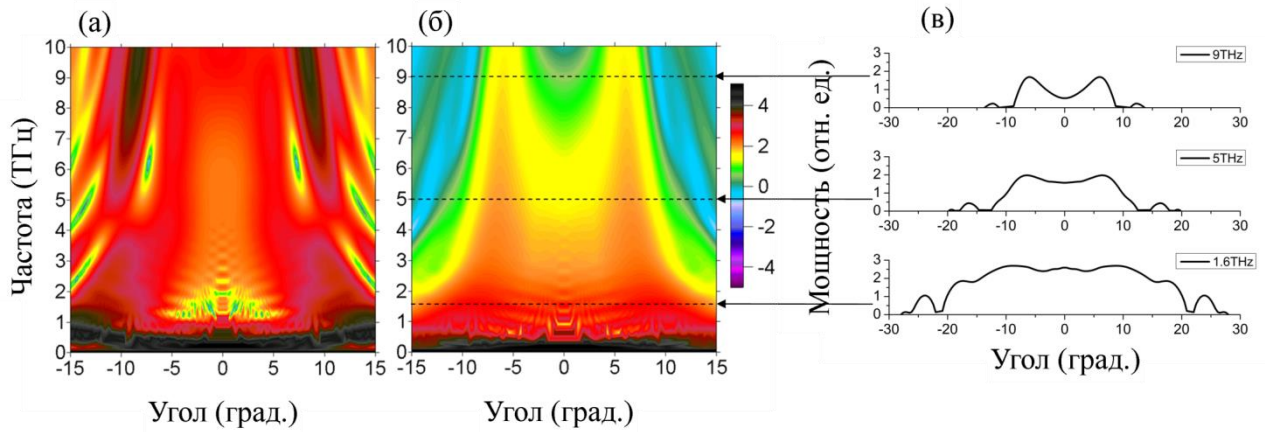


Рис. 2.6. Частотно-угловые распределения мощности ТГц излучения, полученные в результате численного моделирования в логарифмической шкале, соответствующие фокусному расстоянию $F = 4''$ ($NA \approx 0.05$) (а), и соответствующие фокусному расстоянию $F = 8''$ ($NA \approx 0.025$) (б) с угловыми распределениями для определенных частот в линейной шкале (в)

Угол расхождения колец $\pm 7^\circ$ в моделировании также хорошо согласуется с углом расходимости кольцевых структур в эксперименте (Рис. 2.4 (в), 2.5 (б)) и с шириной плато в угловом распределении мощности ТГц излучения (Рис. 2.3). Таким образом, как в результате экспериментов, так и в численном моделировании кольцевая структура в частотно-угловом распределении ТГц излучения смещается в сторону низких частот с увеличением фокусного расстояния. Унимодальное частотно-угловое распределение мощности ТГц излучения с малой угловой расходимостью в низкочастотном диапазоне ТГц (до ≈ 10 ТГц) может быть получено для умеренных условий фокусировки, что соответствует фокусному расстоянию $4''$ ($NA \approx 0.035-0.05$) согласно данным экспериментов и численного моделирования.

Полученные в экспериментах и численном моделировании результаты можно объяснить качественно на основании существующих механизмов

генерации ТГц излучения в индуцированной двухчастотными импульсами плазме. Существуют два основных нелинейных механизма формирования кольцевой структуры в диаграмме направленности ТГц излучения при пробое газов двухчастотным фемтосекундным лазерным импульсом: фазовое рассогласование между оптическими гармониками, приводящее к изменению полярности ТГц импульсов [143], и рассеяние на плотной плазме как на препятствии для ТГц излучения [145,147]. Согласно обоим механизмам требуется более длинный плазменный канал для возникновения резко выраженной кольцевой структуры в диаграмме направленности ТГц излучения. Длина участка рассогласования между гармониками составляет около 2 см; в наших экспериментах длина плазменного канала составляла 7 мм для фокусных расстояний $F = 7,5$ и 8" и около 1 мм для меньших. Следовательно, фазовое рассогласование между гармониками не играло существенной роли в наших экспериментах и моделировании, а возникновение кольцевой структуры в основном определялось за счет рассеяния ТГц излучения на плазме как на препятствии.

Диаметр плазменного канала составлял 100 мкм. Это препятствие является субволновым для ТГц излучения с частотой $\nu_{\text{ТГц}} \leq 3$ ТГц (длины волн больше, чем ≈ 100 мкм). Низкочастотные ТГц-волны огибают такое препятствие без существенных изменений в дальней зоне дифракции даже в случае плазменной частоты большей, чем частота ТГц излучения. В результате низкочастотное ТГц излучение является унимодальным без кольцевых структур. Напротив, ТГц-волны с частотой $\nu_{\text{ТГц}} \geq 3$ ТГц (длина волны меньше ≈ 100 мкм) менее эффективно дифрагируют на плазменном канале и, следовательно, распространяются через плазму [117]. Это приводит к возникновению индуцированного плазмой фазового сдвига между гармониками, который приводит к кольцевому распределению мощности ТГц излучения в дальней зоне дифракции. Более длинный плазменный канал усиливает этот эффект, и его можно наблюдать для ТГц волн с меньшей частотой.

Таким образом, в результате измерений с двух разных лазерных установок показано, что ТГц излучение из индуцированного двухчастотными фемтосекундными лазерными импульсами плазменного канала имеет сравнительно узкое унимодальное угловое распределение с подавленной кольцевой структурой (с явно выраженным максимумом на оси) в низкочастотной области спектра 0,3–3 ТГц в случае умеренной фокусировки; этот режим соответствует фокусному расстоянию $F = 4''$ ($NA \approx 0.035\text{--}0.05$) для используемых лазерных систем. Несмотря на то, что длительность импульсов используемых лазерных систем существенно отличалась (35 и 150 фс), в наших экспериментах было показано, что форма ТГц излучения в этом спектральном диапазоне в основном определяется условиями фокусировки. Согласно данным наблюдаются некоторые различия в угловых распределениях ТГц для установки 1 и установки 2. Во-первых, вблизи оптической оси видно плато для $F = 8''$ ($NA \approx 0.025$), чего не наблюдалось при измерениях углового распределения на установке 1 с той же NA. Кроме того, пьедестал в распределении существовал для всех трех распределений для установки 1, что явно не наблюдается для измерений в установке 2. Одной из возможных причин возникших различий является различная динамика образования плазмы в зависимости от длительности лазерного импульса. Хотя геометрическая фокусировка осуществляется в одних и тех же условиях (одинаковая NA), распределение концентрации электронов в плазменном канале формируется по-разному: интенсивности в перетяжке пучка различны, а концентрация электронов в плазме сильно зависит от интенсивности падающего излучения. Плазменный канал становится более равномерным в случае использования более длинных оптическим импульсов в случае филаментации. При использовании более коротких импульсов должна изменяться плотность плазмы вдоль канала. Согласно модифицированной интерференционной модели [143,145] плазма может рассматриваться как источник препятствий и фазового рассогласования между основной и второй гармониками оптического

излучения, что приводит к различным угловым распределениям. Однако, несмотря на данные эффекты, угловые распределения являются схожими для установок 1 и 2.

Выводы по главе 2.

1. Измерены угловые и частотно-угловые распределения низкочастотного излучения в диапазоне 0,1-2 ТГц из индуцированной двухчастотными лазерными фемтосекундными импульсами плазмы. Были использованы две лазерные системы с различной длительностью импульсов 35 и 150 фс и различными условиями фокусировки $F = 1-8''$ ($NA \approx 0.2-0.02$). Сходство угловых диаграмм ТГц излучения в обоих случаях показывает, что расходимость ТГц излучения в низкочастотном диапазоне определяется в основном условиями фокусировки лазерного излучения накачки, а зависимость от длительности импульса проявляется значительно слабее.
2. В случае коротких фокусных расстояний используемых для фокусировки оптического излучения накачки параболических зеркал 1'' и 2'' ($NA \approx 0.2, 0.07$) наблюдалось широкое унимодальное угловое распределение мощности ТГц излучения, которое распространялось из плазмы под углами к оптической оси вплоть до 90° . Напротив, его распределение для более длинных фокусных расстояний параболических зеркал $F = 7.5''$ и $8''$ ($NA \approx 0.025-0.02$) являлось более узким (углы расходимости $15^\circ-40^\circ$ к оптической оси) с ярко выраженной кольцевой структурой с углом расходимости к оси 7° .
3. Оптимальным оказался умеренный режим фокусировки для используемых параболических зеркал с фокусным расстоянием $F = 4''$ ($NA \approx 0.035-0.05$): угловое распределение ТГц излучения становилось относительно узким, расходимость ТГц излучения составляла $30^\circ-40^\circ$, при этом кольцевая структура не наблюдалась.

4. Полученные экспериментальные результаты находятся в разумном соответствии с данными численного моделирования: кольцевая структура в диаграмме направленности ТГц излучения смещается в сторону высокочастотного ТГц диапазона с уменьшением фокусного расстояния; в случае $F = 4''$ ($NA \approx 0.035-0.05$) кольцевая структура не наблюдается в области частот 0,1 - 2 ТГц, доступной для экспериментальных измерений, в то время как для $F = 8''$ ($NA \approx 0.025$) кольцевые структуры формируются уже при частотах $\approx 0,5-2$ ТГц.

Результаты, представленные в главе, опубликованы в следующих работах, включенных в перечень рецензируемых научных изданий ВАК:

[3] **Ushakov A.A.**, Chizhov P.A., Andreeva V.A., Panov N.A., Shipilo D.E., Matoba M., Nemoto N., Kanda N., Konishi K., Bukin V.V., Kuwata-Gonokami M., Kosareva O.G., Garnov S.V., Savel'ev A.B. Ring and unimodal angular-frequency distribution of THz emission from two-color femtosecond plasma spark // Optics Express – 2018. – Vol. 26, № 14. – P. 8202-18213.

ГЛАВА 3. ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕРАГЕРЦЕВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ИЗ ПЛАЗМЫ, СОЗДАВАЕМОЙ ПРИ ФОКУСИРОВКЕ ДВУХЧАСТОТНОГО ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ, В НАПРАВЛЕНИИ, ОБРАТНОМ РАСПРОСТРАНЕНИЮ ОПТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Глава 3.1. Экспериментальное обнаружение генерации терагерцевого излучения из плазмы, создаваемой при фокусировке двухчастотного лазерного излучения в направлении обратном распространению излучению накачки.

Для экспериментального подтверждения существования терагерцевого излучения, генерирующегося из лазерной плазмы в направлении обратном распространению лазерного излучения, была собрана экспериментальная установка, схема которой представлена на Рис. 3.1. Для генерации оптического излучения использовалась лазерная система Astrella (Coherent Inc., USA) с частотой следования импульсов 1 кГц, центральной длиной волны 800 нм, энергия импульса 2.7 мДж, длительность импульса 35 фс по уровню FWHM, диаметр пучка 10 мм по уровню e^{-2} . Для наибольшей эффективности генерации ТГц излучения выходное лазерное излучение пропусклось через кристалл ВВО ($7 \times 5 \times 0.4$ мм³, I тип синхронизма, 10% эффективность преобразования), пластинку-компенсатор и фазовую пластинку (являющейся полуволновой для первой гармоники и волновой для второй) с последующей фокусировкой параболическим зеркалом с фокусным расстоянием 2 дюйма и диаметром 2 дюйма. При такой фокусировке импульсы первой и второй гармоник были совмещены по времени и пространству, а поляризации гармоник линейными и коллинеарными.

Генерируемое в прямом направлении ТГц излучение коллимировалось и фокусировалось с помощью двух Tsunipica линз с диаметрами 5 см и фокусными расстояниями 10 см в апертуру детектора Голея (Tydex GC-1P) (см. Рис. 3.1 (б)). Механический модулятор с частотой модуляции 15 Гц совместно с синхронным детектором (Stanford Research Systems SR 830 DSP, время

усреднения 300 мс) использовался для синхронного детектирования. Пластика ИТО (оксид олова, допированный индием) вставлялась в пучок под углом 45° к падающему пучку до параболического зеркала для регистрации ТГц излучения, распространяющегося в обратном падающему оптическому излучению направлении. Данная пластика отражала ТГц и пропускала оптическое излучение. После отражения от пластинки ИТО ТГц излучение фокусировалось с помощью линзы Tsururica с фокусным расстоянием 5 см в детектор Голея. Для пропускания в детектор Голея только ТГц излучения, распространяющегося в прямом и обратном направлениях, перед линзами ставилась тефлоновая пластика, отсеивающая оптическое и пропускающая ТГц излучение. С целью предотвращения возможного отражения ТГц излучения от оптических элементов измерения ТГц излучения, распространяющегося в прямом и обратном направлениях, проводились независимо друг от друга с извлечением оптических элементов (Рис. 3.1 (а, б)). Кроме того, проводилась дополнительная проверка на предмет отсутствия каких-либо других оптических элементов, способных отражать ТГц излучения в обратном направлении.

Пластика ИТО оказывала изменение на процесс измерения двумя способами. С одной стороны она вызывала чирпирование оптического импульса вследствие дисперсии групповых скоростей (ДГС) в оптическом диапазоне. Её ДГС была рассчитана из полученного измерения показателя преломления с помощью эллипсометрии (Рис. 3.2 (а)). Положительный чирп, приобретаемый импульсами накачки в пластине ИТО, приводящий к увеличению длительности начального импульса, компенсировался настройкой компрессора лазерной системы и проверкой огибающей импульса на основной длине волны перед параболическим зеркалом в автокорреляторе. С другой стороны, для оценки абсолютной эффективности генерации обратного ТГц излучения необходимо знать отражение пластины ИТО в ТГц диапазоне частот. Для измерения использовалась стандартная методика электрооптического

детектирования с временным разрешением [187] (Рис. 3.2 (б)). Видно, что коэффициент отражения является постоянным в спектральной области, типичной для лазерно-плазменного ТГц источника (0.5–3 ТГц с максимумом ~1 ТГц) [64,90].

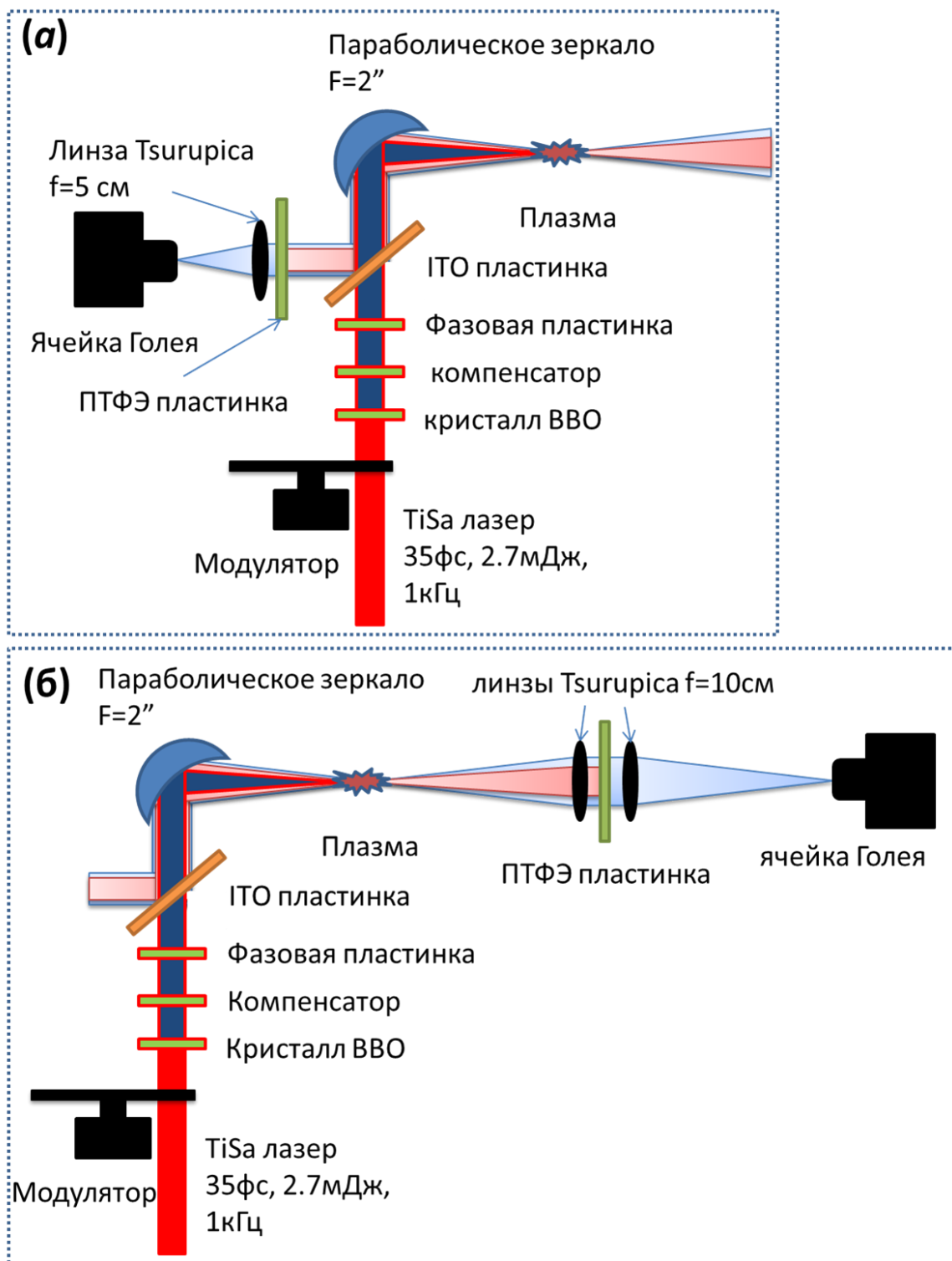


Рис. 3.1. Схемы экспериментальных установок.

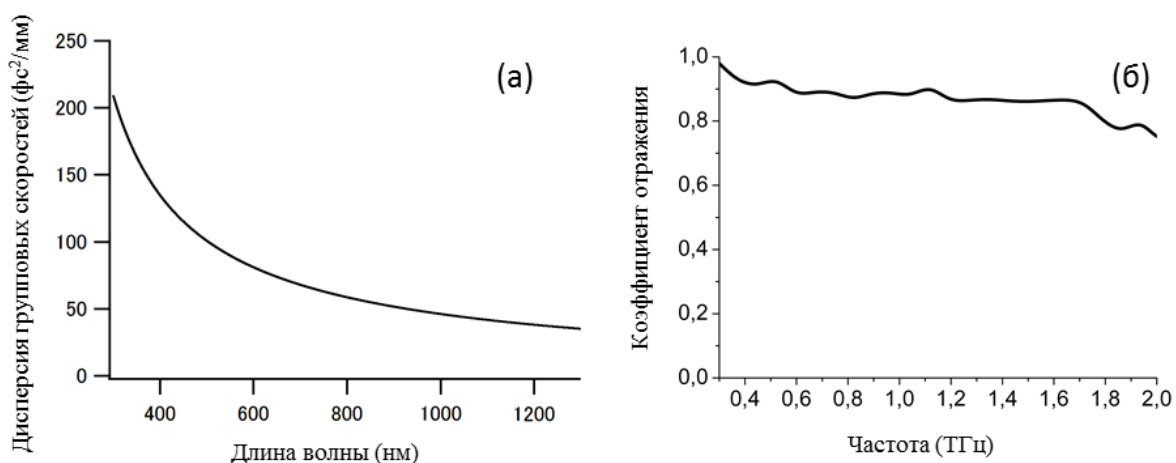


Рис. 3.2. Дисперсия групповых скоростей (а) и коэффициент отражения (б) пластинки ИТО.

В ходе экспериментов наблюдался сигнал с синхронного детектора для ТГц излучения в прямом направлении амплитудой 150 ± 5 мкВ и ТГц излучения в обратном направлении 5 ± 3 мкВ. Данные величины соответствуют средней мощности ~ 1.2 нВт и ~ 0.04 нВт соответственно. Следует отметить, что для измерений в прямом и обратном направлении телесные углы для ячейки Голея при детектировании были практически одинаковыми. С учетом вклада от поглощения на различных оптических элементах при распространении ТГц излучения соотношение по мощности ТГц излучения, распространяющегося в прямом и обратном направлениях составило $\sim 25/1$ (см. таблицу 3.1).

Таблица 3.1. Наблюдаемые напряжения и пересчитанные значения мощности для терагерцевой эмиссии, излучаемой в прямом и обратном направлениях из лазерной плазмы

	Наблюдаемое напряжение (мкВ)	Мощность (нВт)
прямое ТГц излучение	150 ± 5	1.2
обратное ТГц излучение	5 ± 3	0.04

Для описания угловой диаграммы направленности ТГц излучения из плазмы, создаваемой при фокусировке двухчастотного фемтосекундного лазерного излучения, было проведено численное моделирование в лаборатории проф. Косаревой О.Г. в рамках простой интерференционной модели [37,143,188]. В нашем случае можно представить плазму как линейный набор монохроматических дипольных источников. Интерференция излучения от таких источников и формирует диаграмму направленности ТГц излучения. Величина поля ТГц излучения в дальней зоне дифракции от полярного угла $E(\theta)$ описывается согласно формуле:

$$E(\theta) \propto \int_0^z \frac{1}{l(z)} \tilde{E}(\gamma(z, \theta), z, \omega) \exp\left\{\frac{2\pi i[z + l(z)]}{\lambda_{\text{THz}}}\right\} dz \quad (3.1)$$

Здесь λ_{THz} – длина волны терагерцевого излучения, $l(z)$ – длина плазменного канала. В случае дипольного отклика ансамблей осцилляторов $\tilde{E}(\gamma) \propto \cos(\gamma)$. В предположении о том, что центральная длина волны излучения составляет 300 мкм (частота 1 ТГц) и длина плазменного канала 200-260 мкм, что согласуется с наблюдаемыми в эксперименте величинами, соотношение по мощности ТГц излучения, распространяющегося в прямом и обратном направлениях, также оказалось схожим с получаемым в эксперименте.

Поскольку в эксперименте длина плазменного канала на 1-2 порядка была меньше длины дефазировки между оптическими гармониками [143], можно пренебречь этой дефазировкой в модели и использовать ее упрощенную форму [37]. Интерференция волн, излучаемых из различных точек плазменного канала формирует угловую диаграмму ТГц-излучения для заданной частоты. Соотношение энергий ТГц эмиссии, излучаемой в обратном и прямом направлениях, как функции длины плазменного канала для центральной частоты 1 ТГц (длина волны 300 мкм) представлено на Рис. 3.3.

Несмотря на осциллирующий характер, данное соотношение быстро спадает с ростом длины плазменного канала. Экспериментально полученное

отношение 0,04 соответствует длине плазменного канала ~200-260 мкм. Эта величина согласуется с визуально наблюдаемой длиной плазменного канала в эксперименте и с результатами других экспериментальных групп, использующих аналогичные лазерные пучки и параметры фокусировки [141,148]. Угловая диаграмма мощности ТГц излучения для этого случая представлена на вставке Рис. 3.3.

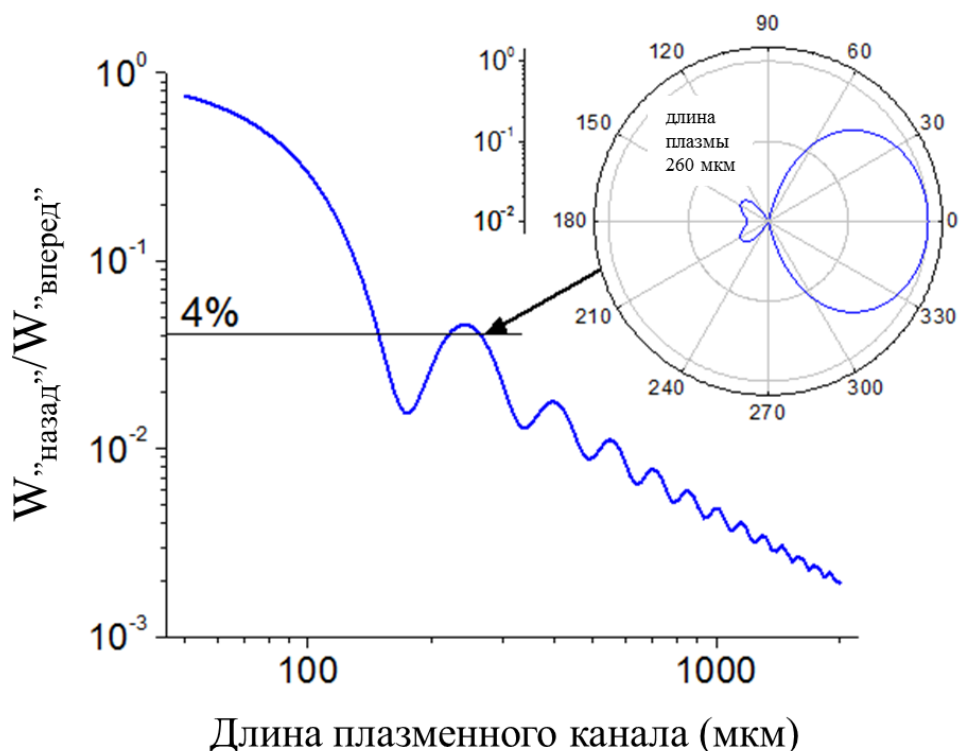


Рис. 3.3. Отношение в логарифмическом масштабе мощности ТГц излучения, излучаемого в прямом и обратном направлениях от длины плазменного канала, полученные из численного моделирования на основе интерференционной модели для частоты 1 ТГц. Вставка показывает угловую диаграмму ТГц излучения, соответствующую условиям, схожим с экспериментальными

Глава 3.2. Исследование характеристик обратного терагерцевого излучения из плазмы, создаваемой при фокусировке двухчастотного лазерного излучения в воздухе.

Экспериментальные установки для исследования обратного ТГц излучения приведены на Рис. 3.4. Они были созданы для измерений различных характеристик ТГц излучения и диагностики плазмы. Источником оптического излучения являлся титан-сапфировый лазер (Spectra-Physics Spitfire Pro XR, центральная длина волны 800 нм, частота повторения 1 кГц, длительность импульса 40 фс по уровню FWHM, энергия импульса 2.8 мДж, диаметр гауссового пучка 12 мм по уровню e^{-2} , горизонтальная поляризация). Лазерное излучение пропусклось через кристалл ВВО ($10 \times 10 \times 0.2$ мм³, I тип, эффективность преобразования $\sim 8\%$) для создания двухчастотного лазерного импульса. Далее излучение пропусклось через пластинку-компенсатор (для компенсации задержки между импульсами на разных гармониках вследствие распространения через другие оптические элементы и в воздухе), и затем проходило через фазовую пластинку (полуволновая пластинка для основной гармоники и волновая для второй гармоники), чтобы получить сонаправленные линейно поляризованные гармоники для более эффективной генерации ТГц излучения. Далее пучок фокусировался параболическим зеркалом диаметром 1,5" с фокусным расстоянием 0,8" ($NA = 0,28$), которое использовалось для формирования микроплазменного ТГц-источника, испускающего ТГц излучение как в прямом, так и в обратном направлениях [188].

Для измерений обратного ТГц излучения в схему перед параболическим зеркалом вносилась металлическая пластина с 15-мм отверстием (см. Рис. 3.4); угол между этой пластиной и направлением распространения оптической накачки составлял 45° . Лазерное излучение свободно проходило через отверстие в пластине и затем фокусировалось в воздух параболическим зеркалом для того, чтобы сформировать микроплазму. Обратное ТГц излучение коллимировалось тем же параболическим зеркалом, а затем отражалось от металлической пластины в сторону детектора: либо ЭО детектор (Рис. 3.4 (а)), либо ячейка Голея (Рис. 3.4 (б)). Размер отверстия на пластине был в 1,5 раза больше, чем диаметр пучка накачки, что приводило к тому, что часть ТГц

излучения проходила через отверстие не отражаясь, однако, большая часть обратного ТГц излучения все же отражалась, так как ТГц пучок, идущий в обратном направлении от микроплазмы как от точечного источника коллимировался параболическим зеркалом, а размер его пучка при этом определяется в основном диаметром параболического зеркала. Кроме того ТГц пучок также расходится вследствие дифракции. Через то же отверстие в металлической пластине пробный пучок доставлялся к ЭО детектору для регистрации временной формы обратного ТГц импульса (Рис. 3.4 (а)).

Когерентное детектирование временных форм обратных ТГц импульсов проводилось с помощью ЭО системы на основе кристалла ZnTe, используя пробный пучок (Рис. 3.4 (а)). Для этого устанавливался светоделитель на выходе из лазерной системы для создания двух пучков: один (с энергией 2,7 мДж) в качестве накачки для генерации ТГц излучения и второй (с энергией 0,1 мДж) в качестве зондирующего для регистрации обратного ТГц излучения. Зондирующий пучок пропусклся через линию переменной задержки, диафрагму с открытым отверстием диаметром 1 мм (чтобы уменьшить размеры пучка и увеличить чувствительность ЭО системы), отверстие в металлической пластине (диаметром 15 мм) и отверстие в ПТФЭ линзе (диаметр линзы 50 мм, фокусное расстояние $f = 50$ мм, диаметр отверстия 1 мм. Эта ПТФЭ линза использовалась для того, чтобы сфокусировать коллимированное параболическим зеркалом обратное ТГц излучение на кристалл ZnTe. Изменяя задержку между ТГц и оптическими импульсами, проводилось измерение временной формы ТГц излучения и, используя преобразование Фурье, восстанавливался его спектр.

Кроме того, проводилось независимое измерение временной формы импульсов ТГц излучения, распространяющегося из плазмы в прямом направлении с последующим восстановлением его спектра для сравнения с обратным ТГц спектром. Эти измерения проводились с применением той же ЭО системы и линии задержки, как и для детектирования обратного ТГц

излучения. При этом условия фокусировки прямого и обратного ТГц излучения на кристалл ZnTe незначительно отличались: прямое ТГц-излучение коллимировалось и фокусировалось двумя 50 мм ПТФЭ линзами с фокусными расстояниями 6 и 10 см (не показано на Рис. 3.4).

Для измерения энергии обратного (и прямого) ТГц излучения использовалась та же схема генерации ТГц излучения (без светоделителя), что и при измерениях временных форм с помощью ЭО системы, и те же оптические системы фокусировки обратного и прямого ТГц излучения на детектор (Рис. 3.4 (б)). Энергия ТГц излучения измерялась с помощью ячейки Голея (Tydex~GS-1P). Измерение проводилось с применением механического модулятора (частота модуляции 15 Hz) совместно с синхронным детектором. Измерения энергии ТГц излучения в прямом и обратном направлениях выполнялись независимо друг от друга с извлечением соответствующих оптически элементов для предотвращения отражения ТГц излучения во время регистрации. Для изменения энергии накачки перед всеми оптическими элементами помещались полуволновая пластинка с поляризатором. Также проводилось измерение размеров плазменного канала при различных энергиях лазерного излучения с помощью микрообъектива с КМОП камерой (Basler acA2040-25gm-NIR, 1", 2048 × 2048 пикселей).

Наш предыдущий эксперимент, описанный в главе 3.1, показал слабый сигнал обратного ТГц излучения. Хотя все оптические элементы были удалены с оптического тракта во избежание отражения от них ТГц излучения, однако других доказательств того, что наблюдаемый обратный ТГц сигнал не соответствует отражению, представлено не было. В данных экспериментах проводилась регистрация временной формы импульсов обратного ТГц излучения (см. Рис. 3.5, положение максимума этого импульса находится в положении задержки равной нулю). Затем в пучок после плазменного канала в прямом направлении вставлялась металлическая пластинка на расстоянии $z \sim 0,1 - 1$ мм (см. Рис. 3.4 (а)). Данная пластинка отражала прямое ТГц

излучение и во временных формах регистрируемого в обратном направлении ТГц излучения наблюдалось два ТГц импульса (см. Рис. 3.5).

Первый из них, соответствующий $\Delta t = 0$, был устойчивым и появлялся в одно и то же время, в то время как второй импульс смещался по временной шкале при изменении положения отражающей пластины z . Расстояние z зависело от задержки между импульсами Δt как $z \approx c_0/2 \times \Delta t$, где c_0 - скорость света (здесь мы пренебрегаем угловой расходимостью ТГц излучения, его дисперсией в воздухе и т.д.). Данные экспериментальные результаты воспроизводят линейную зависимость $z(\Delta t)$ с наклоном $(1.4 \pm 0.2) \times 10^{10}$ см/с (см. Рис. 3.5), что находится в разумном соответствии со значением $c_0/2$. Таким образом, измерение обратных и отраженных от пластинки прямых ТГц импульсов в одной временной форме доказывает существование обратного ТГц излучения из плазмы, создаваемой при фокусировке двухчастотного лазерного излучения в воздухе. Рассмотрим основные свойства обратного ТГц излучения.

Временные формы импульсов ТГц излучения, измеренные в прямом и обратном направлениях, показаны на Рис. 3.6 (а), а соответствующие им спектры на Рис. 3.6 (б). Видно, что спектр обратного ТГц излучения смещен в низкочастотную область по сравнению со спектром прямого ТГц излучения.

Для объяснения данных результатов было выполнено численное моделирование в группе профессора Косаревой О.Г. на основе интерференционной модели, в которой вычислялся интеграл [37,188], который определяет электрическое поле ТГц излучения $E(\theta)$ в дальней зоне дифракции (θ - полярный угол). В ходе расчетов предполагалось, что длина плазменного канала составляла 250 мкм; что примерно соответствует измеренной в эксперименте величине (256 ± 6) мкм FWHM (см. вставку на Рис. 3.6 (б)).

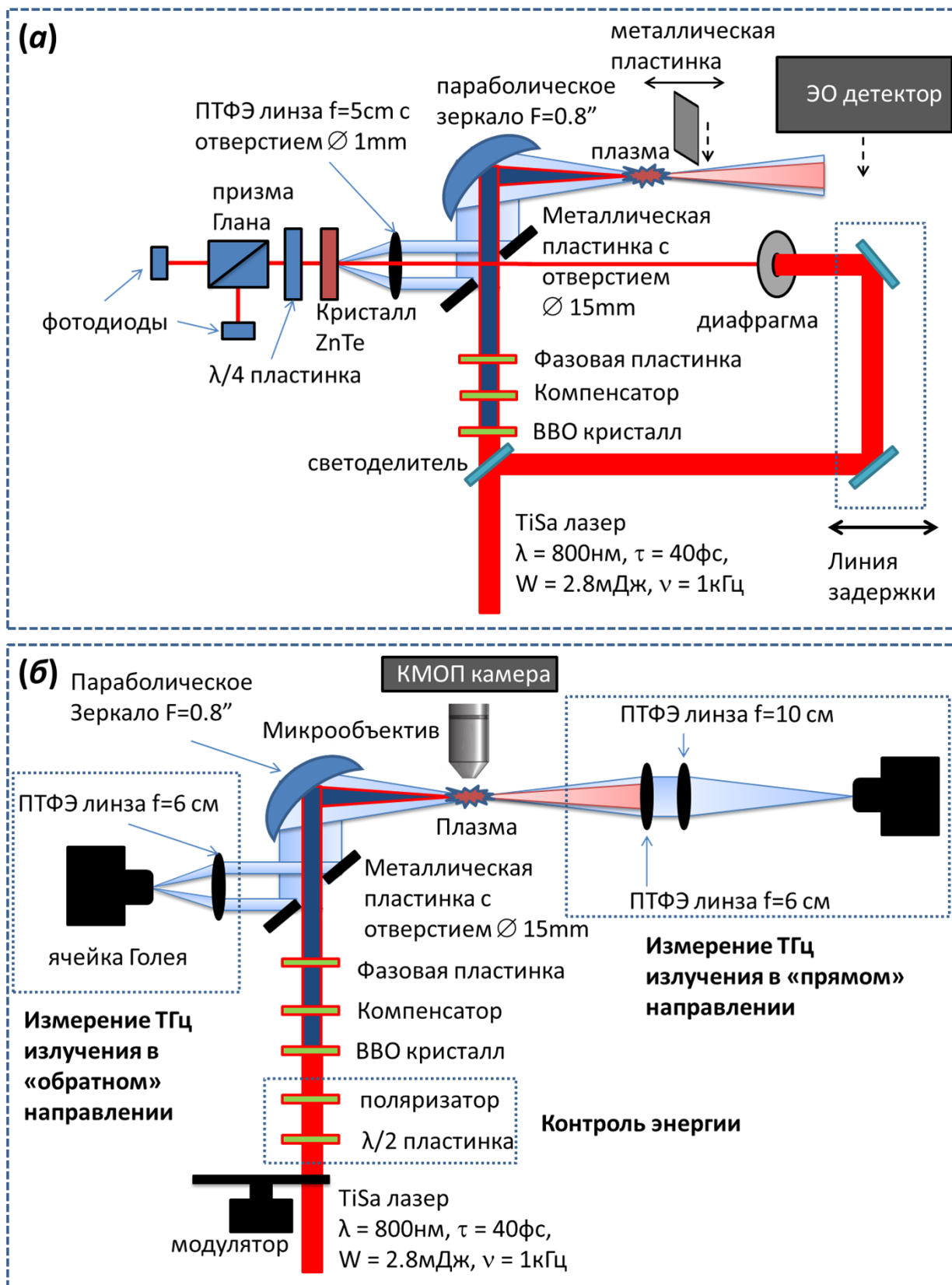


Рис. 3.4. Схемы экспериментальных установок для измерений с временным разрешением (а) и энергии (б) обратного и прямого ТГц излучения из лазерной микроплазмы.

Расчеты спектральных мощностей обратного P_{bwd} и прямого P_{fwd} ТГц излучения с учетом углов сбора параболического зеркала и ПТФЭ линз, а также пропускная способности металлической пластины с 15мм отверстием проводились согласно формулам:

$$P_{\text{bwd}} = 2\pi \int_{180^\circ-20^\circ}^{180^\circ-36^\circ} |E(\theta)|^2 \sin \theta d\theta, \quad P_{\text{fwd}} = 2\pi \int_0^{22^\circ} |E(\theta)|^2 \sin \theta d\theta. \quad (3.2)$$

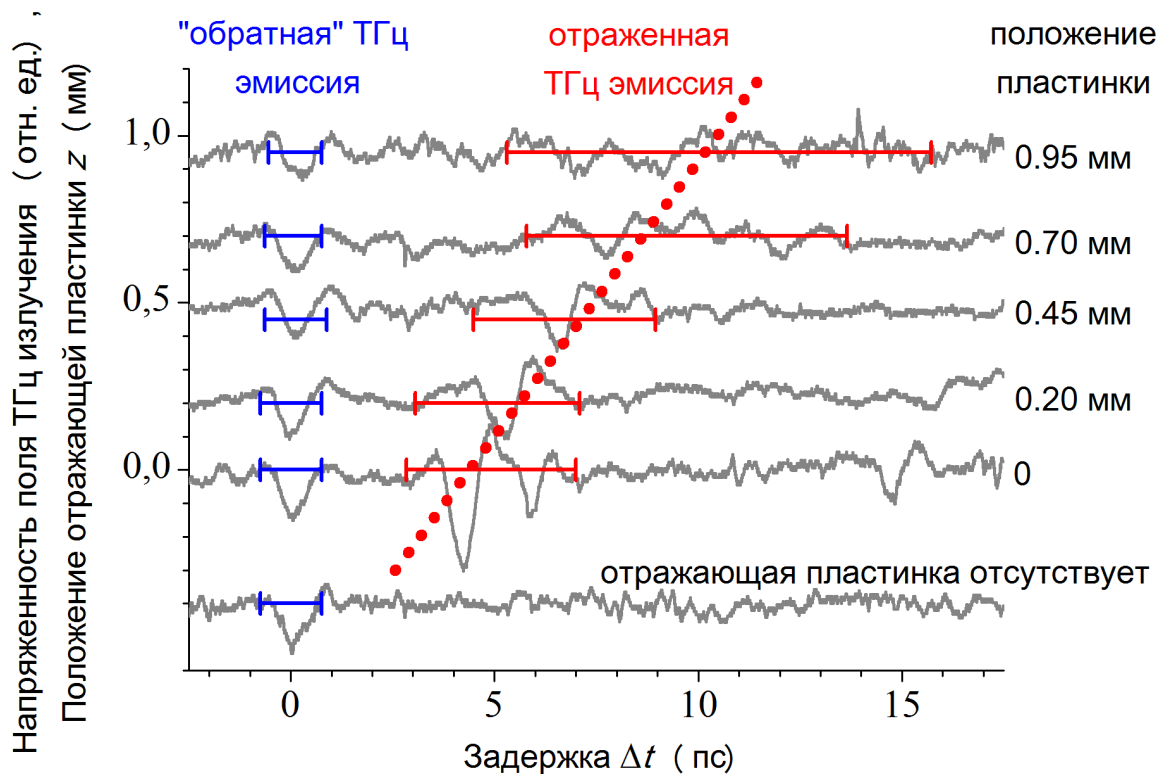


Рис. 3.5. Временные формы ТГц импульсов, измеренные при различных положениях отражающей металлической пластинки или в ее отсутствии. Вертикальная ось воспроизводит временные формы как функцию различных положений z отражающей металлической пластинки. Голубые (синие) метки показывают положение по времени обратной или отраженной прямой эмиссии ТГц импульсов, а точечная линия – линейная аппроксимация измеряемой зависимости $z(\Delta t)$

Спектральные мощности P_{bwd} и P_{fwd} вычислялись для частот ν_{THz} от 0,05 до 3 ТГц с шагом 0,05 ТГц. Соотношение $\epsilon(\nu_{\text{THz}}) = P_{\text{bwd}}(\nu_{\text{THz}})/P_{\text{fwd}}(\nu_{\text{THz}})$ служило для

оценки передаточной функции от прямого спектра $S_{fwd}(v_{THz})$ к обратному спектру $S_{bwd}(v_{THz})$:

$$S_{bwd}(v_{THz}) = \epsilon(v_{THz})S_{fwd}(v_{THz}). \quad (3.3)$$

Соотношение $\epsilon(v_{THz})$ имеет величину порядка единицы только для $v_{THz} \leq 0.5$ ТГц (см. Рис. 3.6 (б)), поэтому можно ожидать сдвиг спектра обратного ТГц излучения в низкочастотную область в согласии с экспериментом. Спектр обратного ТГц излучения в численном моделировании восстанавливался из экспериментально измеренного спектра прямого ТГц излучения с помощью передаточной функции в формуле 3.3. Адекватное полуколичественное согласие измеренного и восстановленного спектров позволяет сделать вывод о низкочастотном смещении для спектра обратного ТГц излучения. Качественное объяснение этого эффекта состоит в следующем: для спектральных компонент ТГц излучения с длиной волны много больше, чем длина плазменного канала ~ 250 мкм (т.е. $v_{THz} \ll 1.2$ ТГц, что хорошо согласуется с предыдущей оценкой $v_{THz} \leq 0.5$ ТГц), плазма может рассматриваться как почти точечный источник. Этот точечный источник излучает низкочастотное ТГц излучение как в прямом, так и в обратном направлении. Стоит отметить, что спектр ТГц излучения из лазерной плазмы простирается до 50 ТГц [47], в то время как ЭО детектор позволяет измерять только малую его часть до 3 ТГц. Однако передаточная функция, определяющая в основном обратный спектр ТГц, имеет ширину ~ 0.5 ТГц (см. Рис. 3.6 (б)) в диапазоне обнаружения ЭО системы. Поэтому мы измеряем весь спектр обратного ТГц излучения из микроплазмы.

В ходе эксперимента была измерена зависимость энергии обратного W_{bwd} прямого W_{fwd} ТГц излучения от энергии оптической накачки W_{pmp} с помощью установки, показанной на Рис. 3.4 (б). Энергия оптического излучения изменялась путем поворота полуволновой пластинки перед поляризатором и контролировалась измерителем энергии (Ophir Vega 10A-PPS ROHS).

Измерения энергии ТГц излучения в обратном и прямом направлениях проводились независимо друг от друга с использованием одной и той же ячейки Голя, которая перемещалась в две разные части установки (см. Рис. 3.4 (б)). Энергии импульсов накачки выбирались одинаковыми с точностью до 1 % в двух экспериментальных сериях. Зависимости $W_{bwd}(W_{pmp})$ и $W_{fwd}(W_{pmp})$ показаны на Рис. 3.7 (а). Они ожидаемо возрастают с ростом энергии оптического излучения, однако их отношение $\omega = W_{bwd}/W_{fwd}$ остается близким к константе $\sim 5.5\%$ (Рис. 3.7 (б), пунктирная линия), что согласуется с величиной, полученной в предыдущем эксперименте, описанном в главе 3.1.

Согласно интерференционной модели можно оценить влияние длины плазменного канала L_{fil} на коэффициент $\omega = W_{bwd}/W_{fwd}$. Люминесценция плазменного канала регистрировалась КМОП-камерой для различных энергий накачки (см. Рис. 3.7 (в)). Значения L_{fil} определялись как полная ширина по уровню полувысоты. Полученная зависимость была аппроксимирована линейной функцией $L_{fil}[\text{мкм}] = 85 \times (W_{pmp}[\text{мДж}] - W_{pmp}^{\circ}) + \alpha = 85 \times W_{pmp}[\text{мДж}] + 88$ (см. Рис. 3.7 (в)), которая имеет пороговый характер (филамент начинает образовываться, начиная с некоторого критического значения энергии накачки W_{pmp}°). Также были рассчитаны функции $\epsilon(\nu_{\text{THz}})$ для длин плазменных каналов L_{fil} , соответствующие энергиям от 1,1 до 2 мДж с шагом 10 мкДж. Затем, используя измеренные зависимости $S_{fwd}(\nu_{\text{THz}})$ рассчитывались интегралы

$$W_{bwd}(W_{pmp}) = \int_0^{3 \text{ THz}} S_{fwd}(\nu_{\text{THz}}) \epsilon(\nu_{\text{THz}}) d\nu_{\text{THz}},$$

$$W_{fwd}(W_{pmp}) = \int_0^{3 \text{ THz}} S_{fwd}(\nu_{\text{THz}}) d\nu_{\text{THz}} \quad (3.4)$$

для оценки мощность прямого и обратного ТГц излучения. Рассчитанная зависимость $\omega(W_{pmp})$ находится в количественном согласии с полученной экспериментально. Она медленно монотонно убывает с увеличением длины плазменного канала и энергии лазерных импульсов. Данный результат также

совпадает с нашим предыдущим выводом о том, что более короткий плазменный канал является более близким к точечному источнику.

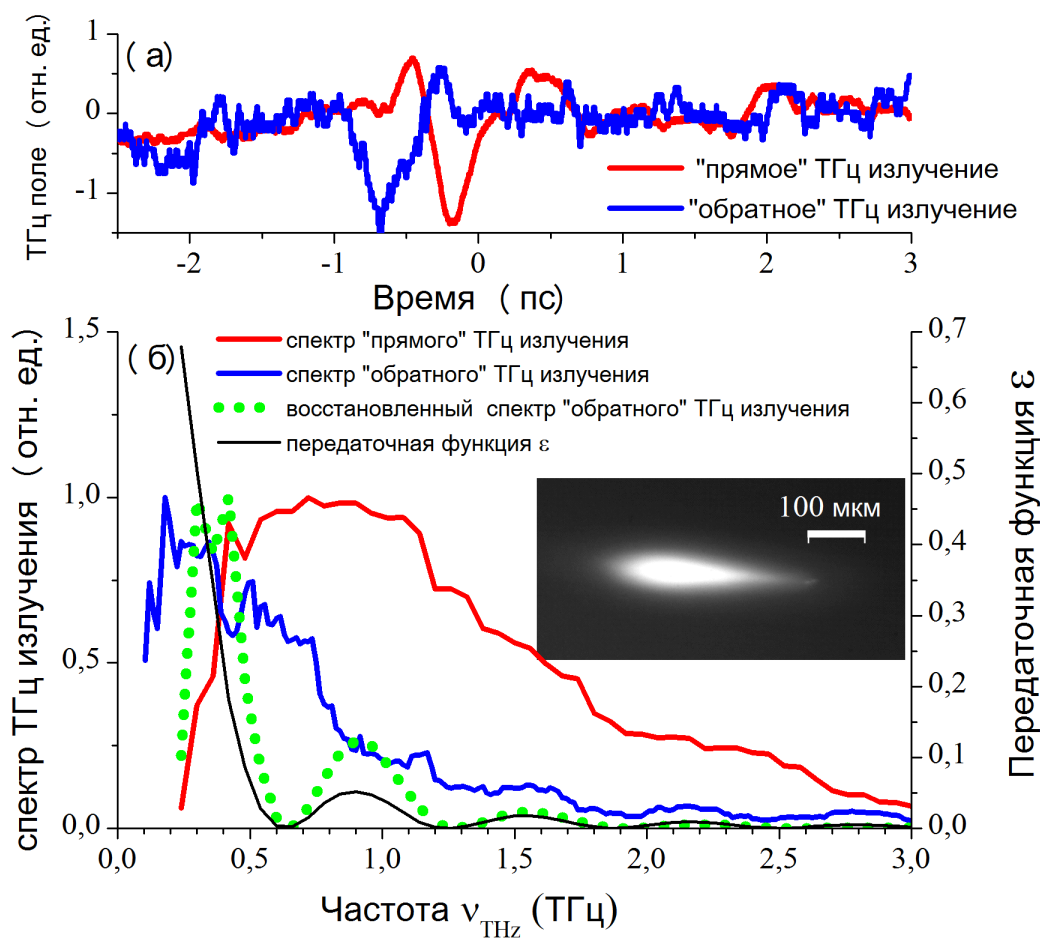


Рис. 3.6. (а) Измеренные временные формы импульсов обратной (синяя линия), и прямой (красная линия) ТГц эмиссии. (б) Спектры, полученные из измеренных временных форм импульсов прямой (красная линия) и обратной (синяя линия) ТГц эмиссии; рассчитанная передаточная функция $\epsilon(\nu_{\text{THz}})$ от обратного к прямому ТГц спектру (черная линия); обратный ТГц спектр, восстановленный из прямого согласно формуле 3.3 (зеленая точечная линия). Вставка соответствует люминесценции плазмы, записанной на КМОП камеру

Спектральные измерения обратного ТГц излучения позволяют оценить спектр ТГц излучения в прямом направлении и длину плазменного канала по измерениям параметров обратного ТГц излучения. Таким образом, все эти

результаты могут быть полезны для неинвазивной диагностики параметров прямого/обратного ТГц импульсов с использованием параметров другого.

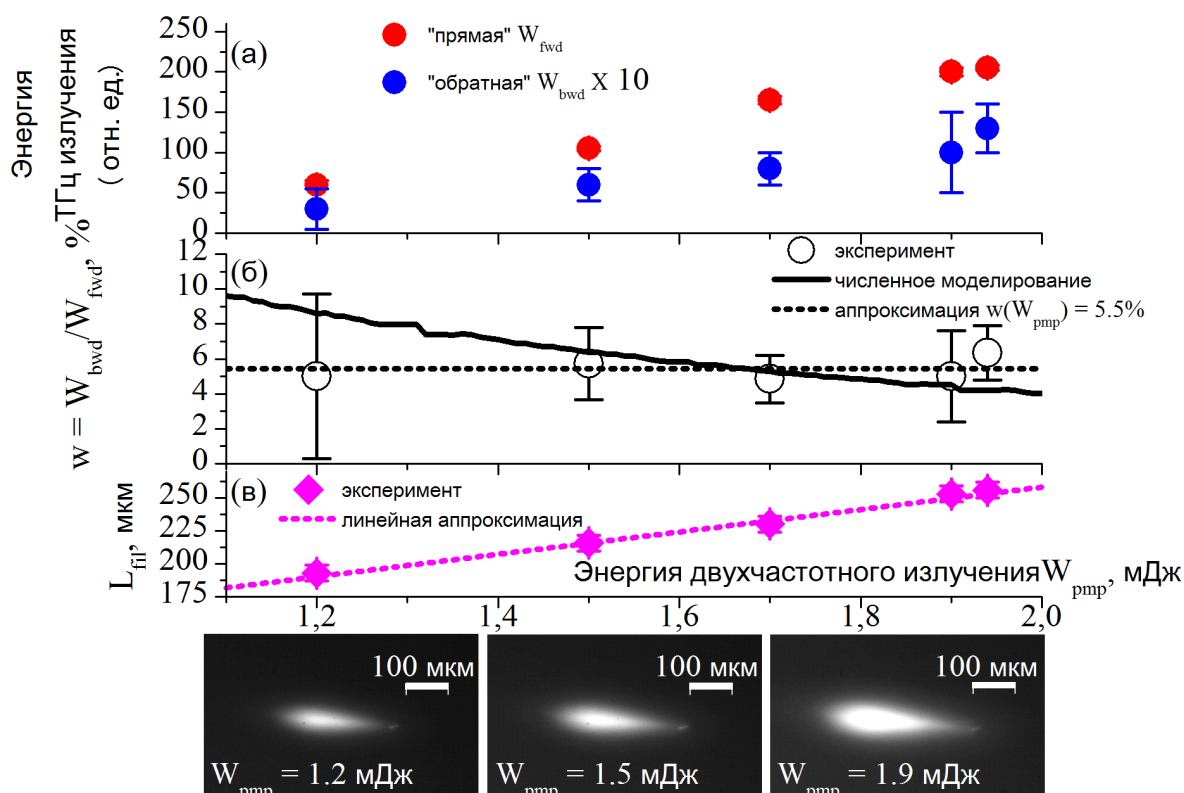


Рис. 3.7. (а) Энергия обратного и прямого ТГц излучений в зависимости от энергии лазерного излучения; (б) соотношение обратной/прямой мощности ТГц излучения в зависимости от энергии лазерного излучения, полученное в эксперименте (точки) и в результате численного моделирования (черная линия); (в) длина плазменного канала в зависимости от энергии лазерного излучения с изображениями люминесценции плазмы, измеренными на КМОП камере.

Выводы по главе 3.

1. Экспериментально впервые было зарегистрировано ТГц излучение из плазмы в направлении противоположном распространению излучения двухчастотной накачки длительностью 35 фс, энергией 2.7 мДж, фокусируемого с числовой апертурой 0,07 в воздух при атмосферном давлении.

2. С помощью управляемого отражения прямых ТГц импульсов от подвижной металлической пластины и измерений во временной области доказывається, что обратное ТГц излучение от двухчастотной лазерной плазмы не имеет отношения к отражению от каких-либо поверхностей.
3. Измерение временной формы импульсов обратного ТГц излучения и восстановление его спектра демонстрирует смещение в низкочастотный диапазон от 0,1 до 1 ТГц по сравнению со спектром прямого ТГц излучения; это вызвано сходимостью плазменного канала к точечному источнику с уменьшением частоты.
4. Измерение энергии ТГц излучения из плазмы, индуцированной при фокусировке в воздухе с числовой апертурой 0,28 двухчастотных лазерных импульсов длительностью 40 фс, в обратном направлении в диапазоне углов $180^\circ-20^\circ$ - $180^\circ-36^\circ$ и в прямом направлении в диапазоне углов $0^\circ-22^\circ$ показало, что зависимость отношения энергии ТГц излучения в обратном и прямом направлениях от энергии накачки меняется незначительно в диапазоне энергий двухчастотного лазерного излучения от 1,2 до 2 мДж и примерно равно 5,5%.

Результаты, представленные в главе, опубликованы в следующих работах, включенных в перечень рецензируемых научных изданий ВАК:

[4] **Ushakov A.A.**, Matoba M., Nemoto N., Kanda N., Konishi K., Andreeva V.A., Panov N.A., Shipilo D.E., Chizhov P.A., Bukin V.V., Kuwata-Gonokami M., Yumoto J., Kosareva O.G., Garnov S.V., Savel'ev A.B. Backward terahertz radiation from the two-color femtosecond laser filament // JETP Letters – 2017. - Vol. 106, № 11. – P. 706-708.

ГЛАВА 4. РАЗРАБОТКА НОВЫХ МЕТОДОВ ШИРОКОПОЛОСНОГО ПОСТРОЕНИЯ ИЗОБРАЖЕНИЙ В ТГц ОБЛАСТИ ЧАСТОТ С ПРИМЕНЕНИЕМ ТЕХНИКИ ДЕТЕКТИРОВАНИЯ С ВРЕМЕННЫМ РАЗРЕШЕНИЕМ БЕЗ ПРОСТРАНСТВЕННОГО СКАНИРОВАНИЯ

Глава 4.1. Сравнительный анализ экспериментальных схем двухмерной пространственно-временной визуализации поля импульсного терагерцевого излучения с применением электрооптического кристалла.

Глава 4.1.1. Схема «теневого» измерения ТГц поля

Источником оптического излучения служила титан-сапфировая лазерная система Coherent Legend Elite (центральная длина волны 775 нм, частота следования импульсов 10 Гц, длительность импульса 150 фс по уровню FWHM, энергия импульса 2,8 мДж, диаметр гауссова пучка 12 мм по уровню $1/e^2$, горизонтальная поляризация). Лазерное излучение делилось на две части. Основная часть лазерного излучения использовалась для генерации ТГц излучения в источнике (см. Рис. 4.1), основанном на оптическом выпрямлении фемтосекундного излучения с наклонным фронтом интенсивности в кристалле ниобата лития (LiNbO_3) [13]. ТГц излучение из источника коллимировалось и фокусировалось двумя тефлоновыми линзами ($f=10\text{см}$ и $f=6\text{см}$) на поверхность детектирующего широкоапертурного кристалла ZnTe ($10 \times 10 \times 0.5 \text{ мм}^3$, вырез $\langle 110 \rangle$). Вторая часть лазерного излучения – зондирующий импульс – пропусклась через линию переменной оптической задержки, четверть волновую пластинку, светофильтры и линзу, расширяющую пучок, после чего совмещалась с ТГц излучением на лавсановой пленке и направлялась в кристалл ZnTe . Плоскость детектирующего кристалла ZnTe отображалась телескопом на матрицу КМОП-камеры (Basler acA2040-25gm-NIR, 1'', 2048x2048). До телескопа на пути зондирующего пучка устанавливался поляризатор, пропускающий вертикально поляризованное излучение. ТГц поле наводило двулучепреломление в кристалле и приводило к изменению яркости

изображения кристалла на КМОП-камере за счет линейного электрооптического эффекта [189]. Яркость изображения поверхности кристалла из-за электрооптического эффекта менялась пропорционально фазовому сдвигу оптического излучения, который возникал в присутствии ТГц поля согласно формуле [1]:

$$I \cong \frac{I_0}{2} \left(1 + \frac{\pi E_{\text{THz}}}{E_{\pi}} \right), \quad (4.1)$$

здесь E_{THz} – это напряженность ТГц электрического поля, E_{π} – это величина напряженности ТГц поля, вызывающая сдвиг фазы равный π , I_0 – исходная интенсивность оптического пучка. Для использованного кристалла ZnTe $E_{\pi} = 178$ кВ/см [1].

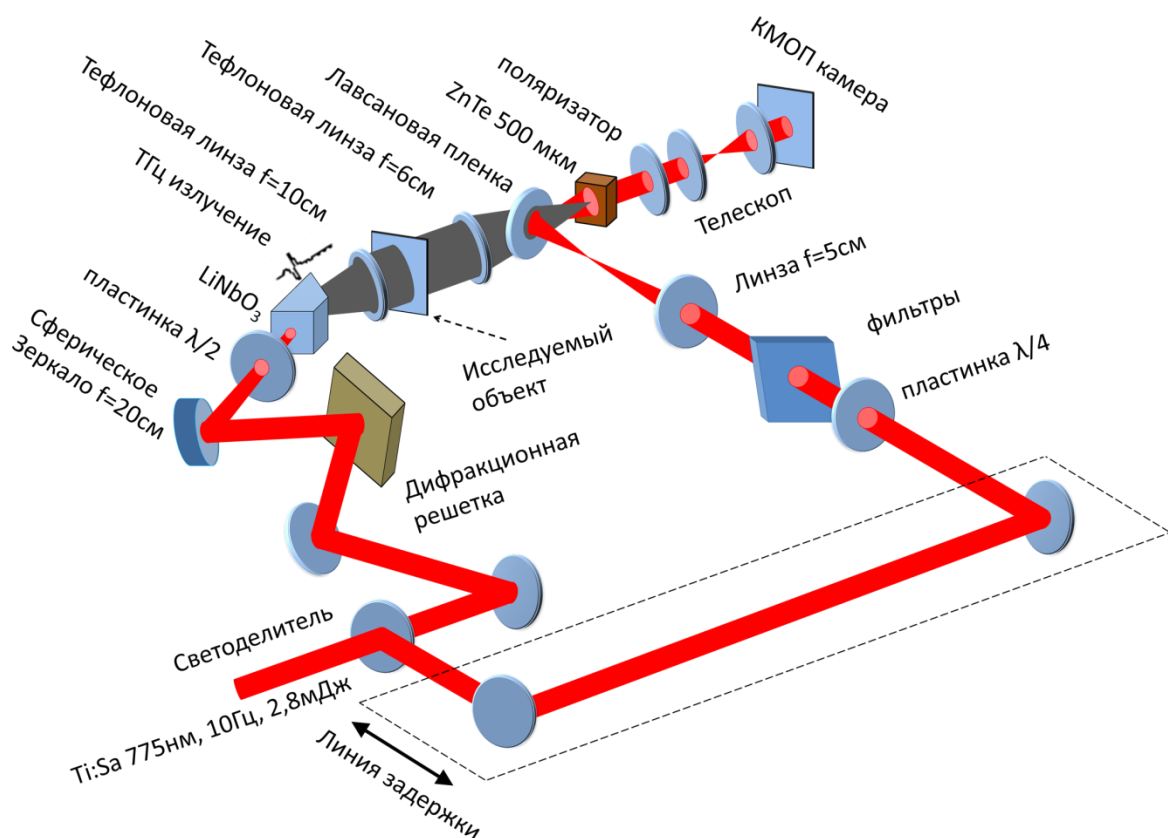


Рис. 1 Схема установки 1.

Типичные величины наблюдаемых полей в установке 1 составляли 2-3 кВ/см, таким образом, линейное приближение (1) могло быть использовано.

Впоследствии двумерные распределения амплитуды ТГц поля могли быть извлечены из изображений освещенности поверхности кристалла. Путем изменения задержки между ТГц и оптическими импульсами получалось 2D+t распределение ТГц электрического поля.

В процессе эксперимента для повышения соотношения сигнал/шум были получены изображения кристалла как в присутствии ТГц поля (сигнальные) и в его отсутствие (опорные). Для каждого положения временной задержки между оптическим и ТГц импульсами было сделано по 50 сигнальных и фоновых кадров. Вначале, сигнальные и опорные изображения усреднялись независимо друг от друга для каждой задержки в отдельности. Поскольку величина напряженности ТГц поля пропорциональна относительному изменению яркости изображения поверхности кристалла вследствие электрооптического эффекта, использовалась опорная серия изображений для того, чтобы учесть изменение яркости изображения относительно первоначально невозмущенного оптического излучения. Таким образом, значение ТГц поля может быть получено по формуле:

$$\begin{aligned}
 E_{THz}(x, y, \tau) &= \frac{I_{sign}(x, y, \tau) - I_{ref}(x, y, \tau)}{I_{ref}(x, y, \tau)} \frac{E_{\pi}}{\pi} \\
 &= 55 \frac{I_{sign}(x, y, \tau) - I_{ref}(x, y, \tau)}{I_{ref}(x, y, \tau)} [\text{кВ/см}], \quad (4.2)
 \end{aligned}$$

где $I_{sign}(x, y, \tau)$ и $I_{ref}(x, y, \tau)$ – сигнальные и опорные интенсивности изображений в различных точках поверхности кристалла (координаты x, y) и в различные моменты задержек τ между оптическим и терагерцевым импульсами. В результате был получен трехмерный массив данных: набор из ~100 двумерных изображений (2048x2048 точек каждый) с временным шагом 125 фс. Поскольку размер пикселя изображений составляет 5,5 мкм, что существенно меньше характерных длин волн ТГц излучения (в максимуме спектра источника 0,6 ТГц соответствует длине волны 400 мкм), поэтому исходный размер изображения 2048x2048 пикселей является избыточным. Для уменьшения объема данных

проводилась пространственная фильтрация с применением Гауссова фильтра с $\sigma = 60$ мкм и последующим укрупнением получаемых эффективных пикселей распределений. Конечный размер пространственных распределений составлял 120x120 точек.

Глава 4.1.2. Схема измерения ТГц поля методом интерферометрии

Во второй схеме (см. Рис. 4.2) также использовалась титан-сапфировая лазерная система SpectraPhysics Spitfire Pro XP (центральная длина волны 800 нм, частота следования импульсов 10 Гц, длительность импульса 40 фс по уровню FWHM, энергия импульса 2.5 мДж, диаметр гауссова пучка 12 мм по уровню $1/e^2$, горизонтальная поляризация). Аналогично предыдущей установке регистрация ТГц излучения проводилась по схеме накачка-зондирование. Основная часть оптического излучения использовалась в качестве накачки для источника ТГц излучения, аналогичного использованного в схеме 1.

Вторая часть – зондирующий импульс – использовался для регистрации поля с помощью интерферометрической методики. Визуализация ТГц поля была основана на регистрации изменения интерференционной картины за счет изменения оптического пути для волн с ортогональными поляризациями при наведении двулучепреломления в кристалле под действием внешнего ТГц поля [183]. Терагерцевый и оптический импульсы направлялись на электрооптический кристалл ZnTe ($10 \times 10 \times 0,5$ мм³, вырез $\langle 110 \rangle$; вертикальное направление в схеме соответствовало направлению $\langle 001 \rangle$ в кристалле). В применяемой схеме поляризация терагерцевого излучения была вертикальной, оптический пробный импульс при падении на кристалл был поляризован под углом 45° . В результате электрооптического эффекта под действием ТГц поля в оптически изотропном кристалле ZnTe возникало наведенное двулучепреломление: в указанной геометрии эксперимента зондирующее излучение разделялось внутри кристалла на две волны (с одинаковыми

интенсивностями вертикальной и горизонтальной поляризациями), разность показателей преломления для которых линейно зависела от напряженности проходящего в кристалл электрического поля ТГц импульсов. Неоднородное распределение напряженности поля ТГц импульсов по сечению кристалла приводило к неоднородному распределению разности фаз двух волн с ортогональными поляризациями на выходе из кристалла. Плоскость детектирующего кристалла отображалась с помощью телескопа на поверхность матрицы КМОП-камеры (Basler acA2040-25gm-NIR, 1'', 2048x2048). Внутри телескопа помещался интерференционный фильтр (центральная длина волны пропускания 795 нм, FWHM 3 нм), который увеличивал время когерентности зондирующего фемтосекундного импульса, позволяя наблюдать интерференционную картину с широкой областью контраста, перекрывающую все изображение поверхности кристалла. Интерферометр, создающий интерференционную картину, состоял из двух призм Волластона (с углами разведения лучей 1.5° и 3°) и поляризатора, ориентированного под углом 45° . В итоге на матрице КМОП камеры формировалась интерференционная картина, у которой периодом полос составлял 30 мкм, что соответствовало углу схождения интерферирующих волн $\alpha = 1.5^\circ$. При этом дополнительная разность фаз, обусловленная воздействием ТГц поля вследствие электрооптического эффекта в кристалле ZnTe, приводила к смещению полос, т.е. к фазовой модуляции наблюдаемой картины.

Аналогично ранее упомянутому методу в процессе данного эксперимента были получены изображения поверхности электрооптического кристалла с интерференционными полосами (интерферограммы) как в присутствии ТГц импульса (сигнальные) так и без него (опорные). Для повышения отношения сигнал/шум для каждого положения задержки между оптическим и ТГц импульсами также было сделано по 50 сигнальных и опорных кадров. Для восстановления разности фаз применялась обработка интерферограмм, основанная на методе фильтрации в фурье-пространстве [190]. Затем

проводилось усреднение полученных распределений фазы. В результате обработки получалось двумерное распределение среднего изменения сдвига фазы из-за присутствия поля ТГц импульса. По сдвигу фазы можно вычислить напряженность ТГц поля E_{THz} . В соответствии с [191] в случае использования поляризации ТГц импульса и оптического излучения, ориентированных относительно кристаллографических осей ZnTe как в эксперименте [183]:

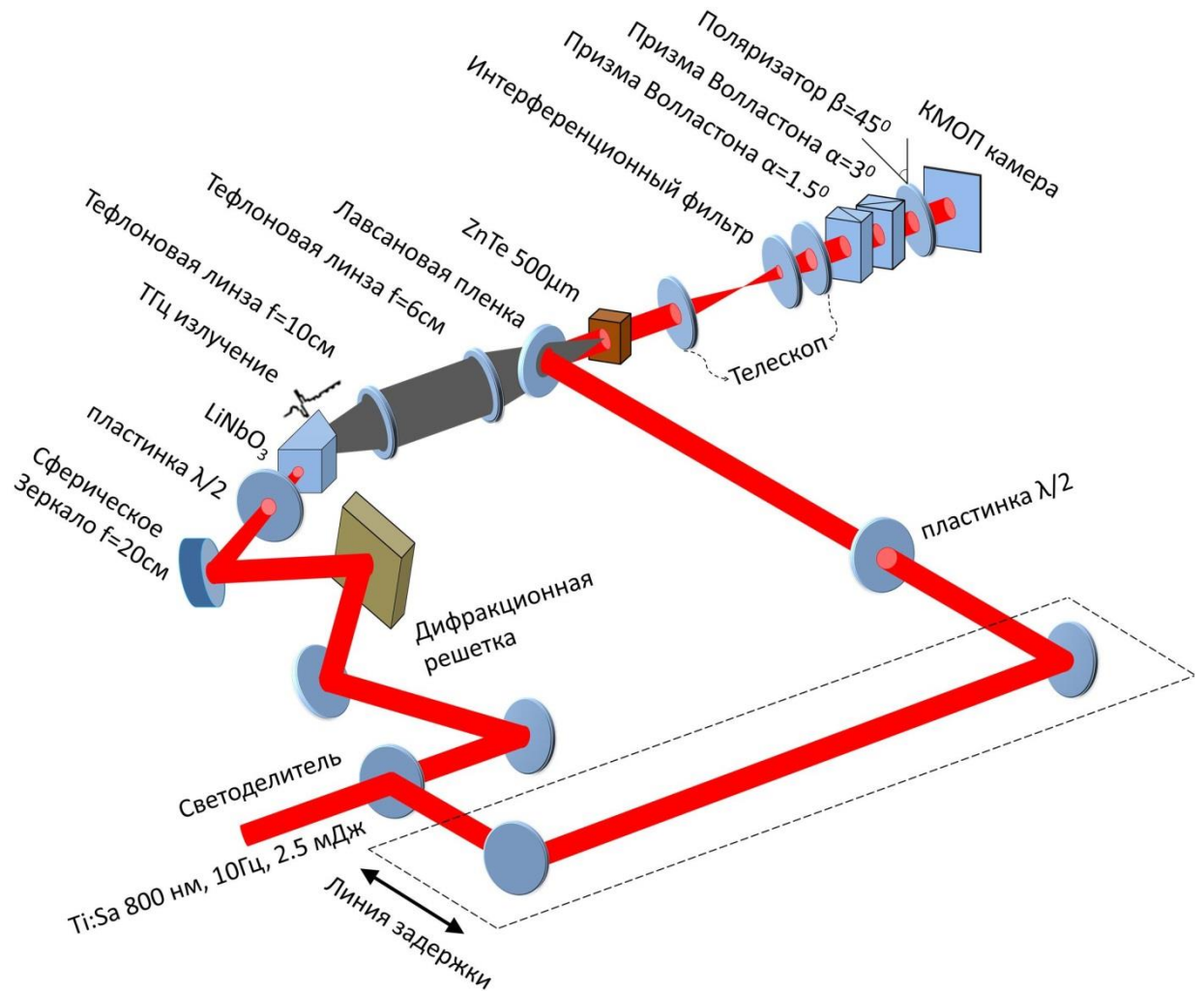


Рис. 4.2 Схема установки 2

$$E_{THz} = \frac{\Gamma \lambda}{\pi d n^3 r_{41}} = \frac{\Gamma E_{\pi}}{\pi} \cong 55 \Gamma [\text{кВ/см}], \quad (4.3)$$

где Γ – фазовый сдвиг из-за воздействия ТГц поля, λ – длина волны зондирующего излучения, n и r_{41} – показатель преломления и электрооптический коэффициент кристалла, d – толщина кристалла.

Глава 4.1.3. Результаты

В результате были получены наборы двухмерных пространственных распределений электрических полей ТГц импульсного излучения, измеренные с помощью теневой методики (Рис. 4.3) и с помощью интерферометрической методики (Рис. 4.4). Поскольку длительность оптического импульса существенно меньше длительности ТГц импульса, поэтому поле ТГц импульса можно рассматривать как постоянное по отношению к оптическому. Ввиду синхронизма между ТГц и оптическим излучениями в кристалле можно считать ТГц поле постоянным во всем объеме. В экспериментальных схемах реализовано нормальное падение оптического излучения на кристалл, поэтому получаемые распределения поля являются сечениями волновых фронтов ТГц импульсов фронтом оптического импульса, который совпадает с плоскостью кристалла. При нормальном падении плоского волнового фронта ТГц излучения должно наблюдаться затемнение или просветления всего изображения в теневой методике при изменении задержки между оптическим и ТГц импульсами. При наклонном падении плоского фронта ТГц излучения сечения фронтов ТГц импульсов будут представлять полосы, соответствующие напряженности поля, которые будут перемещаться вдоль плоскости кристалла при изменении задержки между оптическим и ТГц импульсами.

Чем ближе угол падения к нормальному, тем больше будет ширина этих полос. Абберационные и дифракционные эффекты при распространении ТГц импульсов приводят к искривлению их волновых фронтов и соответствующему искривлению полос получаемых распределений. В нашем случае углы падения терагерцевого излучения по отношению к плоскости кристалла и, соответственно, к плоскости фронта зондирующего излучения для двух установок отличались, что привело к различным размерам полос на пространственных распределениях детектируемых терагерцевых полей: для интерференционной методики полосы сильно уже по сравнению с теневой. При

изменении задержки между зондирующим и ТГц импульсами происходит сдвиг полос. Нулевое значение задержки на Рис. 4.3, 4.4 выбиралось произвольно, поскольку для анализа фронта ТГц импульса важно лишь относительное изменение задержки между оптическим и ТГц импульсами.

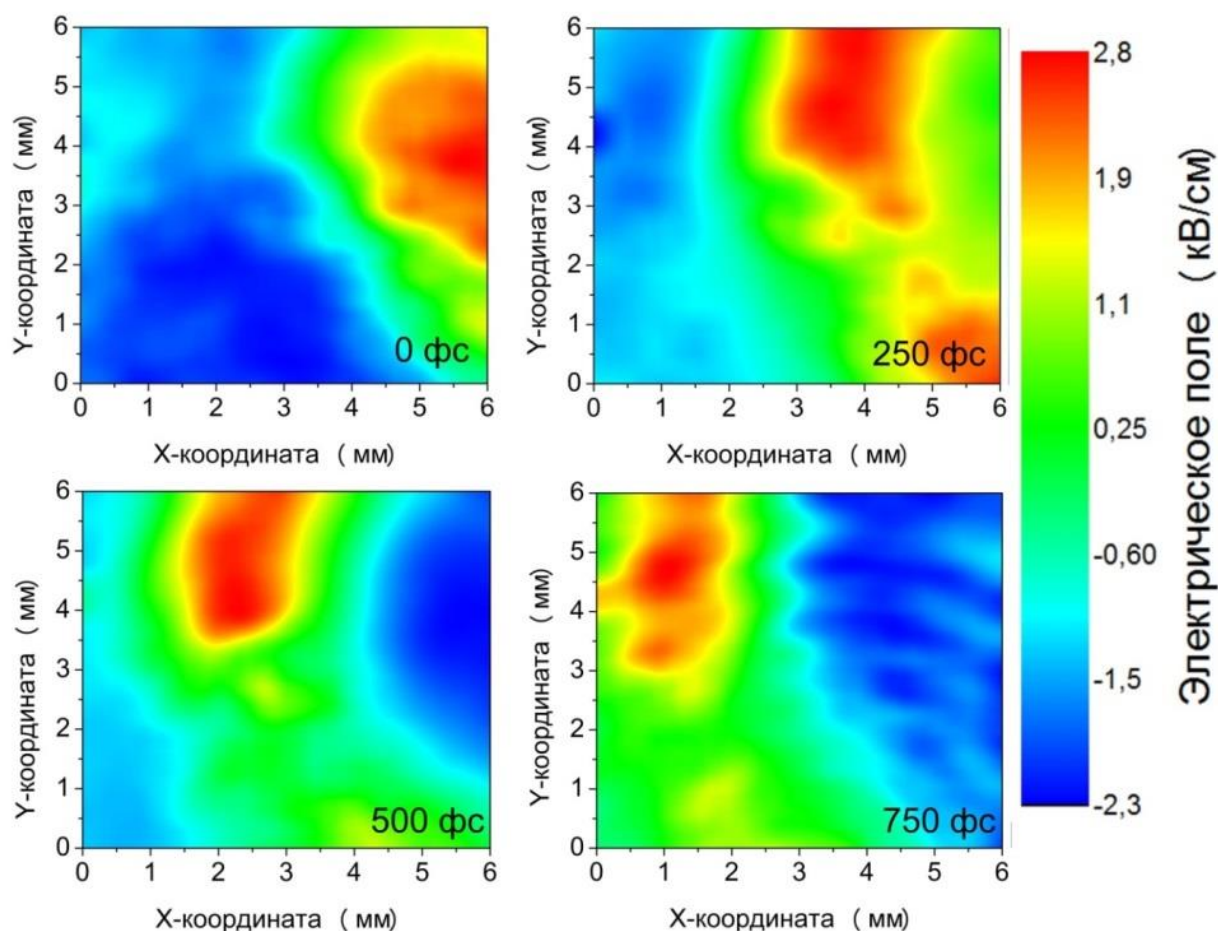


Рис. 4.3. Пространственные распределения поля ТГц излучения, зарегистрированные с помощью теневой методики в различные моменты временной задержки между зондирующим и ТГц импульсами

Для оценки уровня шумовой составляющей в получаемых распределениях вычислялось среднеквадратичное значение данных по области кадра, в которой отсутствовал сигнал. Для случая теневой методики эквивалентное значение уровня шума напряженности поля составило $\delta E - 100$ В/см. Для метода регистрации на основе интерферометрии среднеквадратичное значение

шумовой составляющей разности фаз $\delta\varphi$ составило 5 мрад, что эквивалентно шумовой напряженности электрического поля $\delta E - 280$ В/см.

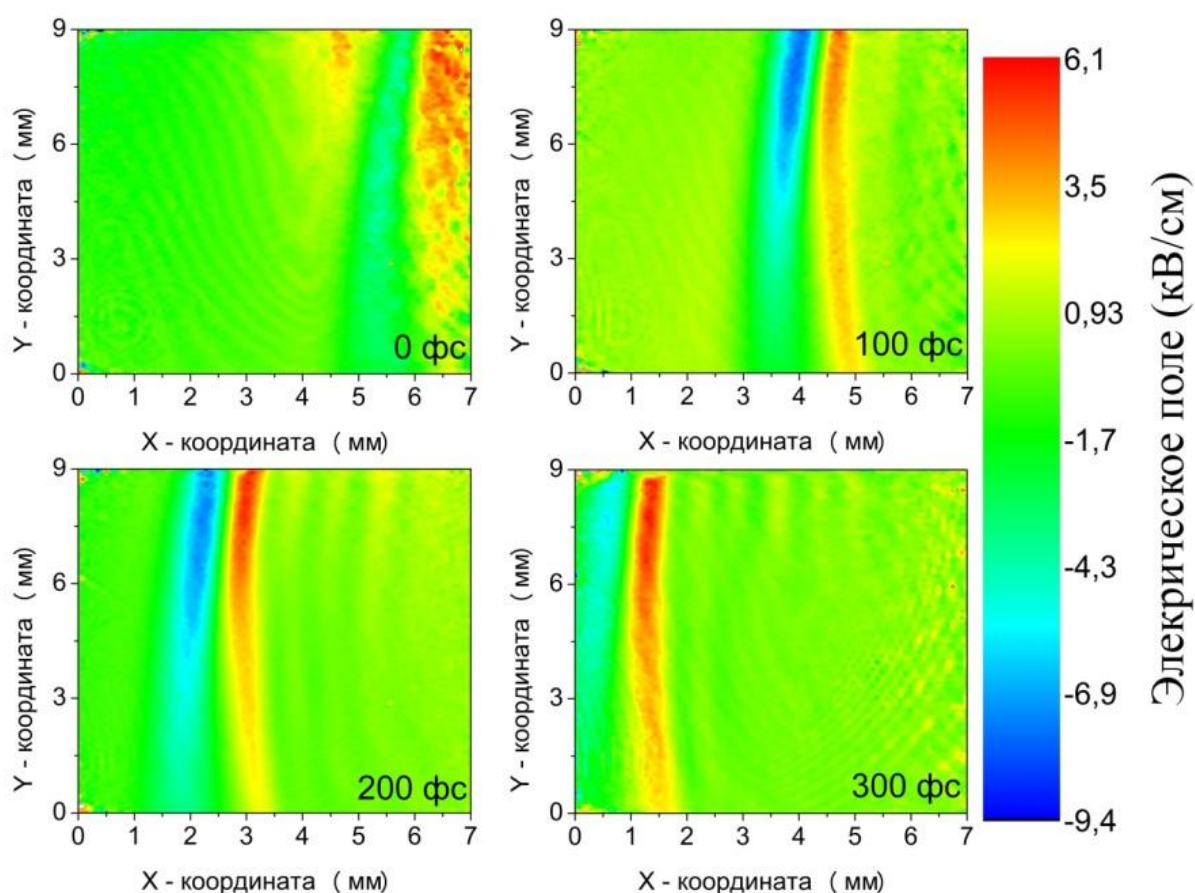


Рис. 4.4. Пространственные распределения поля ТГц излучения, зарегистрированные с помощью интерферометрической методики в различные моменты временной задержки между зондирующим и ТГц импульсами

Полученные значения согласуются с ранее полученными в других экспериментах значениями [39,162,183,191]. Одной из основных причин снижения чувствительности в случае применения интерференционного метода является присутствие механических вибраций, вызывающих случайное отклонение интерференционных полос на плоскости детектирующего кристалла. Подобный недостаток может быть устранен путем снижения уровня механических вибраций и увеличения количества усреднений при получении изображений.

Важной характеристикой используемых методов является динамический диапазон методик. Он определяется как отношение максимально измеряемой величины ТГц поля к среднеквадратичному уровню шума. Максимальный диапазон измерений ТГц поля в электрооптических методиках определяется в первую очередь свойствами используемого для регистрации кристалла (электрооптический коэффициент, ориентация осей, толщина). В обеих схемах применялся один кристалл ZnTe. Максимальная величина измеряемого поля составляла в обеих схемах $E_{\text{л}} = \pm 178$ кВ/см, что соответствует достижению максимальной/минимальной яркости изображения кристалла в теневой методике либо сдвигу на половину ширины полосы в интерференционной картине, что соответствует границам диапазона однозначного определения фазы в интерференционной методике. Для теневой методики динамический диапазон составил 1780, для интерференционной – 636. Основным преимуществом интерференционной методики является то, что она в отличие от теневой методики зависит не от освещенности кадра, а от контраста интерференционных полос. В случае изменения яркости изображения плоскости кристалла (смещение зондирующего пучка вдоль плоскости кристалла, флуктуации освещенности в различных частях кадра), уровень шума для теневой методики будет возрастать, в то время как для интерференционной методики влияние будет существенно меньше. Однако в случае высокой повторяемости зондирующего пучка интерференционная методика не позволяет выявить данного преимущества по сравнению с теневой методикой.

Также важным вопросом является линейность отклика от величины ТГц поля. Поскольку формулы 4.1-4.3 получены в рамках о предположении линейности отклика на величину ТГц поля, для полей которые достигаются в последних работах [51,56,192] будет некорректно использовать данное предположение. Для оценки величины поля в таких работах используют другие методы измерений.

Глава 4.2. Широкополосная двухмерная терагерцевая визуализация: сравнительный анализ времяпролетной, кросс-корреляционной и с помощью Фурье-анализа обработки данных.

Поскольку предыдущие исследования, представленные в главе 4.1, показывают, что для визуализации поля ТГц излучения лучше подходит теневой метод, то именно его мы и будем использовать для визуализации объектов. Для построения изображений исследуемых объектов регистрировалось и обрабатывалось два набора пространственно-временных распределений в присутствии исследуемого объекта и в его отсутствие. Полученные пространственно-временные распределения ТГц полей обрабатывались тремя различными методами: по измерению задержки между положениями максимумов ТГц импульсов (А); по измерению положения максимума кросс-корреляционной функции вышеупомянутых импульсов (Б); визуализацией с использованием дискретного преобразования Фурье и последующим извлечением разности фаз импульсов на каждой частотной составляющей ТГц спектра (В).

Глава 4.2.1. Описание методик обработки результатов для двухмерной визуализации.

Вначале мы анализировали двухмерные пространственно-временные распределения ТГц излучения. В качестве исследуемого объекта выбиралась тефлоновая пластинка с острой границей (Рис. 4.6). Временные формы импульсов, измеренные в одной и той же точке в присутствии тефлоновой пластинки и без нее продемонстрированы на Рис. 4.5 (а). Поскольку тефлон обладает в рассматриваемом диапазоне частот слабой дисперсией, внедрение тефлоновой пластинки в пучок существенно не изменяло форму ТГц импульса. Однако, поскольку показатель преломления тефлона отличается от показателя преломления воздуха, то в измеряемых формах импульсов наблюдается

смещение максимума импульса, прошедшего через пластинку. По величине задержки можно определить оптическую толщину исследуемого объекта [168]. Временные формы ТГц излучения строились для каждой пространственной точки изображений. Для пунктирной линии, указанной на Рис. 4.6 были построены пространственно-временные распределения, как в присутствии пластинки, так и без нее (см. Рис. 4.6 (а,б)). В схожих с экспериментальными условиями было проведено численное моделирование в группе профессора Косаревой О.Г. на основе уравнения распространения в параксиальном приближении [193] (Рис. 4.6 (в,г)). Исходя из результатов видно, что распределения, полученные в эксперименте и численного моделирования, хорошо сходятся. Типичные величины задержек, возникающих при распространении излучения в тефлоновой пластинке толщиной 1 мм и показателем преломления 1.38, составляют около 1 пс. По положению задержки между импульсом, прошедшим через исследуемый объект и распространяющимся в его отсутствие была произведена визуализация тефлоновой пластинки, показанная на Рис. 4.7 (а). Для наглядной демонстрации приведено пространственное сечение изображения, приведенное на Рис. 4.7 (б).

Второй метод по визуализации объектов основан не на прямом анализе временной формы ТГц импульсов, как это было продемонстрировано ранее. Вместо этого мы анализировали кросс-корреляционную функцию $B(\tau)$ двух временных форм ТГц импульсов, измеренных в присутствии исследуемого объекта $f(t)$ и без него $g(t)$. В случае двух действительных непрерывных процессов кросс-корреляционная функция определяется как:

$$B(\tau) = \int_{-\infty}^{\infty} f(t)g(t + \tau)dt. \quad (4.4)$$

Положение максимума этой функции соответствует задержке Δt между максимумами временных форм $f(t)$ и $g(t)$. Пример кросс-корреляционной функции для временных форм, изображенных на Рис. 4.5 (а), представлен на Рис. 4.5 (б). Так же как и в предыдущем случае, набор положений максимумов

кросс-корреляционных функций для каждой пространственной точки формировал изображение тефлоновой пластинки, показанное на Рис. 4.7 (в,г).

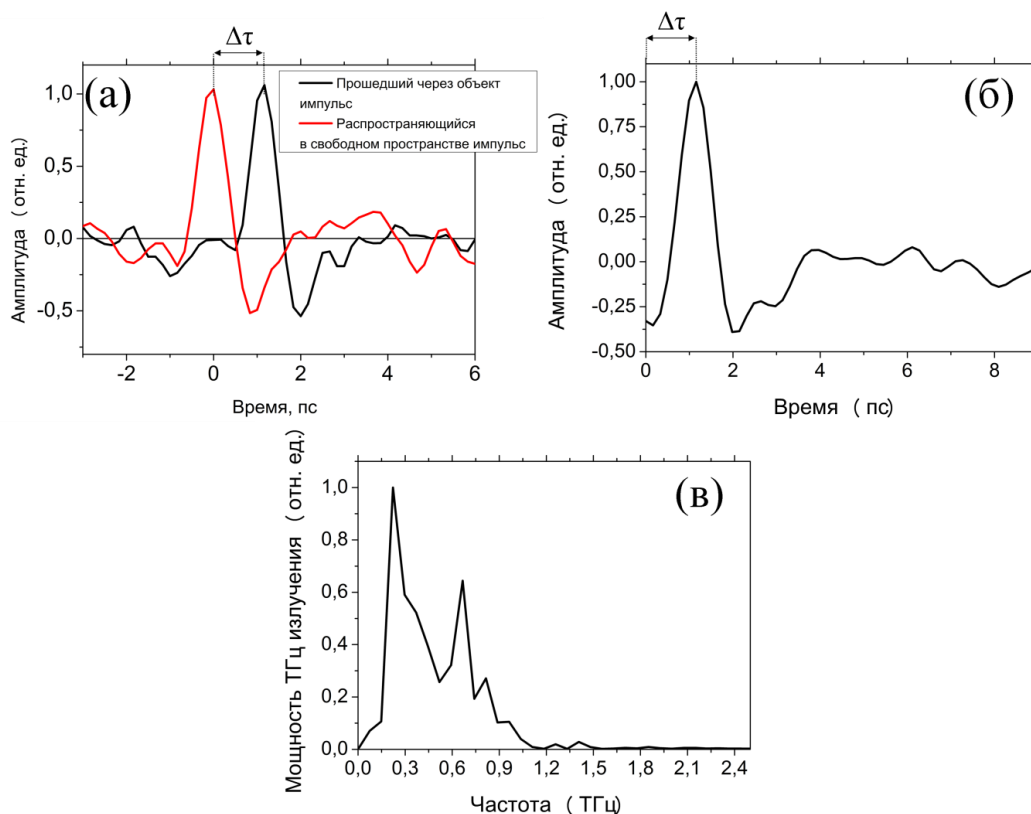


Рис. 4.5. (а) Временные формы ТГц импульсов, пропущенных через исследуемый объект и распространявшегося в свободном пространстве, (б) временная форма кросс-корреляционной функции двух временных форм, упомянутых ранее, (в) спектр мощности ТГц излучения из источника

Последним из предлагаемых методов визуализации объектов в ТГц диапазоне частот является визуализация с использованием Фурье-анализа. Данная методика предполагает применение временного дискретного Фурье преобразования к набору двумерных распределений поля ТГц излучения. Данное преобразование предоставляет набор двумерных распределений спектральных амплитуд и фаз на определенных частотах. Типичный вид спектра используемого в работе источника представлен на Рис. 4.5 (в). Разность фаз для одинаковых частотных составляющих спектров пропущенного через образец и распространяющегося в свободном пространстве излучений

формирует изображение объекта. Набор таких изображений для разных частотных составляющих спектра представлен на Рис. 4.8.

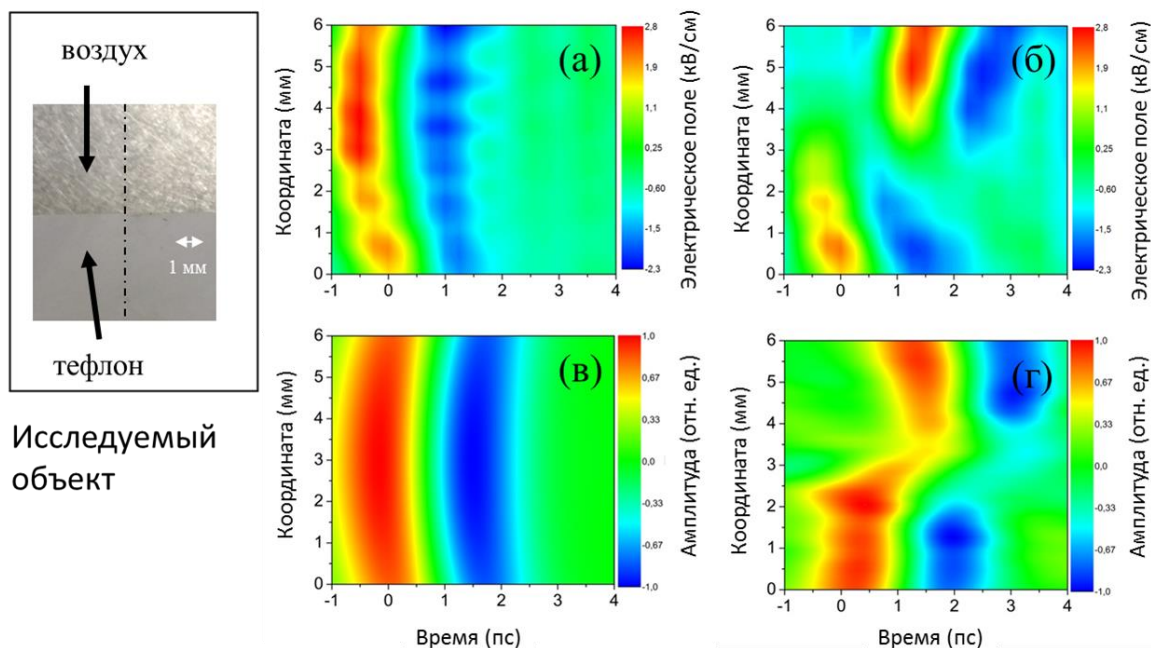


Рис. 4.6. Исследуемый объект – тефлоновая пластинка толщиной в 1 мм. Экспериментально измеренное поле ТГц излучения для положения в пространстве, соответствующего пунктирной линии на объекте без него (а) и в его присутствии (б). Распределений полей ТГц излучения в присутствии тефлоновой пластинки (в) и в ее отсутствие (г) (численное моделирование)

Следует отметить, что мы обращаем основное внимание на визуализации объектов, обладающих слабым поглощением в ТГц области частот. Тем не менее, измерение, как амплитуды всей временной формы ТГц излучения, так и фазы излучения на основе предложенных методик регистрации предоставляется возможным. Значит, предложенная методика также применима для построения изображений поглощающих в ТГц диапазоне частот объектов.

Глава 4.2.2. Обсуждение результатов.

Ключевыми параметрами качества изображения при 2D визуализации прозрачных объектов являются уровень шума и пространственное разрешение.

Под уровнем шума для времяпролетной и кросс-корреляционной визуализаций в данной работе подразумевается среднеквадратичное отклонение задержки между ТГц импульсами, прошедшими через свободное пространство $E_{\text{THz}}^{(s)}$ и через объект $E_{\text{THz}}^{(t)}$ в области отсутствия объекта (т. е. шум - это ошибка в определении задержки).

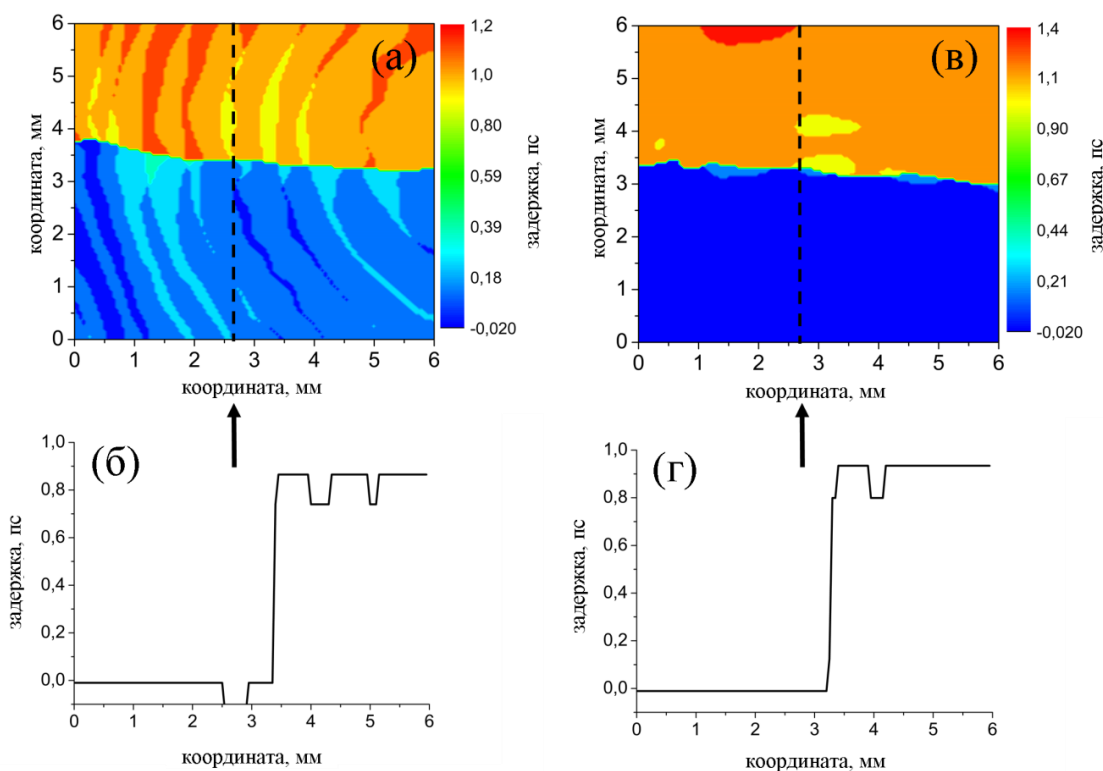


Рис. 4.7 Изображение границы тefлоновой пластинки с помощью времяпролетной (а) и корреляционной (в) методик, а также соответствующие сечения вдоль пунктирных линий (б,г)

Для визуализации с использованием Фурье-анализа для сравнения с другими методами уровень шума определялся как среднеквадратичное отклонение разности фаз (т.е. ошибка в определении разности фаз) между прошедшим через свободное пространство $E_{\text{THz}}^{(s)}$ и пропущенным через исследуемый объект $E_{\text{THz}}^{(t)}$ импульсами для определенной частоты, которая пересчитывалась в единицы задержки в пикосекундах. Вообще говоря, этот уровень шума зависит от частоты, на которой проводится визуализация.

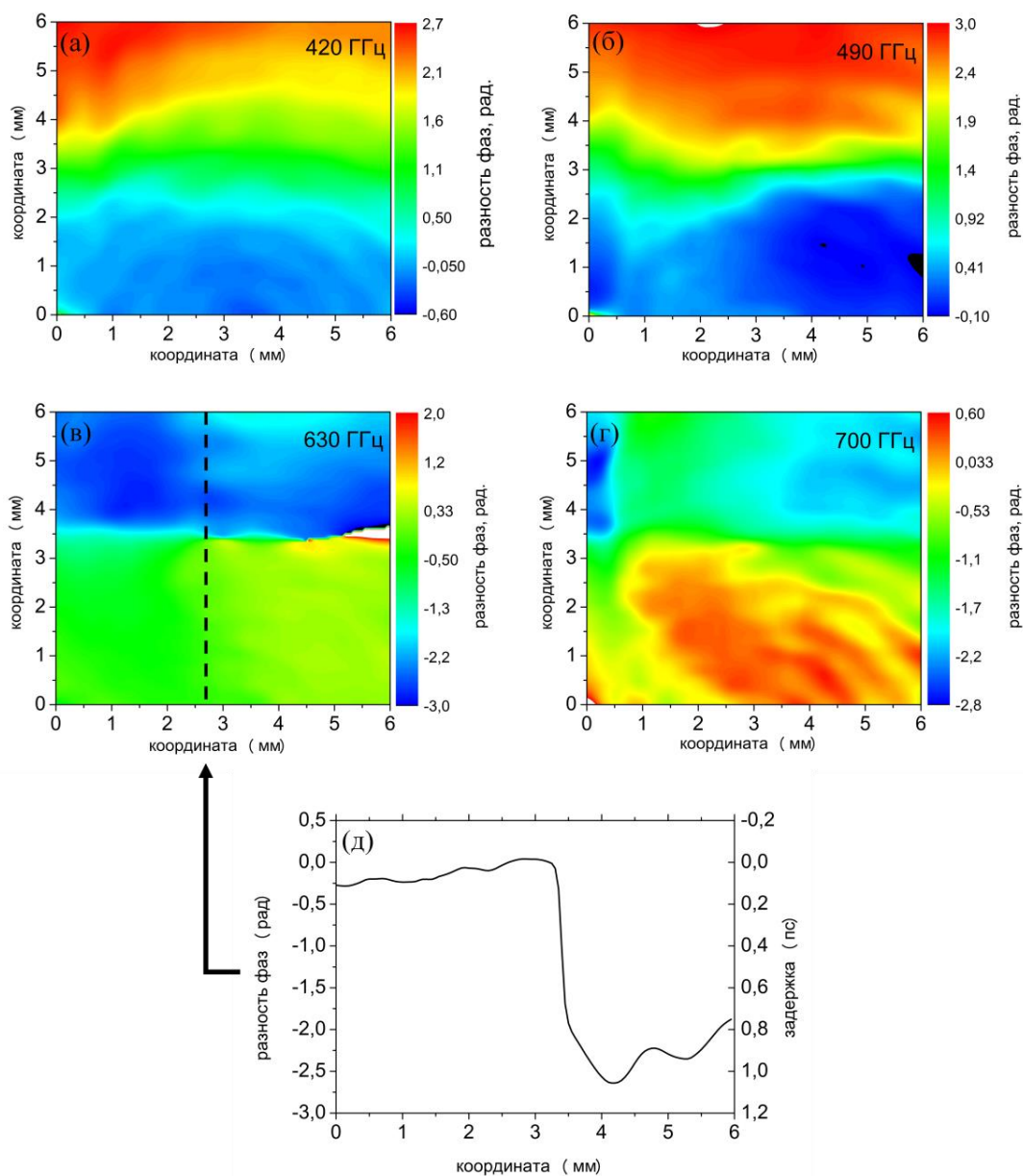


Рис. 4.8. Двухмерная визуализация с использованием Фурье-анализа границы тефлоновой пластинки для частот 420ГГц (а), 490 ГГц (б), 630 ГГц (в) и 700 ГГц(г), а также соответствующее сечение вдоль пунктирной линии (д)

Флуктуации характеристик оптических и ТГц импульсов (амплитуда, длительность, положение пучка и др.) приводили к относительно высокому уровню шума, препятствующему получению высококачественных изображений. Рассчитанные по экспериментальным данным значения шума приведены в таблице 4.1. Времяпролетная визуализация, основанная на измерениях корреляционной функции ТГц импульсов, имеет значительно более

низкий уровень шума. Это связано с квадратичным увеличением амплитуды сигнала и усреднением шума при построении кросс-корреляционной функции. Стандартная времяпролетная визуализация, напротив, имеет линейную зависимость от амплитуды сигнала, что повышает относительный уровень шума. Преимуществом метода визуализации с использованием Фурье-анализа является более низкий уровень шума за счет фильтрации Фурье, но неоднозначность в определении фазы с кратностью 2π ухудшает качество изображений.

Таблица 4.1 также содержит оценки для величины контраста изображений, который определяется как отношение «яркости» в присутствии образца и в его отсутствие рядом с его границей. Численно данная величина может быть рассчитана по формуле:

$$\text{контраст} = \frac{\langle \tau_t \rangle - \langle \tau_s \rangle}{\langle \tau_s \rangle} \quad (4.5),$$

где $\langle \tau_t \rangle$ и $\langle \tau_s \rangle$ среднеквадратичные величины задержек для ТГц импульсов, пропущенных через исследуемый объект (ПТФЭ пластинка) и в его отсутствие соответственно. Стоит отметить, что величина контраста зависит от толщины объекта и отражает величину сигнал/шум для изображений на Рис. 4.7, 4.8. Наилучшая величина контраста также достигается при использовании корреляционной методики построения изображений.

Пространственное разрешение получаемых изображений также зависит от способа обработки данных. Сечения, нанесенные на Рис. 4.7, 4.8 наглядно демонстрируют, что оба времяпролетных метода обладают преимуществом лучшего пространственного разрешения по сравнению с визуализацией с использованием Фурье-анализа (см. также таблицу 4.1). Следует обратить внимание, что для визуализации с использованием Фурье-анализа разрешение также зависит от частоты излучения, используемой для построения изображения, и может быть оптимизировано правильным выбором частоты и

применением более мелкого временного шага для электрооптических измерений.

Таблица 4.1. Характеристики различных методик визуализации: времяпролетная визуализация на основе смещения положения максимума ТГц импульсов (А), времяпролетная визуализация на основе анализа корреляционной функции (Б), визуализация с использованием Фурье-анализа (для частоты 650 ГГц) (В)

	А	Б	В
уровень шума, пс	0.06	0.015	0.075
Контраст	14	80	6
Пространственное разрешение, мкм	300	300	700

Наконец, толщина образца (или его шероховатость) может быть определена, если известен ТГц показатель преломления для исследуемого образца. Конечно, точность ограничена временным шагом измерений при ЭО измерениях (в данной работе шаг равен 125 фс, т. е. 0,1 мм для образца из ПТФЭ). При этом времяпролетные методики подразумевают, что временные формы ТГц импульсов остаются неизменными. Изменение формы ТГц импульса возникают, если образец имеет сильную дисперсию и/или спектрально селективное поглощение. Оценки временных задержек и оптических толщин могут оказаться недостаточными для таких объектов. Однако это не относится к образцам, исследуемым в работе.

Основным преимуществом метода визуализации с использованием Фурье-анализа, напротив, является возможность исследования объекта, обладающего сильной дисперсией и/или спектрально-селективным поглощением. Кроме того, этот подход решает проблему неоднозначности в определении разности фаз с кратностью 2π , если используется источник широкополосного терагерцевого спектра. Кроме того, этот метод применим к "оптически" тонкому объекту. Для

демонстрации всех вышеперечисленных особенностей была проведена визуализация π -символа, вырезанного в пластине из ПТФЭ толщиной 1 мм (см. Рис. 4,9). Пространственные размеры этого объекта составляли $15 \times 8 \text{ мм}^2$. Изображения, очевидно, различаются по соотношению сигнал/шум, контрастности и пространственному разрешению. Некоторая размытость границ видна для всех методов из-за пространственной фильтрации и достаточно малого размера объекта, но наибольшее пространственное разрешение достигалось с помощью времяпролетных методов (измерение прямой временной задержки, Рис. 4.9 (б), и измерение максимума корреляционной функции, Рис. 4,9 (в)). Наилучшее соотношение сигнал/шум достигалось кросс-корреляционным методом.

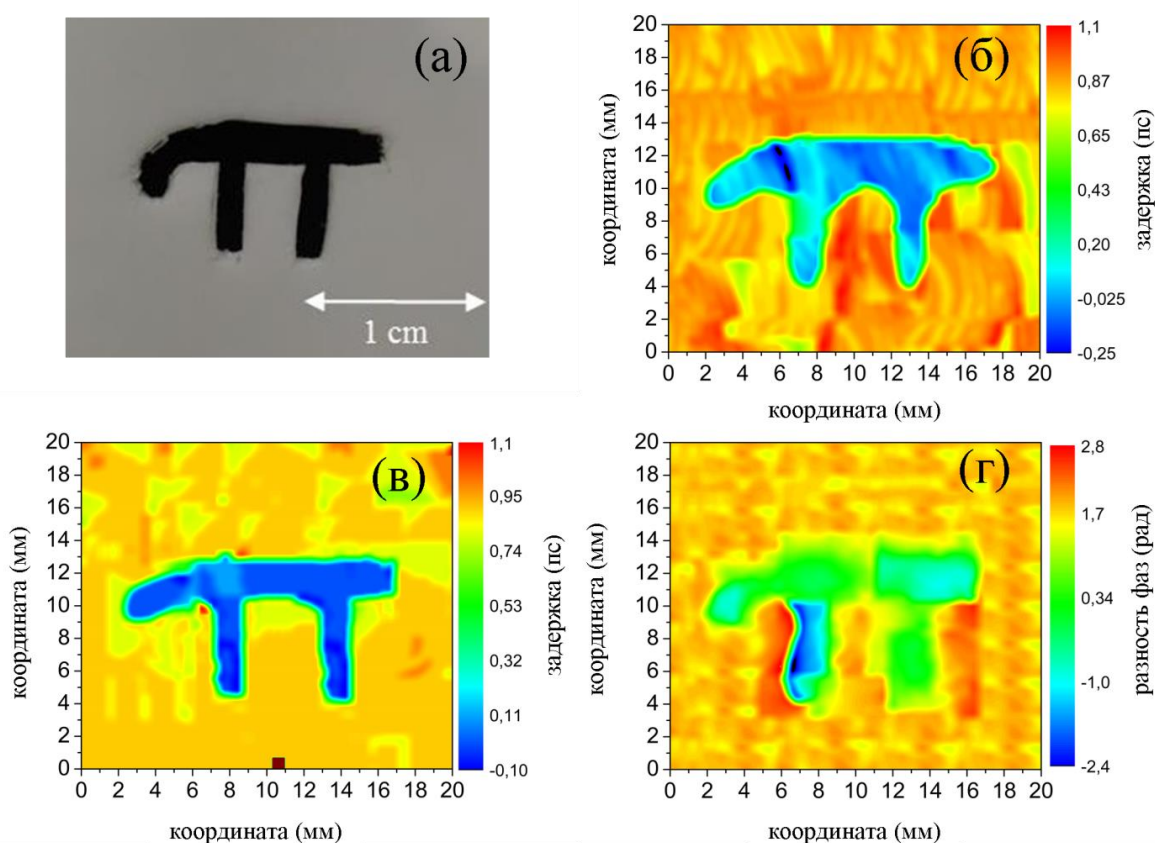


Рис. 4.9 (а) оптическое изображение ПТФЭ пластинки 1-мм толщины с вырезанным символом π , пример визуализации с применением времяпролетной (б), кросс-корреляционной (в) и с использованием Фурье-анализа (для частоты 650 ГГц) методик (г).

Выводы по главе 4.

1. Проведено сравнение двух схем по визуализации поля импульсного ТГц излучения, основанных на измерении изменения состояния поляризации пробного лазерного импульса в электрооптическом кристалле теневым и интерферометрическим методами. Уровень шума втрое выше и динамический диапазон втрое ниже для интерференционной методики по сравнению с теневой методикой из-за наличия механических вибраций в схеме. Наиболее эффективная схема по регистрации позволяет обнаруживать поля ТГц излучения с минимальной величиной напряженности 100 В/см.
2. Впервые предложена и реализована схема по визуализации фазовых объектов в терагерцовой области частот в просвечивающей геометрии без пространственного сканирования;
3. Впервые предложена и реализована методика визуализации фазовых объектов по положению максимума кросс-корреляционной функции временных форм ТГц излучения, пропущенного через исследуемый объект и распространяющегося в его отсутствие;
4. Проведено сравнительное исследование трех методик визуализации на основе единого набора данных и показано, что впервые предложенный метод визуализации фазовых объектов по положению максимума кросс-корреляционной функции предоставляет преимущество по уровню шума и контрасту изображений по сравнению с другими использованными методами.

Результаты, представленные в главе, опубликованы в следующих работах, включенных в перечень рецензируемых научных изданий ВАК:

[1] **Ushakov A.A.**, Chizhov P.A., Bukin V.V., Savel'ev A.B., Garnov S.V. Broadband in-line terahertz 2D imaging: comparative study with time-of-flight,

cross-correlation and Fourier transform data processing // Journal of the Optical Society of America B: Optical Physics – 2018. – Vol. 116, № 5. – P. 1159-1164.

[2] **Ушаков А.А.**, Чижов П.А., Букин В.В., Гарнов С.В., Савельев А.Б. Сравнительный анализ методик двумерной пространственно-временной визуализации поля импульсного терагерцевого излучения с применением электрооптического кристалла // Квантовая электроника – 2018. – Т. 48, № 5. – С. 487-490.

[5] **Ushakov A.A.**, Chizhov P.A., Bukin V.V., Savel'ev A.B., Garnov S.V. Broadband terahertz in-line phase contrast imaging // Journal of Applied Spectroscopy – 2016. - Vol. 83, № 6-16. – P. 729-730.

[6] Чижов П.А., **Ушаков А.А.**, Букин В.В., Гарнов С.В. Измерение методом интерферометрии пространственно-временного распределения поля терагерцевых импульсов в электрооптическом кристалле // Квантовая электроника – 2015. - Т. 45, № 5. – С. 434-436.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В результате данной работы проведено комплексное исследование угловых и частотно-угловых распределений ТГц излучения из плазмы, создаваемой при различной фокусировке двухчастотного фемтосекундного излучения в воздух при атмосферном давлении, позволяющее определить наиболее оптимальный режим фокусировки излучения двухчастотной накачки с точки зрения направленности выходящего ТГц излучения и унимодальности частотно-углового распределения в области частот 0.1-3 ТГц. Сходство угловых диаграмм ТГц излучения в случае использования импульсов различной длительности 35-150 фс показывает, что расходимость ТГц излучения в низкочастотном диапазоне определяется в основном условиями фокусировки, а зависимость от длительности импульса проявляется значительно слабее.

В случае жесткого режима фокусировки ($NA \approx 0.2, 0.07$) возникает широкое унимодальное угловое распределение мощности ТГц излучения. Напротив, его распределение в случае более мягкой фокусировки ($NA \approx 0.025-0.02$) являлось более узким с ярко выраженной кольцевой структурой. Оптимальным оказался режим фокусировки с числовыми апертурами ($NA \approx 0.035-0.05$): угловое распределение ТГц излучения становится относительно узким, кольцевая структура не наблюдается. Данные результаты находятся в разумном соответствии с данными численного моделирования.

При анализе диаграммы направленности жестко сфокусированного двухчастотного фемтосекундного лазерного излучения ($NA \approx 0.07-0.28$) впервые экспериментально показано, что существует определенная часть терагерцевого излучения, которая распространяется из плазмы в направлении, противоположном излучению двухчастотной накачки. Сравнение спектров терагерцевого излучения, распространяющегося в прямом и обратном направлениях из плазменного канала, показывает смещение в низкочастотную область спектра у ТГц излучения, распространяющегося в обратном

направлении по сравнению с ТГц излучением, распространяющимся в прямом направлении. В диапазоне энергий двухчастотного излучения накачки 1.2-2 мДж не замечено существенного изменения в соотношении по энергии (около 5,5%) между ТГц излучениями, распространяющихся из плазмы в диапазоне углов $160 - 144^\circ$ и в диапазоне углов $0^\circ - 22^\circ$, где 0° соответствует направлению оптической оси.

Продемонстрированная схема для визуализации фазовых объектов в просвечивающей геометрии с применением широкоапертурного электрооптического кристалла и широкополосного ТГц излучения позволяет на основе одного набора данных строить изображения фазовых объектов тремя взаимодополняющими методами: по измерению смещения положения максимума ТГц импульса вследствие задержки, возникающей при распространении через исследуемый объект; по положению максимума кросс-корреляционной функции временных форм ТГц излучения, пропущенного через исследуемый объект и распространяющегося в его отсутствие, и по разности фаз между различными частотными компонентами спектра ТГц излучения, пропущенного через исследуемый объект и распространяющегося в его отсутствие.

Проведено сравнительное исследование трех методик визуализации на основе единого набора данных и показано, что впервые предложенный метод визуализации фазовых объектов по положению максимума кросс-корреляционной функции дает преимущество по уровню шума и контрасту изображений по сравнению с другими использованными методами.

СПИСОК ИСПОЛЬЗУЕМЫХ СОКРАЩЕНИЙ

ТГц, THz – Терагерцевый

ИК – инфракрасный

АДК – Аммосов-Делоне-Крайнов

СВЧ – сверх высокочастотный

GaSe – Селенид Галлия

ZnTe – Теллурид Цинка

Cr: Mg₂SiO₄ – Хром-Форстерит

DAST – 4-N, N-диметиламино-4'-N' тозилат метилстильбазола

DSTMS – 4-N, N-диметиламино-4'-N'-метил 2,4,6-триметилбензолсульфонат
стильбазола

ОН1 – 2-(3-(4-гидроксистирил)-5,5-диметилциклогекс-2-малононитрила)
енилиден

GaAs – Арсенид Галлия

УОРИ – Уравнение однонаправленного распространения импульса

ОАП – Оптико-Акустический Приемник

LiTaO₃ – Танталат лития

ЭО – электро-оптический

NA – числовая апертура

ПТФЭ - политетрафторэтилен

ППТ – Переломов-Попов-Терентьев

FWHM – полная ширина по уровню половины максимума

LiNbO₃ – ниобат лития

БЛАГОДАРНОСТИ

В заключение выражаю особую благодарность моему научному руководителю Андрею Борисовичу Савельеву-Трофимову за внимание к моей работе, мудрое руководство и переданный опыт. Благодарю научного консультанта Букина Владимира Валентиновича за непрестанный интерес к моей научной работе, передаваемый опыт в экспериментальной деятельности и моральную поддержку. Огромную благодарность хотелось бы выразить моему коллеге Чижову Павлу Алексеевичу за неоценимую помощь в проведении экспериментов, обработке результатов, анализе данных, а также создание рабочей обстановки. Также благодарю директора ИОФ РАН Гарнова Сергея Владимировича за ценные рекомендации и предоставленную возможность заниматься экспериментальными исследованиями на передовом оборудовании.

Выражаю благодарность всем сотрудникам лаборатории лазерной спектроскопии отдела колебаний ИОФ РАН за продуктивную обстановку, помощь и советы. Также благодарю всех сотрудников совмещенной лаборатории сверхсильных световых полей и релятивистской и лазерной плазмы кафедры общей физики и волновых процессов МГУ имени М.В. Ломоносова за идеи, советы и поддержку.

Благодарю Шипило Даниила Евгеньевича, Панова Николая Андреевича, Косареву Ольгу Григорьевну, Андрееву Веру Александровну за тесное сотрудничество и проведение численного моделирования представленных в данной работе данных.

Выражаю благодарность всем преподавателям кафедры общей физики и волновых процессов физического факультета МГУ имени М.В. Ломоносова за переданные знания, интересные лекции и семинары.

Отдельную благодарность выражаю своей семье, близким и друзьям за поддержку, вдохновение в научную работу и полезные советы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Zhang X.-C. and Xu J., *Introduction to THz Wave Photonics*, Springer (Springer, 2010).
2. M. Tonouchi, "Cutting-edge terahertz technology," *Nat. Photonics* **1**, 97–105 (2007).
3. C. A. Schmuttenmaer, "Exploring Dynamics in the Far-Infrared with Terahertz Spectroscopy," *Chem. Rev.* **104**, 1759–1779 (2004).
4. B. Ferguson and X.-C. Zhang, "Materials for terahertz science and technology," *Nat. Mater.* **1**, 26–33 (2002).
5. T. Ishibashi, Y. Muramoto, T. Yoshimatsu, and H. Ito, "Continuous THz wave generation by photodiodes up to 2.5 THz," *Int. Conf. Infrared, Millimeter, Terahertz Waves, IRMMW-THz* 5–6 (2013).
6. N. Kim, S.-P. Han, H. Ko, Y. A. Leem, H.-C. Ryu, C. W. Lee, D. Lee, M. Y. Jeon, S. K. Noh, and K. H. Park, "Tunable continuous-wave terahertz generation/detection with compact 1.55 μm detuned dual-mode laser diode and InGaAs based photomixer," *Opt. Express* **19**, 15397 (2011).
7. P. A. Валитов и Б. И. Макаренко, *Измерения На Миллиметровых и Субмиллиметровых волнах. Методы и Техника*, Радио и св (1984).
8. G. Scalari, C. Walther, J. Faist, H. Beere, and D. Ritchie, "Electrically switchable, two-color quantum cascade laser emitting at 1.39 and 2.3 THz," *Appl. Phys. Lett.* **88**, 141102 (2006).
9. B. S. Williams, "Terahertz quantum-cascade lasers," *Nat. Photonics* **1**, 517–525 (2007).
10. F. Blanchard, L. Razzari, H. C. Bandulet, G. Sharma, R. Morandotti, J. C. Kieffer, T. Ozaki, M. Reid, H. F. Tiedje, H. K. Haugen, and F. A. Hegmann, "Generation of 1.5 μJ single-cycle terahertz pulses by optical rectification from a large aperture ZnTe crystal," *Opt. Express* **15**, 13212–13220 (2007).
11. G. K. Kitaeva, "Terahertz generation by means of optical lasers," *Laser Phys. Lett.* **5**, 559–576 (2008).
12. C. P. Hauri, C. Ruchert, C. Vicario, and F. Ardana, "Strong-field single-cycle THz pulses generated in an organic crystal," *Appl. Phys. Lett.* **99**, 161116 (2011).
13. J. Hebling, K.-L. Yeh, M. C. Hoffmann, B. Bartal, and K. A. Nelson, "Generation of high-power terahertz pulses by tilted-pulse-front excitation and their application possibilities," *J. Opt. Soc. Am. B* **25**, B6–B19 (2008).
14. C. Fattinger and D. Grischkowsky, "Terahertz beams," *Appl. Phys. Lett.* **54**, 490–492 (1989).
15. X. Ropagnol, M. Khorasaninejad, M. Raeiszadeh, M. Bouvier, Y. Côté, A. Laramée, M. Reid, M. A. Gauthier, and T. Ozaki, "Intense THz Pulses with large ponderomotive potential generated from large aperture photoconductive antennas," *Opt. Express* **24**, 11299–11311 (2016).

16. S. Matsuura, M. Tani, and K. Sakai, "Generation of coherent terahertz radiation by photomixing in dipole photoconductive antennas," *Appl. Phys. Lett.* **70**, 559–561 (1997).
17. В. А. Миронов, И. В. Оладышкин, Е. В. Суворов и Д. А. Фадеев, "Генерация терагерцового излучения при отражении фемтосекундных лазерных импульсов от поверхности металла," *Журнал экспериментальной и теоретической физики* **146**, 1–18 (2014).
18. W. Hübner, K. H. Bennemann, and K. Böhmer, "Theory for the nonlinear optical response of transition metals: Polarization dependence as a fingerprint of the electronic structure at surfaces and interfaces," *Phys. Rev. B* **50**, 17597–17605 (1994).
19. F. Kadlec, P. Kužel, and J.-L. Coutaz, "Optical rectification at metal surfaces," *Opt. Lett.* **29**, 2674–2676 (2004).
20. S. E. Ralph and D. Grischkowsky, "Trap-enhanced electric fields in semi-insulators: The role of electrical and optical carrier injection," *Appl. Phys. Lett.* **59**, 1972–1974 (1991).
21. Q. Jin, Y. E. K. Williams, J. Dai, and X.-C. Zhang, "Observation of broadband terahertz wave generation from liquid water," *Appl. Phys. Lett.* **111**, 071103 (2017).
22. I. Dey, K. Jana, V. Y. Fedorov, A. D. Koulouklidis, A. Mondal, M. Shaikh, D. Sarkar, A. D. Lad, S. Tzortzakis, A. Couairon, and G. R. Kumar, "Highly efficient broadband terahertz generation from ultrashort laser filamentation in liquids," *Nat. Commun.* **8**, 1–7 (2017).
23. H. G. Roskos, M. D. Thomson, M. Kreß, and T. Löffler, "Broadband THz emission from gas plasmas induced by femtosecond optical pulses: From fundamentals to applications," *Laser Photonics Rev.* **1**, 349–368 (2007).
24. H. Hamster, A. Sullivan, S. Gordon, W. White, and R. W. Falcone, "Subpicosecond, Electromagnetic Pulses from Intense Laser-Plasma Interaction," *Phys. Rev. Lett.* **71**, 2725–2728 (1993).
25. S. V. Chekalin and V. P. Kandidov, "From self-focusing light beams to femtosecond laser pulse filamentation," *Uspekhi Fiz. Nauk* **183**, 133–152 (2013).
26. В. П. Кандидов, С. А. Шленов и О. Г. Косарева, "Филаментация мощного фемтосекундного лазерного излучения," *Квантовая электроника* **39**, 1–81 (2009).
27. E. T. Nibbering, P. F. Curley, G. Grillon, B. S. Prade, M. A. Franco, F. Salin, and A. Mysyrowicz, "Conical emission from self-guided femtosecond pulses in air.," *Opt. Lett.* **21**, 62–65 (1996).
28. P. B. Corkum, "Plasma perspective on strong field multiphoton ionization," *Phys. Rev. Lett.* **71**, 1994–1997 (1993).
29. E. Takahashi, Y. Nabekawa, T. Otsuka, M. Obara, and K. Midorikawa, "Generation of highly coherent submicrojoule soft x rays by high-order

- harmonics," *Phys. Rev. A - At. Mol. Opt. Phys.* **66**, 021802 (2002).
30. E. Matsubara, M. Nagai, and M. Ashida, "Ultrabroadband coherent electric field from far infrared to 200 THz using air plasma induced by 10 fs pulses," *Appl. Phys. Lett.* **101**, 011105 (2012).
 31. K. Humphreys, J. P. Loughran, M. Gradziel, W. Lanigan, T. Ward, J. A. Murphy, and C. O'Sullivan, "Medical applications of Terahertz Imaging: a Review of Current Technology and Potential Applications in Biomedical Engineering," *Proc. 26th Annu. Int. Conf. IEEE EMBS* **2**, 1302–1305 (2004).
 32. D. Saeedkia, *Terahertz Applications in the Aerospace Industry*, Elsevier (Woodhead Publishing Limited, 2013).
 33. K. Kawase, Y. Ogawa, Y. Watanabe, and H. Inoue, "Non-destructive terahertz imaging of illicit drugs using spectral fingerprints," *Opt. Express* **11**, 2549–2554 (2003).
 34. J. B. Jackson, M. Mourou, J. F. Whitaker, I. N. Duling, S. L. Williamson, M. Menu, and G. A. Mourou, "Terahertz imaging for non-destructive evaluation of mural paintings," *Opt. Commun.* **281**, 527–532 (2008).
 35. Zhong H., Karpowicz N., and Zhang X.-C., "Terahertz emission profile from laser-induced air plasma," *Appl. Phys. Lett.* **88**, 261103-1-261103–3 (2006).
 36. S. Yu. Stremoukhov and A. V. Andreev, "Quantum-mechanical fingerprints in generation of elliptical terahertz radiation by extended media interacting with two-color laser field," *J. Opt. Soc. Am. B* **34**, 232–237 (2017).
 37. N. A. Panov, O. G. Kosareva, V. A. Andreeva, A. B. Savel'ev, D. S. Uryupina, R. V. Volkov, V. A. Makarov, and A. P. Shkurinov, "Angular distribution of the terahertz radiation intensity from the plasma channel of a femtosecond filament," *JETP Lett.* **93**, 638–641 (2011).
 38. B. B. Hu and M. C. Nuss, "Imaging with terahertz waves," *Opt. Lett.* **20**, 1716–1718 (1995).
 39. Z. Jiang and X. Zhang, "Measurement of Spatio-Temporal Terahertz Field Distribution by Using Chirped Pulse Technology," *IEEE J. Quantum Electron.* **36**, 1214–1222 (2000).
 40. B. Yellampalle, K. Y. Kim, G. Rodriguez, J. H. Glowina, and A. J. Taylor, "Algorithm for high-resolution single-shot THz measurement using in-line spectral interferometry with chirped pulses," *Appl. Phys. Lett.* **87**, 211109-1-211109–3 (2005).
 41. Z. Jiang and X.-C. Zhang, "Single-shot spatiotemporal terahertz field imaging," *Opt. Lett.* **23**, 1114–1116 (1998).
 42. Царев М.В., *Генерация и Регистрация Терагерцового Излучения Ультракороткими Лазерными Импульсами* (2011).
 43. Q. Wu and X. C. Zhang, "Design and characterization of traveling-wave electrooptic terahertz sensors," *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* **2**, 693–700 (1996).
 44. D. Grischkowsky, S. Keiding, M. Van Exter, and C. Fattinger, "Far-infrared

- time-domain spectroscopy with terahertz beams of dielectrics and semiconductors," *J. Opt. Soc. Am. B* **7**, 2006–2015 (1990).
45. Q. Chen, Z. Jiang, G. X. Xu, and X. C. Zhang, "Near-field terahertz imaging with a dynamic aperture.," *Opt. Lett.* **25**, 1122–1124 (2000).
 46. A. Bitzer and M. Walther, "Terahertz near-field imaging of metallic subwavelength holes and hole arrays," *Appl. Phys. Lett.* **92**, 231101 (2008).
 47. X. C. Zhang, A. Shkurinov, and Y. Zhang, "Extreme terahertz science," *Nat. Photonics* **11**, 16–18 (2017).
 48. P. Gaal, K. Reimann, M. Woerner, T. Elsaesser, R. Hey, and K. H. Ploog, "Nonlinear Terahertz Response of n-Type GaAs," *Phys. Rev. Lett.* **187402**, 1–4 (2006).
 49. R. Morandotti, J. Kieffer, T. Ozaki, H. Tiedje, H. Haugen, M. Reid, and F. Hegmann, "Generation of Intense Terahertz Radiation via Optical Methods," *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* **17**, 5–16 (2011).
 50. K. Dolgaleva, D. V. Materikina, R. W. Boyd, and S. A. Kozlov, "Prediction of an extremely large nonlinear refractive index for crystals at terahertz frequencies," *Phys. Rev. A - At. Mol. Opt. Phys.* **92**, 023809 (2015).
 51. M. B. Agranat, O. V. Chefonov, A. V. Ovchinnikov, S. I. Ashitkov, V. E. Fortov, and P. S. Kondratenko, "Damage in a Thin Metal Film by High-Power Terahertz Radiation," *Phys. Rev. Lett.* **120**, 085704 (2018).
 52. Y. Shen, T. Watanabe, D. A. Arena, C. Kao, J. B. Murphy, T. Y. Tsang, X. J. Wang, and G. L. Carr, "Nonlinear Cross-Phase Modulation with Intense Single-Cycle Terahertz Pulses," *Phys. Rev. Lett.* **043901**, 1–4 (2007).
 53. J. Hebling, K. Yeh, M. C. Hoffmann, and K. A. Nelson, "High-power THz generation, THz nonlinear optics, and THz nonlinear spectroscopy," *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* **14**, 345–353 (2008).
 54. M. C. Hoffmann, N. C. Brandt, H. Y. Hwang, K. Yeh, and K. A. Nelson, "Terahertz Kerr effect," *Appl. Phys. Lett.* **95**, 231105 (2009).
 55. G. L. Carr, M. C. Martin, W. R. McKinney, K. Jordan, G. R. Neil, and G. P. Williams, "High-power terahertz radiation from relativistic electrons," *Nature* **420**, 153–156 (2002).
 56. C. Vicario, A. V. Ovchinnikov, S. I. Ashitkov, M. B. Agranat, V. E. Fortov, and C. P. Hauri, "Generation of 0.9-mJ THz pulses in DSTMS pumped by a Cr:Mg₂SiO₄ laser," *Opt. Lett.* **39**, 6632–6635 (2014).
 57. M. Shalaby and C. P. Hauri, "Demonstration of a low-frequency three-dimensional terahertz bullet with extreme brightness," *Nat. Commun.* **6**, 5976 (2015).
 58. C. Vicario, M. Jazbinsek, A. V. Ovchinnikov, O. V. Chefonov, S. I. Ashitkov, M. B. Agranat, and C. P. Hauri, "High efficiency THz generation in DSTMS, DAST and OH1 pumped by Cr:forsterite laser," *Opt. Express* **23**, 4573 (2015).
 59. H. A. Hafez, X. Chai, A. Ibrahim, S. Mondal, D. Férachou, X. Ropagnol, and T. Ozaki, "Intense terahertz radiation and their applications," *J. Opt. (United*

- Kingdom) **18**, 093004 (2016).
60. S. Mondal, H. A. Hafez, X. Ropagnol, and T. Ozaki, "MV / cm terahertz pulses from relativistic laser- plasma interaction characterized by nonlinear terahertz absorption bleaching in n -doped InGaAs," *Opt. Express* **25**, 17511–17523 (2017).
 61. T. Nagatsuma, G. Ducournau, and C. C. Renaud, "Advances in terahertz communications accelerated by photonics," *Nat. Publ. Gr.* **10**, 371–379 (2016).
 62. D. Strickland and G. Mourou, "Compression of Amplified Chirped Optical Pulses," *Opt. Commun.* **56**, 219–221 (1985).
 63. S. Preu, G. H. Döhler, S. Malzer, L. J. Wang, A. C. Gossard, S. Preu, and G. H. Do, "Tunable , continuous-wave Terahertz photomixer sources and applications," **061301**, (2012).
 64. Cook D. J. and Hochstrasser R. M., "Intense terahertz pulses by four-wave rectification in air," *Opt. Lett.* **25**, 1210–1212 (2000).
 65. K. Liu, J. Xu, T. Yuan, and X.-C. Zhang, "Terahertz radiation from InAs induced by carrier diffusion and drift," *Phys. Rev. B* **73**, 155330 (2006).
 66. L. Prechtel, L. Song, D. Schuh, P. Ajayan, W. Wegscheider, and A. W. Holleitner, "terahertz generation in freely suspended graphene," *Nat. Commun.* **3**, 1–7 (2012).
 67. P. A. Obraztsov, T. Kaplas, S. V Garnov, and M. Kuwata-gonokami, "All-optical control of ultrafast photocurrents in unbiased graphene," *Sci. Rep.* **4**, 1–6 (2014).
 68. A. V. Galeeva, S. G. Egorova, V. I. Chernichkin, L. I. Ryabova, S. N. Danilov, A. V. Nicorici, and D. R. Khokhlov, "Magnetic-field-induced terahertz photogeneration in PbTe(Ga)," *JETP Lett.* **104**, 68–70 (2016).
 69. P. Seifert, K. Vaklinova, K. Kern, M. Burghard, and A. Holleitner, "Surface State-Dominated Photoconduction and THz Generation in Topological Bi₂Te₂Se Nanowires," *Nano Lett.* **17**, 973–979 (2017).
 70. P. A. Obraztsov, D. Lyashenko, P. A. Chizhov, K. Konishi, N. Nemoto, M. Kuwata-Gonokami, E. Welch, A. N. Obraztsov, and A. Zakhidov, "Ultrafast zero-bias photocurrent and terahertz emission in hybrid perovskites," *Commun. Phys.* **1**, 14 (2018).
 71. N. L. Aleksandrov, S. B. Bodrov, M. V. Tsarev, A. A. Murzanev, Y. A. Sergeev, Y. A. Malkov, and A. N. Stepanov, "Decay of femtosecond laser-induced plasma filaments in air, nitrogen, and argon for atmospheric and subatmospheric pressures," *Phys. Rev. E* **94**, 013204 (2016).
 72. X. Chai, X. Ropagnol, A. Ovchinnikov, O. Chefonov, A. Ushakov, C. M. Garcia-Rosas, E. Isgandarov, M. Agranat, T. Ozaki, and A. Savel'ev, "Observation of crossover from intraband to interband nonlinear terahertz optics," *Opt. Lett.* **43**, 5463–5466 (2018).
 73. O. Kosareva, N. Panov, V. Makarov, I. Perezhogin, C. Marceau, Y. Chen, S. Yuan, T. Wang, H. Zeng, A. Savel'ev, and S. Leang Chin, "Polarization

- rotation due to femtosecond filamentation in an atomic gas," *Opt. Lett.* **35**, 2904–2906 (2010).
74. K. Yasuko, "Terahertz-Wave Remote Sensing," *J. Natl. Inst. Inf. Commun. Technol.* **55**, 79–81 (2008).
 75. H. Hamster, A. Sullivan, S. Gordon, and R. W. Falcone, "Short-pulse terahertz radiation from high-intensity-laser-produced plasmas," *Phys. Rev. E* **49**, 671–677 (1994).
 76. П. А. Черенков, "Видимое свечение чистых жидкостей под действием γ -радиации," *Успехи физических наук* **2**, 451 (1934).
 77. С. В. Голубев, Е. В. Суворов, and А. Г. Шалашов, "О возможности генерации терагерцового излучения при оптическом пробое плотного газа," *Письма в ЖЭТФ* **79**, 443–447 (2004).
 78. L. V. Keldysh, "Ionization in the field of a strong electromagnetic wave," *Sov. Phys. JETP* **20**, 1307–1314 (1965).
 79. A. M. Perelomov, V. S. Popov, and M. V. Terent'ev, "Ionization of atoms in an alternating electric field: II," *Sov. Phys. JETP* **24**, 207–217 (1967).
 80. M. V. Ammosov, N. V. Delone, and V. P. Krainov, "Tunnel ionization of complex atoms and of atomic ions in an alternating electromagnetic field," *Sov. Phys. JETP* **64**, 1191–1194 (1986).
 81. T. Löffler, F. Jacob, and H. G. Roskos, "Generation of terahertz pulses by photoionization of electrically biased air," *Appl. Phys. Lett.* **77**, 453–455 (2000).
 82. T. Löffler and H. G. Roskos, "Gas-pressure dependence of terahertz-pulse generation in a laser-generated nitrogen plasma," *J. Appl. Phys.* **91**, 2611–2614 (2002).
 83. M. Kress, T. Löffler, S. Eden, M. Thomson, and H. G. Roskos, "Terahertz-pulse generation by photoionization of air with laser pulses composed of both fundamental and second-harmonic waves," *Opt. Lett.* **29**, 1120–1122 (2004).
 84. X. Xie, J. Dai, and X.-C. Zhang, "Coherent Control of THz Wave Generation in Ambient Air," *Phys. Rev. Lett.* **96**, 075005 (2006).
 85. O. G. Kosareva, N. A. Panov, R. V. Volkov, V. A. Andreeva, A. V. Borodin, M. N. Esaulkov, Y. Chen, C. Marceau, V. A. Makarov, A. P. Shkurinov, A. B. Savel'ev, and S. L. Chin, "Analysis of Dual Frequency Interaction in the Filament with the Purpose of Efficiency Control of THz Pulse Generation," *J. Infrared, Millimeter, Terahertz Waves* **32**, 1157–1167 (2011).
 86. M. Esaulkov, O. Kosareva, V. Makarov, N. Panov, and A. Shkurinov, "Simultaneous generation of nonlinear optical harmonics and terahertz radiation in air: polarization discrimination of various nonlinear contributions," *Front. Optoelectron.* 1–8 (2014).
 87. M. Yamaguchi and J. Das, "Terahertz wave generation in nitrogen gas using shaped optical pulses," *J. Opt. Soc. Am. B* **26**, A90–A94 (2009).
 88. A. Houard, Y. Liu, B. Prade, and A. Mysyrowicz, "Polarization analysis of

- terahertz radiation generated by four-wave mixing in air," *Opt. Lett.* **33**, 1195–1197 (2008).
89. J.-M. Manceau, M. Massaouti, and S. Tzortzakis, "Coherent control of THz pulses polarization from femtosecond laser filaments in gases," *Opt. Express* **18**, 18894–18899 (2010).
 90. J. Dai, N. Karpowicz, and X.-C. Zhang, "Coherent Polarization Control of Terahertz Waves Generated from Two-Color Laser-Induced Gas Plasma," *Phys. Rev. Lett.* **103**, 023001 (2009).
 91. K. Y. Kim, J. H. Glowia, A. J. Taylor, and G. Rodriguez, "Terahertz emission from ultrafast ionizing air in symmetry-broken laser fields," *Opt. Express* **15**, 4577–4584 (2007).
 92. N. V. Vvedenskii, A. I. Korytin, V. A. Kostin, A. A. Murzanev, A. A. Silaev, and A. N. Stepanov, "Two-Color Laser-Plasma Generation of Terahertz Radiation Using a Frequency-Tunable Half Harmonic of a Femtosecond Pulse," *Phys. Rev. Lett.* **112**, 055004 (2014).
 93. J. Kasparian, R. Sauerbrey, and S. L. Chin, "The critical laser intensity of self-guided light filaments in air," *Appl. Phys. B* **71**, 877–879 (2000).
 94. G. Rodriguez, C. W. Siders, C. Guo, and A. J. Taylor, "Coherent Ultrafast MI-FROG Spectroscopy of Optical Field Ionization in Molecular H₂, N₂, and O₂," *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* **7**, 579–591 (2001).
 95. S. Bodrov, V. Bukin, M. Tsarev, A. Murzanev, S. Garnov, N. Aleksandrov, and A. Stepanov, "Plasma filament investigation by transverse optical interferometry and terahertz scattering.," *Opt. Express* **19**, 6829–6835 (2011).
 96. A. V. Balakin, A. V. Borodin, I. A. Kotelnikov, and A. P. Shkurinov, "Terahertz emission from a femtosecond laser focus in a two-color scheme," *J. Opt. Soc. Am. B* **27**, 16–26 (2010).
 97. A. Ushakov, R. Volkov, A. Savel'ev, P. Chizhov, V. Bukin, and S. V. Garnov, "The dependence of terahertz signal and third harmonic amplitudes on mutual polarization of two-color pump components under optical breakdown of air," *Proc. SPIE* **8846**, 884613 (2013).
 98. M. Chen, A. Pukhov, X.-Y. Peng, O. Willi, Z.-M. Sheng, and J. Zhang, "Terahertz radiation from the interaction of laser pulses with gas target," *Proc. SPIE* **7359**, 735912-1-735912-6 (2009).
 99. П. А. Чижев, А. А. Ушаков, В. В. Букин, Р. В. Волков, С. В. Гарнов и Савельев-Трофимов А. Б., "Генерация терагерцового излучения при оптическом пробое воздуха двухчастотными лазерными импульсами: с различными состояниями поляризации," *Труды ИОФАН* **70**, 78–82 (2014).
 100. A. V. Borodin, N. A. Panov, O. G. Kosareva, V. A. Andreeva, M. N. Esaulkov, V. A. Makarov, A. P. Shkurinov, S. L. Chin, and X.-C. Zhang, "Transformation of terahertz spectra emitted from dual-frequency femtosecond pulse interaction in gases," *Opt. Lett.* **38**, 1906–1908 (2013).
 101. F. Théberge, M. Châteauneuf, G. Roy, P. Mathieu, and J. Dubois, "Generation

- of tunable and broadband far-infrared laser pulses during two-color filamentation," *Phys. Rev. A* **81**, 033821 (2010).
102. K. Y. Kim, A. J. Taylor, J. H. Glowina, and G. Rodriguez, "Coherent control of terahertz supercontinuum generation in ultrafast laser – gas interactions," *Nat. Photonics* **2**, 605–609 (2008).
 103. Taek Il Oh, "Intense Terahertz Generation via Two-Color Laser Filamentation," University of Maryland (2013).
 104. A. Couairon and A. Mysyrowicz, "Femtosecond filamentation in transparent media," *Phys. Rep.* **441**, 47–189 (2007).
 105. П. А. Чижов, Р. В. Волков, В. В. Букин, А. А. Ушаков, С. В. Гарнов и А. Б. Савельев, "Генерация терагерцового излучения при фокусировке бихроматических фемтосекундных лазерных импульсов в газ и плазму," *Квантовая электроника* **43**, 347–349 (2013).
 106. J. Peñano, P. Sprangle, B. Hafizi, D. Gordon, and P. Serafim, "Terahertz generation in plasmas using two-color laser pulses," *Phys. Rev. E* **81**, 026407 (2010).
 107. А. А. Ушаков, П. А. Чижов, Р. В. Волков, В. В. Букин и С. В. Гарнов, "Зависимость эффективности генерации терагерцового излучения от состояния поляризации полей двухцветной накачки при оптическом пробое воздуха," *Краткие сообщения по физике* **7**, 31–37 (2014).
 108. C. Guo, M. Li, J. P. Nibarger, and G. N. Gibson, "Single and double ionization of diatomic molecules in strong laser fields," *Phys. Rev. A* **58**, 4271–4274 (1998).
 109. M. Kreß, T. Löffler, M. D. Thomson, R. Dörner, H. Gimpel, K. Zrost, T. Ergler, R. Moshhammer, U. Morgner, J. Ullrich, and H. G. Roskos, "Determination of the carrier-envelope phase of few-cycle laser pulses with terahertz-emission spectroscopy," *Nat. Phys.* **2**, 327–331 (2006).
 110. T. I. Oh, Y. S. You, and K. Y. Kim, "Two-dimensional plasma current and optimized terahertz generation in two-color photoionization," *Opt. Express* **20**, 19778–19786 (2012).
 111. R. V Volkov, P. A. Chizhov, A. A. Ushakov, V. V Bukin, S. V Garnov, and A. B. Savel'ev, "Optimal polarization of a two-colored pump for terahertz generation with a phase-unstable scheme," *Laser Phys.* **25**, 065403 (2015).
 112. K. Y. Kim, A. J. Taylor, J. H. Glowina, and G. Rodriguez, "Intense Broadband Terahertz Radiation via Quantum Coherent Control," *Opt. Photonics News* **19**, 49 (2008).
 113. A. V. Andreev and S. Yu. Stremoukhov, "Terahertz-radiation generation in the ionization-free regime of light-atom interaction," *Phys. Rev. A* **87**, 053416-1-053416-6 (2013).
 114. M. Kolesik and J. V. Moloney, "Nonlinear optical pulse propagation simulation: From Maxwell's to unidirectional equations," *Phys. Rev. E* **70**, 036604 (2004).

115. R. Y. Chiao, E. Garmire, and C. H. Townes, "Self-Trapping of optical beams," *Phys. Rev. Lett.* **13**, 479–482 (1964).
116. A. Nguyen, D. A. Martínez, I. Thiele, S. Skupin, and L. Bergé, "THz field engineering in two-color femtosecond filaments using chirped and delayed laser pulses THz field engineering in two-color femtosecond filaments using chirped and delayed laser pulses," *New J. Phys.* **20**, 033026 (2018).
117. A. A. Ushakov, P. A. Chizhov, V. A. Andreeva, N. A. Panov, D. E. Shipilo, M. Matoba, N. Nemoto, N. Kanda, K. Konishi, V. V. Bukin, M. Kuwata-Gonokami, O. G. Kosareva, S. V. Garnov, and A. B. Savel'ev, "Ring and unimodal angular-frequency distribution of THz emission from two-color femtosecond plasma spark," *Opt. Express* **26**, 18202–18213 (2018).
118. A. Couairon, O. G. Kosareva, N. A. Panov, D. E. Shipilo, V. A. Andreeva, V. Jukna, and F. Nesa, "Propagation equation for tight-focusing by a parabolic mirror," *Opt. Express* **23**, 31240–31252 (2015).
119. O. Kosareva, M. Esaulkov, N. Panov, V. Andreeva, D. Shipilo, P. Solyankin, A. Demircan, I. Babushkin, V. Makarov, U. Morgner, A. Shkurinov, and A. Savel'ev, "Polarization control of terahertz radiation from two-color femtosecond gas breakdown plasma," *Opt. Lett.* **43**, 90–93 (2018).
120. T. D. Donnelly, T. Ditmire, K. Neuman, M. D. Perry, and R. W. Falcone, "High-Order Harmonic Generation in Atom Clusters," *Phys. Rev. Lett.* **76**, 2472–2475 (1996).
121. I. Alexeev, T. M. Antonsen, K. Y. Kim, and H. M. Milchberg, "Self-Focusing of Intense Laser Pulses in a Clustered Gas," *Phys. Rev. Lett.* **90**, 103402 (2003).
122. T. Ditmire, R. Smith, J. Tisch, and M. Hutchinson, "High Intensity Laser Absorption by Gases of Atomic Clusters," *Phys. Rev. Lett.* **78**, 3121–3124 (1997).
123. M. Kundu and D. Bauer, "Optimizing the ionization and energy absorption of laser-irradiated clusters," *Phys. Plasmas* **15**, (2008).
124. V. M. Gordienko, M. S. Dzhidzhoev, I. A. Zhvaniya, D. N. Trubnikov, and D. O. Fedorov, "Efficient x-ray line production from laser excited CF₂Cl₂ clusters. Mixed cluster formation and control of the x-ray line yield," *Laser Phys. Lett.* **11**, (2014).
125. V. M. Gordienko, M. S. Dzhidzhoev, I. A. Zhvaniya, V. T. Platonenko, D. N. Trubnikov, and D. O. Fedorov, "Hard X-ray generation and plasma filament formation under interaction of femtosecond laser pulses with large molecular clusters," *Eur. Phys. J. D* **67**, (2013).
126. V. M. Gordienko, M. S. Djidjoev, I. A. Zhvaniya, V. P. Petukhov, V. T. Platonenko, D. N. Trubnikov, and A. S. Khomenko, "Effective generation of characteristic K-rays from large laser-excited SF₆ clusters in the presence of an Ar carrier gas," *JETP Lett.* **91**, 329–335 (2010).
127. L. M. Chen, F. Liu, W. M. Wang, M. Kando, J. Y. Mao, L. Zhang, J. L. Ma, Y. T. Li, S. V. Bulanov, T. Tajima, Y. Kato, Z. M. Sheng, Z. Y. Wei, and J.

- Zhang, "Intense high-contrast femtosecond K-shell x-ray source from laser-driven Ar clusters," *Phys. Rev. Lett.* **104**, 1–4 (2010).
128. N. B. Delone and V. P. Krainov, "Tunneling and barrier-suppression ionization of atoms and ions in a laser radiation field," *Uspekhi Fiz. Nauk* **41**, 469–485 (1998).
 129. T. Nagashima, H. Hirayama, K. Shibuya, M. Hangyo, M. Hashida, S. Tokita, and S. Sakabe, "Terahertz pulse radiation from argon clusters," *Opt. Express* **17**, 8807–8812 (2009).
 130. F. Jahangiri, M. Hashida, T. Nagashima, S. Tokita, M. Hangyo, and S. Sakabe, "Intense terahertz emission from atomic cluster plasma produced by intense femtosecond laser pulses," *Appl. Phys. Lett.* **99**, 261503 (2011).
 131. F. Jahangiri, M. Hashida, S. Tokita, T. Nagashima, M. Hangyo, and S. Sakabe, "Enhancing the energy of terahertz radiation from plasma produced by intense femtosecond laser pulses," *Appl. Phys. Lett.* **102**, 191106 (2013).
 132. A. V. Balakin, M. S. Dzhidzhoev, V. M. Gordienko, M. N. Esaulkov, I. A. Zhvaniya, K. A. Ivanov, I. A. Kotelnikov, N. A. Kuzechkin, I. A. Ozheredov, V. Y. Panchenko, A. B. Savelev, M. B. Smirnov, P. M. Solyankin, and A. P. Shkurinov, "Interaction of High-Intensity Femtosecond Radiation with Gas Cluster Beam: Effect of Pulse Duration on Joint Terahertz and X-Ray Emission," *IEEE Trans. Terahertz Sci. Technol.* **7**, 70–79 (2017).
 133. A. V. Borodin, M. N. Esaulkov, I. I. Kuritsyn, I. A. Kotelnikov, and A. P. Shkurinov, "On the role of photoionization in generation of terahertz radiation in the plasma of optical breakdown," *J. Opt. Soc. Am. B* **29**, 1911–1919 (2012).
 134. T. I. Oh, Y. S. You, N. Jhajj, E. W. Rosenthal, H. M. Milchberg, and K. Y. Kim, "Intense terahertz generation in two-color laser filamentation: energy scaling with terawatt laser systems," *New J. Phys.* **15**, 075002 (2013).
 135. G. Rodriguez and G. L. Dakovski, "Scaling behavior of ultrafast two-color terahertz generation in plasma gas targets: energy and pressure dependence," *Opt. Express* **18**, 15130–15143 (2010).
 136. M. D. Thomson, V. Blank, and H. G. Roskos, "Terahertz white-light pulses from an air plasma photo-induced by incommensurate two-color optical fields," *Opt. Express* **18**, 23173–23182 (2010).
 137. A. A. Mankova, A. V. Borodin, A. V. Kargovsky, N. N. Brandt, Q. Luo, I. K. Sakodynskaya, K. Wang, H. Zhao, A. Y. Chikishev, A. P. Shkurinov, and X. C. Zhang, "Terahertz time-domain and FTIR spectroscopic study of interaction of α -chymotrypsin and protonated tris with 18-crown-6," *Chem. Phys. Lett.* **560**, 55–59 (2013).
 138. F. Blanchard, G. Sharma, X. Ropagnol, L. Razzari, R. Morandotti, and T. Ozaki, "Improved terahertz two-color plasma sources pumped by high intensity laser beam," *Opt. Express* **17**, 6044–6052 (2009).
 139. Y. S. You, T. I. Oh, and K.-Y. Kim, "Mechanism of elliptically polarized terahertz generation in two-color laser filamentation," *Opt. Lett.* **38**, 1034–1036

- (2013).
140. K. Kim, J. H. Glowina, A. J. Taylor, and G. Rodriguez, "High-Power Broadband Terahertz Generation via Two-Color Photoionization in Gases," *IEEE J. Quantum Electron.* **48**, 797–805 (2012).
 141. H. Zhong, N. Karpowicz, and X.-C. Zhang, "Terahertz emission profile from laser-induced air plasma," *Appl. Phys. Lett.* **88**, 261103 (2006).
 142. C. D'Amico, A. Houard, M. Franco, B. Prade, A. Mysyrowicz, A. Couairon, and V. Tikhonchuk, "Conical Forward THz Emission from Femtosecond-Laser-Beam Filamentation in Air," *Phys. Rev. Lett.* **98**, 235002 (2007).
 143. Y. S. You, T. I. Oh, and K. Y. Kim, "Off-axis phase-matched terahertz emission from two-color laser-induced plasma filaments," *Phys. Rev. Lett.* **109**, 183902 (2012).
 144. V. Blank, M. D. Thomson, and H. G. Roskos, "Spatio-spectral characteristics of ultra-broadband THz emission from two-colour photoexcited gas plasmas and their impact for nonlinear spectroscopy," *New J. Phys.* **15**, 075023 (2013).
 145. A. Gorodetsky, A. D. Koulouklidis, M. Massaouti, and S. Tzortzakis, "Physics of the conical broadband terahertz emission from two-color laser-induced plasma filaments," *Phys. Rev. A* **89**, 033838 (2014).
 146. F. Buccheri and X.-C. Zhang, "Terahertz emission from laser-induced microplasma in ambient air," *Optica* **2**, 366–369 (2015).
 147. V. A. Andreeva, O. G. Kosareva, N. A. Panov, D. E. Shipilo, P. M. Solyankin, M. N. Esaulkov, P. González De Alaiza Martínez, A. P. Shkurinov, V. A. Makarov, L. Bergé, and S. L. Chin, "Ultrabroad terahertz spectrum generation from an air-based filament plasma," *Phys. Rev. Lett.* **116**, 063902 (2016).
 148. A. P. Shkurinov, A. S. Sinko, P. M. Solyankin, A. V. Borodin, M. N. Esaulkov, V. V. Annenkov, I. A. Kotelnikov, I. V. Timofeev, and X. C. Zhang, "Impact of the dipole contribution on the terahertz emission of air-based plasma induced by tightly focused femtosecond laser pulses," *Phys. Rev. E* **95**, 043209 (2017).
 149. S. Yuan, M. Li, Y. Feng, H. Li, L. Zheng, S. L. Chin, and H. Zeng, "Filament-induced ultrafast birefringence in gases," *J. Phys. B At. Mol. Opt. Phys.* **48**, 094018 (2015).
 150. S. Yuan, T.-J. Wang, H. Pan, L. Zheng, S. L. Chin, and H. Zeng, "Pulse polarization evolution and control in the wake of molecular alignment inside a filament," *Opt. Express* **23**, 5582–5589 (2015).
 151. N. Panov, V. Andreeva, O. Kosareva, A. Shkurinov, V. A. Makarov, L. Bergé, and S. L. Chin, "Directionality of terahertz radiation emitted from an array of femtosecond filaments in gases," *Laser Phys. Lett.* **11**, 125401 (2014).
 152. C. Köhler, E. Cabrera-Granado, I. Babushkin, L. Bergé, J. Herrmann, and S. Skupin, "Directionality of terahertz emission from photoinduced gas plasmas," *Opt. Lett.* **36**, 3166 (2011).
 153. S. Y. Stremoukhov and A. V. Andreev, "Spatial variations of the intensity of THz radiation emitted by extended media in two-color laser fields," *Laser Phys.*

- Lett. **12**, 015402 (2015).
154. H. A. Zahl and M. J. E. Golay, "Pneumatic heat detector," *Rev. Sci. Instrum.* **17**, 511–515 (1946).
 155. В. А. Котельников, *Проблемы Современной Радиотехники и Электроники*, "Наука" (1980).
 156. D. B. Rutledge, S. E. Schwarz, and A. T. Adams, "Infrared and submillimetre antennas," *Infrared Phys.* **18**, 713–729 (1978).
 157. K. A. McIntosh, E. R. Brown, K. B. Nichols, O. B. McMahon, W. F. Dinatale, and T. M. Lyszczarz, "Terahertz photomixing with diode lasers in low-temperature-grown GaAs," *Appl. Phys. Lett.* **67**, 3844–3846 (1995).
 158. N. C. J. Van Der Valk, T. Wenckebach, and P. C. M. Planken, "Full mathematical description of electro-optic detection in optically isotropic crystals," *J. Opt. Soc. Am. B* **21**, 622–631 (2004).
 159. Dai J., Xie X., and X.-C. Zhang, "Detection of Broadband Terahertz Waves with a Laser-Induced Plasma in Gases," *Phys. Rev. Lett.* **97**, 103903 (2006).
 160. N. Karpowicz, J. Dai, X. Lu, Y. Chen, M. Yamaguchi, H. Zhao, X. C. Zhang, L. Zhang, C. Zhang, M. Price-Gallagher, C. Fletcher, O. Mamer, A. Lesimple, and K. Johnson, "Coherent heterodyne time-domain spectrometry covering the entire "terahertz gap,"" *Appl. Phys. Lett.* **92**, 011131-1-011131-3 (2008).
 161. R. S. Finn and J. F. Ward, "Dc-Induced optical second-harmonic generation in the inert gases," *Phys. Rev. Lett.* **26**, 285–289 (1971).
 162. Z. Jiang and X. Zhang, "Terahertz Imaging via Electrooptic Effect," *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.* **47**, 2644–2650 (1999).
 163. J. L. Johnson, T. D. Dorney, and D. M. Mittleman, "Interferometric imaging with terahertz pulses," *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* **7**, 592–599 (2001).
 164. L. Zhang, Y. Zhang, C. Zhang, Y. Zhao, and X. Liu, "Terahertz multiwavelength phase imaging without 2π ambiguity," *Opt. Lett.* **31**, 3668 (2006).
 165. L. Zhang, H. Zhong, C. Deng, C. Zhang, and Y. Zhao, "Terahertz wave reference-free phase imaging for identification of explosives," *Appl. Phys. Lett.* **92**, 2006–2009 (2008).
 166. W. L. Chan, J. Deibel, and D. M. Mittleman, "Imaging with terahertz radiation," *Reports Prog. Phys.* **70**, 1325–1379 (2007).
 167. H. Zhong, J. Xu, X. Xie, T. Yuan, R. Reightler, E. Madaras, and X. C. Zhang, "Nondestructive defect identification with terahertz time-of-flight tomography," *IEEE Sens. J.* **5**, 203–207 (2005).
 168. C.-Y. Jen and C. Richter, "Sample Thickness Measurement with THz - TDS : Resolution and Implications," *J. Infrared, Millimeter, Terahertz Waves* **35**, 840–459 (2014).
 169. D. M. Mittleman, R. H. Jacobsen, and M. C. Nuss, "T-ray imaging," *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* **2**, 679–692 (1996).
 170. K.-E. Peiponen, J. A. Zeitler, and M. Kuwata-Gonokami, *Terahertz*

- Spectroscopy and Imaging*, Springer S (Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2013), Vol. 171.
171. W. Sun, X. Wang, and Y. Zhang, "Continuous wave terahertz phase imaging with three-step phase-shifting," *Optik (Stuttg)*. **124**, 5533–5536 (2013).
 172. M. S. Heimbeck, M. K. Kim, D. a Gregory, and H. O. Everitt, "Terahertz digital holography using angular spectrum and dual wavelength reconstruction methods.," *Opt. Express* **19**, 9192–9200 (2011).
 173. A. Bandyopadhyay, A. Stepanov, B. Schulkin, M. D. Federici, A. Sengupta, D. Gary, J. F. Federici, R. Barat, Z.-H. Michalopoulou, and D. Zimdars, "Terahertz interferometric and synthetic aperture imaging.," *J. Opt. Soc. Am. A. Opt. Image Sci. Vis.* **23**, 1168–78 (2006).
 174. M. Usami, M. Yamashita, K. Fukushima, C. Otani, and K. Kawase, "Terahertz wideband spectroscopic imaging based on two-dimensional electro-optic sampling technique," *Appl. Phys. Lett.* **86**, 1–3 (2005).
 175. T. Yasui, M. Jewariya, T. Yasuda, M. Schirmer, T. Araki, and E. Abraham, "Real-time two-dimensional spatiotemporal terahertz imaging based on noncollinear free-space electrooptic sampling and application to functional terahertz imaging of moving object," *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* **19**, (2013).
 176. T. Yasuda, Y. Kawada, H. Toyoda, A. Nakanishi, K. Akiyama, and H. Takahashi, "Fast frequency-resolved terahertz imaging," *Rev. Sci. Instrum.* **82**, (2011).
 177. N. C. J. van der Valk, W. a M. van der Marel, and P. C. M. Planken, "Terahertz polarization imaging.," *Opt. Lett.* **30**, 2802–2804 (2005).
 178. D. M. Mittleman, S. Hunsche, L. Boivin, and M. C. Nuss, "T-ray tomography," *Opt. Lett.* **22**, 904–906 (1997).
 179. J. L. Johnson, T. D. Dorney, and D. M. Mittleman, "Enhanced depth resolution in terahertz imaging using phase-shift interferometry," *Appl. Phys. Lett.* **78**, 835–837 (2001).
 180. A. B. Ruffin, J. Van Rudd, J. Decker, L. Sanchez-Palencia, L. Le Hors, J. F. Whitaker, and T. B. Norris, "Time reversal terahertz imaging," *IEEE J. Quantum Electron.* **38**, 1110–1119 (2002).
 181. K. Y. Kim, B. Yellampalle, G. Rodriguez, R. D. Averitt, A. J. Taylor, and J. H. Glowia, "Single-shot, interferometric, high-resolution, terahertz field diagnostic," *Appl. Phys. Lett.* **88**, 041123 (2006).
 182. L. Zhang, N. Karpowicz, C. Zhang, Y. Zhao, and X. Zhang, "Real-time nondestructive imaging with THz waves," *Opt. Commun.* **281**, 1473–1475 (2008).
 183. П. А. Чижев, А. А. Ушаков, В. В. Букин и С. В. Гарнов, "Измерение методом интерферометрии пространственно-временного распределения поля терагерцевых импульсов в электрооптическом кристалле," *Квантовая электроника* **45**, 434–436 (2015).

184. Q. Wu, T. D. Hewitt, and X. C. Zhang, "Two-dimensional electro-optic imaging of THz beams," *Appl. Phys. Lett.* **69**, 1026–1028 (1996).
185. Q. Wu, F. G. Sun, P. Campbell, and X. C. Zhang, "Dynamic range of an electro-optic field sensor and its imaging applications," *Appl. Phys. Lett.* **68**, 3224–3226 (1996).
186. N. V Petrov, M. S. Kulya, A. N. Tsypkin, V. G. Bespalov, and A. Gorodetsky, "Application of Terahertz Pulse Time-Domain Holography for Phase Imaging," *IEEE Trans. TERAHERTZ Sci. Technol.* **6**, 464–472 (2016).
187. A. Rice, Y. Jin, X. F. Ma, X. C. Zhang, D. Bliss, J. Larkin, and M. Alexander, "Terahertz optical rectification from $\langle 110 \rangle$ zinc-blende crystals," *Appl. Phys. Lett.* **64**, 1324–1326 (1994).
188. A. A. Ushakov, M. Matoba, N. Nemoto, N. Kanda, K. Konishi, P. A. Chizhov, N. A. Panov, D. E. Shipilo, V. V. Bukin, M. Kuwata-Gonokami, J. Yumoto, O. G. Kosareva, S. V. Garnov, and A. B. Savel'ev, "Backward terahertz radiation from the two-color femtosecond laser filament," *JETP Lett.* **106**, 706–708 (2017).
189. Z. Jiang and X.-C. Zhang, "2D measurement and spatio-temporal coupling of few-cycle THz pulses," *Opt. Express* **5**, 243–248 (1999).
190. M. Takeda, H. Ina, and S. Kobayashi, "Fourier-transform method of fringe-pattern analysis for computer-based topography and interferometry," *J. Opt. Soc. Am.* **72**, 156 (1982).
191. S. Casalbuoni, H. Schlarb, B. Schmidt, P. Schmüser, B. Steffen, and A. Winter, "Numerical studies on the electro-optic detection of femtosecond electron bunches," *Phys. Rev. Spec. Top. - Accel. Beams* **11**, 1–18 (2008).
192. C. Vicario, M. Shalaby, and C. P. Hauri, "Subcycle Extreme Nonlinearities in GaP Induced by an Ultrastrong Terahertz Field," *Phys. Rev. Lett.* **118**, 083901 (2017).
193. Raffaele Grella, "Fresnel Propagation and Diffraction," *J. Opt.* **13**, 367–374 (1982).